ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

СМИРНОВ КОНСТАНТИН ВЛАДИМИРОВИЧ

ОСОБЕННОСТИ РАЗОГРЕВА И РЕЛАКСАЦИИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ И 2D ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИНФРАКРАСНОГО И ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНОВ

Специальность 01.04.07 - «Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Москва, 2013

Содержание

Список сокращений и условных обозначений	7
Введение	11
Глава 1. Эффект электронного разогрева в тонких пленках	
сверхпроводников и полупроводниковых гетероструктурах и его	
использование при создании сверхпроводниковых и	
полупроводниковых приемников излучения. Обзор	33
1.1. Разогрев электронов в тонкопленочных сверхпроводниковых NbN	
наноструктурах излучением ближнего инфракрасного диапазона и	
механизм детектирования NbN сверхпроводниковыми полосками	
одиночных ИК фотонов. Основные типы и направления использования	
детекторов одиночных фотонов ИК излучения	34
1.1.1. Основные типы однофотонных детекторов ближнего	
инфракрасного диапазона волн	34
1.1.2. Области использования однофотонных детекторов ИК	
диапазона	41
1.1.3. Механизм детектирования одиночных фотонов	
сверхпроводниковыми полосками, по которым протекает	
транспортный ток	58
1.2. Эффект электронного разогрева и энергетическая релаксация 2D	
электронов в одиночных гетеропереходах AlGaAs/GaAs	63
1.2.1. Основные механизмы энергетической релаксации электронов	
и основные положения теории электрон-фононного	
взаимодействия в гетероструктурах AlGaAs/GaAs	66
1.2.2. Гетеродинное преобразование частоты излучения	
терагерцового диапазона полупроводниковыми гетеропереходами	
AlGaAs/GaAs	83
1.2.3. Обзор экспериментальных исследований электрон-	
фононного взаимодействия в гетероструктурах AlGaAs/GaAs	89

1.3.2. Гетеродинные преобразователи терагерцового частоты излучения на основе эффекта электронного разогрева в тонких NbN 100 пленках 1.4. Выбор объекта исследования и постановка задачи 109 Глава 2. Планарная тонкопленочная технология 113 сверхпроводниковых NbN наноструктур..... 2.1. Разработка метода осаждения тонких NbN пленок..... 114 2.2. Методы структурирования сверхпроводниковых NbN пленок на электронной фото литографий, основе И химического, плазмохимического И реактивного 124 травления.....

Глава	3.	Метод	(ики,	схемы,	оборудо	вание	экспериментальных	
исслед	obai	ний	полуп	роводни	ковых	И	сверхпроводниковых	
структ	ур	•••••						161
3.1 Исс	ледо	ование л	AlGaAs	s/GaAs ге	етеростру	/ктур		161

3.1.1 Метод миллиметровой релаксометрии для исследований времен энергетической релаксации В гетероструктурах AlGaAs/GaAs..... 162 3.1.2 Осцилляции Шубникова-де Гааза в двумерном электронном газе AlGaAs/GaAs гетероструктур..... 167 3.2 Взаимодействие излучения терагерцового диапазона с NbN сверхпроводниковыми наноструктурами 170 3.2.1 эффективности преобразования Исследование частоты терагерцового излучения NbN наноструктурами 170 3.2.2 Измерение времени энергетической релаксации неравновесных электронов в NbN наноструктурах при разогреве 172 носителей заряда излучением терагерцового диапазона..... 3.2.3 Согласование терагерцового излучения с NbN сверхпроводниковыми наноструктурами 173 3.2.4 Измерение мощности терагерцового излучения, поглощенного NbN наноструктурами при гетеродинном преобразовании частоты..... 175 3.3 Взаимодействия одиночных фотонов ИК излучения с узкими полосками из сверхпроводниковых пленок NbN 175 3.3.1 Исследование квантовой эффективности и ШУМОВЫХ характеристик взаимодействия одиночных фотонов ИК излучения 176 с узкими полосками из сверхпроводниковых пленок NbN 3.3.2 Исследование временной нестабильности (джиттера) импульса напряжения на сверхпроводниковой полоске при поглощении одиночных ИК фотонов 179 Глава 4. **2D** Энергетическая релаксация электронов В полупроводниковых гетероструктурах AlGaAs/GaAs при

разогреве излучением терагерцового диапазона частот 181 4.1 Исследуемые структуры на основе одиночных AlGaAs/GaAs

4

ИХ

гетеропереходов	181
-----------------	-----

4.2 Время энергетической релаксании электронов гетероструктур	
AlGaAs/GaAs в квазиравновесных условиях	186
4.3 Время энергетической релаксации электронов в гетероструктурах	
AlGaAs/GaAs в магнитном поле, перпендикулярном 2D слою	197
4.4 Эффективность гетеродинного преобразования частоты одиночным	
гетеропереходом AlGaAs/GaAs	203
4.5 Оптимальная мощность гетеродинного источника для	
преобразования частоты с использованием гетероструктур	
AlGaAs/GaAs	208
4.6 Выводы	210
Глава 5. Взаимодействие излучения терагерцового диапазона с NbN	
сверхпроводниковыми наноструктурами	212
5.1 Время энергетической релаксации электронов в NbN	
наноструктурах при разогреве носителей заряда излучением	
терагерцового диапазона частот	212
5.2 Эффективность преобразования частоты терагерцового излучения	
NbN наноструктурами	221
5.3 Согласование терагерцового излучения с NbN	
сверхпроводниковыми наноструктурами	229
5.4 Мощность, поглощенная NbN наноструктурами при гетеродинном	
преобразовании частоты терагерцового излучения	235
5.5 Болометрический эффект при преобразовании частоты	
терагерцового излучения NbN наноструктурами	242
5.6 Выводы	24949

6.1 Эффект детектирования одиночных фотонов сверхпроводниковымитонкопленочнымиNbN251

полосками.....

6.2 Квантовая эффективность взаимодействия одиночных фотонов ИК излучения со сверхпроводниковыми тонкопленочными NbN полосками 256 6.3 Время релаксации в сверхпроводящее состояние тонкопленочных NbN полосок при нарушении сверхпроводимости ИК фотонами 265 6.4 Предельно достижимый уровень шумов сверхпроводниковой тонкопленочной NbN полоски, как счетчика ИК фотонов 269 Временная нестабильность нарушения сверхпроводимости в 6.5 тонкопленочной NbN полоске при поглощении ИК фотонов 276 6.6 Практическая реализация приемников фотонов одиночных инфракрасного на основе сверхпроводниковых диапазона тонкопленочных NbN полосок 280 285 6.7 Выводы..... 288 Заключение..... Публикации..... 291 Литература..... 299

Список сокращений и условных обозначений

2DEG - Двумерный Электронный Газ (2-Dimensions Electron Gas)

ВАХ - вольт-амперная характеристика

ВТСП - высокотемпературная сверхпроводимость

ДБШ - диод на барьере Шоттки

ИК - инфракрасный

ЛОВ - лампа обратной волны

СИС - структура «сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник»

СКВИД (SQUID) – сверхпроводниковый квантовый интерферометр (Superconducting QUantum Interference Device)

АРD (ЛФД) - лавинный фотодиод (Avalanche PhotoDiode)

FFO – генератор, основанный на вязком течении джозефсоновских вихрей (Flux Flow Oscillator)

НЕВ - болометр на горячих электронах (Hot Electron Bolometer)

Jitter (Timing Jitter) - временная нестабильность импульса напряжения

LIDAR-технологии - технологии лазерной дальнометрии (Light Detection And Ranging)

NEP - эквивалентная мощность шума (Noise Equivalent Power)

PICA - бесконтактный метод оптического анализа микросхем с пикосекундным paspeшeнием (Picosecond Imaging Circuit Analysis)

РМТ (ФЭУ) - фотоэлектронный умножитель (Photo Multiplier Tube)

QKD - передача (распределение) квантового ключа в криптографии (Quantum Key Distribution)

SMF - одномодовое оптическое волокно (Single-Mode Fiber)

SSPD - сверхпроводниковый однофотонный детектор (Superconducting Single Photon Detector)

TAC - время - амплитудный преобразователь (Time to Amplitude Converter)

TCSPC – корреляционный счет фотонов (Time-Correlated Single Photon Counting)

- TES детектор на сверхпроводящем переходе (Transition Edge Sensor)
- В индукция магнитного поля
- c_e теплоемкость электронного газа в расчете на один электрон
- с_е электронная удельная теплоемкость
- с_р фононная удельная теплоемкость
- *D*_{dif} коэффициент диффузии
- *D*_f спектральная плотность излучения
- D темп темновых отсчетов однофотонного детектора (Dark Counts)
- е заряд электрона
- *f* частота
- G коэффициент преобразования
- *h*, *ћ* постоянная Планка
- Н показатель качества однофотонных детекторов
- hv энергия фотона
- *I* ток
- *I*_c критический ток
- *j* плотность тока
- j_c плотность критического тока
- К теплопроводность
- k волновой вектор
- *k*_{*B*} постоянная Больцмана
- L потери преобразования
- l_{el} длина свободного пробега электронов
- L_g глубина проникновения электрического поля
- L_{th} длина термализации электронов
- *m** эффективная масса электрона
- *n* концентрация электронов
- n_s концентрация двумерных электронов
- N(0) плотность состояний на поверхности Ферми
- *N_H* плотность состояний

Р-мощность

- *P*_{LO} мощность гетеродинного источника
- $P_{\scriptscriptstyle DC}\,$ мощность постоянного тока
- q волновой вектор фонона
- *Q*₆ внутренняя квантовая эффективность
- Q_{∂} квантовая эффективность детектора
- Q_c системная квантовая эффективность
- Q_e мощность энергетических потерь в расчете на один электрон
- **QE** квантовая эффективность
- *R* сопротивление
- R_{sq} поверхностное сопротиавление
- *s*_{*λ*} скорость звука
- Т температура
- *T_c* температура сверхпроводящего перехода
- T_e электронная температура
- *T*_N шумовая температура
- T_{ph} решеточная температура (температура фононной подсистемы)
- ⊿ энергетическая щель сверхпроводника
- *∆В* полоса преобразования
- Δt временное разрешение однофотонного детектора
- ΔT_H флуктуационная чувствительность
- $\hbar\omega_{LO}$ энергия оптического фонона
- α коэффициент акустического согласования
- ε_F энергия Ферми
- у постоянная Зоммерфельда
- λ длина волны излучения
- μ подвижность электронов
- *v* фактор заполнения
- Θ эффективная температура

- ρ удельное сопротивление
- $v_{\scriptscriptstyle F}$ скорость Ферми
- τ время интегрирования
- *т*_е время энергетической релаксации электронов
- au_{es} время ухода неравновесных фононов в подложку
- *т*_{th} время термализации электронов
- au_{LO} время жизни оптического фонона
- τ_Q время релаксации зарядового разбаланса
- *т*_{*e-е*} время электрон-электронного взаимодействия
- *т*_{*e-ph*} время электрон-фононного взаимодействия
- $\tau_{\it ph-e}$ время фонон-электронного взаимодействия
- $\varpi_{\!\scriptscriptstyle c}$ циклотронная частота
- ξ длина когерентности

Введение

Диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию эффектов электронного разогрева излучением широкого диапазона – от видимого до дальнего инфракрасного (ИК) и энергетической релаксации носителей тока В наноструктурах, созданных на основе тонких сверхпроводниковых пленок NbN, и в полупроводниковых гетероструктурах AlGaAs/GaAs. Общность различных направлений исследований состоит в изучении особенностей неравновесных процессов в сверхпроводниковых и полупроводниковых структурах с использованием схожих методов и подходов, в выявлении и демонстрации влияния технологии создания структур на исследуемые процессы, а также направленностью исследований на создание практических устройств – рекордных по характеристикам детекторов видимого, инфракрасного и дальнего инфракрасного излучений.

Составной частью исследования неравновесных процессов В сверхпроводниковых устройствах является разработка планарной тонкопленочной технологии NbN структур нанометрового масштаба, включающей процессы осаждения и структурирования тонких пленок сверхпроводников, изучение структурных и сверхпроводящих свойств пленок, выявление влияния отдельных технологических операций на качество NbN пленок, характеристики структур и детекторов на их основе.

Экспериментально полученные в рамках проведенного исследования новые знания о разогреве электронов излучением видимого, инфракрасного и дальнего инфракрасного диапазонов в сверхпроводниковых тонкопленочных NbN структурах и полупроводниковых гетероструктурах AlGaAs/GaAs, a также знания о механизмах и динамике энергетической релаксации неравновесных носителей заряда, были использованы ДЛЯ создания чувствительных и быстродействующих смесителей терагерцового диапазона, а также детекторов одиночных фотонов видимого и инфракрасного излучений.

В диссертации отражены результаты исследований автора, проведенных в 1995 - 2012 годах, в рамках руководимых им проектов Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты №№ 02-02-16774-а, 07-02-13626офи ц, 09-02-12364-офи м, 12-02-01291-а), Министерства образования и Федерации науки Российской (государственные контракты NoNo 16.513.11.3017, П905, 14.740.11.0269), Министерства образования Российской Федерации и Германской службы академических обменов (DEUTSCHER AKADEMISCHER AUSTAUSCHDIENST (DAAD, грант № 04/38430), Американского фонда гражданских исследований (U.S. Civilian Development Foundation, RE2-2531-MO-03). Research and грант № Международной ассоциации INTAS (International Association, грант № YSF) 2002-408), Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научнотехнической сфере (государственные контракты NoNo 2979p/5388, 4698p/5388, 6191p/5388, 9888p/16984), а также в рамках других, более, чем 50 научных проектов, в которых автор являлся одним из основных исполнителей.

представленного Актуальность исследования определяется получением принципиально новых знаний об особенностях взаимодействия излучения широкого частотного диапазона с полупроводниковыми и сверхпроводниковыми структурами нанометрового масштаба, последующем электронном разогреве и дальнейшей энергетической релаксации носителей создания высокочувствительных тока, И ИХ использованием для И быстродействующих приемников видимого, инфракрасного и дальнего инфракрасного диапазонов.

В применений настоящее время развитие практических сверхпроводников осуществляется основных направлениях: В двух сильноточные И слаботочные применения. Одними ИЗ основных применений сверхпроводников разработки сильноточных являются кинетических накопителей токов, токоограничителей, ИНДУКТИВНЫХ И генераторов, электрических двигателей, синхронных компенсаторов,

трансформаторов, магнитных систем для магниторезонансных томографов, используемых в медицинских целях и для научных исследований [1-3]. Несмотря на необходимость глубокого охлаждения таких устройств, эти технологии уже нашли широкое применение. Например, соленоиды Большого Адронного Коллайдера ЦЕРН были изготовлены из сверхпроводящих NbTi проводов.

Среди слаботочных применений сверхпроводников или сверхпроводниковой электроники, к которой относится и практическая часть настоящей работы, прежде всего, необходимо выделить работы связанные с развитием Джозефсоновских переходов и основанных на них СКВИДтехнологий (СКВИД - сверхпроводниковый квантовый интерферометр от английского SQUID - Superconducting QUantum Interference Device) [4-10], нашедших применение в прецизионных измерениях предельно малых токов, напряжений и изменений магнитного потока, а также в СИС - смесителях (переход сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник) терагерцового диапазона частот. На основе низкотемпературных сверхпроводников был создан квантовый эталон напряжения, а также множество пассивных СВЧ электроники: элементов линии задержек. полосовые фильтры, амплитудные фазовые модуляторы, переключатели, И миниатюрные приемные и передающие антенны.

Практическая направленность исследования процессов разогрева и дальнейшей релаксации электронов в тонкопленочных NbN структурах излучением дальней инфракрасной области спектра (соответствующий диапазон частот ~100 ГГц – 30 ТГц), представленного в настоящей работе, состоит в создании и оптимизации сверхпроводниковых смесителей и болометров указанного частотного диапазона, обладающих рекордными значениями основных параметров – шумовой температуры, полосы преобразования и быстродействия, низкой оптимальной мощности накачки гетеродинного источника, высокого динамического диапазона.

Развитие этого направления использования сверхпроводников связано с открытием эффекта электронного разогрева, первоначально в объемных полупроводниках [11], затем в сверхпроводниковых металлических пленках [12-15], а также с созданием первых полупроводниковых InSb и GaAs болометров и смесителей [16-19], и приемников излучения на основе сверхпроводниковых микроструктур [20,21]. Исследования в этой области привели к тому, что сверхпроводниковые смесители терагерцового диапазона успешно применяются во многих проектах радиоастрономии терагерцового диапазона [22-24], которая интенсивно развивается и широко востребована в связи с тем, что излучение, приходящееся на субмиллиметровый и терагерцовый диапазоны, составляет значительную часть полного излучения наблюдаемых галактик [25] (в соответствии с результатами работ в рамках научно-исследовательского проекта COBE - COsmic Background Explorer, финансируемого NASA). Фактически, в настоящее время основными приемниками для радиоастрономии терагерцового диапазона являются СИС переходы в области частот до 1.2 ТГц и болометры на эффекте электронного разогрева в тонких сверхпроводниковых пленках на частотах свыше 1.2 ТГц. Поэтому, исследование физических основ процессов, протекающих при поглощении терагерцового излучения сверхпроводниковыми тонкопленочными структурами, а также создание и оптимизация параметров таких приемников, является актуальной задачей современной физики.

Другим перспективным направлением использования приемников терагерцового диапазона является разработка систем безопасности: обнаружение скрытых металлических и не металлических объектов в корреспонденции, багаже, а также на теле человека; разработка систем скрытой связи на расстояния в несколько единиц и десятков километров (last mile или последняя миля) [26-35]. Досмотровые системы безопасности могут работать как в активном режиме, т.е. при облучении объектов излучением терагерцового диапазона (проверка корреспонденции, багажа), так и в пассивном режиме (обнаружение скрытых на теле человека предметов),

когда источником излучения является сам человек, а контраст в изображении появляется после прохождения излучением скрытого объекта на фоне излучения человеческого тела. В первом случае легко осуществить большую скорость сканирования объекта и реализацию цветного (или спектрального) зрения с осуществлением спектрального анализа и определением вещества спрятанного объекта. В пассивном режиме обнаружения скрытых на теле человека объектов, само обнаружение возможно производить скрытно, ввиду отсутствия источника излучения, но для реализации ЭТОГО метода необходимы чувствительные и быстродействующие детекторы, например, такие, как сверхпроводниковые смесители и болометры. И если активные системы миллиметрового диапазона волн уже используются в ряде аэропортов, то системы терагерцового пассивного приема еще только находятся в стадии разработки. Для создания систем терагерцового видения применимы и перспективны и потенциально смесители на основе гетеропереходов AlGaAs/GaAs, поскольку, обладая не значительно меньшей чувствительностью, эти приборы работают при азотных температурах, что значительно упрощает реализацию практических устройств.

Принцип действия секретных систем связи last mile основано на значительном поглощении терагерцового излучения атмосферой, содержащей пары воды. При использовании предельно чувствительных детекторов возможна реализация линий связи на заданную дистанцию, с невозможностью подслушивания или обнаружения канала на больших расстояниях. Для создания таких систем также могут быть применены как сверхпроводниковые, так и полупроводниковые смесители на эффекте электронного разогрева.

Процессы энергетической релаксации электронного газа в полупроводниковых гетероструктурах, являющиеся предметом исследования настоящей диссертационной работы, важны не только для создания смесителей терагерцового диапазона частот, но также являются одним из ключевых знаний при создании большинства приборов полупроводниковой

электроники – современных транзисторов, СВЧ элементов, лазеров, диодов, фотоэлементов и пр. [36]. Уже первые применения полупроводниковых гетеропереходов [37, 38] позволили значительно улучшить параметры устройств основанных на объемных полупроводниках. Вместе с тем, процессы энергетической релаксации в полупроводниковых структурах пониженной размерности, протекающие в условиях пространственного квантования энергии носителей заряда, существенно отличаются от случая объемных полупроводников и нуждаются в детальном исследовании для оптимизации И достижения предельных параметров устройств полупроводниковой микро - и наноэлектроники, интегральной оптики, оптоэлектроники.

Дополнительным, но не менее важным по степени практической значимости направлением использования сверхпроводниковых тонкопленочных наноструктур, создание является на ИХ основе однофотонных приемников видимого И инфракрасного диапазона. Экспериментально открытый, с участием автора настоящего исследования, эффект детектирования одиночных фотонов узкими сверхпроводниковыми полосками уже позволил создать принципиально новый класс однофотонных детекторов по совокупности параметров в целом ряде практических направлений использования на много порядков величины превосходящий существующие Перспективность использования аналоги. сверхпроводниковых однофотонных детекторов уже была подтверждена экспериментально в оптической когерентной и не когерентной томографии [39-41], в бесконтактном методе оптического анализа микросхем (метод оптического анализа микросхем с пикосекундным разрешением ИЛИ Picosecond Imaging Circuit Analysis, PICA) [42-44], в квантово-оптической коммуникации и в квантовой криптографии [45-54], для корреляционного счета фотонов [55-58, A22]. Несомненно, что сверхпроводниковые однофотонные детекторы будут использованы и в других возможных однофотонных применениях исследования излучателей, ДЛЯ В

спектроскопии (например, Рамановской) ближнего инфракрасного диапазона, для создания сетей с непрерывно распределенными датчиками в сейсмологии и системах безопасности, в LIDAR технологиях (Light Detection And Ranging – обнаружение света и определение дальности) и пр.

Цель работы – исследование взаимодействия излучения видимого, инфракрасного инфракрасного И дальнего диапазонов co сверхпроводниковыми и полупроводниковыми структурами пониженной размерности нанометрового масштаба; изучение неравновесных процессов электронного разогрева и энергетической релаксации в таких структурах; разработка методов регистрации и создание высокочувствительных и быстродействующих детекторов и приемников на их основе излучений инфракрасного инфракрасного видимого, И дальнего диапазонов С использованием тонкопленочных сверхпроводниковых И полупроводниковых структур пониженной размерности.

Для реализации этой цели были поставлены следующие задачи:

1. Разработать технологию осаждения ультратонких сверхпроводниковых NbN пленок, обладающих высокими значениями температуры сверхпроводящего перехода; разработать технологию структурирования тонких пленок NbN, с характерными планарными размерами в несколько десятков нанометров, а также с сохранением высоких значений температуры сверхпроводящего перехода, наличием высоких плотностей критического тока и эффективной контактной металлизации.

2. Провести экспериментальное исследование процесса взаимодействия одиночных фотонов видимого и ближнего инфракрасного диапазонов со сверхпроводниковыми тонкими и узкими полосками, находящимися при температуре, ниже температуры сверхпроводящего перехода и в условиях, когда по сверхпроводниковой структуре протекает постоянный ток смещения, близкий к критическому току. Исследовать возможность обнаружения одиночных фотонов тонкопленочными NbN структурами.

3. Экспериментально исследовать особенности взаимодействия одиночных фотонов видимого И ближнего инфракрасного излучений co сверхпроводниковыми тонкопленочными наноструктурами на основе NbN: вероятности поглощения и возникновения импульса напряжения на концах срабатываний сверхпроводниковой полоски, вероятности темновых сверхпроводниковой наноструктуры, временные параметры взаимодействия динамику релаксации сверхпроводника после поглощения фотона к равновесному состоянию при заданной температуре, временную стабильность возникновения нарушения сверхпроводимости в NbN полоске при поглощении фотона; реализовать эффективное согласование NbN сверхпроводниковой наноструктуры с излучением ближнего инфракрасного диапазона.

4. Исследовать особенности поглощения терагерцового излучения полупроводниковыми структурами пониженной размерности на основе AlGaAs/GaAs одиночных гетеропереходов И процессов динамику дальнейшей энергетической релаксации электронов, в том числе при влиянии магнитного поля, перпендикулярного гетеропереходу, в широком диапазоне 4.2-77 К температур И при различных концентрациях двумерного электронного газа. Экспериментально исследовать возможность создания на AlGaAs/GaAs основе гетеропереходов гетеродинных приемников терагерцового излучения.

5. Исследовать процессы энергетической релаксации электронов В сверхпроводниковых тонкопленочных NbN наноструктурах при их разогреве излучением терагерцового диапазона. Изучить и экспериментально реализовать эффективное согласование сверхпроводниковых структур с терагерцовым излучением в диапазоне 0.3-30 ТГц; исследовать возможность создания быстродействующих И чувствительных сверхпроводниковых приемников терагерцового диапазона.

Объектами исследования являлись тонкие (2.5 нм - 4 нм)сверхпроводниковые пленки NbN и структуры на их основе: одиночные мостики длиной 0.1-0.3 мкм и шириной 1.5-4 мкм, сопряженные с планарными антеннами терагерцового диапазона, узкие (шириной 100 - 200 нм) и длинные (до 0.5 мм) полоски, имеющие форму меандра, заполняющего площадь от 4 x 4 мкм² до 10 x 10 мкм², а также одиночные гетероструктуры на основе перехода AlGaAs/GaAs с двумерным электронным газом.

Предметом исследований являлись эффекты взаимодействия излучения видимого, инфракрасного и дальнего инфракрасного диапазонов с гетероструктурами AlGaAs/GaAs полупроводниковыми И co сверхпроводниковыми наноструктурами, эффекты электронного разогрева и энергетической релаксации в указанных структурах, технология создания сверхпроводниковых NbN тонкопленочных наноструктур, включающая процессы осаждения и структурирования тонких сверхпроводниковых пленок.

Методы исследования

В работе использовались следующие методы:

- осаждение, исследование тонких сверхпроводниковых пленок NbN, создание сверхпроводниковых наноструктур: метод магнетронного осаждения металлических пленок, метод резистивного и электроннолучевого испарения, фотолитография, электронная литография, метод плазмохимического, химического и ионного травлений, электронная просвечивающая микроскопия, рентгенодифракционный анализ;

- экспериментальное изучение особенностей взаимодействия одиночных фотонов ИК излучения со сверхпроводниковыми тонкопленочными NbN наноструктурами, смещенными током, близким к критическому току: исследование квантовой эффективности процесса взаимодействия одиночных фотонов со сверхпроводниковыми наноструктурами путем измерения падающей мощности и подсчета импульсов напряжения на NbN

структуре, метод измерения шумовых характеристик NbN структур, метод определения временного разрешения в субнаносекундном диапазоне;

исследование взаимодействия NbN структур С излучением терагерцового диапазона частот: метод измерения релаксации сигнала фотопроводимости в миллиметровом/субмиллиметровом диапазоне волн, методы измерения ШУМОВЫХ и спектральных характеристик, метод определения вклада изменения физической температуры структуры в возникновение сигнала фотопроводимости при смешении NbN структурой терагерцового излучения источников с близкими частотами;

- изучение эффектов электронного разогрева в AlGaAs/GaAs гетероструктурах и исследование возможностей создания на их основе приемников терагерцового диапазона: метод определения концентрации двумерных носителей заряда по осцилляциям Шубникова-де Гааза, метод миллиметровой спектроскопии, методы определения собственных потерь преобразования AlGaAs/GaAs структуры.

Все исследования проводились при криогенных температурах в диапазоне 1.6-77 К с использованием жидких хладореагентов (азот и гелий), а также при использовании рефрижераторов замкнутого цикла.

В работе были получены новые научные результаты:

1. Экспериментально обнаружено новое физическое явление перехода в NbN нормальное состояние тонкопленочных сверхпроводниковых наноструктур, находящихся при температуре ниже температуры сверхпроводящего перехода и смещенных транспортным током, близким к критическому току, при поглощении одиночных фотонов видимого и ИК излучения. Экспериментально исследованы особенности такого перехода и определены характерные времена динамики разогрева и дальнейшей релаксации электронов в NbN наноструктурах при поглощении одиночных фотонов. Обнаруженный эффект позволил создать базу для дальнейших исследований взаимодействия одиночных фотонов средней и дальней ИК области спектра со сверхпроводниковыми тонкопленочными наноструктурами, а также является основой при создании нового класса однофотонных детекторов ближнего ИК диапазона, значительно превосходящих существующие аналоги.

2. Исследованы особенности взаимодействия излучения терагерцового диапазона со сверхпроводниковыми NbN наноструктурами. Определены времена энергетической релаксации электронов при их разогреве излучением дальней ИК области для NbN структур различной толщины и созданных на различных диэлектрических подложках и с использованием дополнительных согласующих слоев. Созданы структуры, для которых время энергетической релаксации, осуществляемой за счет электрон-фононного взаимодействия, является рекордно малым.

3. Исследованы процессы роста на диэлектрических подложках ультратонких (до 2 нм) сверхпроводниковых пленок NbN и формирования на их основе планарных структур нанометрового масштаба; разработана технология тонкопленочных NbN структур с характерными размерами в несколько десятков нанометров С основными сверхпроводящими характеристиками, близкими к их значениям в объемном материале. Разработанная технология включает создание к сверхпроводниковым наноструктурам контактной металлизации с предельно малым значением контактного сопротивления, а также разработку топологии основанных на NbN структурах приемников терагерцового и инфракрасного диапазонов, обладающих рекордными значениями чувствительности и быстродействия.

4. Впервые методом миллиметровой спектроскопии в квазиравновесных условиях измерено время энергетической релаксации $\tau_e 2D$ электронного газа гетероструктур AlGaAs/GaAs в широком интервале температур, а также при влиянии магнитного поля, перпендикулярного поверхности гетероперехода и В зависимости OT концентрации двумерных электронов. Выделены температурные интервалы доминирования различных механизмов релаксации 2D электронов AlGaAs/GaAs гетероструктур С участием

акустических и оптических фононов; определен вклад в темп энергетической релаксации 2D электронов в магнитном поле переходов носителей заряда внутри последнего занятого уровня Ландау и межуровневых переходов.

5. На основе изученных процессов разогрева и энергетической релаксации носителей заряда в сверхпроводниковых тонкопленочных NbN наноструктурах и 2D гетеропереходах AlGaAs/GaAs разработаны, созданы и исследованы высокочувствительные и быстродействующие приемники инфракрасного и терагерцового диапазонов:

- Впервые создан однофотонный детектор видимого, ближнего и инфракрасного диапазонов ультратонких среднего на основе сверхпроводниковых пленок NbN; экспериментально исследованы его основные характеристики: квантовая эффективность, временное разрешение, максимальная скорость счета, предельно достижимый уровень темновых срабатываний, влияние на вероятность темнового счета засветки фоновым однофотонные излучением. Созданные детекторы ПО совокупности параметров превосходят ближайшие аналоги значительно полупроводниковые лавинные диоды и фотоэлектронные умножители;

- Разработаны, созданы и экспериментально исследованы сверхпроводниковые NbN смесители терагерцового диапазона (0.7-30 ТГц) с фононным каналом охлаждения горячих электронов, обладающие рекордными значениями шумовой температуры, полосы преобразования, оптимальной мощности гетеродинного источника;

- На основе AlGaAs/GaAs гетероструктур созданы и исследованы смесители терагерцового диапазона волн с фононным каналом охлаждения горячих электронов. Определены основные характеристики смесителей – внутренние потери преобразования, шумовая температура, полоса преобразования, оптимальная мощность гетеродинного источника.

Научные положения, выносимые на защиту:

1. Нарушение сверхпроводимости по всему сечению сверхпроводника, охлажденного ниже температуры сверхпроводящего перехода и смещенного током, близким к критическому току I_c при заданной температуре, возможно при поглощении одиночного фотона излучения видимого и ближнего инфракрасного диапазонов. В случае использования сверхпроводниковой пленки NbN толщиной 4 нм и шириной ~100 нм с критической температурой ~11 К нарушение сверхпроводимости при поглощении одиночного фотона при поглощении одиночного фотона с критической температурой ~11 К нарушение сверхпроводимости при поглощении одиночного фотона происходит при смещении сверхпроводниковой полоски током I~0.9-0.95 I_c ; при одновременном поглощением двух или трех фотонов нарушение сверхпроводимости при I~0.8 I_c и I~0.6-0.65 I_c соответственно.

2. Вероятность нарушения сверхпроводимости В сечении сверхпроводниковой NbN полоски при поглощении одиночного фотона диапазонов видимого И инфракрасного определяется максимальным отклонением ширины сверхпроводниковой полоски от его среднего значения, и для лучших структур составляет 95-100 %.

3. Время восстановления сверхпроводимости И временная нестабильность момента нарушения сверхпроводимости в полоске NbN при поглощении одиночного фотона видимого и инфракрасного диапазона, зависят геометрии NbN сверхпроводниковой полоски: OT время сверхпроводимости восстановления определяется кинетической индуктивностью сверхпроводниковой полоски, временная нестабильность момента нарушения сверхпроводимости зависит от тока, протекающего через сверхпроводниковой сверхпроводник И длины полоски; ДЛЯ сверхпроводниковой полоски длиной 250 мкм, изготовленной из NbN пленки толщиной 4 нм, шириной ~100 нм и критическим током более 20 мкА время 10 нс. нестабильность сверхпроводимости составляет восстановления момента нарушения сверхпроводимости - менее 50 пс.

4. Время энергетической релаксации горячих электронов с фононным каналом охлаждения в тонких сверхпроводниковых пленках NbN определяется акустическим согласованием на границе пленка-подложка и для пленки NbN толщиной 2 нм, осажденной на подложке Si с согласующим слоем MgO толщиной 200 нм, составляет рекордное значение – 34 пс; время энергетической релаксации горячих электронов с фононным каналом охлаждения для пленок NbN на кварцевой подложке с буферным слоем MgO толщиной 200 нм.

5. интервале температур $4.2 \text{ K} < T_e < 77 \text{ K}$ в гетероструктурах В AlGaAs/GaAs время энергетической релаксации двумерных носителей определяется электронной температурой и не зависит от температуры кристаллической решетки. В гетероструктурах AlGaAs/GaAs С концентрацией носителей $n_s=4.2\cdot10^{11}$ см² в области электронных температур 10 K<*T*<21 K преобладает энергии релаксация электронов на деформационном потенциале с характерным временем $\tau_e = 0.6$ нс, не зависящем от электронной температуры; рассеяние на оптических фононах проявляется при электронных температурах $T_e>25$ К.

6. Вследствие квантования энергии электронов в гетероструктурах AlGaAs/GaAs с концентрацией электронов n_s =5.2·10¹¹ см² при температуре *T*=4.2 К и в магнитном поле *B*~1 Тл, перпендикулярном 2D плоскости, скорость энергетической релаксации уменьшается на порядок по сравнению со случаем *B*=0; в магнитных полях больших 1 Тл скорость энергетической релаксации осциллирует, подобно осцилляциям сопротивления Шубниковаде Гааза; в области больших магнитных полей (v<4) энергетическая релаксация осуществляется за счет электрон-фононных переходов внутри уровня Ландау; вклад электрон-фононных переходов между уровнями Ландау проявляется в области магнитных полей соответствующих v>4.

7. Зависимость времени энергетической релаксации двумерных электронов τ_e гетероструктур AlGaAs/GaAs с концентрациями электронов в диапазоне n_s =1.6-6.6 $\cdot 10^{11}$ см² при температуре 4.2 К подчиняется

соотношению вида $\tau_e \sim \alpha_1 \cdot \sqrt{n_s}$, где $\alpha_1 \approx 1.4 \cdot 10^{-15}$ и не зависит от подвижности двумерных электронов.

8. Системная квантовая эффективность NbN однофотонных детекторов ограничена величиной оптического согласования детектора с излучением и поглощением излучения сверхпроводниковой наноструктурой; лучшие значения системной квантовой эффективности для детекторов, интегрированных со стандартным одномодовым волокном, составляют 45 % и 35 % на длинах волн 1.26 мкм и 1.55 мкм соответственно.

9. Минимальный уровень темнового счета системы на основе NbN однофотонных детекторов диапазона 1.26-1.55 мкм, использующей стандартное кварцевое одномодовое волокно, определяется фоновой засветкой в среднем ИК диапазоне; фильтрация фонового излучения позволяет достичь уровня темнового счета системы, работающей при 2 К, до значений менее 1 отсчета в секунду. Уровень темновых отсчетов сверхпроводниковых однофотонных NbN детекторов в условиях полной излучения экранировки детектора OT внешнего определяется температурными флуктуациями и при рабочей температуре 2 К не превышает 10⁻⁴ отсчетов в секунду.

10. Рекордные характеристики разработанных смесителей терагерцового диапазона на основе тонких пленок NbN составляют: шумовая полоса смесителей на основе пленки NbN, осажденной на подложке Si с согласующим слоем MgO - 5.2 ГГц; шумовая температура смесителя, интегрированного с планарной спиральной антенной - 370 K, 1300 K, 3100 K на частоте гетеродинного источника 0.7 ТГц, 2.5 ТГц, 3.8 ТГц соответственно; шумовая температура NbN смесителя с использованием прямого согласования излучения со смесителем - 3100 K на частоте гетеродинного источника 30 ТГц.

11. В терагерцовой области частот внутренние потери преобразования и оптимальная мощность гетеродинного источника смесителей на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs уменьшаются при увеличении подвижности

двумерных носителей заряда. Для смесителя на основе гетероструктуры AlGaAs/GaAs, работающего при температуре 77 К, с подвижностью электронов μ =2.3·10⁵ см²/В·с и концентрацией n_s =3.0·10¹¹ см⁻² значение внутренних потерь преобразования составляет 13 дБ, значение оптимальной мощности гетеродинного источника приходящейся на 1 мкм² чувствительной области составляет 200 нВт.

Достоверность полученных обеспечивается результатов использованием современных методов исследования и современного оборудования, согласием полученных данных С теоретическими И экспериментальными исследованиями других ведущих научных групп, согласованностью результатов, получаемых при проведении пошагового исследования на всех этапах работ, а также успешной работой и коммерциализацией практических устройств, созданных с использованием результатов проведенных исследований.

Практическая значимость работы

Большинство полученных результатов имеют ярко выраженную практическую направленность; часть полученных результатов уже были успешно коммерциализованы и применены на практике.

1. Разработка планарной тонкопленочной технологии сверхпроводниковых ультратонких пленок NbN и смесителей терагерцового диапазона на их основе позволила создать приемники излучения, успешно работающие на нескольких современных радиотелескопах, например, в обсерватории космического базирования HERSHEL, выведенной на орбиту в 2009 году [22]. Смесители терагерцового диапазона, как коммерческий продукт компании «СКОНТЕЛ», созданной сотрудниками Учебно-научного центра Московского педагогического государственного университета при непосредственном участии автора настоящей работы, были поставлены научной группе Чалмерского университета (Швеция), работающей над созданием приемника терагерцового излучения для телескопа наземного

базирования APEX (the Atacama Pathfinder Experiment) [23] на плато Атакама в Чили.

2. На основе полученных фундаментальных представлений о механизмах взаимодействия сверхпроводниковых тонкопленочных наноструктур с компанией СКОНТЕЛ были излучением терагерцового диапазона, разработаны и в настоящее время успешно коммерциализуются терагерцовые болометры частотного диапазона 0.1-70 ТГц. Предлагаемые компанией болометрические приемные системы являются одними ИЗ самых чувствительных и быстродействующих приемников терагерцового диапазона частот.

3. На основе открытого эффекта детектирования сверхпроводниковыми тонкими и узкими полосками одиночных фотонов видимого и инфракрасного спектра И исследований его особенностей диапазонов компанией «СКОНТЕЛ» в настоящее время созданы несколько типов приемников одиночных фотонов диапазона 0.8-2 мкм. Эти приемники нашли применение в более чем ста ведущих научно-исследовательских центрах, институтах, университетах, крупных коммерческих компаниях во многих странах Европы, а также в США, Японии, Канаде, Израиле, Китае. В 2012 году компанией «СКОНТЕЛ» при поддержке Министерства образования и науки ΡФ квантовокриптографической начато создание систем связи с использованием приемников одиночных фотонов в рамках Федеральной Целевой Программы.

4. Изученные в работе особенности взаимодействия излучения терагерцового диапазона с полупроводниковыми двумерными структурами позволили создать на основе одиночных гетеропереходов AlGaAs/GaAs гетеродинные детекторы дальнего инфракрасного диапазона, работающие при азотной температуре и имеющие высокое быстродействие.

Совокупность полученных в диссертации результатов является крупным научным достижением в области физики конденсированного состояния – экспериментальным изучением процессов разогрева и

энергетической релаксации электронов в сверхпроводниковых наноструктурах и полупроводниковых 2D структурах. Проведенное исследование соответствует паспорту специальности 01.04.07 – физика конденсированного состояния.

Апробация результатов

Результаты исследований, изложенные в диссертации, докладывались на следующих конференциях: III, V Всероссийской конференции по физике полупроводников "Полупроводники '97", Москва, Россия, (1997), Нижний Россия, (2001); International semiconductor device Новгород. research symposium, Charlottesville, USA, (1997); the 24th International Conference on the Physics of Semiconductors, Jerusalem, Israel, (1998); Applied Superconductivity Conference, Virginia Beach, USA, (2000); the 12th, 13th, 14th, 15th, 16th, 17th International Symposium on Space Terahertz Technology, San Diego, USA, (2001), Cambridge, MA, USA, (2002), Arizona, USA, (2003), Northampton, Massachusetts, USA, (2004), Gothenburg, Sweden, (2005), Paris, France, (2006); Fifth ISTC Scientific Advisory Committee Seminar "Nanotechnologies in the area of physics, chemistry and biotechnology", St. Petersburg, Russia, (2002); the 26th International Conference on the Physics of Semiconductors, Edinburgh, Scotland, UK, (2002); International Quantum Electronic Conference, Moscow, Russia, (2002); VIII Всероссийской школе-семинаре «Волновые явления в неоднородных Красновидово, Московская область, Россия, (2002); Applied средах», Superconductivity Conference, Houston, Texas, USA, (2002), Jacksonville, USA, (2004); International Symposium Nano and Giga Challenges in Microelectronics Research and Opportunities in Russia, Moscow, Russia, (2002); International Workshop on Superconducting Nano-Electronic Devices, New York, USA, (2002); International Student Seminar on Microwave Applications of Novel Physical Phenomena, Moscow, Russia, (2002), Espoo, Finland, (2003), St. Petersburg, Russia, (2005); 6th European conference on applied superconductivity, Sorrento Napoli, Italy, (2003);Международной научно-технической школе-

конференции «Молодые ученые - науке, технологиям и профессиональному образованию», Москва, Россия, (2003); Шестой Российской конференции по 10^{th} полупроводников, Санкт-Петербург, Россия, (2003); the физике International Workshop on Low Temperature Detectors, Genoa, Italy, (2003); Пятой всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике, Санкт-Петербург, Россия, (2003); the 11th International Student Seminar on Microwave Application of Novel Physical Phenomena, St. Petersburg, Russia, (2004); 3-ей Международной выставке и конференции «Неразрушающий контроль и техническая промышленности», Москва, Россия, (2004); Десятой диагностика В всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых (ВНКСФ-10), Москва, Россия, (2004); the Fifth international Kharkov symposium on physics and engineering of microwaves, millimeter and submillimeter waves (MSMW'04), Kharkov, Ukraine, (2004); Международной научно-практической конференции "Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения", Москва, Россия, (2004); the 29th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Karlsruhe, Germany, (2004); 1-ой международной конференции "Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости", Москва – Звенигород, Россия, Международной научной конференции «Тонкие (2004);пленки И наноструктуры», Москва, Россия, (2004); SPIE Symposium of Optoelectronics, San Jose, California, USA, (2005); International Congress on Optics and Optoelectronics, Warsaw, Poland, (2005); the 9th World Multi-Conference on Systemics, Cybernetics and Informatics, Orlando, Florida, USA, (2005); V Международной научно-технической конференции «Электроника И информатика 2005», Москва, Россия, (2005); the MRS Conference, Nice, France, (2006); 16 Международной Крымской Конференции «Крымико 2006», Севастополь, Украина, (2006); XI, X, XI, XII, XIII, XIV, XV, XVI Международном Симпозиуме "Нанофизика и наноэлектроника", Нижний Новгород, Россия, (2007, 2008, 2009, 2010, 2011, 2012); 8-ом УкраинскоРоссийском семинаре «Нанофизика и Наноэлектроника», Киев, Украина, (2007); VIII Российской конференции по физике полупроводников, Екатеринбург, Россия, (2007); Advanced Research Workshop "Fundamentals of electronic nanosystems, St. Petersburg, Russia, (2008); 14 Всероссийской научной конференции студентов - физиков и молодых ученых, Уфа, Россия, (2008); the12th International Workshop on Low Temperature Detectors, Paris, France, (2008); IX Российской конференции по физике полупроводников, Новосибирск - Томск, Россия, (2009); 20 Международной Крымской конференции «СВЧ-техника И телекоммуникационные технологии», Севастополь, Украина, (2010); 3 Международной научной конференции «Функциональная компонентная база микро-, опто- и наноэлектроники», (2010); XVI Международной научно-технической Харьков, Украина, конференции "Радиолокация. Навигация. Связь", Воронеж, Россия, (2010); the 7th International Conference on Photonics, Devices and System, Prague, Czech Republic, (2011).

Личный вклад автора

В диссертации изложены результаты работ, выполненных автором лично и в соавторстве с коллегами. Разработка планарной тонкопленочной технологии сверхпроводниковых NbN наноструктур была выполнена совместно с Б.М.Вороновым, наставником и коллегой автора в области тонкопленочной сверхпроводниковой технологии.

Исследования взаимодействия терагерцового излучения с полупроводниковыми структурами пониженной размерности и дальнейших процессов энергетической релаксации носителей были выполнены совместно с А.А.Веревкиным и Н.Г.Птициной.

Исследования, связанные с экспериментальным открытием эффекта детектирования одиночных фотонов видимого и ближнего инфракрасного диапазонов сверхпроводниковыми тонкопленочными наноструктурами были проведены совместно с Г.Н.Гольцманом, являющимся наставником и консультантом автора на протяжении всей научной деятельности, а также с Г.М.Чулковой, О.В.Окуневым, А.А.Корнеевым.

Исследования процессов детектирования терагерцового излучения сверхпроводниковыми NbN наноструктурами были выполнены совместно с Ю.Б.Вахтоминым и А.Д.Семеновым.

Личный вклад автора в представляемых исследованиях состоял в постановке задачи исследования, в разработке или выборе метода ее решения, в проведении экспериментальных исследований, в анализе полученных результатов. Все результаты, выносимые на защиту, получены автором лично или при его определяющем вкладе.

Публикации

По результатам проведенных исследований опубликовано 135 работ, из которых: 43 статьи в журналах, входящих в Перечень изданий, рекомендованных ВАК Минобразования и науки РФ, 4 статьи в других журналах, 88 докладов на международных и Российских конференциях с публикацией тезисов докладов.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка цитируемой литературы. Диссертационная работа изложена на 340 страницах, включая 86 рисунков, 16 таблиц и список литературы из 338 наименований.

В 1 главе представлен обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию неравновесных процессов В полупроводниковых сверхпроводниковых И структурах пониженной размерности, а также исследованию детектирования излучения ближнего и инфракрасного дальнего диапазонов полупроводниковыми И сверхпроводниковыми структурами, в том числе, в режиме счета одиночных фотонов. Приведен сравнительный анализ различных видов детекторов терагерцового диапазона и счетчиков фотонов ближнего ИК излучения.

Во 2 главе приведены результаты разработки планарной тонкопленочной технологии создания сверхпроводниковых наноструктур, а также представлены методики, технологические маршруты и особенности создания сверхпроводниковых структур, являющихся объектами исследований.

Глава 3 посвящена основным методам исследования и применяемым в работе экспериментальным методикам.

В 4 главе представлены результаты исследования эффекта электронного разогрева и дальнейшей энергетической релаксации электронов в полупроводниковых гетероструктурах AlGaAs/GaAs, а также результаты создания AlGaAs/GaAs смесителей терагерцового диапазона.

В 5 главе представлены экспериментальные результаты по исследованию взаимодействия терагерцового излучения с тонкопленочными NbN наноструктурами, энергетической релаксации электронов в NbN наноструктурах, созданию и характеризации смесителей терагерцового диапазона на основе тонких пленок NbN.

В 6 главе представлены результаты по экспериментальному открытию и исследованию характеристик эффекта однофотонного детектирования узкими и тонкими полосками NbN сверхпроводника квантов излучения видимого и ближнего инфракрасного диапазонов волн. Представлены результаты создания практических приемников одиночных фотонов и их использования.

Глава 1. Эффект электронного разогрева в тонких пленках сверхпроводников и полупроводниковых гетероструктурах и его использование при создании сверхпроводниковых и полупроводниковых приемников излучения. Обзор

B обзор настоящей главе представлен теоретических И экспериментальных работ, посвященных исследованию неравновесных процессов В сверхпроводниковых И полупроводниковых структурах пониженной размерности при поглощении излучения, а также исследованию детектирования излучения ближнего и дальнего инфракрасного диапазонов полупроводниковыми и сверхпроводниковыми структурами, в том числе, в фотонов. Приведен сравнительный анализ режиме счета одиночных различных видов детекторов терагерцового диапазона и счетчиков фотонов ближнего ИК излучения. Также рассмотрены возможности и перспективы практического применения приемников различных типов.

Структура этой главы следующая.

В параграфе 1.1 рассмотрены основные типы и принципы работы детекторов одиночных фотонов ближнего инфракрасного диапазонов, включая приемники одиночных фотонов на основе тонкопленочных NbN наноструктур, являющиеся предметом настоящего исследования. Так как создание сверхпроводниковых однофотонных детекторов и приемников на их основе является одним из результатов представляемого исследования, то настоящий параграф фрагментарно содержит и оригинальные результаты, полученные автором, подробно обсуждаемые в последующих главах. Представление этих результатов, а также результатов других научных групп исследованию И созданию сверхпроводниковых однофотонных ПО детекторов позволяет охарактеризовать общую направленность работ по SSPD, изучению детально проанализировать основные направления практического использования детекторов различных типов, включая NbN однофотонные детекторы.

В параграфе 1.2. рассмотрены теоретические и экспериментальные работы ПО исследованию энергетической релаксации электронов В полупроводниковых AlGaAs/GaAs гетероструктурах; представлены основные положения механизмы релаксации И теории электрон-фононного взаимодействия в двумерных полупроводниковых гетероструктурах на AlGaAs/GaAs. Также рассмотрены основе результаты ПО созданию гетеродинного AlGaAs/GaAs смесителя терагерцового диапазона частот.

В 1.3. рассмотрены результаты работ по исследованию взаимодействия терагерцового излучения со сверхпроводниковыми тонкопленочными структурами и опыт создания гетеродинных приемников терагерцового излучения на основе переходов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник и смесителей на основе эффекта электронного разогрева в тонких пленках NbN.

1.1. Разогрев электронов в тонкопленочных сверхпроводниковых NbN наноструктурах излучением ближнего инфракрасного диапазона и механизм детектирования NbN сверхпроводниковыми полосками одиночных ИК фотонов. Основные типы и направления использования детекторов одиночных фотонов ИК излучения

1.1.1 Основные типы однофотонных детекторов ближнего инфракрасного диапазона волн

Открытие в 2001 году эффекта детектирования одиночных фотонов ближнего инфракрасного диапазона сверхпроводниковыми наноструктурами [A1], привело к созданию нового типа детектора - сверхпроводникового однофотонного детектора (SSPD, от Superconducting Single Photon Detector). первые Уже измерения параметров SSPD показали, что данные сверхпроводниковые детекторы могут иметь характеристики, значительно превосходящие существующие традиционные аналоги – фотоумножители (PMT, от photo multiplayer tube) и лавинные фотодиоды (APD, от average photodiodes). Основными параметрами любого однофотонного детектора являются квантовая эффективность или вероятность регистрации одиночного фотона (QE, от quantum efficiency), вероятность темнового счета или

вероятность срабатывания детектора в отсутствие излучения (D, от dark count), максимальная скорость счета, временное разрешение (jitter), частотный диапазон эффективного приема одиночных фотонов. Так в работах [A10, A11] было показано, что квантовая эффективность SSPD, измеренная на уровне в 30 %, определяется только поглощением использованной сверхпроводниковой структуры, а, следовательно, может быть повышена в детекторном блоке введением дополнительных технических устройств – резонаторов, зеркал и пр., т.е. использованием стандартных оптических схем с многократным прохождением излучения через сверхпроводниковый детектор. В работе [A10] было показано, что возможно достижение уровня темнового счета детектора на уровне 10^{-4} фотонов в секунду, что соответствует NEP= 10^{-21} Вт $\Gamma \mu^{1/2}$. При этом, указанный и достигнутый уровень темнового счета ограничен, фактически, только временем проведения эксперимента. В указанной работе измерения составляло около десяти часов, за которые было время зарегистрировано лишь несколько единиц темновых отсчетов. В работах [А6, А7] при исследовании излучения из транзисторов было показано, что скорость счета однофотонных детекторов достигает нескольких гигагерц (ГГц). Измерения временной стабильности возникающего импульса напряжения при детектировании одиночного фотона в различных работах составило 18-50 пс [А1, А6, А7, А11, А18, А19, 46, 59-61]. Конечно, указанные характеристики сверхпроводниковых однофотонных детекторов являлись ЛУЧШИМИ ИЗ измеренных, иногда не воспроизводимые совместно на одном и том же образце, но они определили перспективы и активизировали дальнейшее развитие технологий сверхпроводниковых однофотонных детекторов. Уже к 2008-2009 характеристики сверхпроводниковых однофотонных годам детекторов (к тому моменту уже доступных коммерчески) существенно превосходили характеристики полупроводниковых лавинных диодов и фотоэлектронных умножителей [67]. Достигнутые к настоящему времени характеристики коммерчески доступных SSPD приемников указаны в Таблице 1.1, [59]. воспроизведенной на основе Характеристики детекторов

представлены для одной и той же длины волны λ=1.55 мкм, как наиболее важной в волоконно-оптической технике и с целью удобства сравнения, т.к., фактически, каждый однофотонный детектор имеет частотную зависимость его характеристик.

Отметим, что в дополнение к основным характеристикам однофотонных детекторов, автор [59] вводит В сравнительную таблицу рабочую температуру детекторов. Действительно, условие ЭТО важно при практической реализации приемной системы для различных приложений. Здесь следует выделить несколько температурных диапазонов, реализуемых посредством различных технических решений, определяющих в конечном итоге удобство и стоимость приемника одиночных фотонов. Несомненно, что приборы работающие при комнатных температурах и не нуждающиеся в каком-либо дополнительном охлаждении, удобны в использовании и не дополнительных финансовых В требуют затрат при ИХ создании. детекторами, приведенной таблице, работающими при комнатной температуре, являются только детекторы, реализованные на основе преобразования частоты. Основным элементом этих детекторов является нелинейно-оптический кристалл, преобразующий сигналы инфракрасного диапазона в видимую область спектра. Эти детекторы имеют хорошее временное разрешение, достаточно высокое значение максимальной скорости счета фотонов и могут работать в широкой области частот от видимого излучения до длины волны около 1600 нм. Вместе с тем, невысокое значение квантовой эффективности (2%) таких детекторов, значительное количество их темновых отсчетов (около 10000 отсчетов в секунду), а также сложность реализации оптической схемы деления частоты нивелируют достоинства детекторов этого типа.

Вторым температурным диапазоном, применительно к представленной сравнительной таблице, является диапазон температур, достижимый с использованием элементов Пельтье. Такие охладители выпускаются многими компаниями серийно, являются относительно не дорогими устройствами и
Тип детектора	Рабочая	Квантовая	Временное	Скорость	Показатель	Максимальная
	температура,	эффективность,	разрешение,	темнового	качества,	скорость счета,
	К	<i>QE</i> , %	Δt , пс	счета, D, Гц	Н	ΜΓц
ФЭУ [63]	200	2	300	$2 \cdot 10^{5}$	$3.33 \cdot 10^2$	10
InGaAs фотодиод [64]	200	10	370	91	$2.97 \cdot 10^5$	0.01
Детектор на основе преобразования частоты* [65]	300	2	40	$2 \cdot 10^4$	$2.5 \cdot 10^4$	10
Детектор на сверхпроводящем переходе** [66]	0.1	50	100	3	$1.67 \cdot 10^{6}$	0.1
SSPD [67]	3	0.7	60	10	$1.16 \cdot 10^7$	100
коммерческие SSPD [68,69]	2	25	50	1	5.00·10 ⁸	100

Таблица 1.1. Сравнение детекторов одиночных фотонов, работающих на длине волны 1.55 мкм.

* - в англоязычной литературе: frequency up-conversion; в русскоязычной литературе обычно обозначаются как «апконвертеры» - преобразователи частоты вверх;

** - в англоязычной литературе: transition edge sensor (TES).

обеспечивают необходимую температуру охлаждения (вплоть до T=140 K [62]) для вакуумных фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) и лавинных фотодиодов (ЛФД).

Принцип работы $\Phi \Im Y$, основанный на каскадном размножении электронной лавины за счет вторичной электронной эмиссии, определяет достаточно низкое временное разрешение данного типа детектора - не лучше, чем 300 пс и высокую вероятность темнового счета - около 100000 отсчетов в секунду.

ЛФД, являющиеся фактически твердотельными аналогами ФЭУ и основанные на эффекте лавинного размножения электронов посредством ударной ионизации, также имеют невысокое временное разрешение при детектировании одиночных фотонов - около 370 пс. Вместе с тем, создание сложной управляющей электроники и работа в узком временном окне для детектирования фотонов, позволило создать полупроводниковые детекторы с достаточно низким уровнем темнового счета - < 100 темновых отсчетов в секунду. Отметим, что в настоящее время ЛФД являются наиболее распространенным типом однофотонного детектора, применяемого В различных приложениях. Вместе с тем, ЛФД имеет и ряд существенных недостатков. Прежде всего, наличие красной границы детектирования, определяемой величиной запрещенной 30НЫ, делает невозможным использование кремниевых ЛФД на длинах волн больших 1.1 мкм, а ЛФД, основанных на InGaAs соединении, на длинах волн больших 1.8 мкм. Именно наличием красной границы определяется низкая квантовая эффективность InGaAs фотодиодов на длине волны в 1.55 мкм, не превышающая 10 % (на длинах волн около 800 нм квантовая эффективность ЛФД может достигать 75% [70]). Другим недостатком ЛФД является низкая предельная скорость счета фотонов, а также невозможность ЛФД работать в непрерывном режиме – для реализации однофотонного режима детектирования ЛФД на короткое время смещается обратным напряжением, близким к напряжению пробоя, а после срабатывания детектора и восстановления его работы электронную лавину необходимо подавлять.

Для оптимальной работы **SSPD или сверхпроводникового** однофотонного детектора требуются температуры ниже температуры жидкого гелия - около 2 К. Такие температуры требуют дополнительного криогенного оборудования, которое может быть реализовано на основе устройств использующих и расходующих жидкий гелий, или на основе, так называемых, холодильных машин замкнутого цикла (closed cycle refrigerator). В случае использования жидкого гелия с температурой кипения 4.2 К для достижения температур в 2 К используется дополнительная откачка паров жидкого гелия. Способ прост в реализации, однако, требует затрат на закупку жидкого гелия.

Современные холодильные машины замкнутого цикла гелиевого уровня требуют расходных материалов, потребляя фактически не лишь электроэнергию, и просты в эксплуатации. Существует несколько основных типов холодильных машин гелиевого уровня работающих на основе цикла Стирлинга, Гиффорда – Мак-Магона или, так называемых, криогенных рефрижераторов на замкнутом газовом цикле пульсационной трубы (Pulse Tubes Cryogenic Refrigerators). Холодильные машины производятся несколькими компаниями [например, 71, 72] в модификациях, отличающихся хладопроизводительностью. Поскольку сверхпроводниковый однофотонный детектор рассеивает очень мало мощности (~1 мВт) и не требует для своей работы дополнительной охлаждаемой электроники, то для его эксплуатации машину замкнутого возможно использовать цикла С минимальной правило, 0.1 BT) хладопроизводительностью (как И минимальной стоимостью. Следует заметить, что минимальная температура, достигаемая в рефрижераторах замкнутого цикла при низких уровнях тепловой нагрузки, находится в районе 2.6 К, что делает их еще более интересными для охлаждения SSPD. Вклад стоимости машины замкнутого цикла в полную стоимость приемной одиночных фотонов быть системы может

дополнительно уменьшен, т.к., как правило, для множества применений однофотонных детекторов требуются многоканальные (2-4 канала) приемные устройства.

Обоснованность использования дополнительного оборудования при эксплуатации SSPD, определяется, прежде всего, его характеристиками, которые значительно превосходят характеристики ближайших конкурентов. Фактически, SSPD детектор обладает рекордным быстродействием (50 пс) и минимально достижимым уровнем темнового счета (1 отсчет в секунду и менее), высокой квантовой эффективностью (25% на длине волны 1.55 мкм) и может работать в непрерывном режиме регистрации фотонов. Для интегрального сравнения детекторов, представленных в таблице 1.1, автор [59] вводит, так называемый, параметр качества $H = \frac{QE}{D \cdot \Lambda t} (QE - \kappa вантовая)$ эффективность, D – количество темновых отсчетов, Δt - временное однофотонного разрешение детектора). интегрально зависимый OT характеристик детектора и определяющий перспективность использования детектора в различных применениях. Для SSPD параметр качества оказывается на несколько порядков величины выше, чем для ФЭУ, ЛФД, детекторов на основе преобразования частоты и TES детекторов.

ТЕЅ детекторы, имеющие второй по величине параметр качества, значительно (на два порядка величины) уступают SSPD детекторам и требуют для своей работы субгелиевых температур – около 100 мК. Такие температуры значительно усложняют и удорожают криогенную систему, что существенно ограничивает применение TES детекторов. Кроме того, TES детекторы являются медленными детекторами, их максимальная скорость счета фотонов - около 100 кГц, что также значительно ниже величин, типичных для сверхпроводниковых SSPD детекторов.

Перспективность разработки и создания нового типа однофотонного сверхпроводникового детектора, осуществленных в рамках настоящего исследования, с параметрами, которые значительно превосходят

характеристики существующих аналогов, определяется, прежде всего, практической востребованностью такого детектора ДЛЯ множества приложений. Среди этих приложений существуют приложения, в которых использование SSPD новые возможности, открывает принципиально реализуемые только с использованием сверхпроводниковых однофотонных детекторов. Ниже кратко рассмотрены наиболее перспективные применения сверхпроводниковых однофотонных детекторов инфракрасного диапазона.

1.1.2 Области использования однофотонных детекторов ИК диапазона

Оптическая томография биологических объектов. В настоящее время томография оптическая является ОДНИМ ИЗ самых актуальных И направлений биомедицинской перспективных ОПТИКИ. Использование ближнего инфракрасного диапазона длин волн для визуализации структуры биологических объектов определяется, прежде всего. оптическими свойствами биологических тканей – наличием, так называемого, окна прозрачности в диапазоне длин волн ~650-1200 нм. Глубина проникновения излучения указанного диапазона для большинства биологических тканей составляет 8-15 мм, что позволяет получать информацию с использованием излучения ближнего ИК диапазона не только с поверхности биологических объектов, но и в глубине ткани, т.е. создавать трехмерное изображение с пространственным разрешением определяемым длиной волны исследуемого сравнимым с 1 мкм. Кроме того, излучения, т.е. с разрешением, инфракрасное излучение является биологически безопасным средством исследования биологических тканей.

Оптическая томография в настоящее время развивается в двух основных диффузионная направлениях: оптическая томография И оптическая диффузионная когерентная томография. Оптическая томография, применяемая для выявления крупномасштабных новообразований – гематом, может быть реализована, как с использованием опухолей и т.п. непрерывных источников излучения, так и с использованием импульсно-

модуляционной методики. Однако, в любом случае, для детектирования излучения, прошедшего через биологический объект, используются, как правило, однофотонные детекторы, с целью детектирования сигналов интенсивности. В предельно малой случае реализации импульсномодуляционной методики необходимость использования однофотонных детекторов также определяется требованием детектирования исходных ИК импульсов в узком временном окне, порядка 1 пс [73-75], что в первом приближении определяется временем между двумя последовательными актами рассеяния света. Детектирование излучения в таком окне, синхронно ИК излучения, позволяет импульсами выделить нерассеянную С (баллистическую) компоненту излучения. Отметим, что при использовании рассматриваемой методики, однофотонные детекторы также должны обладать высоким временным разрешением. Для получения приемлемого контрастности получаемого изображения, просвечивание уровня осуществляется многократно. Таким образом, для увеличения скорости получения изображения необходимо увеличить быстродействие применяемых детекторов.

Оптическая когерентная томография применяется для исследования относительно тонких (до 1 мм) биологических объектов и основана на принципе низкокогерентной интерферометрии, предложенном в работах [76, 77]. Низкокогерентное излучение источника проходит через оптический делитель и поступает в два плеча интерферометра, в одном из которых находится исследуемый биологический объект, возвращающий оптический импульс в соответствии с локальными микроскопическими оптическими характеристиками среды. Перестройка второго (или опорного) плеча интерферометра позволяет наблюдать интерференционную картину из определенной области вдоль оси Z (по глубине) биологического объекта, определяемой необходимостью осуществления временной когерентности интерферирующих оптических пучков. Необходимость детектирования оптических сигналов малой амплитуды также приводит к необходимости

использования в рассматриваемом методе однофотонных детекторов видимого и ближнего ИК излучения. Одним из важнейших параметров когерентной томографии является разрешение вдоль оси Z, что определяется шириной спектра используемого излучения:

$$\Delta \mathbf{Z} = \frac{2 \cdot \ln 2}{\pi} \cdot \frac{\lambda_{\rm c}^2}{\Delta \lambda} \qquad (1.1),$$

где λ_c – центральная длина волны излучения, $\Delta\lambda$ - полуширина спектра Для получения высокой разрешающей способности излучения. при когерентной томографии использовании оптической необходимо широкополосные источники, использовать следовательно, И, широкополосные однофотонные приемники излучения. Постоянное развитие как, оптической когерентной томографии, например, использование спектрально-чувствительной [78] или поляризационно-чувствительной [79] методик, использование волоконно-оптических эндоскопов и катетеров [80-82], требует постоянного совершенствования И характеристик детектирующих устройств, а, следовательно, и однофотонных детекторов.

