### РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ИНФРАКРАСНЫХ ФОТОПРИЕМНИКОВ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Учебно-методическое пособие

#### МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ РАДИОФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

### РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ИНФРАКРАСНЫХ ФОТОПРИЕМНИКОВ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Учебно-методическое пособие

Томск-2023

#### РАССМОТРЕНО И УТВЕРЖДЕНО

методической комиссией радиофизического факультета Протокол № 9/23 от «5» сентября 2023 г.

Председатель комиссии: профессор кафедры квантовой электроники и фотоники, д-р физ.-мат. наук А.П. Коханенко

Рассмотрено фотопроводимости явление в полупроводниках. Даны общие сведения о гетероструктурах и различных типах наноструктур. Особое внимание уделено квантовым точкам, их энергетической структуре и оптическим Рассмотрены свойствам. основные принципы работы инфракрасных детекторов, числе фотоприемников том В на квантовых точках. Дана классификация источников шумов устройствах. Описаны в таких основные параметры, определяющие рабочие инфракрасных характеристики фотодетекторов, рассмотрены способы И ИХ расчета для фотоприемников на квантовых точках. Учебное пособие физико-математических содержит описание моделей и расчетные моделированию задания по темнового тока и обнаружительной способности фотодетекторов на квантовых точках в различных режимах работы. Пособие предназначено для аспирантов, магистрантов и студентов старших курсов физико-математических факультетов, а также специалистов в области оптоэлектроники.

**СОСТАВИТЕЛИ:** К.А. Лозовой, А.П. Коханенко, Р. Духан, А.Г. Коротаев

Введение.	4
1. Понятие фотопроводимости	5
2. Гетеро- и наноструктуры	9
2.1. Гетероструктуры	9
2.2. Наноструктуры	10
2.3. Квантовые точки	11
3. Инфракрасные фотоприемники	16
3.1. Общие сведения о фотоприемниках	16
3.2. Фотоприемники на основе квантовых точек	18
4. Основные параметры фотоприемников	22
4.1. Шумы	22
4.2. Чувствительность	27
4.3. Мощность, эквивалентная шуму	28
4.4. Обнаружительная способность	28
5. Особенности расчета параметров фотоприемников	
на квантовых точках	30
5.1. Предельные характеристики фотоприемников	
с квантовыми точками германия на кремнии (в режиме	•
ограничения фоновым излучением)	30
5.2. Темновой ток и обнаружительная способность	
фотодетекторов в режиме ограничения генерационно-	
рекомбинационными шумами	32
6. Расчетные задания	35
6.1. Расчет темнового тока и обнаружительной	
способности фотодетекторов в режиме ограничения	~ -
фоновым излучением	35
6.2. Расчет темнового тока и обнаружительной	
способности фотодетекторов в режиме ограничения	26
генерационно-рекомбинационными шумами	36
Литература	38

#### Содержание

#### введение

фотоприемники Инфракрасные могут применяться в широком спектре применений, включая волоконно-оптические передачи. космосе. линии связь в открытом системы наблюдения, химический анализ биомедицинскую И визуализацию.

3a последние два десятилетия инфракрасные фотоприемники с квантовой структурой на основе материалов III-V привлекли большое внимание в связи с попыткой реализации инфракрасных фотоприемников третьего поколения. Были продемонстрированы как одиночные пиксели. так и массивы детекторов в фокальной плоскости с многообещающими характеристиками.

Высокопроизводительные инфракрасные системы визуализации третьего поколения пользуются большим спросом для удовлетворения требований различных областей применения – от военной сферы до медицины.

настоящее B время существует большой интерес высокочувствительных к разработке инфракрасных фотоприемников на основе полупроводниковых наноструктур, включая квантовые точки, сверхрешетки и нанопроволоки. Кроме того, чтобы воспользоваться преимуществами развитой кремниевой интегральных технологии микросхем, разрабатываются монолитно интегрированные инфракрасные фотоприемники на основе кремния и германия для достижения быстродействия, более высокого расширенной функциональности и более высокого разрешения матриц фокальной плоскости при одновременной низкой стоимости.

Появляются обоснованные надежды, что благодаря ускоренному развитию технологий в этой области в будущем будут разработаны эффективные фотоприемники, обладающие хорошей чувствительностью, высокой обнаружительной способностью и низким темновым током.

#### 1. ПОНЯТИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ

Фотопроводимость увеличение электрической проводимости некоторых материалов при воздействии на них света с достаточной энергией кванта. Фотопроводимость служит в качестве инструмента для понимания внутренних процессов в этих материалах, И она также широко используется для обнаружения света И измерения его интенсивности в светочувствительных устройствах.

Фотопроводимость – это увеличение электропроводности полупроводника под действием электромагнитного излучения. Фотопроводимость впервые наблюдалась У. Смитом в 1873 году.