В качестве примера использования сверхпроводниковых однофотонных детекторов в томографии приведем работы группы из университета г. Бостона (США) [39-41], выполненные совместно с научно-исследовательской группой Московского педагогического государственного университета. В этих работах авторами было убедительно продемонстрирована использования SSPD оптической томографии. перспективность В В использование частности, было показано, что сверхпроводниковых однофотонных детекторов вместо полупроводниковых лавинных фотодиодов в квантовой оптической когерентной томографии приводит к значительному увеличению разрешающей способности метода в направлении Z оси перпендикулярном исследования или В направлении, поверхности исследуемого объекта. Наблюдаемый эффект, прежде всего, связывается с возможностью приема излучения посредством SSPD в более широком диапазоне длин волн по сравнению с ЛФД.

Бесконтактный метод оптического анализа микросхем. В настоящее время однофотонные детекторы активно применяются в тестерах микросхем, которые, в свою очередь, используются при разработке новых поколений других КМОП интегральных (КМОП микропроцессоров И схем комплементарная логика на транзисторах, основанных на переходе металлоксид-полупроводник, от англ. CMOS - Complementary-symmetry metal-oxide semiconductor), а так же в процессе их производства для диагностики дефектов технологии и практического определения предельных тактовых частот. В основе работы такого тестера лежит бесконтактный метод оптического анализа микросхем с пикосекундным разрешением (Picosecond Imaging Circuit Analysis, PICA). Этот метод, открытый и запатентованный компанией IBM [83, 84], революционизирует диагностику микросхем. До сих пор для обнаружения погрешностей работы отдельных транзисторов, обнаружения сбоев в их работе используются разновидности зондового метода: механические микропробники, электронные или ионные лучи, кантелеверы микроскопа атомных сил. Однако ограниченные возможности зондов существенно препятствуют прогрессу микросхемотехники. Метод РІСА позволяет собирать данные параллельно с многих индивидуальных транзисторов с достаточно большой площади, разделяя их во времени. Этот бесконтактный метод основан на обнаружении свечения канала транзистора, возникающего в момент переключения комплементарной пары из одного логического состояния в другое, когда по нему протекает ток. Разогрев электронов в канале велик (T_e достигает 1000 К и более), но из-за малого излучающего объема (определяемого размером канала транзистора) и пикосекундного времени свечения за один такт излучается лишь несколько фотонов. Из-за того, что металлические слои, включая контактные площадки и межсоединения, препятствуют выходу света, детектируемые фотоны наблюдаются сквозь кремниевую подложку и поэтому требуют ИК регистрации в области прозрачности кремния, т.е. регистрации излучения в области длин волн более 1.2 мкм. Кроме того, тенденции развития

микросхемотехники, связанные с постоянным уменьшением энергопотребления схемы, приводят к уменьшению разогрева структур и смещению спектральной плотности излучения в сторону более длинных волн.

Таким образом, основными требованиями, предъявляемыми к однофотонным детекторам, при их использовании в тестерах интегральных микросхем на основе метода PICA являются высокая чувствительность (квантовая эффективность) в диапазоне длин волн 1.2 мкм и более; пикосекундное временное разрешение; низкие шумы (вероятность отсчетов в отсутствие излучения); высокое быстродействие.

Одни из первых работ по практическому использованию SSPD в установках для тестирования микросхем были выполнены в компании IBM в 2004 году [42, 43]. Эти первые работы показали несомненную перспективность использования нового типа детекторов в установках тестирования PICA: авторами было продемонстрировано детектирование излучения от микросхемы, выполненной по технологии В 130 нм (характеристическая длина канала транзистора) и при рекордно низком питающем напряжении – 0.8 В. Были продемонстрированы возможности улучшения временного разрешения установки тестирования микросхем при замене лавинных фотодиодов на SSPD и значительное снижение уровня шумов. Отметим, что работа [42] была отмечена высшей премией Европейского Симпозиума по Надежности Электронных Устройств (Europe Sympoisum on Reliability of Electron Devices) в 2004 году. В 2011 году теми В работе [44] было проведено детальное же авторами сравнение использования в установках для тестирования больших интегральных микросхем лучшего на сегодняшний день лавинного фотодиода и SSPD и было показано, что сверхпроводниковый однофотонный детектор значительно превосходит полупроводниковый лавинный фотодиод. Кроме того, в работе [44] также было экспериментально продемонстрировано, что SSPD при использовании детектирование возможно излучения OT

микросхемы, выполненной по технологии 65 нм с питающим напряжением в 0.6 В. На сегодняшний день это рекордное значение, приведенное в открытой литературе при использовании метода PICA. Новый сверхпроводниковый однофотонный детектор в течение нескольких последних лет интенсивно используется компанией IBM в установках тестирования PICA и уже позволил диагностировать более дюжины критических проблем при разработке и создании самых современных микропроцессоров. Внутри компании работы, проводимые с использованием SSPD, были отмечены несколькими премиями IBM: премия технических исследований (Research Technical Award) и двумя премиями «От благодарного руководства» (Management Thanks Awards).

Квантовые оптические коммуникации. Еще ОДНИМ ключевым применением однофотонных детекторов является безопасная передача конфиденциальной информации, использующая квантовую криптографию [85, 86] – технология, которая сейчас переходит из области исследования к практическим применениям. Квантовая криптография основана на теореме о невозможности клонирования отдельного квантового объекта и передаче секретного ключа или кода (QKD, от английского Quantum Key Distribution) посредством одиночных фотонов в определенном квантовом состоянии. В случае, когда внешний наблюдатель попытается зарегистрировать состояние одиночного фотона (или «подслушать передаваемый ключ»), оно будет разрушено. Невозможность клонирования квантового состояния фотона неизбежно приводит к обнаружению попытки перехвата передаваемой информации при анализе отправителем и получателем по открытому (не секретному) каналу связи искажений сообщения (ключа), передаваемого по квантовому каналу.

При передаче информации посредством одиночных фотонов, характеристики квантово-криптографических систем связи существенным образом зависят от типа и свойств используемых однофотонных детекторов. Как уже было указано в п.1.1.1, в работе [59] автор вводит интегральную

характеристику однофотонных детекторов, называемую показателем качества *H*, которая определяет перспективность использования однофотонных детекторов, в том числе, и в системах квантовой связи:

$$H = \frac{QE}{D \cdot \Delta t} \quad (1.2),$$

где QE - квантовая эффективность детектора, D – скорость темнового счета, Δt – временное разрешение детектора.

Чем больше показатель качества, тем перспективнее использование определенного типа детектора в системах квантовой связи. Таким образом, для целей квантовой криптографии необходим детектор с максимальной квантовой эффективностью, предельно низким уровнем темнового счета и высоким временным разрешением.

Указанные характеристики детекторов (или интегральный параметр *H*), фактически, определяют предельную дальность передачи квантовокриптографического ключа. Отметим, что современное развитие технологий изготовления кварцевых оптических волокон практически достигло минимального предела потерь в минимуме оптического поглощения, наблюдаемого при $\lambda = 1.55$ мкм, определяемого Рэлеевским рассеянием. Так, волокно SMF 28 ULL (Ultra-Low-Loss) компании Corning имеет потери около 0.17 дБ/км (на длине волны 1.55 мкм), при теоретическом пределе 0.154 дБ/км. Таким образом, предельная дальность волоконно-оптической квантово-криптографической линии связи в настоящее время не может быть существенно увеличена за счет дополнительного уменьшения потерь в канале связи и определяется только отношением сигнал/шум, как всей системы связи, так и используемого детектора, т.е. отношением *QE/D*. Скорость передачи квантового ключа со стороны используемого детектора будет определяться его временным разрешением Δt , а также максимальной скоростью счета одиночных фотонов, которая является дополнительной характеристикой при оценке перспективности использования однофотонных детекторов в системах квантово-криптографической связи. Следует отметить,

что при использовании традиционных однофотонных детекторов, (таких, как, фотоумножители и лавинные диоды ближнего ИК диапазона) в настоящее время максимальное расстояние передачи данных В квантовокриптографических системах ограничивается расстоянием порядка нескольких десятков километров, что определяется, прежде всего, низкой эффективностью детектирования (для фотоумножителей) и высоким уровнем темнового счета (для лавинных фотодиодов), что сильно ограничивает продвижение к масштабному распространению практических квантовокриптографических систем связи.

Использование сверхпроводниковых однофотонных детекторов В системах квантовой криптографии в настоящее время ведется многими исследовательскими группами [45 - 54]. Основным направлением разработок является, прежде всего, увеличение скорости передачи квантового ключа и длины линии квантовой связи. Сотрудниками Женевского университета под руководством Николаса Гисина (Nicolas Gisin – руководитель научной группы, в которой впервые в 1989 году была реализована оптоволоконная система квантовой криптографии и передан квантовый ключ на расстояние в 23 км), совместно с компанией ID Quantique, созданной при участии Женевского университета в работах [45, 47] представлены последние достижения группы по использованию SSPD квантовой в системах криптографии. Этими достижениями являются:

- передача квантового ключа в реально существующей системе оптоволоконной связи на расстояние 150 км со скоростью 2.5 бит/с [45];
- передача квантового ключа на расстояние более 100 км со скоростью 6000 бит/с при использовании оптического волокна SMF 28 ULL [87] (Ultra-Low-Loss – предельно низкие потери) компании Corning [47];
- передача квантового ключа на расстояние в 250 км со скоростью 15 бит/с при использовании оптического волокна SMF 28 ULL [47].

В 2010 году объединением из девяти организаций (National Institute of Information and Communications Technology, Япония; System Platforms Research Laboratories, NEC Corporation, Япония; Green Innovation Research Laboratories, NEC Corporation, Япония; Graduate School of Information Science Technology, Япония; Network Platform and Business Division, NEC Communication Systems, Япония; Information Technology R&D Center, Mitsubishi Electric Corporation, Япония; NTT Basic Research Laboratories, NTT Corporation, Япония; Toshiba Research Europe Ltd, Англия; Cavendish Laboratory, University of Cambridge, Англия; ID Quantique SA, Швейцария; Austrian Institute of Technology GmbH, Австрия; Faculty of Physics, University of Vienna, Австрия; Institute for Quantum Optics and Quantum Information, of Sciences, Austrian Academy Австрия) была реализована И продемонстрирована квантово-криптографическая сеть охватывающая территорию большого города с пригородами [54]. Созданные квантовокриптографические линии связи охватывали четыре японских города – Koganei, Otemachi, Hakusan, Hongo. При связи на расстояниях в 12 км (Otemachi - Hakusan) и 13 км (Otemachi – Hongo) для детектирования одиночных фотонов были использованы полупроводниковые однофотонные расстоянии 45 км детекторы; при связи на (Koganei - Otemachi) SSPD. использовались Авторам проекта удалось продемонстрировать скорость связи в 45 км линии в 268.9 кбит/с и реализовать на таком конференцсвязь расстоянии телевизионную шифрованную квантовокриптографическим способом.

В заключение краткого рассмотрения перспектив развития квантовой криптографии сверхпроводниковых однофотонных с использованием большинство детекторов отметим, ЧТО В настоящее время, компаний телекоммуникационных прокладывают прямые выделенные оптоволоконные каналы без использования промежуточных усилительных устройств. Эти каналы связи не используются в настоящее время и

предназначены для расширения пропускной способности под будущий рост потребностей (так называемые Dark fibers или «темные волокна»). Наличие таких резервных оптоволоконных каналов связи снимает основную проблему практической реализации квантово-криптографических систем связи – проблему значительной стоимости создания выделенного канала. Первым шагом по использованию «темных волокон» явилось соглашение между компанией ID Quantique и Siemens IT Solutions and Services в Нидерландах, которое предоставляет возможность любым организациям, компаниям или частным структурам, желающим внедрить систему квантовой криптографии, получить одновременно с полным комплектом квантово-криптографического оборудования и выделенный канал оптоволоконной связи. Указанное соглашение является важным достижением при практической реализации квантово-криптографической связи, поскольку собственного создание волоконного канала до недавних пор являлось самой затратной частью при ее реализации. Использование уже существующих «темных волокон» снимает эту проблему.

Корреляционный счет фотонов (TCSPC, от английского Time-Correlated Single Photon Counting). В настоящем методе, как правило, одиночный короткий импульс от лазерного источника разделяется на две составляющие – два независимых импульса [см., например, 88]. Первый поступает непосредственно на один из детекторов двухканальной приемной электрический импульс которого системы, С служит запускающим импульсом для TAC (Time to Amplitude converter или время - амплитудный преобразователь). Иногда запускающим импульсом для ТАС является запускающий сигнал импульсного лазерного излучения. Второй оптический импульс поступает на исследуемый объект И порождает В нем люминесценцию. Излучение от исследуемого объекта принимается вторым двухканальной приемной Причем детектором системы. вероятность детектирования люминесценции поддерживается на уровне значительно ниже одного фотона при возбуждении исследуемого объекта одним

оптическим импульсом. В этом случае, в каждом акте возбуждения исследуемого объекта на второй канал приемной системы попадает только один фотон, что позволяет использовать в рассматриваемом методе сверхчувствительные однофотонные детекторы и измерять вероятность испускания фотона люминесценции в узком и определенном временном окне после возбуждающего импульса, используя измерения отклика детектора на возбуждающих оптических импульсов. Другими несколько словами, рассматриваемое ограничение определяет линейность изменения вероятности отклика детектора при изменении интенсивности люминесценции.

Меняя интервал времени между возбуждающим оптическим импульсом и временем измерения вероятности испускания фотона люминесценции, гистограммы, позволяющей возможно построение экспериментально характерное время жизни возбужденного определить состояния. a. следовательно, получить информацию и о релаксационных процессах в исследуемых структурах. Изучение быстрых релаксационных процессов представленным методом, безусловно, требует наличия быстродействующих однофотонных детекторов с высоким временным разрешением. Кроме того, из-за необходимости детектирования в определенном временном окне и в каждом акте люминесценции фотона с вероятностью значительно менее 1, необходимы детекторы с высоким значением квантовой эффективности и низкой вероятностью ложных (темновых) срабатываний.

Использованию сверхпроводниковых детекторов для корреляционного счета фотонов посвящено большое количество работ [например, 55 -58, A22]. Фактически, это применение SSPD было реализовано одним из первых после обнаружения эффекта детектирования узкими полосками сверхпроводника одиночных фотонов видимого и ближнего инфракрасного излучений. Уже в 2005 году авторами [55] при исследовании люминесценции из квантовых точек на основе InGaAs (работы направленные на создание источников одиночных фотонов) было показано, что использование в методе ТСЅРС SSPD значительно перспективнее, чем полупроводниковых однофотонных детекторов. Несмотря на использование сверхпроводниковых детекторов с характеристиками, далекими от предельных (квантовая эффективность – 2%, jitter – 170 пс, уровень темнового счета – 50-100 отсчетов в секунду), авторами [55] было получено значительно лучшее временное разрешение при измерении времени релаксации спонтанного излучения из InGaAs квантовых точек. Отметим, что в рассматриваемой работе измерения были выполнены на длине волны около 902 нм, что определялось, в том числе, низкой квантовой эффективностью SSPD приемника на длине волны в 1.55 мкм – длине волны наиболее интересной при создании однофотонных источников излучения.

В 2009 году группа тех же авторов использовала SSPD для характеризации излучения из квантовых точек InGaAs в широком частотном диапазоне, вплоть до 1.65 мкм [57]. Сверхпроводниковый однофотонный детектор имел jitter в 60 пс и квантовую эффективность 6 % на длине волны 1.1 мкм и 1.5 % на длине волны 1.6 мкм, причем jitter детектора оставался постоянным в широком спектральном диапазоне. Последнее обстоятельство делает использование SSPD для корреляционного счета фотонов намного более выгодным по сравнению с APD, поскольку использующийся очень короткий импульс возбуждающего лазера (как правило, фемтосекундной длительности) может вызвать переходы квантовых точек с испусканием фотонов близких длин волн. С использованием сверхпроводникового детектора авторам [57] удалось измерить время релаксации возбужденных квантовых точек, излучающих на длине волны 1.65 мкм. Время релаксации составило значение в 290 пс.

В работе [A22] авторами также было исследовано излучение из одиночных квантовых точек (InAs/GaAs) на телекоммуникационной длине волны 1300 нм с использованием метода корреляционного счета фотонов и проведены измерения интенсивности автокорреляционной функции при различных временных задержках. Проведенные измерения позволили не

только измерить характеристические времена излучений квантовых точек, но и наблюдать линии экситонов в спектре излучения.

Несомненно, что корреляционный счет фотонов с использованием SSPD будет продолжен для применений, в которых необходимо лучшее временное разрешение и соотношение сигнал/шум (или квантовая эффективность/скорость темнового счета в случае однофотонных измерений).

LIDAR технологии (от английского Light Detection And Ranging – обнаружение света и определение дальности) - технологии дистанционного контроля удаленных объектов посредством детектирования оптического излучения отраженного от них [например, 89, 90]. Основным измеряемым параметрам в LIDAR технологиях является время прохождения испущенного лазерного импульса до объекта и обратно. При этом также может измеряться интенсивность возвращающегося лазерного импульса. Основные области применения LIDAR технологий – метеорология, изучение качества воздуха, археология и география, эволюция климата и пр. Как правило, при применении LIDAR технологий, средой прохождения посылаемого импульса лазерного излучения является атмосфера Земли, в которой происходит поглощение рассеяние значительное И света, которые значительно уменьшают интенсивность возвращающегося отраженного сигнала. Именно LIDAR технологиях используются детекторы с высокой поэтому в чувствительностью, как правило, однофотонные. Выбор же длины волны излучения в области 1.5 мкм связан, как с наличием коммерчески доступных, не дорогих источников и приемников излучения, так и мощных и биологической безопасностью излучения ближнего инфракрасного диапазона. Также, несомненно, что при использовании импульсной методики измерения времени прохождения излучения, точность измерения будет определяться и временным разрешением используемого детектора.

Вместе с тем, к сожалению, в современной литературе отсутствует информация о применении в LIDAR технологиях нового типа сверхпроводникового однофотонного детектора.

Безусловно, существует множество других перспективных направлений использования однофотонных детекторов, связанных с необходимостью регистрации предельно слабых ИК излучений с высоким временным разрешением и быстродействием. Например, при исследовании и создании однофотонных источников излучения, тестировании волоконно-оптических линий связи и поиске пространственного положения неисправностей волокна при детектировании отраженного короткого лазерного импульса от неоднородностей волокна (например, OT разрыва). Еше одним перспективным направлением использования однофотонных детекторов является их использование в магистральных волоконно-оптических линиях связи. При строительстве последних, в настоящее время, используются промежуточные усилители, поскольку технология кварцевого оптического волокна практически достигла минимума потерь в волокне, определяемого Реллеевским рассеянием. Эксплуатация и обслуживание же промежуточных усилителей в случае прокладки оптоволоконной линии в труднодоступной местности (на дне морей и океанов, в пустынях) требует дополнительных и значительных затрат. Использование однофотонных детекторов позволяет значительно увеличить расстояние между соседними промежуточными усилителями и снизить стоимость самой оптоволоконной линии и ее обслуживания. Применительно к сверхпроводниковым однофотонным детекторам также можно заметить, что только этот тип однофотонных детекторов работает на длинах волн больших 2 мкм [А4, А14] и именно в этой области волн в настоящее время ведутся интенсивные длин исследования возможности создания фтороцирконатных оптических волокон, имеющих теоретический предел затухания излучения в несколько раз меньший по сравнению с кварцевыми волокнами – порядка 0,01 дБ/км в области 2-2.5 мкм. Создание такого волокна и использование эффективного

детектора в этой области длин волн позволит создавать магистральные линии связи протяженностью более 4000 км без дополнительных промежуточных усилителей.

Значительный практический интерес к использованию предельно слабых и коротких оптических и ИК импульсов проявляется и в тематике современных научных исследований. В работе [91] авторами было проанализировано количество научных публикаций, посвященных квантовой коммуникации и квантовой криптографии, однофотонным детекторам и однофотонным источникам в период с 1970 по 2010 годы. Приведенные данные свидетельствуют о значительном (фактически экспоненциальном) росте публикаций по обозначенным тематикам с начала 90^х годов прошлого века. В 2010 году в совокупности было опубликовано более 1000 работ, относящихся к однофотонной тематике.

Открытие коллективом Московского педагогического государственного университета в 2001 году эффекта однофотонного детектирования узкими и тонкими полосками сверхпроводников [А1] явилось новым направлением в исследовании однофотонных детекторов. На рисунке 1.1 представлено число публикаций в год по тематике именно сверхпроводниковых однофотонных детекторов, изданных при участии ассоциации IEEE (Institute of Electrical and Electronics Engineers, дословно - институт инженеров по электротехнике и радиоэлектронике) в период 2001-2011 гг.

График демонстрирует, публикаций ЧТО число ПО тематике сверхпроводниковых однофотонных детекторов неуклонно росло до 2007-2008 годов и к настоящему времени вышло на постоянное значение, что объясняется переходом в направлении исследований SSPD: смещением акцента исследований от свойств детекторов к практическим применениям сверхпроводниковых однофотонных детекторов. Отмечу, что в течение уже целого ряда лет на одной из наиболее значимой ежегодной международной конференции прикладной сверхпроводимости ASC (Applied ПО -Superconductivity Conference) самостоятельной секцией является секция

сверхпроводниковых однофотонных детекторов. В 2011 году состоялась первая самостоятельная международная конференция, посвященная разработке, исследованию и применениям SSPD [92].



Рис. 1.1. Число публикаций в год по тематике сверхпроводниковых однофотонных детекторов, изданных при участии ассоциации IEEE (Institute of Electrical and Electronics Engineers, дословно - институт инженеров по электротехнике и радиоэлектронике) в период 2001-2011 гг.

Анализ публикаций по тематике SSPD также показывает, что в настоящее время существует более чем два десятка основных мировых научных центров, в которых проводятся работы по исследованию сверхпроводниковых однофотонных детекторов. Среди этих центров:

- National Institute of Standards and Technology (CIIIA) [93];

- Lincoln Laboratory, Massachusetts Institute of Technology (CIIIA), Department of Electrical Engineering and Computer Science, Massachusetts Institute of Technology (CIIIA) [94]; Quantum nanostructures and nanofabrication group, Massachusetts Institute of Technology (CIIIA) [95]

- Eindhoven University of Technology (Голландия) [96];

- University of Rochester (CIIIA) [97];

- NTT Basic Research Laboratories, NTT Corporation (Япония) [98];

- Московский педагогический государственный университет (Россия) [99];

- Quantum ICT Laboratory, National Institute of Information and Communications Technology (NICT) (Япония), Kansai Advanced Research Center, National Institute of Information and Communications Technology [100];

- Physics Institute, University of Zurich (Швейцария) [101];

- DLR Institute of Planetary Research (Германия) [102];

- Institute of Micro- und Nano-electronic Systems, University of Karlsruhe (Германия) [103];

- Ecole Polytechnique Federale de Lausanne (EPFL), Institute of Photonics and Quantum Electronics (IPEQ) (Швейцария) [104];

- Istituto di Cibernetica "E. Caianiello" del C.N.R. (Италия) [105];

- Scottish Universities Physics Alliance and the School of Engineering and Physical Sciences, Heriot-Watt University (Англия) [106].

Таким образом, с момента открытия эффекта детектирования узкими и тонкими полосками сверхпроводников одиночных фотонов видимого и инфракрасного излучения, интерес к сверхпроводниковым однофотонным детекторам постоянно растет в связи с множеством перспективных применений SSPD. В настоящее время, продолжающиеся фундаментальные исследования механизмов детектирования сверхпроводниками одиночных фотонов, дополнены демонстрациями практического использования SSPD, закладывающими основу для их широкого использования не только в научно-исследовательских центрах, но и на более широких рынках квантовой коммуникации, в полупроводниковой промышленности, медицине и т.д. 1.1.3 Механизм детектирования одиночных фотонов сверхпроводниковыми полосками, по которым протекает транспортный ток

Первой работой, в которой был теоретически предсказан эффект детектирования одиночных фотонов видимого и ближнего ИК излучения полосками, является работа [107]. узкими сверхпроводниковыми В дальнейшем, модель возникновения отклика или импульса напряжения сверхпроводниковой полоски при поглощении одиночного фотона была развита в первой работе, экспериментально подтверждающей такую возможность [А1]. Авторами [107] было показано, что при поглощении одиночного фотона сверхпроводниковой полоской из ультратонкой пленки NbN, по которой течет ток смещения, близкий к критическому току сверхпроводниковой полоски (температура ниже температуры сверхпроводящего перехода), возможно возникновение импульса сверхпроводниковой Качественное напряжения на концах полоски. объяснение эффекта основано на возникновении области горячих электронов с центром в месте поглощения фотона (рис.1.2 а), дальнейшей диффузией горячих электронов плоскости сверхпроводниковой В пленки И перераспределении текущего через полоску сверхпроводника тока, (рис.1.2 б), смещающего превышении плотности тока плотности критического тока в областях сужения сверхпроводниковой полоски (рис.1.2 в) и последующим возникновением резистивной области во всем сечении сверхпроводника (рис.1.2 г).

На первоначальном этапе, при поглощении NbN сверхпроводниковой полоской одиночного фотона одна из Куперовских пар разбивается и образуется высокоэнергичный электрон с энергией порядка энергии фотона *hv*. Посредством быстрого электрон-электронного взаимодействия (концентрация электронов в NbN велика и скорость электрон-электронного взаимодействия составляет несколько фемтосекунд), высокоэнергичный

электрон передает свою энергию другим электронам, разрушая новые Куперовские пары и образуя квазичастицы, концентрация которых растет.



Рис. 1.2. Механизм возникновения резистивной области, перекрывающей сечение сверхпроводниковой полоски с транспортным током при поглощении сверхпроводниковой полоской одиночного фотона [107].

Релаксация высокоэнергичных электронов может происходить и за счет испускания Дебаевских фононов, энергия которых значительно превышает энергию энергетической щели сверхпроводника. В этом случае, электронфононное взаимодействие приводит к образованию новых квазичастиц. И, наконец, через время, равное нескольким пикосекундам, В сверхпроводниковой образуется пленке область термализованных электронов, занимающих состояние над энергетической щелью [108, 109]. Эта область авторами [107] называется «горячим пятном». Для реализации возможности однофотонного детектирования параметром важным

оказывается размер образовавшегося горячего пятна. Его оценки авторы [107] производят следующим образом.

Поскольку толщина сверхпроводниковой пленки d предполагается много меньше, чем длина термализации электронов L_{th} ($d \ll L_{th} = (D_{dif} \tau_{th})^{1/2}$, где D_{dif} – коэффициент диффузии, τ_{th} – время термализации электронов), то плотность квазичастиц в горячем пятне оказывается однородной по толщине пленки.

В плоскости сверхпроводниковой пленки размер горячего пятна может быть найден на основе двумерного уравнения диффузии неравновесных квазичастиц:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D_{dif} \frac{1}{r} \left(\frac{\partial C}{\partial r} + r \frac{\partial^2 C}{\partial r^2} \right) + \frac{C - C_0}{\tau} \qquad (1.3),$$

где C(r,t) – зависящая от времени концентрация неравновесных квазичастиц на расстоянии *r* от места поглощения фотона; C_0 – равновесная концентрация квазичастиц при данной температуре; $1/\tau$ - скорость уменьшения количества квазичастиц посредством рекомбинации. τ определяется как $\tau = \tau_{e-ph} + (c_e/c_p) \cdot \tau_{esc}$ [110], где τ_{e-ph} - время электрон-фононного взаимодействия, τ_{esc} – время выхода неравновесных фононов в подложку, c_e и c_p – электронная и фононная удельные теплоемкости. Решением уравнения (1.3) является:

$$C(r,t) = \frac{M(t)}{4\pi D_{dif}d} \frac{\exp(-\frac{r^2}{4D_{dif}t})}{t} \exp(-\frac{t}{\tau}) + C_0, \qquad (1.4),$$

где M(t) – коэффициент размножения квазичастиц, зависящий от времени, максимальное значение которого обычно называют квантовым выходом (K) – максимальное значение новых квазичастиц, возникающих при поглощении фотона. Точное выражение для M, достаточно сложно [111]. Авторы [107] показывают, что для получения довольно точных количественных

результатов при расчетах можно пользоваться простым аналитическим выражением для *M*:

$$M(t) = K(1 - \exp(-\frac{t}{\tau_{th}})).$$
 (1.5)

Используя приведенное выражение для M, а также считая образующееся горячее пятно цилиндрическим с радиусом, определяемым из выражения $C(r_n, t)=C_n$, где $C_n=N(0)k_BT_c$ – концентрация равновесных квазичастиц при данной температуре (N(0) – плотность состояний на поверхности Ферми), авторами [107] были найдены и построены временные зависимости диаметра горячего пятна.

После возникновения горячего пятна сверхток из него вытесняется к берегам сверхпроводниковой полоски. Если значение тока в берегах станет больше некоторого критического значения, в полоске сверхпроводника возникнет сопротивление. Эффект возникновения сопротивления в берегах подобен центрам проскальзывания фазы, возникающим в узком сверхпроводниковом канале при его смещении электрическим током [112]. В результате на концах сверхпроводниковой полоски возникает зависящее от времени сопротивление, значение которого рассчитано авторами [107]:

$$R = \frac{\rho}{d} \frac{2F(T)L_{E}(1+F(T)\frac{L_{E}}{r_{n}})}{w(1+F(T)\frac{L_{E}}{r_{n}}) - 2r_{n}}, (1.6)$$

где $L_E = (D\tau_Q)^{1/2}$ - глубина проникновения электрического поля, τ_Q - время релаксации зарядового разбаланса, w – ширина сверхпроводящей полоски, ρ - удельное сопротивление сверхпроводниковой пленки в нормальном состоянии, параметр F(T) < 1 – коэффициент, учитывающий долю сверхтока, которая непосредственно превращается в нормальный ток посредством Андреевского отражения и не создает электрического поля. При смещении сверхпроводниковой полоски током, близким критическому, время τ_Q в соответствии с [113] может быть рассчитано как:

$$\tau_Q = (4k_B T_c \pi \Delta) \cdot (3\tau_e \tau_j)^{1/2} \qquad (1.7),$$

где k_B – постоянная Больцмана, T_c – температура сверхпроводящего перехода, Δ - энергетическая щель сверхпроводника, τ_e – время неупругой релаксации электрона, принимаемое в работе [107] за время электрон-фононного взаимодействия, $\tau_j \approx 2k_B T_c \hbar/(\pi \Delta^2)$ - характеристическое время перестройки сверхтока.

Для моделирования отклика (или импульса напряжения $U(t)=R(t)\cdot I$) от сверхпроводниковой полоски при поглощении одиночного фотона авторами [107] также была вычислена плотность тока, протекающего через структуры в случае возникновения резистивной области:

$$j = \frac{RI}{4\rho F(T)L_E} \qquad (1.8),$$

где *I* – ток смещения структуры.

На основе полученных зависимостей авторами [107] были произведены сверхпроводниковой NbN расчеты динамики импульса напряжения фотона. Для структуры при поглощении одиночного ЭТОГО была использована микроскопическая теория сверхпроводников (теория БКШ – Бардина, Купера, Шриффера). Для нахождения температурно-зависимых параметров в уравнениях 1.6, 1.8 были использованы следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \xi(T) &= \xi(0)(1 - T/T_c)^{-1/2} \ (1.9), \\ \Delta(T) &= 2.15k_B T_c \Big[1 - (T/T_c)^2 \Big] \ (1.10), \\ c_e \propto T \ , \ c_p \propto T^3 \ (1.11), \\ j_c &= \frac{8\pi^3}{7\zeta(3)} \frac{\gamma}{3\sqrt{3}} eN(0) \Delta(0) \bigg(\frac{k_B T_c D}{h} \bigg)^{1/2} \cdot \Big[1 - (T/T_c)^2 \Big] \Big[1 - (T/T_c)^4 \Big]^{1/2} \ (1.12), \\ C_0 &= 2N(0) \sqrt{\frac{\pi\Delta T}{2}} e^{-\Delta/T} \ (1.13), \end{aligned}$$

где ξ - длина когерентности, ζ - дзета-функция Римана; γ - постоянная Зоммерфельда (для NbN величина постоянной Зоммерфельда зависит от стехиометрии и для NbN пленок $\gamma = 1.85 \times 10^{-4}$ Дж см⁻³ К⁻² [114]).

Также была использована экспериментально найденная температурная зависимость времени электрон-фононного взаимодействия [114]:

$$\tau_{e} \propto T^{-1.6}$$
 (1.14);

и экспериментально определенное значение энергетической щели [115].

Значение длины когерентности *ξ* необходимо для расчета температурных флуктуаций в объеме *wdξ* и выбора тока смещения максимально близкого к критическому току.

Для расчета величины и динамики импульса напряжения также были NbN пленок: $\rho = 2.3$ мкОм·см, использованы следующие параметры $\xi(0) = 7.5$ HM [116], T_c=10 K, D=0.45 cm²c⁻¹ [116], N(0)=5.2 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}\text{K}^{-1}, $\tau_{th}=7$ nc [117], $c_e=2.4$ мДж·см⁻³K⁻¹, $c_p=9.8$ мДж·см⁻³K⁻¹ [118], $\tau_e=17$ пс [118], $\tau_{esc}=78$ пс [119]. Проведенные расчеты амплитуды отклика сверхпроводниковой полоски при поглощении одиночного фотона были полностью подтверждены последующими экспериментальными работами. Также экспериментально была подтверждена возможность реализации механизма однофотонного детектирования фотонов с различной энергией сверхпроводниковыми полосками различной ширины при выборе соответствующего тока. протекающего через сверхпроводниковую структуру.

1.2. Эффект электронного разогрева и энергетическая релаксация 2D электронов в одиночных гетеропереходах AlGaAs/GaAs

Исследование терагерцового излучения, потенциально имеющего множество перспективных направлений использования, долгое время сдерживалось отсутствием источников и приемников излучения. Однако с середины прошлого столетия техника терагерцового диапазона начала активно развиваться, что связано с созданием первых терагерцовых источников – ламп обратной волны [120, 121]. К настоящему времени создано множество других видов источников излучения терагерцового диапазона частот: гиротроны, лазеры на свободных электронах, диоды Ганна с умножителями частоты, газоразрядные лазеры, квантово-каскадные лазеры и др. [122 - 128]. Можно сказать, что, фактически, созданными источниками излучения перекрывается весь терагерцовый диапазон частот. Под последним, как правило, понимают диапазон частот от ~100 ГГц до нескольких десятков терагерц (30-50 ТГц).

С развитием источников терагерцового излучения развивались и приемники этого частотного диапазона. Решаемые практические задачи (см. введение настоящей работы) также определяли основные направления развития приемников терагерцового диапазона, общей тенденцией которых являлось создание приемников с возможностью регистрации предельно слабых сигналов. Причем, как отмечено в [129], развитие приемников происходило по двум основным направлениям – создание болометрических приемных систем некогерентного приема излучения [130] и приемников когерентного приема или гетеродинных приемников [127]. Гетеродинные приемники в дополнение к измерению амплитуды детектируемого сигнала, регистрируют и его фазу и поэтому могут быть использованы в спектроскопии высокого разрешения.

настоящее время создано большое количество разнообразных B широкополосных приемников для некогерентного приема терагерцового частот: оптико-акустический преобразователь, кремниевые диапазона болометры, сверхпроводниковые болометры на краю сверхпроводящего перехода, болометры на основе кинетической индуктивности, болометры на основе металлических пленок, HEMT неохлаждаемые транзисторы и др. [131 - 138]. Чувствительность детекторов прямого детектирования выражается, как правило, в единицах NEP (от английского noise equivalent power – мощность, эквивалентная шуму) и составляет для лучших неохлаждаемых болометров NEP~10⁻¹⁰ Вт/Гц^{1/2} [136, 137], а для

приемников, охлаждаемых до субкельвинных температур, NEP~10⁻¹⁹ Вт/Гц^{1/2} [138].

Первыми практическими смесителями или гетеродинными приемниками терагерцового диапазона, получившими широкое распространение стали смесители на основе диодов Шоттки (ДБШ – диод на барьере Шоттки) [139]. Несомненным преимуществом диодов Шоттки является возможность их работы без дополнительного охлаждения. Вместе с тем, работая при комнатной температуре, ДБШ имеют значительный уровень шумов, который не позволяет реализовать смесители с предельно низкой шумовой температурой. Кроме того, ДБШ требует значительного уровня гетеродинного источника (~1 мВт [140, 141]), что не позволяет создавать на их основе матричные приемные элементы, необходимые для решения целого ряда практических задач.

В настоящее время наиболее чувствительными смесителями диапазона 100 ГГц-1.2 ТГц являются смесители на основе перехода сверхпроводникизолятор-сверхпроводник или СИС смеситель [135, 142 - 146]. Работая при гелиевых температурах, СИС смеситель имеет шумовую температуру лишь в несколько раз превышающую квантовый предел $\frac{\hbar v}{2k}$. Однако на частотах превышающих 1.2 ТГц уровень шумов СИС смесителя начинает быстро Как показано в [147], реализовать смеситель нарастать. на основе туннельного перехода сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник возможно только для частотного диапазона, для которого энергия кванта электромагнитного излучения hv не превышает значение энергетической щели сверхпроводника 2Л. Для ниобия, на основе которого создается большинство СИС смесителей, величина граничной частоты составляет 1.4 ТГп.

В более высокочастотной области разрабатываются и используются смесители на основе эффекта электронного разогрева в сверхпроводниках и полупроводниках (НЕВ смесители – от английского hot electron bolometer

mixer). Значительным результатом последнего времени является разработка НЕВ-смесителей на основе высокотемпературных сверхпроводниковых соединений YBaCuO [148, 149], работающих при температуре жидкого азота. Вместе с тем, созданные ВТСП смесители требуют значительной мощности гетеродинного источника ~0.4 мВт и, кроме того, указанное соединение подвержено деградации вследствие окисления поверхностного слоя сверхпроводника С ухудшением параметров смесителя. Несомненно, указанные недостатки в настоящее время ограничивают использование ВТСП смесителей и требуют дальнейшего их изучения и совершенствования.

Другим видом HEB-смесителей терагерцового диапазона являются смесители на основе низкотемпературного сверхпроводника NbN, работающие при температуре жидкого гелия. Эти смесители являлись предметом настоящего исследования. Обзор состояния разработок NbN смесителей представлен в п.1.3 настоящей главы, а оригинальные результаты работы в главе 5.

В параграфе представлен обзор исследований настоящем полупроводниковых гетероструктур AlGaAs/GaAs, как перспективного объекта для создания смесителей терагерцового диапазона: рассмотрены структурные особенности этих структур, представлены теоретические и экспериментальные исследования механизмов энергетической релаксации, определяющих параметры приборов гетеропереходов на основе AlGaAs/GaAs, а также работы по созданию терагерцовых смесителей.

1.2.1. Основные механизмы энергетической релаксации электронов и основные положения теории электрон-фононного взаимодействия в гетероструктурах AlGaAs/GaAs

Двумерный электронный газ в гетероструктуре AlGaAs/GaAs образуется на плоской границе раздела полупроводников GaAs и AlGaAs. Схематично изображенная энергетическая зонная диаграмма указанных полупроводников представлена на рисунке 1.3 [150]. GaAs имеет прямую запрещенную зону

 E_g =1.52 эВ. При замещении атомов Ga атомами Al, являющегося элементом той же группы, композиционное соотношение A_{III}B_V сохраняется, при этом величина E_g растет. Для стандартной гетероструктуры Al_xGa_{1-x}As/GaAs при концентрации Al x=0.3 разность запрещенных зон составляет приблизительно 0.4 эВ (при x>0.43 Al_xGa_{1-x}As имеет уже непрямую запрещенную зону – минимум зоны проводимости приходится на точку X зоны Бриллюэна). На границе возникает скачок потенциала, 60% которого приходится на зону проводимости и 40% на валентную зону [151, 152].



Рис.1.3 Схема энергетических зон в AlGaAs/GaAs гетероструктуре до (а) и после (б) образования 2D слоя.

Если два рассмотренных выше полупроводника привести в контакт, у границы их раздела происходит перераспределение электрического заряда, в результате чего химический потенциал по обе стороны гетерограницы выравнивается; образуется гетеропереход. Действительно, уровень донорных

состояний (концентрация 10¹⁷-10¹⁸ см⁻³) AlGaAs, обычно легированного кремнием, находится выше края зоны проводимости в GaAs. Поэтому уровней AlGaAs электроны с донорных могут диффундировать В арсенида галия, пространственно разделяясь нелегированные слои С породившими их ионизированными донорами. При этом возникает сильное электрическое поле, которое изгибает энергетические зоны. В результате такого изгиба в арсениде галия образуется квазитреугольная потенциальная яма. Если ширина этой потенциальной ямы мала по сравнению с дебройлевской длиной волны электронов, энергия носителей в ней разбивается E_i , на, так называемые, энергетические подзоны соответствующие уровням квантования для движения в направлении нормали к поверхности. В этом случае и говорят о наличии на границе гетероперехода двумерного электронного газа. В исследуемых в работе гетероструктурах AlGaAs/GaAs ширина квазитреугольной потенциальной ямы составляла ~100 Å, что в полной мере отвечает существованию 2D слоя.

Свойства двумерного электронного газа В гетероструктурах AlGaAs/GaAs подробно рассмотрены во многих работах. Основным свойством двумерных систем является квантование энергии электронов и их плотности состояний в направлении, перпендикулярном поверхности. Электроны в AlGaAs/GaAs гетероструктурах оказываются локализованными в узком поверхностном слое арсенида галия, где они могут двигаться параллельно гетерогранице, обладая при этом двумя степенями свободы. Обычно в трехмерном случае энергия Е движущихся электронов в полупроводнике непрерывна и дается выражением:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$$
(1.15),

где m^* - эффективная масса электрона, k_x , k_y , k_z – волновой вектор электрона в соответствующем направлении. Энергия же двумерных электронов выражается как:

$$E = E_i + \frac{\hbar^2 k_{II}^2}{2m^*}$$
(1.16),

где k_{II} есть волновой вектор электрона в двумерной плоскости, а E_i – энергия i-го уровня занятого электроном. Из решения уравнения Шредингера можно получить [153] значения энергий указанных уровней, которые будут определяться поверхностной концентрацией двумерных носителей n_s . Для первых двух энергетических уровней E_0 и E_1 получаем:

$$E_0 = \gamma_0 n_s^{2/3}, E_1 = \gamma_1 n_s^{2/3} (1.17),$$

где величины γ_0 и γ_1 , определенные из данных циклотронного резонанса и осцилляций Шубникова де-Гааза для GaAs, составили:

$$\gamma_0 = 2.5 * 10^{-12} eVm^{4/3}, \gamma_1 = 3.2 * 10^{-12} eVm^{4/3}$$
 (1.18).

Зависимость энергии двумерного электрона от его волнового вектора представлена на рис. 1.4 а. На рис. 1.4 б показана зависимость плотности состояний двумерных носителей от энергии, которая сравнивается с этой же зависимостью для трехмерного случая. Если в трехмерном случае плотность состояний является монотонной функцией энергии, то в случае двумерных электронов она имеет ступенчатый вид – постоянна, пока энергия не достигла значения вышележащей подзоны, а при достижении возрастает скачком на $\frac{m^*}{\pi\hbar^2}$. При нулевой температуре заняты все энергетические состояния вплоть до $E = \varepsilon_F$. Энергия Ферми, отсчитанная от нулевого уровня размерного квантования, линейно связана с поверхностной концентрацией носителей n_5 :

$$\varepsilon_F = \frac{\pi \hbar^2 n_S}{m^*} \ (1.19).$$



Рис. 1.4 Энергии подзон размерного квантования в гетерострутурах AlGaAs/GaAs a), плотность состояний в 2D газе и сравнение с трехмерным случаем б).

Таким образом, основным свойством рассматриваемой нами системы – двумерного электронного газа на гетерогранице AlGaAs/GaAs, является дискретность энергетического спектра электронной системы, а также квантование плотности состояний двумерных носителей.

Рассматривая основные механизмы энергетической релаксации электронов в гетероструктурах AlGaAs/GaAs отметим, что одно из следствий теоремы Блоха состоит в том, что электроны не испытывают рассеяния в

идеальной периодической решетке. Блоховские функции для электрона в идеальной решетке:

$$\psi(r) = u_k(r)e^{ikr} \quad (1.20),$$

где k – волновой вектор электрона, $u_k(r)$ - -некоторая функция, обладающая той же периодичностью, что и одноэлектронный потенциал V(r) в уравнении Шредингера, описывают стационарные состояния электрона. Поэтому электрон в такой решетке движется с постоянной скоростью:

$$\upsilon(k) = \frac{1}{\hbar} \cdot \frac{\partial \varepsilon(k)}{\partial k}$$
(1.21),

где *ε*(*k*) – кинетическая энергия электрона. Любое нарушение периодичности решетки, из-за которого Блоховские функции перестают быть собственными функциями, приводит к рассеянию электронов.

Нарушения периодичности решетки возможно разделить на две большие группы. К нарушениям периодичности первого типа относятся статические дефекты решетки [154]. В эту группу дефектов можно выделить вакансии, атомы, дислокации, межкристаллитные границы. Обычно примесные рассеяние на статических дефектах упругое, а, следовательно, не может вносить вклад в исследуемую нами энергетическую релаксацию двумерных носителей. Однако данное рассеяние играет определяющую роль в двумерных носителей в гетероструктурах ограничении подвижности AlGaAs/GaAs при низких температурах. Двумерный электронный газ, образующийся на границе AlGaAs и GaAs, испытывает рассеяние как на остаточных ионизированных и нейтральных примесях GaAs, так и на ионизированных примесях AlGaAs, концентрация которых достаточно велика. Для уменьшения влияния ионизированных примесей AlGaAs и увеличения подвижности электронов между легированным слоем AlGaAs и спейсерный GaAs предельно очищенным слоем вводится слой нелегированного AlGaAs, который служит для пространственного разделения двумерного электронного газа и заряженных примесей в AlGaAs. Толщина этого слоя существенно влияет на подвижность и концентрацию двумерных носителей. При увеличении толщины спейсера влияние ионизированных примесей в AlGaAs на рассеяние носителей ослабляется. Однако при этом падает и концентрация 2D электронов. Исходя из этих особенностей, подбирается оптимальная толщина спейсерного слоя, которая обычно составляет порядка 100 Å. Подвижность вырожденных двумерных носителей, связанная с рассеянием на ионизированных примесях, в области низких температур практически не зависит от температуры.

Для другой группы нарушений периодичности кристаллической решетки характерно отсутствие локализации нарушений, перемещение их по кристаллу. К этой группе относятся в первую очередь тепловые колебания решетки. Возбуждение колебаний кристаллической решетки описывают при помощи квазичастиц – фононов, имеющих определенный закон дисперсии: $\omega = \omega_s(q)$, где q – квазиимпульс фонона, ω - частота фонона, s – индекс, нумерующий различные ветви фононного спектра. Рассеяние носителей на тепловых колебаниях решетки рассматривается как взаимодействие с фононами, причем количество фононов при таких процессах может не сохраняться – они могут рождаться или поглощаться. При этом справедливы законы сохранения энергии и импульса. Скорость энергетической релаксации возбужденных носителей определяется в основном электрон-фононным взаимодействием, которое мы рассмотрим далее более подробно.

В полярных полупроводниках возможно существование как акустической, так и оптической ветвей фононного спектра. Причем электроны могут взаимодействовать с акустическими модами двумя разными путями – либо через деформационный потенциал, либо посредством пьезоакустического взаимодействия. Первый связан с короткодействующими возмущениями периодического потенциала, второй - с нарушениями локальной электронейтральности, в результате чего возникает электрическая поляризация и связанные с ней дальнодействующие электрические поля, которые взаимодействуют с электроном.
Теоретические исследования электрон-фононного взаимодействия в двумерных структурах ведутся уже давно. В этих работах [150, 155 - 158] обычно обсуждается либо температурная зависимость подвижности, либо зависимость мощности энергетических потерь, приходящихся на один электрон Q_e в зависимости от эффективной температуры электронов. Типичная зависимость подвижности, как функция температуры представлена на рисунке 1.5 [159]. Ha данном представлены рисунке как экспериментальные данные для гетероструктуры AlGaAs/GaAs, так и теоретические зависимости для подвижности, обусловленной рассеянием на фононах. Как видно из рисунка, подвижность при низких температурах не определяется электрон-фононным взаимодействием. При этих температурах (T<10 K), как было указано выше, определяющую роль в ограничении подвижности носителей играет электрон-примесное рассеяние.

При повышении температуры все более заметным становится рассеяние на акустических фононах. В наиболее чистых структурах характеристическая температура, отделяющая температурную область рассеяния на примесях от области доминирования акустического электрон-фононного взаимодействия, смещается в сторону более низких температур. Теоретически максимально возможная подвижность двумерного электронного газа в гетероструктурах AlGaAs/GaAs определяется именно электрон-фононным взаимодействием и, как было показано в работах [160, 161], для поверхностной концентрации электронов n_s =4.2·10¹¹ см² составляет μ =3·10⁷ см²B⁻¹c⁻¹ при *T*=4.2 К. В области высоких температур подвижность двумерного электронного газа быстро падает с увеличением температуры. При высоких температурах преобладающим процессом рассеяния является процесс рассеяния на полярных оптических фононах. Так как упругие и диэлектрические константы в AlGaAs и GaAs схожи, плотность поверхностных фононов будет мала и в расчетах рассеяния на оптических фононах в 2D системах можно принимать в расчет лишь объемные фононы GaAs [162].



Рис. 1.5. Экспериментальная температурная зависимость подвижности электронов в гетероструктуре AlGaAs/GaAs (точки с соединительной линией); сплошные линии – температурные зависимости подвижности электронов в гетероструктуре AlGaAs/GaAs для различных типов электрон-фононного взаимодействия (из [159]).

Основным экспериментальным методом изучения электрон-фононного взаимодействия является измерение электронной температуры от мощности энергетических потерь приходящихся на один электрон. Поэтому в теоретических работах рассчитывается именно эта зависимость. Наиболее подробный теоретический анализ дан в работах Карпуса [163 - 166], хотя и в других теоретических работах [167 - 169] получены близкие результаты. В работах [163 - 166] Карпус, рассматривая механизмы релаксации на фононах, акустических получает аналитические выражения ДЛЯ температурных зависимостей мощности энергетических потерь Q (как для деформационного пьезоакустического, так И для потенциалов). Энергетический спектр фононов, участвующих во взаимодействии с электронами, ограничен. В направлении поперек квантовой ямы, исходя из законов сохранения энергии и импульса, испускаться или поглощаться могут лишь фононы, волновой вектор которых ограничен как шириной квантовой ямы, так и температурой:

$$q_{\perp} \sim \min(\frac{2\pi}{d}, \frac{k_B T}{\hbar s_{\lambda}})$$
 (1.22),

где q_{\perp} - волновой вектор фонона поперек квантовой ямы, s_{λ} - скорость звука, d – ширина квантовой ямы. Этим фононам соответствуют энергии:

$$\hbar s_{\lambda} q_{\perp} \sim \min(\sqrt{8ms_{\lambda}^2 W}, k_B T) \ (1.23),$$

где $W = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2md^2}$ — по порядку величины энергия размерного квантования. Волновой вектор фононов, испускаемых или поглощаемых в плоскости двумерных носителей, ограничивается волновым вектором электрона *k* или температурой:

$$q_{\text{II}} \sim \min(2k, \frac{k_B T}{\hbar s_\lambda})$$
 (1.24).

Этим фононам соответствуют энергии:

$$\hbar s_{\lambda} q_{\rm II} \sim \min(\sqrt{8ms_{\lambda}^2 \varepsilon}, k_B T) \ (1.25),$$

где $\varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$. В соответствии с ограничениями, накладываемыми на спектр фононов, участвующих в электрон-фононном рассеянии можно выделить три области температур:

1. Область малоуглового рассеяния, где $k_B T << \sqrt{8ms_{\lambda}^2 \varepsilon_F}$, ε_F - энергия электронов на уровне Ферми.

- 2. Область частичной неупругости, где $\sqrt{8ms_{\lambda}^2\varepsilon} << k_BT << \sqrt{8ms_{\lambda}^2W}$.
- 3. Область высоких температур, в которой $k_B T >> \sqrt{8m s_{\lambda}^2 W}$.

На рисунке 1.6 [163] схематически изображены области изменения компонент волновых векторов характерных фононов, участвующих во взаимодействии с двумерными электронами в соответствующих областях. В случае деформационного взаимодействия, скорость энергетической релаксации определяется большей проекцией, т.е. q_{\perp} [164]. В случае пьезоакустического взаимодействия, энергетическая релаксация будет определяться испусканием фононов, для которых $q_{\perp} \sim q_{11}$ [165]. Более эффективное в данном случае взаимодействие с испусканием большого фонона поперек квантовой ямы запрещено симметрией кристалла.

Рассматривая различные температурные области применительно к двумерному электронному газу гетероперехода AlGaAs/GaAs в условиях, когда почти полностью заполнена первая подзона размерного квантования (т.е. $\varepsilon_F \leq W$), Карпус получает зависимость мощности энергетических потерь, приходящихся на один электрон, от электронной температуры T_e . Для области малоуглового рассеяния ($k_BT << \sqrt{8ms_A^2 \varepsilon_F}$) получены выражения:

РА взаимодействие:
$$Q = b_1 Q_1 \left(\frac{k_B T}{\sqrt{2ms_T^2 \varepsilon_F}}\right)^3 \left(\frac{T_e^3}{T^3} - 1\right)$$
 (1.26),

DA взаимодействие:
$$Q = b_2 Q_2 \left(\frac{k_B T}{2ms_L^2}\right)^2 \left(\frac{k_B T}{\sqrt{2ms_L^2 \ \varepsilon_F}}\right)^3 \left(\frac{T_e^5}{T^5} - 1\right) (1.27),$$

где s_T , s_L - скорости поперечного и продольного звука, b_1 , b_2 , Q_1 , Q_2 некоторые константы, зависящие от свойств исследуемого материала. В случае, когда $k_B T >> \sqrt{8m s_{\lambda}^2 \varepsilon_F}, \sqrt{8m s_{\lambda}^2 W}$ для мощности энергетических потерь получаем:



Рис. 1.6. Области изменения компонент волновых векторов акустических фононов, участвующих во взаимодействии с двумерными электронами в областях малоуглового рассеяния (а), частичной неупругости (б), высоких температур (в). Из работы [163].

РА взаимодействие:
$$Q = b_3 Q_1 \frac{k_B T}{\sqrt{2ms_T^2 \varepsilon_F}} \left(\frac{T_e}{T} - 1\right)$$
 (1.28),

DA взаимодействие:
$$Q = b_4 Q_2 \frac{k_B T \sqrt{\varepsilon_F}}{\left(2ms_L^2\right)^{3/2}} \left(\frac{T_e}{T} - 1\right)$$
 (1.29),

где b_3 , b_4 - также константы, зависящие от свойств исследуемого материала. Таким образом, из представленных соотношений видно, что в области малоуглового рассеяния скорость энергетической релаксации определяется РА взаимодействием с характерной зависимостью $Q_{PA} \sim T_e^3$. При повышении температуры происходит переход к линейной зависимости $Q \sim T_e$, определяемой сосуществованием рассеяния, как на деформационном, так и на пьезоакустическом потенциалах.

Однако, для области, в которой $k_B T >> \sqrt{8ms_{\lambda}^2 \varepsilon_F}, \sqrt{8ms_{\lambda}^2 W}$, где все более заметным становится рассеяние на деформационном потенциале, существуют и другие теоретические оценки температурной зависимости мощности энергетических потерь. Так в работах [170, 171] было показано, что в этой области рассеяние на деформационном потенциале становится доминирующим (вклад процессов РА взаимодействия ослабляется), и зависимость полной мощности энергетических потерь, приходящихся на один электрон, можно представить в виде $Q \sim (T_e^{\gamma} - T^{\gamma})$, где $\gamma=2$.

При высоких температурах преобладающим процессом рассеяния в AlGaAs/GaAs исследуемых гетеропереходах является нами процесс рассеяния на полярных оптических фононах. Теоретическому исследованию данного механизма релаксации посвящены, например, работы [172-177], в которых, однако, приводятся лишь оценочные значения температурной области доминирования процессов релаксации с участием оптических фононов. Так в работе [172] показано, что в области температур меньших 40 К зависимость мощности энергетических потерь от электронной температуры определяется рассеянием электронов на деформационном потенциале. В области температур T>50 К механизмом, определяющим температурную зависимость Q, является рассеяние на полярных оптических

фононах. При этом зависимость мощности энергетических потерь от температуры выглядит следующим образом:

$$Q = \hbar \omega_{LO} \tau_{LO}^{-1} \exp(\frac{-\hbar \omega_{LO}}{k_B T_e})$$
(1.30),

где $\hbar\omega_{10}$ - энергия оптического фонона, общепринятое значение которой 36.5 мэВ, τ_{LO} - характерное время испускания оптического фонона. Экспоненциальный вид данной зависимости объясняется увеличением с ростом температуры числа электронов с энергией, достаточной для испускания оптического фонона. Так как время жизни оптического фонона, определяемое как время между испусканием фонона электроном и распадом высокоэнергичного оптического фонона на низкоэнергичные акустические фононы, больше, чем время испускания разогретыми носителями LO фононов, возможно возникновение ситуации, когда система фононов выйдет из равновесия с решеткой. Неравновесные фононы могут перепоглощаться вызывая замедление темпа энергетической релаксации. электронами, Поэтому в зависимости (1.30) значение τ_{LO} будет определяться временем распада оптического фонона на акустические. То же самое будет наблюдаться и в условиях близких к квазиравновесным: при высоких температурах в решетке есть высокоэнергичные оптические фононы, которые могут перепоглощаться электронами. При этом время жизни фонона оказывается существенно большим времени его оптического испускания неравновесными носителями (примерно в 30 раз, гл.4).

Исследованию скорости энергетической релаксации двумерного электронного газа в магнитном поле, перпендикулярном 2D плоскости также посвящено много работ [например, 178 - 180], поскольку одними из первых полупроводниковых приемников электромагнитного излучения были приемники на основе циклотронного резонанса. Рассматривая свойства двумерных носителей в магнитном поле, прежде всего, коснемся вопроса, связанного с изменением их энергетического спектра, что является определяющим для понимания многих явлений, наблюдаемых в двумерных структурах в присутствии магнитного поля.

Двумерные носители, попадая под влияние магнитного поля *B*, перпендикулярного 2D плоскости, испытывают воздействие силы Лоренца $F = e[\upsilon B]$. Под действием этой центростремительной силы электроны совершают круговое движение с радиусом $r = \frac{mv}{eB}$ и циклотронной частотой $\omega_c = \frac{eB}{m}$. Так как момент импульса квантуется, то $r = \sqrt{\frac{\hbar N}{eB}}$, где N – целое число и энергия такого периодического движения может принимать только дискретные значения:

$$E_N = \hbar \omega_c (N + \frac{1}{2}), N = 0, 1, 2, ... (1.31).$$

Энергетические уровни E_N называются уровнями Ландау. Таким образом, в магнитном поле, перпендикулярном 2D плоскости, энергетический спектр двумерной электронной системы представляет собой набор полностью дискретных энергетических уровней:

$$E_{i,N} = E_i + E_N$$
 (1.32).

В сильном магнитном поле электроны двигаются по циклотронным орбитам с $r = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$, следовательно, их движение ограничено площадью $s_0 = \frac{\pi \hbar}{eB}$. Кратность вырождения каждого уровня Ландау или максимальная плотность состояний на любом из уровней Ландау при заданном магнитном поле, составляет:

$$N_H = \frac{1}{s_0} = \frac{eB}{\pi\hbar}$$
 (1.33).

Сравнивая значение двумерной плотности состояний, полученной в магнитном поле, с плотностью состояний при B=0 ($D_0 = \frac{m}{\pi \hbar^2}$), можно получить, что плотность состояний на уровне Ландау N_H равна

произведению D_0 на $\hbar \omega_c$. Таким образом, каждый уровень Ландау, созданный магнитным полем, собирает состояния континуума из интервала $\hbar \omega_c$.

Если уровень Ферми ε_F попадает в щель между уровнями Ландау, при нулевой температуре, когда все состояния ниже уровня Ферми заполнены, а выше уровня Ферми пусты (т.е. при заполнении N нижних уровней Ландау), поверхностная концентрация электронов в 2D слое есть:

$$n_s = NN_H$$
 (1.34).

В общем случае заполнение уровней Ландау характеризуется фактором заполнения:

$$v = \frac{n_s}{N_H} = \frac{\pi n_s \hbar}{eB}$$
(1.35),

который может принимать как целые, так и дробные значения. В данном определении фактора заполнения предполагается, что на каждом уровне Ландау может находиться по два электрона с противоположно направленными спинами.

В рассмотренном идеальном двумерном электронном газе при наличии δ магнитного состояний плотность является системой поля функциональных пиков, а каждый из уровней Ландау вырожден с кратностью N_H. В реальной ситуации, при наличии в системе беспорядка к энергии электронов на уровне Ландау прибавляется флуктуирующая в потенциала eV(r). Дискретные пространстве часть уровни Ландау приобретают конечную ширину (рис. 1.7). Подавляющая часть электронов заполняет те состояния на уширенных уровнях Ландау, которые соответствуют минимумам потенциала V(r). Из таких состояний электрон не может уйти по эквипотенциальной линии, поэтому он привязан к месту и не принимает участия В проводимости; такие состояния называют локализованными. Лишь узкая по энергии полоска состояний в центре уровня Ландау каждого отвечает делокализованным состояниям

состояниям, занимая которые электроны могут участвовать в процессах проводимости.



Рис. 1.7. Заполнение энергетических состояний двумерными носителями в магнитном поле.

Из-за зависимости плотности электронных состояний от магнитного поля скорость энергетической релаксации также должна испытывать осцилляции, подобные осцилляциям Шубникова-де Гааза. Энергетическая релаксация может осуществляться, как за счет переходов между уровнями Ландау, так и внутри уровней. От условий эксперимента зависит, какой из этих процессов окажется определяющим [181]. Как следует из работы [182], скорость энергетической релаксации при внутриуровневой релаксации существенно зависит от плотности состояний и возрастает при электронфононных переходах, происходящих в области энергий, соответствующих большой плотности состояний, то есть скорость энергетической релаксации максимальна, когда уровень Ферми совпадает с уровнем Ландау и минимальна, когда $\varepsilon_{\rm F}$ попадает в область локализованных состояний.

Как было показано в работах [183 - 186], изменение энергетического спектра электронов приводит и к изменению спектра фононов, участвующих в электрон-фононном взаимодействии в магнитном поле. В отсутствие магнитного поля в электрон-фононном взаимодействии участвуют фононы, волновой вектор которых ограничен в направлении, перпендикулярном 2Dслою поперечными размерами слоя a_0 : $q_{\perp} < 1/d$, а в плоскости слоя в соответствии с законами сохранения энергии и импульса $q_{\parallel} < 2k_F$, т.е. все фононные состояния заполняют цилиндр высотой 1/*d*≈10⁶ см⁻¹ для типичных GaAs/AlGaAs 2D-структур и радиусом *q*_{||} (при концентрации двумерных носителей $n_{S} \cong 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} q_{\parallel} \approx 4 \cdot 10^{6} \text{ см}^{-1} \approx 1/d$). В магнитном поле меняется лишь радиус цилиндра: q_{\parallel} ограничивается магнитной длиной $l_{B} = \sqrt{\frac{\hbar}{\rho R}}; q_{\parallel} < \frac{1}{l}$ $(\frac{1}{L}=3.9\cdot10^5\sqrt{B}$ Тл^{-0,5}см⁻¹). Для магнитных полей *B*≤8 Тл $q_{\parallel B\neq 0} << q_{\parallel B=0}$. Эти оценки показывают, что если в отсутствие магнитного поля темп энергетической релаксации определяется равновероятным по направлению излучением высокоэнергичных фононов, то в магнитном поле такие фононы могут излучаться лишь под малыми углами к направлению магнитного поля, существенно уменьшает энергетической что скорость релаксации электронов.

Таким образом, изменение электрон-фононного взаимодействия в двумерных электронных структурах при влиянии магнитного поля связано, как с квантованием энергии двумерных носителей, так и с изменением спектра фононов, участвующих во взаимодействии с электронами.

1.2.2. Гетеродинное преобразование частоты излучения терагерцового диапазона полупроводниковыми гетеропереходами AlGaAs/GaAs

Эффект электронного разогрева высокочастотным электромагнитным излучением в объемных полупроводниках аналогичен разогреву электронов в металлах и был впервые детально проанализирован в работе [11] около 50

лет назад. Авторами [11] было показано, что в случае, когда время электронэлектронного взаимодействия τ_{e-e} много меньше времени электронфононного взаимодействия τ_{e-ph} , т.е. $\tau_{e-e} << \tau_{e-ph}$, в полупроводнике при поглощении высокочастотного электромагнитного излучения возникает ситуация при которой состояние и динамику релаксации электронного газа правомерно описывать в терминах электронной и решеточной температур, причем электроны имеют температуру T_e большую, чем температура решетки полупроводника T. Такое состояние, называемое эффектом электронного разогрева в полупроводниках, реализуется при высокой концентрации электронов, с повышением которой уменьшается время электрон-электронного взаимодействия.

При увеличении температуры электронного газа меняется И подвижность электронов, определяющая проводимость или сопротивление образом, полупроводниковой структуры. Таким поглощаемое электромагнитное излучение приводит К изменению сопротивления полупроводника, что и лежит в основе полупроводниковых болометров или некогерентных детекторов на эффекте электронного разогрева.

В случае зависимость подвижности сопротивления) если (И полупроводника нелинейным образом зависит от температуры электронов Т, поглощаемые излучения гетеродинного источника и детектируемого излучения с близкими частотами (ω_c и ω_c соответственно), смешиваясь на нелинейном элементе, будут давать на выходе переменный сигнал на различных комбинационных частотах. Используя на выходе такого приемника дополнительно схему фильтрации и усиления можно выделить гармонику сигнала, соответствующую разностной частоте: $\omega_2 - \omega_c$. Это принцип работы когерентного приемника или преобразователя частоты или смесителя.

Анализ работы полупроводникового смесителя, проведенный авторами [187], позволил рассчитать внутренние потери преобразования, для которых было получено следующее выражение:

$$L = \frac{2}{P_{DC}P_{LO}} \frac{R_0^2}{C^2} \frac{(R_0 + R_{ny})^2}{4R_0R_{ny}} \left(1 - \frac{CP_{DC}}{R_0} \frac{R_{ny} - R_0}{R_{ny} + R_0}\right) \cdot \left(1 + (\omega_{ny}\tau_e)^2\right) (1.36)$$

где P_{DC} - мощность, подводимая по постоянному току, P_{LO} - мощность гетеродинного источника, R_0 - сопротивление полупроводникового элемента в рабочей точке, т.е. при поглощении мощности $P_0 = P_{DC} + P_{LO}$, $C = \left(\frac{dR}{dP}\right)_{P_{DD}}$,

 $\omega_{n_{4}} = \omega_{c} - \omega_{c}$ - промежуточная частота, τ_{e} - время энергетической релаксации электронов в полупроводнике. Отметим, что τ_{e} определяется как:

$$\tau_e = nc_e(T_e)/(dP/dT_e)$$
 (1.37),

где n - концентрация электронов, c_e - теплоемкость электронного газа в расчете на один электрон.

Выражение 1.36 позволило авторам [187] рассчитать оптимальную мощность гетеродинного источника, отнесенную к мощности, подводимой постоянным током, в случае согласованной нагрузки, т.е. когда $R_0 = R_{n_4}$, где R_{n_4} - сопротивление нагрузки:

$$P_{LO} = P_{DC} = \frac{P_0}{2} \ (1.38),$$

а также потери преобразования, также в условиях полного согласования смесителя с нагрузкой:

$$L_{coen} = 8 \left(\frac{R_0}{CP_0}\right)^2 \left(1 + (\omega_{nu}\tau_e)^2\right) (1.39).$$

Из выражения 1.39 в частности следует, что при $\frac{R_0}{CP_0} \rightarrow 1$ и при $\omega_{nu} \tau_e <<1$ внутренние потери преобразования полупроводникового смесителя составят

9 дБ.

Для минимизации же потерь преобразования смесителя необходимое сопротивление тракта промежуточной частоты составит:

$$R_{n_{v} onm} = R_0 \left[\frac{1 + CP_0 / R_0}{1 - CP_0 / R_0} \right]^{1/2} (1.40),$$

а потери преобразования, найденные в этом случае из соотношения:

$$L_{_{MUH}} = 4 \left(\frac{R_0}{CP_0}\right)^2 \left[1 + \left(1 - \left(\frac{CP_0}{R_0}\right)^2\right)^{1/2}\right] \cdot \left(1 + (\omega_{_{N_l}}\tau_e)^2\right) (1.41),$$

составят 6 дБ.

Первые полупроводниковые болометры и смесители на эффекте электронного разогрева были созданы на основе InSb и GaAs [16 - 19]. Однако, быстродействие болометров и полоса преобразования смесителей на основе полупроводников, определяемые временем энергетической релаксации горячих электронов составляли < 10 МГц ($\tau_e > 10^{-7}$ с), что, конечно, было недостаточно для широких практических применений созданных приборов.

С появлением полупроводниковых гетеропереходов, в которых носители заряда – двумерный электронный газ – находятся лишь в узком слое полупроводника, исследование энергетической релаксации электронов мотивацию. приобрело дополнительную Механизмом, значительно повышающим время энергетической релаксации электронов в объемных полупроводниках, является перепоглощение горячих (неравновесных) фононов уже остывшими электронами. В двумерных же электронных системах толщина слоя локализации электронов составляет типичное значение ~10 нм. В этом случае, при электрон-фононном взаимодействии и образовании горячих фононов, последние быстро покидают область электронного газа, двумерного вероятность передачи энергии ОТ неравновесных фононов обратно электронам значительно снижается, что предполагало возможность значительного расширения полосы преобразования смесителей и повышения быстродействия болометров на эффекте электронного разогрева в полупроводниковых структурах пониженной размерности.

Проведенные измерения времени энергетической релаксации электронов в гетероструктурах AlGaAs/GaAs [171, 188, 189] позволили экспериментально подтвердить рассмотренное предположение. Время электрон-фононного взаимодействия носителей заряда в гетеропереходах AlGaAs/GaAs уменьшилось более чем на два порядка величины. Подробный обзор экспериментальных работ, посвященных измерению τ_e , представлен в п.1.2.3 настоящей работы.

Полоса преобразования одних из первых AlGaAs/GaAs смесителей терагерцового диапазона была измерена авторами [190] и составила 1.7 ГГц при температуре решетки 20 К и сильном разогреве электронного газа (85-90 К), а также на частоте гетеродинного источника 94 ГГц. Авторами [191] также была измерена полоса преобразования смесителя на основе одиночного гетероперехода AlGaAs/GaAs, которая составила 3.7 ГГц ($T_e=77$ К). Увеличение полосы преобразования определяется использованием структур с другими значениями концентрации и подвижности двумерного электронного газа.

С целью еще большего увеличения полосы преобразования смесителей на основе полупроводниковых гетеропереходов авторами [192, 193] был предложен и теоретически исследован, а в работе [194] реализован режим диффузии горячих электронов гетероструктуры AlGaAs/GaAs в контакты. В этом случае длина структуры *l* должна быть меньше, чем характерная длина $l_{e-ph} = \pi \sqrt{D_{dif} \tau_{e-ph}}$ (длина пробега электрона без потери энергии на фононах), определяемая коэффициентом диффузии D_{dif} и временем электронфононного взаимодействия τ_{e-ph} . Авторами [194] при использовании гетероструктуры AlGaAs/GaAs с подвижностью электронов $\mu_{77K}=3.1\cdot10^5$ см²/В·с и при температуре работы смесителя 77 К была экспериментально измерена полоса преобразования равная 20.8 ГГц на частотах сигнала 115-140 ГГц.

Этой же группой авторов в работе [195] был продемонстрирован смеситель с баллистическим механизмом охлаждения неравновесных носителей заряда в гетероструктурах AlGaAs/GaAs. В этом случае, неравновесные электроны двумерного слоя достигают контактов и не испытывают упругих столкновений. Баллистический режим осуществляется,

когда $l \ll l_{el} = \frac{\upsilon_F m^* \mu}{e}$, где l_{el} - длина свободного пробега электронов, υ_F - скорость Ферми, m^* - эффективная масса электрона. Полоса преобразования AlGaAs/GaAs смесителя в работе [195] составила 37 ГГц при температуре 77 К и частоте сигнала в диапазоне 105-145 ГГц.

Таким образом, при использовании полупроводниковых AlGaAs/GaAs гетероструктур пониженной размерности снимается основной недостаток болометров и смесителей на эффекте электронного разогрева в объемных полупроводниках - малое быстродействие или малая полоса преобразования сигнала.

Авторами [190], одними из первых, были проведены измерения внутренних потерь преобразования смесителей на основе AlGaAs/GaAs гетероструктур. Полученные значения составили L=18 дБ, при рабочей температуре 20 К и сильном разогреве электронного газа. На частоте гетеродина 94 ГГц получены значения оптимальной поглощенной мощности источника $P_{LO}=1-2.5$ мВт. Отметим, что измеренная авторами мощность гетеродинного источника соответствует мощности, необходимой для работы смесителя при T=20 К. Хотя эта мощность сравнима с мощностью, требуемой для работы смесителей на основе диодов Шоттки, но все же она достаточна велика, например, для создания на основе полупроводниковых смесителей матричных приемных элементов.

Авторами [194] были измерены внутренние потери преобразования AlGaAs/GaAs смесителя, работающего при *T*=77 К. Внутренние потери

преобразования составили 19±1дБ. Измеренное значение оптимальной мощности гетеродинного источника составило *P*_{LO}=10 мкВт (также при 77 К), на частоте гетеродина 115-140 ГГц.

Этой же научной группой в работе [195] для AlGaAs/GaAs смесителя работающего при T=77 К и имеющего субмикронные размеры чувствительной области было получено значение оптимальной мощности гетеродинного источника равное $P_{LO}=0.8$ мкВт на частоте гетеродинного источника равное $P_{LO}=0.8$ мкВт на частоте гетеродинного источника 105-140 ГГц.

Оценки шумовой температуры смесителя на основе AlGaAs/GaAs гетероструктуры и на частоте гетеродинного источника 1 ТГц были сделаны в работе [193]. Для смесителя, работающего при температуре 77 К, T_N составила 1500-2000 К (внутренние потери преобразования ~15 дБ), что сравнимо с лучшими значениями шумовой температуры сверхпроводниковых смесителей, работающих при температуре жидкого гелия 4.2 К. Оценки оптимальной мощности гетеродинного источника, проведенные в этой же работе, позволили получить значение 1 мкВт для AlGaAs/GaAs смесителя с субмикронными размерами чувствительной области.

Таким образом, С созданием И развитием технологии полупроводниковых гетероструктур развитие получили новое И гетеродинные приемники миллиметрового/субмиллиметрового излучения, базирующиеся на гетеропереходах, в частности на AlGaAs/GaAs структурах. Экспериментальные и теоретические исследования, представленные в настоящем параграфе, показывают перспективность создания смесителей терагерцового диапазона частот на гетеропереходах AlGaAs/GaAs.

1.2.3. Обзор экспериментальных исследований электрон-фононного взаимодействия в гетероструктурах AlGaAs/GaAs

Измерению темпа энергетической релаксации двумерного электронного газа в гетероструктурах AlGaAs/GaAs посвящено большое количество

Однако, экспериментальных работ. длительное время измерения энергетических потерь Q_e , как функции электронной температуры T_e , в условиях сильного разогрева, оставались единственным способом определения энергетической релаксации темпа И, соответственно, температурных областей доминирования тех или иных механизмов рассеяния. При этом общепринятые методы определения электронной температуры в гетероструктурах по затуханию осцилляций Шубникова-де Гааза [169 - 171, 188] при $T_e > 15-20$ К практически не работают. Кроме того, возникают трудности и при пересчете времени энергетической релаксации из данных по Q_e . Используя в данном случае известные соотношения:

$$\tau_e(T_e) = \frac{d\varepsilon}{dQ_e(T_e)}, \quad d\varepsilon = \frac{\pi^2 k_B^2 T_e \Delta T_e}{3\varepsilon_F}, \quad (1.42)$$

приходится прибегать к численному дифференцированию, которое вносит дополнительную погрешность при определении τ_e . Зависимости $\tau_e(T_e)$, полученные с помощью (1.42) из результатов работ [171, 188], представлены на рисунке 1.8. Из рисунка видно, что погрешность, возникающая при определении времени энергетической релаксации, достаточно большая (~20%), и из представленных данных трудно получить температурную зависимость τ_e и выделить температурные области доминирования различных механизмов электрон-фононного взаимодействия.

В интервале температур $T_e>20$ К проводились эксперименты по определению характерного времени жизни оптического фонона τ_{LO} методом наблюдения люминесценции, обусловленной остыванием носителей при импульсном межзонном возбуждении [196, 197]. Однако они способны дать информацию о неупругой релаксации только в области достаточно ярко выраженных процессов с участием оптических фононов. Интерпретация данных таких экспериментов осложняется тем, что измеренные величины τ_{LO} для гетероструктур обнаруживают значительный разброс определяемых значений в зависимости от энергии возбуждающего кванта - его близости к

величине энергии запрещенной зоны полупроводников, из которых создается гетеропереход.



Рис. 1.8. Экспериментальная температурная зависимость времени энергетической релаксации электронов в гетероструктурах AlGaAs/GaAs. Данные работ: о - [188], △ - [171], ◊ - [189].

Так для гетероперехода AlGaAs/GaAs τ_{LO} ~7 пс, если энергия кванта близка к ширине запрещенной зоны GaAs и $\tau_{LO} \sim 1.5$ пс, если энергия кванта близка к ширине запрещенной зоны AlGaAs [196, 197]. Наблюдения времен затухания люминесценции в объемном GaAs [198] показали, что картина релаксации при возбуждении носителей фотонами с энергией ~2 эВ на самом деле еще более сложна в связи с различием вкладов в релаксационные дырок. Результаты измерения [189] процессы легких И тяжелых представлены на рис. 1.8. Видно, что доминирование процессов релаксации с участием оптических фононов проявляется при температурах выше 40 К.

Однако в области температур T<40 К эксперименты по наблюдению линий комбинационного рассеяния при импульсном межзонном возбуждении носителей для определения влияния оптических фононов невозможны, вследствие недостаточной выраженности последних.

Очевидно, что значительный интерес представляют прямые измерения квазиравновесных времен энергетической релаксации в низкоразмерных структурах в диапазоне температур, включающем область перехода от акустического рассеяния к рассеянию с участием оптических фононов.

Существующий метод прямого определения τ_e , базирующийся на измерении временных зависимостей релаксации сопротивления в области развитых осцилляций Шубникова-де Гааза при пропускании коротких электрических импульсов через образец, был использован для определения времени энергетической релаксации электронов в объеме полупроводников [199], полуметаллов [200], в двумерном газе у поверхности кремния [201], а также и в 2D газе гетеропереходов AlGaAs/GaAs [202]. В работе [202], авторы которой исследовали энергетическую релаксацию двумерных носителей в области доминирования акустического рассеяния (диапазон температур T=4.2-14 K), сделана оценка τ_e =0.5 нс. К сожалению, при этом не учитывалось влияние на релаксационные процессы довольно сильного магнитного поля (2-3 Тл). Кроме того, данные прямые методы определения времени энергетической релаксации также не работают при температурах, где осцилляции Шубникова-де Гааза существенно подавлены.

Впервые прямым методом в квазиравновесных условиях, из измерений релаксации фотоотклика в миллиметровом диапазоне волн, были определены неупругие времена релаксации двумерных носителей в AlGaAs/GaAs гетероструктурах авторами [160, 161]. В данных работах изучается температурная область, отвечающая переходу от рассеяния электронов на пьезоакустическом потенциале к рассеянию на деформационном потенциале. Авторами было показано, что времена релаксации энергии при низких температурах определяются лишь температурой электронов. В области

низких температур (T<3 K) τ_e обратно пропорционально электронной температуре, что указывает на преобладание пьезоакустического механизма электрон-фононного взаимодействия; в области T>4.2 К время энергетической релаксации слабо зависит от температуры, что связано с повышением роли рассеяния на деформационном потенциале. Область температур, в которой электрон-фононное взаимодействие связано с участием оптических фононов, в данных работах не рассматривается.

В экспериментальных посвященных работах изучению темпа энергетической релаксации двумерных носителей в присутствии магнитного поля, перпендикулярного 2D плоскости, в основном изучается изменение спектра фононов, участвующих во взаимодействии с электронами в магнитном поле, и их угловому распределению [182, 184 - 186]. Из измерений заселенности уровней Ландау методами магнито-тунельной спектроскопии в работе [203] были проведены оценки времени энергетической релаксации τ_e при межуровневых переходах электронов. Оно оказалось равным ~100 нс в полях B=4 Тл, что существенно больше значений τ_e , соответствующих случаю нулевого поля. О прямых измерениях времен энергетической релаксации в магнитном поле в литературе не сообщалось.

1.3. Гетеродинное преобразование частоты терагерцового излучения тонкими пленками низкотемпературных сверхпроводников

Как уже было отмечено в п.1.2., первыми практическими смесителями или гетеродинными приемниками терагерцового диапазона, получившими широкое распространение стали смесители на основе диодов Шоттки [139], преимуществом которых является возможность ИХ работы без дополнительного охлаждения. Но, работая при комнатных температурах, ДБШ приемники имеют достаточно высокие значения шумовой температуры: T_N на частоте гетеродина 360 ГГц составляет 900 К, на частоте гетеродина в 585 ГГц T_N =1684 К, T_N >5000 К на частоте гетеродинного источника ~1 ТГц и $T_N \approx 9000$ К на частоте гетеродинного источника в

2.5 ТГц [204 - 208]. Хотя шумовая температура ДБШ приемника может быть понижена при его охлаждении даже до 120 К в 2 раза и более [205], абсолютные значения шумовой температуры остаются высокими. Кроме того, требуемые мощности гетеродинного источника на уровне нескольких мВт [140, 141] определяют необходимость даже для одиночных смесителей использовать мощные источники субмиллиметрового излучения на основе газовых лазеров [206, 209].

Развитие в последнее время субгармонических смесителей на основе диодов Шоттки [например, 27, 210] позволяет использовать в качестве гетеродинных источников диоды Ганна с умножителями частоты и даже создавать многоэлементные приемные системы (до восьми элементов в системах активной безопасности, разрабатываемых компанией TerraView [27]). Но вместе с тем, частотная область использования такой техники ограничена значениями в несколько сотен ГГц (~300 ГГц), что делает невозможным использование субгармонических Шоттки смесителей в радиоастрономии терагерцового диапазона. Кроме того, значительная комплектующих таких систем способствует стоимость оправданному криогенных использованию конкурирующих сверхпроводниковых приемников, имеющих значительно превосходящую чувствительность в терагерцовом диапазоне частот.

Основными сверхпроводниковых смесителей типами являются смесители на основе перехода сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС смесители), смесители на основе электронного разогрева в тонких (BTCII) пленках низкотемпературных И высокотемпературных сверхпроводников (НЕВ смесители). ВТСП НЕВ смесители терагерцового диапазона в настоящее время находятся на стадии первичного лабораторного исследования [148, 149] и требуют значительных дополнительных работ, направленных на повышение их технологичности, вследствие, например, временной деградации YBaCuO соединений. Хотя, несомненно, переход от температур 4.2 К (рабочая температура СИС смесителей и НЕВ смесителей

на основе низкотемпературных сверхпроводников) к температурам ~77 К и выше (температура работы ВТСП смесителей) является в высшей степени перспективным, многократно расширяющим возможности использования чувствительных гетеродинных приемников. Но в настоящее время для многих практических применений в области частот 100 ГГц – 5 ТГц используются рекордные по чувствительности СИС смесители и НЕВ смесители на основе низкотемпературных сверхпроводников, обзору которых посвящены пп.1.3.1 и 1.3.2 настоящей главы.

1.3.1. Гетеродинное преобразование частоты терагерцового излучения переходами сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник

В настоящее время наиболее чувствительными смесителями диапазона 100 ГГц-1.2 ТГц являются смесители на основе перехода сверхпроводникизолятор-сверхпроводник [135, 142 - 146]. СИС смесители интенсивно используются в различных приложениях: в качестве спектрометра в рамках международного проекта TELIS (TErahertz LImb Sounder) ДЛЯ дистанционного исследования атмосферы с борта высотного аэростата в диапазоне 450 – 650 ГГц [211], субмиллиметровой обсерваторией Caltech Submillimeter Observatory [212], радиоастрономической обсерваторией ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) [213, 214], на телескопе APEX (The Atacama Pathfinder Experiment) [215, 216], в обсерватории Purple Mountain Observatory [217, 218] и других.

Теория смесителей на основе Джосефсоновских переходов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник была разработана в 80^x годах прошлого века в работах [8 - 10]. В этих работах было показано, что чувствительность СИС смесителей ограничена только нулевыми квантовыми флуктуациями, поэтому нижний предел их шумовой температуры составляет $T_N = \frac{hv}{k} = 0.05$ К/ГГц. Действительно, в последующих экспериментальных работах [219 - 222] было найдено, что значения шумовой температуры СИС

приемников лишь только в несколько раз (3-5 раз) превосходят значение квантового предела в частотном диапазоне работы смесителя 50-800 ГГц и являются рекордными. Отметим, что при столь низких значениях шумовой температуры основные усилия разработчиков СИС приемников направлены дополнительных на минимизацию потерь, присутствующих В высокочастотном тракте (потери в фокусирующей оптике – линзах, делителе луча, во входном окне криостата), а также в тракте промежуточной частоты и минимизацию дополнительных шумов приемника. Так, например, джозефсоновский ток, существующий в СИС смесителях и являющийся источником дополнительных шумов, повышающих шумовую температуру СИС приемников, подавляют использованием дополнительного постоянного магнитного поля [223].

В дополнение к рекордным шумовым температурам в диапазоне частот до ~1 ТГц СИС смесители имеют широкую полосу преобразования, составляющую несколько десятков ГГц [224] и ограничиваемую при их использовании, как правило, полосой используемого усилителя тракта промежуточной частоты [220]. Наличие широкой полосы преобразования смесителя, безусловно, важно при радиоастрономических наблюдениях или в спектроскопии, условиях ограничения перестройки В гетеродинного источника. Также особую значимость полоса преобразования приобретает при использовании смесителей терагерцового диапазона В системах безопасности для обнаружения спрятанных на теле человека запрещенных объектов в пассивном режиме сканирования. Детектирование в этом случае осуществляется собственного излучения тела человека и по контрасту в получаемом изображении возможно построение изображений скрытых объектов. Согласно [225] предельная флуктуационная чувствительность приемника (т.е., фактически, предельное температурное разрешение) определяется следующим выражением:

$$\Delta T_{H} = \alpha \frac{T_{N}}{q} \sqrt{1 + \frac{3}{8} \left(\frac{T_{S}}{T_{N}}\right)^{2} + \frac{T_{S}}{T_{N}}} \quad (1.43),$$

где ΔT_H - флуктуационная чувствительность гетеродинного приемника, T_N шумовая температура приемного устройства, T_s - яркостная температура наблюдаемого объекта, α - безразмерный коэффициент порядка единицы, точное значение которого определяется схемой приемника, $q = \sqrt{\tau_{\Delta} v}$ радиометрический выигрыш, τ - время интегрирования или время накопления сигнала, ∠*ν* - полоса преобразования гетеродинного приемника. Поэтому увеличивая полосу преобразования смесителя возможно получение либо предельного значения флуктуационной чувствительности, либо сокращение времени интегрирования в случае, например, быстрого сканирования одноэлементным приемником значительного поля объекта. Авторами [232] с использованием СИС смесителя удалось реализовать приемник, обладающий $\Delta T_{H} = 13 \pm 2$ мК при шумовой температуре СИС смесителя <200 К в диапазоне частот 500-700 ГГц, полосе промежуточных частот 4 ГГц и постоянной времени интегрирования 1 с.

СИС смесители также требуют малой мощности гетеродинного источника (порядка 1 мкВт и менее) [226] и позволяют использовать при практическом применении широко распространенные генераторы Ганна и гармонические умножители на основе барьера Шоттки.

В работах [227 - 230] была продемонстрирована возможность создания нового типа терагерцового источника излучения, способного к использованию в гетеродинных приемниках на основе СИС смесителей. Генератор основан на вязком течении джозефсоновских вихрей (в англоязычной литературе - FFO – flux flow oscillator) в сверхпроводниковой джозефсоновской структуре с распределенным туннельным переходом.

Используя представленную идею, авторами [231] впервые была продемонстрирована возможность создания на одном чипе с СИС смесителем интегрированного гетеродинного источника. В настоящее время сверхпроводниковый интегральный приемник, созданный сотрудниками ИРЭ РАН, включает [232]: СИС смеситель, сверхпроводниковый гетеродин на основе длинного джозефсоновского перехода, гармонический смеситель для частотной стабилизации гетеродинного источника, планарную сверхпроводниковую приемную антенну, а также все согласующие элементы и уверенно работает в радиоастрономии в частотном диапазоне 500-700 ГГц [233]. Отметим, что уникальность представленной разработки состоит в создании интегрального гетеродинного приемника, частотный диапазон которого определяется на только максимальной полосой преобразования СИС смесителя, но также и возможностью мобильной перестройки гетеродинного источника.

Однако, несмотря на значительные достоинства смесителей на основе сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник, они переходов имеют И существенные недостатки. Среди последних возможно указать значительную емкость СИС смесителя, как прибора основанного на туннельном барьере. Величина этой емкости, составляющая от 50 до 70 фФ/мкм² (удельное значение емкости) в зависимости от используемого материала СИС смесителя [223], шунтирует приемник в высокочастотной области, что приводит к ухудшению чувствительности смесителя. Для компенсации шунтирующей емкости использовались различные схемы. В волноводных смесителях использовался дополнительный короткозамыкающий поршень [234]. В работе [235] был применен метод взаимной компенсации емкостей двух СИС приемников, а в работах [236, 237] использовались СИС смесители с распределенными параметрами.

Кроме того, геометрия СИС смесителя определяет, как правило, низкое значение входного сопротивления приемника (несколько Ом) и высокое значение выходного импеданса смесителя (порядка 1 кОм), что осложняет эффективное согласование смесителя, как с высокочастотным трактом, так и с трактом промежуточной частоты. Для повышения согласования СИС перехода возможно использование нескольких последовательно соединенных СИС элементов [238, 239]. Однако реализация такого подхода требует наличия фактически идентичных туннельных переходов в цепочке, что является сложной технологической задачей.

Главным же недостатком СИС смесителей является принципиальное ограничение верхней границы рабочего частотного диапазона величиной $\frac{2\Delta}{h}$, где Δ - величина энергетической щели используемого сверхпроводника. У Nb на основе которого в настоящее время реализованы фактически все СИС переходы $\frac{2\Delta}{h} \approx 740$ ГГц (при температуре сверхпроводящего перехода ~ 9.2 K).

Для продвижения СИС смесителей в более высокочастотную область группами прилагаются поиску многими научными усилия ПО И использованию новых перспективных сверхпроводящих материалов. На результатами сегодняшний день лучшими являются работы ПО использованию NbN ($\frac{2\Delta}{h} \approx 1200$ ГГц) и NbTiN ($\frac{2\Delta}{h} \approx 1500$ ГГц) [240]. Для NbTiN СИС смесителей были получены следующие значения шумовой температуры: 250 К на частоте 780-950 ГГц [241], 700 К на частоте 1100 ГГц [242]. Для NbN смесителей значения шумовой температуры в работах разных авторов составили: 250 К на частоте 254-350 ГГц [243], 149 К на частоте 450-500 ГГц [244], 262 К на частоте 820 ГГц [245].

Возможно, что при дальнейших исследованиях СИС смесителей на основе сверхпроводящих материалов с большей, чем у Nb энергетической щелью удастся значительно продвинуться в более высокочастотную область спектра. В настоящее же время на частотах более 1200 ГГц шумовая температура СИС смесителей становится значительно больше, чем у смесителей на основе эффекта электронного разогрева в тонких сверхпроводящих пленках, рассмотрению которых посвящен следующий параграф настоящей работы.

1.3.2. Гетеродинные преобразователи частоты терагерцового излучения на основе эффекта электронного разогрева в тонких NbN пленках

В сравнении с полупроводниковыми материалами, в металлических пленках, вследствие значительно более высокой концентрации электронов и, более следовательно, малого времени электрон-электронного взаимодействия, эффект электронного разогрева может быть выражен более сильно. Высокая же чувствительность болометров и смесителей может быть достигнута в случае использования сверхпроводниковых металлических пленок, находящихся при температуре сверхпроводящего перехода и имеющих высокое значение $\frac{dR}{dT}$. Отметим, что для сверхпроводников в области сверхпроводящего перехода изменение сопротивления структуры от температуры более сильное, чем изменение сопротивления проводника при том же изменении температуры, обусловленное изменением подвижности Поэтому изначально было электронов. можно ожидать улучшение чувствительности приемников излучения на эффекте электронного разогрева при замене полупроводников на сверхпроводящие материалы. Для еще большего улучшения чувствительности приемников необходимо также работать возможности с более по тонкими металлическими (сверхпроводниковыми) пленками из-за более малой их теплоемкости. Малая толщина пленки также будет способствовать более быстрому установлению распределения электронов с температурой большей, чем температура решетки.

Рассмотрим подробнее динамику эффекта электронного разогрева в тонкой сверхпроводниковой пленке, осажденной на диэлектрическую подложку. Считаем, что после поглощения электромагнитного излучения электронами сверхпроводника, находящимся в сверхпроводящем состоянии вблизи температуры сверхпроводящего перехода, в электронном газе установливается Ферми – подобная функция распределения квазичастиц с некой эффективной температурой Θ , превышающей температуру решетки сверхпроводника T_{ph} ($\Theta > T_{ph}$) [246]. Такое распределение установится в том случае, если время электрон-электронного взаимодействия τ_{e-e} много меньше времени энергетической релаксации квазичастиц в равновесное состояние. Согласно [247] это условие хорошо выполняется в случае тонких сверхпроводниковых пленок со значительным поверхностным сопротивлением R_{sq} и с малой длиной свободного пробега электронов:

$$\tau_{e-e}^{-1} = \frac{e^2 R_{sq} T}{2\pi} \ln\left(\frac{\pi}{e^2 R_{sq}}\right) (1.44).$$

рассмотрения динамики энергетической релаксации горячих Для удобно электронов систему пленка-подложка рассматривать как совокупность трех термодинамических подсистем: первая подсистема горячие электроны сверхпроводниковой пленки, вторая – фононы сверхпроводниковой пленки, третья – фононная подсистема подложки или контактов к сверхпроводнику. Схематическое изображение указанных термодинамических подсистем приведено на рисунке 1.9. На этом же рисунке указаны характерные времена: τ_{e-ph} - время электрон-фононного взаимодействия, au_{ph-e} - время фонон-электронного взаимодействия, au_{esc} время выхода неравновесных фононов в подложку, $au_{\it dif}$ - время выхода горячих электронов в контакты за счет диффузии. Энергетическая релаксация электронов в рассматриваемой ситуации возможна двумя способами. Первый – путем взаимодействия горячих электронов с фононами и последующим выходом неравновесных фононов сверхпроводника в термостат (подложку) с характерным временем τ_{esc} . Второй способ релаксации квазичастиц – их уход в область контактов, которые также являются термостатом, фактически с бесконечной теплоемкостью.



Рис.1.9. Схема энергетической релаксации горячих электронов пленки NbN после их термализации. τ_{e-ph} - время электрон-фононного взаимодействия, τ_{ph-e} - время фонон-электронного взаимодействия, τ_{esc} - время выхода неравновесных фононов в подложку, τ_{dif} - время выхода горячих электронов в контакты за счет диффузии.

В случае реализации охлаждения горячих электронов через фононы сверхпроводниковой пленки, последние, после взаимодействия с горячими электронами, могут балистически уходить в подложку, унося с собой и избыточную энергию, а могут взаимодействовать с другими фононами, повышая температуру сверхпроводниковой пленки. Динамика поведения фононов с температурой большей, чем температура подложки определяется толщиной пленки и акустическим согласованием на границе пленка – подложка (*α*). Характерное время выхода неравновесных фононов в подложку может быть найдено из следующего соотношения [248]:

$$\tau_{esc} = \frac{4d}{\alpha u} \quad (1.45),$$

где d – толщина сверхпроводниковой пленки, u – скорость акустических фононов (скорость звука в материале), α - коэффициент акустического

согласования пленки и подложки.

В случае, когда температуры электронной и фононной подсистем незначительно отличаются от температуры подложки T_b , временные изменения температур электронов и фононов описываются уравнениями теплового баланса [249]:

$$c_e V \frac{d\Theta}{dt} = -\frac{c_e}{\tau_{e-ph}} V(\Theta - T_{ph}) + P_{abs}(t) \quad (1.46),$$

$$c_{ph}V\frac{dT_{ph}}{dt} = -\frac{c_{e}}{\tau_{e-ph}}V(\Theta - T_{ph}) - \frac{c_{ph}}{\tau_{esc}}(T_{ph} - T_{b})$$
(1.47),

где c_e и c_{ph} – удельные теплоемкости электронной и фононной подсистем, соответственно, V – объем сверхпроводниковой пленки (объем чувствительного элемента), P_{abs} – поглощенная электронной подсистемой мощность высокочастотного излучения, T_b – температура подложки.

При воздействии на сверхпроводниковую пленку амплитудномодулированного излучения с частотой f (а, следовательно, P_{abs} также будет модулировано с той же частотой), изменение электронной температуры также будет происходить с частотой модуляции. В случае воздействия на пленку излучения с мощностью $P = P_0 (1 + \cos(2\pi ft))$ решение уравнения 1.46 было найдено авторами [250]:

$$\Delta\Theta(f) = P_0 \left(\frac{\tau_{e-ph}}{c_e} + \frac{\tau_{esc}}{c_{ph}}\right) \left(\frac{(1 + 2\pi f \tau_0)^2}{(1 + (2\pi f \tau_1)^2) \cdot (1 + (2\pi f \tau_2)^2)}\right)^{\frac{1}{2}} (1.48),$$

где:

$$\tau_0^{-1} = \tau_{esc}^{-1} + \tau_{e-ph}^{-1} \cdot \frac{c_e}{c_{ph}}$$
(1.49),

$$\tau_{1,2}^{-1} = \frac{\tau_{esc}^{-1} + \tau_{e-ph}^{-1} \cdot \left(\frac{c_e}{c_{ph}} + 1\right)}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{\left(\tau_{esc}^{-1} + \tau_{e-ph}^{-1} \cdot \left(\frac{c_e}{c_{ph}} + 1\right)\right)^2}{\tau_{esc} \cdot \tau_{e-ph}}}\right) (1.50),$$

 $c_e = \gamma T$ – электронная теплоемкость; $\gamma = 1.85 \times 10^{-4}$ Дж×см⁻³/К² – постоянная Зоммерфельда для NbN пленки [248].

Модулированная таким образом электронная температура, в случае постоянства тока, протекающего через сверхпроводниковую пленку, находящуюся при температуре близкой к температуре сверхпроводящего перехода, является причиной возникновения переменного напряжения $\Delta U(f)$ на частоте модуляции поглощаемого излучения. Причем:

$$\Delta U(f) \sim \Delta \Theta(f) \ (1.51).$$

Анализ выражений 1.48-1.51 также показывает, что ΔU является частотно-зависимой величиной. Начиная с некоторой частоты модуляции высокочастотного излучения, электронная температура, а, следовательно, и ΔU уже не успевают меняться с частотой модуляции. Возникающее на концах структуры переменное напряжение падает. Частота, при которой переменное напряжение уменьшается в корень из двух раз, называется граничной частотой или частотой среза. Эта частота определяется временами τ_{esc} и τ_{e-ph} и задает максимальную полосу преобразования смесителя или максимальное быстродействие болометра, созданных на эффекте электронного разогрева в тонких сверхпроводниковых пленках.

Как уже было отмечено выше, вторым способом передачи избыточной энергии от электронов к термостату, является диффузия электронов в контакты. Этот механизм реализуется в приемных элементах, для которых размер чувствительной области (длина *L* или расстояние между контактами) смесителя меньше, чем длина диффузии электронов за время электрон-фононного взаимодействия:

$$L < l_d = \sqrt{\tau_{e-ph} D_{dif}}$$
 (1.52),

где D_{dif} – коэффициент диффузии электронов. Указанный механизм реализуется даже для чистых металлов при длине чувствительной области, не превышающей несколько микрометров. Для NbN, на основе которого в настоящее время создается большинство смесителей терагерцового диапазона, характерная длина, на которой начинает эффективно работать механизм диффузионного охлаждения горячих электронов, составляет значение порядка 0.1 мкм и менее [251] (для NbN коэффициент диффузии $D_{dif} = 0.45 \text{ см}^2 \cdot \text{c}^{-1}$ [252]). Поэтому создание таких структур является не простой технологической задачей, как с точки зрения структурирования сверхпроводниковой пленки, так и с точки зрения создания сверхпроводника с высокой степенью однородности на нанометровом масштабе.

Представленная выше модель работы сверхпроводникового приемника излучения, предполагающая наличие электронной, фононной подсистем пленки и подложки, обладающих собственной температурой, предполагала распределения горячих электронов однородность ПО всему объему приемника в чувствительной области сверхпроводника. При работе смесительном режиме, т.е. при рабочей температуре, далекой от температуры сверхпроводящего перехода, предположение о равномерности распределения электронов выглядит не очевидным. Модель работы сверхпроводниковых приемников излучения, основанная на предположении о формировании в сверхпроводнике нормального домена была предложена авторами [253, 254] и в дальнейшем развита в работах [255 - 258].

В рамках этой модели, при работе сверхпроводникового смесителя в нем при поглощении излучения формируется нормальная область, которая не занимает полностью объем сверхпроводниковой пленки, хотя и перекрывает все сечение сверхпроводниковой структуры. При приложении высокочастотного излучения модулированного на разностной частоте гетеродинного и сигнального источников, размер (длина) нормальной области в сверхпроводнике изменяется с частотой модуляции. С этой же частотой изменяется и сопротивление смесителя, вызывая переменный сигнал напряжения на концах структуры при смещении ее постоянным электрическим током.

Уравнения теплового баланса в рамках модели нормального домена будут отличаться от уравнений (1.46) и (1.47), вследствие неоднородности электронной температуры сверхпроводника. Одномерные уравнения теплового баланса в приближении отсутствия фононного разогрева были получены авторами [255, 256]:

$$-K\frac{\partial^2 T_e}{\partial x^2} + \frac{c_e}{\tau_{e-ph}}(T_e - T_b) = j^2 \rho + p_{RF} \quad (1.53)$$
$$-K\frac{\partial^2 T_e}{\partial x^2} + \frac{c_e}{\tau_{e-ph}}(T_e - T_b) = p_{RF} \quad (1.54),$$

где уравнение (1.53) справедливо для горячего домена сверхпроводника, уравнение (1.54) справедливо для области вне горячего пятна. Обозначения: T_e – электронная температура, T_b – температура решетки, K – теплопроводность сверхпроводника, j – плотность тока смещения, ρ – удельное сопротивление смесителя, p_{RF} – удельная поглощенная мощность гетеродинного источника.

Приведенные уравнения теплового баланса позволяют рассчитать значения коэффициента преобразования сверхпроводникового смесителя и его шумовой температуры. Вместе с тем, полученные значения фактически не отличаются от значений, полученных в рамках двухтемпературной модели однородного разогрева электронного газа [256].

Экспериментальному исследованию сверхпроводниковых смесителей в настоящее посвящено большое количество работ. Научновремя наиболее исследовательские группы, активно ведущие разработки смесителей на основе эффекта электронного разогрева в сверхпроводниках, с выделением основных типов разрабатываемых смесителей, представлены в таблице 1.2 [259]. Вместе с тем, несомненно, что полное число исследователей НЕВ смесителей во много раз превосходит количество указанных.

Таблица 1.2 Научно-исследовательские группы, разрабатывающие смесители на основе электронного разогрева в сверхпроводниках.

Научно-исследовательская группа	Тип разрабатываемых смесителей
Moscow State Pedagogical Univ.	PHEB [*] , NbN, NbTiN
(MSPU), Moscow, Russia	
Chalmers Univ. of Technology (CUT),	PHEB, NbN, NbTiN
Geteborg, Sweden	
DLR Institute of Space Sensor	PHEB, NbN
Technology, Berlin, Germany	
SRON/Technical Univ. of Delft, The	DHEB [*] (Nb,Nb/Au), PHEB, NbN,
Netherlands	NbTiN
KOSMA, Köln, Germany	DHEB (Nb), PHEB (NbTiN)
University of Massachusetts, Amherst	PHEB, NbN
and Lowell, MA, USA	
Yale University, New Haven,	DHEB, Nb, Nb/Au, Al
CN, USA	
Harvard/Smithsonian Center for	PHEB, NbN, NbTiN
Astrophysics, Cambridge, MA, USA	
National Institute for Standards and	DHEB, Nb
Technology (NIST), Boulder, CO, USA	
Jet Propulsion Laboratory, Pasadena,	DHEB, Nb, To; PHEB, NbTiN
Ca, USA	

* - PHEB – от phonon cooled hot electron bolometer или смесители с фононным охлаждением горячих электронов; DHEB – от diffusion cooled hot electron bolometer или смесители с диффузионным охлаждением горячих электронов.

Развитие сверхпроводниковых смесителей на эффекте электронного разогрева можно проследить на основе анализа публикаций одной из наиболее значимой ежегодной конференции по терагерцовой тематике - International Symposium on Space Terahertz Technology (международный симпозиум по космическому применению терагерцовых технологий). На рисунке 1.10 приведены значения шумовой температуры (T_N) для сверхпроводниковых смесителей, полученные в период с 2006 по 2011 года в работах [260 - 285].



Рис.1.10 Зависимость шумовой температуры сверхпроводниковых смесителей терагерцового диапазона на основе публикаций [260 - 285] International Symposium on Space Terahertz Technology: ■ - 2011 год, ● - 2010 год, ▲ - 2009 год, ◆ - 2008 год, ★ - 2007 год, ● - 2006 год.

Представленный рисунок наглядно демонстрирует, что в течение пяти лет шумовая температура смесителей была понижена с уровня $30 \cdot \frac{hv}{k}$ в
диапазоне частот 1-10 ТГц до уровня в пять квантовых пределов, т.е. до уровня $5 \cdot \frac{hv}{h}$. Единственные измерения шумовой температуры, выполненные на частоте большей 10 ТГц (30 ТГц) были выполнены в научной группе Московского педагогического государственного университета. Эти измерения, соответствующие ДВУМ квантовым пределам, являются предметом исследования настоящей работы и были проведены для смесителей с прямым согласованием излучения, т.е. без использования дополнительных согласующих антенн (подробнее см. гл.5 настоящего исследования).

Если же суммировать характеристики сверхпроводниковых смесителей на эффекте электронного разогрева, достигнутые различными научными группами до начала настоящего диссертационного исследования, то лучшие значения составят: шумовая температура – 560 К на частоте 0.84 ТГц [286], 3000 К, 4000 К, 5800 К на частотах 2.5 ТГц, 3.1 ТГц, 4.2 ТГц соответственно [287]; полоса преобразования – 4.3-4.8 ГГц [288, 289]; оптимальная мощность гетеродинного источника ~0.5-1 мкВт [290, 291]. Отметим, что, как правило, рекордные характеристики сверхпроводниковых смесителей терагерцового диапазона были достигнуты разными научно-исследовательскими группами, а, следовательно, были реализованы на физически разных образцах.

1.4. Выбор объекта исследования и постановка задачи

Проведенный обзор исследований взаимодействия излучения широкого частотного диапазона с полупроводниковыми и сверхпроводниковыми структурами, а также обзор существующих гетеродинных смесителей терагерцового диапазона и детекторов одиночных фотонов видимого и инфракрасного диапазонов волн, обзор перспективных направлений применения указанных приемников излучения позволили сформулировать следующие выводы.

1. В необходимость настоящее время существует практическая улучшения характеристик однофотонных детекторов видимого И инфракрасного диапазонов: увеличение квантовой эффективности, быстродействия, уменьшения уровня темнового счета, повышение улучшения временной разрешающей способности, расширения рабочего Создание частотного диапазона. детекторов с улучшенными характеристиками эффективнее позволит использовать приемники одиночных фотонов в целом ряде их применений, а также развить К принципиально новые направления ИХ использования. началу диссертационного исследования не существовало детекторов одиночных фотонов на основе тонкопленочных сверхпроводниковых структур. Для создания последних необходимо провести дополнительное исследование процессов электронного разогрева в сверхпроводниках при поглощении одиночных фотонов.

2. Исследование энергетической релаксации в полупроводниковых основе одиночных гетеропереходов AlGaAs/GaAs структурах на осуществляется в основном косвенными методами по измерению мощности энергетических потерь, приходящихся на один электрон, причем в условиях сильного разогрева электронного газа. Получаемые разными научными группами значения времени энергетической релаксации электронов имеют значительный разброс. Используемые методики также не позволяют выделить вклад магнитного поля на скорость энергетической релаксации электронов в гетероструктурах AlGaAs/GaAs. Использование прямого метода миллиметровой спектроскопии для исследования эффекта разогрева и последующей релаксации носителей В заряда полупроводниковых гетероструктурах получить принципиально позволит новые экспериментальные данные, определяющие работу многих элементов сверхпроводниковой электроники.

3. Предложенная реализация на основе AlGaAs/GaAs гетероструктур смесителей терагерцового диапазона частот требует экспериментального

детальной подтверждения С целью характеризации смесителей ПО совокупности всех получаемых параметров, а также исследования характеристик смесителей от первоначальных параметров и условий эксплуатации полупроводниковых гетероструктур.

4. Наблюдаемый в начале 2000^х годов переход электроники, в том числе основанной на сверхпроводниковых тонкопленочных устройствах, от характерных планарных размеров в единицы микрометров к нанометровому масштабу, позволяет реализовать рекордные по параметрам приемники излучения. Вместе с тем, существующая планарная технология сверхпроводниковых тонкопленочных наноструктур требует дополнительной разработки, детального исследования и систематизации ее влияния на характеристики получаемых устройств.

5. Применение терагерцового диапазона частот имеет важное значение. Для целого применений необходимы практическое ряда гетеродинные смесители, имеющие новые улучшенные характеристики: более низкую шумовую температуру, большую полосу промежуточных частот, меньшую оптимальную мощность гетеродинного источника. Наиболее быстродействующими И чувствительными смесителями на частотах >1.2 ТГц являются смесители на эффекте электронного разогрева в тонких сверхпроводниковых пленках. Разработка таких смесителей является актуальной и перспективной задачей современной физики.

Исходя из проведенного обзора и на основе сформулированных выводов, объектами диссертационного исследования были выбраны тонкие пленки NbN толщиной 2-4 нм, структуры с характерными нанометровыми планарными размерами на их основе, NbN смесители терагерцового диапазона, сопряженные с планарными антеннами, а также одиночные гетеропереходы AlGaAs/GaAs.

В рамках исследования были поставлены следующие задачи:

1. Исследование взаимодействия излучения ближнего инфракрасного диапазона (λ=0.6-2 мкм) со сверхпроводниковыми узкими полосками;

исследование параметров и особенностей детектирования ИК излучения проведение сверхпроводниковыми полосками; технологических исследований и разработка технологии сверхпроводниковых наноструктур предельных параметров достижения детектирования – высокой для И быстродействия устройства, чувствительности предельно низких собственных шумов; экспериментальное сравнение работы сверхпроводниковых устройств с другими типами приемников для ряда практических применений.

2. Исследование эффектов электронного разогрева и дальнейшей энергетической релаксации носителей тока в тонкопленочных сверхпроводниковых устройствах при поглощении излучения терагерцового диапазона; оптимизация технологии создания смесителей терагерцового диапазона для увеличения полосы преобразования смесителей, уменьшения их шумовой температуры, снижения оптимальной мощности гетеродинного источника.

3. Исследование процессов разогрева и энергетической релаксации электронов в полупроводниковых одиночных гетеропереходах AlGaAs/GaAs при поглощении излучения миллиметрового И субмиллиметрового диапазона, для выявления ряда особенностей: температурной зависимости энергетической областей времени релаксации, температурных доминирования различных механизмов релаксации двумерных электронов, концентрационной зависимости времени энергетической релаксации; оценка возможности создания приемников миллиметрового/субмиллиметрового диапазона на основе AlGaAs/GaAs гетероструктур и выявление оптимальных исходных параметров AlGaAs/GaAs гетеропереходов, а также условий полупроводниковых смесителей эксплуатации С целью достижения предельных характеристик AlGaAs/GaAs смесителей терагерцового диапазона.

Глава 2. Планарная тонкопленочная технология сверхпроводниковых NbN наноструктур

В настоящей главе приведены результаты исследования и разработки метода магнетронного осаждения тонких NbN сверхпроводниковых пленок на различных диэлектрических подложках и результаты изучения свойств просвечивающей электронной пленок методами микроскопии И рентгенодифракционного Также анализа. представлены результаты разработки технологии создания на основе тонких NbN пленок структур с характерными нанометровыми размерами.

Структура главы следующая:

В 2.1. представлена разработка метода осаждения тонких NbN пленок. Рассмотрены основы технологии магнетронного распыления Nb в среде Ar, представлены основные параметры технологического процесса, являющиеся определяющими при создании ультратонких сверхпроводниковых пленок NbN. Также представлены результаты исследования временной стабильности NbN пленок.

В 2.2. представлены разработанные методы структурирования сверхпроводниковых NbN пленок и создания на их основе наноструктур - сверхпроводниковых однофотонных детекторов видимого и ближнего инфракрасного диапазона (2.2.1) и сверхпроводниковых детекторов терагерцового диапазона (2.2.2).

В 2.3 приведены результаты исследования ультратонких сверхпроводниковых пленок NbN методом электронной просвечивающей микроскопии.

В 2.4 приведены результаты исследования ультратонких сверхпроводниковых пленок NbN методами рентгенодифракционного анализа.

Результаты исследований, представленные в настоящей главе, опубликованы в работах [A1-A3, A5, A6, A9, A11, A13, A15, A16, A24, A25, A36, A38, A40, A41] из списка работ автора.

2.1. Разработка метода осаждения тонких NbN пленок

Развитие тонкопленочной планарной электроники инициирует постоянное совершенствование осаждения тонких методов пленок различных материалов. Стремление к минимизации микросхем диктует необходимость использования вакуумных методов осаждения, применение которых позволяет точно контролировать процесс роста и получать наиболее чистые и совершенные по составу тонкие пленки. Условно, существующие современные вакуумные методы осаждения можно подразделить на две большие группы, использующие либо физические методы получения тонких пленок, либо химические методы (Рис.2.1).



Рис.2.1. Основные вакуумные методы получения тонких пленок.

Многообразие представленных методов, обзор которых можно найти во многих пособиях, например, в работе [292], определяется многообразием материалов тонкопленочных покрытий и широким спектром их применений. Только в области электроники встречаются: антистатическое покрытие, магнитные пленки, контактная металлизация и токоподводящие провода, оптические отражающие, просветляющие и поглощающие покрытия, полупроводниковые и сверхпроводниковые тонкопленочные структуры, резистивные тонкопленочные компоненты и пр. Каждый метод используется для осаждения определенных материалов с заданными свойствами. В случае осаждения ультратонких низкотемпературных сверхпроводниковых пленок, как правило, используется метод магнетронного распыления. Это обусловлено целым рядом факторов: возможностью достижения технически предельного остаточного вакуума в напылительной камере; возможностью прецизионного контроля толщины пленки, воспроизводимостью И повторяемостью процесса, возможностью значительного нагрева подложки, возможностью использования настраиваемого реактивного метода осаждения при создании двухкомпонентных тонкопленочных структур, значительной скоростью осаждения материалов, малым расстоянием между испаряемым объектом (мишенью) и подложкой, возможностью достижения хорошей адгезии, наличием плотной структуры на микро - и наномасштабах, что необходимым является условием создания тонкопленочных для наноструктур и пр. В настоящем диссертационном исследовании для создания пленок NbN, также был использован метод магнетронного распыления.

Метод магнетронного распыления основан на создании газового разряда в инертном газе (в работе был использован особо чистый аргон). Возникающие ионы аргона бомбардируют мишень (катод) и вырывают из нее атомы материала, которые осаждаются на подложке (анод). Для уменьшения расстояния между мишенью и подложкой, а также для уменьшения напряжения разряда, в систему вводят дополнительное

магнитное поле, перпендикулярное электрическому, которое увеличивает эффективное расстояние, на котором происходит ускорение ионов. Уменьшение расстояния между мишенью и подложкой позволяет увеличить скорость осаждения материала, а значит улучшить чистоту получаемой пленки.

Реализация метода была осуществлена в системе вакуумного магнетронного распыления Z-400 компании Leybold Heraus. В качестве режима источника питания электрического разряда был выбран режим стабилизации тока. Это особенно удобно при осаждении двухкомпонентных пленок NbN, поскольку позволяет с высокой точностью регулировать и оптимизировать давление реактивного газа, а, следовательно, поддерживать оптимальное стехиометрическое соотношение между ниобием и азотом.

В случае низкого значения напряжения газового разряда скорость распыления мишени низкая и последняя полностью покрывается слоем нитрида ниобия. При увеличении напряжения разряда растет и скорость распыления мишени. При определенном значении напряжения поверхность мишени не успевает нитридизироваться и с поверхности мишени начинает распыляться чистый ниобий, который интенсивно взаимодействует с азотом, парциальное давление которого падает, вследствие чего поверхность мишени полностью освобождается от NbN. В случае стабилизации напряжения разряда, и с учетом того, что вторичная эмиссия электронов у Nb значительно выше, чем у NbN, в разряде происходит резкое нарастание тока; вольт-амперная характеристика (ВАХ) разряда в смеси аргона и азота становится подобной ВАХ разряда в одном аргоне. Последующее уменьшение напряжения разряда приводит к плавному уменьшению тока разряда, до тех пор, пока мишень не начнет покрываться слоем NbN. В этом случае количество распыленного Nb уменьшается, растет парциальное давление N₂, и происходит скачкообразное уменьшение тока разряда. Отметим, что ВАХ разряда имеет гистерезисный вид: резкое нарастание тока разряда при увеличении напряжения происходит при напряжении большем, чем скачкообразное уменьшение тока разряда при уменьшении напряжения. В режиме стабилизации напряжения разряда гистерезис не наблюдается, что делает использование стабилизации тока удобным практическим методом для контроля парциального давления азота и степени нитридизации мишени. Парциальное давление азота в газовой смеси может быть однозначно определено из изменения напряжения разряда (ΔU) при напуске азота. Оптимальное значение изменения напряжение разряда было выбрано по максимальному значению критической температуры получаемой сверхпроводниковой пленки. На рисунке 2.2 приведены зависимости критической температуры осажденной пленки (T_c) и парциального давления азота (P_{N2}) от ΔU для пленок NbN толщиной 4 нм осажденных на сапфировой подложке. Представленные зависимости наглядно демонстрируют наличие оптимального парциального давления азота при осаждении пленки методом магнетронного распыления. Проведение процесса осаждения в режиме стабилизации тока разряда и контроль парциального давления азота по изменению значения тока разряда позволило получить высоко воспроизводимый относительно сверхпроводниковых характеристик пленок процесс осаждения.

Следующим параметром, оптимизированным при разработке процесса осаждения сверхпроводниковых пленок, являлась температура подложки в процессе осаждения сверхпроводника. Как и в случае определения критерием правильного оптимального напряжения разряда, подбора температуры осаждения сверхпроводника являлась критическая температура сверхпроводящего перехода сплошной пленки, определяемая из стандартных измерений зависимости сопротивления пленки от температуры. Полученные температурные зависимости сопротивления NbN пленок толщиной 4 нм осажденных при разных температурах сапфировой подложки представлены на рисунке 2.3.

Нами было установлено, что критическая температура сверхпроводящего перехода растет при увеличении температуры подложки T_{nodn} и достигает своего максимума при 750-850°С. При дальнейшем увеличении T_{nodn} критическая температура не изменяется. Повышение температуры сверхпроводящего перехода мы связываем с изменением кристаллической структуры сверхпроводника – возникновением текстуры в поликристалле и увеличением монокристаллов. Подобные закономерности были получены нами и в случае использования кремниевой подложки (высокоомный кремний с кристаллической ориентацией 100, $\rho \geq 3000$ Ом×см).



Рис.2.2. Зависимость критической температуры NbN пленки (T_c) толщиной 4 нм и парциального давления азота (P_{N2}) от напряжения разряда (ΔU) при осаждении сверхпроводника методом магнетронного распыления.

Оптимизированные параметры процесса осаждения сверхпроводниковых пленок NbN методом реактивного магнетронного распыления приведены в таблице 2.1.



Рис.2.3. Температурные зависимости сопротивления NbN пленок толщиной 4 нм осажденных методом магнетронного распыления при разных температурах сапфировой подложки.

Скорость осаждения NbN пленки определялась в тестовых процессах путем непосредственного измерения толщины сверхпроводника с помощью профилометра – профилографа и микроскопа атомных сил. Проведение серии тестовых процессов осаждения показало, что скорость нанесения сверхпроводника воспроизводится с высокой точностью и составляет 0.50 нм/с±0.01 нм/с.

Таблица 2.1. Параметры процесса осаждения сверхпроводниковых NbN пленок.

Параметры процесса	Значения
Диаметр мишени	75 мм
Расстояние мишень-подложка	50 мм
Остаточное давление	1,2·10 ⁻⁶ мбар
Парциальное давление аргона	5·10 ⁻³ мбар
Парциальное давление азота	1·10 ⁻⁴ мбар
Ток разряда	300 мА
Напряжение разряда в аргоне	235 B
Напряжение разряда в смеси Ar+N ₂	270 B
Скорость осаждения	0.5 нм/с
Температура подложки	800 ⁰ C

Необходимость создания предельно тонких NbN сверхпроводниковых пленок, определяемая физическими основами детекторов, создаваемых на их основе (более подробно см. гл.5 и гл.6 настоящего диссертационного исследования), инициировало изучение основных характеристик сверхпроводниковых пленок в зависимости от толщины: нами было проведено измерение температуры сверхпроводящего перехода пленок NbN толщиной от 2.2 нм до 10 нм. На рис.2.4 приведены зависимости критической температуры сверхпроводящего перехода пленок NbN от толщины сверхпроводника для двух типов подложек – кремния и сапфира.

Представленные зависимости свидетельствуют, что при уменьшении толщины NbN пленки значение критической температуры сверхпроводящего

перехода падает при использовании обоих типов подложек, что оправдано для пленок, толщина которых значительно меньше длины когерентности сверхпроводника. Вместе с тем, предельно тонкие пленки (толщиной 2.2 нм) осажденные на кремниевых подложках имеют значительно более высокую критическую температуру сверхпроводящего перехода по сравнению с пленками, осажденными на подложки сапфира.



Рис.2.4. Температура сверхпроводящего перехода сверхпроводниковых пленок NbN различной толщины осажденных на подложки кремния (Si) и сапфира (Al₂O₃).

Дополнительной исследовательской задачей при разработке метода осаждения тонких сверхпроводниковых пленок являлось изучение временной стабильности пленок различной толщины. На рисунке 2.5 показано изменение температуры сверхпроводящего перехода для пленок NbN толщиной 2.5 нм, 3 нм, 3.5 нм, 4 нм, 5 нм, 10 нм и осажденных на кремниевые подложки от времени. Для пленок толщиной 4 нм и более, критическая температура сверхпроводящего перехода не изменялась со временем. Для пленок толщиной 3.5 нм и 3 нм критическая температура

уменьшилась на 0.2 К и 0.35 К соответственно через десять дней после процесса напыления, а далее вышла на плато и не изменялась, как показано на рисунке 2.5. Уменьшение критической температуры сверхпроводящего перехода связано, по-видимому, с окислением пленки во время ее хранения на воздухе и с образованием соответствующего пассивирующего слоя.

NbN толщиной 2.5 нм Для пленок уменьшение критической температуры сверхпроводящего перехода происходило в течение нескольких недель наблюдения – плато на зависимости температуры сверхпроводящего перехода от времени наблюдалось только спустя, приблизительно, двадцать дней после осаждения сверхпроводника. Вместе с тем, после достижения минимальной критической температуры сверхпроводящего перехода NbN пленки толщиной 2.5 нм, оставались стабильными, демонстрирующими постоянство сверхпроводящих характеристик в течение длительного времени. Критическая температура сверхпроводящего перехода для NbN пленок толщиной менее 2.5 нм, осажденных на кремниевые подложки, не достигала постоянного значения, монотонно уменьшаясь в течение всего времени наблюдений. По этой причине пленки NbN толщиной менее 2.5 нм кремниевые подложки были осажденные на не использованы при последующем создании детекторов.

Вместе с тем, использование дополнительного согласующего слоя (MgO) между кремниевой подложкой и сверхпроводниковой пленкой позволило получить более тонкие (2 нм) пленки NbN с устойчивыми во времени характеристиками. Значения критической температуры пленок осажденных на согласующий слой MgO были выше, чем пленок, осажденных на кремниевую подложку (см. таблицу 2.1) вследствие лучшего согласования постоянных кристаллических решеток MgO и NbN по сравнению с кристаллическими решетками NbN и Si. Плотность критического тока, одиночных сверхпроводниковых измеренная на мостиках структуры значений $5-6 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$. Отметим. Si/MgO/NbN, достигала что MgO согласующий слой был использован и для осаждения сверхпроводниковых пленок на подложки кристаллического кварца. Использование созданных сверхпроводниковых пленок на подложках Si/MgO и Q/MgO позволило создать впоследствии на их основе гетеродинные приемники терагерцового излучения с рекордными характеристиками (гл.5).



Рисунок 2.5. Зависимость температуры сверхпроводящего перехода пленок NbN толщиной 2.5 – 10 нм от времени.

Еще одним параметром, контролируемым и измеряемым при осаждении поверхностное сопротивление. пленок. являлось ИХ Поверхностное сопротивление сверхпроводниковых пленок измерялось с помощью четырехточечного зонда, с расстоянием между зондами в несколько миллиметров. Таким образом, при измерении поверхностного сопротивления речь идет об интегральной характеристике пленок, не учитывающей их микроструктуру. При постоянстве осаждения сверхпроводниковой параметров пленки характеризует (таблица 2.1) поверхностное сопротивление толщину проводника (см. рис.2.6) и задает геометрию чувствительной области детектора, которая должна быть согласована с линией передачи сигнала.

Подложка/ подслой Параметр пленки		Sp			Si			Mg	gO		Q	Si/ SiO ₂		Si/ MgO			Q/ MgO		Sp/ MgO
Толщина пленки, нм	4	5.5	6	3.5	4	5.5	3	3.5	4.5	5	3.5	3.5- 4	2	3.5	6	2.5	3	3.5	3.5
Температура сверхпроводя- щего перехода <i>T_c</i> , К	10.6	10.5 - 11	13	9.3	9.6	11.1	8.7	11.6	11.8	12.5	9.8	9.9 - 10.2	8.2	11.8	13	10.2	10.7	11.8	10.5
Ширина сверхпроводя- щего перехода, ΔT_c , К	0.7	0.3 - 0.5	0.2	0.3	0.4	0.4	0.3	0.4	0.2	0.1	0.4	0.4 - 0.5	0.4	0.5	0.2	0.5	0.5	0.3	0.3
Поверхностное сопротивление, Ом/П	450 - 480	380 - 400	250 - 255	515 - 550	500 - 540	350 - 400	430 - 550	400 - 410	250 - 270	240 - 250	420 - 440	410 - 460	820 - 950	330 - 400	250 - 260	910 - 1300	570 - 590	500 - 520	540 - 580

Таблица 2.2. Характеристики сверхпроводниковых NbN пленок, осажденных на диэлектрические подложки.



Рис.2.6. Зависимость поверхностного сопротивления NbN пленки от толщины при использовании подложек кремния и сапфира.

Кроме того, простой и удобный способ измерения поверхностного сопротивления сверхпроводниковых мобильно пленок позволяет контролировать временные изменения сверхпроводника в пленке. Подобно изменению температуры сверхпроводящего перехода (рис.2.5), со временем меняется и поверхностное сопротивление сверхпроводниковых пленок. Поскольку относительное изменение поверхностного сопротивления со временем больше, чем изменение критической температуры сверхпроводящего перехода, измерение динамики поверхностного сопротивления позволяет более точно исследовать процессы деградации и окисления сверхпроводниковых пленок. Вместе С полученные тем, результаты (рис.2.7) по измерению изменения поверхностного сопротивления NbN пленок от времени полностью совпадают с результатами измерения температуры сверхпроводящего перехода: за первые десять дней наблюдения, поверхностное сопротивление пленок NbN толщиной 3 нм, 3.5 нм, 4 нм увеличилось на 10%, 8% и 6%, соответственно, и впоследствии больше не изменялось. Поверхностное сопротивление пленок толщиной 5 нм и 10 нм - практически не изменялось по сравнению с первоначальным на протяжении всего времени наблюдения. Поверхностное сопротивление пленок толщиной 2.5 нм за первые десять дней наблюдения увеличилось на ~25% и приняло постоянное значение через 25 дней с момента напыления сверхпроводника.