Фотопроводимость обычно вызывается увеличением концентрации носителей заряда при воздействии света; этот эффект называется первичной фотопроводимостью. Эффект фотопроводимости является результатом нескольких процессов, при котором фотоны переводят электроны из валентной зоны в зону проводимости (рис. 1).



Рис. 1. Явление фотопроводимости

Число электронов проводимости и дырок возрастает эффект называется собственной одновременно. И ЭТОТ фотопроводимостью. Когда электроны из валентной зоны переходят на вакантные уровни примеси, количество дырок увеличивается; этот эффект называется примесной р-типа. Если фотопроводимостью электроны переходят из уровней примесей в зону проводимости, то такой эффект называется примесной фотопроводимостью п-типа. Возможно и сосуществование этих типов фотопроводимости.

Внутренняя фотопроводимость возможна только при возбуждении достаточно коротковолновым излучением, превышает энергия фотонов либо в котором ширину запрещенной зоны (в случае собственной фотопроводимости) расстояние между валентной зоной или или зоной проводимости и примесным уровнем (в случае примесной фотопроводимости).

Фотопроводимость полупроводников, таких как Ge, Si, Se, CdS, CdSe, InSb, GaAs, и PbS, хорошо изучена и наиболее широко используется в технике.

фотоэффекта пропорциональна Величина квантовой эффективности η, которая определяется как отношение числа носителей, генерируемых светом к общему числу поглощенных фотонов. Величина обычно меньше η единицы из-за конкурирующих процессов, которые происходят при поглощении света, но не связаны с генерацией носителей. Это, например, процессы, связанные с возбуждением экситонов, колебаний решетки (фононов) или переходов между уровнями Когда вещество подвергается воздействию примеси. высокоэнергичного излучения, величина η может принимать значение больше единицы, так как энергии фотона хватает не только для перевода электрона из валентной зоны в зону проводимости, но и для сообщения электрону достаточной кинетической энергии для последующей ионизации других электронов.

Время жизни носителей, то есть среднее время, за которое число фотовозбуждаемых носителей уменьшается в *е* раз, определяется процессами рекомбинации. При рекомбинации типа «зона – зона» электрон переходит непосредственно из зоны проводимости в валентную зону. В случае рекомбинации на примесях, называемых центрами рекомбинации, электрон сначала переходит на ловушечный уровень такого центра, и только затем – в валентную зону. В зависимости от структуры материала, чистоты материала и температуры, время жизни носителей может составлять от нескольких долей секунды до нескольких наносекунд.

Зависимость величины фотопроводимости от частоты излучения определяется спектром поглощения данного полупроводника. На рисунке 2 представлен типичный спектр фотопроводимости полупроводникового материала.



Рис. 2. Типичная относительная характеристика спектральной чувствительности в области собственной фотопроводимости

С уменьшением длины волны фотопроводимость сначала резко увеличивается, а затем плавно снижается. Резкое уменьшение фотопроводимости на больших длинах волн вызвано достижением края поглощения, то есть исчезновением собственного поглощения, которое возникает, когда энергия фотона становится меньше ширины запрещенной зоны. Плавное снижение фотопроводимости на более коротких длинах волн поглощением вблизи поверхности. Уменьшение вызвано фотопроводимости в этой объясняется тем, что при большом коэффициенте поглощения, весь свет поглощается в поверхностном полупроводника, скорости слое где рекомбинации рекомбинация очень высокие. Такая в поверхностном поверхностной слое называется рекомбинацией.

фотопроводимости, Есть другие типы И которые не связаны с изменением концентрации носителей. Например, длинноволновое электромагнитное используется когда излучение, которое переходы не вызывает межзонные или не может вызвать ионизацию примесных центров, то возможно поглощение на свободных носителях, при котором энергия носителей увеличивается. Такое увеличение приводит подвижности И, следовательно, к изменению носителей электропроводности. Величина к увеличению этой фотопроводимости уменьшается на высоких частотах и не зависит от частоты в области низких частот.

Изменение подвижности при воздействии излучения может быть обусловлено не только увеличением энергии носителей, но и влиянием излучения на рассеяние электронов в кристаллической решетке.

Исследование фотопроводимости является одним из наиболее эффективных способов исследования свойств твердых тел. Эффект фотопроводимости используется при изготовлении солнечных элементов и детекторов с малой постоянной времени, которые чувствительны в очень широком диапазоне длин волн.

#### 2. ГЕТЕРО- И НАНОСТРУКТУРЫ

Современные технологические достижения в области эпитаксиальных методов выращивания материалов привели гетероструктур, к возможности изготовления в которых свободные квантово-механически ограничены носители потенциальными барьерами в чрезвычайно маленьком объеме пространства. Достигнут огромный прогресс в получении подобных структур на основе материальной системы кремнийгерманий. Отдельные устройства с высокими характеристиками на таких структурах уже активно используются. В этом разделе рассмотрены будут более подробно несколько важных терминов, гетероструктура, таких как наноструктура и квантовые точки.