Рисунок 2.7 - Зависимость поверхностного сопротивления пленок NbN толщиной 2.5-10 нм осажденных на подложки кремния от времени хранения.

Кроме указанных подложек кремния, сапфира, кварца, кремния с согласующим слоем MgO, кварца с согласующим слоем MgO для осаждения сверхпроводниковых NbN пленок нами также были использованы подложки MgO, сапфира с согласующим слоем MgO и кремния с окислом кремния (Si/SiO₂). Сверхпроводниковые NbN пленки, осажденные на все из указанных типов подложек, в том числе с дополнительными согласующими слоями,

были использованы для создания гетеродинных детекторов терагерцового излучения и однофотонных детекторов ИК диапазона. Характеристики (толщина, критическая температура и ширина сверхпроводящего перехода, поверхностное сопротивление) наиболее практически значимых NbN сверхпроводниковых пленок указаны в таблице 2.2. Отметим, что процесс оптимизации осаждения NbN был идентичен для различных подложек и фактически не отличался по своим основным параметрам (таблица 2.1) – парциальному давлению смеси азота и аргона, температуре подложки, напряжению и току разряда, скорости осаждения сверхпроводника, остаточному давлению в напылительной камере.

2.2. Методы структурирования сверхпроводниковых NbN пленок на основе электронной и фотолитографий, химического, плазмохимического и реактивного травления

Параметры сверхпроводниковых пленок, контролируемые при ИХ осаждении и первичных тестах – поверхностное сопротивление, критическая температура сверхпроводящего перехода, ширина сверхпроводящего перехода, плотность критического тока определяются макропараметрами пленок. При создании на основе сверхпроводниковых пленок структур с характерными планарными размерами в несколько десятков и сотен нанометров даже уже измеренные параметры макропленки могут существенным образом измениться в готовых устройствах, что определяется микропараметрами пленки – ее структурой и составом, однородностью на характерных нанометровых масштабах. Исследованию микроструктуры созданных сверхпроводниковых пленок посвящены разделы 2.3 и 2.4 настоящей главы.

Кроме того, технология структурирования пленок, создание на их основе наноструктур требует сложного технологического процесса, который также может изменять параметры пленки, делая готовые структуры не пригодными

к их практическому использованию. Поэтому разработка технологии создания сверхпроводниковых объектов, изучаемых в рамках настоящего диссертационного исследования – гетеродинных приемников и болометров терагерцового диапазона частот и однофотонных детекторов видимого и ближнего инфракрасного диапазона, являлась самостоятельной задачей, результаты решения которой представлены в настоящем разделе. Основным критерием разработки корректной технологии наноструктур являлось сохранение параметров сверхпроводниковой пленки в микромасштабе – критической температуры и ширины сверхпроводящего перехода, плотности критического тока, соответствие измеренного сопротивления полученных структур с расчетным, полученным на основе данных о поверхностном сопротивлении макропленки.

2.2.1. Методы создания однородных NbN сверхпроводниковых полосок для эффективного согласования с излучением ближнего инфракрасного диапазона

Принцип действия сверхпроводникового однофотонного детектора, основанный на образовании горячего пятна – области распаренных электронов с повышенной температурой и описанный в разделе 1.1.3 главы 1 настоящей работы, определяет ряд требований к геометрии создаваемого SSPD. Оценки чувствительного элемента диаметра горячего пятна показывают, что при поглощении сверхпроводниковой полоской толщиной 4 нм электромагнитного излучения ближнего инфракрасного кванта диапазона образуется пятно диаметром около 10-20 нм. Для срабатывания сечения сверхпроводника 20 нм, детектора при изменении на увеличивающийся ток в сверхпроводящей области (берегах) должен привести к распариванию электронов. Т.к. из-за наличия в системе достаточно больших флуктуаций реализовать режим, при котором по сверхпроводящей полоске течет ток бесконечно близкий к критическому току, невозможно, то наличие одноквантового режима предполагает создание тонких и узких субмикронных сверхпроводящих полосок. Для пленок NbN толщиной 4 нм ширина полоски в случае уверенной работы детектора составляет значение порядка 0.1 мкм и менее. Отмечу, что с точки зрения увеличения поглощения сверхпроводниковой пленкой падающего излучения, увеличения чувствительности т.е. точки зрения или квантовой С эффективности прибора в целом (отношение числа срабатываний прибора или импульсов напряжения к числу падающих квантов излучения), более предпочтительным более является использование толстых сверхпроводниковых пленок. Вместе с ростом толщины тем, С сверхпроводниковой пленки уменьшается диаметр горячего пятна и для эффективной работы детектора необходимо создавать сверхпроводниковые полоски меньшей ширины, что является более сложной технологической задачей. Проведенное исследование оптимизации однофотонного детектора с точки зрения толщины сверхпроводниковой пленки, при котором критерием выступало значение квантовой эффективности работы прибора В однофотонном режиме, показало, что толщина NbN в 4 нм является оптимальной.

Следующее требование к разрабатываемой технологии однофотонного определяется невозможностью сфокусировать детектора исследуемое излучение видимого и ближнего инфракрасного диапазонов на площадь субмикронных размеров - детекторы в виде одиночной короткой и узкой сверхпроводящей полоски будут обладать высокой внутренней квантовой эффективностью (эффективностью, приведенной к площади детектора – отношение возникающих импульсов напряжения числу фотонов. К достигших сверхпроводниковой полоски), но малым значением квантовой эффективности, определяемой, как отношение числа импульсов детектора к полному числу фотонов в падающем излучении, вследствие значительного оптического рассогласования. Как правило, исследуемое излучение удается сфокусировать на площадь около сотни квадратных микрон и более. Отмечу, что наиболее распространенным световым кабелем видимого и ближнего ИК стандартное диапазонов является одномодовое оптическое волокно,

имеющее в случае оптимизации волокна для длин волн 1.3-1.55 мкм диаметр светопроводящей жилы (core) 9 мкм (около 65 мкм²). Таким образом, узкая полоска сверхпроводника должна как можно более плотно заполнять указанную площадь. Кроме того, эта полоска должна иметь постоянное сечение по всей длине, иначе различные ее участки будут характеризоваться величиной разной критического тока как следствие, разной И, чувствительностью при протекании тока заданной величины по всей структуре. Максимально допустимый разброс по ширине полоски определяется, видимо, как размером горячей области, возникающей при поглощении кванта излучения, так и возможностью протекания тока через всю структуру максимально близкого к критическому.

реализации детектора в работе была выбрана геометрия Для сверхпроводника в виде меандра, с характерными размерами 10*10 мкм² и плотностью заполнения (отношение площади меандра заполненной сверхпроводником, ко всей площади меандра) до 0.6. При этом ширина сверхпроводниковой полоски составляла значения около 100 нм. В ходе работы были разработаны и исследованы два маршрута изготовления детекторов. Первый основан на формировании на поверхности NbN меандра из Ті и последующем травлении NbN через Ті маску и удалении Ті. Основные этапы и параметры разработанного технологического процесса создания чувствительного элемента сверхпроводникового однофотонного детектора:

а) Обратная (взрывная или lift-off) электронная литография. Резист – РММА 950К (4%, 0.4 мкм). Параметры литографии – ток электронного пучка I=25 пА, ускоряющее напряжение U=25 кВ, проявление в смеси толуол/пропанол II (1:3). Напыление Ti (30 нм) методом электронно-лучевого испарения при комнатной температуре. Остаточное давление 2*10⁻⁶ Torr. «Взрыв» в теплом ацетоне.

б) Ионное травление NbN пленки через Ті маску. Остаточное давление 10^{-5} Torr, давление Ar 4×10⁻⁴ Torr, *U*=3 кB, *I*=40 мA. Удаление Ті масочного слоя в HF/H₂O (1:30).

Нами был выбран однослойный резист PMMA 950 С целью предотвращения неконтролируемого подпыления масочного материала – в нашем случае Ті – под верхний слой наиболее часто используемой для процессов lift-off многослойной резистной системы. Успешный «взрыв» в нашем случае реализовывался, как за счет большого превышения толщины резиста над масочным Ті слоем (соотношение 20:1), так и созданием профиля резиста, по возможности, с вертикальными стенками, что определяется используемым ускоряющим напряжением электронного пучка и дозой облучения.

Выбор материала маски при ионном травлении NbN определялся, как его стойкостью к ионному травлению и возможностью уменьшить, таким образом, толщину этого слоя, так и наличием для последующего удаления маски селективного относительно NbN травителя.



Рис.2.8. Изображение одиночной полоски сверхпроводника NbN, полученное на микроскопе атомных сил.

Первоначально использованный в качестве масочного слоя алюминий (Al), имеет скорость ионного травления в 10 раз превышающую скорость травления NbN, поэтому для успешного применения его в качестве маски напылялся достаточно толстый слой А1 порядка 100 нм. Имея в своем сечении полуовальную форму и некий, так или иначе присутствующий разброс по толщине, слой Al при ионном травлении сверхпроводника, частично распыляясь, переносил свою геометрию на профиль получаемой структуры. Полоска сверхпроводника имела полуовальную форму, значительную неровность края (или разброс ширины полоски в различных сечениях) и квантовая эффективность детектора в этом случае была низкой. Масочный слой из Ті имеет скорость ионного травления сравнимую со скоростью травления NbN, что позволяло использовать тонкий масочный слой Ті толщиной 20 нм. При этом полоска сверхпроводника получалась Ha рис.2.8 плоской, неровность края незначительна. представлено исследование профиля полоски сверхпроводника методом атомно-силовой микроскопии. Полоска сверхпроводника изготовлена при использовании Ті масочного слоя. Трапецевидность полоски, видимая на рисунке, связана с радиусом кривизны используемого для получения изображения в AFM (Atomic Force Microscope) кантиливера (cantilever). Квантовая эффективность однофотонных детекторов, созданных с использованием Ті маски, была значительно выше по сравнению с детекторами, изготовленными с использованием Al защитного слоя.

Рассмотренный технологический маршрут имеет и ряд ограничений. Прежде всего, ширина получаемой сверхпроводниковой полоски оказывается ограниченной диаметром электронного пучка микроскопа и достаточно сильным рассеянием электронов в толстом резисте. Указанным способом удалось изготовить полоски размером 0.1 мкм и более. Кроме того, неизбежный электронный подсвет неэкспонированных участков резиста, уменьшение его толщины при дальнейшем проявлении и необходимость уверенного lift-off процесса, приводит к ограничению по плотности заполнения площади меандром. С использованием рассмотренного технологического маршрута удалось реализовать максимальную плотность сверхпроводниковой структуры не более 0.25.

Большинство перечисленных рассмотренного недостатков метода создания сверхпроводниковых однофотонных детекторов удается избежать, используя второй разработанный технологический маршрут, основанный на прямой электронной литографии И последующем селективном плазмохимическом травлении. Последовательность технологических операций этого метода с указанием их основных характеристик представлена в таблице 2.3. Фактически, таблица 2.3 содержит технологическую карту создания SSPD, включающую не только ключевые операции, но и условия осаждения пленок, а также вспомогательных слоев – знаков совмещения, необходимых для прецизионного совмещения нескольких последовательных литографий и контактной металлизации.

Таблица 2.3. Технологическая схема маршрута создания сверхпроводниковых однофотонных детекторов с использованием прямой электронной литографии и плазмохимического травления.

№и	Схематический рисунок	Основные параметры процесса
наименование		
этапа		
1. Реактивное		Подложка – сапфир,
магнетронное		двухсторонней полировки,
распыление		толщина 300 мкм. Остаточное
NbN на	подложка	давление 1.2*10 ⁻⁶ mbar.
постоянном		Температура подложки 800 ⁰ С.
токе.		Давление N - 10 ⁻⁴ mbar.
		Давление Ar – 5×10 ⁻³ mbar.

2. Формирование		Lift-off процесс. Материал
знаков		знаков – Ti/Au 5/100 нм.
совмещения		Напыление при комнатной
слоев.		температуре. Фотолитография.
		Резист AZ1512 толщиной 1
		МКМ.
3. Формирование		Электронная литография.
меандра –		Резист – РММА 950К (2%,
вытравливание	÷	0.08мкм). Параметры
плазмо-	† լլլլ †	литографии – <i>I</i> =20пА, <i>U</i> =30кВ,
химическим	4	проявление
травлением окон		толуол/изопрапонол, (1:10).
в сверхпроводя-		Удаление NbN через резистную
щем NbN.		маску в SF ₆ . Удаление резиста
		в теплом ацетоне.
4.		Lift-off процесс. Материал
Формирование		контактных площадок – Ti/Au
внешних		5/200 нм. Напыление при
контактных	t IIII t	комнатной температуре.
площадок.	+	Фотолитография. Резист
		AZ1512 толщиной 1 мкм.
5. Удаление	t t	Фотолитография. Резист
шунтирующего	t t norma t	AZ1512 толщиной 1 мкм.
слоя NbN через	+	
резистную		Удаление резиста в теплом
маску.		ацетоне.

Отметим, что в рассматриваемом технологическом маршруте при электронной литографии в резисте экспонируются области, в которых сверхпроводник будет удаляться. Минимальная ширина получаемой сверхпроводящей полоски в этом случае напрямую не зависит от диаметра электронного пучка и определяется в большей степени рассеянием в резисте. PMMA 950K Используемый нами резист стравливался при плазмохимическом удалении сверхпроводника на 50 нм. Выбор 80 нм резиста обеспечивал, таким образом, надежную защиту сверхпроводниковой пленки при плазмохимическом травлении. Существенное уменьшение толщины резиста позволило изготовить меандры с минимальной шириной сверхпроводящей полоски до 80 нм и плотностью заполнения до 0.5 рис.2.9. Предельная же плотность заполнения в рассматриваемом технологическом маршруте при экспонировании электронным лучом промежутков между сверхпроводящими полосками определяется наименьшим предельно достижимым диаметром электронного пучка и возможностью использования резиста наименьшей толщины.



Рис.2.9 Изображение структуры – сверхпроводникового однофотонного детектора, полученное на электронном сканирующем микроскопе. Ширина сверхпроводящих полосок ~80 нм, плотность заполнения меандра 0.5.

Созданные вторым методом структуры – однофотонные детекторы имели величину лучшей квантовой эффективности, сопоставимую с ее значением для структур, имеющих такую же геометрию (плотность заполнения и ширину сверхпроводящей полоски) и изготовленных в соответствии с первым рассмотренным технологическим маршрутом. Однако разброс значений чувствительности уменьшился на порядок величины, что говорит о значительном уменьшении случайных отклонений в ширине сверхпроводящей полоски от среднего значения.



Рис. 2.10. Зависимость сопротивления сплошной пленки (1) и детектора (2) на ее основе от температуры.

большую Структуры же имеющие плотность заполнения имели эффективность, большую квантовую фактически пропорциональную плотности заполнения активной области детектора сверхпроводником. максимальной Несомненно, что увеличение возможной плотности заполнения при использовании второго разработанного технологического маршрута связано, как с использованием прямой электронной литографии, так и плазмохимического травления, что позволяет изготавливать структуры без введения дополнительных масочных слоев, и дает возможность использования тонкого электронного резиста, что, в свою очередь, несомненно, повышает разрешение при литографии.

Отметим, что при создании структур использованием С плазмохимического травления NbN критическая температура и ширина сверхпроводящего перехода в готовой структуре практически совпадают с их значениями в сплошной исходной пленке (рис.2.10). Это свидетельствует об оптимальном, с точки зрения отсутствия негативного воздействия на пленку NbN, технологическом маршруте изготовления детекторов, а также о высоком качестве исходной сверхпроводниковой пленки на микроуровне. При изготовлении же структуры с использованием Ті масочного слоя, наблюдается понижение температуры сверхпроводящего перехода на ~0.5 К. Вероятно, это вызвано влиянием на сверхпроводящую пленку нескольких факторов: жидкостного Ті травителя, возможных остатков на поверхности полосок NbN продуктов травления Ti, а также незначительного окисления пленки при воздействии повышенных температур на этапе отжига электронного резиста.

2.2.2. Методы создания сверхпроводниковых NbN наноструктур для гетеродинных преобразователей частоты терагерцового диапазона

В работе были созданы И исследованы терагерцовые сверхпроводниковые смесители диапазона 0.3-30 ТГц (λ=1 мм – 10 мкм). Направленность на создание смесителя с предельной чувствительностью или с минимальной шумовой температурой подразумевает и минимизацию чувствительной области смесителя. И если, для эффективного согласования смесителя с излучением в области 0.3-5 ТГц возможно использование планарных антенн, то в области частот больших 5 ТГц реализовать эффективно работающую планарную антенну не При возможно. исследованиях в этой области частот в работе было использовано прямое согласование смесителя с излучением - детектируемое излучение, прошедшее через кремниевую линзу (длина волны в кремнии уменьшалась в $\sqrt{\varepsilon}$ раз, что

составляет для кремния $\sqrt{12} = 3.464$ и на частоте 30 ТГц длина волны в кремнии $\lambda = 2.9$ мкм) попадало непосредственно на образец, чувствительная область которого должна быть сопоставима с длинной волны в кремнии. Поэтому, в настоящем исследовании было разработано две модификации технологии создания смесителей терагерцового диапазона частот С использованием планарных антенн (для частот 0.3 – 5 ТГц) И С чувствительной площадкой, превосходящей длину волны детектируемого излучения в кремнии (для частот 5-30 ТГц).

Также, как и при создании однофотонных детекторов, при разработке технологии сверхпроводниковых смесителей терагерцового диапазона частот первичным критерием качества технологии являлся контроль топологии структур и сохранение основных сверхпроводящих характеристик готовых смесителей относительно тех же параметров в не структурированной (критической сверхпроводниковой пленке температуры И ширины сверхпроводящего перехода, плотности критического тока, a также соответствие измеренного сопротивления готового смесителя расчетному значению, полученному при измерении поверхностного сопротивления сплошной сверхпроводниковой пленки). Безусловно, технология создания смесителей интегрированных с планарной антенной более сложна, т.к. требует создания структур субмикронного масштаба. На таких размерах возможно влияние микроструктуры сверхпроводниковой пленки, а также факторов, дополнительных снижающих конечные характеристики смесителей. Например, наличие незначительного даже контактного сверхпроводниковой пленкой сопротивления между И контактной металлизацией, приводит к возникновению дополнительных потерь в цепи шумовую высокочастотных токов, которые существенно влияют на температуру смесителя. Подробно, этот эффект обсуждается в главе 5 представленной работы и его минимизация является одним из основных полученных разработке результатов при технологии создания сверхпроводниковых смесителей терагерцового диапазона частот.

Разработанный технологический маршрут создания смесителей интегрированных со спиральной планарной антенной представлен в таблице 2.4. Отметим, что в работе также были использованы смесители, интегрированные с антенной типа двойная щель, технология которых полностью совпадает с технологией, представленной в таблице.

Дополнительно к кратким комментариям, включенным в таблицу, приведем еще несколько обоснований разработанной технологии.

1. Создание контактной металлизации происходит в несколько этапов, два из которых осуществляются с использованием электронной литографии, третий с использованием фотолитографии.

Таблица 2.4 Технологическая схема маршрута создания сверхпроводниковых смесителей терагерцового диапазона интегрированных с планарной спиральной антенной.

№ и	Схематический рисунок/	Основные параметры процесса,
наименование	фотография с электронно-	комментарии
этапа	сканирующего	
	микроскопа	
1. Осаждение		Электронно-лучевое
буферного слоя	полложиз	испарение. Толщина MgO
MgO.	подложка	200 нм. Температура подложки
		(Si, кварц) 400°С. Этап
		пропускается, в случае
		осаждения сверхпроводника
		без наличия дополнительного
		согласующего слоя.
2. Реактивное		Подложка – Si, MgO, Si c
магнетронное		подслоем MgO, кварц с
распыление	подложка	подслоем MgO. Остаточное

NbN на		давление 1.2*10 ⁻⁶ mbar.		
постоянном		Температура подложки 800°С.		
токе.		Давление N - 10 ⁻⁴ mbar.		
		Давление Ar – 5×10^{-3} mbar.		
		Скорость осаждения		
		сверхпроводника ~0.5 нм/с.		
3. Формирование		Lift-off процесс. Материал		
знаков		знаков – Ті/Аи 5/100 нм		
совмещения	подложка	(электронно-лучевое или		
слоев.		термическое испарение).		
		Напыление при комнатной		
		температуре. Фотолитография.		
		Резист AZ1512 толщиной 1		
		МКМ.		
4. Изготовление		Обратная электронная		
контактных		литография (Lift-off процесс).		
площадок	подложка	Резист – РММА 950К (2%,		
задающих		0.08мкм). Параметры		
геометрию		литографии – <i>I</i> =20пА, <i>U</i> =30кВ,		
чувствительного		проявление		
элемента		толуол/изопрапонол, (1:10).		
смесителя.		Дополнительная чистка в		
		кислородной плазме.		
		Электронно-лучевое испарение		
	<u>⊢1µm</u> _	Ті/Аи толщиной 3/30 нм.		
		«Взрыв» в теплом ацетоне.		
		На фотографии контактными		
		площадками являются		
		прямоугольники в центре		

		фотографии.
5. Изготовление внутренней части спиральной антенны.	подложка	Lift-off процесс. Параметры процесса аналогичны п.4. Чистка в кислородной плазме отсутствует. Материал контактных площадок – Ті/Аи 3/70 нм.
 Осаждение защитной пленки SiO. 	— — — — — — — — — — — — — — — — — — —	Lift-off процесс. Параметры процесса аналогичны п.4. Термическое испарение SiO. Толщина SiO маски 70-100 нм.
7. Изготовление внешней части спиральной антенны, включая копланарную линию.	подложка	Lift-off процесс. Фотолитография. Резист AZ1512 толщиной 1 мкм. На первой фотографии представлено изображение резиста после проявления. Напыление слоя Ті/Аи толщиной 5/200 нм методом электронно-лучевого или термического испарения при комнатной температуре. «Взрыв» в теплом ацетоне.

8. Травление		Плазмохимическое травление в
NbN не	<u></u>	SF ₆ при давлении 10 мбар.
защищенного	подложка	Ионное травление (Ar) при
SiO маской или		ускоряющем напряжении 3 кВ.
контактной		Химическое жидкостное
металлизацией.		травление с использованием
		HNO ₃ /HF/CH ₃ COOH (5:3:3)

Такое разбиение не случайно. Электронная литография выполнялась с использованием лабораторного литографа, созданного на основе электронносканирующего микроскопа. Создание структур С миллиметровыми размерами на таком литографе требует значительного времени оправдано при сравнении с экспонирования И использованием не фотолитографии. Поэтому заключительное формирование контактов, выполненных в виде копланарной линии, было проведено с использованием фотолитографии.

Создание контактной металлизации с использованием электронной литографии также разбито на два этапа. Первый этап – создание малых контактов, задающих геометрию чувствительной области смесителя (этап № 4 в соответствии с таблицей 2.4). На этом этапе осаждалась контактная металлизация относительно малой толщины (~30 нм), которая с одной стороны в силу своей малой длины (~10 мкм) не вносила существенных потерь при распространении высокочастотных токов, а с другой стороны не

отслаивалась от сверхпроводника при охлаждении готового смесителя вследствие разности термических коэффициентов расширения. На втором этапе создания контактной металлизации с использованием электронной литографии создавалась рабочая часть антенны («малая спираль» в случае спиральной антенны), толщиной, необходимой для прохождения высокочастотных токов (~100 нм), краевое отслаивание которой не играло существенной роли, т.к. область перекрытия «малой спирали» и малых контактов была значительной и составляла более 10 мкм².

Дополнительным ключевым элементом представленной технологии является чистка в кислородной плазме после проявления резиста в процессе электронной литографии на этапе 4 (в соответствие с таблицей 2.4). Чистка предваряла осаждение металлических контактов, удаляла остатки резиста и была осуществлена без нарушения вакуума непосредственно перед осаждением металлического слоя. Это позволило создать смесители с минимальными потерями на контактном сопротивлении и значительно понизить их шумовую температуру.



Рис. 2.11. Фотография смесителя терагерцового диапазона, интегрированного с планарной спиральной антенной.

Отметим, что в разработанном технологическом маршруте сверхпроводник существует под всей контактной металлизацией. Вместе с

тем, металл подавляет сверхпроводимость, и наличие сверхпроводника под контактами не влияет на работу смесителя. На рисунке 2.11 представлена фотография изготовленного смесителя, интегрированного с планарной спиральной антенной.



Рис. 2.12. Фотография чувствительной области смесителя, оптимизированного для частоты 30 ТГц, полученная на электронносканирующем микроскопе. В центре чувствительная область смесителя размерами 20.30 мкм², сверху и снизу – контактная металлизация.

Технология смесителей оптимизированных для частоты в 30 ТГц была основана на прямой фотолитографии при формировании чувствительного элемента размерами 20 (ширина)·30 (длина) мкм², и обратной фотолитографии при формировании контактной металлизации. На первом этапе через сформированную литографией резистную маску удалялся NbN с остальной площади (аналогично п. 8 представленной таблицы 2.4). Второй этап – этап создание контактной металлизации - соответствовал литографии, с параметрами указанными в п. 7 таблицы 2.4. Отметим, что в этом технологическом маршруте сверхпроводник отсутствовал под контактной
металлизацией. Фотография чувствительной области смесителя, оптимизированного для частоты 30 ТГц, полученная на электронносканирующем микроскопе, представлена на рисунке 2.12.

2.3. Исследование ультратонких сверхпроводниковых пленок NbN методами электронной просвечивающей микроскопии

Исследование структуры сверхпроводниковых пленок является важной составляющей при разработке и создании сверхпроводниковых детекторов, поскольку структура сверхпроводниковой пленки определяет целый ряд параметров конечных устройств. В настоящем параграфе представлены результаты исследования пленок NbN, выращенных на кремниевой подложке, а также с использованием согласующего буферного слоя SiO₂ методом электронной просвечивающей микроскопии.

Первоначальные исследования NbN пленок на Si подложках были выполнены с использованием микроскопа высокого разрешения Philips EM430 ST (Институт физики твердого тела PAH) при ускоряющем напряжении ~200 кВ. Поперечные срезы Si/NbN были получены из массивных кристаллов путем резки на полоски шириной не более 3 мм и толщиной ~300 мкм (толщина кремниевой подложки) и дальнейшего утонения среза при помощи ионного травления в установке Gatan 600 В.

Полученная дифракционная картина электронного пучка, прошедшего через образец, представлена на рисунке 2.13. Наличие сферической симметрии полученной электронограммы свидетельствует о поликристаллической структуре пленки NbN. Для определения типа кристаллической структуры была использована стандартная методика расчета, основанная на рассмотрении дифракции в обратном пространстве и использовании уравнения Лауэ:

$$\frac{\vec{n}_1}{\lambda} - \frac{\vec{n}_0}{\lambda} = \vec{e}_{qpr} \ (2.1),$$

где \vec{n}_1 и \vec{n}_0 - единичные вектора, нормальные к фронту распространения падающего и рассеянного лучей: $|\vec{n}_1| = |\vec{n}_0| = 1$; \vec{e}_{qpr} - вектор обратной решетки ($\vec{e}_{qpr} = q\vec{e}_1 + p\vec{e}_2 + r\vec{e}_3$, \vec{e}_1 , \vec{e}_2 , \vec{e}_3 - единичные трансляционные вектора обратной решетки, *q*, *p*, *r* – координаты узла обратного пространства).



Рис.2.13. Электронограмма пленки NbN толщиной 3 нм на Si подложке, полученная на просвечивающем электронном микроскопе.

Применительно к дифракции электронов в просвечивающем электронном микроскопе получаем:

$$r d_{hkl} = \lambda L = C (2.2),$$

где d_{hkl} - приведенное межплоскостное расстояние;

r - расстояние от нулевого рефлекса до рефлекса с индексами *hkl*;

λ - длина волны электронов;

L - расстояние от объекта до плоскости электронограммы;

С - электронографическая постоянная.

8

64.5

Таблица 2.5 демонстрирует измеренные значения r для восьми колец представленных на электронограмме. Также в таблице представлены значения r, рассчитанные для кубического NbN с постоянной решетки 4,70 Å и для используемого просвечивающего электронного микроскопа с электронографической постоянной C=25.5 мм·Å.

№ кольца $d_{hkl}, Å$ $r_{\text{pacy.}} = \lambda L/d_{\text{hkl}},$ g r_{эксперим.}, r_{эксперим.}, на MM MM, С MM электроногучетом рамме коэфф. увеличения 9.397 1 22.9 9.397 111 2.714 2 2.35 26.8 10.997 200 10.851 3 37.1 15.224 220 1.662 15.345 43.2 1.417 4 17.73 311 17.994 5 46 18.88 222 1.357 18.795 400 1.175 6 52.5 21.54 21.702 7 58.5 24.001 331 1.078 23.649

Таблица 2.5. Экспериментальные и расчетные значения радиусов колец электронограммы пленки NbN толщиной 3 нм на Si подложке.

Соответствие экспериментально полученных параметров $r_{
m эксперим.}$ с расчетными значениями $r_{
m pacч.}$ для кубического NbN для наглядности представленное на рисунке 2.14, свидетельствует, что все кольца на электронограмме соответствуют кубической фазе NbN.

422

26.47

0.959

26.58

Микрофотография NbN пленки на кремниевой подложке представлена на рисунке 2.15. На фотографии видно, что пленка сверхпроводника не

является монокристаллической. Поликристаллы хаотичным образом ориентированы в пространстве. Оценочный планарный размер кристаллита составляет около 2-10 нм.



Рис.2.14. Соответствие между экспериментально полученными значениями *г*_{эксперим.} и значениями *г*_{расч.}, рассчитанными для кубического NbN.

Представленные результаты подтверждаются исследованиями, проведенными научно-исследовательской группой из технологического университета г Делфт, Голландия (Delft University of Technology, the Netherlands) группой Московского совместно С ИЗ педагогического государственного университета [293]. В указанной работе также было проведено исследование NbN пленок, выращенных в МПГУ, методом просвечивающей микроскопии использовании просвечивающего при электронного микроскопа CM300UT-FEG фирмы Филипс, который обладает высоким разрешением и рабочим напряжением до 300кВ. Было показано, что пленки NbN, выращенные на кремниевой подложке, имеют Введение поликристаллическую структуру. же дополнительного согласующего (буферного) слоя SiC между подложкой и пленкой позволяет создать монокристаллические NbN пленки. Перспективность практического использования таких пленок в настоящее время исследуется несколькими научными группами.



Рис.2.15. Микрофотография NbN пленки полученная на просвечивающем электронном микроскопе Philips EM430 ST.

Нами также было проведено дополнительное исследование свойств сверхпроводниковой NbN пленки, выращенных на кремниевой подложке с дополнительным слоем SiO₂ с помощью электронного просвечивающего микроскопа FEI Titan 80-300 при ускоряющем напряжении 300 кВ. Дополнительный слой SiO₂ был необходим при дальнейшем создании на основе структуры Si/SiO₂/NbN однофотонных детекторов с четвертьволновым резонатором. Его толщина составляла 250 нм и была выбрана с учетом оптимизации сверхпроводникового детектора для длины волны излучения в 1 мкм. Для получения электронно-микроскопических изображений структуры Si-SiO₂-NbN также были изготовлены поперечные

срезы указанной структуры методами механической шлифовки и ионного утонения на установке Gatan PIPS model 691 с энергией ионов аргона 4.5 - 5 кэВ. Полученные результаты (рис. 2.16-2.19) свидетельствуют о том, что пленки NbN выращенные на подложке Si-SiO₂ (слой SiO₂ имеет аморфную структуру – рис. 2.17) также, как и в предшествующих исследованиях, имеют поликристаллическую структуру (рис. 2.18); размеры кристаллитов в направлении роста сверхпроводниковой пленки соответствуют толщине сверхпроводника (~4 нм), а в плоскости подложки составляют около 2-4 нм (рис. 2.19). Пленка однородна по толщине. Толщина сверхпроводниковой пленки соответствует расчетным значениям (рис. 2.16).



Рис. 2.16. Общий вид структуры Si-SiO₂-NbN. Толщина аморфного промежуточного слоя SiO₂ и толщина пленки NbN соответствуют расчетным значениям: 250 нм и 4 нм, соответственно. Пленка одинаковой толщины покрывает всю поверхность.

Проведенный анализ Фурье-изображений пленки нитрида ниобия (вставка на рис.2.18) свидетельствует о том, что кристаллиты в пленке представляют собой соединение ниобия с азотом со стехиометрией близкой к Nb₂N.



Рис. 2.17. Изображение с высоким разрешением границы раздела Si – SiO₂ и Фурье – преобразование от этого изображения с осью зоны [011].



Рис. 2.18. Изображение с высоким разрешением поперечного среза NbN пленки. Вставка - Фурье-преобразование от этого изображения, которое подтверждает поликристалличность NbN пленки.



Рис. 2.19. Изображение с высоким разрешением поперечного среза пленки. Стрелками отмечены границы кристаллитов с различной ориентацией.

2.4. Исследование ультратонких сверхпроводниковых пленок NbN методом рентгенодифракционного анализа

Одним ИЗ определяющих факторов ультратонких создания сверхпроводниковых пленок высокими значениями критической с температуры сверхпроводящего перехода, плотности критического тока является структурное совершенство пленок, отсутствие в них деформаций, свою очередь, определяются согласованием постоянных которые, В кристаллических решеток используемой подложки и сверхпроводниковой пленки. В таблице 2.6 представлены постоянные решеток используемых в сапфира, MgO, работе подложек кремния, кварца, а также сверхпроводниковой пленки NbN. Как следует из исследования структур Si/SiO₂/NbN методом электронной просвечивающей микроскопии, используемый В работе согласующий слой SiO₂ является поликристаллическим. Поэтому он не представлен в таблице 2.6.

Таблица 2.6 Постоянные кристаллических решеток использованных в работе подложек, согласующих слоев и сверхпроводниковой NbN пленки.

	Постоянная
Элемент	решетки, Å
Sapphire	4,74
MgO	4,211
NbN	4,392
Quartz	4,831
Si	5,431

Из представленной таблицы видно, что NbN и используемые подложки кремния, сапфира и кварца имеют значительное отличие в постоянных кристаллической решетки. Наиболее близкой кристаллической решеткой обладает MgO, но использование его в качестве подложки затруднительно, вследствие его гигроскопичности и ухудшения свойств поверхности с требуемого течением времени, сложности В достижении уровня шероховатости. Вместе с тем, использование MgO в качестве согласующего слоя между подложкой и сверхпроводниковой пленкой предполагает, прежде всего, использование промышленно выпускаемых подложек сапфира, кремния и кварца с требуемым и достижимым качеством поверхности. Кроме того, в случае минимизации времени между осаждением согласующего MgO слоя и сверхпроводника, качество тонкой пленки оксида магния заметно не Поэтому, улучшения ухудшается. для согласования постоянных кристаллических решеток используемых подложек и NbN нами был MgO. использован тонкий согласующий слой Первоначально перспективность использования MgO согласующего слоя определялась на основе измерения основных сверхпроводящих характеристик NbN пленок – температуры сверхпроводящего перехода и плотности критического тока.

Конечным же критерием успешности использования согласующего слоя являлось улучшение характеристик готовых сверхпроводниковых устройств. Подробно результаты изменения полосы преобразования смесителей терагерцового диапазона, изготовленных с использованием согласующего MgO слоя, представлены в главе 5 настоящей работы. В настоящем параграфе представлено исследование сверхпроводниковых пленок NbN осажденных на кремниевую подложку с использованием MgO подслоя одним ИЗ наиболее распространенных методов неразрушающего контроля кристаллической структуры – методом рентгенодифракционного анализа, позволяющего получать информацию о фазовом составе, степени искажения кристаллической решетки, характере и уровне дефектов сверхпроводниковой пленки.

Сложность задачи получения сверхтонких пленок нитрида ниобия со стехиометрией состава по азоту, обеспечивающей максимальные значения температуры перехода в сверхпроводящее состояние, состоит в том, что существует несколько структурных модификаций кристаллической решетки NbN. Среди этих структурных модификаций только δ -фаза (δ -NbN_{1.00}, JCPDS PDF-4 card № 38-1155) является сверхпроводящей. Поэтому основной задачей проведении рентгенодифракционного при анализа являлось определение фазового состава пленок NbN. Другими задачами проведенного исследования являлось выявление текстуры в пленках NbN, а также определение среднего размера кристаллитов или областей когерентного В сверхпроводниковой пленке рассеяния И величины однородной деформации для NbN и MgO. Измерения проводились для нескольких образцов отличающихся толщиной и температурой осаждения MgO согласующего слоя. Последний осаждался на подложку методом электронно - лучевого испарения.

Рентгенодифракционный анализ пленок нитрида ниобия и подслоя MgO проводили на рентгеновском дифрактометрическом комплексе Rotaflex

D/max-RC японской корпорации. Rigaku с 12квт источником рентгеновского излучения.

Проведенный рентгенодифракционный анализ позволил сделать следующие выводы.

1. Пленки NbN являются однофазными. Для всех серий образцов определена сверхпроводящая фаза δ-NbN. Образцы имеют температуру перехода в сверхпроводящее состояние в диапазоне 11.7 ÷13.9 К.





Рис. 2.20. Рентгенограммы структуры Si/MgO/NbN для двух толщин NbN – 10 нм (верхняя кривая на каждом рисунке) и 3.5 нм (средняя кривая на каждом рисунке) и структуры Si/MgO (нижняя кривая на каждом рисунке) и для различных температур подложки при осаждении MgO буферного слоя: а) 200°C, б) 300°C, в) 400°C, г) 550-600°C.

2. При температурах напыления MgO подслоя на кремниевые подложки 300°C, 400°C, 550-600°C, пленки подслоя MgO имеют текстуру (111). Пленки ниобия на таких нитрида подслоях вырастают ориентированными с аксиальной текстурой (111). Пленки MgO, выращенные при температуре подложки 200[°]С являются поликристаллическими. Пленки NbN, выращенные на таких подслоях также поликристаллические, что подтверждается рисунком 2.20, на котором представлены рентгенограммы структуры Si/MgO/NbN для двух толщин NbN – 3.5 нм и 10 нм и при различных температурах осаждения MgO подслоя.

3. Оценка среднего размера кристаллитов из полученных дифрактограмм, сделанная по формуле Дебая-Щерера для всех серий образцов, исключая образцы, изготовленные на MgO подслое с температурой осаждения 200⁰C, в направлениях [111] дает величину, близкую по значению к толщине пленок - 3.5 нм и 10 нм.

4. Для пленок NbN толщиной 3.5 нм и обладающих текстурой, характерно наличие деформации сжатия, которая изменяется в пределах 3÷7·10⁻³. Величина деформации фактически не зависит от толщины подслоя MgO (см. таблицу 2.7).

5. В пленках NbN толщиной 10 нм имеет место, как деформация сжатия, так и деформация растяжения. Это коррелирует со знаком деформации в подслоях MgO, которая также в зависимости от условий синтеза, а именно от температуры подложки, переходит от деформации растяжения в деформацию сжатия (см. таблицу 2.7).

6. Начиная с толщины подслоя 3700 Å и выше, на дифрактограммах наблюдаются слабые (200)-рефлексы пленки подслоя MgO. Это может нежелательно сказаться на последующем росте сверхпроводящей пленки нитрида ниобия (см. рис. 2.21).

С учетом проведенного исследования, для пленок NbN толщиной 3.5 нм и менее, на основе которых были созданы смесители терагерцового

диапазона частот, была выбрана технология создания MgO буферного слоя толщиной 200 нм и температурой осаждения более 300°С.

Таблица 2.7. Сравнительные характеристики NbN пленок толщиной 3.5 нм и 10 нм, осажденных на Si подложку с использованием MgO буферного слоя, осажденного при разных температурах подложки и имеющего различную толщину.

№ образца/ партии	Толщина MgO, мкм	Т нанесения MgO, ⁰ C	Толщина NbN, Å	T_c, K	$\Delta T_{c,} K$	Фаза пленки NbN	Текстура MgO /текстура NbN	Деформация NbN Δd/d, 10 ⁻³	Деформация MgO Δd/d, 10 ⁻³
1/481	0.2	400	35	11.8	0.6	δ-NbN	(111)	6.4	2.4
2/480	0.12	400	35	11.7	0.4	δ-NbN	(111)	6.0	2.1
3/481	0.37	400	35	12	0.2	δ-NbN	(111)	6.0	1.0
4/480	0.2	200	35	11.7	0.4	δ-NbN	поликр.		
5/489	0.2	300	35	12.3	0.3	δ-NbN	(111)	3.3	-1.73
6/481	0.2	550-600	35	11.9	0.5	δ-NbN	(111)	4.1	0.7
7/489	0.4	400	35	12.4	0.3	δ-NbN	(111)	7.4	1.8
1/495	0.2	400	100	13.8	0.1	δ-NbN	(111)	1.3	1.8
2/495	0.12	400	100	13.7	0.15	δ-NbN	(111)	0.1	2.7
3/495	0.37	400	100	13.7	0.15	δ-NbN	(111)	2.1	1.8
4/495	0.2	200	100	14.3	0.17	δ-NbN	поликр.		
5/496	0.2	300	100	13.5	0.07	δ-NbN	(111)	-1.8	-0.9
6/496	0.2	550-600	100	13.6	0.15	δ-NbN	(111)	-2.4	-2.8
7/495	0.4	400	100	13.9	0.17	δ-NbN	(111)	1.3	1.3



Рис.2.21. Рентгенограмма структур Si/MgO с толщиной MgO слоя 120 нм, 200 нм, 370 нм, 400 нм.

2.5 Выводы

Основные результаты работы, представленные в настоящей главе:

1. Разработана технология осаждения ультратонких пленок NbN (толщиной до 2 нм) с высокими значениями критической температуры сверхпроводящего перехода.

2. Разработана технология изготовления сверхпроводниковых тонкопленочных наноструктур - однофотонных детекторов видимого и ИК диапазонов. Разработанная технология позволяет создавать структуры не нарушая микроструктуру NbN пленки и изготавливать детекторы с высокими и воспроизводимыми характеристиками.

3. Разработана технология создания сверхпроводниковых смесителей терагерцового диапазона сопряженных с планарными антеннами и с прямым согласованием смесителя с детектируемым излучением. В случае создания субмикронных структур минимизировано контактное сопротивление

структур, возникающее в месте контакта чувствительной области смесителя и металлических контактов.

4. Методами рентгенодифракционного анализа и просвечивающей электронной спектроскопии изучена микроструктура сверхпроводниковых пленок NbN, определена фаза и текстура пленок, найден размер поликристалла сверхпроводника.

5. Изучено влияние согласующего слоя MgO на микроструктуру NbN пленок. Определены оптимальные параметры осаждения MgO буферного слоя исходя из основных микроструктурных и сверхпроводящих характеристик тонких пленок NbN.

Глава 3. Методики, схемы, оборудование экспериментальных исследований полупроводниковых и сверхпроводниковых структур

В настоящей главе представлены оригинальные методики исследования процессов электронного разогрева и дальнейшей энергетической релаксации носителей заряда в сверхпроводниковых тонкопленочных наноструктурах и гетероструктурах AlGaAs/GaAs, а также известные и использовавшиеся в настоящей работе методики, для определения свойств и характеристик структур и приемников ближнего и дальнего инфракрасного диапазонов.

Структура главы следующая.

В 3.1 представлен метод миллиметровой спектроскопии, использовавшийся для исследования времени энергетической релаксации в полупроводниковых гетероструктурах AlGaAs/GaAs гетероструктур, и возможность определения по осцилляциям Шубникова-де Гааза условий квазиравновестности при разогреве электронного газа гетероструктур AlGaAs/GaAs миллиметровым/субмиллиметровым излучением.

В 3.2 приведены методики для исследования шумовой температуры, полосы преобразования, поглощенной мощности, диаграммы направленности и спектральных характеристик NbN смесителей сопряженных с высокочастотными планарными антеннами.

В 3.3 представлены методики для исследования процессов поглощения одиночных фотонов сверхпроводниковыми NbN тонкопленочными наноструктурами, а также методики исследования характеристик созданных однофотонных детекторов ближнего инфракрасного диапазона: квантовой эффективности, скорости темнового счета, временного разрешения, предельного быстродействия.

3.1 Исследование AlGaAs/GaAs гетероструктур

В настоящем параграфе подробно представлен метод миллиметровой спектроскопии для исследования времени энергетической релаксации двумерных носителей заряда в одиночных гетеропереходах AlGaAs/GaAs, в том числе при влиянии магнитного поля, перпендикулярного поверхности гетероперехода (п.3.1.1). В п.3.1.2 представлена методика использования зависимости осцилляций Шубникова-де-Гааза ОТ постоянного тока, протекающего через двумерную структуру, оценки условий для квазиравновестности проводимых измерений, а также использование зависимости магнитосопротивления 2D структуры для расчета концентрации двумерных электронов.

Для оценки коэффициента преобразования смесителя на основе AlGaAs/GaAs гетероструктуры (п.4.4, гл.4) был использован метод изотерм [187], предполагающего эквивалентность разогрева двумерных электронов СВЧ излучением и постоянным током смещения. Этот метод подробно описан при представлении результатов работы в параграфе 4.4 и не вынесен в отдельный раздел настоящей главы, поскольку для его реализации, т.е. для нахождения сопротивления образца в рабочей точке, мощности постоянного

тока, поглощаемой образцом в рабочей точке и коэффициента $K = \left(\frac{dR}{dP}\right)_{P=P_0}$

необходимо измерение только вольт-амперных характеристик образца при различных смещающих постоянных токах, что является не сложной экспериментальной задачей. Исследование оптимальной мощности гетеродинного источника для AlGaAs/GaAs смесителя было выполнено на основе знаний о коэффициенте преобразования гетероструктуры.

3.1.1 Метод миллиметровой релаксометрии для исследований времен энергетической релаксации в гетероструктурах AlGaAs/GaAs

Для измерения времени энергетической релаксации 2D электронов в AlGaAs/GaAs гетероструктурах нами был применен метод миллиметровой

спектроскопии с высоким временным разрешением. Так как характерные времена энергетической релаксации, измеряемые в нашем эксперименте, варьировались в широких пределах от 10⁻⁹ с до 10⁻⁷ с, то для перекрытия всего временного диапазона нами использовались различные способы реализации метода миллиметровой спектроскопии.

 $\tau_{a} < 10^{-8} c$ Для энергетической измерения времен релаксации электромагнитное излучение от двух источников когерентного излучения, смещенных один относительно другого по частоте на величину Δf , подводится к исследуемому образцу. Поглощение электромагнитного излучения носителями приводит к переходу электронов на более высокие энергетические уровни. 3a счет быстрого электрон-электронного взаимодействия избыточная энергия отдельных электронов перераспределяется между всеми электронами, и, в случае, когда время электрон-электронного взаимодействия много меньше времени энергетической релаксации электронов, становится возможным приписать электронному газу некоторую температуру T_e, отличную от температуры решетки Т. Так как подвижность носителей зависит от электронной температуры, то данное состояние электронов с T_e>T вызовет изменение сопротивления образца по постоянному току. И если измерения проводятся в режиме генератора тока, напряжение на концах структуры изменится. фотопроводимости Возникнет сигнал ΔU частоте Δf . Время на энергетической релаксации носителей определяется ПО частотной зависимости величины ΔU .

Схема экспериментальной установки для измерения $\tau_e < 10^{-8}$ с представлена на рисунке 3.1. В качестве источников излучения нами использовались высокочастотные генераторы Г4-161. Основой данных генераторов являются лампы обратной волны, имеющие рабочий диапазон частот 126.5-146 ГГц. Излучение генераторов сводилось в единый тракт с помощью квазиоптического делителя луча и по металлическому волноводу поступало на образец, находящийся в транспортном сосуде Дьюара.

Высокочастотный сигнал, возникающий на образце, через коаксиальный кабель и адаптер – развязку в высокочастотном тракте, необходимую для ввода смещения по постоянному току – подавался на усилитель, имеющий коэффициент усиления 60 дБ и полосу рабочих частот 5 МГц – 1.2 ГГц. Усиленный сигнал поступал на анализатор спектра "HEWLETT PACKARD", имеющий диапазон частот 2 кГц-42 ГГц или на анализатор спектра ROHDE & SCHWARZ имеющий диапазон частот 100 кГц-6 ГГц. В качестве источника питания образца нами использовался цифровой источник тока KEITHLY. При измерениях В магнитном поле использовался сверхпроводящий соленоид, питание которого осуществлялось с помощью блока питания "СТС-60". Максимально возможное магнитное поле, которое можно было получить в нашем эксперименте, составляло 4 Тл.



Рис. 3.1. Блок схема установки измерения времен энергетической релаксации электронов в гетероструктурах AlGaAs/GaAs.

Описанная методика определения времен энергетической релаксации, основанная на биениях двух высокочастотных источников, может быть

применена лишь для измерения малых времен $\tau_e < 10^{-8}$ с. Ограничения накладывает, прежде всего, стабильность источника питания в генераторах Г4-161. Нестабильность питания ламп обратной волны, являющихся основой используемых нами генераторов, приводит в свою очередь к нестабильности частоты генерации. Нестабильность частоты разностного сигнала составляет в нашем случае ~4 МГц, поэтому измерения частотной зависимости сигнала фотопроводимости с использованием биений двух источников излучения на частотах меньших 5 МГц невозможны.

Для измерения времен энергетической релаксации $\tau_e > 10^{-8}$ с нами использовалась амплитудная модуляция излучения лампы обратной волны, возникающая при подаче модулирующего напряжения на частоте Δf в анодную цепь лампы. Время энергетической релаксации определялось в этом случае также ПО частотной зависимости величины сигнала фотопроводимости ΔU , возникающего при поглощении носителями высокочастотного электромагнитного модулированного излучения на частоте *Дf*. Главной отличительной особенностью этой установки от рассмотренной ранее является система модуляции высокочастотного излучения ЛОВ, включающая в себя непосредственно лампу обратной волны, источник питания ЛОВ, модулирующий генератор, резонатор. Используемая нами ЛОВ-22 имела рабочий диапазон частот 130-170 ГГц. Для ее питания использовался созданный в Проблемной радиофизической лаборатории государственного Московского педагогического университета высоковольтный блок питания. В качестве модулирующего генератора ГС-100И (рабочий 20 Γ μ – 30 MΓμ), использовался диапазон частот позволяющий осуществлять модуляцию до частот в 30 МГц. Возникающий сигнал фотопроводимости регистрировался узкополосным (полоса 1-9 кГц) селективным вольтметром В6-10 (рабочая полоса частот: 100 кГц-30 МГц) или Unipan 232B (5 Гц-50 кГц). В качестве источника питания образца использовался цифровой источник тока KEITHLY.

Принцип амплитудной модуляции высокочастотного излучения основан

на зависимости выходной мощности лампы обратной волны от анодного напряжения. Поэтому, если в анодную цепь лампы подать переменное напряжение, выходной сигнал генератора также будет модулирован, частотой внешнего генератора. Вместе с тем, зависимость выходной мощности излучения ЛОВ от анодного напряжения не всегда бывает достаточно крутой. И для достижения большой глубины амплитудной модуляции в этом случае требуются значительные величины переменных модулирующих напряжений. Для достижения сильной неравномерности в амплитудно-частотной характеристике ЛОВ ΜЫ использовали дополнительный отражательный резонатор (интерферометр Фабри-Перо), который позволял достичь деструктивной интерференции для определенной длины волны. Для соответствующего анодного напряжения выходная мощность ЛОВ обращалась в ноль, что позволяло достичь значительной крутизны выходной мощности излучения от анодного напряжения, что в свою очередь, позволяло осуществить фактически 100 % амплитудную модуляцию выходного сигнала генератора при использовании модулирующих напряжений составляющих ~3-4 В.

В случае измерения температурной зависимости времени энергетической релаксации двумерного электронного газа, исследуемый образец помещался в вакуумированный чехол. С помощью резистивного нагревателя температуру образца можно было изменять в широких пределах T=4.2-80 К. При измерениях в диапазоне температур превышающем 77 К также использовался жидкий азот.

Время энергетической релаксации определялось нами по частотной зависимости сигнала фотопроводимости ΔU , возникающего при поглощении электромагнитного излучения свободными носителями:

$$\Delta U(f) = \frac{\Delta U(\Delta f = 0)}{\sqrt{1 + (2\pi\Delta f \tau_e)^2}}$$
(3.1),

как $\tau_{\rm e} = (2\pi\Delta f_0)^{-1}$, где Δf_0 есть значение частоты, при котором:

$$\Delta U(\Delta f_0) = \frac{\Delta U(\Delta f = 0)}{\sqrt{2}} \quad (3.2).$$

3.1.2 Осцилляции Шубникова-де Гааза в двумерном электронном газе AlGaAs/GaAs гетероструктур

Осцилляции Шубникова де-Гааза или осцилляции сопротивления R структуры в магнитном поле, перпендикулярном плоскости движения носителей заряда, использовались нами, как для нахождения концентрации двумерных носителей гетероструктур AlGaAs/GaAs, так и для оценки условий квазиравновесности проводимых исследований времен энергетической релаксации методом миллиметровой спектроскопии. Для измерений осцилляций Шубникова де-Гааза образец со проведения сверхпроводниковым соленоидом, обеспечивающим максимальное магнитное поле 4 Тл, помещался в жидкий гелий в транспортном сосуде Дьюара. Величина магнитного поля контролировалась по силе тока, протекающего через соленоид. С помощью сверхразмерного круглого волновода субмиллиметровое излучение с максимально возможной в эксперименте мощностью в 0.5 мВт подавалось на образец. Для питания использовался цифровой источник тока KEITHLY. образца Запись осцилляций Шубникова-де Гааза велась на двухкоординатном H307/1, графопостроителе a более экспериментах В поздних С использованием компьютера.

Для нахождения концентрации двумерных носителей использовались стандартное выражение:

$$n_s = \frac{\mathrm{e}}{\pi\hbar} \cdot \left(\Delta \frac{1}{B}\right)^{-1} (3.3),$$

где $\Delta \frac{1}{B} = \frac{1}{B_1} - \frac{1}{B_2}$, а B_1 и B_2 значения магнитных полей, в которых сопротивление структуры R(B) последовательно проходит через экстремумы.

При определении условий квазиравносвестности проводимых измерений

мы использовали методику сравнения амплитуды осцилляций Шубникова-де Гааза при разогреве электронного газа постоянным электрическим током и высокочастотным излучением ЛОВ, с амплитудой этих осцилляций при различных температурах исследуемого образца. В последнем случае измеряемый ток должен быть малым. Величина этого тока выбирается такой, что его дальнейшее уменьшение не приводит к видимому изменению амплитуды осцилляций Шубникова-де Гааза. При этом предполагается, что кривая осцилляций при этом токе соответствует электронной температуре равной температуре решетки, так как разогрев носителей предполагается пренебрежимо малым.

В нашем эксперименте мы выбирали максимально возможный измерительный ток при постоянной мощности электромагнитного излучения таким, при котором еще не происходили изменения амплитуды осцилляций Шубникова – де Гааза. Типичная картина осцилляций в масштабе, отвечающем одному периоду осцилляций, приведена на рисунке 3.2 для образца G587. На данном графике хорошо видно влияние постоянного тока, выраженное в уменьшении амплитуды осцилляций по мере увеличения тока. Для представленного образца ток 50 мкА приводит уже к существенному изменению амплитуды осцилляций магнитосопротивления и является, таким образом, существенно греющим. Токи менее 20 мкА при T=4.2 К не приводят к нарушению условий квазиравновесности измерений.

Оценки степени разогрева электронов, С учетом ограничения чувствительности использованной нами аппаратуры нахождения И суммарной минимальной мощности, подводимой к образцу (мощности высокочастотного электромагнитного излучения И мощности ПО постоянному току), $P_{e \min} \approx 5 \cdot 10^{-17}$ Вт/эл, показывают, что превышение электронной температуры над решеточной в наших экспериментах составило не более $\Delta T_e \approx 0.1$ К при температуре решетки T=4.2 К.



Рис. 3.2. Зависимость сопротивления AlGaAs/GaAs структуры (G 587) от магнитного поля В при разных значениях токов протекающих через структуру.

Кроме того, нами были проведены измерения зависимости τ_e электронов двумерного электронного газа гетероструктур AlGaAs/GaAs при *T*=4.2 К от мощности энергетических потерь, приходящихся на один электрон P_e . Данные измерения показали, что время энергетической релаксации при указанной температуре постоянно в диапазоне 5.10⁻¹⁷ Bt/эл<Pe<1.10⁻¹⁵ Bt/эл, что указывает на то, что эти условия можно считать квазиравновесными.

3.2 Взаимодействие излучения терагерцового дипазона с NbN сверхпроводниковыми наноструктурами

3.2.1 Эффективности преобразования частоты терагерцового излучения NbN наноструктурами

Блок схема установки для измерения шумовой температуры NbN смесителей представлена на рисунке 3.3. Аттенюированное излучение источников терагерцового диапазона частот (лампа обратной волны, лазер на парах воды [294], лазер с СО₂ накачкой [295]) с использованием тонкопленочного майларового делителя луча поступало на образец. Также на образец подавалось излучение абсолютно черного тела, с температурой 77 К («холодная нагрузка») либо 300 К («горячая нагрузка»). Смена черных тел, обладающих различной температурой либо происходило вручную, автоматически за счет использования механического модулятора. Для дополнительной фокусировки излучения смеситель устанавливался на гиперполусферическую планарную кремниевую линзу И имел металлическую антенну, оптимизированную для соответствующего диапазона (см.п. 5.3, гл.5 настоящей работы). Смеситель частотного охлаждался посредством использования оптического криостата гелиевого уровня. Для уменьшения шумов использовался охлаждаемый адаптер смещения и малошумящий охлаждаемый усилитель на транзисторах с высокой подвижностью электронов (Hi Electron Mobility Transistor - HEMT).

После прохождения полосового фильтра и дополнительного усиления сигнала смесителя, возникающего при изменении температуры нагрузок, сигнал регистрировался низкочастотным полупроводниковым детектором и поступал на цифровой вольтметр.

Шумовая температура *Т*_N вычислялась через Y-фактор по формуле:

$$T_N = \frac{T_h - T_{cold} \cdot Y}{Y - 1}$$
 (3.4),

где T_h и T_{cold} – температуры горячей и холодной нагрузок соответственно. Y– фактор, равный отношению выходной мощности приемника с горячей нагрузкой на входе к выходной мощности при холодной нагрузке, может быть найден как:

$$Y = \frac{U + K \cdot U_{\sim}}{U - K \cdot U_{\sim}}$$
(3.5)

где *U* – постоянное напряжение на детекторе, а *U*_~ - переменная составляющая напряжения, соответствующая смене «холодной» и «горячей» нагрузок.

Коэффициент *К*, зависящий от формы сигнала, в случае прямоугольных импульсов может быть найден, как отношение амплитуды первой гармонической составляющей ряда Фурье для импульсного сигнала со скважностью 0.5 к амплитуде импульсов. В этом случае $K = \frac{4}{\pi}$.



Рис. 3.3. Блок-схема установки для измерения шумовой температуры NbN смесителей в терагерцовом диапазоне частот.

При исследовании влияния эффекта прямого детектирования на измеряемое значение шумовой температуры смесителя, нами также было проведено измерение изменения рабочей точки смесителя (выраженное в единицах изменения тока рабочей точки смесителя) при смене «горячей» и «холодной» нагрузок.

3.2.2 Время энергетической релаксации неравновесных электронов в NbN наноструктурах при разогреве носителей заряда излучением терагерцового диапазона

полосы преобразования NbN Для измерения смесителей нами использовался метод миллиметровой/субмиллиметровой спектроскопии, подробно описанный в п. 3.1.1 настоящей работы. В отличие от исследования полупроводниковых структур, причиной возникновения сигнала В сверхпроводниках, находящихся в резистивном состоянии, на разностной частоте двух источников терагерцового излучения являлось изменение концентраций нормальных и сверхпроводящих электронов, что приводит к значительному изменению сопротивления структуры.

Блок-схема установки для исследования полосы преобразования NbN смесителей представлена на рисунке 3.4 и содержит многие структурные элементы установки для измерения шумовых характеристик смесителей. Отличие состоит в том, что для измерения полосы преобразования использовалось смешение двух источников субмиллиметрового излучения (OB-44, с центральной частотой излучения ~900 ГГц), подаваемое на смесительный элемент. Возникающий на разностной частоте сигнал был дополнительно усилен и подавался на анализатор спектра для определения разностной частоты двух субмиллиметровых источников, а также на термисторный измеритель мощности. Для усиления сигнала во всем исследуемом частотном диапазоне 0.5 – 9 ГГц нами были использованы два набора усилителей: для диапазона 0.5-4 ГГц и для диапазона 3.7-9 ГГц, что

определялось значительными шумами ультраширокополосных усилителей и ограничением амплитуды выходного сигнала смесителя вследствие наличия его динамического диапазона.

Полоса преобразования смесителей определялась стандартно, по частотной зависимости сигнала на разностной частоте и в соответствии с формулами (3.1) и (3.2).



Рис.3.4 Блок-схема установки для измерения полосы преобразования NbN смесителей.

3.2.3 Согласование терагерцового излучения с NbN сверхпроводниковыми наноструктурами

Исследованные в работе NbN смесители терагерцового диапазона частот могут работать и в режиме болометрических приемников излучения высокой частоты. И если в случае исследования шумовых характеристик и быстродействия NbN смесителей их рабочая температура была близка к температуре жидкого гелия (~4.2 К) и оптимальная рабочая точка на вольт-

амперной характеристике структуры задавалась мощностью гетеродинного источника излучения и напряжением смещения, то при болометрическом режиме работы смеситель нагревался до температур, соответствующих максимальной крутизне сверхпроводящего перехода (на зависимости R(T)), наиболее что соответствует пологому участку вольт-амперной *I-U*. В характеристики координатах ЭТОМ структуры В случае, модулированное излучение высокочастотного источника, поступающее на образец, вызовет изменение его сопротивления и, в случае использования для смещения образца генератора тока, возникновение переменного напряжения на частоте модуляции. Возникающее переменное напряжение измеряется синхронным детектором.

Болометрический NbN был режим детектирования структуры использован измерениях направленности нами при диаграммы металлических планарных антенн, интегрированных со сверхпроводниковым чувствительным элементом, a также при измерениях спектральных характеристик антенн. Для измерения диаграммы направленности антенн ртутная лампа широкого частотного диапазона (диаметр отверстия выходного излучения 2 мм) помещалась на систему двухкоординатного механического перемещения, управляемую автоматически компьютером. Излучение модулировалось механическим модулятором и поступало на NbN структуру, находящуюся в гелиевом криостате. Температура NbN болометра менялась посредством резистивного нагревателя, установленного на держателе образца, и контролировалась по вольт-амперной характеристике структуры. Усиленный сигнал поступал на синхронный детектор. Расстояние между детектором и источником излучения составляло ~2 м.

Измерения спектральных характеристик антенн были проведены с использованием стандартного Фурье спектрометра, также с ртутным источником излучения широкого частотного диапазона, и при работе NbN смесителя в болометрическом режиме.

3.2.4 Мощность терагерцового излучения, поглощенная NbN наноструктурами при гетеродинном преобразовании частоты

Измерения поглощенной мощности гетеродинного источника смесителем, были выполнены в соответствии с изотермической методикой [296], предполагающей эквивалентность разогрева смесителя поглощенной мощностью высокочастотного излучения и мощностью, поглощаемой при смещении смесителя постоянным током, а также предполагающей, что сопротивление сверхпроводниковой структуры определяется только электронной температурой. В этом случае, оценка поглощенной мощности высокочастотного излучения для смесителей на горячих электронах может быть сделана из вольт-амперных характеристик структуры, измеренных при поглощении ВЧ излучения и в его отсутствие. Проведя на вольт-амперных характеристиках линию постоянного сопротивления, которая является изотермой, для любых двух точек этой прямой мы можем записать соотношение:

$$P_{DC,1} + P_{LO,1} = P_{DC,2} + P_{LO,2}$$
(3.6),

где $P_{DC,1}$ - мощность постоянного тока, поглощенная смесителем в т.1, $P_{LO,1}$ мощность высокочастотного излучения, поглощенная смесителем в т.1, $P_{DC,2}$ - мощность постоянного тока, поглощенная смесителем в т.2, $P_{LO,2}$ мощность высокочастотного излучения, поглощенная смесителем в т.2.

Для случая, когда первая точка находится на вольт-амперной характеристике образца без поглощения ВЧ излучения, представленное выражение упрощается:

$$P_{DC,1} = P_{DC,2} + P_{LO,2} \ (3.7),$$

и позволяет легко определить $P_{LO,2}$, поскольку $P_{DC,1}$ и $P_{DC,2}$ находятся по соответствующим значениям токов и напряжений.

3.3 Взаимодействия одиночных фотонов ИК излучения с узкими полосками из сверхпроводниковых пленок NbN

3.3.1 Квантовая эффективность и шумовые характеристики взаимодействия одиночных фотонов ИК излучения с узкими полосками из сверхпроводниковых пленок NbN

Учитывая, что квантовая эффективность любого счетчика фотонов определяется, как отношение количества выходных сигналов (в нашем случае импульсов напряжения) к количеству фотонов на оптическом входе приемника, для ее определения необходимо было измерить мощность источника излучения, его частоту (для определения энергии кванта и количества фотонов), а также количество выходных импульсов напряжения сверхпроводниковой co структуры при ee смещении постоянным электрическим током. В качестве источников излучения нами были использованы светоизлучающие диоды (LED - Light Emiting Diode) или лазерные источники (см. таблицу 3.1), частота излучения которых задавалась паспортом прибора, а также дополнительно контролировалась нами с использованием анализатора спектра оптического диапазона Hewlrt Packard Поскольку HP70950A. В работе исследовались характеристики однофотонного детектирования и из-за ограничения максимальной скорости счета однофотонных требуемая детекторов, мощность источника устанавливалась путем аттенюации до требуемого значения. Как правило, устанавливаемая мощность соответствовала 0.1·10⁶ - 1·10⁶ отсчетов в секунду эффективность 1 %, квантовую что ДЛЯ детектора, имеющего В энергетических единицах соответствует ~1.3-13 пВт. Аттенюированное излучение посредством стандартного оптического одномодового волокна и через контроллер поляризации подавалось на образец. Оптическое согласование между волокном и детектором составляло 100 %. Детектор охлаждался с помощью жидкого гелия в транспортном сосуде Дьюара до температуры 4.2 К или посредством криорефрижератора замкнутого цикла Гиффорда Макмагона до температуры 2.8 К. В случае проведения измерений при более низких температурах использовалась вставка в транспортный сосуд Дьюара с небольшим внутренним термически изолированным объемом, гелий в который поступал по капилляру, соединяющим этот объем с внешним объемом Дьюара. Откачкой паров гелия из внутреннего объема вставки нам удавалось реализовать температуру детектора равную 1.6 К.

Возникающий сигнал с детектора – импульс напряжения величиной несколько милливольт, что определялось нагрузочным сопротивлением 50 Ом и током смещения детектора, составляющим 20-30 микроампер (определяется конкретным образцом), через адаптер смещения, необходимый для смещения детектора постоянным электрическим током, поступал в дополнительный тракт усиления. Усиленный до нескольких сотен милливольт импульс напряжения поступал на осциллограф и счетчик электрических импульсов. Блок схема используемой установки представлена на рисунке 3.5, а основное используемое оборудование в таблице 3.1.

Отмечу, что при исследовании предельно низкого уровня темнового счета, сверхпроводниковый детектор экранировался внутри вставки в транспортный сосуд Дьюара, посредством металлического охлаждаемого экрана. При исследовании влияния на уровень темнового счета сверхпроводникового детектора фоновой подсветки и длины охлаждаемой части одномодового волокна, внутри вставки было реализовано устройство намотки оптического волокна на охлаждаемый держатель.

В случае исследования предельной скорости счета сверхпроводникового детектора также использовалась установка, блок схема которой представлена на рисунке 3.5. Для непосредственного подтверждения возможности приема оптических импульсов с высокой частотой повторения, использовался импульсный лазер на 1.55 мкм Ultrafast Optical Clocks (PriTel, Inc.) с частотой импульсов 1 ГГц и 2 ГГц.



Рис. 3.5. Блок схема установки для исследования квантовой эффективности и скорости темнового счета при однофотонном детектировании излучения ИК диапазона узкими полосками NbN. Желтые соединительные линии - оптическое соединение посредством стандартного одномодового волокна.

Таблица 3.1. Оборудование, используемое для измерения квантовой эффективности и скорости темнового счета сверхпроводниковых NbN однофотонных детекторов.

Наименование	Марка				
Источник лазерного излучения	PriTel, Inc. 1550-nm Ultrafast Optical				
	Clocks;				
	B&W TEK Ink. BWF-1540-				
	250E/55375;				
	B&W TEK Ink. BWF1-1320-				
	250E(83091);				
	Grandway FHS1D02;				
	Roithner LaserTechnik: LED16-PR-				
	WIN, LED17-PR-WIN, LED20-PR-				
	WIN, LED22-PR-WIN, LED23-PR-				

	WIN. SPL405-040-M. RLTG065AU.
	SPL785-070-M, SPL850-030-MP,
	SPL980-030-MP, LFO-14-ip, LFO-18-
	ip
Измеритель мощности	ThorLabs PM20;
	OPHIR PD300-IRG
Контроллер поляризации	ThorLabs FPC030
Аттенюатор	FOD 5420
Усилитель	Mini-circuits ZFL-1000LN
Источник DC смещения	Scontel control unit
Осциллограф	Tektronix DPO70404C;
	AKTAKOM-IWATSU ACK-7404;
	ROHDE & SCHWARZ RTO 1012
Счетчик импульсов	Agilent 53131A
Оптическое волокно	Corning SMF-28
Криорефрижератор замкнутого цикла	Sumitomo RDK 205 D

3.3.2 Временная нестабильность (джиттер) импульса напряжения на сверхпроводниковой полоске при поглощении одиночных ИК фотонов

Временное разрешение SSPD или джиттер (jitter) был измерен по стандартной технологии с использованием импульсного лазера одиночных фотонов с частотой повторения 1 ГГц и несущими частотами 1.55 мкм и 778 нм. Запускающий импульс лазера являлся и синхронизирующим импульсом для осциллографа Tektronix с полосой 50 ГГц, на который подавался сигнал со сверхпроводникового однофотонного детектора. После многократных измерений времени между указанными двумя импульсами, строилась стандартная гистограмма, являющаяся одним из программных продуктов, инсталлированных в Tektronix и показывающая количество срабатываний детектора, состоявшихся в узком временном окне после запускающего импульса. Время на полувысоте построенной гистограммы (full width at half maximum - FWHM) и принималось за джиттер системы τ_s . Поскольку временная нестабильность используемого лазера составляла значение меньшее, чем τ_L =70 фс, а осциллографа находилась в диапазоне τ_{oc} =0.8-1.2 пс, измеряемая временная нестабильность системы τ_s на уровне нескольких десятков пикосекунд была практически полностью обусловлена джиттером SSPD (τ_d), т.к.:

$$\tau_s^2 = \tau_L^2 + \tau_{oc}^2 + \tau_d^2 \ (3.8).$$
Глава 4. Энергетическая релаксация 2D электронов в полупроводниковых гетероструктурах AlGaAs/GaAs при их разогреве излучением терагерцового диапазона частот

В настоящей главе представлены результаты исследования процессов разогрева электронов гетероструктур AlGaAs/GaAs излучением миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн и последующих релаксационных процессов неравновесных носителей заряда. Характеристики структур и технология их изготовления представлены в п. 4.1. Особое внимание при исследовании неравновесных процессов уделено времени энергетической релаксации электронов изучению *т*_e и его температурной зависимости, а также зависимости τ_e от концентрации и подвижности двумерных носителей заряда (п. 4.2); исследованию изменения темпа энергетической релаксации в условиях квантового эффекта Холла (п. 4.3).

В стремлении практического использования гетероструктур AlGaAs/GaAs для создания смесителей терагерцового диапазона, были исследованы потери преобразования созданного смесителя на основе одиночного гетероперехода (п. 4.4), оценена оптимальная мощность гетеродинного источника (п. 4.5), необходимая для работы полупроводникового AlGaAs/GaAs смесителя.

Результаты исследований, представленные в настоящей главе, опубликованы в работах [A28-A35] из списка работ автора.

4.1 Исследуемые структуры на основе одиночных AlGaAs/GaAs гетеропереходов

В работе были использованы гетероструктуры AlGaAs/GaAs, выращенные методом молекулярно лучевой эпитаксии на подложке из

полуизолирующего нелегированного GaAs. Практически для всех типов исследований были использованы структуры в виде одиночного мостика. Вместе с тем, в работе также была разработана технология создания AlGaAs/GaAs структур интегрированных с широкополосной планарной антенной терагерцового диапазона частот. С использованием антенных структур была измерена полоса преобразования полупроводникового гетеродинного детектора (см. п.4.2 настоящей работы) при температуре 77 К.



подложка GaAs омические контакты меза-структура AuGeNi б)

Рис. 4.1. а) - схематическое изображение основных полупроводниковых слоев гетероперехода AlGaAs/GaAs, б) – топология одиночного мостика с 2DEG и омическими контактами.

Схематическое изображение образца в виде одиночного мостика с созданной меза-структурой и омическими контактами представлено на

рисунке 4.1. На полуизолирующей подложке GaAs располагаются слой нелегированного буферного слоя GaAs толщиной 1.5 мкм, спейсерный слой AlGaAs толщиной 120 Å, слой однородно легированного AlGaAs толщиной 600 Å, и последний – слой сильно легированного GaAs толщиной 300 Å, служащий для улучшения омических контактов. Процесс изготовления структур включает в себя несколько технологических операций. После очистки подложки и контроля ее геометрической ориентации, производилось создание меза-структуры, путем химического травления полупроводниковых слоев через резистную маску. После создания меза-структуры, напылением и последующим вжиганием AuGeNi были созданы омические контакты. Для устранения влияния параллельной проводимости верхнего легированного слоя GaAs, последний удалялся в области между омическими контактами путем химического травления.



Рис.4.2. Изображение центральной части AlGaAs/GaAs смесителя интегрированного с планарной широкополосной спиральной антенной, полученное на электронно-сканирующем микроскопе.

Для измерения полосы преобразования AlGaAs/GaAs смесителя была использована структура с планарной широкополосной антенной

терагерцового диапазона частот. Изображение смесителя, интегрированного с планарной спиральной антенной, полученное на электронном сканирующем микроскопе, представлено на рисунке 4.2.

Для создания представленной структуры была разработана технология, основанная на фото и электронной литографиях при создании металлизации и защитных слоев и химическом травлении меза-структуры. Основными операциями при изготовлении смесителя на основе одиночного гетероперехода AlGaAs/GaAs сопряженного со спиральной антенной являлись:

• изготовление методом обратной фотолитографии контрольных меток – знаков совмещения, необходимых для совмещения последовательно изготавливаемых слоев структуры; материал знаков – Ti/Au, метод осаждения - термическое испарение;

 изготовление методом электронной литографии центральной части спиральной антенны, являющейся одновременно омическими контактами к двумерному проводящему слою; после электронно-лучевого напыления металлизации Ti/AuGe/Au, контакты, подвергаются вжиганию в атмосфере N₂;

 изготовление методом фотолитографии защитного слоя резиста (покрывающего рабочую область смесителя между рукавами спиральной антенны) при последующем создании меза-структуры – химическом вытравливании полупроводниковых слоев формирующих гетеропереход по всей поверхности за исключением рабочей области смесителя;

• создание методом обратной фотолитографии внешней части спиральной антенны, материал – TiAu, метод осаждения – термическое испарение;

• удаление защитного слоя резиста покрывающего рабочую область смесителя и химическое удаление верхнего слоя n+ находящегося в рабочей

184

Направление исследования	Тип	№ образца	Концентрация,	Подвижность,	Геометр	ические
	структуры		см ⁻²	$cm^2/B\cdot c$	парам	иетры
					-	
					L, мкм	W, мкм
Измерение зависимости т _е от температуры	Одиночный	Ing1	$3.5 \cdot 10^{11} (4.2 \text{ K})$	$7.5 \cdot 10^5 (4.2 \text{ K})$	400	100
решетки (п.4.2)	мостик					
		Ing2	5.0·10 ¹¹ (4.2 K)	$7.5 \cdot 10^5 (4.2 \text{ K})$	$5 \cdot 10^3$	$1.5 \cdot 10^3$
Измерение полосы преобразования смесителя	Антенная	A_DA-15	$4.2 \cdot 10^{11} (4.2 \text{ K})$	$5.2 \cdot 10^{5} (4.2 \text{ K})$	2	2
(п.4.2)	структура					
Исследование концентрационной	Одиночный	N1	1.6·10 ¹¹ (4.2 K)	$1.3 \cdot 10^5 (4.2 \text{ K})$		
зависимости т _е (п.4.2)	мостик	S1	$2.0 \cdot 10^{11} (4.2 \text{ K})$	$5 \cdot 10^5 (4.2 \text{ K})$		
		K10	$3.9 \cdot 10^{11} (4.2 \text{ K})$	$1.2 \cdot 10^5 (4.2 \text{ K})$		
		Nd1	$4.2 \cdot 10^{11} (4.2 \text{ K})$	$7.5 \cdot 10^5 (4.2 \text{ K})$		
		N1615	$4.7 \cdot 10^{11} (4.2 \text{ K})$	$0.55 \cdot 10^5 (4.2 \text{ K})$		
		G856(7)	$5.5 \cdot 10^{11} (4.2 \text{ K})$	$2.8 \cdot 10^5 (4.2 \text{ K})$		
		G856(7)-1	$6.6 \cdot 10^{11} (4.2 \text{ K})$	0.33·10 ⁵ (4.2 K)		
Измерение времени энергетической	Одиночный	Ing2	$5.0 \cdot 10^{11} (4.2 \text{ K})$	$7.5 \cdot 10^5 (4.2 \text{ K})$	$5 \cdot 10^{3}$	$1.5 \cdot 10^3$
релаксации электронов в магнитном поле	мостик					
(п.4.3)						
Исследование коэффициента преобразования	Одиночный	15	$2.5 \cdot 10^{11} (77 \text{ K})$	$2.4 \cdot 10^4 (77 \text{ K})$	35	100
смесителя (п.4.4) и определение оптимальной	мостик	5	$3.5 \cdot 10^{11} (77 \text{ K})$	$1.1 \cdot 10^5 (77 \text{ K})$	190	60
мощности гетеродинного источника (п.4.5)		1	$3.0 \cdot 10^{11} (77 \text{ K})$	$2.3 \cdot 10^5 (77 \text{ K})$	1600	300
		760	$7.5 \cdot 10^{11} (77 \text{ K})$	$7.7 \cdot 10^4 (77 \text{ K})$	1000	500

Таблица 4.1. Основные параметры AlGaAs/GaAs гетероструктур.

области смесителя, первоначально необходимого для улучшения омических контактов.

В работе были использованы несколько типов структур, отличающихся геометрическими размерами, подвижностью и концентрацией двумерных электронов. Их основные параметры указаны в таблице 4.1.

4.2 Время энергетической релаксации электронов гетероструктур AlGaAs/GaAs в квазиравновесных условиях

При исследовании релаксационных процессов электронов после их разогрева излучением миллиметрового диапазона частот и последующей термализации были проведены измерения времени энергетической релаксации двумерных электронов τ_e на гетерогранице AlGaAs/GaAs при температурах 4.2-77 К В квазиравновесных условиях. Оценка квазиравновесности проводилась путем измерения времени релаксации электронов от мощности энергетических потерь, приходящихся на один электрон двумерного слоя. Полученные зависимости τ_{e} для структур G856(7)-1 и N1615 показаны на рисунке 4.3. Аналогичные зависимости были получены и для других используемых структур.

Полученные зависимости свидетельствуют, что время энергетической релаксации зависит от мощности энергетических потерь, приходящихся на один электрон, что определяется изменением электронной температуры двумерного газа. Однако при уменьшении Q_e зависимость времени энергетической релаксации выполаживается, τ_e принимает определенное для каждой структуры значение при мощности энергетических потерь меньших $Q_e < 10^{-15}$ Вт. В этом случае превышение электронной температуры над решеточной становится пренебрежительно малым (T- T_e <0.1 K). Полученная в условиях $Q_e < 10^{-15}$ Вт или T- $T_e < 0.1$ К зависимость времени энергетической релаксации гетероструктур AlGaAs/GaAs при различных физических температурах $\tau_e(T)$ представлена на рисунке 4.4.

186



Рис. 4.3. Зависимость времени энергетической релаксации двумерных электронов в образцах G856(7)-1 (круглые символы красного цвета) и N1615 (квадратные символы черного цвета) от мощности энергетических потерь, приходящихся на один электрон при T=4.2 К.

В представленной зависимости времена энергетической релаксации измерены для структур с поверхностной концентрацией двумерных $n_{\rm S}=5\cdot10^{11}~{\rm cm}^{-2}$ носителей исключением времени за энергетической релаксации при температуре 77 К, которое было измерено для структуры в виде одиночного мостика с концентрацией $n_S = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и образца, планарной антенной И концентрацией сопряженного с двумерных $n_{\rm S}=4.2\cdot10^{11}~{\rm cm}^{-2}$. носителей Как показывают исследования концентрационной зависимости $\tau_e(n_s)$, представленные ниже в настоящем параграфе, время энергетической релаксации не зависит от изменения концентрации электронов в указанных пределах. Поэтому, представленная зависимость действительно корректно отражает температурный ход времени энергетической релаксации.

По виду температурной зависимости весь температурный интервал можно разделить на три области: 1) область уменьшения τ_e по мере роста температуры (4.2 K<T<10 K); 2) область, где время энергетической релаксации не зависит от $T \tau_e$ =const (10 K<T<21 K); 3) область резкого уменьшения времени энергетической релаксации, начинающаяся при $T\approx25$ K.



Рис. 4.4. Температурная зависимость времени энергетической релаксации электронов τ_e гетероструктур AlGaAs/GaAs измеренная в квазиравновесных условиях.

Первый, интервал температур 4.2-10 К, как следует из теоретического рассмотрения [163, 169], находится в переходной области сосуществования процессов рассеяния, обусловленных пьезоакустическим рассеянием (РА) и рассеянием на деформационных акустических фононах (DA). В области

преобладает температур рассеяние на пьезоакустическом низких потенциале. Как было показано Карпусом [163], при $k_BT \ll \sqrt{8ms_{\lambda}^2} \varepsilon_F$ РА температурной рассеяние характеризуется зависимостью мощности энергетических потерь $Q \sim T_e^3$, или зависимостью времени энергетической релаксации $\tau_{e} \sim (T_{e})^{-1}$. Этот диапазон соответствует *T*<4.2 К и был экспериментально подтвержден в работах [160, 161]. При повышении температуры рассеяние на деформационном потенциале, не проявляющееся при низких температурах, становится все более значимым, приводя к замедлению падения τ_e по мере увеличения температуры.

Существование предсказанного теорией [163, 167, 168] перехода к линейной зависимости $Q_e \sim (T_e - T)$ при повышении T, что должно было бы означать увеличение τ_e с ростом температуры, не согласуется как с нашими результатами, так и со всеми известными экспериментальными данными по $Q_e(T_e)$. Наблюдаемое нами постоянство времени энергетической релаксации в интервале температур 10 K<T<21 K соответствует, согласно [170, 171], доминированию DA-процессов рассеяния (энергетические потери вида $Q_e \sim (T_e^2 - T^2)$. Значение времени релаксации, полученное нами в этой области, τ_{DA} =0.6 нс, меньше предсказанного в работе [171] (~0.9 нс), но очень близко к оценке τ_e =0.5 нс, полученной из первых прямых измерений [297].

Третий, высокотемпературный интервал на зависимости $\tau_e(T)$, где наблюдается быстрое падение времени энергетической релаксации (*T*>21 K), мы связываем с влиянием оптических фононов. Действительно, в предположении постоянства вклада акустического деформационного рассеяния, выделим температурно-зависящий вклад τ_{e0} :

$$\tau_{e0}^{-1} = \tau_e^{-1} - \tau_{DA}^{-1} (4.1).$$

Если τ_{e0} определяется рассеянием на оптических фононах, то его температурная зависимость должна определяться выражением [172]:

$$\tau_{e0} = \frac{\pi^2 k_B T \tau_{LO}}{3\varepsilon_F} \left(\frac{k_B T}{\hbar \omega_{LO}}\right)^2 \exp\left(\frac{\hbar \omega_{LO}}{k_B T}\right) (4.2).$$

Полученные нами данные действительно близки к описываемым формулой (4.2) при общепринятом значении $\hbar \omega_{LO} = 36,5$ мэВ, что позволяет изменение температурной отождествить зависимости времени энергетической релаксации с вкладом оптических фононов. Определенное из значений *т*_{e0} при *T*>35 К характерное время жизни оптического фонона составило τ_{LO} ~4.5 пс. Оно оказывается в 30 раз больше времени спонтанного излучения оптического фонона, составляющего по оценкам авторов [173] 0.15 пс. В квазиравновесных условиях необходимо учитывать как спонтанные, так и вынужденные переходы с участием оптических фононов, что должно приводить к увеличению значения τ_{LO} из-за процессов фононов перепоглощения электронами. Измеренное значение τ_{LO} фактически соответствует времени жизни оптического фонона, которое определяется процессами распада его на акустические фононы после многократного перепоглощения электронами.

Из полученных результатов можно рассчитать температурную зависимость энергетических потерь от электронной температуры, считая, что полученные нами в квазиравновесных условиях значения τ_e являются функцией только электронной температуры, и используя известные соотношения:

$$\tau_e(T_e) = \frac{d\varepsilon}{dQ_e(T_e)}, \quad d\varepsilon = \frac{\pi^2 k_B^2 T_e}{3\varepsilon_F} \quad (4.3).$$

Полученная численным интегрированием зависимость представлена на рисунке 4.5. Здесь же нанесены экспериментальные данные, взятые из работ [171, 188, 298] для образцов, с концентрациями электронов, близкими к концентрации электронов для образцов, исследуемых в настоящей работе. Хорошее соответствие значений Q_e , полученных в условиях сильного разогрева постоянным электрическим током, и из расчета по значениям τ_e , полученным в квазиравновесных условиях, показывает, что τ_e действительно является функцией только электронной температуры во всем температурном диапазоне.

Отметим, что в температурной зависимости времени энергетической релаксации вклад оптических фононов проявляется в резком уменьшении τ_e при *T*>25 К (рис.4.4). В случае измерения мощности энергетических потерь, приходящихся на один электрон, влияние оптических фононов должно проявляться в виде отклонения от зависимости $Q_e \sim T_e^2$ [163 - 166], характерной для области рассеяния на деформационном потенциале.



Рис. 4.5. Рассчитанные из экспериментальной зависимости $\tau_e(T)$ энергетические потери, приходящиеся на один электрон для гетероструктуры AlGaAs/GaAs с концентрацией $n_s=5\cdot10^{11}$ см⁻² и данные по $Q_e(T)$ из работ: \Box - [171], **о** - [188], Δ - [298].

Однако, как видно из рис.4.5, указанные отклонения практически незаметны даже при *T*~40 К. Таким образом, используемый в настоящей

работе метод измерения времени энергетической релаксации, позволяет получать более точную информацию о механизмах электрон-фононного взаимодействия в двумерных системах на основе AlGaAs/GaAs.

В гл. 3, при рассмотрении механизма возникновения сигнала фотопроводимости ΔU , было отмечено, что распределение Ферми для возбужденных высокочастотным излучением двумерных носителей устанавливается В том случае, если время электрон-электронного взаимодействия много меньше времени релаксации энергии: $\tau_{e-e} \ll \tau_e$. Время электрон-электронного взаимодействия зависит от концентрации электронов. В [154] дана оценка концентрации носителей для объемного GaAs, при которой $\tau_{e-e} \ll \tau_e$. Для рассеяния на акустических фононах и, принимаемом для данного случая $\tau_e \sim 1$ нс, указанная концентрация составила *n*=1.5·10¹³ см⁻³. В случае оптических фононов с характерными временами энергетической релаксации $\tau_e \sim 1$ пс получена концентрация электронов $n=0.6\cdot10^{18}$ см⁻³. Данные оценки концентраций, для которых $\tau_{\scriptscriptstyle e-e} << \tau_{\scriptscriptstyle e},$ для объемного GaAs возможно использовать в случае изучения релаксации энергии двумерных носителей. Типичная ширина квантовой ямы на первом уровне размерного квантования в гетеропереходах AlGaAs/GaAs составляет ~100 Å, откуда поверхностная концентрация двумерных носителей, отвечающая $\tau_{e-e} << \tau_e$ в случае рассеяния на оптических фононах (со временами энергетической релаксации т_e~1 пс), $n_{S}=6\cdot10^{11}$ см⁻². Соответственно, при измерении $\tau_{e}>1$ пс, составляет уменьшается и концентрация носителей, при которой устанавливается распределение Ферми для разогретых электронов. Поэтому в нашем случае, при измерении времен энергетической релаксации $\tau_e > 0.04$ нс в двумерных структурах с поверхностной концентрацией $n_s = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ действительно $\tau_{e-e} \ll \tau_e$.

В работе также была исследована зависимость скорости

энергетической релаксации двумерных электронов в гетероструктурах AlGaAs/GaAs от концентрации носителей заряда. С этой целью, измерения τ_e были выполнены для нескольких структур с характеристиками, указанными в таблице 4.1. Измерения времени релаксации электронов производились в квазиравновесных условиях. Полученные в эксперименте значения τ_e представлены в таблице 4.2 и на рисунке 4.6.

Таблица 4.2. Значение времени энергетической релаксации электронов гетероструктур AlGaAs/GaAs с различной концентрацией двумерных носителей заряда. Время энергетической релаксации измерено в квазиравновесных условиях и при температуре T=4.2 К.

№ образца	$n_s, 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	$ au_e, ext{HC}$
N1	1.6	0.65
S1	2.0	0.65
K10	3.9	0.88
Nd1	4.2	0.91
N1615	4.7	1.0
G856(7)	5.5	1.0
G856(7)-1	6.6	1.1

Как видно из представленных данных, время энергетической релаксации уменьшается с уменьшением концентрации носителей заряда гетероструктур AlGaAs/GaAs: τ_e уменьшается от 1.1 нс до 0.65 нс при уменьшении концентрации электронов от 1.6·10¹¹ см⁻² до 6.6·10¹¹ см⁻².

Как было показано выше в области гелиевых температур двумерные электроны гетероструктур AlGaAs/GaAs рассеиваются, как на

деформационном потенциале акустических фононов, так испытывают и пьезоэлектрическое взаимодействие. Причем при *T*=4.2 К вклады обоих процессов в неупругое рассеяние практически эквивалентны. При более высокой температуре преобладает рассеяние на деформационном потенциале, а при более низкой – пьезоэлектрическое взаимодействие.



Рис.4.6. Измеренная при *T*=4.2 К в квазиравновесных условиях зависимость τ_e от концентрации n_s двумерных электронов гетероструктур AlGaAs/GaAs, указанных в таблице 4.2.1. Сплошная линия – зависимость $\tau_e = \alpha_1 \sqrt{n_s}$, где $\alpha_1 \approx 1.4 \cdot 10^{-15}$. Для сравнения на графике также представлены данные работ: ***** - [299], **•** - [300], **•** - [301], ***** - [302].

Теоретические зависимости времени энергетической релаксации электронов AlGaAs/GaAs гетероструктур от концентрации носителей заряда в случае рассеяния на деформационном и пьезоэлектрическом потенциалах можно получить на основе результатов работ [164, 303], в которых в случае малоуглового рассеяния ($k_BT \ll \sqrt{8ms_{\lambda}^2 \varepsilon_F}$, где m - эффективная масса электрона, s_{λ} - скорость звука, ε_F - энергия электронов на уровне Ферми) были получены выражения для мощности энергетических потерь приходящихся на один электрон. Для времени энергетической релаксации на пьезоэлектрическом потенциале τ_e^{PA} и деформационном потенциале τ_e^{DA} справедливы выражения:

$$\tau_{e}^{PA} = \frac{\pi^{2} s_{T}^{3} m \hbar \sqrt{2\pi n_{s}}}{9 b_{1} Q_{1} k T} \quad (4.4),$$

$$\tau_{e}^{DA} = \frac{8 (\pi s_{L}^{7/2} m^{3/2})^{2} \hbar \sqrt{2\pi n_{s}}}{15 b_{2} Q_{2} (k T)^{3}} \quad (4.5)$$

где s_T , s_L - скорости поперечного и продольного звука, b_I , b_2 , Q_I , Q_2 некоторые константы, зависящие от свойств исследуемого материала. В обоих время энергетической случаях релаксации оказывается пропорциональным корню квадратному из концентрации носителей $(\tau_e^{PA}, \tau_e^{PA} \sim \alpha_1 \cdot \sqrt{n_s})$. Полученная теоретическая зависимость с $\alpha_1 \approx 1.4 \cdot 10^{-15}$ представлена на рисунке 4.6 сплошной линией, которая вплоть до самых низких концентраций электронов хорошо согласуется с полученными экспериментальными значениями. Возможно, не значительное отклонение от указанной зависимости для структуры с минимальной концентрацией электронов $n_s = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ связано с замедлением времени термализации электронного газа за счет зависимого от концентрации времени электронэлектронного взаимодействия.

На рисунке 4.6 также представлены экспериментальные данные измерения времени энергетической релаксации двумерных электронов других авторов [299 - 302]. Авторами [301] был использован широко распространенный метод измерения мощности энергетических потерь. Полученная зависимость ($\tau_e \sim \frac{1}{n_s}$) не согласуется, как с полученными в

настоящей работе экспериментальными данными, так и теоретической зависимостью [164, 303]. По-видимому, в представленной работе не учитывалось влияние степени разогрева электронов при проведении измерений. Отметим, что определение времени релаксации при измерении мощности энергетических потерь всегда связано со значительным разогревом двумерного электронного газа. Подобные значения τ_e были получены и в работе [299].

Авторами [302] были получены значения времени энергетической релаксации $\tau_{e} = 0.69$ нс и $\tau_{e} = 0.41$ нс для двумерных электронов с $n_s = 6.75 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $n_s = 7.79 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ концентрациями соответственно. Измерения были выполнены также с использованием метода определения энергетических измерения электронной потерь И температуры ПО подавлению осцилляций Шубникова-де Гааза. Температура подложки в эксперименте составила Т=1.86 К, превышение электронной температуры над решеточной составляло от 2 К до 6 К. Представленные значения времени энергетической релаксации авторов [302] близки к измеренным в настоящей работе и имеют ту же тенденцию к понижению при уменьшении концентрации носителей. Но, как это было указано выше, авторами не учитывалась степень электронного разогрева, а также влияние на время электрон-фононного взаимодействия магнитного поля (подробнее см. параграф 4.3 настоящей работы).

В одной из работ [300] авторами было проведено сравнение результатов измерений продольного удельного сопротивления структуры с двумерным электронным газом находящейся в сильном магнитном поле с численным моделированием спектров диффузии. Это сравнение позволило найти неупругое время релаксации электронов, которое составило $\tau_e = 0.9$ нс при температуре решетки 4.2 К и концентрации двумерных носителей $n_s = 8.2 \cdot 10^{11}$ см⁻². Это значение также приведено на рисунке 4.6.

196

К сожалению, в большинстве работ по исследованию неупругой релаксации электронов в гетероструктурах не учитывается либо влияние магнитного поля, либо степени разогрева носителей заряда. Поэтому, использованный в настоящей работе метод миллиметровой спектроскопии с возможностью определения в квазиравновесных условиях и в условиях нулевого магнитного поля времени энергетической релаксации двумерных электронов в гетероструктурах AlGaAs/GaAs позволил определить температурную зависимость τ_e , а также зависимость τ_e от концентрации носителей заряда, которые находятся в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями.

4.3 Время энергетической релаксации электронов в гетероструктурах GaAs/AlGaAs в магнитном поле, перпендикулярном 2D слою

Измерения времени энергетической релаксации двумерных электронов τ_e на гетерогранице GaAs/AlGaAs в магнитном поле, перпендикулярном 2D плоскости (диапазон магнитных полей *B*=0-4 Тл) были проведены при температуре решетки 4.2 К и в квазиравновесных условиях - превышение электронной температуры над решеточной составило не более 0.1 К.

На рисунке 4.7 представлена зависимость сопротивления исследуемой структуры от магнитного поля В. Измерения проводились двухзондовым методом с использованием структур, имеющих протяженные металлические контакты, перекрывающие по ширине всю меза-структуру образца и являющиеся поверхностями равного потенциала. В этом случае, в магнитном поле, перпендикулярном плоскости двумерных носителей, возникающее холловское напряжение будет шунтировано металлическими токовыми В образце электродами. результате В возникает искривление эквипотенциальных поверхностей И можно утверждать, что в представленной зависимости присутствуют как компонента продольного, так и компонента поперечного сопротивлений.



Рис. 4.7. Осцилляции Шубникова-де Газа для исследуемой структуры GaAs/AlGaAs с концентрацией двумерных носителей заряда $n_S = 5 \cdot 10^{11}$ см⁻². Стрелками указаны целочисленные факторы заполнения.

Для удобства интерпретации графика на рисунке также представлены целочисленные факторы заполнения. Также для удобства сопоставления различных измеряемых характеристик полученной В зависимости был сопротивления структуры ОТ магнитного поля B выделен осцилляционный вклад ΔR , путем вычитания из полного сопротивления поперечного магнетосопротивления, линейного относительно В (рис. 4.8. а).

На рисунке 4.8. б) также представлена зависимость сигнала фотопроводимости на малой частоте модуляции (*f*=2 кГц) миллиметрового (130 ГГц) излучения.

Согласно представленной зависимости ΔU осциллирует в магнитном поле подобно осцилляциям сопротивления Шубникова-де Гааза. Сигнал биполярный: в области минимума сопротивления в осцилляциях Шубниковаде Гааза ΔU соответствует росту сопротивления при поглощении электромагнитного излучения, а в области максимума R – уменьшению сопротивления. Первый максимум в сигнале при $B\approx0.4$ Тл соответствует циклотронному резонансу ($\omega_c = \frac{eB}{m^*}$) на частоте миллиметрового излучения. Дальнейшее изменение сигнала связано с различными механизмами фотопроводимости - разогрев электронного газа в области максимума R (т.е. в области делокализованных состояний) и прыжковый механизм в минимуме R (в области локализованных состояний). Смена механизма фотопроводимости наблюдалась и в других работах (например, [304]).



Рис. 4.8. а) - зависимость осцилляционного вклада в сопротивление структуры ΔR от магнитного поля B, б) - зависимость сигнала нерезонансной фотопроводимости ΔU от магнитного поля B (частота высокочастотного излучения — 130 ГГц, частота модуляции высокочастотного излучения — 2 кГц).

Дальнейшие измерения были направлены на получение информации о скорости энергетической релаксации электронов и ее зависимости от магнитного поля. На рисунке 4.9. представлены результаты измерения $\tau_e^{-1}(B)$ в диапазоне магнитных полей 0-3.6 Тл.



Рис. 4.9. Зависимость скорости энергетической релаксации двумерных электронов (n_S =5·10¹¹ см⁻²) гетероструктуры AlGaAs/GaAs от магнитного поля *B*. Стрелками указаны целочисленные факторы заполнения.

Отсутствие экспериментальных значений в области магнитных полей B=2.9-3.3, 2.3-2.5 Тл связано с малым значением сигнала фотопроводимости в этих областях магнитного поля и недостаточной чувствительностью экспериментальной установки на высоких частотах Δf ($\Delta f > 10^6$ Гц).

Эксперимент показывает, что малых магнитных полях (до 1.2 Тл) с ростом *В* электрон-фононное взаимодействие становится менее эффективным (τ_e^{-1} уменьшается) и при *B*≈1.2 Тл скорость энергетической релаксации уменьшается на порядок по сравнению с ее значением при *B*=0 и становиться менее 0.1 нс⁻¹.

В области магнитных полей B>1 Тл, на зависимости τ_e^{-1} (B) наблюдаются осцилляции, глубина которых возрастает с ростом B. На рис. 4.9 стрелками показаны целочисленные факторы заполнения или значения магнитного поля, соответствующие максимуму сигнала фотопроводимости (минимуму R). Видно, что при B>2.5 Тл минимум τ_e^{-1} наблюдается при значениях B, соответствующих минимуму R, а при B<2 Тл - максимуму R.

Наблюдаемое в эксперименте значительное уменьшение скорости энергетической релаксации электронов в магнитном поле мы связываем с изменением спектра фононов, участвующих В электрон-фононном взаимодействии. Действительно, измерения проведены при Т=4.2 К, когда в электрон-фононном взаимодействии преобладает рассеяние на деформационном потенциале. Волновой вектор теплового фонона $q = \frac{kT}{\hbar s}$ при этом порядка волнового вектора двумерного электрона на поверхности Ферми $k_F \ (\frac{kT}{\hbar S} \approx k_F)$. В отсутствие магнитного поля в электрон-фононном взаимодействии участвуют фононы, волновой вектор которых ограничен в направлении, перпендикулярном 2D-слою поперечными размерами слоя a_0 : $q_{\perp} < 1/a_0$, а в плоскости слоя в соответствии с законами сохранения $q_{II} < 2k_F$. При концентрации двумерных носителей $n_S \cong 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} q_{II} \approx 4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$. В магнитном поле волновой вектор фононов, участвующих во взаимодействии электронами, ограничивается магнитной длиной $l_B = \sqrt{\frac{\hbar}{aB}}; q_{II} < \frac{1}{l}$ С $(\frac{1}{l_B} = 3.9 \cdot 10^5 \sqrt{B} \text{ Tл}^{-0.5} \text{ cm}^{-1})$. В исследуемом в работе диапазоне магнитных полей *B*<4 Тл *q*_{*II,B≠0}<<<i>q*_{*II,B=0*}. Таким образом, если в отсутствие магнитного</sub> поля темп энергетической релаксации определяется излучением фононов с энергией $\approx kT$, то в магнитном поле такие фононы могут излучаться лишь под малыми углами к направлению магнитного поля, что существенно уменьшает скорость энергетической релаксации электронов.

Осцилляционная зависимость τ_{e}^{-1} в области магнитных полей больших 1.2 Тл может быть объяснена на основе анализа внутриуровневой и межуровневой релаксации электронов. Область магнитных полей, в которой наблюдается осцилляционная скорости зависимость энергетической релаксации, можно разделить на два диапазона: a) 2 Tr < B < 4 Tr и б) 1.2 Тл<*B*<2 Тл. В области а) реализуется релаксация, связанная с переходами лишь внутри последнего занятого уровня Ландау. Действительно, энергия кванта миллиметрового излучения $\hbar \omega = 0.6$ мэВ. Для значений *В* этого диапазона (2-4 Тл) $\hbar \omega_c \approx 3-6$ мэВ и тогда $\hbar \omega \ll \hbar \omega_c$. При температуре эксперимента T=4.2 К $\kappa T\approx 0.4$ мэВ. Так как $\kappa T \ll \hbar \omega_c$ в этом диапазоне магнитных полей, электронами заняты лишь те уровни Ландау, энергия которых $\varepsilon \leq \varepsilon_F$. При поглощении кванта излучения с энергией $\hbar \omega \ll \hbar \omega_c$ возможны переходы электронов лишь внутри последнего занятого уровня Ландау. Эти переходы приводят к разогреву носителей, если $\varepsilon_{\scriptscriptstyle F}$ совпадает с энергией уровня Ландау в области делокализованных состояний, либо к нерезонансным прыжкам по локализованным состояниям, если ε_{F} находится между уровнями Ландау в области локализованных состояний. Как следует [305], скорость энергетической релаксации при внутриуровневой ИЗ релаксации существенно зависит от плотности состояний и возрастает при электрон-фононных переходах, происходящих области энергий, В соответствующих большой плотности состояний, то есть скорость энергетической релаксации максимальна, когда уровень Ферми совпадает с уровнем Ландау и минимальна, когда ε_F попадает в область локализованных состояний.

В области магнитных 1.2 Тл<В<2 Тл, когда kT становится сравнимой с энергией между уровнями Ландау ($\hbar \omega_c$) возможны и межуровневые переходы. В этом случае, при поглощении электромагнитного излучения разогретые носители могут излучать фононы как малых энергий $\varepsilon_{\phi} << \hbar \omega_c$, так и высокоэнергичные фононы с $\varepsilon_{\phi} \approx \hbar \omega_c$ (межуровневые). Хотя вероятность испускания таких фононов значительно меньше, чем фононов с малыми энергиями, в релаксацию они вносят значительный вклад из-за большого изменения энергии электрона в каждом акте излучения. Скорость энергетической релаксации, определяемая этими переходами, максимальна, когда уровень Ферми попадает в область локализованных состояний между уровнями Ландау [305].

Таким образом, изменение корреляции между осцилляциями сопротивления И сигнала фотопроводимости объясняется сменой доминирующего механизма охлаждения разогретых носителей заряда – релаксация электронов В области межуровневая магнитных полей 1.2 Тл<B<2 Тл и внутриуровневая релаксация в области магнитных полей 2 Тл<В<4 Тл.

Эти выводы подтверждаются и результатами экспериментов по разогреву двумерного электронного газа электрическим полем при влиянии магнитного поля, перпендикулярного 2D слою [306]. В широкой области температур наблюдается зависимость $Q \sim (T_e^3 - T^3)$. Однако, начиная С T_{e} , возрастающего с ростом *B*, наблюдается значения некоторого существенно более быстрый темп энергетической релаксации, который авторы связывают с эмиссией электронами фононов с циклотронной энергией. Авторы указывают, что этот тип переходов наблюдается при $\alpha kT_e \approx \hbar \omega_c$, где α принимает значения 2-4. При температуре 4.2 К это соответствует магнитным полям В~1-1.5 Тл. В этой же области магнитных предполагаем из результатов наших полей, как мы экспериментов, межуровневые электрон-фононные переходы начинают играть определяющую роль.

4.4 Эффективность гетеродинного преобразования частоты одиночным гетеропереходом AlGaAs/GaAs

После детального исследования времени электрон-фононного взаимодействия, определяющего быстродействие работы приборов на

203

эффекте электронного разогрева в полупроводниковых гетероструктурах AlGaAs/GaAs, и измерения полосы преобразования созданного AlGaAs/GaAs смесителя, работающего при температуре жидкого азота, нами были измерены другие параметры полупроводникового смесителя миллиметрового и субмиллиметрового излучений, определяющие возможность и перспективность его практического использования.

Прежде всего, был измерен коэффициент потерь преобразования смесителя при рабочей температуре T=77 К, определяемый как:

$$L = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_{BX}}{P_{IIY}} \right) (4.6),$$

где P_{BX} – поглощенная мощность сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения, $P_{\Pi \Psi}$ – мощность сигнала на промежуточной частоте. Коэффициент преобразования был найден с использованием метода изотерм [187], предполагающего эквивалентность разогрева двумерных электронов СВЧ излучением и постоянным током смещения. В этом случае и при условии полного согласования смесителя с трактом ПЧ:

$$L = 10 \cdot \log_{10} \left(8 \left(\frac{R_{op}}{KP_o} \right)^2 \right) (4.7),$$

где R_{op} - сопротивление образца в рабочей точке, P_0 – полная мощность, поглощаемая смесителем в рабочей точке, $K = \left(\frac{dR}{dP}\right)_{P=P_0}$ [187]. В

оптимальной рабочей точке смесителя, согласно [187], $0.5 \cdot P_0 = P_{LO} = P_{DC}$, где P_{LO} и P_{DC} – поглощенные смесителем мощность гетеродина и постоянного тока смещения соответственно. Параметры R_{op} , P_0 , K находились из вольтамперных характеристик смесителей, с характеристиками, указанными в таблице 4.1.

Полученная зависимость коэффициента потерь преобразования AlGaAs/GaAs смесителя при *T*=77 К для структур №1 (μ =2.3·10⁵ см²/B·с) и №760 (μ =7.7·10⁴ см²/B·с) от поглощенной смесителем мощности,

приходящейся на один электрон, представлена на рисунке 4.10.



Рис. 4.10. Зависимость коэффициента преобразования структур №1 (подвижность µ=2.3·10⁵ см²/В·с) и №760 (подвижность µ=7.7·10⁴ см²/В·с) при Т=77 К в зависимости от полной поглощенной мощности, приходящийся на один электрон.

Из графика видно, что лучшее значение коэффициента потерь преобразования для обеих структур реализуется в области большой поглощенной мощности или в области сильного электронного разогрева. Минимальное значение потерь преобразования *L*=13 дБ соответствует смесителю с большей подвижностью двумерного электронного газа. Представленная зависимость также свидетельствует, что одинаковое значение коэффициента потерь преобразования реализуется для смесителей с различной подвижностью при разной степени разогрева двумерного электронного газа – в случае смесителя с низкой подвижностью требуется значительно большая поглощенная мощность.

Отметим, что при выборе рабочей точки смесителя, определяемой необходимостью согласования сопротивления структуры с сопротивлением тракта промежуточной частоты, и постоянством мощности гетеродинного источника, потери преобразования зависят только от коэффициента К. Последний, в свою очередь, с учетом постоянства концентрации двумерных электронов в области исследуемых электронных температур, определяется температурной зависимостью подвижности носителей заряда. В области ~77 K температур релаксация импульса горячих электронов В гетероструктуре AlGaAs/GaAs возможна либо из-за рассеяния на остаточных примесях GaAs, либо полярных оптических фононах, В на ЧТО демонстрируют полученные нами зависимости μ от температуры *T* в интервале 4.2 – 200 К для структур №1, №5, №15 (рис. 4.11).



Рис. 4.11. Температурная зависимость подвижности исследуемых структур №15 (μ =2.4·10⁴ см²/B·с), №5 (μ =1.1·10⁵ см²/B·с), №1 (μ =2.3·10⁵ см²/B·с) и теоретическая кривая.

Также на рисунке представлена теоретическая расчетная зависимость $\mu(T)$ [307] для гетероструктуры AlGaAs/GaAs в случае рассеяния двумерных электронов на оптических фононах. Приведенные на рис. 4.11 зависимости показывают, что переход к доминированию оптического рассеяния для структур AlGaAs/GaAs с большей подвижностью двумерного электронного газа происходит при более низких температурах, чем для структур с меньшей подвижностью. Следовательно, для выхода на максимально возможное значение $\frac{\partial \mu}{\partial T}$ (и минимальное *L*), определяемое оптическим рассеянием, образцам с высоким μ потребуется меньшая мощность гетеродинного источника P_{LO} . Это полностью подтверждает представленные выше зависимости коэффициента преобразования для образцов с разными значениями подвижности двумерных электронов.

Оценки шумовой температуры приемника на основе AlGaAs/GaAs смесителя, были проведены на основе найденного коэффициента преобразования. Двухполосная шумовая температура приемника, получается из стандартного выражения [301]:

$$T_N = L_{OZH}/2(T_{BbIX} + T_{\Pi Y})$$
 (4.8),

где L_{ОДН} – полные потери однополосного смесителя, T_{ПЧ} – шумовая температура усилителя ПЧ, T_{BЫX} – шумовая температура на выходе смесителя. Согласно [307] *Т*_{ВЫХ} имеет два основных вклада: шум температурных флуктуаций $T_{\phi \Pi}$ и шум Джонсона $T_{\Pi \mathcal{K}}$. Как показано в [308], шум температурных флуктуаций в смесителе на основе AlGaAs/GaAs гетероструктуры $T_{\phi \Pi} \sim 70 \text{ K}$, а $T_{\Pi \mathcal{K}}$ в первом приближении равняется электронной температуре (в нашем случае ~100 К). Следовательно, *Т_{вых}*~ 170 К. Стандартная величина для *Т*_{ПЧ}~ 20 К при *T*=77 К. Полные смесителя будут складываться потери ИЗ потерь преобразования чувствительного элемента (найденное значение составляет *L*~13 дБ) и потерь ПО высокочастотному тракту И тракту промежуточной частоты, составляющих ~7 дБ в современных приемниках на частотах ~1 ТГц [309]. Полученная с использованием соотношения (4.8) шумовая температура AlGaAs/GaAs смесителя составляет значение около 1900 К. Отметим, что полученное значение шумовой температуры AlGaAs/GaAs смесителя, работающего при T=77 К, лишь незначительно уступает шумовой температуре приемников на основе сверхпроводников, работающих при температурах жидкого гелия в терагерцовом диапазоне частот.

4.5 Оптимальная мощность гетеродинного источника для преобразования частоты с использованием гетероструктур AlGaAs/GaAs

сверхпроводниковых смесителей терагерцового Как случае И В диапазона частот, одним из важнейших параметров смесителя на основе AlGaAs/GaAs гетероструктур является оптимальная мощность гетеродинного источника. Для оценки этой величины были использованы найденные коэффициенты потерь преобразования для структур с различными значениями подвижности двумерного электронного газа. Представленные на рисунке 4.10 потери преобразования AlGaAs/GaAs смесителя удобно перестроить в виде зависимости потерь преобразования от активной площади гетеродинного детектора. На рисунке 4.12 представлена зависимость L от полной поглощенной мощности, приходящейся на 1 мкм² активной области смесителя для структур №1 и №760.

Представленная зависимость показывает, что для структуры №1 с меньшей концентрацией и большей подвижностью двумерного электронного газа, величина коэффициента потерь преобразования выходит практически на постоянное значение 13 дБ при поглощенной мощности более 0.2 мкВт/мкм². Для структуры №760, имеющей меньшее значение подвижности двумерного электронного газа, выход зависимости L(P₀) на постоянное значение значительно смещен в область существенно больших поглощенных мощностей. С учетом измерений оптических потерь в

приемнике субмиллиметрового диапазона на основе гетеродинного смесителя [309], необходимая мощность гетеродинного источника для AlGaAs/GaAs смесителя имеющего характеристики (подвижность и концентрация двумерных электронов), подобные смесителю №1, и площадью 1 мкм² составит ~0.5 мкВт.



Рис. 4.12. Зависимость коэффициента преобразования структур №1 (подвижность μ =2.3·10⁵ см²/В·с) и №760 (подвижность μ =7.7·10⁴ см²/В·с) при *T*=77 К от полной поглощенной мощности *P*₀, приходящейся на 1 мкм² активной области смесителя.

Отметим, что современные сверхпроводниковые смесители терагерцового диапазона, работающие на эффекте электронного разогрева, имеют типичные площади активной области менее 1 мкм² (~0.1-0.4 мкм²) и требуют для своей работы мощности гетеродинного источника ~100 нВт (подробнее см.п.5.4, гл.5 настоящей работы). Таким образом, AlGaAs/GaAs смесители даже с площадью чувствительного элемента в 1 мкм² и

209

работающие при температуре жидкого азота (*T*=77 K) имеют оптимальную мощность гетеродинного источника сравнимую с мощностью, необходимой для работы сверхпроводниковых гетеродинных детекторов. При создании AlGaAs/GaAs смесителей субмикронных размеров оптимальная мощность быть гетеродинного источника может дополнительно понижена. Дополнительное уменьшение мощности гетеродинного источника может быть связано и с использованием гетероструктур с большей подвижностью и меньшей концентрацией двумерных электронов. Уменьшение мощности гетеродинного источника определяет перспективы для создания субмиллиметровых многоэлементных матричных приемных систем на основе AlGaAs/GaAs смесителей.

4.6 Выводы

Основные результаты работы, представленные в настоящей главе:

1. Измерено время энергетической релаксации τ_e двумерного электронного газа гетероструктур AlGaAs/GaAs в интервале температур T=4.2-77 K. Выделены температурные области доминирования пьезоакустического и деформационного механизмов рассеяния, а также области рассеяния на оптических фононах. В области рассеяния с участием оптических фононов получено характерное время жизни оптического фонона. Показано, что во (4.2 K < T < 77 K)всем исследуемом интервале температур скорость энергетической функцией релаксации является только электронной температуры.

2. Измерены времена энергетической релаксации двумерных электронов в магнитном поле *B*, перпендикулярном плоскости носителей. Показано, что квантование энергии электронов в магнитном поле приводит к снижению эффективности электрон-фононного взаимодействия и резкому уменьшению скорости энергетической релаксации.

210

3. Время энергетической релаксации в магнитном поле, большем 1 Тл, осциллирует, подобно осцилляциям сопротивления Шубникова-де Гааза. В условиях малой неравновесности энергетическая релаксация В гетероструктурах AlGaAs/GaAs в магнитном поле, перпендикулярном 2D плоскости, реализуется как за счет электрон-фононных переходов внутри уровня Ландау, так и межуровневых переходов. Выделены интервалы магнитных полей, которых В доминируют различные механизмы энергетической релаксации.

4. Измерена зависимость времени энергетической релаксации электронов гетероструктур AlGaAs/GaAs от концентрации двумерных носителей заряда при температуре 4.2 К. Показано, что при уменьшении концентрации носителей время энергетической релаксации падает как $\tau_e \sim \alpha_1 \cdot \sqrt{n_s}$, что находится в согласии с теорией деформационного и пьезоакустического рассеяний, преобладающих при гелиевой температуре.

5. На основе AlGaAs/GaAs гетероструктур созданы смесители миллиметрового/субмиллиметрового диапазона волн. Найдены основные характеристики смесителей – внутренние потери преобразования, шумовая температура, полоса преобразования, оптимальная мощность гетеродинного источника.

Глава 5. Взаимодействие излучения терагерцового диапазона с NbN сверхпроводниковыми наноструктурами

Настоящая глава посвящена исследованию эффектов смешения терагерцового излучения диапазона сверхпроводниковыми NbN тонкопленочными структурами, сопряженными с планарными высокочастотными антеннами. В 5.1 представлено исследование времени энергетической релаксации электронов и полосы преобразования в NbN смесителях на эффекте электронного разогрева. Измеренные шумовые характеристики NbN смесителей терагерцового диапазона представлены в 5.2. Параграф 5.3 посвящен исследованию спектральных характеристик и смесителей, диаграммы направленности интегрированных С логарифмической спиральной и двухщелевой планарными антеннами. В 5.4 представлены результаты измерения и минимизации оптимальной мощности гетеродинного источника. Исследование эффекта прямого детектирования для смесителей терагерцового диапазона частот, как эффекта искажающего истинные характеристики смесителей и влияющего на практическую работу устройства, представлено в 5.5. Найден способ минимизации этого эффекта.

Результаты исследований, представленные в настоящей главе, опубликованы в работах [A26, A36-A41, A42, A43] из списка работ автора.

5.1 Время энергетической релаксации электронов в NbN наноструктурах при разогреве носителей заряда излучением терагерцового диапазона частот

Для определения полосы преобразования NbN смесителей использовалась методика, подробно описанная в п.3.2.2. настоящей работе и основанная на смешении излучения двух близких по частоте источников. В качестве последних были использованы лампы обратной волны с центральной частой генерации вблизи 900 ГГц (OB-44). Отличительной особенностью при

проведении измерений, представляемых в этом параграфе, является способ калибровки тракта промежуточной частоты, определяемый частотной зависимостью усилителей и проводников, а также учет зависимости выходной мощности генераторов высокочастотного излучения от частоты. Полоса преобразования НЕВ смесителей зависит от рабочей точки смесителя, что в рамках модели однородного разогрева определяется эффектом саморазогрева [310, 311]. Согласно указанным работам изменение полосы преобразования смесителя может быть рассчитано как:

$$\Delta B = \Delta B_0 \frac{1 + C(R - R_L)}{R + R_L} \quad (5.1),$$

где R - сопротивление образца по постоянному току в рабочей точке, R_L - сопротивление тракта промежуточной частоты, C параметр саморазогрева, который может быть найден из следующего соотношения:

$$C = \frac{I^2 \cdot \partial R / \partial T}{c_e V} \tau_{\Theta}$$
(5.2),

где I - сила тока смещения детектора, $\partial R / \partial T$ - производная сопротивления смесителя по температуре в рабочей точке, c_e – удельная электронная теплоемкость электронов, а V – это объем рабочего элемента NbN плёнки.

Используя представленные уравнения, авторы [310, 311] показывают, что при увеличении напряжения смещения на смесителе (от напряжения, соответствующего оптимальному, определяемому по минимуму шумовой температуры смесителя) его полоса преобразования может быть значительно увеличена. Этот результат, экспериментально подтвержденный несколькими научно-исследовательскими группами [236, 312] и был использован в настоящей работе для калибровки тракта промежуточной частоты при измерении полосы преобразования смесителя в оптимальной рабочей точке на ВАХ. Типичное семейство вольт-амперных характеристик смесителя, измеренных при разных уровнях поглощенной мощности гетеродинного источника, представлено на рисунке 5.1.



Рис. 5.1. Вольтамперные характеристики смесителя L154/1#4 измеренные при разных уровнях мощности гетеродинного источника. Синяя кривая – кривая соответствующая оптимальной вольтамперной характеристике. 1 – оптимальная рабочая область смесителя, 2 – область в которой измеренная полоса преобразования смесителя использовалась для калибровки тракта промежуточной частоты.

При измерениях шумовой температуры смесителя определялась оптимальная точка работы смесителя - точка 1 (рис. 5.1) или некоторая малая область значений напряжения смещения и тока соответствующая минимальному достижимому значению шумовой температуры. Измеренная частотная зависимость выходной мощности сигнала ОТ значений промежуточной частоты для этой точки представлена на рисунке 5.2 кривой №1 (зеленая кривая), определяемой стандартным выражением с одним временем релаксации:

$$P_{out} = \Delta P_o \left[1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2 \right] (5.3),$$

где f_c – граничная частота работы смесителя, определяющая его полосу преобразования и соответствующая постоянной времени релаксации смесителя $\tau_m = (2\pi f_c)^{-1}$. Для указанной кривой $f_c = 4.7$ ГГц.



Рис. 5.2. Зависимость выходной мощности сигнала смесителя от значений промежуточной частоты для образца №L154/1#4 (NbN толщиной 3.5 нм) на подложке кремния с подслоем MgO. Кривая 1 (зеленая кривая) получена в оптимальной рабочей точке смесителя. Кривая 2 (синяя кривая) получена при увеличенном напряжении смещения смесителя на оптимальной вольтамперной характеристике. Кривая 3 (красная кривая) – результат нормировки кривой 1 на кривую 2.

Вместе с тем, на представленном рисунке 5.2 видно, что в частотной зависимости мощности выходного сигнала присутствуют неоднородности

тракта промежуточной частоты. Для их уменьшения в работе измерялась выходная мощность сигнала от промежуточной частоты в области 2 (на рис.5.2) – области, где полоса преобразования смесителя увеличивается. Полученная зависимость представлена на рисунке 5.2 кривой №2 (синяя кривая). Определенная из зависимости №2 граничная частота преобразования смесителя составила $f_c=10$ ГГц. При нормировке зависимости 2 на зависимость 1 была получена зависимость №3 на рисунке 5.2 (красная кривая), в которой значительно в меньшей степени присутствуют искажения, вносимые трактом промежуточной частоты и которая описывается выражением с двумя характеристическими частотами f_{c1} и f_{c2} :

$$P_{out} = \Delta P_o \frac{1 + \left(\frac{f}{f_{c1}}\right)^2}{1 + \left(\frac{f}{f_{c2}}\right)^2}$$
(5.4).

Поскольку разность частот f_{c1} и f_{c2} значительна, использование нормированных зависимостей позволяет с меньшей погрешностью (~5%) определять характеристические частоты смесителей. Таким образом, с использованием рассмотренной методики было измерена полоса преобразования смесителя, созданного на основе NbN толщиной 3.5 нм на подложке Si с согласующим слоем MgO толщиной 200 нм. Полоса преобразования смесителя составила 4.7 ГГц.

Рассмотренная методика также была применена для измерения полосы преобразования смесителей с другими значениями толщины сверхпроводниковой пленки и выращенных на различных подложках (см. таблицу 5.1). Полученные значения полосы преобразования для каждого смесителя также указаны в таблице 5.1. Измеренные зависимости выходной мощности сигнала смесителей от значений промежуточной частоты для образцов указанных в таблице, приведены на рисунках 5.3 и 5.4. Отметим, что образцы L150#3 и L207#18, также как и образец L154/1#4, являлись
квазиоптическими смесителями, и измерения для них были выполнены с использованием источника терагерцового излучения с центральной частотой около 900 ГГц. Образец L141#2 – волноводный NbN смеситель на подложке монокристаллического кварца с буферным слоем MgO. Измерения полосы преобразования для него были выполнены с использованием двух ламп обратной волны с центральной частотой 810 ГГц.

Таблица 5.1. Характеристики смесителей, для которых была измерена полоса преобразования.

Номер		d NbN,	$W \cdot L$,	d MgO,	<i>T_c</i> , K	ΔB ,
образца	Подложка	HM	MKM ²	HM		ГГц
L141#2	Q+MgO	3.5	0.1 x 1.0	200	8.4	3.7
L154/1#4	Si+MgO	3.5	0.13 x 1.5	200	9.4	4.7
L150#3	MgO	3.5	0.22 x 1.5	200	8.9	4.5
L207#18	Si+MgO	2.0	0.15 x 2.4	200	8.2	5.2

Приведенные значения полосы преобразования различных смесителей, позволяют сделать несколько заключений:

1. Полоса преобразования смесителей с толщиной NbN в 3.5 нм осажденных на подложку MgO или кремний с MgO больше, чем полоса преобразования смесителей осажденных на кремнии, для которого лучшая измеренная полоса преобразования составила 4.2 ГГц.

Частота преобразования смесителя на эффекте электронного разогрева определяется временем электрон-фононного взаимодействия τ_{e-e} и временем выхода неравновесных фононов в подложку τ_{esc} , как:

$$f_c^2 = \left(\frac{1}{\tau_{e-e}}\right)^2 + \left(\frac{1}{\tau_{esc}}\right)^2$$
 (5.4).

Время выхода неравновесных фононов в подложку τ_{esc} зависит от толщины пленки *d* и коэффициента акустического согласования между NbN пленкой и подложкой α :

$$\tau_{esc} = \frac{4d}{\alpha u} \quad (5.5),$$

где *и* – скорость звука в нитриде ниобия.

В соответствии с таблицей 2.6 параметры решеток NbN и MgO значительно ближе, чем для NbN и Si, a, следовательно, NbN и MgO имеют лучшее акустическое согласование, чем и определяется уменьшение τ_{Gblx} (и увеличение f_c) в случае использования MgO основы для NbN смесителей.



Рис. 5.3. Частотная зависимость сигнала на промежуточной частоте в оптимальной по шумовым характеристикам рабочей точке вольт-амперной характеристики для NbN смесителей, изготовленных на разных подложках и с разной толщиной сверхпроводниковой пленки d: 1 - d=3.5 нм, подложка – MgO (образец L150#3); 2 - d=3.5 нм, подложка Si с буферным подслоем MgO (образец L154/1#4); 3 - d=2 нм, подложка - Si с MgO подслоем (образец L207#18).

2. Полоса преобразования смесителя изготовленного на подложке Si с буферным слоем MgO больше, чем полоса преобразования смесителя, изготовленного на основе подложки MgO. Этот результат объясняется повышением критической температуры сверхпроводящего перехода NbN пленки на подложке Si с подслоем MgO и известной зависимостью времени электрон-фононного взаимодействия τ_{e-ph} для тонких NbN пленок от T_c [313]:

$$\tau_{e-ph} = 500 \cdot T_c^{-1.6}$$
 (5.6).

Коэффициент же акустического согласования между пленкой и подложкой одинаков, как в случае использования MgO в качестве подложки для NbN, так и в случае использования кремния с буферным слоем оксида магния. Повышения критической температуры сверхпроводящего перехода связывается с лучшим качеством обработки кремниевой подложки по сравнению с подложкой MgO – меньшей шероховатостью поверхности.

3. Полоса преобразования смесителя изготовленного на подложке кремния с буферным слоем MgO и толщиной NbN 2.0 нм составила рекордное значение в 5.2 ГГц. Этот результат объясняется уменьшением τ_{esc} при уменьшении толщины NbN пленки в соответствии с (5.5). Возможность же создания NbN пленок с предельно малой толщиной определяется использованием подложки кремния с промежуточным слоем оксида магния, обеспечивающей с одной стороны высокое качество поверхности подложки (низкую шероховатость), а с другой, лучшее акустическое согласование с NbN пленкой. К сожалению, уменьшение критической температуры сверхпроводниковой пленки толщиной в 2.0 нм по сравнению с пленкой толщиной 3.5 нм вызывает увеличение τ_{e-ph} (в соответствии с (5.6)). Для используемой пленки NbN толщиной 2.0 нм с $T_c=8.2$ K, увеличение τ_{e-ph} не компенсировало изменение τ_{esc} , что и позволило достичь рекордной полосы преобразования смесителя. Вместе с тем, при дальнейшем уменьшении сверхпроводника наблюдалось толщины значительное снижение критической температуры сверхпроводящего перехода, что не позволило

создать смесители с еще большей полосой преобразования. Очевидно, что возможное дальнейшее расширение полосы работы смесителей связано с необходимостью создания более тонких и качественных NbN пленок.



Рис. 5.4 Частотная зависимость сигнала на промежуточной частоте в оптимальной по шумовым характеристикам рабочей точке вольт-амперной характеристики для NbN смесителя толщиной 3.5 нм, изготовленного на кварцевой подложке с использованием MgO буферного слоя (образец L141#2).

4. Полоса преобразования волноводного смесителя созданного на основе NbN пленки толщиной 3.5 нм, осажденной на кварцевую подложку с буферным слоем MgO, составила 3.7 ГГц. Эта полоса преобразования почти в 2 раза выше, чем полоса преобразования волноводных смесителей, изготовленных на кварцевой подложке [314]. Представленный результат также основан на улучшении акустического согласования между NbN пленкой и подложкой в случае использования MgO согласующего слоя и на

повышении критической температуры сверхпроводящего перехода NbN пленки на подложке кварца с использованием MgO буферного слоя.

5.2 Эффективность преобразования частоты терагерцового излучения NbN наноструктурами

Измерения шумовой температуры смесителей было выполнено с использованием стандартной методики определения Y фактора, описанной в главе 3, п.3.2.1 настоящей работы. В качестве высокочастотного источника был использован лазер на парах воды или лазер с CO₂ накачкой. Как правило, шумовая температура смесителя измерялась на промежуточной частоте 1.5 ГГц, при использовании фильтра на 20 МГц.