#### 2.1. Гетероструктуры

Гетероструктура определяется как полупроводниковая структура, в которой на контакте двух слоев меняется их химический состав. Самая простая гетероструктура представляет собой одиночный гетеропереход, то есть границу раздела внутри полупроводникового кристалла, на которой изменяется химический состав. Конкретные примеры: контакт двух слоев кремния и германия или сплавов Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>, граница раздела между слоями GaAs и твердого раствора Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Большинство устройств и опытных образцов содержат более одного гетероперехода, и, таким образом, более правильным является использование более обшего термина «гетероструктура».

Если различных полупроводника два приведены в контакт, то на их границе раздела образуется гетероструктура. Развитие исследований гетероструктур привело к многочисленным приложениям, таким транзисторы как с высокой подвижностью электронов, полупроводниковые светодиоды и лазеры. Это объясняется тем, что использование

гетероструктур позволяет создавать устройства одновременно с хорошими электронными и оптическими свойствами. Самым выдающимся примером из разработанных приборных гетероструктур является лазер на двойной гетероструктуре, изобретенный Ж. И. Алферовым и Г. Кремером в 1963 году. За это открытие они были удостоены Нобелевской премии в 2000 году.

В состав полупроводниковых гетероструктур входят элементы II–VI групп (Zn, Cd, Hg, Al, Ga, In, Si, Ge, P, As, Sb, S, Se, Te и др.), соединения  $A^{II}B^{V}$  и их твердые растворы, а также соединения  $A^{II}B^{VI}$ . Использование твердых растворов позволяет создавать гетероструктуры с непрерывным, а не скачкообразным изменением состава и, соответственно, непрерывным по координате изменением ширины запрещенной зоны.

Для изготовления гетероструктур важно согласование (близость по величине) параметров кристаллической решетки двух контактирующих соединений (веществ). Если два слоя с сильно различающимися постоянными решетками выращиваются один на другом, то при увеличении их толщины границе раздела появляются большие леформации на и возникают дислокации несоответствия, которые значительно ухудшают свойства подобных структур.

#### 2.2. Наноструктуры

Если структурные размеры функциональных элементов гетероструктур входят в диапазон длин волн де Бройля электронные для электронов в данном веществе, то И оптические свойства определяются размерными эффектами, описывающимися квантовой механикой. В результате возможно снижение эффективной электронов И массы дырок в полупроводниках устройства, при размерах лежащих в нанометровом диапазоне.

Например, квантовая яма – это очень тонкий слой одного материала с узкой запрещенной зоной, расположенный между двумя материалами с более широкой запрещенной зоной. В результате образуется потенциальная яма. Эта потенциальная яма ограничивает движение носителей в одном направлении, в то время как они могут свободно двигаться в двух других направлениях. При достаточно малой ширине потенциальной ямы энергетический спектр носителей становится дискретным, а их движение в тонком слое квантованным.

Интерес к нанотехнологиям неуклонно и стремительно растет. Уровень технологии на сегодняшний день позволяет упорядоченно расположить атомы в структурах, размер которых всего несколько нанометров. Нанотехнологии позволяют получать большое количество искусственных материалов с новыми свойствами.

#### 2.3. Квантовые точки

Квантовые точки – это полупроводниковые нанокристаллы с размером в диапазоне от 1 до 100 нанометров, состоящие из  $10^3-10^6$  атомов. Квантовые точки по своим размерам больше традиционных для химии молекулярных кластеров (~ 1 нм при содержании не больше 100 атомов).

Понятие «искусственные атомы», или квантовые точки, появилось с момента создания метода молекулярно-лучевой эпитаксии и первых работ по уменьшению размерности полупроводников. Квантовые точки широко используются благодаря их полностью дискретному энергетическому спектру свойствам, обусловленным оптическим И уникальным размерными эффектами. квантовыми Они поглощают и излучают свет определенных длин волн, соответствующих их энергетическому спектру. Эти длины волн можно точно контролировать, изменяя размер, форму или состав материала квантовой точки. Поэтому квантовые точки используются в активных слоях для многих широко распространенных

устройств, например, дисплеев с квантовыми точками и детекторов фотонов.

Полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми широкое применение получили приборах точками в оптоэлектроники. Это обусловлено тем, что в подобного типа низкоразмерных структурах возможно проявление эффектов пространственного квантования, вызванное ограничением свободного движения носителей заряда сразу трех направлениях, что делает их похожими на искусственные атомы. Такое ограничение вызывает существенное изменение энергетического спектра носителей заряда – возникновение дискретных уровней энергий и разрешенных зон энергий, расположенных в запрещенной зоне исходного полупроводника. Это, в свою очередь, приводит к появлению уникальных свойств структур, которые делают возможным созлание таких на их основе совершенно новых типов оптоэлектронных приборов. реализованы Однако сих до пор не все потенциальные возможности наноструктур с квантовыми точками, и они остаются одними из самых перспективных устройств кандилатов лля создания различных полупроводниковой оптоэлектроники.

Квантовые точки германия в кремнии привлекают внимание исследователей с начала 1990-х годов, когда они были впервые обнаружены в экспериментах. С тех пор росту германия на поверхности кремния уделяется особое внимание исследователей в связи с осознанием его особой важности для развития полупроводниковой технологии. Основными материальной этой достоинствами системы являются с высокоразвитой кремниевой технологией совместимость микросхем, относительная интегральных дешевизна и безвредность для здоровья человека. Кроме того, в этой системе возможно достижение высокой плотности и очень малых размеров наноостровков германия, что необходимо для проявления квантово-размерных эффектов. Следует также

отметить, что устройства на основе таких структур могут работать в широких температурных интервалах.

Материальные системы с твердыми растворами элементов группы Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si, Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Sn/Si и Ge<sub>1-v</sub>Sn<sub>v</sub>/Si IV также зарекомендовали себя перспективными весьма применений для всевозможных электронике в и оптоэлектронике. Это связано с тем, что в их рамках можно управлять шириной запрещенной зоны полупроводника и получать прямозонные полупроводники. Поэтому на сегодняшний день полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми точками германия на кремнии все более широко приборах оптоэлектроники, используются в таких как солнечные элементы, фотоприемники видимого светоизлучающие и инфракрасного диапазонов, различные конкурируя успешно устройства, с традиционными для оптоэлектроники материалами на основе соединений А<sup>Ш</sup>В<sup>V</sup>.

потенциальных реализации преимуществ Для всех фотоприемников с квантовыми точками лля ближнего инфракрасного (повышенная чувствительность диапазона к нормально падающему излучению, высокий коэффициент фотоэлектрического умножения, низкая скорость тепловой генерации, чувствительности) узкий диапазон фоточувствительная область детектора должна содержать массив квантовых точек с высокой плотностью (10<sup>11</sup>-10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup>).

Одним из основных способов создания гетероструктур самопроизвольное с квантовыми точками является ИХ формирование в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии (рис. 3). Формирующаяся структура определяется кинетикой стадий роста и самоорганизации. К основным преимуществам молекулярно-лучевой эпитаксии относятся метода низкие температуры и скорости роста, возможность резкой остановки и возобновления роста, а также точный контроль состава концентраций примесей. вещества и основного Анализ выращенных структур и контроль необходимых параметров можно осуществлять непосредственно в процессе синтеза.



Рис. 3. Двумерное изображение однородных самоорганизующихся квантовых точек Ge на Si и соответствующее трехмерное изображение

Квантово-размерные эффекты играют ключевую роль в оптоэлектронных свойствах квантовых точек. Энергетический спектр квантовой точки принципиально отличается от объемного полупроводника. Электрон в нанокристалле ведет себя как в трехмерной потенциальной яме. Имеется несколько стационарных дискретных уровней энергии для электрона и дырки. Энергетический спектр квантовой точки зависит от ее размера и формы. Аналогично переходу между уровнями энергии в атоме, при переходе носителей заряда между дискретными энергетическими уровнями в квантовой точке может излучаться или поглощаться фотон.

На рисунке 4 показаны типичные зонная диаграмма и дисперсионные кривые для квантовых ям в гетероструктурах. Ha этом рисунке валентная зона предполагается невырожденной, законы дисперсии в проводимости зоне и валентной зоне – параболическими. Для каждой из зон показаны две подзоны размерного квантования электронов зоны проводимости и валентной зоны, а также континуум состояний зонах. Стрелками показаны возможные в этих в таких структурах внутризонные (1, 2, 3) и межзонные (4, 5) оптические переходы двумерных электронов.



Рис. 4. Зонная диаграмма и оптические переходы в квантовых ямах: 1 – межподзонный переход, 2 – внутриподзонный переход, 3 – процесс фотоионизации квантовой ямы 4, 5 – межзонные переходы

#### 3. ИНФРАКРАСНЫЕ ФОТОПРИЕМНИКИ

#### 3.1. Общие сведения о фотоприемниках

Фотоприемники являются приборами, которые реагируют излучения. Фотодетектор представляет собой поток на преобразует которое световые устройство, сигналы в электрические сигналы, которые затем могут быть усилены и обработаны. Фотоприемные устройства составляют основу новейшей элементной базы электронных приборов контроля и автоматизации производства, оптических систем передачи информации применяются множестве отраслей И BO промышленности: от военной сферы до гражданских нужд, в энергетике и медицине, в промышленности и строительстве.

Полупроводниковые фотоприемники являются наиболее часто используемыми датчиками в волоконно-оптических системах, так как они обеспечивают высокое быстродействие, будучи небольшими по размеру, и имеют низкую стоимость.