Измерения нескольких десятков квазиоптических NbN смесителей, интегрированных с планарной спиральной антенной, показало, что их шумовая температура определяется, в том числе, и шириной чувствительной области смесителя w. Типичная зависимость шумовой температуры от ширины чувствительной области смесителя приведена на рисунке 5.5 для трех частот высокочастотного излучения – 0.7 ТГц, 1.6 ТГц, 2.5 ТГц. Фактически, В представленном диапазоне изменений ширины чувствительной области обратно детектора шумовая температура пропорциональна *w*. Кроме того, необходимо учесть, что увеличение чувствительной области детектора ограничено, прежде всего, необходимостью реализации эффективного приема излучения планарной антенной, характерные центральные размеры которой, В случае детектирования излучения высоких частот составляют несколько микрометров. Создание же широких смесителей не позволяет реализовать высокочастотную часть антенны. Также, при увеличении чувствительной области смесителя растет И необходимая мощность гетеродинного источника, что накладывает дополнительные ограничения на создание приемников с увеличенной чувствительной областью.

Характерная зависимость шумовой температуры смесителя от *w* позволила предположить, что при изменении чувствительной области детектора меняется вклад дополнительных потерь, обусловленных качеством контактов на границе сверхпроводниковая пленка – металл.



Рис. 5.5. Зависимость шумовой температуры NbN смесителей от ширины чувствительной области для частот гетеродинного источника 0.7 ТГц, 1.6 ТГц, 2.5 ТГц.

Действительно, пленка NbN, находящаяся при температуре ниже критической температуры сверхпроводящего перехода, для высокочастотного тока, протекающего по ветвям спиральной антенны и наведенного от гетеродинного источника и нагрузки, имеет полное сопротивление или импеданс близкий к полному сопротивлению нормально проводящего металла - ~ 500-600 Ом/□. Таким образом, высокочастотный ток, наведенный в антенне, протекает по верхнему, выполненному из золота, слою многослойной структуры и только в непосредственной близости от

активной, свободной от металлизации, части пленки переходит в NbN пленку (рис. 5.6).

Длина этой переходной области *d* определяется соотношением между сопротивлением высокочастотному току NbN пленки и сопротивлением контакта на границе раздела сверхпроводниковая пленка – металл. В случае постоянства этого соотношения результирующее добавочное сопротивление, рассеивающее часть высокочастотного излучения определяется только площадью самого контакта, и, следовательно, шириной чувствительной области смесительного элемента *w*.



Рис. 5.6. Схематическое представление протекания высокочастотных токов через смеситель, поясняющее возникновение дополнительных потерь, обусловленных качеством контактной области NbN и Ti/Au.

Таким образом, дополнительное сопротивление в контактной области приводит к увеличению потерь преобразования смесителя за счет дополнительно рассеиваемой мощности. Уменьшение рассмотренного добавочного сопротивления было осуществлено посредством улучшения технологии создания смесителей (подробно представлено в п. 2.2.2 гл.3).

Было использовано несколько основных улучшающих технологических приемов. Прежде всего, металлическая часть спиральной антенны была В разбита на несколько составных элементов. области металла, непосредственно примыкающей к сверхпроводниковой пленке, было сформированы контакты небольших размеров (~4·10 мкм²), имеюшие толщину меньше, чем основная часть антенны (30 нм И 100 нм соответственно), которые позволили избежать отслаивания металлизации в области контакта со сверхпроводником при термоциклировании. Кроме того, была реализована дополнительная подготовка поверхности (дополнительная чистка в кислородной плазме) на этапе осаждения контактной металлизации при обратной электронной литографии с целью удаления остатков не проявленного резиста. Указанная чистка поверхности производилась без нарушения вакуума (технология in-situ) перед осаждением металлических контактов.

Разработанная технология позволила создать смесители, шумовая незначительно температура которых отличалась при изменении чувствительной области. смесителей Например, для с шириной чувствительной области 1.5 мкм и 2.4 мкм удалось достичь одинаковой шумовой температуры в 2200 К на частоте гетеродинного источника 2.5 ТГц. Разработанная технология также позволила создать смесители с рекордными значениями шумовой температуры, указанными в таблице 5.2.

Отметим, что для образца L310(#5) измерения на 0.7 ТГц были выполнены при использовании кремниевой линзы с просветляющим покрытием, оптимизированным на частоту 2.5 ТГц. С учетом просветления кремниевой линзы на частоте 0.7 ТГц, указанная шумовая температура может быть дополнительно уменьшена. Для образца L180#14 измерения на частотах 2.5 ТГц и 3.8 ТГц были выполнены с использованием кремниевой линзы без просветляющего покрытия. Учет просветляющего покрытия (как

224

Таблица 5.2. Лучшие измеренные в работе значения шумовой температуры NbN квазиоптических смесителей, интегрированных с планарной спиральной антенной.

Образец	Тип антенны	Размеры,	Частота	<i>T_N</i> , K	
		$w \cdot L$, мкм ²	гетеродина,		
			ТГц		
L310(#5)	спиральная	0.24·3 мкм ²	0.7	370	
L180#14	спиральная	0.2·3 мкм ²	2.5	1300	
L180#14	спиральная	$0.2 \cdot 3 \text{ мкm}^2$	3.8	3100	



Рис. 5.7. Спектры метанола, измеренные использованием Фурье с спектрометра и сверхпроводникового смесителя в качестве чувствительного элемента. Верхняя кривая соответствует давлению газа в ячейке 0.9 мбар, 0.45 мбар. Частота нижняя гетеродинного составила источника -2.5227816 MHz.

правило, позволяет улучшить шумовую температуру на ~20%), дает возможность рассчитать шумовую температуру для L180#14 в 1050 К и 2500 К на частотах гетеродинного источника в 2.5 ТГц и 3.8 ТГц, соответственно.

С использованием созданных смесителей и с целью апробации их работы в спектрометре было проведено измерение линии поглощения метанола (CH₃OH) в газовой ячейке с длиной поглощения излучения в 50 см. Для ввода излучения ячейка была оборудована окном из полиэтилена, прозрачным в области 2.5 ТГц. Газ в газовой ячейке находился при комнатной температуре. За ячейкой располагалась нагрузка с температурой жидкого азота (77 K).

Измерения были выполнены на Фурье-спектрометре с использованием НЕВ смесителя в качестве чувствительного элемента. Линия метанола была близка к 2.5 ТГц. Частота гетеродинного источника составляла 2.5227816 MHz.

На рисунке 5.7 показаны спектры метанола для двух давлений в газовой ячейке – 0.45 мбар и 0.9 мбар. Полученный результат свидетельствует о том, что с увеличением давления спектральная линия газа расширяется. Полученный коэффициент расширения газовой линии составил около 29 МГц/мбар, что хорошо согласуется с более ранними измерениями спектров в миллиметровой области излучения.

Также в работе были исследованы шумовые характеристики смесителей в дальней терагерцовой области частот (частота излучения ~30 ТГц). Для этого были использованы смесители с прямым согласованием излучения и чувствительной области размером 20.30 мкм². Смесители были изготовлены с использованием GaAs подложки, прозрачной для излучения в экспериментальной 30 ТГц (в использованной установке излучение поступало на образец через подложку, см. п. 3.2.1, гл.2). В качестве гетеродинного источника использовался газоразрядный CO₂ лазер.

226

При измерении шумовой температуры смесителя также была использована методика, основанная на измерении Y-фактора. Однако при измерениях на частоте 30 ТГц необходимо учитывать энергию нулевых температурных флуктуаций, которая становится сравнимой с энергией холодной и горячей нагрузок абсолютно черных тел, использованных в работе (300 К и 600 К). Также необходимо учитывать, что нулевые флуктуации не являются собственными шумами приёмника, хотя и присутствуют при любых измерениях. Выражения для Y-фактора и шумовой температуры приемника T_N , использованные в работе в соответствии с [315]:

$$Y = \frac{\frac{1}{k}D_{f}(\omega_{LO}, T_{h}) + \frac{\hbar\omega_{LO}}{2k} + T_{N}}{\frac{1}{k}D_{f}(\omega_{LO}, T_{cold}) + \frac{\hbar\omega_{LO}}{2k} + T_{N}}$$
(5.7),
$$T_{N} = \frac{1}{k} \cdot \frac{D_{f}(\omega_{LO}, T_{h}) - Y \cdot D_{f}(\omega_{LO}, T_{cold})}{Y - 1} - \frac{\hbar\omega_{LO}}{2k}$$
(5.8),

где $D_f(\omega,T) = \frac{\hbar\omega}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}$ - спектральная плотность излучения абсолютно

черного тела при определенной температуре, $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, T_h и T_{cold} – температуры горячей и холодной нагрузок соответственно, T_N – шумовая температура приемника, $\omega_{LO} = 2\pi f_{LO}$, где f_{LO} - частота гетеродинного источника.

Результаты измерения шумовой температуры смесителя на частоте 30 ТГц, нанесенные на вольтамперные характеристики детектора при различной мощности гетеродинного источника, представлены на рисунке 5.8. Представленная вольтамперная на рисунке верхняя характеристика смесителя измерена в случае отсутствия излучения гетеродинного источника (критический ток детектора *I*_c=1.2 мА). Оптимальная рабочая область смесителя напряжению смещения 9 мВ соответствовала около И транспортному току смещения около 0.2 мА. В этой области шумовая температура смесителя, определенная в соответствии с 5.8, составила T_N =2300 К. Представленный рисунок также демонстрирует, что оптимальная область работы смесителя достаточно широка. При изменении напряжения смещения до 16 мВ, шумовая температура смесителя изменяется не значительно и составляет T_N =2400 К. Определенная в оптимальной рабочей точке на вольтамперной характеристике поглощенная мощность гетеродинного источника составила P_{LO} =16 мкВт.



Рис. 5.8. Вольтамперные характеристики смесителя с размером чувствительной области 20·30 мкм², измеренные при различной поглощенной мощности гетеродинного источника (нулевой мощности гетеродинного источника соответствует кривая с максимальным критическим током); значения шумовой температуры смесителя измеренные на частоте 30 ТГц в различных точках оптимальной вольт-амперной характеристики.

5.3. Согласование терагерцового излучения с NbN сверхпроводниковыми наноструктурами

Исследование спектральных характеристик антенн, используемых при создании смесителей терагерцового диапазона частот, было проведено для трех типов логарифмической спиральной антенны и трех типов двухщелевой планарной антенны. Параметры изученных антенн представлены в таблице 5.3. Рисунки 5.9 и 5.10 поясняют введенные обозначения. Для спиральной антенны характеристическими параметрами являлись только ширина чувствительной области смесителя *w*, а также минимальное расстояние между внешними рукавами спиральной антенны *D*, на котором еще сохранялась логарифмическая зависимость.

Спектральные характеристики антенн были измерены с использованием Фурье спектрометра. Смеситель, работающий в качестве чувствительного элемента спектрометра, использовался В болометрическом режиме. Амплитудно-модулированное высокочастотное излучение направлялось на образец, находящийся температуре близкой к при температуре сверхпроводящего перехода. Сигнал с болометра измерялся посредством синхронного детектора на частоте модуляции высокочастотного излучения.

Таблица 5.3. Основные геометрические параметры используемых планарных антенн. Все размеры указаны в микрометрах. Обозначения соответствуют обозначениям на рисунках 5.9 и 5.10.

Спиральная антенна		Двойная щелевая антенна						
Модификация	В	D	Модификация	L	S	W	a	b
антенны			антенны					
Sp_a	4	14	TW1	62	32	4	2	4
			TW2	40	22	2.2	2.2	3.3
Sp_b	2.4	8	TW3	33.6	20	2.6	2	4

Спектральные зависимости выходного сигнала с синхронного детектора для трех типов двухщелевых антенн представлены на рисунке 5.11. Основным результатом анализа измеренных спектров двухщелевых антенн являлось подтверждение нарушения общей закономерности проектирования антенн такого типа, изложенной в [316]: *L*=1.95 *S* и 0.33 λ_0 , где λ_0 – резонансная частота излучения в свободном пространстве, т.е. для ε =1. Для частот превышающих 2 ТГц указанные расчеты не могут быть использованы. В этом частотном диапазоне длина щели и ширина зазора не являются линейной функцией λ_0 , а имеют более сильную частотную зависимость. Хотя подобный эффект наблюдался и другими исследовательскими группами [317], в настоящее время нет законченной теории этого экспериментального факта. Нами этот эффект объясняется увеличением несоответствия между импедансами болометра, двухщелевой антенны и копланарной линии становятся сравнимыми с характерные размеры антенны и копланарной линии становятся



Рис. 5.9 Схематический чертеж двухщелевой планарной антенны с введенными обозначениями основных геометрических параметров.



Рис. 5.10 Схематический чертеж логарифмической спиральной антенны с введенными обозначениями основных геометрических параметров.



Рис. 5.11 Спектральные характеристики для трех типов двухщелевых антенн: TW1, TW2, TW3. Для смесителя, интегрированного с антенной TW3, на частотную характеристику антенны нанесены экспериментальные значения шумовой температуры смесителя, измеренной на частотах 1.4 ТГц, 2.5 ТГц, 3.2 ТГц, выраженные в относительных единицах.

На рисунке 5.11 также нанесены экспериментальные значения шумовой температуры смесителя, интегрированного с антенной TW3 и выраженные в

относительных единицах. Сопоставление полученного спектра антенны и частотной зависимости шумовой температуры смесителя показывает, что частотная характеристика антенны является доминирующим и определяющим фактом частотной зависимости шумовой температуры смесителя.

На рисунке 5.12 представлены спектральные зависимости планарных логарифмических спиральных антенн двух типов Sp_a и Sp_b. Также как и в случае двухщелевых антенн, представленные на рисунке частотные зависимости шумовой температуры смесителей фактически в точности повторяют частотные характеристики антенн. Это диктует необходимость дальнейшей разработки планарных антенн в случае необходимости продвижения смесителей в более высокочастотную область спектра.



Рис. 5.12 Спектральные характеристики для двух типов спиральных антенн: Sp_a Sp_b. Ha частотные характеристики И антенн нанесены экспериментальные значения шумовой температуры смесителей, интегрированных с указанными антеннами. Значения шумовой температуры представлены в относительных единицах.

Согласно [318] характерный параметр D для спиральной антенны (см. рис. 5.10) определяет максимальную частоту эффективной работы смесителя (v_{co}) . Исходя из соотношения D для спиральных антенн Sp_a и Sp_b антенна Sp_b должна иметь почти в два раза большую частоту v_{co}. Однако экспериментом ЭТО не подтверждается. Начиная С длины волны приблизительно в 100 мкм, частотная зависимость антенны Sp_b становится более крутой, чем частотная зависимость для антенны Sp a. По-видимому, это связано с использованием в установке кварцевого фильтра и окна на основе полиметилпентена (ТРХ). Действительно, кристаллический кварц и ТРХ имеют значительное поглощение, начиная с длин волн в 100 мкм и 60 мкм соответственно [319].

Для двухщелевой и логарифмической спиральных антенн смесителей установленных на 12 мм кремниевую линзу были измерены диаграммы направленности. Результаты измерений, представленные на рисунке 5.13, выполнены с использованием источника излучения на частотах 1.6 ТГц (рис. 5.13 а, б) И 2.5 ТГц (рис. 5.13 в, г). При измерениях источник располагался на расстоянии 3 м от приемника и перемещался посредством автоматизированного двухкоординатного устройства. Измерения были выполнены при работе смесителя в болометрическом режиме, при температуре, близкой К критической температуре сверхпроводящего перехода. Переменное напряжение с смесителя на частоте модуляции высокочастотного излучения, измерялось синхронным детектором В зависимости от положения источника. Сплошные линии на рисунке 5.13 наиболее соответствуют распределениям Гаусса, корректно аппроксимирующим экспериментальные данные.

Представленные измерения свидетельствуют, что диаграммы направленности смесителя имеют выраженный центральный лепесток, ширина которого, определенная по уровню изменения сигнала в 3 дБ, в случае измерений на частоте 1.6 ТГц составляет 1.1 ° и 1.3 ° для двухщелевой и логарифмической спиральной антенны соответственно. Уровень боковых



Рис. 5.13. Диаграммы направленности антенн: а) двухщелевая антенна на частоте 1.6 ТГц; б) логарифмическая спиральная антенна на частоте 1.6 ТГц; в) двухщелевая антенна на частоте 2.5 ТГц; б) логарифмическая спиральная антенна на частоте 2.5 ТГц. ◆ - измерения выполнены в плоскости Е, ▲ - измерения выполнены в плоскости Н. Сплошная линия – распределения Гаусса.

лепестков в диаграмме направленности для двухщелевой антенны составил 10 дБ, для логарифмической спиральной антенны – 6 дБ, что свидетельствует о более перспективном использовании антенны первого типа на частоте 1.6 ТГц. Однако на частоте излучения в 2.5 ТГц ширина центрального лепестка диаграммы направленности смесителя, интегрированного с двухщелевой антенной, имеет угловую ширину в 1.2 °, а логарифмической спиральной антенны 0.8 °. Для смесителя, интегрированного с двухщелевой антенной на частоте излучения в 2.5 ТГц, боковые лепестки диаграммы направленности становятся более выраженными по сравнению с их значением на частоте 1.6 ТГц, а также имеют более высокий уровень по сравнению с боковыми лепестками диаграммы направленности логарифмической спиральной антенны.

5.4. Мощность, поглощенная NbN наноструктурами при гетеродинном преобразовании частоты терагерцового излучения

При практическом использовании смесителей неизбежно встает вопрос о выборе В определенного типа гетеродинного источника. случае использования гетеродинного приемника стационарных условиях В (например, в наземных радиотелескопах) энергопотребление источника, его массовые характеристики и размеры не играют определяющей роли. В процессе создания спектрометра самолетного, баллонного же или космического базирования зачастую указанные характеристики источника определяющими. Компактные же являются источники терагерцового излучения, как правило, имеют не высокую выходную мощность, поэтому исследование И минимизация оптимальной мощности гетеродинного источника для НЕВ смесителя является актуальной задачей.

Для ее решения были созданы смесители с различной площадью чувствительной области – от 4.0.4 мкм² до 0.6.0.13 мкм². При условии постоянства толщины сверхпроводниковой NbN пленки (3.5 нм) объем чувствительной области смесителя определялся именно его площадью. Для проведения этих исследований смесители были выполнены на подложке MgO. Для измерений была использована стандартная схема для измерения шумовой температуры приемника, описанная в главе 3, п. 3.2.1. Измерения проводились на частоте излучения в 650 ГГц.

235

Измерения поглощенной мощности гетеродинного источника смесителем, были выполнены в соответствии с изотермической методикой [187], предполагающей эквивалентность разогрева смесителя поглощенной мощностью высокочастотного излучения и мощностью, поглощаемой при смещении смесителя постоянным током. Поглощенная мощность определялась из соотношения (3.7) (п.3.2.4, гл.3 настоящей работы).



Рис. 5.14 Зависимость шумовой температуры смесителя М12-2 $(j_c=2.7\cdot10^6 \text{ A/cm}^2 \text{ при } T=4.2 \text{ K}, T_c=9.5 \text{ K})$ с размерами 4·0.4 мкм² от поглощенной мощности гетеродинного источника для различных значений напряжения смещения.

представлены зависимости Ha рисунках 5.14 И 5.15 шумовой температуры смесителей от поглощенной мощности. Смесители М12-2 (рис. 5.14) и М10-2 (рис. 5.15) имеют одинаковую чувствительную область $4.0.4 \text{ MKM}^2$, сверхпроводника но разную критическую температуру сверхпроводящего перехода И, соответственно, разную плотность критического тока. Как можно видеть из представленных рисунков, поглощенная мощность гетеродинного источника в области с минимальным

значением шумовой температуры может быть уменьшена в 2 раза при использовании смесителей с меньшим значением T_c и j_c . Также представленные рисунки свидетельствуют о том, что при достаточно большом изменении смещения смесителя от оптимального (в 1.6 раза для смесителя M12-2 и в 1.7 раза для смесителя M10-2), оптимальная поглощенная мощность изменяется не значительно.



Рис. 5.15. Зависимость шумовой температуры смесителя М10-2 $(j_c=1.75\cdot10^6 \text{ A/cm}^2 \text{ при } T=4.2 \text{ K}, T_c=8 \text{ K})$ с размерами 4.0.4 мкм² от поглощенной мощности гетеродинного источника для различных значений напряжения смещения.

Кроме того, сравнение абсолютных значений шумовой температуры смесителей с разными критическими температурами сверхпроводящего перехода в области минимума поглощенной мощности показывает постоянство чувствительности гетеродинных приемников при существенном изменении оптимальной поглощенной мощности. Теоретические оценки оптимальной поглощенной мощности смесителя и ее зависимости от *T_c* можно провести в рамках модели однородного электронного разогрева. В соответствии с [320]:

$$P_{LO} = \frac{\gamma}{3.6 \cdot \tau_{\Theta} \cdot T_c^{1.6}} \cdot V \cdot (T_c^n - T^n - n \cdot T_c^{n-1} \cdot \Delta T_c) \quad (5.9),$$

где $\gamma = 2.1 \cdot 10^2 \text{ Дж/(см}^3 \text{K}^2)$ – постоянная Зоммерфельда, $\tau_{\Theta} = 35 \text{ пс}$ - время релаксации электронов для структур на подложке MgO [321], V - объем чувствительной области смесителя, T - температура подложки, ΔT_c - ширина сверхпроводящего перехода, n = 3.6 – константа, определяемая свойствами NbN. Используя (5.9) для смесителя объемом 4.0.4.0.0035 мкм³ и критической температурой сверхпроводящего перехода 9.5 К и 8 К для оптимальной мощности смесителя получаем значения 540 нВт и 260 нВт соответственно, что находится в хорошем согласии с представленными экспериментальными данными.

Шумовая температура смесителя М12-2 и поглощенная мощность была также измерена при различных физических температурах (рис. 5.16). При этом, ожидаемое уменьшение критического тока детектора (и, соответственно, *j_c*) определялось на основе [322] как:

$$I_{c}(T) = I_{c}(0) \cdot \left[1 - \left[\frac{T}{T_{c}}\right]^{2}\right] \cdot \left[1 - \left[\frac{T}{T_{c}}\right]^{4}\right]^{0.5} (5.10).$$

Причем, ожидаемое изменение I_c и j_c совпало с измеренными значениями. Вместе с тем, как это видно из рисунка 5.16, повышение рабочей температуры до 6 К не привело к заметному изменению оптимальной поглощенной мощности. В области же температур больших 6 К с увеличением температуры P_{LO} падает, но одновременно существенно растет шумовая температура приемника, что делает представленный способ уменьшения оптимальной поглощенной мощности излучения не перспективным.



Рис. 5.16. Зависимость шумовой температуры и оптимальной поглощенной мощности смесителя M12-2 от рабочей температуры.

Также была измерена оптимальная поглощенная мощность смесителя в зависимости от объема его чувствительного элемента (рис. 5.17). Поскольку все смесители имели одинаковую толщину сверхпроводниковой пленки – 3.5 нм, объем смесителя пропорционален его активной области, т.е. произведению длины *L* и ширины *w* чувствительной области смесителя.

Как видно из рисунка, при уменьшении объема смесителя оптимальная поглощенная мощность также уменьшается. Для смесителя с наименьшей активной областью $0.6.0.13 \text{ мкм}^2$ оптимальная поглощенная мощность составила P_{LO} =15 нВт. Разброс значений на представленном рисунке связан с обсужденным выше эффектом – изменением оптимальной поглощенной мощности при изменении T_c или j_c смесителя. В случае введения величины равной пороизведению поверхностной площади чувствительного элемента



Рис. 5.17. Оптимальная поглощенная мощность как функция активной области смесителя, найденной из произведения его длины *L* на ширину *w*.



Рис. 5.18. Оптимальная поглощенная мощность как функция коэффициента $L \cdot w \cdot j_c$, $\cdot 10^6$ мкм² A/см², где L – длина смесителя, w – ширина смесителя, j_c – плотность критического тока смесителя.

смесителя на плотность критического тока образца, т.е. $L \cdot w \cdot j_c$, $\cdot 10^6$ мкм² A/см², зависимость P_{LO} от указанного коэффициента приобретает монотонный вид (рис. 5.18). Этот коэффициент, легко рассчитываемый на основе геометрических параметров смесителя и его характеристик по постоянному току, может быть использован для расчета ожидаемой оптимальной поглощенной мощности смесителя.

Таким образом, при уменьшении чувствительной области смесителя, возможно существенно уменьшить требуемую мощность гетеродинного источника. Вместе с тем, как это было показано В нескольких предшествующих работах (например, см. [323]) уменьшение чувствительной области смесителя приводит к уменьшению динамического диапазона работы смесителя. Для оценки динамического диапазона смесителя были измерены зависимости сигнала на промежуточной частоте от поглощенной мощности. Типичная зависимость для образца L10-2-2 представлена на рисунке 5.19. Динамический диапазон смесителя определялся как мощность, приводящая поглощенная К отклонению представленной зависимости от линейной на 3 дБ. Для представленного образца значение динамического диапазона составило 2 нВт. Отметим, что это минимальное значение динамического диапазона, соответствующее смесителю L10-2-2 с размерами чувствительной области 0.6.0.13 мкм².

Пользуясь выражением:

$$T_{\text{harpysku}} = \frac{P_{\text{поглощенная}}}{2 \cdot k \cdot B} \quad (5.11),$$

где, *k* – константа Больцмана, *B* – полоса преобразования смесителя (~4 ГГц), возможно рассчитать температуру внешней нагрузки, приводящую к насыщению смесителя. Для представленного гетеродинного детектора соответствующая температура нагрузки составила 20000 К (рис. 5.19), что позволяет прогнозировать использование представленного смесителя в радиоастрономии в линейном режиме.



Рис. 5.19. Зависимость мощности выходного сигнала от поглощенной мощности для образца L10-2-2.

5.5. Болометрический эффект при преобразовании частоты терагерцового излучения NbN наноструктурами

При измерении шумовой температуры смесителей с использованием методики определения Y-фактора и сменой горячей и холодной нагрузок возможно изменение рабочей точки смесителя, определяемой суммарной поглощенной мощностью. Мощность теплового излучения, попадающая на смеситель со стороны нагрузки, определяется температурой нагрузки и частотной характеристикой входного оптического тракта – используемыми фильтрами, антенной и другими оптическими элементами. Поэтому изменение температуры нагрузки приводит к изменению падающей и поглощенной смесителем мощности, последующему изменению рабочей точки смесителя и его выходных шумов, что вносит ошибки в измерение шумовой температуры. Этот эффект принято называть эффектом прямого детектирования. Отмечу, что в случае использования смесителей с малой областью чувствительного И детектировании элемента сигналов с мощностью, сравнимой с мощностью гетеродинного источника, этот эффект

смесителей препятствует разработке усиливается, что, несомненно, требующих предельно низкого уровня гетеродинного источника (см. п. 5.4, гл. 5 настоящей работы). В условиях практического использования обозначенный эффект смесителей может приводить к искажению получаемых данных, например, К искажению спектральных линий изучаемого объекта.

Целью настоящей части работы являлось количественное исследование влияния эффекта прямого детектирования на измеряемую шумовую температуру смесителя и нахождение способов минимизации этого эффекта.

В эксперименте была использована стандартная установка для измерения шумовой температуры смесителей на частоте гетеродинного источника 2.5 ТГц. Шумовая температура смесителя определялась в различных рабочих точках смесителя в широком диапазоне мощности гетеродинного источника и смещающих токов и напряжений.

Измерения производились на основе методики определения Y-фактора с использованием 300 К и 77 К нагрузок, закрепленных на механическом модуляторе с частотой 20 Гц. Шумовая температура смесителя определялась с использованием выражений (3.4) и (3.5) (см. п.3.2.1 гл. 3).

Полученные значения шумовой температуры смесителя 567/1 №8 на частоте 2.5 ТГц при различных значениях тока и напряжения и при различном уровне поглощенной мощности гетеродинного источника приведены на рисунке 5.20 (верхние значения или значения, указанные цветом). Отметим, приведенные шумовой красным что значения были получены с использованием температуры смесителя черного полиэтилена в качестве ИК фильтра, используемого многими научноисследовательскими группами, работающими в области создания смесителей терагерцового диапазона. Лучшее значение шумовой температуры, полученное в эксперименте, составило 2400 К.

243



Рис. 5.20. Вольтамперные характеристики с различным уровнем поглощенной мощности гетеродинного источника и значения шумовой температуры смесителя 567/1 №8 на частоте 2.5 ТГц при различных значениях тока и напряжения и при использовании черного полиэтилена в качестве ИК фильтра. Верхние значения шумовой температуры (красный цвет) – измеряемые в эксперименте, нижние значения (синий цвет) – значения, полученные с учетом эффекта прямого детектирования.

При измерении шумовой температуры смесителя также регистрировалось изменение силы тока смещения смесителя для каждой точки при смене горячей/холодной нагрузок. рабочей Эти данные на рисунке 5.21. Изменение силы представлены тока выражено В наноамперах. Максимальное значение изменения силы тока соответствует срывным вольтамперным характеристикам; минимальное – вольтамперным характеристикам смесителя вблизи нормального состояния. В области оптимальной поглощенной мощности гетеродинного источника или в области минимальной измеренной шумовой температуры относительное изменение силы тока смещения составило около 0.12%.

Для оценки влияния найденного изменения тока и рабочей точки смесителя также были измерены значения выходной мощности от рабочей точки (рис. 5.22). Хотя относительное изменение тока не велико, но в случае сильного изменения выходной мощности смесителя от его рабочей точки, изменение коэффициента преобразования может вносить существенные изменения в измеряемый Y-фактор и находимые значения шумовой температуры.



Рис. 5.21. Вольтамперные характеристики с различным уровнем поглощенной мощности гетеродинного источника и изменение транспортного тока (выраженное в нА) при смене горячей/холодной нагрузок для смесителя 567/1 №8.

Представленная зависимость выходной мощности смесителя свидетельствует, что эффект прямого детектирования может иметь различный знак. В области, где выходная мощность растет с уменьшением тока смесителя при замене холодной нагрузки горячей, увеличение сигнала будет происходить не только за счет увеличения детектируемой мощности, но и за счет изменения коэффициента преобразования. В этой области значения шумовой температуры, измеренные без учета эффекта прямого детектирования, оказываются заниженными.



Рис. 5.22 Вольтамперные характеристики с различным уровнем поглощенной мощности гетеродинного источника и выходная мощность (выраженная в мкВт) для смесителя 567/1 №8.

Наоборот, в области, где выходная мощность смесителя падает при уменьшении тока смещения смесителя, измеренное значение шумовой температуры будет завышено, вследствие уменьшения коэффициента преобразования.

Измеренные значения изменения тока смещения смесителя при смене горячей и холодной нагрузок, а также зависимость выходной мощности смесителя от уровня поглощенной мощности гетеродинного источника позволили рассчитать истинное значение шумовой температуры смесителя (см. рис. 5.20, нижние значения или значения, указанные синим цветом). Несмотря на то, что в области оптимальной поглощенной мощности гетеродинного источника изменение тока смещения при смене нагрузок составило около 0.12 %, ошибка в определении шумовой температуры приемника в этой области составила более 8%, а само значение T_N с учетом эффекта прямого детектирования уменьшилось на 200 К и составило 2200 К. Максимальное относительное изменение корректированной и некорректированной шумовой температуры составило около 30 %, что, безусловно, необходимо учитывать при нахождении, как абсолютных значений шумовой температуры смесителя, так и его оптимальной рабочей области.

Отметим, что фактически при измерениях шумовой температуры с учетом эффекта прямого детектирования вместо выражения для Y-фактора с постоянным коэффициентом преобразования:

$$Y = \frac{T_{h} + T_{N}}{T_{cold} + T_{N}}Y = \frac{\frac{1}{k}D_{f}(\omega_{LO}, T_{h}) + T_{N}}{\frac{1}{k}D_{f}(\omega_{LO}, T_{cold}) + T_{N}} = \frac{D_{f}(\omega_{LO}, T_{h}) + kT_{N}}{D_{f}(\omega_{LO}, T_{cold}) + kT_{N}} = \frac{1}{k}D_{f}(\omega_{LO}, T_{cold}) + kT_{N}$$

$$=\frac{D_f(\omega_{LO}, T_h) + P_{out}}{D_f(\omega_{LO}, T_{cold}) + P_{out}} = \frac{G \cdot D_f(\omega_{LO}, T_h) + P_{out} \cdot G}{G \cdot D_f(\omega_{LO}, T_{cold}) + P_{out} \cdot G} == \frac{G \cdot D_f(\omega_{LO}, T_h) + P_{out}}{G \cdot D_f(\omega_{LO}, T_{cold}) + P_{out}}$$
(5.12),

где: $D_f(\omega_{LO}, T_h)$ - спектральная плотность излучения горячей нагрузки;

 $D_f(\omega_{LO}, T_{cold})$ - спектральная плотность излучения холодной нагрузки;

k=1,38·10⁻²³ Дж/К – постоянная Больцмана;

T_h и T_{cold} – температуры горячей и холодной нагрузок соответственно;
T_N – шумовая температура приемника;

 $\omega_{LO} = 2\pi f_{LO}$, где f_{LO} - частота гетеродинного источника;

*P*_{out} - спектральная плотность шумов, приведённая к входу смесителя;

G – коэффициент преобразования смесителя;

P_{out} - спектральная плотность собственных шумов на выходе смесителя,

используется выражение, в котором учтено изменение коэффициента преобразования смесителя при изменении рабочей точки:

$$Y_{\Delta I \neq 0} = \frac{G(I_{hot}) \cdot D_f(\omega_{LO}, T_h) + P'_{out}(I_{hot})}{G(I_{cold}) \cdot D_f(\omega_{LO}, T_{cold}) + P'_{out}(I_{cold})}, (5.13)$$

где $G(I_{hot})$ и $G(I_{cold})$ – коэффициент преобразования смесителя в рабочей точке с горячей и холодной нагрузкой соответственно, а $P'_{out}(I_{hot})$ и $P'_{out}(I_{cold})$ - спектральная плотность собственных шумов на выходе смесителя также при горячей и холодной нагрузке соответственно.

Проведенное исследование свидетельствует, что эффект прямого детектирования может оказывать существенное влияние на измерение шумовой температуры смесителей, искажая, как ее абсолютное значение, так и изменяя оптимальную область работы смесителя. Поэтому в эксперименте необходимо либо учитывать возникающие искажения, либо минимизировать их.

В настоящей работе было предложено использование дополнительного фильтра входного оптического тракта приемника. В качестве фильтра была использована охлаждаемая металлическая сетка с квадратной ячейкой, максимум пропускания (λ_{MAX}) которой соответствует длине волны, определяемой из следующего соотношения:

$$\lambda_{MAX} = 1.2 \cdot d (5.14),$$

где d – период сетки. Плотность заполнения сетки, определяемая как отношение толщины проволоки сетки (т.е. размера ее металлической части) к периоду сетки, задает спектральную ширину полосы пропускания фильтра и максимальное значение коэффициента пропускания во всем спектральном диапазоне. При увеличении плотности заполнения полоса пропускания становится уже, но при этом уменьшается и коэффициент пропускания при λ_{MAX} .

В работе была использована никелевая сетка с периодом 100 мкм и плотностью заполнения 12 %, имеющая на центральной частоте пропускания

в 2.5 ТГц коэффициент пропускания не менее 95 %. В соответствии с измеренной спектральной зависимостью, полоса пропускания сетки, определенная по уровню в 3 дБ от центральной частоты пропускания в 2.5 ТГц, составила 1.5 ТГц. Сеточный фильтр был размещен на холодной плате гелиевого оптического криостата, при этом инфракрасный фильтр на основе черного полиэтилена был удален.

Проведенные измерения изменения рабочей точки смесителя с сеточным фильтром при смене горячей и холодной нагрузок показали, что во всем диапазоне токов и напряжений для исследуемого детектора 567/1 №8 (0<U<8 мA, 0<I<140 мкA) изменение тока детектора составило не более 20 нА, что является пренебрежимо малой величиной (изменение тока менее чем на 0.02 % от рабочего), изменяющей шумовую температуру смесителя не более чем на 1-2 %.

Таким образом, использование дополнительного охлаждаемого сеточного фильтра, оптимизированного для требуемого частотного диапазона, позволяет избежать сложной процедуры оценки влияния эффекта прямого детектирования при измерении шумовой температуры смесителей.

5.6. Выводы

Основные результаты работы, представленные в настоящей главе:

1. Измерена полоса преобразования смесителей терагерцового диапазона частот, созданных на основе ультратонких сверхпроводниковых пленок NbN осажденных на подложки MgO, Si с согласующим слоем MgO, кварца с согласующим слоем MgO.

2. Проведены измерения шумовой температуры NbN смесителей терагерцового диапазона частот. Изучена зависимость шумовой температуры смесителей от дополнительного сопротивления, возникающего на границе чувствительной области сверхпроводника и металлических контактов. Предложена и реализована технология создания смесителей, позволившая

минимизировать контактное сопротивление и создать смесители с рекордными значениями шумовой температуры.

3. Измерены спектральные характеристики и диаграммы направленности смесителей, интегрированных с планарными антеннами: логарифмической спиральной и двухщелевой.

4. Изучено влияние объема чувствительной области смесителя терагерцового диапазона частот на величину оптимальной мощности гетеродинного источника. Исследован эффект насыщения смесителей с малым объемом чувствительного элемента. Созданы терагерцовые смесители с рекордно малой оптимальной мощностью гетеродинного источника.

5. Исследовано влияние эффекта прямого детектирования при измерении шумовой температуры смесителей терагерцового диапазона частот. Найдено экспериментальное решение, позволяющее минимизировать искажения, вносимые изменением рабочей точки смесителя при смене горячей и холодной нагрузок.

250

Глава 6. Взаимодействие одиночных фотонов ИК излучения со сверхпроводниковыми тонкопленочными NbN полосками

Настоящая глава посвящена исследованию процессов однофотонного детектирования узкими полосками сверхпроводника излучений видимого и инфракрасного В 6.1 представлены диапазонов. результаты И подтверждение открытия эффекта однофотонного экспериментальное детектирования NbN структурами излучения видимого и ближнего Измерению инфракрасного диапазонов. внутренней квантовой эффективности созданного NbN однофотонного детектора и детектора, интегрированного приемную систему, посвящен 6.2. В параграф Исследование максимальной скорости счета, темнового счета или ложных срабатываний, а также временного разрешения NbN сверхпроводникового однофотонного детектора представлено в параграфах 6.3, 6.4 и 6.5 соответственно. Завершает настоящую главу параграф 6.6, в котором кратко представлены результаты по созданию практических приемников одиночных фотонов инфракрасного диапазона на основе сверхпроводниковых детекторов с оптоволоконным вводом излучения.

Результаты исследований, представленные в настоящей главе, опубликованы в работах [A1-A14, A16-A29, A42, A43] из списка работ автора.

6.1. Эффект детектирования одиночных фотонов сверхпроводниковыми тонкопленочными NbN полосками

Идея использования сверхпроводниковых тонкопленочных структур для детектирования одиночных фотонов излучения была сформулирована достаточно работах [324 - 326]. Авторами давно В предполагалась использование традиционной схемы болометра на горячих электронах. NbN толшиной 10 нм Сверхпроводниковую структуру ИЗ пленки

предполагалось использовать при температуре, соответствующей середине сверхпроводящего перехода. При смещении структуры током и при поглощении инфракрасного фотона В сверхпроводниковой пленке, находящейся в резистивном состоянии, возникала бы нормальная область субмикронного размера и длительностью менее 1 нс, что определяется временем энергетической релаксации горячих носителей [326]. Вследствие увеличения сопротивления структуры, возникал бы импульс напряжения, пропорциональный энергии поглощенного кванта излучения, который после преобразования в импульс тока предполагалось детектировать приемником на основе SQUID усилителя. Авторами [326] детально были рассчитаны все параметры описанного процесса: пространственная область возникающего горячего пятна, температура нормальной области, временные параметры энергетической релаксации горячих носителей, изменение сопротивления структуры с чувствительной областью ~1 мкм² и пр. Однако, указанная идея не нашла впоследствии ни одного экспериментального подтверждения. Предположительно, это связано с усилением шумов сверхпроводниковой структуры при ее работе в области сверхпроводящего перехода, а также с малыми значениями сигналов, возникающих при поглощении кванта излучения. Кроме случае успешного наблюдения того, даже В рассматриваемого эффекта у экспериментаторов в дальнейшем возникли бы эффективного значительные трудности достижении согласования В детектируемого излучения со сверхпроводниковой структурой площадью 1 мкм².

2001 Нами году был В предложен экспериментально И продемонстрирован принципиально новый механизм реализации сверхпроводникового однофотонного основанный детектора, на возникновении резистивной области в сечение тонкой сверхпроводниковой NbN полоски находящейся в сверхпроводящем состоянии и при температуре ниже температуры сверхпроводящего перехода и смещенной током, близким к критическому (см.п.1.1.3, гл.1 настоящей работы). Экспериментально было

252
установлено, что при такой реализации детектора в случае поглощения кванта электромагнитного излучения на концах сверхпроводниковой полоски возникает импульс напряжения амплитудой около 5 мВ, что может быть легко зарегистрировано даже без использования дополнительных усилителей.

Первичной задачей при обнаружении импульса напряжения являлось работы устройства экспериментальное доказательство В режиме детектирования именно одиночных фотонов. В отсутствии уверенности в 100 % эффективности работы детектора и при отсутствии однофотонных источников, нами была измерена зависимость количества возникающих импульсов напряжения или отсчетов сверхпроводникового детектора от мощности падающего излучения. Полученные зависимости представлены на рисунке 6.1. Кружками или красным цветом представлена зависимость, измеренная при максимальном значении тока смещения сверхпроводниковой полоски, квадратами или черным цветом – при наименьшем токе смещения, использованном в эксперименте.

Прежде всего, отметим, что при достижении определенного уровня мощности излучения все зависимости выходят на максимальное значение вероятности срабатывания детектора на оптический импульс излучения, равное единице.

Как следует из модели работы сверхпроводникового однофотонного (см.п.1.1.3, гл.1) детектора импульс напряжения на концах сверхпроводниковой структуры смещенной током І возникает в случае, если при поглощении электромагнитного излучения в полоске возникает область δ, нормальная размером удовлетворяющим следующему соотношению:

$$I \ge \frac{w - \delta}{w} I_c$$
 (6.1),

где *w* - ширина сверхпроводниковой полоски, *I_c* - величина критического тока. Настоящее условие подразумевает, что значение плотности тока в

областях за горячим пятном становится больше плотности критического тока. Если же смещающий ток меньше определенного условием 6.1, то в



Рис. 6.1. Зависимость вероятности срабатывания детектора (Р) на импульс оптического излучения от величины энергии в импульсе (нижняя ось) или числа квантов излучения, достигающих детектора (верхняя ось). Представленные зависимости получены при различных значениях смещающего тока: ● - *I*=0.95 *I*_c, ▲ - *I*=0.8 *I*_c, ■ - *I*=0.65 *I*_c. Сплошные линии зависимости $P \sim m$, $P \sim m^2$, $P \sim m^3$ наилучшим образом описывающие экспериментальные данные.

этом случае отклика от сверхпроводниковой полоски при поглощении кванта излучения не возникнет. Вместе с тем, возможна ситуация, когда детектором поглощается одновременно два фотона излучения. При таком процессе, размер горячего пятна будет больше (в первом приближении объем горячего пятна определяется величиной поглощенной энергии и при поглощении двух фотонов, а также в случае, когда толщина пленки меньше длины термализации электронов, диаметр горячего пятна будет в два раза большим) и возможно возникновение импульса напряжения уже при двухфотонном поглощении. Если число фотонов в импульсе оптического излучения т невелико $(m \sim 1)$, или в случае непрерывного излучения, если количество фотонов в объеме, ограниченном шириной сверхпроводниковой полоски в одном направлении, длиной термализации в другом и оптическим путем излучения за время электронной термализации в третьем направлении также невелико (эти условия были выполнены при проведении рассматриваемых измерений), то вероятность однофотонного процесса детектирования будет пропорциональна интенсивности или мощности излучения (или числу фотонов В импульсе излучения), а вероятность двухфотонного детектирования пропорциональна второй степени мощности излучения. Соответственно, все вышесказанное относится и трехфотонному процессу поглощения и детектирования излучения, при котором вероятность такого процесса оказывается пропорциональна третьей степени мощности падающего излучения и т.д.

Таким образом, зависимости, представленные на рисунке 6.1, соответствуют разным механизмам возникновения сигнала. Зависимость, полученная при токе смещения $I=0.95 I_c$, соответствует детектированию одиночных фотонов излучения, зависимость для *I*=0.8 *I*_c – одновременному двух фотонов излучения, зависимость при I=0.65 I_c – поглощению возникновению импульса напряжения при одновременном поглощении трех фотонов излучения. Таким образом, примененный статистический метод позволяет утверждать, что нами был открыт эффект детектирования сверхпроводниковыми полосками одиночных квантов электромагнитного излучения. В зависимости от смещающего тока, полоски сверхпроводника могут работать, как в режиме счета одиночных фотонов, так и В многофотонном режиме.

Отметим, что позднее правильность примененной методики и вывода на ее основе - об однофотонном процессе детектирования излучения узкими

сверхпроводниковыми тонкопленочными полосками, была подтверждена прямым сравнением измеряемых значений квантовой эффективности сверхпроводникового однофотонного детектора (отношение числа импульсов напряжения на выходе детектора к числу падающих фотонов излучения) с квантовой эффективностью широко распространенных и хорошо изученных однофотонных детекторов на основе полупроводниковых лавинных фотодиодов.

С однофотонных ближней развитием источников излучения инфракрасной области спектра, например, основанных на полупроводниковых квантовых точках, сверхпроводниковые однофотонные детекторы стали широко применятся для их характеризации [327-329], эффект однофотонного дополнительно подтверждая детектирования ИК электромагнитного излучения видимого И диапазона сверхпроводниковыми тонкопленочными полосками, смещенными током, близким к критическому току.

Значимость открытия рассматриваемого явления состоит, прежде всего, в том, что на его основе возможно создание однофотонных детекторов по своим основным характеристикам (квантовая эффективность, уровень темнового счета, частотный диапазон работы, максимальное быстродействие и скорость счета, возможность работы в непрерывном режиме и пр.) значительно превосходящими существующие аналоги – полупроводниковые лавинные фотодиоды и фотоэлектронные умножители.

6.2. Квантовая эффективность взаимодействия одиночных фотонов ИК излучения со сверхпроводниковыми тонкопленочными NbN полосками

В научных публикациях, посвященных созданию и исследованию сверхпроводниковых однофотонных детекторов, как правило, используется и приводятся значения для нескольких видов квантовой эффективности SSPD, что часто приводит к затруднению сравнения результатов различных групп

авторов. Нами в настоящем параграфе будет также использоваться несколько определений квантовой эффективности:

- внутренняя квантовая эффективность детектора Q_{e} , определяемая как отношение количества импульсов напряжения на выходе детектора к количеству поглощенных детектором квантов излучения и выраженная в процентах;

- квантовая эффективность детектора или квантовая эффективность, приведенная к площади детектора Q_{o} – выраженное в процентах отношение количества импульсов напряжения на выходе детектора к количеству фотонов электромагнитного излучения, падающих на активную площадку SSPD;

системная квантовая эффективность Q_c – выраженное в процентах отношение количества импульсов напряжения на выходе детектора к количеству фотонов, поступающих на оптический вход приемной системы.

Отметим, что наиболее информативными являются величины Q_{s} и Q_{c} , поскольку первое значение характеризует эффективность преобразования свершившегося воздействия на сверхпроводниковую полоску единичного фотона электромагнитного излучения в выходной импульс напряжения детектора, а Q_c является величиной, характеризующей не только внутреннюю эффективность преобразования, но и полную эффективность согласования детектора с излучением. Несомненно, системная что квантовая эффективность наиболее значима в случае использования стандартизованных согласующих оптических элементов. В настоящей работе таким элементом являлось стандартное одномодовое оптическое волокно, оптимизированное на частотный диапазон 1.3-1.55 мкм (волокно, производимое компанией Corning, тип SMF-28).

В случае же использования квантовой эффективности, приведенной к чувствительной области детектора, с одной стороны, не учитывается коэффициент поглощения излучения детектором (что также может быть изменено соответствующими дополнительными оптическими элементами), а

с другой стороны, не решается вопрос о фокусировке излучения в область детектора, что создает дополнительную неопределенность, т.к. задача фокусировки излучения в область детектора, вообще говоря, зависит от соотношения рабочей площади детектора и длины волны детектируемого излучения. Другими при словами, создании сверхпроводникового однофотонного детектора субмикронных размеров (а также с учетом технологических требований к SSPD), вероятность получения детектора с высоким значением квантовой эффективности, приведенной к площади детектора, достаточно высока. Вместе с тем, сфокусировать излучение ближнего инфракрасного диапазона пространственную область В субмикронных размеров невозможно. Поэтому, рассматриваемый детектор не имеет заметной практической значимости и не может быть адекватно сравнен с детектором, имеющим, может быть, и меньшую Q_{∂} , но с чувствительной областью достаточной для реализации эффективной оптической фокусировки. Вместе с тем, определение Q_{d} имеет значение в случае оценки коэффициента поглощения излучения сверхпроводниковой структурой, а также при оценке потерь, возникающих при согласовании детектора с излучением.

На рисунке 6.2 представлена измеренная нами зависимость квантовой эффективности (Q_{∂}) одного из лучших NbN сверхпроводниковых однофотонных детекторов при рабочей температуре 2 К от приведенного тока смещения на различных длинах волн.

Отметим тот факт, что для самой короткой длины волны (или для длины волны излучения, квант которого порождает в сверхпроводнике горячее пятно максимального размера) квантовая эффективность детектора выходит на максимальное значение и при превышении тока смещения уровня $\frac{I_b}{I} \sim 0.75$ не зависит от величины I_b .



Рис. 6.2. Зависимость квантовой эффективности NbN сверхпроводникового однофотонного детектора (Q_{∂}) от приведенного тока смещения и на длинах волн: волн: • 0.56 мкм, * - 1.26 мкм, • - 1.55 мкм, полученная при рабочей температуре детектора T=2 К.

Указанная особенность нами была связана с достижением предельного значения квантовой эффективности Q_{∂} , определяемого коэффициентом поглощения излучения сверхпроводниковой структурой. Это предположение было подтверждено теоретической оценкой уровня поглощения излучения сверхпроводником (~30 %), сделанной на основе знания поверхностного сопротивления сверхпроводниковой пленки. В этом случае, внутренняя квантовая эффективность детектора составит значение, близкое к 100 % - результатом поглощения каждого фотона излучения является возникновение электрического импульса.

Вследствие уменьшения размеров нормальной области в сверхпроводнике при поглощении квантов излучения с большей длиной волны, зависимости квантовой эффективности от приведенного тока для λ =1.26 мкм и λ =1.55 мкм не испытывают насыщения, хотя и приближаются к уровню Q_{0} ~30 % и Q_{e} ~95-100 %.

Представленные зависимости квантовой эффективности были получены для лучших образцов, созданных на подложках сапфира и имеющих топологию меандра с плотностью заполнения 1/2 (отношение области меандра занятой сверхпроводниковой полоской к полной площади меандра) и 10·10 мкм². Поскольку площадью при оптическом согласовании одномодового волокна стандартного с диаметром светопроводящей сердцевины (core) 9 мкм нами было достигнуто 100 % согласование излучения с детектором, приведенные значения свидетельствуют 0 возможности реализации приемной системы с Q_c , также составляющей значения близкие к 30 %. К сожалению, лишь единицы образцов имели характеристики, близкие к представленным (не более 1% от всех изготовленных). Основной причиной при этом являлась сложность технологии изготовления детектора шириной около 100 нм и длиной ~0.5 мм при сохранении отклонения от средней ширины сверхпроводниковой полоски не более чем 5 нм.

Для оптимизации процесса изготовления детектора и повышения выхода годных структур в работе было предложено использование детекторов в форме меандра меньшей площади. В предположении, что пространственное распределение выходной мощности излучения из стандартного оптического светопроводящей 9 мкм диаметром жилы соответствует волокна С распределению Гаусса, легко получить, что при использовании детектора с площадью меандра 7.7 мкм² оптическое согласование составит значение более 90 %. По сравнению же с детектором, имеющим площадь 10·10 мкм², детектор площадью 7.7 мкм² имеет длину более, чем в два раза меньшую (~2.45 мм), существенно упрощает задачу ЧТО изготовления таких детекторов. Отметим, что при создании детекторов площадью 7.7 мкм² количество детекторов, обладающих предельной квантовой эффективностью

было увеличено в несколько раз. Выход детекторов с улучшенными значениями квантовой эффективности (как Q_{∂} , так и Q_c) был увеличен до нескольких процентов (5-10 %).

Для увеличения поглощения излучения сверхпроводниковой пленкой в работе также были использованы резонаторные структуры на основе Si с SiO₂, подложек осажденным слоем оптимизированным ДЛЯ телекоммуникационных длин волн 1.3-1.5 мкм (слой SiO₂ составляет $\lambda/4$ от длины волны детектируемого излучения). При использовании таких структур излучение, поступающее на детектор со стороны NbN, отражается от кремния и от нижнего слоя NbN, интерферирует и дает максимум интерференционной картины в области нахождения чувствительного слоя детектора. Зависимости квантовой эффективности от тока смещения для таких структур, интегрированных с одномодовым оптическим волокном для длин волн 1.3 мкм и 1.55 мкм (т.е. измерения Q_c) представлены на рисунке 6.3. Максимальная системная квантовая эффективность таких детекторов достигает значений близких к 50 %. Если же характеризовать приемник квантовой эффективностью, реализуемой на уровне 10 темновых отсчетов (поскольку значение максимальной квантовой эффективности может быть искусственным образом увеличено, например, путем уменьшения входной мощности излучения), то значения Q_c составят 45 % и 35 % на длинах волн 1.3 мкм и 1.55 мкм соответственно. Отмечу, что на сегодняшний день это лучшие экспериментальные значения системной квантовой эффективности.

Определяющее влияние четвертьволнового резонатора при увеличении Q_c подтверждается рисунком 6.4, на котором представлены измеренная на спектрометре зависимости квантовой эффективности приемника от длины волны излучения в диапазоне λ =0.6-1.7 мкм и расчетная теоретическая зависимость.



Рис. 6.3. Зависимость квантовой эффективности приемной системы на основе SSPD на длине волны • - λ =1.3 мкм, • - λ =1.55 мкм и уровня темнового счета (•) от тока, смещающего детектор.

Представленные зависимости были получены при использовании в расчетах и в эксперименте не поляризованного излучения и фактически совпадают во всем интервале длин волн. Отклонение в области длинных волн экспериментальной и теоретической зависимостей определяется полосой пропускания кварцевого волокна, которая не была учтена в теоретических расчетах. На графике также представлены полученные в эксперименте значения системной квантовой эффективности на длинах волн λ =1.3 мкм и λ =1.55 мкм и при использовании поляризованного излучения в его лучшей пространственной ориентации.



Рис. 6.4. О, О - экспериментальная и теоретическая зависимости квантовой эффективности приемной системы на основе SSPD на длинах волн в диапазоне λ =0.6 мкм - 1.7 мкм в случае детектирования неполяризованного излучения, \star - лучшие значения квантовой эффективности приемной системы на основе SSPD при детектировании поляризованного излучения на длинах волн λ =1.3 мкм и λ =1.55 мкм.

Учитывая разность квантовой эффективности сверхпроводникового однофотонного детектора при детектировании поляризованного И неполяризованного излучения (1.5-2 раза), что, по-видимому, определяется полным сопротивлением структуры в направлении сверхпроводниковых полосок и в направлении перпендикулярном полоскам, можно заключить, эффективность что измеренная квантовая при детектировании поляризованного излучения также подтверждает определяющий вклад дополнительного SiO₂ слоя.

В заключение настоящего параграфа отмечу, что в случае использования ДЛЯ сверхпроводникового однофотонного детектора подложки ИЗ двухстороннего полированного сапфира, совмещение детектора с волокном возможно при использовании оптического микроскопа и одновременном наблюдении через подложку активной области детектора и светопроводящей жилы оптического волокна. При использовании же детектора на кремниевой подложке с резонансным слоем SiO₂ указанный метод реализовать не возможно. Для совмещения SSPD, выращенного на Si подложке с излучением нами был разработан метод прецизионного позиционирования чувствительного элемента сверхпроводникового однофотонного детектора с обратной связью относительно пучков оптического излучения малого сечения. Суть метода состоит в следующем.

Изменение уровня падающей мощности на чувствительный элемент сверхпроводникового однофотонного детектора приводит к возникновению эффекта электронного разогрева в чувствительном элементе детектора и изменению температуры электронов чувствительного элемента детектора с частотой, соответствующей изменению уровня падающей мощности. Изменение электронной температуры чувствительного элемента детектора происходит в широком интервале температур решетки, включая нормальные Поэтому условия. при условии смещения сверхпроводникового однофотонного детектора постоянным током И освещении его модулированным излучением, на контактах детектора возникнет электрический сигнал на частоте модуляции излучения и при Т=300 К. Возникающий сигнал пропорционален абсолютному изменению уровня падающей на чувствительный элемент мощности и току смещения.

Таким образом, при позиционировании чувствительного элемента детектора относительно пучка излучения с сечением, сравнимым с размером чувствительной области детектора (в том числе и излучения светопроводящей сердцевины оптического волокна), в качестве параметра, определяющего качество совмещения, может быть использована величина

электрического сигнала, причем максимум сигнала будет соответствовать наилучшему совмещению.

И наоборот, зная геометрические размеры и характер распределения мощности в световом пучке, а так же максимальное значение сигнала, можно определить расстояния, на которые детектор разсовмещен со световым пучком.

Таким образом, использование описанного метода состояло в отыскании такого пространственного положения сверхпроводникового однофотонного детектора относительно одномодового волокна, при котором отклик на изменение мощности излучения, подводимой к чувствительному элементу детектора посредством волокна максимален. Существенным особенностью данного метода является его применимость в широком интервале температур, включая комнатные температуры, которые значительно выше оптимальной рабочей температуры детектора.

6.3. Время релаксации в сверхпроводящее состояние тонкопленочных NbN полосок при нарушении сверхпроводимости ИК фотонами

Максимальная скорость счета однофотонного детектора или минимальное время между регистрацией двух последовательных фотонов является одной из основных и важнейших характеристик квантового детектора. Поэтому практически с открытия эффекта однофотонного детектирования узкими и тонкими полосками сверхпроводника одиночных квантов видимого и инфракрасного излучения нами проводились измерения указанной характеристики.

Первоначально работая со сверхпроводниковыми детекторами в виде одиночных мостиков длиной в несколько микрометров (~1-2 мкм) и детекторами в виде меандра малой площади (2.2 мкм², что соответствовало длине сверхпроводниковой полоски ~20 мкм) нами были получены импульсы напряжения сверхпроводникового детектора длительностью около 150 пс и зарегистрированы фотоны с частотой следования 2 ГГц (рисунок 6.5).



Время, 1 нс/деление

Рис. 6.5. Зависимость сигнала с SSPD при различной частоте следования фотонов: а) частота следования фотонов лазерного излучения составляет 1 ГГц, б) частота следования фотонов лазерного излучения составляет 2 ГГц.

Таким образом, была продемонстрирована принципиальная возможность получения сверхпроводниковых однофотонных детекторов имеющих быстродействие в несколько ГГц. Вместе с максимальное тем, при реализации практических детекторов, возможных К сопряжению co оптическими одномодовыми волокнами И стандартными имеющими топологию меандра, покрывающую площадь 10·10 мкм², быстродействие приемников падало. Причиной ограничивающей быстродействие SSPD при увеличении его площади, а, следовательно, и длины сверхпроводниковой полоски, является кинетическая индуктивность [330].

Действительно, кинетическая индуктивность вводимая, как коэффициент пропорциональности между дифференциалом от плотности тока, протекающего в сверхпроводниковой структуре, и напряженностью электрического поля, численно представляется как:

$$L_k = \frac{4\pi\lambda_L^2}{d} \cdot \frac{l}{w}$$
(6.2),

где λ_{L} - глубина проникновения магнитного поля, а *d* , *l* , *w* - толщина, длина и ширина сверхпроводниковой полоски. Для длинных сверхпроводниковых полосок, изготовленных на основе ультратонких пленок, кинетическая индуктивность на несколько порядков величины превышает магнитную [331] индуктивность И должна быть учтена анализе работы при сверхпроводникового детектора. Авторами [330] была предложена модель сверхпроводникового детектора, показанная на рисунке 6.6, в которой сверхпроводниковый детектор был представлен набором трех основных элементов – кинетической индуктивности детектора L_k , сопротивления R_n (сопротивление детектора при образовании импульса напряжения при поглощении единичного фотона) и ключа К, размыкающегося при срабатывании детектора.



Рис. 6.6. Модель SSPD детектора, предложенная в работе [330]. L_k – кинетическая индуктивность детектора, R_n - сопротивление детектора при образовании импульса напряжения, K - ключ.

При срабатывании детектора и размыкании ключа K, детектор представляет собой последовательно соединенные L_k и R_n . При этом ток в сверхпроводниковой полоске начинает уменьшаться от его первоначального значения I_b до некого значения I_n , определяемого из соотношения

$$I_n = I_b \cdot \frac{50}{50 + R_n} \ (6.3),$$

в котором предполагается, что входное сопротивление источника смещения составляет 50 Ом. Одновременно с уменьшением тока происходит увеличение напряжения. Характерное время нарастания напряжения и уменьшения тока τ_{rise} может быть найдено из соотношения:

$$\tau_{rise} = \frac{L_k}{50 + R_n} \quad (6.4).$$

Ток смещения детектора уменьшается до некоторого значения, при котором джоулев разогрев полоски становится меньше потерь энергии электронов вследствие их релаксации из неравновесного состояния, после чего детектор возвращается в сверхпроводящее состояние, напряжение и ток принимают свои первоначальные значения с характерным временем τ_{fall} , определяемым из соотношения:

$$\tau_{fall} = \frac{L_k}{50} \ (6.5).$$

Представленная модель полностью согласуется с результатами экспериментов по исследованию формы импульса сверхпроводникового однофотонного детектора, возникающего при детектировании одиночных квантов [332] и объясняет измеренную нами длительность импульса напряжения SSPD с активной областью 10·10 мкм², представленную на рисунке 6.7. Рисунок демонстрирует, что длительность сигнала такого детектора, определенная на полувысоте импульса напряжения соответствует 7 нс. Полная длительность сигнала не превышает 15 нс, что позволяет в практических устройствах регистрировать импульсы с максимальной частотой следования около 70 МГц.

Отметим, что для корректного измерения импульса напряжения сверхпроводникового однофотонного детектора требуется усилительный тракт частотного диапазона, охватывающего частоты, определяемые характерными временами нарастания (τ_{rise}) и спада (τ_{fall}) импульса напряжения. В случае невыполнения этого условия, измеряемый сигнал

будет сильно искажен, что можно наблюдать в ряде первых работ по исследованию сверхпроводникового однофотонного детектора.

Также отметим, что к настоящему времени предложено и исследуются несколько новых методов для дальнейшего повышения быстродействия или максимальной скорости сверхпроводниковых однофотонных счета [333 - 335],кинетической детекторов основанных на понижении индуктивности SSPD путем разбиения сверхпроводниковой полоски на участки меньшего размера и их параллельное соединение. Проведенные к настоящему времени измерения показывают перспективность предложенных методов, но являются не полностью законченными и требуют продолжения работ.



Рис. 6.7. Зависимость напряжения на выходе сверхпроводникового однофотонного детектора с активной областью 10·10 мкм² при поглощении одиночного фотона ИК диапазона. Масштаб: по горизонтальной оси – 10 нс/деление, по вертикальной оси 20 мВ/деление.

6.4. Предельно достижимый уровень шумов сверхпроводниковой тонкопленочной NbN полоски, как счетчика ИК фотонов

Несмотря на то, что использование экранированного от излучения детектора не возможно, измерение темнового счета сверхпроводникового однофотонного детектора в условиях полной экранировки от внешнего излучения позволяет экспериментально получить предельное значение его шумов или уровня темновых отсчетов. На рисунке 6.8 представлена зависимость темновых отсчетов SSPD в зависимости от приведенного тока смещения SSPD детектора при температуре 4.2 К и в условиях полной экранировки устройства экраном с температурой 4.2 К.



Рис. 6.8. Зависимость количества темновых отсчетов сверхпроводникового однофотонного детектора от приведенного тока смещения I_b/I_c , где I_b - ток смещения детектора, I_c – критический ток. Измерения выполнены при температуре 4.2 К и в условиях полной экранировки детектора от внешнего излучения экраном с температурой 4.2 К.

Зависимость носит экспоненциальный характер (темновой счет ~ $e^{\frac{\pi}{I_c}}$) во всем диапазоне исследованных токов детектора (0.89< I_b/I_c <0.997) и при

изменении уровня темнового счета на восемь порядков величины (от 10^4 c^{-1} до 10^{-4} c^{-1}). Минимальное измеренное значение уровня темнового счета составило $2 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$ при $I_b/I_c=0.89$ и, фактически, было ограничено временем эксперимента, составляющим около 8 часов, за которые удавалось зарегистрировать лишь несколько темновых отсчетов.

Для сравнения детекторов одиночных фотонов с интегральными детекторами часто используется NEP – мощность, эквивалентная шуму, которая для квантовых детекторов может быть найдена как [336]:

$$NEP = \frac{hv}{QE}\sqrt{2D} \quad (6.6),$$

где *hv* - энергия падающего фотона.

В наиболее важном в практическом использовании сверхпроводниковых однофотонных детекторов диапазоне длин волн (λ =1.3-1.5 мкм) для NEP SSPD с учетом измеренной квантовой эффективности (параграф 6.2, гл.6), достигающей QE=44% для λ =1.3 мкм и QE=35% для λ =1.55 мкм, получим: NEP $_{\lambda=1.3 \text{ мкм}}$ =4.9·10⁻²³ ВтГц^{-1/2} и NEP $_{\lambda=1.55 \text{ мкм}}$ =6.16·10⁻²³ ВтГц^{-1/2}. Отметим, что столь низкие значения эквивалентной мощности шума в настоящее время не достижимы для интегральных детекторов. К тому же, уровень темнового счета сверхпроводникового однофотонного детектора может быть дополнительно понижен при уменьшении тока смещения детектора, фактически с сохранением постоянства значения квантовой эффективности.

Вместе c указанное NEP сверхпроводникового тем. значение однофотонного детектора экспериментально является значением, полученным из измерений уровня темнового счета детектора в условиях его полной экранировки от внешнего излучения. При практической реализации приемника на основе SSPD и подведении к нему детектируемого излучения всегда присутствует засветка фоновым излучением, которая ограничивает, как минимальный уровень темнового счета детектора, так и значение его NEP. При использовании стандартного одномодового волокна нам удалось минимизировать значение фоновой подсветки, максимум которой находился вне полосы пропускания стандартного одномодового волокна оптимизированного на длины волн 1.3-1.55 мкм.

Как правило, стандартное телекоммуникационное оптическое одномодовое кварцевое волокно используется в так называемых «окнах прозрачности» кварца соответствующим длинам волн 0.85 мкм, 1.3 мкм и 1.55 мкм (рисунок 6.9). Действительно, на указанных длинах волн затухание в кварцевом волокне минимально. Например, для лучших современных λ=1.55 мкм составляет 0.154 дБ/км. волокон на затухание В более длинноволновой области спектра коэффициент затухания быстро растет, что обусловлено возрастанием поглощения в ИК области.



Рис. 6.9. Зависимость затухания в кварцевом волокне от длины волны распространяющегося излучения. Цифрами обозначены окна прозрачности кварцевого волокна: I - 0.85 мкм, II - 1.3 мкм, III - 1.55 мкм.

Вместе с тем, многие марки кварца имеют дополнительные, но менее выраженные максимумы пропускания на длинах волн 2.3 мкм и 3.3 мкм (рисунок 6.10). В случае если длина используемого кварцевого волокна не велика, и источником фонового излучения для детектора является источник с высокой температурой (в нашем эксперименте таким источником являлось, фактически, черное тело с температурой ~300 K), то влияние дополнительной подсветки на длинах волн 2.3 мкм и 3.3 мкм может быть существенным, поскольку спектральная плотность излучения, например, на λ =3.3 мкм на шесть порядков величины больше, чем для λ =1.5 мкм (рисунок 6.11).



Рис. 6.10. Коэффициент пропускания кварцевых стекол марок КУ-1 и КС-4В толщиной 10 мм [337].

Для проверки представленного предположения нами были произведены измерения уровня темновых отсчетов детектора при различной длине оптического волокна, охлажденного до гелиевой температуры (рисунки 6.12 и 6.13).



Рис. 6.11. Спектральная плотность излучения абсолютно черного тела при температуре 300 К. Стрелками указана спектральная плотность излучения для длин волн 1.55 мкм, 2.3 мкм, 3.3 мкм.

Как и рисунок 6.8, рисунок 6.12 демонстрирует, что в отсутствии фонового излучения у детектора наблюдается монотонная зависимость темновых срабатываний от приведенного тока. При наличии фонового излучения характер этой зависимости изменяется – при уменьшении приведенного тока наблюдается переход к более пологой значения зависимости, обусловленной срабатыванием детектора под действием фонового излучения. При охлаждении части одномодового оптического волокна значение приведенного тока смещения детектора, соответствующее зависимости темновых отсчетов, начинает зависеть от длины смене охлажденной части оптического волокна. Зависимость темновых отсчетов в точке начала влияния фонового излучения от приведенного тока смещения детектора представлена на рисунке 6.13. В полулогарифмическом масштабе зависимость является прямой линией и показывает, что для достижения меньших значений темновых срабатываний в точке начала влияния фонового излучения необходимо увеличивать длину охлажденной части оптического волокна. Минимальное достигнутое нами значение темновых срабатываний детектора, сопряженного со стандартным одномодовым волокном SMF 28, в точке смены зависимости составило R_{dk} =0.1 с⁻¹. Соответствующая этой точке системная квантовая эффективность (Q_c) составила 10 % на длине волны λ =1.55 мкм, что соответствует системной мощности эквивалентной шуму, равной NEP=5.7·10⁻²¹ Вт·Гц^{-1/2}.



Рис. 6.12. Зависимость темновых отсчетов сверхпроводникового однофотонного детектора, сопряженного со стандартным одномодовым волокном SMF 28, от приведенного тока, при температуре 4.2 К и при различной длине оптического кабеля (*L*), охлажденного до гелиевой температуры: \blacksquare - *L*=0.2 м, \bullet - *L*=1.2 м, \blacktriangle - *L*=2.2 м, ∇ - детектор экранирован от излучения.

Дальнейшее исследование влияния охлаждения оптического волокна ДЛЯ минимизации уровня темновых отсчетов сверхпроводникового однофотонного детектора, сопряженного с одномодовым волокном показало, что возможно охлаждение волокна и до азотных температур, фактически с сохранением минимального уровня темновых отсчетов или значения системной NEP.



Рис. 6.13. Зависимость темновых отсчетов сверхпроводникового однофотонного детектора, сопряженного со стандартным одномодовым волокном SMF 28 при температуре 4.2 К от длины оптического кабеля (*L*), охлажденного до гелиевой температуры.

6.5. Временная нестабильность нарушения сверхпроводимости в тонкопленочной NbN полоске при поглощении ИК фотонов

Одной из основных характеристик счетчика или детектора одиночных фотонов является временное разрешение или, применительно к SSPD, временная нестабильность переднего фронта возникающего при поглощении кванта излучения импульса напряжения или, в соответствии с принятой в англоязычной литературе терминологией, джиттер (jitter). Поскольку уже первые измерения после открытия эффекта детектирования одиночных фотонов ИК излучения узкими сверхпроводниковыми полосками временной SSPD нестабильности импульса напряжения показали, ЧТО джиттер сверхпроводниковых детекторов значительно меньше, чем джиттер существующих аналогов (полупроводниковых счетчиков фотонов И вакуумных фотоумножителей), то исследованию этой характеристики было посвящено много научных работ, в том числе, и с участием автора настоящей работы [например, А6 - А9]. Наиболее же полное и систематическое исследование представлено в [338].

Отметим, что, прежде всего, для корректного и правильного измерения временной нестабильности импульса напряжения необходимо использовать элементы тракта выходного сигнала не искажающие форму импульса. В частности, элементы усилительного тракта (адаптеры смещения, усилители) должны иметь верхнюю границу частотного диапазона не искажающую передний фронт импульса напряжения с однофотонного детектора. Нами экспериментально было установлено, что увеличение верхней границы усилительного тракта до 2 ГГц позволяет понизить измеряемый джиттер детектора. Дальнейшее увеличение частотного диапазона усилителей фактически не влияет на временное разрешение сверхпроводникового однофотонного детектора.

Кроме того, джиттер сверхпроводникового детектора зависит от его плотности критического тока. Для двух детекторов с одинаковой топологией временная нестабильность возникающего импульса напряжения будет меньшей для детектора с большим током смещения, т.к. для этих детекторов время возникновения импульсов одинаково, а величина импульса напряжения пропорциональна току смещения. Таким образом, качество сверхпроводниковой пленки является одним из факторов, определяющим временное разрешение SSPD.

Как было показано в [338], флуктуации транспортного тока сверхпроводникового детектора и флуктуации параметра порядка (а вместе с ним и изменения тока распаривания сверхпроводящих пар), не могут являться причиной возникновения измеряемой временной нестабильности SSPD, вследствие их малости. Единственной причиной, дающей при теоретическом рассмотрении динамики возникновения импульса напряжения SSPD временные нестабильности, соответствующие реально измеряемым, является флуктуация отношения размера «горячего пятна», возникающего при поглощении фотона, к ширине сверхпроводниковой полоски в области поглощения излучения. Поскольку, размер «горячего пятна» определяется энергией кванта поглощенного излучения, а также структурными свойствами сверхпроводниковой пленки, которые являются достаточно однородными на масштабах активной области детектора (~10.10 мкм²) (см. гл. 2 настоящей работы), основной причиной временной нестабильности возникающего импульса напряжения SSPD является случайное отклонение ширины сверхпроводниковой полоски вдоль ее длины, определяемое технологией создания сверхпроводниковых наноструктур. Этот обстоятельство объясняет тот факт, что измеряемые значения джиттера сверхпроводниковых однофотонных детекторов зависят от размера их активной области и плотности заполнения сверхпроводника (или длины сверхпроводниковой полоски), а также испытывают случайные отклонения даже для SSPD одинаковой топологии.

Нами джиттер был измерен стандартной технологии ПО С использованием импульсного одиночных фотонов с лазера частотой повторения 1 ГГц и частотами 1.55 мкм и 778 нм. Запускающий импульс лазера являлся и синхронизирующим импульсом для осциллографа Tektronix с полосой 50 ГГц, на который подавался и сигнал со сверхпроводникового однофотонного детектора. После многократных измерений времени между указанными ДВУМЯ импульсами, строилась стандартная гистограмма, являющаяся одним из программных продуктов, инсталлированных в Tektronix срабатываний И показывающая количество детектора, состоявшихся в узком временном окне после запускающего импульса. Время на полувысоте построенной гистограммы (full width at half maximum -

FWHM) и принималось за джиттер системы Δt_s . Поскольку временная нестабильность используемого лазера составляла значение меньшее, чем τ_L =70 фс, а осциллографа находилась в диапазоне τ_{oc} =0.8-1.2 пс, измеряемая временная нестабильность системы Δt_s на уровне нескольких десятков пикосекунд была практически полностью обусловлена джиттером SSPD (Δt_d), т.к.:

$$\Delta t_s^2 = \tau_L^2 + \tau_{oc}^2 + \Delta t_d^2 \ (6.7).$$

Лучшее значение джиттера, измеренное нами для образца с активной областью 10·10 мкм² и с использованием вышеописанной методики, составило 18 пс (рисунок 6.14).



Рис. 6.14. Нормированная гистограмма временной нестабильности переднего фронта импульса напряжения сверхпроводникового однофотонного детектора с активной областью 10.10 мкm^2 . Временная нестабильность, измеренная на полувысоте гистограммы (full width at half maximum - FWHM), составляет 18 пс.

На сегодняшний день это лучшее, экспериментально измеренное значение временного разрешения SSPD, согласованного со стандартным одномодовым волокном. Типичные же значения джиттера, измеренные нами во многих научно-исследовательских лабораториях мира для детекторов с активной областью 7.7 мкм² и 10.10 мкм² составляют 30-40 пс.

6.6. Практическая реализация приемников одиночных фотонов инфракрасного диапазона на основе сверхпроводниковых тонкопленочных NbN полосок

Проведенное детальное исследование сверхпроводниковых однофотонных детекторов, значительно лучшие характеристики последних в сравнении с существующими аналогами, привело к созданию коммерческого продукта – однофотонных приемников, успешно коммерциализуемых в настоящее время компанией СКОНТЕЛ, созданной сотрудниками Учебно-научного радиофизического центра МПГУ.

Компанией реализуются приемники двух типов: основанные на машине замкнутого цикла и не требующие жидких хладореагентов, и охлаждаемые посредством жидкого гелия с использованием стандартного транспортного сосуда Дьюара. Схематическое устройство второго типа приемника представлено на рисунке 6.15.

Приемник может иметь один, два или несколько независимых каналов регистрации фотонов, необходимых для проведения корреляционных измерений, измерений временных интервалов между сигналами отдельных каналов, проведения одновременной и независимой регистрации фотонов в каждом канале. Наиболее востребованным приемником является приемник с двумя независимыми каналами.



Рис. 6.15. Схематическое устройство приемника одиночных фотонов на основе вставки в стандартный транспортный сосуд Дьюара.

Основными составляющими приемника с двумя независимыми каналами являются (рис. 6.15 a):

- Криогенная вставка в транспортный сосуд Дьюара снабженная:

- двумя одномодовыми оптическими волокнами, с FC разъемами для ввода излучения;

- двумя SSPD детекторами;

- двумя коаксиальными кабелями для съема импульса напряжения;
- датчиком давления;
- датчиком температуры.

- Контрольный блок оснащенный:

- блоком смещения детекторов постоянным током;
- блоком измерения температуры и давления;
- блоком усиления сигналов детекторов.

- Система откачки паров гелия, включающая:

- насос;
- блок регулирования давления.

Посредством стандартного одномодового оптического волокна (Corning SMF-28) исследуемое излучение подается на чувствительный элемент системы - сверхпроводниковый однофотонный детектор. Для достижения лучших характеристик детекторов в системе реализована их рабочая температура равная 1.6 К, достигаемая путем откачки паров гелия из малого внутреннего объема двухстенной вставки, соединенного с объемом Дьюара посредством капилляра (рис. 6.15 б). Время выхода на рабочую температуру при первичном охлаждении вставки составляет около 50 мин. При повторном охлаждении вставки, находящейся в Дьюаре, время выхода на рабочую температуру составляет не более 15 минут за счет поддержания постоянства уровня жидкого гелия в ней, за что ответственен блок регулирования

давления. Для предотвращения засорения капилляра система оснащена фильтром жидкого Не.

Контрольный блок выполняет несколько основных функций. Во-первых, сервисные функции измерения рабочей температуры детекторов и давления внутри вставки. Кроме того, контрольный блок смещает детекторы постоянным электрическим током и усиливает сигнал, возникающий на детекторах при поглощении фотонов.

При использовании рассматриваемой системы у пользователя имеется стандартный вход оптического излучения – одномодовое волокно с FC разъемом и стандартный выход сигнала детекторов – SMA разъем. Использование транспортного сосуда Дьюара объемом, например, 60 литров, позволяет проводить измерения на протяжении двух месяцев работы. Фотография созданного приемника представлена на рисунке 6.16.



Рис. 6.16. Фотография двухканального приемника одиночных фотонов инфракрасного диапазона, основанного на вставке в транспортный сосуд Дьюара.

Другой тип приемника одиночных фотонов, предлагаемый компанией «СКОНТЕЛ» – приемник на основе криорефрижератора замкнутого цикла. По сравнению с приемником на основе вставки в транспортный сосуд Дьюара, этот приемник не требует жидких хладореагентов, что является его неоспоримым преимуществом. Фактически, потребитель нуждается только в источнике электрического питания такого приемника, что делает последний свободно используемым не только подготовленным персоналом, знакомым с криогенной техникой. Можно утверждать, что рынок приемников на основе вставок в транспортный сосуд Дьюара это рынок научного приборостроения. Рынок же приемников на основе криорефрижераторов замкнутого цикла – рынок, ориентированный на практическое использование приемников конечными пользователями, например, при создании систем квантовой криптографии или при использовании SSPD в медицине.

Вместе с тем, криорефрижераторы замкнутого цикла на основе Не₄ 2.8-3 К. имеют минимальную температуру охлаждения При такой температуре квантовая эффективность SSPD ниже, чем при температуре в 1.6 К, достижимой во вставке в транспортный сосуд Дьюара (см. таблицу криорефрижератора 6.1). Кроме того, стоимость замкнутого цикла значительно выше, чем вставки в транспортный сосуд Дьюара, что, несомненно, увеличивает конечную стоимость всего приемника. Вместе с тем, при создании многоканальных приемных систем, влияние стоимости рефрижератора заметно снижается.

К настоящему времени, компанией СКОНТЕЛ поставлено более чем 100 приемных систем в ведущие научные центры Институтов, Университетов, научные подразделения коммерческих компаний большинства стран Европы: Германию, Францию, Италию, Бельгию, Англию, Испанию, Швецию, Швейцарию, Нидерланды, Польшу, а также в США, Японию, Китай, Израиль, Канаду.

Таблица 6.1. Характеристики приемных систем одиночных фотонов, реализуемых компанией «СКОНТЕЛ».

Тип приемника		1**	2***
Характеристика*			
Рабочая температура		1.6 K	2.8 K
Квантовая	λ=1.3 мкм	>25 %	>18 %
эффективность,			
приведенная к	λ=1.55 мкм	>20 %	>15 %
оптическому			
входу приемника			
Уровень темнового счета		<10 отсчетов за секунду	
Амплитуда	выходного	>150 мВ	
импульса напряжения			
Длительность	импульса	<10 нс	
напряжения (dead time)			
Временное разрешение (Jitter)		< 50 пс	

* - указана характеристика для каждого канала приемника.

** - приемник на основе вставки в стандартный транспортный сосуд Дьюара.

*** - приемник на основе рефрижератора замкнутого цикла (Sumitomo RDK-205 D).

6.7. Выводы

Основные результаты работы, представленные в настоящей главе:

1. Экспериментально продемонстрирована возможность детектирования узкими полосками сверхпроводника NbN, находящимися при температуре 4.2 К и ниже, одиночных фотонов видимого и инфракрасного излучений. Режим однофотонного детектирования реализуется при токе смещения сверхпроводниковой полоски, близком к критическому току при данной температуре. В случае смещения меньшими токами возможно детектирование одновременного поглощения двух и трех фотонов излучения.

 На основе NbN наноструктур созданы однофотонные детекторы, внутренняя квантовая эффективность которых достигает значений 95-100 % при регистрации излучения в диапазоне длин волн λ=0.56-1.55 мкм.

3. Реализовано эффективное оптическое согласование принимаемого излучения со сверхпроводниковым однофотонным детектором. Лучшая системная квантовая эффективность, т.е. эффективность, приведенная к оптическому входу приемной системы, составляет значения 45 % и 35 % на длинах волн λ =1.3 мкм и λ =1.55 мкм соответственно.

4. Экспериментально продемонстрировано, что максимальная скорость счета сверхпроводникового однофотонного детектора на основе NbN наноструктур может достигать значения в 2 ГГц. Максимальная скорость счета NbN сверхпроводниковых детекторов, имеющих активную область 10.10 мкм², составляет более 70 МГц.

5. Экспериментально измеренное минимальное количество темновых отсчетов экранированного NbN сверхпроводникового однофотонного 10^{-4} отсчетов составило В детектора секунду, что соответствует $NEP_{\lambda=1.55 \text{ MKM}} = 6.16 \cdot 10^{-23} \text{ Bt} \cdot \Gamma \text{u}^{-1/2}.$ Минимальное достигнутое значение срабатываний темновых детектора, сопряженного co стандартным одномодовым волокном SMF 28, составило 0.1 отсчетов в секунду, что соответствует системной эквивалентной мощности шуму, равной $NEP_{\lambda=1.55 \text{ mkm}} = 5.7 \cdot 10^{-21} \text{ Bt} \cdot \Gamma \mathfrak{u}^{-1/2}.$

6. Лучшее измеренное временное разрешение (джиттер) сверхпроводникового однофотонного детектора с активной областью 10.10 мкm^2 составляет Δt_d =18 пс. Джиттер SSPD определяется топологией детектора; существующая технология сверхпроводниковых детекторов

позволяет достичь типичных значений Δt_d =30-40 пс для детекторов с активной областью 7.7 мкм² и 10.10 мкм².

7. На основе NbN сверхпроводниковых однофотонных детекторов созданы коммерческие приемные системы ближнего инфракрасного диапазона (λ =1.3-1.55 мкм), успешно реализуемые во многих странах мира.

Заключение

Основные результаты и выводы, полученные в диссертационной работе, могут быть сформулированы следующим образом:

1. Обнаружено новое физическое явление перехода в нормальное состояние NbN тонкопленочных сверхпроводниковых наноструктур, находящихся при температуре ниже температуры сверхпроводящего перехода и смещенных транспортным током, близким к критическому току сверхпроводника, при поглощении одиночных фотонов видимого и ИК излучения. Нарушение сверхпроводимости происходит при одновременном поглощении одного, двух или более фотонов.

Детальное исследование обнаруженного эффекта позволило создать принципиально новый класс однофотонных детекторов ближнего ИК диапазона, значительно превосходящих существующие аналоги полупроводниковые лавинные диоды и фотоэлектронные умножители. Проведена успешная апробация разработанных детекторов при тестировании больших интегральных микросхем, в квантовой коммуникации и квантовой криптографии, тестировании разрабатываемых однофотонных при излучателей, в квантовой оптической томографии.

2. Впервые методом миллиметровой спектроскопии В квазиравновесных условиях измерено время энергетической релаксации $\tau_e 2D$ электронного газа гетероструктур AlGaAs/GaAs в широком интервале температур, а также при влиянии магнитного поля, перпендикулярного поверхности гетероперехода и в зависимости от концентрации двумерных электронов. Выделены температурные интервалы доминирования различных механизмов релаксации 2D электронов AlGaAs/GaAs гетероструктур с участием акустических и оптических фононов; определен вклад в темп энергетической релаксации 2D электронов в магнитном поле переходов носителей заряда внутри последнего занятого уровня Ландау И межуровневых переходов.
Ha энергетической основе изученных процессов разогрева И релаксации 2D носителей заряда В гетеропереходах AlGaAs/GaAs разработаны, И исследованы высокочувствительные созданы И быстродействующие приемники терагерцового диапазона с фононным каналом охлаждения горячих электронов.

3. Исследованы особенности электронного разогрева и дальнейшей энергетической релаксации электронов посредством электрон-фононного взаимодействия в сверхпроводниковых NbN наноструктурах при поглощении излучения терагерцового диапазона (0.7-30 ТГц). Посредством акустического согласования на границе сверхпроводниковая пленка – подложка достигнуто рекордно малое время релаксации горячих электронов.

На основе сверхпроводниковых тонкопленочных NbN структур созданы гетеродинные приемники терагерцового диапазона, обладающие рекордными значениями шумовой температуры, полосы преобразования, оптимальной мощности гетеродинного источника.

4. Исследованы процессы роста на различных диэлектрических подложках ультратонких (до 2 нм) сверхпроводниковых пленок NbN. Разработана технология создания тонкопленочных NbN структур с характерными размерами в несколько десятков нанометров с основными сверхпроводящими характеристиками, близкими к их значениям в объемном Разработанная технология включает материале. создание К сверхпроводниковым наноструктурам контактной металлизации с предельно малым значением контактного сопротивления, а также разработку топологии основанных на NbN структурах приемников терагерцового и инфракрасного диапазонов, обладающих рекордными значениями чувствительности и быстродействия. Разработанная технология применима ДЛЯ создания тонкопленочных наноструктур и на основе других сверхпроводниковых и металлических материалов.

289

Работа выполнена на кафедре общей и экспериментальной физики факультета физики и информационных технологий МПГУ.

Автор считает своим долгом искренне поблагодарить доктора физико – математических наук, профессора Гольцмана Григория Наумовича, который являлся его научным наставником на протяжении всей профессиональной деятельности.

Автор благодарит коллег Учебно-научного радиофизического центра МПГУ и ЗАО «Сверхпроводниковые нанотехнологии» за помощь и дружеское участие в процессе проведения исследований.

Публикации автора в журналах из Перечня ведущих рецензируемых научных журналов и изданий ВАК

A1. G.Gol'tsman, O.Okunev, G.Chulkova, A.Lipatov, A.Semenov, <u>K.Smirnov</u>, B.Voronov, A.Dzardanov, C.Williams, and R.Sobolewski Picosecond superconducting single-photon optical detector // Applied Physics Letters. – 2001.
- V. 79. - N. 6. – Р. 705-707. (авторский вклад 30%)

A2. G.Gol'tsman, O.Okunev, G.Chulkova, G.Lipatov, A.Dzardanov, <u>K.Smirnov</u>, A.Semenov, B.Voronov, C.Williams and R.Sobolewski - Fabrication and properties of an ultrafast NbN hot-electron single-photon detector // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 2001. – V. 11. – P. 574-577. (авторский вклад 40%)

A3. A.Lipatov, O.Okunev, <u>K.Smirnov</u>, G.Chulkova, A.Korneev, P.Kouminov, G.Gol'tsman, J.Zhang, W.Slysz, A.Verevkin, R.Sobolewski An Ultrafast NbN Hot-Electron Single-Photon Detector for Electronic Applications. // Superconductor Science and Technology. – 2002. – V. 15. – P. 1689–1692. (авторский вклад 25%)

A4. R.Sobolewski, Y Xu X Zhang, C.Williams, J.Zhang, A.Verevkin, G.Chulkova, A.Korneev; A.Lipatov; O.Okunev; <u>K.Smirnov</u>; G.Gol'tsman Spectral sensitivity of the NbN single-photon superconducting detector // IEICE Transactions on Electronics. – 2002. - V. E85-C. – N. 3. – P. 797-802. (авторский вклад 20%).

A5. A.Verevkin, J.Zhang, R.Sobolewski, A.Lipatov, O.Okunev, G.Chulkova, A.Korneev, <u>K.Smirnov</u>, G.Gol'tsman Detection efficiency of large-active-area NbN single-photon superconducting detectors in ultraviolet to near-infrared range // Applied Physics Letters. – 2002. – V. 80. – N. 25. – P. 4687-4689. (авторский вклад 20%).

A6. A.Korneev, A.Lipatov, O.Okunev, G.Chulkova, <u>K.Smirnov</u>, G.Gol'tsman, J.Zhang, W.Slysz, A.Verevkin, R.Sobolewski GHz counting rate

NbN single-photon detector for IR diagnostics // Microelectronic Engineering, Elsevier. – 2003. – V. 69. – Р. 274-278. (авторский вклад 20%).

A7. A.Verevkin, A. Pearlman, W. Slysz, J. Zhang, M. Currie, A. Korneev, G. Chulkova, O. Okunev, P. Kouminov, <u>K. Smirnov</u>, B.Voronov, G.N.Gol'tsman and Roman Sobolewski Ultrafast Superconducting Single-Photon Detectors for Near-Infrared-Wavelength Quantum Communications // Journal of Modern Optics. – 2004. – V. 51. – N. 9-10. - P. 1447-1458. (авторский вклад 20%).

A8. A. Korneev, P. Kouminov, V. Matvienko, G. Chulkova, <u>K. Smirnov</u>, B. Voronov, G. N. Gol'tsman, M. Currie, W. Lo, K. Wilsher, J. Zhang, W. Slysz, A. Pearlman, A. Verevkin, Roman Sobolewski Sensitivity and gigahertz counting performance of NbN superconducting single-photon detectors // Applied Physics Letters. – 2004. – V. 84. – N. 26. - P. 5338-5340. (авторский вклад 25%).

А9. А.А. Корнеев, О.В. Минаева, И.А. Рубцова, И.И. Милостная, Г.М. Чулкова, Б.М. Воронов, <u>К.В. Смирнов</u>, В.А. Селезнев, Г.Н. Гольцман, А. Перлман, В. Слиц, А. Кросс, П. Альварес, А. Веревкин, Р. Соболевский Сверхпроводящий однофотонный детектор на основе ультратонкой пленки NbN // Квантовая электроника. – 2005. - Т. 35 (8). – С. 698-700. (авторский вклад 20%).

A10. A. Korneev, V. Matvienko, O. Minaeva, I. Milostnaya, I. Rubtsova, G. Chulkova, <u>K. Smirnov</u>, V. Voronov, G. Gol'tsman, W. Slysz, A. Pearlman, A. Verevkin, R. Sobolewski Quantum efficiency and noise equivalent power of nanostructured NbN single-photon detectors in the wavelength range from visible to infrared // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 2005. – V. 15. – N. 2. – P. 571-574. (авторский вклад 20%).

A11. W. Słysz, M.Wegrzecki, J. Bar, P.Grabies, M. Gorska, V. Zwiller, C. Latta, A. Pearlman, A. Cross, D. Pan, I. Komissarov, I. Milostnaya, A. Korneev, O. Minaeva, G. Chulkova, <u>K Smirnov</u>, B. Voronov, G. Goltsman, R. Sobolewski Fibre-coupled, single photon detector based on NbN superconducting nanostructures for quantum communications // Journal of Modern Optics. – 2007. – V. 54(2–3). – P. 315–326. (авторский вклад 20%).

A12. I. Milostnaya, A Korneev, M. Tarkhov, A. Divochiy, O. Minaeva, V. Seleznev, N. Kaurova, B. Voronov, O Okunev, G Chulkova, <u>K Smirnov</u> and G. Goltsman Superconducting Single Photon Nanowire Detectors Development for IR and THz Applications // Journal of Low Temperature Physics. – 2008. – V. 51. - P. 591-596. (авторский вклад 20%).

A13. G. Goltsman, A. Korneev, A. Divochiy, O. Minaeva, M. Tarkhov, N. Kaurova, V. Seleznev, B. Voronov, O. Okunev, A. Antipov, <u>K. Smirnov</u>, Yu. Vachtomin, I. Milostnaya, G. Chulkova Ultrafast superconducting single-photon detector // Journal of Modern Optics. – 2009. – V. 56. – Issue 15. – P. 1670-1680. (авторский вклад 25%).

A14. D. Elvira, A. Michon, B. Fain, G. Patriarche, G. Beaudoin, I. Robert-Philip, Y. Vachtomin, A. V. Divochiy, <u>K. V. Smirnov</u>, G. N. Goltsman, I. Sagnes, A. Beveratos Time-resolved spectroscopy of InAsP/InP(001) quantum dots emitting near 2 μm // Applied Physics Letters. – 2010. - V. 97. – N. 13. – P. 131907-1 - 131907-3. (авторский вклад 25%).

A15. G. N. Gol'tsman, <u>K. Smirnov</u>, P. Kouminov, B. Voronov, N. Kaurova, V. Drakinsky J. Zhang, A. Verevkin, and R. Sobolewski Fabrication of Nanostructured Superconducting Single-Photon Detectors // IEEE Transaction on Applied Superconductivity. – 2003. – V. 13. – N. 2. – P. 192-195. (авторский вклад 40%).

A16. G.Goltsman, A.Korneev, V.Izbenko, <u>K.Smirnov</u>, P.Kouminov,
B.Voronov, N.Kaurova, A.Verevkin, J.Zhang, A.Pearlman, W.Slysz,
R.Sobolewski Nano-structured superconducting single-photon detectors // Nuclear
Instruments and Methods in Physics Research A. – 2004. – V. 520. – Issue 1-3. –
P. 527-529. (авторский вклад 30%).

A17. J.Kitaygorsky, J.Zhang, A.Verevkin, A.Sergeev, A.Korneev, V.Matvienko, P.Kouminov, <u>K.Smirnov</u>, B.Voronov, G.Gol'tsman, R.Sobolewski Origin of Dark Counts in Nanostructured NbN Single-Photon Detectors // IEEE Transaction on Applied Superconductivity. – 2005. – V. 15(2). – P. 545-548. (авторский вклад 15%).

A18. A.Pearlman, A.Cross, W.Slysz, J.Zhang, A.Verevkin, M.Currie, A.Korneev, P.Kouminov, <u>K.Smirnov</u>, B.Voronov, G.Gol'tsman, R.Sobolewski Gigahertz counting rates of NbN single-photon detectors for quantum communications // Transaction on Applied Superconductivity. – 2005. – V. 15(2). – P. 579-582. (авторский вклад 15%).

A19. G.Gol'tsman, A.Korneev, I.Rubtsova, I.Milostnaya, G.Chulkova, O.Minaeva, <u>K.Smirnov</u>, B.Voronov, W.Slysz, A.Pearlman, A.Verevkin, R.Sobolewski Ultrafast superconducting single-photon detectors for near-infraredwavelength quantum communications // Physica Status Solidi – 2005. - V. 2. – N. 5. – P. 1480-1488. (авторский вклад 15%).

A20. W. Slysz, M. Wegrzecki, J. Bar, M. Gorska, V. Zwiller, C. Latta, P. Bohi, I. Milostnaya, O. Minaeva, A. Antipov, O. Okunev, A. Korneev, <u>K. Smirnov</u>, B. Voronov, N. Kaurova, G. Gol'tsman, A. Pearlman, A. Cross, I. Komissarov, A. Verevkin, R. Sobolewski Fiber-coupled single-photon detectors based on NbN superconducting nanostructures for practical quantum cryptography and photon-correlation studies // Applied Physics Letters. – 2006. - V. 88. – Issue. 26. – P. 261113-1 - 261113-3. (авторский вклад 20%).

A21. Milostnaya, A. Korneev, I. Rubtsova, V. Seleznev, O. Minaeva, G. Chulkova, O. Okunev, B. Voronov, <u>K. Smirnov</u>, G. Gol'tsman, W. Słysz, M. Wegrzecki, M. Guziewicz, J. Bar, M. Gorska, A. Pearlman, J. Kitaygorsky, A. Cross and R. Sobolewski Superconducting single-photon detectors designed for operation at 1.55-µm telecommunication wavelength // Journal of Physics: Conference Series. – 2006. – V. 43. - P. 1334–1337. (авторский вклад 15%).

A22. Korneev, A.; Vachtomin, Y.; Minaeva, O.; Divochiy, A.; <u>Smirnov, K.</u>; Okunev, O.; Golapos;tsman, G.; Zinoni, C.; Chauvin, N.; Balet, L.; Marsili, F.; Bitauld, D.; Alloing, B.; Lianhe Li; Fiore, A.; Lunghi, L.; Gerardino, A.; Halder, M.; Jorel, C.; Zbinden, H. Single-Photon Detection System for Quantum Optics Applications // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2007. -V. 13, - Issue 4. – P. 944 – 951. (авторский вклад 20%). A23. C. Zinoni, B. Alloing, L. H. Li, F. Marsili, A. Fiore, L. Lunghi, A. Gerardino, Yu. B. Vakhtomin, <u>K. V. Smirnov</u>, and G. N. Gol'tsman Single-photon experiments at telecommunication wavelengths using nanowire superconducting detectors // Applied Physics Letters. – 2007. – V. 91. – Issue 3. – P. 031106-1 - 031106-3. (авторский вклад 20%).

A24. <u>K. Smirnov</u>, A. Korneev, O. Minaeva, A. Divochiy, M. Tarkhov, S. Ryabchun, V. Seleznev, N. Kaurova, B. Voronov, G. Gol'tsman, S. Polonsky Ultrathin NbN film superconducting single-photon detector array // Journal of Physics: Conference Series. – 2007. – V. 61. – P. 1081–1085. (авторский вклад 50%).

A25. A Korneev, A Divochiy, M Tarkhov, O Minaeva, V Seleznev, N Kaurova, B Voronov, O Okunev, G Chulkova, I Milostnaya, <u>K Smirnov</u> and G Gol'tsman New advanced generation of superconducting NbN-nanowire single-photon detectors capable of photon number resolving // Journal of Physics: Conference Series. – 2008. – V. 97. – P. 012307-1 – 012307-6. (авторский вклад 15%).

А26. <u>К. В. Смирнов</u>, Ю. Б. Вахтомин Приемники инфракрасного и терагерцового излучения на основе сверхпроводниковых наноструктур // Интеграл. – 2010. - № 2. - С. 17-19. (авторский вклад 70%).

A27. Jukna A., Kitaygorsky J., Pan D., Cross A., Perlman A., Komissarov I., Sobolewski R., Okunev O., <u>Smirnov K.</u>, Korneev A., Chulkova G., Milostnaya I., Voronov B., Gol'tsman G.N. Dynamics of hotspot formation in nanostructured superconducting stripes excited with single photon // Acta Physica Polonica A. - 2008. – V. 113. – N. 3. – P. 955-958. (авторский вклад 15%).

А28. Шангина Е.Л., <u>Смирнов К.В.</u>, Морозов Д.В., Ковалюк В.В., Гольцман Г.Н., Веревкин А.А., Торопов А.И. Полоса и потери преобразования полупроводникового смесителя с фононным каналом охлаждения двумерных электронов // Физика и техника полупроводников. – 2010. – Т. 44. – В. 11. – С. 1475-1478. (авторский вклад 30%).

A29. E. L. Shangina, <u>K. V. Smirnov</u>, D. V. Morozov, V. V. Kovalyuk, G. N. Goltsman, A. A. Verevkin, A. I. Toropov and P. Mauskopf Concentration dependence of energy relaxation time in AlGaAs/GaAs heterojunctions: direct measurements // Semiconductors Science and Technology. – 2011. – V. 26. – P. 025013 – 025017. (авторский вклад 30%).

А30. Е. Л. Шангина, <u>К. В. Смирнов</u>, Д. В. Морозов, В. В. Ковалюк, Г. Н. Гольцман, А. А. Веревкин, А. И. Торопов Концентрационная зависимость полосы преобразования смесителей субмиллиметрового диапазона на основе наноструктур AlGaAs/GaAs // Известия РАН. Серия физическая. – 2010. – Т. 74. - № 1. – С. 110–112. (авторский вклад 30%).

А31. Веревкин А.А., Птицина Н.Г., <u>Смирнов К.В.</u>, Гольцман Г.Н., Гершензон Е.М., Ингвессон К.С. Прямые измерения времен энергетической релаксации на гетерогранице AlGaAs/GaAs в диапазоне 4.2 - 50 К // Письма в ЖЭТФ. – 1996. – Т. 64(5). – С. 371-375. (авторский вклад 25%).

А32. А.А.Веревкин, Н.Г.Птицина, <u>К.В.Смирнов</u>, Г.Н.Гольцман, Е.М.Гершензон, К.С.Ингвессон Множественное андреевское отражение в гибридных структурах на основе сверхпроводящего нитрида ниобия и гетероперехода AlGaAs/GaAs // Физика и техника полупроводников. – 1999. – Т. 33. – В. 5. – С. 590-593. (авторский вклад 30%).

А33. <u>К.В.Смирнов</u>, Н.Г.Птицина, Ю.Б.Вахтомин, А.А.Веревкин, Г.Н.Гольцман, Е.М.Гершензон Энергетическая релаксация двумерных электронов в области квантового эффекта Холла // Письма в ЖЭТФ. – 2000. – Т. 71 (1). – С. 47-52. (авторский вклад 50%).

А34. Г.Н.Гольцман, <u>К.В.Смирнов</u> Электрон-фононное взаимодействие в двумерном электронном газе полупроводниковых гетероструктур при низких температурах // Письма вЖЭТФ. – 2001. – Т. 74. – С. 532-538. (авторский вклад 50%).

А35. Д.В. Морозов, <u>К.В. Смирнов</u>, А.В. Смирнов, В.А. Ляхов, Г.Н. Гольцман Миллиметровый/субмиллиметровый смеситель на основе разогрева двумерного электронного газа в гетероструктуре AlGaAs/GaAs с

фононным каналом охлаждения // Физика и техника полупроводников. – 2005. – Т. 9 (10). – С. 1117-1121. (авторский вклад 40%).

A36. A.D. Semenov, H.-W. Hübers, H. Richter, M. Birk, M.Krocka, U. Mair, <u>K. Smirnov</u>, G.N. Gol'tsman, B.M. Voronov 2.5 THz hetrodyne receiver with NbN hot-electron-bolometer mixer // Physica C. – 2002. – V. 372-376. – P. 454-459. (авторский вклад 20%).

A37. S.V. Antipov, S.I. Svechnikov, <u>K.V. Smirnov</u>, Yu.B. Vakhtomin, M.I. Finkel, G.N. Goltsman, and E.M. Gershenzon Noise Temperature of Quasioptical NbN Hot Electron Bolometer Mixers at 900 GHz // Phisics of vibrations. – 2001. - V. 9. – N. 4. – P. 242-246. (авторский вклад 20%).

А38. Ю.Б.Вахтомин, М.И.Финкель, С.В.Антипов, <u>К.В.Смирнов</u>, Б.М.Воронов, В.Н.Дракинский, Н.С.Каурова, Г.Н.Гольцман Полоса преобразования смесителей на эффекте разогрева электронов в ультратонких пленках NbN на подложках из Si с подслоем MgO // Радиотехника и электроника. – 2003. – Т. 48. - № 6. – С. 1-5. (авторский вклад 20%).

A39. A.D. Semenov, H.-W. Hübers, H. Richter, M. Birk, M. Krocka, U. Mair, Y.V. Vachtomin, M.I. Finkel, S.V. Antipov, B.M. Voronov, <u>K.V. Smirnov</u>, N.S. Kaurova, V.N. Drakinski, G.N. Gol'tsman Superconducting hot-electron bolometer mixer for terahertz heterodyne receivers // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 2003. – V. 13. – N. 2. – P. 168-171. (авторский вклад 20%).

A40. D.V. Meledin, C.E. Tong, R. Blundell, N.S. Kaurova, <u>K.V.Smirnov</u>, B.M. Voronov, G.N. Goltsman Study of the IF Bandwidth of NbN Phonon-Cooled HEB Mixers Based on Crystalline Quartz Substrate with an MgO Buffer Layer // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 2003. – V. 13. – N. 2. – P. 164-167. (авторский вклад 20%).

A41. A. Semenov, H. Richter, <u>K. Smirnov</u>, B. Voronov, G. Gol'tsman, and H.-W. Hübers The development of terahertz superconducting hot-electron bolometric mixers // Superconductor Science and Technology. – 2004. – V. 17. – P. S436-S439. (авторский вклад 25%).

А42. И.В. Пентин, <u>К.В.Смирнов</u>, Ю.Б.Вахтомин, А.В.Смирнов, Р.В.Ожегов, А.В.Дивочий, Г.Н.Гольцман Быстродействующий терагерцовый приемник и инфракрасный счетчик одиночных фотонов на эффекте разогрева электронов в сверхпроводниковых тонкопленочных наноструктурах // Труды МФТИ, Физика, электроника, нанотехнологии. – 2011. – Т. 3. - № 2. – С. 38-42. (авторский вклад 30%).

А43. <u>Смирнов К.В.</u>, Вахтомин Ю.Б., Смирнов А.В., Ожегов Р.В., Пентин И.В., Дивочий А.В., Сливинская Е.В., Гольцман Г.Н. Приемники терагерцового и инфракрасного диапазонов, основанные на тонкопленочных сверхпроводниковых наноструктурах // Вестник НГУ. Серия: Физика. – 2010. – Т. 5. - В. 4. - С. 63-67. (авторский вклад 50%).

Литература

 Дергунова Е.А., Потанина Л.В., Губкин И.Н. Основы материаловедения NbTi сверхпроводников. Применение сверхпроводников: Учебное пособие. - М.: МИФИ, 2009. – 48с.

2. Н.А.Черноплеков Состояние работ по сильноточной прикладной сверхпроводимости // Успехи Физических Наук. – 2002. – Т. 172. – В. 6. - С. 716-722.

K.Shikimachi, N.Hirano, S.Nagaya, H.Kawashima, K.Higashikawa, T.Nakamura System Coordination of 2 GJ Class YBCO SMES for Power System Control // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 2009. – V. 19. N. 3. – P. 2012-2018.

4. Джозефсон Б. Открытие туннельных сверхпроводящих токов. Нобелевская лекция // Успехи Физических Наук. – 1975. – Т. 116. – В. 8. – С. 597-603.

Эффект Джозефсона: Учебно-методическое пособие / Сост.
 Я. В. Фоминов, Н. М. Щелкачёв. — М.: МФТИ, 2010. — 32 с.

 Куприянов М. Ю., Лихарев К. К. Эффект Джозефсона в высокотемпературных сверхпроводниках и структурах на их основе // Успехи Физических Наук. - 1990.- Т.160. - В.5. - С.49-87.

7. Снигирев О. В. Сверхчувствительная сквид-магнитометрия // Успехи Физических Наук. – 1999. – Т. 169. - В. 2. – С. 221–223.

8. J.R.Tucker Quantum limited detection in tunnel junction mixers // IEEE J.Quantum Electron. – 1979. - V. QE-15. – N. 11. - P. 1234-1258.

9. J.R.Tucker and M.J.Feldman Quantum detection at millimeter wavelength // Rev. Mod. Phys. – 1985. – V. 57. – N. 4. – P 1055-1113.

 Кошелец В.П., Овсянников Г.А. Криогенные СВЧ устройства. // Зарубежная радиоэлектроника. – 1983. - № 6. – С. 31-50.

299

11. Коган М. К теории горячих электронов в полупроводниках. // ФТТ. –
1962. – Т. 4. - № 9. – С. 2474-2484.

 Е. М. Гершензон, М. Е. Гершензон, Г. Н. Гольцман, А. Д. Семенов,
 А. В. Сергеев Разогрев квазичастиц в сверхпроводящей пленке, находящейся в резистивном состоянии // Письма в ЖЭТФ. - 1981. - Т. 34. - Вып. 5. - С. 281-285.

13. Е. М. Гершензон, М. Е. Гершензон, Г. Н. Гольцман, А. Д. Семенов, А. В. Сергеев Неселективное воздействие электромагнитного излучения на сверхпроводящую пленку в резистивном состоянии // Письма в ЖЭТФ. - 1982. - Т. 36. - Вып. 7. - С. 241-244.

14. Е. М. Гершензон, М. Е. Гершензон, Г. Н. Гольцман, А. Д. Семенов,
А. В. Сергеев Разогрев электронов в резистивном состоянии сверхпроводника под действием электромагнитного излучения // ЖЭТФ. - 1984. - Т. 86. - Вып. 2. - С. 758-774.

 Е. М. Гершензон, М. Е. Гершензон, Г. Н. Гольцман, А. М. Люлькин,
 А. Д. Семенов, А. В. Сергеев Электрон-фононное взаимодействие в ультратонких пленках Nb // ЖЭТФ. - 1990. - Т. 97. - №3. - С. 901-911.

16. Kinch M. A., Rolling B.W. Detection of millimeter wave and submillimeter wave radiation by free carrier absorption in a semiconductor // Br. J. Appl. Phys. – 1963. – Vol. 14. - No. 5. – P. 672-676.

17. Fetterman H., Tannenwald P. E. and Parker C.D. Millimeter and far infrared mixing in GaAs // Proceedings of the Conference on Submm Waves. – New-York, USA, 1970.

Padman R., White G. J. et all. A dual-polarization InSb receiver for
 461/492 GHz // Int. J. Infrared Millimeter Waves. – 1992. – Vol. 13. - No. 10. –
 P. 1487-1514.

Brown E. R., Keene J. et all. A heterodyne receiver for the submillimeter wavelength region based on cyclotron resonance in InSb at low temperature // Int.
 J. Infrared Millimeter Waves. – 1985. – Vol. 6. - No. 11. – P. 1121-1138.

20. Е.М. Гершензон, Г.Н. Гольцман, И.Г. Гогидзе, Ю.П. Гусев, А.И. Елантьев, Б.С. Карасик, А.Д. Семенов Смеситель миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн на основе разогрева электронов в резистивном состоянии сверхпроводниковых пленок // СФХТ. – 1990. - Т.3. - № 10. - Ч. 1. - С. 2143-2160.

21. Е. М. Гершензон, М. Е. Гершензон, Г. Н. Гольцман, Б. С. Карасик, А. М. Люлькин, А. Д. Семенов Быстродействующий сверхпроводящий электронный болометр // Письма в ЖЭТФ. - 1989. - Т. 15. - Вып. 3. - С. 88-92.

22. Herschel Astronomers' website [Электронный ресурс]. URL: http://herschel.esac.esa.int/. (Дата обращения: 16.10.2012).

23. Atacama Pathfinder EXperiment APEX [Электронный ресурс]. URL: http://www.apex-telescope.org/. (Дата обращения: 16.10.2012).

24. Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy [Электронный pecypc]. URL: http://www.nasa.gov/mission_pages/SOFIA/index.html. (Дата обращения: 16.10.2012).

25. D. Leisawitz, W. Danchi, M. DiPirro, L.D. Feinberg, D. Gezari, M. Hagopian, W.D. Langer, J.C. Mather, S.H. Moseley, Jr., M. Shao, R.F. Silverberg, J. Staguhn, H.W. Yorke, X. Zhang Scientific motivation and technology requirements for the SPIRIT and SPECS far-infrared/submillimeter space interferometers // Proceedings SPIE. – 2000. – V. 4013. – P. 36–46.

26. Сизов Ф. Ф. Фотоэлектроника для систем видения в "невидимых" участках спектра. - Киев: Академпериодика, 2008. – 458 с.

27. TeraView [Электронный ресурс]. URL: http://www.teraview.co.uk. (Дата обращения: 16.10.2012).

28. Kawase K., Ogawa Y., Minamide H., Ito H. Terahertz parametric sources and imaging applications // Semicond. Sci. Technol. - 2005. - N 20. - P. 258 – 265.

29.THz-BRIDGE[Электронный ресурс].URL:http://www.frascati.enea.it/THZ-BRIDGE/. (Дата обращения: 16.10.2012).

30. Karpowicz N., Zhong H., Xu J. et al. Comparison between pulsed terahertz time-domain imaging and continuous wave terahertz imaging // Semicond. Sci. Technol. - 2005. - Vol. 20. - P. 293 - 299.

31. Hübers H.-W. Active Terahertz Imaging for Security (TeraSec) // SRC 07.Berlin, Germany, 2007.

32. A. Luukanen, E.N. Grossman, A.J. Miller, P. Helisto, J.S. Penttila, H. Sipola, H. Seppa An ultra-low noise superconducting antenna-coupled microbolometer with a room-temperature read-out // IEEE Microware and Wireless components letters. - 2006. - V. 16. – N. 8. – P. 464-466.

33. P. Helistö, A. Luukanen, L. Grönberg, P. Helisto, H. Seppä, H. Sipola, C.
R. Dietlein, E. N. Grossman Antenna-coupled microbolometers for passive THz direct detection imaging arrays // Proceedings of the 1st European Microwave Integrated Circuits Conference. – Manchester, UK, - 2006. – P. 35 – 38.

34. A. Luukanen, L. Grönberg, P. Helistö, J. S. Penttilä, H. Seppä, H. Sipola,
C. R. Dietlein, E. N. Grossman An array of antenna-coupled superconducting microbolometers for passive indoors real-time THz imaging / /Proc. SPIE. – 2006.
– V. 6212. - P. 270–278.

35. Zhong H., Redo-Sanchez A., Zhang X.-C. Standoff sensing and imaging of explosive related chemical and bio-chemical materials using THz-TDS // International Journal of High Speed Electronics and Systems. - 2007. - Vol. 17. – N 2. - P. 239 – 249.

36. Щука А.А. Наноэлектроника. - М.: Физматкнига, 2007. - 464 с.

37. Ж.И. АЛФЕРОВ Гетеропереходы в полупроводниках и приборы на их основе // Наука и человечество. - М.: Знание, 1976. - С. 277-288.

38. Б. Л. Шарма, Р. К. Пурохит Полупроводниковые гетеропереходы / Перевод с англ. Ю. В. Гуляева. - М.: Сов. Радио, 1979. – 227 с.

39. Magued B. Nasr, Olga Minaeva, Gregory N. Goltsman, Alexander V. Sergienko, Bahaa E. Saleh, and Malvin C. Teich Submicron axial resolution in an ultrabroadband two-photon interferometer using superconducting single-photon detectors // Optics Express. – 2008. – V. 16. – Issue 19. – P. 15104-15108.

40. Nishant Mohan, Olga Minaeva, Gregory N. Gol'tsman, Magued B. Nasr, Bahaa E.A. Saleh, Alexander V. Sergienko, and Malvin C. Teich Photon-Counting Optical Coherence-Domain Reflectometry Using Superconducting Single-Photon Detectors // Optics Express. – 2008. - V. 16. - P. 18118-18130.

41. N. Mohan, O. Minaeva, G. N. Goltsman, M. F. Saleh, M. B. Nasr, A. V. Sergienko, B. E. A. Saleh, and M. C. Teich Ultra-Broadband Coherence-Domain Imaging Using Parametric Downvonversion and Superconducting Single-Photon Detectors at 1064 nm // Appl.Optics. – 2009. - V.48. – P. 4009-4017.

42. F. Stellari and P. Song Testing of ultra low voltage VLSI Chips using the Superconducting Single-Photon Detector (SSPD) // Proceedings of the 15 th European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis (ESREF). – Zürich, Switzerland, 2004. – P. 1663-1668.

43. P. Song, F. Stellari, J.P. Eckhardt, T. McNamara, and C-L Tong Timing Analysis of a Microprocessor PLL using High Quantum Efficiency Superconducting Single Photon Detector (SSPD) // Proceedings of the 30th International Symposium for Testing and Failure Analysis (ISTFA). – Boston, Massachusetts, USA, 2004. – P. 197-202.

44. F. Stellari, P. Song, and A.J. Weger Single Photon Detectors for Ultra Low Voltage Time Resolved Emission Measurements // IEEE J. on Quantum Electronics. – 2011. - V. 47. – N. 6. – P. 841-848. 45. Damien Stucki, Claudio Barreiro, Sylvain Fasel, Jean-Daniel Gautier, Olivier Gay, Nicolas Gisin, Rob Thew, Yann Thoma, Patrick Trinkler, Fabien Vannel, Hugo Zbinden Continuous high speed coherent one-way quantum key distribution // Optics Express. – 2009. - V. 17. N. 16. – P. 13326-13334.

46. M. G. Tanner, C. M. Natarajan, V. K. Pottapenjara, J. A. O'Connor, R. J. Warburton, R. H. Hadfield, B. Baek, S. Nam, S. N. Dorenbos, E. Bermúdez Ureña, T. Zijlstra, T. M. Klapwijk, and V. Zwiller Enhanced telecom wavelength single-photon detection with NbTiN superconducting nanowires on oxidized silicon // Applied Physics Letters. – 2010. – V. 96. - N. 22. – P. 221109-1 - 221109-3.

47. D. Stucki, N. Walenta, F. Vannel, R. T. Thew, N. Gisin, H. Zbinden, S. Gray, C. R. Towery and S. Ten High rate, long-distance quantum key distribution over 250 km of ultra low loss fibres // New J. Phys. - 2009. - V. 11. - P. 075003-1 - 075003-9.

48. R. H. Hadfield, J. L. Habif, J. Schlafer, R. E. Schwall, S. W. Nam Quantum Key distribution at 1550nm with twin superconducting single-photon detectors // Applied Physics Letters. – 2006. - V. 89. - N. 24. – P. 241129-1 - 241129-3.

49. H. Shibata Superconducting Single-photon Detectors // NTT Technical Review. – 2011. - V. 9. - N. 9. – P. 1-5.

50. H. Takesue, S. W. Nam, Q. Zhang, R. H. Hadfield, T. Honjo, K. Tamaki, and Y. Yamamoto Quantum Key Distribution over a 40-dB Channel Loss Using Superconducting Single-photon Detectors // Nature Photonics. – 2007. – V. 1. - P. 343–348.

51. T. Honjo, S. W. Nam, H. Takesue, Q. Zhang, H. Kamada, Y. Nishida, O. Tadanaga, M. Asobe, B. Baek, R. Hadfield, S. Miki, M. Fujiwara, M. Sasaki, Z. Wang, K. Inoue, and Y. Yamamoto Long-distance Entanglement-based Quantum Key Distribution over Optical Fiber // Optics Express. – 2008. - Vol. 16. - N. 23. - P. 19118–19126.

52. T. Seki, H. Shibata, H. Takesue, Y. Tokura, and N. Imoto Comparison of Timing Jitter between NbN Superconducting Single-photon Detector and Avalanche Photodiode // Physica C. – 2010. - Vol. 470. - N. 20. - P. 1534–1537.

53. H. Shibata, T. Takesue, T. Honjo, T. Akazaki, and Y. Tokura Singlephoton Detection Using Magnesium Diboride Superconducting Nanowires // Applied Physics Letters. – 2010. - V. 97. - N. 21. - P. 212504-1 - 212504-3.

54. M. Sasaki, M. Fujiwara, H. Ishizuka, W. Klaus, K. Wakui, M. Takeoka, A. Tanaka, K. Yoshino, Y. Nambu, S. Takahashi, A. Tajima, A. Tomita, T. Domeki, T. Hasegawa, Y. Sakai, H. Kobayashi, T. Asai, K. Shimizu, T. Tokura, T. Tsurumaru, M. Matsui, T. Honjo, K. Tamaki, H. Takesue, Y. Tokura, J. F. Dynes, A. R. Dixon, A. W. Sharpe, Z. L. Yuan, A. J. Shields, S. Uchikoga, M. Legre, S. Robyr, P. Trinkler, L. Monat, J.-B. Page, G. Ribordy, A. Poppe, A. Allacher, O. Maurhart, T. Langer, M. Peev, A. Zeilinger Field test of quantum key distribution in the Tokyo QKD Network // Optics Express. – 2011. - Vol. 19. - N. 11. - P. 10387-10409.

55. Robert H. Hadfield, Martin J. Stevens, Steven S. Gruber, Aaron J. Miller, Robert E. Schwall, Richard P. Mirin, and Sae Woo Nam Single photon source characterization with a superconducting single photon detector // Optics Express. – 2005. - Vol. 13. – Issue 26. - P. 10846-10853.

56. C. M. Natarajan, A. Peruzzo, S. Miki, M. Sasaki, Z. Wang, B. Baek, S. Nam, R. H. Hadfield, and J. L. O'Brien Operating quantum waveguide circuits with superconducting single-photon detectors // Applied Physics Letters. – 2010. - V. 96. - N. 21. - P. 211101-1 - 211101-3.

57. Martin J. Stevens, Robert H. Hadfield, Thomas Gerrits, Tracy S. Clement, Richard P. Mirin and Sae Woo Nam Infrared wavelength-dependent optical characterization of NbN nanowire superconducting single-photon detectors // Journal of Modern Optics. – 2009. – V. 56. – N. 2-3. – P. 358–363. 58. J. A. O'Connor, M. G. Tanner, C. M. Natarajan, G. S. Buller, R. J. Warburton, S. Miki, Z. Wang, S. W. Nam, and R. H. Hadfield Spatial dependence of output pulse delay in a niobium nitride nanowire superconducting single-photon detector // Applied Physics Letters. – 2011. – V. 98. - N. 20. – P. 201116-1 - 201116-3.

59. Robert H. Hadfield Single-photon detectors for optical quantum information applications // Nature Photonics. – 2009. - Vol. 3. - P. 696-705.

60. M. Ejrnaes, A. Casaburi, R. Cristiano, O. Quaranta, S. Marchetti, N. Martucciello, S. Pagano, A. Gaggero, F. Mattioli, R. Leoni, P. Cavalier, and J. -C. Villégier iming jitter of cascade switch superconducting nanowire single photon detectors // Applied Physics Letters. – 2009. – V. 95. – P. 132503-1 - 132503-3.

61. Shigehito Miki, Taro Yamashita, Mikio Fujiwara, Masahide Sasaki, and Zhen Wang Multichannel SNSPD system with high detection efficiency at telecommunication wavelength // Optics Letters. – 2010. - Vol. 35. – Issue 13. - P. 2133-2135.

62. Производство термоэлектрических модулей и комплексных системохлаждения[Электронный ресурс].URL:http://www.kryotherm.ru/ru/index.phtml?tid=80. (Дата обращения: 16.10.2012).

63. Nir-photomultiplier tubes and their applications [Электронный ресурс]. URL: http://jp.hamamatsu.com/resources/products/etd/pdf/NIR-PMT_APPLI_TPMO1040E02.pdf. (Дата обращения: 16.10.2012).

64. Gobby, C., Yuan, Z. L. & Shields, A. J. Quantum key distribution over 122 km of standard telecom fiber // Applied Physics Letters. – 2004. - V. 84. – P. 3762–3764.

65. H. Takesue, E. Diamanti, T. Honjo, C. Langrock, M. M. Fejer, K. Inoue and Y. Yamamoto Differential phase shift quantum key distribution experiment over 105 km fibre // New J. Phys. – 2005. - V.7. – P. 232–243.

66. Rosenberg D., Harrington J.W., Rice P.R., Hiskett P.A., Peterson C.G., Hughes R.J., Lita A.E., Nam S.W., Nordholt J.E.Long-distance decoy-state quantum key distribution in optical fiber // Phys. Rev. Lett. – 2007. – V. 98, - N. 1. – P. 010503-1 - 010503-4.

67. Hiroki Takesue¹, Sae Woo Nam, Qiang Zhang, Robert H. Hadfield, Toshimori Honjo, Kiyoshi Tamaki & Yoshihisa Yamamoto Quantum key distribution over 40-dB channel loss using superconducting single-photon detectors // Nature Photonics. -2007. - V. 1. - P. 343-348.

68. Смирнов К.В., Вахтомин Ю.Б., Дивочий А.В., Смирнов А.В., Ожегов Р.В., Пентин И.В., Сливинская Е.В., Гольцман Г.Н. Однофотонная приемная система диапазона 1.3–1.55 мкм для корреляционных измерений // Труды XV международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». - Нижний Новгород, Россия, 2011. - С. 305-306.

69. Cryogenic receivers with superconducting detectors and mixers [Электронный ресурс]. URL: http://scontel.ru/ps_reseivers.html. (Дата обращения: 16.10.2012).

70. Technival Information SD-28, Characteristics and use of Si APD(Avalanche Photodiode)[Электронный ресурс].URL:http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/SSD/Characteristics_and_use_of_SI_APD.pdf. (Дата обращения: 16.10.2012).

71. SHI Cryogenics Group [Электронный ресурс]. URL: http://www.shicryogenics.com. (Дата обращения: 16.10.2012).

72.Brooksсотрану[Электронный ресурс].URL:http://www.helixtechnology.com. (Дата обращения: 16.10.2012).

73. Н. С. Воробьев, В. М. Подгаецкий, А. В. Смирнов, С. А. Терещенко Ослабление и рассеяние вперед лазерного излучения малой длительности в сильнорассеивающей среде // Квантовая электроника. – 1997. – Т. 24. - № 7. – С. 667-670. 74. С. А. Терещенко, В. М. Подгаецкий, Н. С. Воробьев, А. В. Смирнов Раздельное наблюдение баллистических и рассеянных фотонов при распространении коротких лазерных импульсовв сильнорассеивающей среде // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25. - № 9. – С. 853-856.

75. Н.С. Воробьев, В.М. Подгаецкий, А.В. Смирнов, С.А. Терещенко Наблюдение временного разделения фотонов в лазерном УКИ, прошедшем через рассеивающую среду // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 28. - № 8. - С. 181-182.

76. Fercher A.F., Roth E. Eye-length measurement by interferometry with partially coherent light // Proc. SPIE Int. Opt. Soc. Eng. – 1986. – V. 658. – P. 48.

77. Fercher A.F., Mengedoht K., Werner W. Eye-length measurement by interferometry with partially coherent light // Opt. Lett. – 1988. – V. 13. – P. 186-188.

78. Leitgeb R., Wojtkowski M., Kowalczyk A., Hitzenberger C. K., Sticker M., Fercher A. F. Spectral measurement of absorption by spectroscopic frequencydomain optical coherence tomography // Opt. Lett. – 2000. - V. 25. - P. 820-822.

79. Schmitt J.M., Xiang S.H. Cross-polarized backscatter in optical coherence tomography of biological tissue // Opt. Lett. – 1998. – V. 23. – P, 1060-1062.

80. Teamey G.J., Boppart S.A., Bouma B.E., Brezinski M.E., Weissman N.J., Southern J.F., Fujimoto J.G. Scanning single-mode fiber optic catheter-endoscope for optical coherence tomography // Opt. Lett. – 1996. – V. 21. – P. 543-545.

81. Teamey G.J., Brezinski M.E., Bouma B.E., Boppart S.A., Pitris C., Southern J.F., Pujimoto J.G. In vivo endoscopic optical biopsy with optical coherence tomography // Science. – 1997. – V. 276. – P. 2037-2039.

82. Boppart S.A., Bouma B.E., Pitris C., Tearney G.I., Brezinski M.E., Fujimoto I.G. Forward imaging instruments for optical coherence tomography imaging // Opt. Lett. – 1997. – V. 22. - P. 1618-1620.

83. J. C. Tsang and J. A. Kash Picosecond hot electron light emission from submicron complementary metal–oxide–semiconductor circuits // Applied Physics Letters. – 1997. – V. 70. - N. 7. – P. 889-891.

84. J. A. Kash and J. C. Tsang Dynamic internal testing of CMOS circuits using hot luminescence // IEEE Electron Device Lett. – 1997. – V. 18. N. 7. – P. 330-332.

85. C. H. Bennet and G. Brassard Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing // Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing. - Bangalore, India, 1984. – P. 175-179.

86. Gisin, N., Ribordy, G., Tittel, W. & Zbinden, H. Quantum cryptography // Rev. Mod. Phys. – 2002. - V.74. – P. 145–195.

87.Corning[Электронный ресурс].URL:http://www.corning.com/opticalfiber/products/SMF-28_ULL_fiber.aspx.(Датаобращения:16.10.2012).