B связи возросшим спросом на инфракрасные с отраслях фотоприемники различных промышленности, В особенно в военном применении, необходимо дальнейшее развитие инфракрасных детекторов и совершенствование их функциональных возможностей, которые помогут улучшить характеристики устройств новых И слелать ИХ более эффективными применении сравнению по в с уже существующими инфракрасными детекторами. Как правило, новые требования к фотоприемникам включают высокое быстродействие, высококачественное многоцветное изображение высокого разрешения, более широкий формат матрицы с меньшей площадью пикселей и более низкую цену.

Отклик фотоприемника на световые кванты определенной длины волны (то есть спектр чувствительности детектора) зависит от его состава. На рисунке 5 показаны спектральные кривые отклика для некоторых материалов.



Рис. 5. Спектр фоточувствительности различных материалов

время, наиболее часто используемым B настоящее материалом для производства фотоприемников инфракрасного является HgCdTe. Это объясняется высокой диапазона электронов низкой подвижностью И диэлектрической проницаемостью этого материала, а также возможность управлять концентрацией носителей. Кроме того, ширина запрещённой зоны этого материала зависит от состава.

Чрезвычайно малое изменение постоянной решетки с составом, позволяет выращивать высококачественные слои и гетероструктуры HgCdTe. Этот материал можно использовать для детекторов, работающих в различных режимах в весьма широком диапазоне инфракрасного спектра и при температурах от жидкого гелия до комнатной температуры.

Основными мотивами для поиска альтернативы HgCdTe являются технологические недостатки этого материала. Массовое производство и воспроизводимость характеристик до сих пор являются серьезной проблемой, ограничивающей применение этого материала. Тем не менее, HgCdTe остается ведущим полупроводниковым материалом для инфракрасных детекторов.

#### 3.2. Фотоприемники на основе квантовых точек

Для создания инфракрасных фотоприемников на квантовых точках (quantum dot infrared photodetector, QDIP) обычно используется два типа конструкции: вертикальная и латеральная (поперечная). В вертикальном инфракрасном фотоприемнике на квантовых точках фототок реализуется за счет вертикального транспорта носителей между верхним и нижним контактами (рис. 6). В фотоприемнике поперечного типа фототок течет в направлении вдоль границы раздела слоев. Для фоточувствительных структур с квантовыми точками с поперечным прохождением тока характерны более высокие рабочие сравнению температуры по с вертикальными детекторами.



Рис. 6. Схема вертикального фотодетектора на квантовых точках

Квантово-механическая природа структуры фотодетектора приводит к ряду преимуществ над другими типами инфракрасных приемников. Наличие квантовых точек обеспечивает также дополнительные возможности по регулировке энергетического зазора между уровнями энергии за счет изменения размера и формы квантовых точек, изменения упругих деформаций или состава материала квантовой точки. Проводя анализ фотодетекторов с квантовыми точками можно сформулировать их основные преимущества:

1) Снятие запрета на оптические переходы, поляризованные в плоскости фотодетектора, что предоставляет возможность работы прибора при нормальном падении излучения.

2) Большая величина коэффициента поглощения излучения для внутризонных и экситонных переходов из-за локализации волновой функции носителей заряда во всех трех измерениях пространства.

3) Большое время жизни фотовозбужденных носителей заряда вследствие низкой скорости захвата носителей в квантовой точке. Причиной последнего служит либо отсутствие разрешенных энергетических состояний между уровнем в квантовой точке и зоной проводимости, либо подавление рассеяния на оптических фононах в условиях, когда энергетический зазор между уровнями размерного квантования больше энергии оптического фонона.

4) Малые темновые токи (а значит, и высокая рабочая температура детектора). Последнее обстоятельство является следствием равенства энергии фотоионизации квантовой точки и энергии активации проводимости из-за дискретного энергетического спектра носителей в квантовой точке.

Форму квантовых точек, их размеры, значит а и электронные свойства можно контролировать на стадии их создания, и в этом они отличаются от реальных атомов. Как показывают последние исследования, для реализации всех преимуществ структур с квантовыми точками характерные размеры островков должны составлять менее 10 HM. а поверхностная плотность достигать величин более 10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>. случае расщепление энергетических В этом уровней в результате квантово-размерных эффектов становится больше тепловой энергии носителей при комнатной температуре, что позволяет наблюдать низкоразмерные эффекты и повысить характеристики фотоприемника.

Массив квантовых точек характеризуется большим временем жизни неравновесных носителей заряда по сравнению более высокой размерности. В структурах С системами с квантовыми точками темновой ток уменьшается ИЗза дискретности энергетического спектра.

Особый интерес вызывают фоточувствительные элементы основе наногетероструктур инфракрасного диапазона на кремния с квантовыми точками германия. На рисунке 7 прибора, изготовленного представлена такого схема коллективом сотрудников Института физики полупроводников (Новосибирск) методом молекулярно-лучевой CO PAH использованием эффектов самоорганизации эпитаксии с квантовых точек



Рис. 7. Схема инфракрасного фотодетектора на основе кремний-германиевых квантовых точек

Пики спектральной чувствительности фотодетектора соответствуют переходам дырок между уровнями пространственного квантования в квантовых точках. В такой структуре удалось добиться высокой чувствительности детектора.

Основные преимущества кремниевой электроники и фотоники, в том числе их относительная дешевизна, развитая технология синтеза, совместимость с кремниевыми интегральными схемами, возможность создания мультиспектральных детекторов и многие другие, сделали ее повсеместно используемой.

Производительность различных типов фотодетекторов на основе кремния, германия и олова быстро улучшается благодаря совместным усилиям многих исследовательских групп. Полоса пропускания и квантовая эффективность таких устройств сравнимы с параметрами аналогичных устройств на основе соединений  $A^{III}B^{V}$  и достаточны для ряда приложений. Таким образом, в настоящее время не предвидится серьезных препятствий для широкого использования совместимых с кремнием фотоприемников на основе наноструктур IV группы.

#### 4. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ФОТОПРИЕМНИКОВ

Фотоприемники характеризуются определенными ключевыми параметрами. Среди них можно выделить рабочий чувствительность, ллин волн. квантовую лиапазон эффективность, темновой ток, эквивалентную мощность шума, обнаружительную способность И различные временные характеристики (например, время нарастания и спада сигнала).

Трудности измерения рабочих характеристик детекторов инфракрасного излучения являются следствием большого количества одновременно действующих факторов. Необходимо учитывать и контролировать значительное число электрических и радиометрических параметров, связанных как с приемником, так и с окружающей средой. С появлением больших двумерных матриц детекторов тестирование стало еще более сложной и важной операцией при изготовлении приборов.

#### 4.1. Шумы

Темновой ток – это ток через фотодиод при отсутствии освещения, когда он работает в режиме фоторезистора. Темновой ток содержит носители, порожденные радиационным и тепловым фоном.

Темновой определяет ток нижний предел чувствительности приемника, минимальный то есть обнаруживаемый сигнал, потому что для того, чтобы сигнал был детектирован. должен приводить он к возникновению в фотоприемнике большего тока, чем темновой ток. Темновой ток зависит от температуры, напряжения смещения и типа детектора.

Темновой ток должен быть учтен при калибровке, если фотодиод используется для точного измерения оптической мощности, а также учтен в качестве источника шума, когда фотодиод используется в оптических коммуникационных системах.

Основными источниками шумов фотодетекторов с квантовыми точками являются генерационнорекомбинационный шум, тепловой шум (шум Джонсона– Найквиста) и шум, вызванный флуктуациями фонового излучения [1–3]. Поэтому полный шумовой ток фотоприемника с квантовыми точками  $I_n$  в общем случае может быть записан как

$$I_n^2 = I_{ng-r}^2 + I_{nJ}^2 + I_{nb}^2, \qquad (1)$$

вызванный  $I_{ng-r}$ ток шума, генерационногде рекомбинационными процессами в полупроводнике,  $I_{nI}$  – джонсоновский шумовой ток И  $I_{nh}$ шумовой ток, \_ обусловленный возбуждаемыми носителями, фоновым излучением.

Генерационно-рекомбинационный ШУМ является основным в фоторезисторах. Он обусловлен флуктуациями скоростей тепловой генерации и рекомбинации свободных носителей заряда в полупроводнике, то есть флуктуациями носителей тока [1]. Для средней концентрации случая фотодетекторов С квантовыми точками генерационнорекомбинационный шумовой ток может быть записан в следующем виде [3]:

$$I_{ng-r}^2 = 4qg_n I_d \Delta f , \qquad (2)$$

где q – заряд электрона,  $I_d$  – темновой ток фотодетектора,  $g_n$  – коэффициент усиления шума,  $\Delta f$  – полоса пропускания (эквивалентная ширина полосы частот) усилителя (схемы регистрации, измерительного тракта) [4].

Может быть показано, что коэффициент усиления шума *g<sub>n</sub>* фотоприемника на квантовых точках связан с другой важной

величиной – вероятностью захвата носителей заряда *p<sub>c</sub>* обратно в квантовую точку [3]:

$$g_n = \frac{1}{n_{OD} p_c F_F} \,. \tag{3}$$

Здесь  $n_{QD}$  — число слоев с квантовыми точками. Вероятность захвата носителей заряда  $p_c$  обычно величина, много меньшая единицы.