88. Wolfgang Becker The bh TCSPC Handbook, 4th Edition, May 2010, Becker & Hickl GmbH, electronics review [Электронный ресурс]. URL: http://www.becker-hickl.de/_vti_bin/shtml.exe/handbook.htm. (Дата обращения: 16.10.2012).

89. National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) Coastal Services Center. Lidar 101: An Introduction Lidar Technology, Data, and Applications. - Charleston, SC: NOAA Coastal Services Center, 2008. – 62 p.

90. J.C. Brock and Palaseanu-Lovejoy Lidar morphometric analysis // Encyclopedia of modern coral reefs: Structure, form, and process / ed. D. Hopley. - New York: Springer, 2011. - P. 785-789.

91. M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, and S. V. Polyakov Invited Review Article: Single-photon sources and detectors. // Rev. Sci. Instrum. – 2011. – V. 82.
– N. 7. – P. 071101-1 - 071101-25.

92. International Workshop on Nanowire Superconducting Single-Photon Detectors [Электронный pecypc]. URL: http://web.phys.tue.nl/en/the_department/research_groups/functional_materials/ph otonics_semiconductor_nanophysics/psn_home/international_workshop_on_nano wire_superconducting_single_photon_detectors/. (Дата обращения: 16.10.2012).

93. National Institute of Standards and Technology [Электронный ресурс]. URL: http://www.nist.gov/index.html. (Дата обращения: 16.10.2012).

94. Lincoln laboratoty Massachusetts Institute of Technology [Электронный pecypc]. URL: http://www.ll.mit.edu/. (Дата обращения: 16.10.2012).

95. Quantum Nanostructures and Nanofabrication group Prof. KarlK.Berggren[Электронный ресурс].URL:http://www.rle.mit.edu/qnn/default.htm. (Дата обращения: 16.10.2012).

96. Technische Universiteit Eindhoven [Электронный ресурс]. URL: http://w3.tue.nl/en/. (Дата обращения: 16.10.2012).

97. University of Rochester [Электронный ресурс]. URL: http://www.rochester.edu/. (Дата обращения: 16.10.2012).

98. NTT Basic Research Laboratories [Электронный ресурс]. URL: http://www.brl.ntt.co.jp/e/. (Дата обращения: 16.10.2012).

99. Московский педагогический государственный университет [Электронный ресурс]. URL: http://www.mpgu.edu/. (Дата обращения: 16.10.2012).

100. Quantum ICT Laboratory [Электронный ресурс]. URL: http://qict.nict.go.jp/eng/. (Дата обращения: 16.10.2012).

310

101.UniversitatZurich[Электронныйpecypc].URL:http://www.physik.uzh.ch/. (Дата обращения: 16.10.2012).

102. Institute of Planetary Research [Электронный ресурс]. URL: http://www.dlr.de/pf/en/. (Дата обращения: 16.10.2012).

103. Institut fur Mikro- und Nanoelektronische Systeme [Электронный pecypc]. URL: http://www.ims.kit.edu/english/index.php. (Дата обращения: 16.10.2012).

104. École polytechnique fédérale de Lausanne EPFL [Электронный pecypc]. URL: http://www.epfl.ch/. (Дата обращения: 16.10.2012).

105.Istituto Di Cibernetica "Eduardo Caianiello" [Электронный ресурс]. URL: http://www.cib.na.cnr.it/. (Дата обращения: 16.10.2012).

106. Heriot Watt University [Электронный ресурс]. URL: http://www.eps.hw.ac.uk/departments/physics.htm. (Дата обращения: 16.10.2012).

107. A. Semenov, G. Gol'tsman, A. Korneev Quantum detection by current carrying superconducting film // Physica C. – 2001. - V. 351. - P. 349-356.

108. Гершензон Е.М., Гольцман Г.Н., Гусев Ю.П., Семёнов А.Д. Неравновесный отклик тонких плёнок NbN на излучение миллиметрового и оптического диапазонов // СФХТ. – 1993. - Т. 6. - №6. - С. 1198-1210.

109. E.M.Gershenzon, M.E.Gershenzon, G.N. Gol'tsman, A.D. Semenov, A.V. Sergeev. Hiating of electrons in superconductor resistive state due to electromagnetic radiation // Solid State Commun. – 1985. - V.50. – N. 3. - P. 207-212.

110. Гершензон Е.М., Гершензон М.Е., Гольцман Г.Н., Люлькин А.М., Семенов А.Д., Сергеев А.В. Электрон-фононное взаимодействие в ультратонких пленках Nb // ЖЭТФ. – 1990. - Т. 97. - № 3. - С. 901-911.

111. A.D.Semenov, G.N.Gol'tsman Nonthermal mixing mechanism in a diffusion-cooled hot-electron detector // Journal of Applied Physics. – 2000. –
V. 87. - N. 1. – P. 502-510.

112. M.Stuivinga, C.L.G.Ham, T.M.Klapwijk, J.E.Mooij Phase-Slip Centers in Superconductiong Aluminium Strips // J.Low. Temp. Phys. – 1983. –V. 53. – P. 633.

113. M. Stuivinga, J. E. Mooij, T. M. Klapwijk Current-induced relaxation of charge imbalance in superconducting phase-slip centers // J. Low Temp. Phys. – 1982. – V. 46. – P. 555-563.

114. Yu.P.Gousev, G.N.Gol'tsman, A.D.Semenov, E.M.Gershenzon,
R.S.Nebosis, M.A.Heusinger, K.F.Renk Broadband ultrafast superconducting NbN detector for electromagnetic radiation // Journal of Applied Physics. – 1994. –
V. 75. - N. 7. – P. 3695-3697.

115. C.P.Poole, H.A.Farach, R.J.Creswick Superconductivity. - San Diego: Academic Press Inc, 1995.

116. Чередниченко С.И. Разработка и исследование сверхпроводниковых терагерцовых смесителей на электронном разогреве: диссертация кандидата физико-математических наук: 01.04.03: защищена 15.11.1999 / С.И.Чередниченко. – М., - 1999. – 154 с.

117. K.S.Il'in, I.I.Milostnaya, A.A.Verevkin, G.N.Gol'tsman,
E.M.Gershenzon, R.Sobolewski Ultimate quantum efficiency of a superconducting hot-electron photodetector // Applied Physics Letters. – 1998. - V. 73. – N. 26. –
P. 3938-3940.

118. A.D. Semenov, R.S. Nebosis, Yu.P. Gousev , M. A. Heusinger, and K. F. Renk Analisis of the nonequilibrium photoresponse of superconducting films to pulsed radiation by use of a two-temperature model // Phys.Rev.B. – 1995. - V. 52. - N. 1. – P. 581-590.

119. S. Cherednichenko, P. Yagoubov, K. Il'in, G. Gol'tsman, E. Gershenzon Large bandwidth of NbN phonon cooled hot electron bolometer mixers on sapphire substrates // Proceedings of the 8th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Cambridge, Massachusetts, USA, 1997. – P. 245-257.

120. Р. Г. Мириманов Миллиметровые и субмиллиметровые волны. - М.:Изд. ин. литературы, 1959. – 608 с.

121. Р.А. Валитов, С.Ф. Дюбко, В.В. Камышан, В.М. Кузьмичёв,
Б.И. Макаренко, А.В. Соколов, В.П. Шейко Техника субмиллиметровых волн
/ под ред. Р.А. Валитова. - М.: Сов. Радио, 1969. – 480 с.

122. Гиротроны. Сборник научных трудов / ред. А.В. Гапонов-Грехов. -Горький: ИПФ АН СССР, 1981. – 256 с.

123. Г.Н. Кулипанов Лазеры на свободных электронах: новый этап развития // Наука в Сибири. – 2010. - № 50 (2785). – С. 4.

124. А. И. Лебедев. Физика полупроводниковых приборов. - М.: Физматлит, 2008. – 488 с.

125. В.В Завьялов, Г.Д. Богомолов Стабильный газоразрядный лазер на парах воды с генерацией ортогональных поляризаций // Приборы и техника эксперимента. – 1982. – В. 3. - С. 174-179.

126. Benjamin S. Williams Terahertz quantum-cascade lasers // Nature photonics. – 2007. – Vol. 1. - P. 517-525.

127. Siegel P. H. Terahertz technology // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 2002. – V. 50. – P. 910–928.

128. В.Л.Братман, А.Г.Литвак, Е.В.Суворов Освоение терагерцового диапазона: источники и приложения // Успехи физических наук. – 2011. - Т. 181. - № 8. - С. 867-874.

129. И. И. Еру Полупроводниковые терагерцовые системы когерентного приема на эффекте "горячих электронов" // Радиофизика и радиоастрономия.
– 2009. - Т. 14. - № 2. - С. 204-213.

130. Еру И. И. Терагерцная техника и технология: современное состояние, тенденции развития и перспективы практического применения // Успехи современной радиоэлектроники. – 1997. – № 3. – С. 51-77.

131. Компания Терагерцовая спектроскопия [Электронный ресурс]. URL: http://www.teraspectr.ru/mt/oap. (Дата обращения: 16.10.2012).

132. А.Н. Выставкин, А.Г. Коваленко, С.В. Шитов, О.В. Корюкин, И.А. Кон, А.А. Кузьмин, А.В. Уваров, А.С. Ильин. Сверхпроводниковые наноболометры - сенсоры на горячих электронах для сверхчувствительных матричных радиометров терагерцового диапазона частот // Радиотехника и электроника. – 2010. - Т. 55. - № 6. – С. 757-763.

133. А.А. Кузьмин, А.Г. Коваленко, С.А. Ковтонюк Технология изготовления интегральных сверхпроводниковых болометров терагерцового диапазона частот // Нано- и микросистемная техника. – 2010. - № 10. - С. 16-21.

134. QMC Instruments Ltd & Thomas Keating Ltd [Электронный ресурс]. URL: http://www.terahertz.co.uk/. (Дата обращения: 16.10.2012).

135. F.Sizov THz radiation sensors // Opto-Electronics review. – 2010. V. 18(1). – P. 10-36.

136. W. Knap, F. Teppe, A. El Fatimy, N. Dyakonova, S. Boubanga, D. Coquillat, C. Gaquiere, A. Shchepetov, and S. Bollaert Room temperature detection and emission of terahertz radiation by plasma oscillations in nanometer size transistors // Digest IRMMW–THz–2007 Conf. - Cardiff, UK, 2007. - P. 998–999.

137. T.L. Hwang, S.E. Scharz, and D.B. Rutledge Microbolo meters for infrared detection // Applied Physics Letters. – 1979. - V. 34. – P. 773–776.

138. P. Khosropanah, B. Dirks, J. van der Kuur, M. Ridder, M. Bruijn, M. Popescu, H. Hoevers, J. R. Gao, D. Morozov, and P. Mauskopf Low Thermal Conductance Transition Edge Sensor (TES) for SPICA // The Thirteenth International Workshop on Low Temperature Detectors, AIP Conference Proceedings. – Stanford, California, USA, 2009, - V. 1185. – P. 42-47.

139. Еру И. И. Малошумящие субмиллиметровые системы когерентного приема (современное состояние и тенденции развития) // Радиофизика и радиоастрономия. – 2006. – Т. 11. - № 1. – С. 73-87.

140. T.W. Crowe, R.J. Mattauch, H.P. Roser, W.L. Bishop, W.C.B. Peatman, X. Liu GaAs schottky diodes for THz mixing applications // Proceedings of the IEEE. - 1992. - V. 80. - P. 1827-1841.

141. Michael C. Gaidis, Herbert M. Pickett, C. D. Smith, Suzanne C. Martin, Associate Member, IEEE, R. Peter Smith, Member, IEEE, and Peter H. SiegelA 2.5-THz receiver front end for spaceborne applications // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. - 2000. - V. 48. - N. 4. - P. 733-739.

142. Ожегов Р.В., Окунев О.В., Гольцман Г.Н., Филиппенко Л.В., Кошелец В.П. Флуктуационная чувствительность сверхпроводящего интегрального приемника терагерцового диапазона частот // Радиотехника и электроника. - 2009. - Т. 54. - № 6. - С. 750-755.

143. Кошелец В.П., Филиппенко Л.В., Борисов В.Б., Дмитриев П.Н., Ермаков А.Б., Киселёв О.С., Лапицкая И.Л., Соболев А.С., Торгашин М.Ю., Худченко А.В., Ягубов П.А. Интегральный сверхпроводниковый бортовой спектрометр субмиллиметрового диапазона длин волн для атмосферных исследований // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. - 2007. - Т. 50. - № 10-11. - С. 935-940.

144. Кошелец В.П., Дмитриев П.Н., Ермаков А.Б., Филиппенко Л.В., Корюкин О.В., Торгашин М.Ю., Худченко А.В. Интегральный сверхпроводниковый спектрометр для мониторинга атмосферы // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. - 2005. - Т. 48. - № 10-11. - С. 947-954.

145. A. Karpov, J. Blondel, M. Voss, K. Gundlach A three photon noise SIS heterodyne receiver at submillimeter wavelength // IEEE Trans. Appl. Supercond. - 1999. - V. 9. - P. 4456-4459.

146. Zmuidzinas J., Richards P. Superconducting detectors and mixers for millimeter and submillimeter astrophysics // Proceedings of the IEEE. - 2004. - V. 92. – N. 10. - P. 1597-1616.

147. Кошелец В.П., Шитов С.В., Филиппенко Л.В., Дмитриев П.Н., Ермаков А.Б., Соболев А.С., Торгашин М.Ю. Интегральные сверхпроводниковые приемники субмиллиметро вых волн // Изв. вузов. Радиофизика. – 2003. – Т. 46, №8-9. – С. 687-701.

148. A. Hammar, S. Cherednichenko, and S. Bevilacqua YBCO HEB THz mixers // Proceedings of the 22nd International Symposium on Space Terahertz Technology. - Tucson, USA, 2011. – Paper P-18. – P. 1.

149. Cherednichenko Sergey, Hammar Arvid,; Bevilacqua Stella, Drakinskiy Vladimir, Stake Jan Wideband THz detectors based on YBCO thin films at 77K and at room temperature // Proceedings of the 6th ESA Workshop on Millimetre-Wave Technology and Applications. – Espoo, Finland, 2011.

150. R.F.S.Hearmon In Elastic Piezoelectric and Related Constants of Crystals / edited by K.H. Hellwege and A.M. Hellwege, Landolt-Bornstein // New Series. - Springer-Verlag: Berlin, 1979. – V. III/11. - P. 11.

151. Batey J., Wright S.L., Di Maria D.J. Energy Band-Gap Discontinuities in
GaAs (Al,Ga) As Heterojunstions // Journal of Applied Physics. – 1985. V. 52(B2). – P.484-487.

152. Pollmann I. and Mazur A. Theory of Semiconductor Heterojunstions // Thin Solid Films. – 1983. - V.104. - P. 257-276.

153. T.Ando, A.B.Fowler, F.Stern "Electronic properties of two-dimentional systems", Rev. Mod. Phys. – 1982. - V. 54. - N. 2. - P. 437–672.

154. В.Ф.Гантмахер, И.Б.Левинсон Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. – М.: Наука, 1984. – 352 с.

155. P.J.Price Electron transport in polar heterolayers // Surf.Sci. – 1982. -V. 113. - P. 199-210.

156. P.J.Price Low temperature two dimensional mobility of a GaAs heterolayer // Surf. Sci. – 1984. – V. 143. - P. 145-156.

157. P.J.Price Hot electron in GaAs heterolayer at low temperature // J.Appl.Phys. – 1982. – V.53. N. 10. - P. 6863-6866.

158. C.Weisbuch, B.Vinter Quantum semicomductor structures: Fundamentals and applications // edited by Academic Press, Inc. Harcourt Brace Jovanovich, Printed in the USA. – 1991. – P. 19-21.

159. J.J.Harris, J.A.Pals and R.Woltjer Electronic transport in lowdimensional structures // Rep.Prog.Phys. Printed in the UK. – 1989. - V. 52. -P. 1217-1266.

160. A.A.Verevkin, N.G.Ptitsina, G.M.Chulcova, G.N.Golt`sman, E.M.Gershenzon, K.S.Yngvesson Determination of the limiting mobility of two - dimentional electron gas in AlGaAs - GaAs heterostructures by direct measurement of energy reaxation time // Phys.Rev.B. – 1996. – V. 53. - N. 12. - P. R7592-R7595.

161. Веревкин А.А., Птицина Н.Г., Чулкова Г.М., Гольцман Г.Н., Гершензон Е.М., Ингвессон К.С. Энергетическая релаксация электронов в 2D-канале AlGaAs/GaAs-гетероструктур в квазиравновесных условиях при низких температурах // Письма в ЖЭТФ. – 1995. – Т. 61. - С. 579-582.

317

162. P.J.Price Two-dimensional electron transport in semiconductor layers. I. Phonon scattering // Ann.Phys.(N.Y.). – 1981. -V. 133. -P. 217-239; P.J.Price Two-dimensional electron transport in semiconductor layers. II. Screening // J.Vac.Sci.Technol. – 1981. – V. 9. - P. 599-603.

163. В.Карпус Энергетическая релаксация двумерных электронов при пьезоакустическом рассеянии // ФТП. – 1988. - Т. 22. – С. 439-449.

164. В.Карпус Энергетическая и импульсная релаксация двумерных носителей заряда при взаимодействии с деформационными акустическими фононами // ФТП. – 1986. – Т. 20. – В. 1. - С. 12-19.

165. В Карпус О подвижности двумерных носителей заряда при пьезоакустическом рассеянии // ФТП. – 1987. - Т. 21. – В. 11. - С.1949-1956.

166. V.Karpus Theoretical limit of mobility of two dimensional electrons in GaAs // Semicond. Sci.Technol. – 1990. - V. 5. - P. 691-694.

167. P.J.Price Electron transport in polar heterolayers // Surf.Sci. – 1982. - V. 113. - P. 199-210.

168. P.J.Price Low temperature two dimensional mobility of a GaAs heterolayer // Surf. Sci. – 1984. – V. 143. - P. 145-156.

169. Y.Ma, R.Fletcher, and E.Zaremba, M.D'Iorio, C.T.Foxon and J.J.Harris Energy-loss rates of Two-dimensional electrons at a GaAs/Al_xGa_{1-x}As interface // Phys.Rev. B. – 1991. - V. 43. - P. 9033-9044.

170. H. Sakaki, K. Hirakawa, J. Yoshino, S. P. Svensson, Y. Sekiguchi, T. Hotta, S. Nishi, and N. Miura Effects of electron heating on the two dimensional magnetotransport in AlGaAs/GaAs heterostructures // Surface Science. – 1984. – V. 142. - N. 1-3. - P. 306-313.

171. K.Hirakawa, H.Sakaki Energy relaxation of two-dimensional electrons and the deformation potential constant in selectivety doped AlGaAs/GaAs heterojunctions // Applied Physics Letters. – 1986. - V. 49(4). - P. 889-891. 172. N.G.Asmar, A.G.Markelz, E.G.Gwinn, J.Cerne, and M.S.Sherwin, K.L.Campman, P.F.Hopkins, and A.C.Gossard Resonant-energy relaxation of terahertz-driven two-dimensional electron gases // Phys. Rev. B. – 1995. - V. 51. - P. 18041-18044.

173. B.K.Ridley Hot electrons in low-dimensional structures // Rep.Prog.Phys. Printed in the UK. – 1991. – V. 54. – P. 169-256.

174. B.K.Ridley The electron-phonon interaction in quasi-twu-demensional semiconductor quantum-well structures // J.Phys. C: Solid State Phys. – 1982. – V. 15. – P. 5899-5917.

175. С.Э.Есипов, И.Б.Левинсон Электронная температура в двумерном газе. Потери энергии на оптических фононах // ЖЭТФ. – 1985. – Т. 90. – С. 330-345.

176. A.Straw, A.J.Vickers, N.Balkan and J.S.Roberts Acoustic and Optic Energy Relaxation in Non-degenerate GaAs/AlGaAs Multiple Quantum Wells // Superlattices and Microstructures. – 1991. - V. 10. – P. 203-206.

177. Jagdeep Shah Hot Carriers in Quasi-2-D Polar Semiconductors // IEEE Journal of Quantum Electronics. - 1986. – V. QE-22. - P. 1728-1741.

178. В.М.Пудалов Квантовый эффект Холла: глобальная картина явления // Природа. – 1999ю - № 2. – С. 16-28.

179. Е.Н.Бормонтов Квантовый эффект Холла // Соросовский образовательный журнал. – 1999. - № 9. – С. 81-87.

180. Рашба Э.И., Тимофеев В.Б. Квантовый эффект Холла // ФТП. – 1986. – Т. 20. - С. 977-1024.

181. D.R.Leadley, R.J.Nicholas, J.J.Harris and C.T.Foxon Cyclotron phonon emission and electon energy loss rates in GaAs-AlGaAs heterojunctions // Semicond.Sci.Technol. – 1989. – V. 4. - P. 879-884. 182. A.J.Kent, R.E.Strickland, K.R.Stpickland, and M.Henini Photoconductivity measurement of the phonon absorption by a two-dimensional hole das in a GaAs heterojunction // Phys. Rev. B. – 1996. - V. 54. - P. 2019-2026.

183. H.A.J.M.Reinen, T.T.J.M.Berendschot, R.J.H.Kappert, H.J.A.Bluyssen Electron-Phonon Interaction of a Two-Dimensional Electron Gas in a Strong Magnetic Field // Sol. St. Com. – 1988. – V. 65. – P. 1495-1499.

184. G.A.Toombs, F.W.Sheard, D.Neilson and L.J.Challis Phonon Emission by a Hot Two-Dimensional Electron Gas in a Quantizing Magnetic Field // Sol. St. Com. – 1987. – V. 64. - P. 577-581.

185. F.Dietzel, W.Dietsche, K.Ploog Electron-phonon interaction in the quantum Hall affect regime // Phys. Rev. B. – 1993. – V. 48. – P. 4713-4720.

186. K.Benedict The frequency spectrum of phonon emission from a heated two-dimensional electron gas in a strong magnetic field // J. Phys. Condens Matter. -1992. - V. 4. - P. 4083-4088.

187. F. Arams, C. Allen, B. Peyton, E. Sard Millimeter mixing and detection in bulk InSb // Proceedings of IEEE. – 1966. – V. 54. - N. 4. – P. 612-622.

188. М.Г.Блюмина, А.Г.Денисов, Т.А.Полянская, И.Г.Савельев, А.П.Сеничкин, Ю.В.Шмарцев Энергетическая релаксация двумерных электронов на гетерогранице AlGaAs/GaAs // Письма в ЖЭТФ. – 1986. – Т. 44. – В. 5. – С. 257-260.

189. Hopfel R.A., Weimann G. Electron heating and free-carrier abcorption in AlGaAs/GaAs single heterostructures // Applied Physics Letters. – 1985. – V. 46. – N 3. – P. 291-293.

190. J. X. Yang, P. Agahi, D. Dai, C. F. Musante, W. Grammer, K. M. Lau and K. S. Yngvesson Wide-bandwidth electron bolometric mixers: a 2DEG prototype and potential for low-noise THz receivers //IEEE Trans. on Micr. Theo. and Technol. - 1993. - V. 41. - P. 581-589.

191. J. X. Yang, J. Li, C. F. Musante, K. S. Yngvesson Microwave mixing and noise in the two-dimensional electron gas medium at low temperatures // Applied Physics Letters. - 1995. - Vol. 66. - P. 1983-1985.

192. Prober D. E. Superconducting terahertz mixer using transition-edge microbolometer// Applied Physics Letters. - 1993. - V. 62. – N. 17. - P. 2119-2121.

193. Yngvesson K. S. Ultrafast two-dimensional electron gas detector and mixer for terahertz radiation // Applied Physics Letters. - 2000. - V. 76. - N. 6. - P. 777-779.

194. M. Lee, L. N. Pfeiffer, K. W.West, K. W. Baldwin Wide bandwidth millimeter wave mixer using a diffusion cooled two dimensional electron gas // Applied Physics Letters. - 2001. - V. 78. N. 19. - P. 2888-2890.

195. Lee M., Pfeiffer L. N., West K. W. Ballistic cooling in a wideband two dimensional electron gas bolometric mixer // Applied Physics Letters. - 2002. - V. 81. N. 7. - P. 1243-1245.

196. J.F.Ryan, R.A.Taylor, A.J.Turberfield, Angela Maciel, J.M.Worlock, A.C.Gossard and W.Wiegmann Time-Resolved Photoluminescence of Two-Dimensional Hot Carriers in GaAs-AlGaAs Heterostructures // Phys.Rev.Lett. – 1984. – V. 53. – P. 1841-1844.

197. W.Potz, P.Kocevar Electronic power transfer in pulsed laser excitation of polar semiconductors // Phys.Rev.B. – 1983. – V. 28. – P. 7040-7047.

198. U.Hohenester, P.Supancic and P.Kocevar, X.Q.Zhou, W.Kutt and H.Kurz Subpicosecond thermalization and relaxation of highly photoexcited electrons and holes in intrinsic and p-type GaAs and InP // Phys.Rev.B. – 1993. – V. 47. – P. 13233-13245.

199. G.Bauer and H.Kahlert Low-Temperature Non-Ohmic Galvanomagnetic Effects in Degenerate n-Type InAs // Phys.Rev.B. – 1972. – V. 5. – P. 566-579.

200. С.С.Мурзин, В.Т.Долгополов Нагрев и время релаксации по энергии электронов и дырок в висмуте // ЖЭТФ. – 1980. – Т. 79. – С. 2282-2290.

201. В.Т.Долгополов, А.А.Шашкин, С.И.Дорожкин, Е.А.Выродов Время энергетической релаксации в двумерном электронном газе у поверхности (001) кремния // ЖЭТФ. – 1985. – Т. 89. – С. 2113-2122.

202. J. Lutz, F. Kuchar, K. Ismail, H. Nickel, W. Schlapp Time resolved measurements of the energy relaxation in the 2DEG of AlGaAs/GaAs // Semicond.Sci.Technol. – 1993. – V. 8. – P. 399-402.

203. B.R.A.Neves, N.Mori, P.H.Beton, L.Eaves, J.Wang, and M.Henini Landau-level populations and slow energy relaxation of a two-dimensional electron gas probed by tunneling spectroscopy // Phys. Rev. B. – 1995. – V. 52. – P. 4666-4669.

204. Bertrand Thomas, Alain Maestrini, Member, IEEE, and Gérard Beaudin, A Low-Noise Fixed-Tuned 300–360-GHz Sub-Harmonic Mixer Using Planar Schottky Diodes // IEEE Microwave and wirekess components letters. – 2005. – V. 15. - N. 12. - P. 865-867.

205. Bertrand Thomas, Alain Maestrini, John Ward, Erich Schlecht, Goutam Chattopadhyay, John Gill, Choonsup Lee, Robert Lin and Imran Mehdi Terahertz cooled sub-harmonic Schottky mixers for planetary atmospheres // 5th ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Applications & 31st ESA Antenna Workshop. - Noordwijk, the Netherlands, 2009. – P. 101-108.

206. T.W.Crowe, R.J.Mattauch, H.P.Roser, W.L.Bishop, W.C.B.Peatman, and X.Liu GaAs Schottky Diodes for THz Mixing Applications // Proc. IEEE. – 1992. – V. 80. – P. 1827-1841.

207. S.S. Gearhart, J.Hesler, W.L.Bishop, T.W.Crowe, and G.M.Rebeiz A Wide-band 760-GHz Planar Integrated Schottky Receiver // IEEE Microwave and Guided Wave Lett. – 1993. – V. 3. – P. 205-297.

208. J.L.Hesler, T.W.Crowe, R.M.Weikle, R.F.Bradley, S.-K.Pan, and G.Chattopadhyay The Design, Construction, and Evaluation of a 585 GHz Planar Schottky Mixer // Proceedings of the 6th International Symposium on Space Terahertz Technology. – California, Pasadena, USA, 1995. - P. 34-44.

209. G.Chin Optically Pumped Submillimeter Diodes Heterodyne receivers: Astrophysical Observations and Recent Technical Developments // Proceedings of the IEEE. – 1992. – V. 80. – P. 1788-1799.

210. Ю. А. Иванов, С. А. Мешков, И. А. Федоренко, Н. В. Федоркова, В. Д. Шашурин Субгармонический смеситель с улучшенными интермодуляционными характеристиками на базе резонансно-туннельного диода // Радиотехника и электроника. – 2010. – Т. 55. - № 8. – С. 982–988.

211. Gert de Lange, Pavel Yagoubov, Hans Golstein, Arno de Lange, Bart van Kuik, Joris van Rantwijk Ed de Vries, Johannes Dercksen, Ruud Hoogeveen, Valery Koshelets, Oleg Kiselev, Andrey Ermakov First Light of the TELIS instrument // Proceedings of the 20th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Charlottesville, USA, 2009. – P. 62.

212. Caltech Submillimeter Observatory [Электронный ресурс]. URL: http://www.submm.caltech.edu/cso/. (Дата обращения: 16.10.2012).

213. S. V. Shitov, O. V. Koryukin, A. V. Uvarov, M. A. Bukovski, Y. Uzawa, T. Noguchi, M. Takeda, Z. Wang, M. Krough, A. N. Vystavkin Study on SIS mixers for "ALMA" Band-10 // Proceedings of 6th International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'07). - Kharkov, Ukraine, 2007. – P. 219-221.

214. Atacama Large Millimeter/submillimeter Array [Электронный ресурс]. URL: http://www.almaobservatory.org/. (Дата обращения: 16.10.2012).

215.AtacamaPathfinderEXperimentAPEXInstrumentation[Электронный ресурс].URL:http://www.apex-telescope.org/instruments/.(Дата обращения: 16.10.2012).

216. C. Risacher, V. Belitsky, I. Lapkin, R. R. Monje, M. Pantaleev, V. Vassilev, E. Sundin, A. Pavolotsky, D. Meledin, K-Å. Johansson, L-G. Gunnarsson, M. Svensson, M. Fredrixon, S-E. Ferm, V. P. Robles, M. Hagström, R. Booth A 279-381 GHz SIS Receiver For the new APEX Telescope // Proceedings of the 16th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Göteborg, Sweden, 2005. – P. 432-437.

217. Purple Mountain Observatory Chinese Academy of Sciences [Электронный ресурс]. URL: http://english.pmo.cas.cn/. (Дата обращения: 16.10.2012).

218. Qi-Jun Yao, Xue-Song Cao, Xu-Guo Zhang, Jing Li, Sheng-Cai Shi, Ji Yang A compact 500GHz SIS receiver system for POST // Microwave Conference APMC 2009. – Singapore, 2009. - P. 551 – 554.

219. C.Y.E. Tong, R. Blundell, S.Paine, D.C. Papa, J. Kawamura, X. Zhang, J. A. Stern, & H. G. LeDuc Design and characterization of 200-300 GHz fixed tuned SIS receiver // IEEE Trans. on Micr. Theory and Tech. – 1996. V. 44. – N. 9. –P. 1548-1566.

220. C.Y.E. Tong, R.Blundell, B. Bumble, J. Stern, H. Leduc Sub-mm distributed quasipartical receiveremploying a non-linear transmission line // Proceedings of 7th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Charlottesville, Virginia, USA, 1996. - P. 47-62.

221. A. Karpov, J. Blondel, M.Voss, and K.Gundlach A three photon noise SIS heterodyne receiver at submillimeter wavelength // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 1999. – V. 9. - P. 4456-4459.

222. G. Chattopadhyay, F. Rice, D. Miller, H.G. LeDuc, and J. Zmuidzinas A 530-GHz Balanced Mixer // IEEE Microwave and Guided Wave Lett. – 1999. – V. 9. – N. 11. – P. 467-469.

223. M.J. Wengler Submillimeter-Wave Detection with Superconducting Tunnel Diodes // Proceedings of IEEE. – 1992. – V. 80. – N. 11. – P. 1810-1826.
224. A.R.Kerr Some Fundamental and Practical Limitations on Broad-Band Matching to Capacitive Devices, and the Implications for SIS Mixer Design // IEEE Trans. Microwave. Theory Tech. – 1995. – V. 43. – P. 2-13.

225. Есепкина Н.А., Корольков Д.В., Парийский Ю.Н. Радиотелескопы и радиометры. - М.: Наука, 1973. – 416 с.

226. Satoshi Kohjiro, Kenichi Kikuchi, Masaaki Maezawa, Tomofumi Furuta, Atsushi Wakatsuki, Hiroshi Ito, Naofumi Shimizu, Tadao Nagatsuma, and Yuichi Kado A 0.2–0.5 THz single-band heterodyne receiver based on a photonic local oscillator and a superconductor-insulator-superconductor mixer // Applied Physics Letters. – 2008. – V. 93. – P. 093508-1 - 093508-3.

227. Nagatsuma T., Enpuku K., Irie F., Yoshida K. Flux-flow type Josephson oscillator for millimeter and submillimeter wave region // Journal of Applied Physics. - 1983. - V. 54. - P. 3302-3309.

228. Nagatsuma T., Enpuku K., Irie F., Yoshida K. Flux-flow-type Josephson oscillator for millimeter and submillimeter wave region. II. Modeling // Journal of Applied Physics. - 1984. - V. 56. - P. 3284-3293.

229. T. Nagatsuma, K. Enpuku, K. Sueoka, K. Yoshida, and F. Irie Flux-flow-type Josephson oscillator for millimeter and submillimeter wave region. III. Oscillation stability // Journal of Applied Physics. - 1985. – V. 58. – P. 441-449.

230. J. Qin, K. Enpuku, and K. Yoshida Flux-flow-type Josephson oscillator for millimeter and submillimeter wave region. IV. Thin-film coupling // Journal of Applied Physics. - 1988. - V. 63. – P. 1130-1135.

231. Koshelets V.P., Shitov S.V., Filippenko L.V., Baryshev A.M., Golstein H., de Graauw T., Luinge W., Schaeffer H., van de Stadt H. First Implementation of a Superconducting Integrated Receiver at 450 GHz // Applied Physics Letters. - 1996. - V. 68. - P. 1273-1275.

232. Киселев О.С. Исследование основных характеристик и разработка алгоритмов управления сверхпроводниковым интегральным приемником, диссертация кандидата физико-математических наук: 01.04.01: защищена 09.12.2011/ О.С.Киселев. – М., - 2011. - 124 стр.

233. V.P. Koshelets, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, A.V. Khudchenko, O.S. Kiselev, A.S. Sobolev, M.Yu. Torgashin, P.A. Yagoubov, R.W.M. Hoogeveen, and W. Wild Iintegrated Submillimeter Receiver for TELIS // IEEE Trans. on Appl. Supercond. – 2007. – V. 17. – P. 336-342.

234. G.de Lange, Qing Hu, Howard Huang, Arthur W. Lichtenberger Development of a 170-210 GHz 3x3 micromashined SIS imaging array // Proceedings of 8th International Symposium on Space Terahertz Technology. – Cambridge, Massachusetts, USA, 1997. – P. 518-529.

235. Belitsky V., Tarasov M.A. SIS Junction Reactance Complete Compensation // IEEE Trans. on Magnetic. MAG- 27. – 1991. – V. 2. - Pt. 4. – P. 2638-2641.

236. V.Yu.Belitsky, E.L.Kollberg Tuning circuit for NbN SIS mixer // Proceedings of 7th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Charlottesville, Virginia, USA, 1996. - P. 234-252.

237. C.Y.E. Tong, L. Chen, and R. Blundell Theory of Distributed Mixing and Amplification in a Superconducting Quasi-Particle Nonlinear Transmission Line // IEEE Trans. on MTT. – 1997. – V. 45. – N. 7. – P. 1086-1092.

238. M.J.Feldman and S.Rudner Mixing with SIS arrays // Reviews of Infrared and Millimeter Waves // Reviews of & Millimeter Waves, edited by K.J. Button (Plenum, New York). – 1983. – V. 1. – P. 47-75.

239. Шитов С.В., Кошелец В.П. и др. Цепочки СИС переходов с параллельным смещением для приемников миллиметровых волн // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. – 1991. – Т. 4. - № 10. - С. 2023-2033.

240. H. G. LeDuc, A. Judas, S. R. Cypher, B. Bumble, B. D. Hunt, J. A. Stern, "Submicron area NbN/MgO/NbN tunnel junctions for SIS mixer applications // IEEE Trans. Magn. – 1991. – V. 27. – N. 2. – P. 3192-3195.

241. Baryshev A.M., Mena F.P., Hesper R., Zijlstra T., Lodewijk C.F.J., Wild W., Klapwijk T.M. A Waveguide NbTiN SIS Mixer for THz Array Applications // Proseedings of Joint 31st International Conference on Infrared Millimeter Waves and 14th International Conference on Teraherz Electronics, IRMMW-THz 2006. – Shanghai, China, 2006. - P. 392–92.

242. A. Karpov, D. Miller , F. Rice, J. Zmuidzinas, J. A. Stern, B. Bumble, H. G. LeDuc Low noise 1.2 THz SIS receiver // Proceedings of the 12th International Symposium on Space Terahertz Technology. - San Diego, CA, USA, 2001. – P. 21-22.

243. Yoshinori UZAWA, Zhen WANG, and Akira KAWAKAMI Quasioptical submillimeter-wave SIS mixers with NbN/A1N/NbN tunnel junctions // Proceedings of 7th International Symposium on Space Terahertz Technology. -Charlottesville, Virginia, USA, 1996. - P. 37-46.

244. Jing Li, Masanori Takeda, Zhen Wang, Sheng-Cai Shi, and Ji Yang Low-noise 0.5 THz all-NbN superconductor-insulator-superconductor mixer for submillimeter wave astronomy // Applied Physics Letters. – 2008. – V. 92. - P. 222504-1 - 222504-3.

245. Masanori Takeda, Wenlei Shan, Takafumi Kojima, Shingo Saito, Matthias Kroug, Yoshinori Uzawa and Zhen Wang Low-noise waveguide SIS mixer with NbN/AlN/NbN tunnel junctions tuned by an NbN/MgO/NbTiN microstrip circuit // Superconductor Science and Technology. – 2009. - V. 22. – N. 7. - P. 075015.

246. W.H.Parker Modified heating theory of nonequilibrium superconductors // Physical Review B. – 1975. – V. 12. – P. 3667-3672. 247. B.L.Altshuler and A.G.Aronov Electron-electron interaction in disordered conductors // Modern Problems in Condensed matter Science. – 1985. - V. 10. - P. 4-150.

248. S.B.Kaplan Acoustic matching of superconducting films to substrates // J. Low.Temp.Phys. – 1979. – V. 37. – P.343-365.

249. A.Rothwarf and B.N.Taylor Measurement of Recombination Lifetimes in Superconductors // Physical Review Letters. – 1967. - V. 19. – P. 27-30.

250. N. Perrin and C.Vanneste Response of superconducting films to periodic optical irradiation // Physical Review B. – 1983. – V. 28. – P. 5150-5159.

251. А.В. Масленникова, С.А. Рябчун, М.И. Финкель, Н.С. Каурова, А.А. Исупова, Б.М. Воронов, Г.Н. Гольцман Широкополосные смесители на горячих электронах на основе NbN наноструктур // ТРУДЫ МФТИ. Физика, электроника, нанотехнологии. - 2011. - Т. 3. - № 2. С. 31-34.

252. Yu.P.Gousev, G.N.Gol'tsman, A.D.Semenov, E.M.Gershenzon, R.S.Nebosis, M.A.Heusinger, and K.F.Renk, Broadband ultrafast superconducting NbN detector for electromagnetic radiation // J.Appl.Phys. – 1994. – V. 75. – P. 3695-3697.

253. J.W.Bremer, and V.E. Newhouse Thermal Propagation Effect in Thin Superconducting Films // Physical Review Letters. – 1958. – V. 1. – P. 282-284.

254. W.J. Skocpol, M.R. Beasley, and M. Tinkham Self-heating hotspots in superconducting thin-film microbridges // Journal of Applied Physics. – 1974. – V. 45. – P. 4054-4066.

255. D. W. Floet, E. Miedema, T. M. Klapwijk, J. R. Gao Hotspot mixing: a framework for heterodyne mixing in superconducting hot electron bolometers // Applied Physics Letters. – 1999. – V. 74. - P. 433-435.

256. D. W. Floet, T. M. Klapwijk, J. R. Gao, P. A. J. De Krote Bias dependence of the thermal time constant in diffusion-cooled hot electron bolometer mixers // Applied Physics Letters. – 2000. -V. 77. – P. 1719-1721.

257. H. Merkel, P. Khosropanah, D. W. Floet, P.Yagoubov, E.L. Kollberg Conversion gain and fluctuation noise of phonon-cooled HEB in hot-spot model // IEEE Trans. on MTT. -2000. - V. 48. - N. 4. - P. 690-699.

258. A. Semenov, and H.-W. Huebers Bandwidth of Hot Electron Bolometer Mixer according to the Hot Spot Model // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 2001. -V. 11. – N. 1. - P. 196-199.

259. Sigfrid Yngvesson REVIEW OF HEB HETERODYNE DETECTORS AND RECEIVER SYSTEMS FOR THE THZ RANGE: PRESENT AND FUTURE // Proceedings of the 14nd International Symposium on Space Terahertz Technology. – Tucson, USA, 2003. – P. 1-10.

260. Jonathan Kawamura, Anders Skalare, Jeffrey Stern, and Edward Tong A 1.5 THz waveguide HEB mixer using silicon-on-insulator substrates for the Stratospheric Terahertz Observatory // Proceedings of the 21nd International Symposium on Space Terahertz Technology. – Oxford, United Kingdom, 2010. – P. 217.

261. Anna Maslennikova, Ivan Tretyakov, Sergey Ryabchun, Matvey Finkel, Natalia Kaurova, Boris Voronov, and Gregory Gol'tsman Gain bandwidth and noise temperature of NbN HEB mixers with simultaneous phonon and diffusion cooling // Proceedings of the 21nd International Symposium on Space Terahertz Technology. – Oxford, United Kingdom, 2010. – P. 217-218.

262. W. Zhang, P. Khosropanah, J. R. Gao, T. Bansal, T. M. Klapwijk, W. Miao, and S. C. Shi Noise Temperature and Beam Pattern of a Quasioptical Heterodyne Receiver based on NbN Hot Electron Bolometer Mixer at 5.25 THz // Proceedings of the 21nd International Symposium on Space Terahertz Technology. – Oxford, United Kingdom, 2010. – P. 220-225.

263. H. Maezawa, T. Yamakura, T. Koyama, S. Yamamoto, S. Shiba, T. Shiino, N. Sakai, N. Nakai, M. Seta, A. Mizuno, T. Nagahama, Y. Fukui, Y. Irimajiri, N. Sekine, I. Hosako Development of a 1.9-THz Band Hot-Electron Bolometer Heterodyne Receiver with a Quantum Cascade Laser // Proceedings of the 21nd International Symposium on Space Terahertz Technology. – Oxford, United Kingdom, 2010. – P. 444-449.

264. F. Boussaha, J. Kawamura, J. Stern, A. Skalare, V. White Scalable Terahertz-Frequency HEB Mixers // Proceedings of the 22nd International Symposium on Space Terahertz Technology. - Tucson, Arizona, USA, 2011. – Paper 6-1. – P. 1-4.

265. Y. Delorme, R. Lefèvre, W. Miao, A. Féret, W. Zhang, T. Vacelet, F. Dauplay, L. Pelay, J. Spatazza, M. Ba Trung, J-M. Krieg, Y.Jin, P. Khosropanah, J. R. Gao and S. C. Shi A quasi-optical NbN HEB mixer with 800K DSB noise temperature at 2.5 THz // Proceedings of the 22nd International Symposium on Space Terahertz Technology. - Tucson, Arizona, USA, 2011. – Paper 6-2. – P. 1-4.

266. P. Pütz, M. Brasse, J. R. Gao, K. Jacobs, M. Justen, P. Khosropanah, W. Miao, M. Schultz, S. C. Shi, W. Zhang, and C. E. Honingh High Sensitivity Waveguide HEB Mixers at 2.5 THz // Proceedings of the 22nd International Symposium on Space Terahertz Technology. - Tucson, Arizona, USA, 2011. – Paper 6-5. – P. 1.

267. S. Ryabchun, M. Finkel, I. Tretyakov, A. Maslennikova, N. Kaurova, B. Voronov, and G. Gol'tsman Next Generation of Hot-Electron Bolometer Mixers for Future Heterodyne Missions // Proceedings of the 22^{nd} International Symposium on Space Terahertz Technology. - Tucson, Arizona, USA, 2011. – Paper 10-1. – P. 1.

268. T. Shiino, L. Jiang, R. Furuya, T. Yamaguchi, S. Shiba, T. Sakai, N.Sakai, Y. Watanabe, O. Ohguchi, H. Maezawa, T. Yamakura, Y. Irimajiri, S. Yamamoto Development of the 1.3-1.5 THz Band Superconducting HEB Mixer

Receivers for ASTE 10 m Telescope // Proceedings of the 22nd International Symposium on Space Terahertz Technology. - Tucson, Arizona, USA, 2011. – Paper 8-2. – P. 1.

269. S. A. Ryabchun, I. V. Tretyakov, M. I. Finkel, S. N. Maslennikov, N. S. Kaurova, V. A. Seleznev, B. M. Voronov, and G. N. Gol'tsman NbN phonon-cooled hot-electron bolometer mixer with additional diffusion cooling // Proceedings of the 20th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Charlottesville, USA, 2009. – P. 151-154.

270. W. Zhang, P. Khosropanah, J.R. Gao, E.L. Kollberg, K.S. Yngvesson, T. Bansal, J.N. Hovenier, T.M. Klapwijk Quantum noise contribution to NbN hot electron bolometer receiver // Proceedings of the 20th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Charlottesville, USA, 2009. – P. 155.

271. L. Jiang, T. Yamakura, Y. Irimajiri, K. Shimbo, S. Shiba, T. Shiino, N. Sakai, P. G. Ananthasubramanian, H. Maezawa, S. Yamamoto Development of 1.5 THz Waveguide NbTiN HEB Mixers // Proceedings of the 20th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Charlottesville, USA, 2009. – P. 156-160.

272. W. Miao, Y. Delorme, A. Feret, R. Lefevre, L. Benoit, F. Dauplay, J.M. Krieg, G. Beaudin, W. Zhang, Y. Ren, and S.C. Shi. Performance Investigation of a Quasi-Optical NbN HEB Mixer at Submillimeter Wavelength // Proceedings of the 20th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Charlottesville, USA, 2009. – P. 289-292.

273. J. Chen, L. Kang, M. Liang, J. P. Wang, and P. H. Wu Low Noise Terahertz Receivers Based on Superconducting NbN Hot Electron Bolometers // Proceedings of the 20th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Charlottesville, USA, 2009. – P. 293-296.

274. W. Zhang, P. Khosropanah, T. Aggarwal, J.R. Gao, T.M. Klapwijk, W. Miao, and S.C. Shi, "Highly sensitive NbN hot electron bolometer mixer at 5.25

THz", Proceedings of the 20th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Charlottesville, USA, 2009. – P. 299.

275. Pourya Khosropanah, Wouter M. Laauwen, Merlijn Hajenius, Jian-Rong Gao, and Teun M. Klapwijk Sensitivity of a hot electron bolometer heterodyne receiver at 4.3 THz // Proceedings of the 19th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Groningen, the Netherlands, 2008. - P. 48-52.

276. W. Zhang , P. Khosropanah, J.N. Hovenier, J.R. Gao, T. Bansal, T.M. Klapwijk, M.I. Amanti, G. Scalari, and J. Faist Towards Detection of OH Line at 3.5 THz Using a HEB Mixer and a Distributed Feedback Quantum Cascade Laser // Proceedings of the 19th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Groningen, the Netherlands, 2008. - P. 53-58.

277. S. A. Ryabchun, I. V. Tretyakov, M. I. Finkel, S. N. Maslennikov, N. S. Kaurova, V. A. Seleznev, B. M. Voronov and G. N. Goltsman Fabrication and characterisation of NbN HEB mixers with in situ gold contacts // Proceedings of the 19th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Groningen, the Netherlands, 2008. - P. 62-67.

278. H. Richter, A. D. Semenov, S. G. Pavlov, H.-W. Hübers, L. Mahler, A. Tredicucci, H. E. Beere, D. A. Ritchie, K. S. Il'in and M. Siegel 2.5-THz heterodyne receiver with quantum cascade laser and hot electron bolometer mixer in a pulse tube cooler // Proceedings of the 19th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Groningen, the Netherlands, 2008. - P. 163-165.

279. Tarun Aggarwal, Pourya Khosropanah, Wen Zhang, Frans D. Tichelaar, Jian-Rong Gao, T. M. Klapwijk Superconducting contacts and NbN HEB mixer performance // Proceedings of the 19th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Groningen, the Netherlands, 2008. - P. 398-402.

280. L. Jiang, S. Shiba, K. Shimbo, M. Sugimura, P. G. Ananthasubramanian, H. Maezawa, Y. Irimajiri, S. C. Shi, S. Yamamoto Development of 0.8 THz and 1.5 THz Waveguide NbTiN HEB Mixers // Proceedings of the 19th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Groningen, the Netherlands, 2008. -P. 409-412.

281. Alexei D. Semenov, Heiko Richter, Heinz-Wilhelm Hübers, Pourya Khosropanah, Merijn Hajenius, Jian-Rong Gao, and Teun M. Klapwijk Development of a 1.8-THz Hot-Electron-Bolometer Mixer for TELIS // Proceedings of the 19th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Groningen, the Netherlands, 2008. - P. 417-420.

282. F. Rodriguez-Morales, S. Yngvesson, D. Gu, N. Wadefalk, K. Fu, C. Chan, J. Nicholson, and E. Gerecht Highly Packaged HEB Receivers Using Three-Dimensional Integration // Proceedings of the 18th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Pasadena, California, USA, 2007. - P. 185-189.

283. P. Khosropanah, W.M. Laauwen, J.R. Gao, M. Hajenius, J.N. Hovenier, and T.M. Klapwijk Sensitivity of an NbN hot electron bolometer based heterodyne receiver at 4.3 THz // Proceedings of the 18th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Pasadena, California, USA, 2007. - P. 190-192.

284. S.N. Maslennikov, M.I. Finkel, S.V. Antipov, S.L. Polyakov, W. Zhang, R. Ozhegov, Yu.B. Vachtomin, S.I. Svechnikov, K.V. Smirnov, Yu .R Korotetskaya, N.S. Kaurova, B.M. Voronov, and G.N. Gol'tsman Spiral antenna coupled and directly coupled NbN HEB mixers in the frequency range from 1 to 70 THz // Proceedings of the 17th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Paris, France, 2006. - P. 177-179.

285. P. P. Munoz, S. Bedorf, C.E. Honingh, K. Jacobs 1.9 THz and 1.4 THz waveguide mixers with NbTiN HEBs on Silicon Nitride Membranes // Proceedings of the 17th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Paris, France, 2006. - P. 181.

286. C.-Y.Edward Tong, Jonathan Kawamura, Todd R.Hunter, D.Cosmo Papa, Raymond Blandell, Michael Smith, Ferdinand Patt, Gregory Gol'tsman, Eugene Gershenzon Successful Operation of a 1 THz NbN Not-Electron Bolometer Receiver // Proceedings of the Eleventh International Symposium on Space Terahertz Technology. - Ann Arbor, Michigan, USA, 2000. - P. 49-59.

287. A.D.Semenov, H.-W.Hubers, J.Schubert, G.N.Gol'tsman, A.I.Elantiev, B.M.Voronov, E.M.Gershenzon Frequency Dependent Noise Temperature of the Lattice Cooled Hot-Electron Terahertz Mixer // Proceedings of the Eleventh International Symposium on Space Terahertz Technology. - Ann Arbor, Michigan, USA, 2000. - P. 39-48.

288. S.Cherednichenko, M.Kroug, P.Yagoubov, H.Merkel, E.Kollberg, K.S.Ingvesson, B.Voronov, G.Gol'tsman IF Bandwidth of Phonon Cooled HEB Mixers Made from NbN Films on MgO Substrates // Proceedings of the Eleventh International Symposium on Space Terahertz Technology. - Ann Arbor, Michigan, USA, 2000. - P. 219-227.

289. M.Frommberger, F.Mattiocco, P.Sabon, M.Schicke, K.F.Schuster, O.Laborde Properties of Nb Thin Films and Their Application for Diffusion-Cooled Hot-Electron Bolometer // Proceedings of the Eleventh International Symposium on Space Terahertz Technology. - Ann Arbor, Michigan, USA, 2000. – P. 489-500.

290. E.Gerecht, C.F.Musante, Y.Zhuang, M.Ji, K.S.Ingvesson, T.Goyette, J.Waldman Development of Focal Plane Arrays Utilizing NbN Hot Electron Bolometric Mixers for the THz Regime // Proceedings of the Eleventh International Symposium on Space Terahertz Technology. - Ann Arbor, Michigan, USA, 2000. – P. 209-218.

291. P.Yagoubov, M.Kroug, H.Merkel, E.Kolberg, H.-W.Hubers, J.Schubert, G.Schwaab, G.Gol'tsman, E,Gershenzon NbN Hot Electron Bolometric Mixers at Frequencies between 0.7 and 3/1 THz // Proceedings of the Tenth International Symposium on Space Terahertz Technology. - Charlottesville, Virginia, USA, 1999. – P. 238-246.

292. Антоненко С.В. Технология тонких пленок. Учебное пособие. -М: МИФИ, 2008. - 104 с.

293. J.R. Gao, M. Hajenius, F.D. Tichelaar, B. Voronov, E. Grishina, T. M. Klapwijk, G. Gol'tsman, and C.A. Zorman Can NbN films on 3C-SiC/Si change the IF bandwidth of hot electron bolometer mixers? // Proceeding of 17th International Symposium on Space Terahertz Technology. – Paris, France, 2006. – P. 187-189.

294. Вахтомин Ю.Б. Гетеродинное преобразование частоты субмиллиметрового излучения в сверхпроводящих пленках NbN и двумерном электронном газе гетероструктур AlGaAs/GaAs: диссертация кандидата физико-математических наук: 01.04.03: защищена 06.06.2005 / Ю.Б. Вахтомин. – М., - 2005. - 178 с.

295. H.-W. Hübers, G. W. Schwaab, and H. P. Röser Submillimeter and far-Infrared space instrumentation // Proceedings of the 30th ESLAB Sympisium, ESA SP-388. - Noordwijk, the Netherlands, 1996. - P. 159 - 162.

296. H. Ekstrom, E. Kollberg, P. Yagoubov, G. Gol'tsman, E. Gershenzon Gain and noise bandwidth of NbN hot-electron bolometric mixers // Apllied Physics Letters. – 1997. – V. 70. - P. 3296-3298.

297. J. Lutz, F. Kuchar, K. Ismail, H. Nickel, W. Schlapp Time resolved measurements of the energy relaxation in the 2DEG of AlGaAs/GaAs // Semicond.Sci.Technol. – 1993. – V. 8. –P. 399-402.

298. Hopfel R.A., Weimann G. Electron heating and free-carrier abcorption in AlGaAs/GaAs single heterostructures // Applied Physics Letters. – 1985. – V. 46. – N. 3. – P. 291-293.

299. Blumina M. G., Denissov A. G., Polyanskaya T. A., Savel'ev I. G., Senichkin A. P. and Shmartsev Y. V. Energy relaxation of 2D electrons at an AlGaAs/GaAs heterojunction // JETP Letters. – 1986. – V. 44. – P. 257-260.

335

300. Zhang J., Vitkalov S. and Bykov A. A. Nonlinear resistance of 2D electrons in crossed electric and magnetic fields // Physical Review B. - 2009. – V. 80. – P. 045310-1 - 045310-5.

301. K. Hirakawa, H. Sakaki Energy relaxation of two-dimensional electrons and the deformation potential constant in selectively doped AlGaAs/GaAs heterojunctions // Applied Physics Letters. – 1986. - V. 49. – P. 889-891.

302. Kreschuk A. M., Martisov M. Y., Polyanskaya T. A., Savel'ev I. G., Saidashev I. I., Shik A. Y. and Shmartsev Y. V. Energy relaxation of 2D electrons at an AlGaAs/GaAs heterojunction at helium temperatures // Solid State Communications. – 1988. - V. 65. – P. 1189-1192.

303. В.Карпус Энергетическая релаксация двумерных электронов при пьезоакустическом рассеянии // ФТП. – 1988. – Т. 22. – С. 439-449.

304. Н.М.Гродненский, К.В.Старетин, Д.В.Галченков Отрицательная фотопроводимость двумерных электронов в полупроводниковых гетероструктурах // Письма ЖЭТФ. – 1986. – Т. 43. – С. 54-56.

305. A.J.Kent, R.E.Strickland, K.R.Stpickland, and M.Henini Photoconductivity measurement of the phonon absorption by a two-dimensional hole das in a GaAs heterojunction // Phys Rev B. – 1996. – V. 54. – P. 2019-2026.

306. D.R.Leadley, R.J.Nicholas, J.J.Harris and C.T.Foxon Cyclotron phonon emission and electon energy loss rates in GaAs-AlGaAs heterojunctions // Semicond.Sci.Technol. – 1989. – V. 4. – P. 879-884.

307. E. Gerecht, C.F. Musante, H. Jian, Y. Zhuang, K.S. Yngvesson, J. Dickinson, T. Goyette, J. Waldman, P. Yagoubov, G. Gol'tsman, B. Voronov, E. Gershenzon Improved Characteristics of NbN HEB Mixers Integrated with Log-Periodic Antennas // Proceedings of the Tenth International Symposium on Space Terahertz Technology. - Charlottesville, Virginia, USA, 1999. – P. 200-207.

308. Е.М. Гершензон, Г.Н. Гольцман, И.Г. Гогидзе, Ю.П. Гусев, А.И. Елантьев, Б.С. Карасик, А.Д. Семенов Смеситель миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн на основе разогрева электронов в резистивном состоянии сверхпроводниковых пленок // Сверхпроводимость: физика, химия, технология. – 1990. – Т. 3. – С. 1711.

309. A.D. Semenov, H.-W. Hubers, J. Shubert, G.N. Goltsman, A. I. Elantiev, B. M. Voronov, E. M. Gershenzon Design and performance of the lattice-cooled hot-electron terahertz mixer // Journal of Applied Physics. – 2000. – V. 88. – N. 12. P. 6758-6767.

310. J. Mather Electrical self-heating calibration of nonideal bolometers // Appl. Optics. – 1984. – V. 23. – N. 18. – P. 3181-3183.

311. B. Karasik and A. Elantiev Analysis of the noise performance of a hohelectron superconducting bolometer mixer // Proceedings of 6th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Pasadena, CA, USA, 1995. – P. 229-246.

312. J.-X.Yang, F.Agahi, D.Dai, C.F.Musante, W.Grammer, K.M.Lau, and K.S.Ingvesson Wide-bandwidth electron bolometric mixer: a 2DEG prototype and potential for low-noise THz reseivers // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. – 1993. – V. 41. – N. 4. P. 581-589.

313. V. Belitsky MM and sub-mm instrumentation for radio astronomy // Masers and Molecules workshop. – Sarohus, Sweden, 2003.

314. J.Kawamura, C.-Y.E.Tong, R.Blundell, D.C.Papa, T.R.Hunter, F.Patt, G.Gol'tsman, E.Gershenzon Terahertz frequency waveguide NbN hot electron bolometr mixer // IEEE Transaction of Applied Superconductivity. – 2001. - V. 11. – Issue 1. – P. 952-954.

315. A. Kerr, M. Feldman, and S.-K. Pan Receiver noise temperature, the quantum noise limit, and zero-point fluctuations // Proceedings of the 8th

International Symposium on Space Terahertz Technology. - Cambridge, Massachusetts, USA, 1997. – P. 101-111.

316. 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 detection // Applied Physics Letters. – 2000.
V. 76. – Issue 22. – P. 3304-3306.

317. R.A. Wyss, A. Neto, W.R. McGrath, B. Bumble, H. LeDuc Submillimeter-wave spectral response of twin-slot antennas coupled to hotelectron bolometers // Proceedings of the Eleventh International Symposium on Space Terahertz Technology. - Ann Arbor, Michigan, USA, 2000. - P. 379–388.

318. Dyson J D The equiangular spiral // antenna IRE Transactions on Antennas and Propagation. -1959. - V. AP-7. - N.2. - P. 181-187.

319.КомпанияТуdex[Электронный ресурс].URL:http://www.tydexoptics.com/ru/products/thz_optics/thz_materials/.(Датаобращения: 16.10.2012).

320. B.S.Karasik and A.I. Elantiev Noise temperature limit of a superconducting hot-electron bolometer mixer' // Applied Physics Letters. – 1996.
– V. 68. - Issue 6. – P. 853-855.

321. S. Cherednichenko, M. Kroug, P. Yagoubov, H. Merkel, E. Kollberg, K.S. Yngvesson, B. Voronov, G. Gol'tsman IF Bandwidth of Phonon cooled HEB mixers made from NbN films on Mgo substrates // Proceedings of the Eleventh International Symposium on Space Terahertz Technology. - Ann Arbor, Michigan, USA, 2000. – P. 219-227.

322. Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. - М.: МЦНМО, 2000, - 402 с.

323. J. Kawamura, R. Blundell, C.-Y. E. Tong, D. C. Papa, T. R. Hunter, G. Gol'tsman, S. Cherendichenko, B. Voronov, E. Gershenzon First Light with an 800

GHz Phonon-Cooled HEB Mixer Receiver // Proceedings of the 9th International Symposium on Space Terahertz Technology. - Pasadena, California, USA, 1998. – P. 35-44.

324. A.M. Kadin, M.W. Johnson Single-photon-counting hotspot detector with integrated RSFQ readout electronics // Applied Physics Letters. – 1996. - V. 69. - Issue 25. – P. 3938-1 - 3938-3.

325. M.W.Johnson, A.M.Herr, A.M.Kadin Bolometric and nonbolometric infrared photoresponses in ultrathin superconducting NbN films // Journal of Applied Physics. – 1996. – V. 79. - Issue 9. – P. 7069-7064.

326. D.Gupta, A.M.Kadin Single-Photon-Counting Hotspot Detector with Integrated RSFQ Readout Electronics // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 1999. – V. 9. – Issue 2. P. 4487-4490.

327. Hadfield, R. H.; Schwall, R. E.; Nam, S. W.; Mirin, R. P. Quantum Dot Single Photon Sources Studied with Superconducting Single Photon Detectors // Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal. – 2006. – V. 12. – Issue 6. – P. 1255 – 1268.

328. Robert H. Hadfield, Martin J. Stevens, Richard P. Mirin, and Sae Woo Nam Single-photon source characterization with twin infrared-sensitive superconducting single-photon detectors // J. Appl. Phys. – 2007. – V. 101. – P. 103104-1 - 103104-7.

329. Muhammad Danang Birowosuto, Hisashi Sumikura, Shinji Matsuo, Hideaki Taniyama, Peter J. van Veldhoven, Richard Nötzel & Masaya Notomi Fast Purcell-enhanced single photon source in 1,550-nm telecom band from a resonant quantum dot-cavity coupling // Scientific Reports. – 2012. – V. 2. - Article number 321. - P. 1-5.

330. A.Kerman, E.Dauler, W.Keicher, J,Yang, K.Berggren, G.Gol'tsman, B.Voronov Kinetic-Industance-Limited Reset Time of Superconducting Nanowire Photon Counters // Applied Physics Letters. – 2006. – V. 88. – P. 111-116.

331. Kadin A. Introduction to superconducting circuits. – NY: John Wiley & Sons. Inc, 1999. – 385 p.

332. Минаева О.В. Быстродействующий однофотонный детектор на основе тонклой сверхпроводниковой пленки NbN: диссертация кандидата физико-математических наук: 01.04.03: защищена 18.05.2009 / О.В. Минаева. – М., - 2009. – 157с.

333. И.Н.Флоря, Ю.П.Корнеева, А.А.Корнеев, Г.Н.Гольцман Сверхпроводниковый однофотонный детектор для среднего инфракрасного диапазона на основе узких параллельных полосок // Труды МФТИ. Физика, электроника, нанотехнологии. - 2011. - Т. 3. - № 2. С. 49-52.

334. M. Ejrnaes, A. Casaburi, S. Pagano, F. Mattioli, A. Gaggero, R. Leoni and R. Cristiano // Superconducting single photon detectors based on parallel NbN nanowires // SPIE Proceedings. – 2011. – V. 8072. – P. 807203.

335. Francesco Mattioli, Mikkel Ejrnaes, Alessandro Gaggero, Alessandro Casaburi, Roberto Cristiano, Sergio Pagano, and Roberto Leoni Large area single photon detectors based on parallel configuration NbN nanowires // J. Vac. Sci. Technol. B. -2012. -V.30. -P.031204-1 - 031204-5.

336. G. Rieke Detection of Light. From the Ultraviolet to the Submillimeter. -Cambridge: Cambridge University Press, 2nd edition, 2003. – 356 p.

337. Кварцевое стекло для производства оптики [Электронный ресурс]. URL: http://www.tydexoptics.com/pdf/ru/Fused_silica.pdf. (Дата обращения: 16.10.2012).

338. Окунев О.В. Эффект однофотонного детектирования оптического и ИК излучений в тонких сверхпроводящих NbN пленках: диссертация кандидата физико-математических наук: 01.04.03: защищена 19.04.2004 / О.В.Окунев. – М., - 2004. – 151 с.

340