Выражение (3) аналогично выражению для фотоприемников с квантовыми ямами за исключением появления в знаменателе степени заполнения  $F_{F}$ характеризующей эффективную концентрацию квантовых точек в слоях и появляющуюся из-за дискретности слоев квантовых точек. Степень заполнения F<sub>F</sub> пропорциональна кубическому корню из объема квантовой точки (то есть характерному размеру островка) и обратно пропорциональна среднему расстоянию между квантовыми точками [5]:

$$F_F = \frac{\sqrt[3]{V}}{s}.$$
 (4)

Характерное расстояние между островками, в свою очередь, равно

$$s = \frac{1}{\sqrt{N}},\tag{5}$$

где *N* – поверхностная плотность квантовых точек.

Обычно степень заполнения  $F_F$  имеет величину порядка 0,1–0,6 единиц [3, 6, 7].

Плотность темнового тока через фотоприемник с квантовыми точками  $j_d$ , неизбежно существующего

в устройстве из-за тепловой генерации носителей, может быть записана в следующем виде [8]:

$$j_d = qvn_{3D}, \qquad (6)$$

где v – скорость дрейфа носителей заряда, а  $n_{3D}$  – их объемная плотность в барьерном слое, которую можно оценить по обобщенной формуле

$$n_{3D} = 2 \left(\frac{m^* k_B T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right).$$
(7)

Здесь  $m^* - эффективная масса носителей заряда в барьере,$  $<math>E_a$  – энергия активации, которая равна энергетическому расстоянию между краем барьерного слоя и уровнем Ферми в квантовой точке. При повышении температуры или увеличении напряжения смещения необходимо также учитывать процессы туннелирования носителей из квантовых точек в барьерный слой через треугольный потенциальный барьер в приложенном поле смещения, что изменяет величину энергии активации  $E_a$  [9, 10].

Второе слагаемое в выражении (1) отвечает за тепловой шум Джонсона–Найквиста и может быть записано в традиционной форме как

$$I_{nJ}^2 = \frac{4kT\Delta f}{R} , \qquad (8)$$

где *R* – дифференциальное сопротивление фотодетектора с квантовыми точками, которое может быть найдено из наклона кривых тока на графике темновой вольт-амперной характеристики.

Джонсоновский шумовой ток присущ всем резистивным включая полупроводники. материалам, Этот тип шумов обусловлен движением заряда тепловым носителей в полупроводнике. наблюдается Он лаже отсутствие в электрического смещения и проявляется в виде флуктуаций напряжения или тока [1]. Однако в типичных фотоприемниках с квантовыми точками тепловой шум незначителен и может оказывать влияние на работу детектора только в области очень малых напряжений смещения. С увеличением приложенного к фотоприемнику напряжения шумовой детектора, ток вызванный генерационно-рекомбинационными процессами, возрастает значительно быстрее, чем тепловой шум и является определяющим в работе детектора [3].

Наконец, последнее слагаемое в выражении (1) представляет собой шумовой ток, появляющийся за счет флуктуаций числа носителей заряда, которые возбуждаются излучением фона. В общем виде этот ток может быть записан следующим образом [1]:

$$I_{nb}^2 = 4q^2 g_n \eta \Phi_b A_d \Delta f , \qquad (9)$$

где  $\eta$  – квантовая эффективность фотодетектора,  $\Phi_b$  – плотность потока фоновых фотонов,  $A_d$  – площадь фоточувствительной области приемника.

#### 4.2. Чувствительность

Рассмотрим характеристики теперь сигнальные фотоприемников квантовыми с точками. При палении на фотодетектор потока фотонов с плотностью Ф число преобразованных В фотовозбужденные поглощенных И носители заряда фотонов равно пФ. Тогда фототок такого определяется плотностью потока фотонов детектора сигнального излучения Ф и квантовой эффективностью η [1]:

$$I_{ph} = qg_{ph}\eta \Phi A_d, \qquad (10)$$

где *g*<sub>ph</sub> – коэффициент фотоэлектрического усиления. Коэффициент фотоэлектрического усиления представляет собой число протекающих в электрической цепи носителей заряда, приходящееся на каждый поглощенный сигнальный фотон.

величиной, характеризующей Важной работу фотоприемников, является их токовая чувствительность R<sub>i</sub>. Чувствительность определяет величину отклика на оптический Чувствительность фотоприемника сигнал. определяется как величина фотосигнала выходе фотодетектора, на приходящаяся на единицу падающей мощности:

$$R_i = \frac{I_{ph}}{P}.$$
 (11)

Если положить, что  $P = \Phi A_d h v$  – мощность падающего монохроматического излучения с частотой v, то с использованием выражения (10) чувствительность фотоприемника по току можно записать в виде:

$$R_i = \frac{qg_{ph}\eta}{h\nu}.$$
 (12)

#### 4.3. Мощность, эквивалентная шуму

Пороговая мощность фотодетектора  $P_{nop}$ , или мощность, эквивалентная шуму (noise equivalent power, NEP), – это мощность падающего на детектор излучения, генерирующая выходной сигнал, равный среднеквадратическому значению шума на выходе. Другими словами, NEP – уровень мощности оптического сигнала, необходимый для обеспечения отношения сигнал/шум (*S/N*), равного 1, что можно записать в терминах чувствительности:

$$P_{nop} = \frac{I_n}{R_i} \,. \tag{13}$$

Единица измерения величины *P*<sub>пор</sub> – ватт.

Иногда NEP может определяться для заданной ширины частотного диапазона (ширины полосы пропускания измерительного тракта), которая часто принимается за 1 Гц.

#### 4.4. Обнаружительная способность

Обнаружительная способность – это величина, обратная NEP:

$$D = \frac{1}{P_{nop}}.$$
 (14)

Оказалось, что для многих детекторов NEP пропорциональна квадратному корню из сигнала детектора, который, в свою очередь, пропорционален площади детектора. Значит, как NEP, так и обнаружительная способность являются функциями ширины электрической полосы частот и площади элемента детектора. Таким образом, очень удобной величиной для сравнения различных фотоприемников является величина удельной обнаружительной способности *D*\*, не зависящая ни

от площади фоточувствительной области, ни от эквивалентной полосы частот, которая представляется в виде:

$$D^* = \frac{\sqrt{A_d \Delta f}}{P_{nop}} \,. \tag{15}$$

Важность значения *D*\* обусловлена тем, что эта количественная характеристика позволяет сравнить детекторы похожего типа, но имеющие различные площади.

Удельная обнаружительная способность измеряется в джонсах (1 джонс = 1 см\* $\Gamma q^{1/2}/B_T$ ).

Объединяя формулы (12)–(15) для удельной обнаружительной способности фотоприемника на квантовых точках можно записать:

$$D^* = \frac{qg_{ph}\eta}{h\nu} \frac{\sqrt{A_d \Delta f}}{I_n}, \qquad (16)$$

где величина тока шума  $I_n$  находится из выражения (1).

#### 5. ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ФОТОПРИЕМНИКОВ НА КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

# 5.1. Предельные характеристики фотоприемников с квантовыми точками германия на кремнии (в режиме ограничения фоновым излучением)

Известно, что предельные характеристики инфракрасных фотодетекторов соответствуют случаю их работы в режиме ограничения флуктуациями фонового излучения, или в режиме ограничения фотонным шумом (так называемый BLIP-режим, от англ. background limited performance). Этот фундаментальный режим ограничения рабочих характеристик очень удобен для сравнения различных типов фотодетекторов [5, 11]. В BLIP-режиме шумовой ток полностью определяется третьим слагаемым в выражении (1) и обусловлен флуктуациями числа возбужденных внешним фоновым излучением. носителей, обнаружительная Темновой ток Ід и способность  $D^*$ фотодетекторов инфракрасных с квантовыми точками, работающих в режиме ограничения флуктуациями фонового излучения, определяются следующими выражениями [5, 12]:

$$I_d = q\sqrt{2GA_d\Delta f} , \qquad (17)$$

$$D^* = \frac{\eta}{qhv\sqrt{2G}} \,. \tag{18}$$

Здесь η – внешняя квантовая эффективность детектора, *q* - заряд электрона, *h* – постоянная Планка, v – частота падающего излучения, *G* – скорость термической генерации носителей заряда, определяемая выражением

$$G = \frac{n_{th}}{\alpha \tau},$$
 (19)

где  $n_{\rm th}$  – концентрация термически генерированных носителей заряда,  $\alpha$  – коэффициент поглощения материала фотоприемника,  $\tau$  – время жизни носителей заряда.

Если полосу поглощения одной квантовой точки в случае перехода между основным и возбужденным оптического гауссовым состояниями можно описать связанными распределением с полушириной  $\sigma_{OD}$ , то для реального ансамбля вследствие неизбежной дисперсии квантовых точек. происходит неоднородное уширение спектра по размерам, поглощения, а полуширина полосы поглощения  $\sigma_{ens}$  становится значительно большей,  $\sigma_{ens} > \sigma_{OD}$ . Коэффициент поглощения в таком случае можно описать формулой

$$\alpha(h\nu) = AF_F \frac{n_1}{N} \frac{\sigma_{QD}}{\sigma_{ens}} \exp\left[-\frac{\left(h\nu - E_G\right)^2}{\sigma_{ens}^2}\right],$$
 (20)

где A – максимум коэффициента поглощения,  $n_1$  - поверхностная концентрация носителей заряда в основном состоянии квантовой точки, N – поверхностная плотность квантовых точек,  $E_G = E_2 - E_1$  – энергия оптического перехода между основным и возбужденным состояниями квантовой точки. Отношение  $\sigma = \sigma_{ens} / \sigma_{QD}$  в (20) определяет уменьшение максимального значения коэффициента поглощения изза неоднородного уширения энергетических уровней ансамбля квантовых точек [5].

Тогда для скорости тепловой генерации носителей из (19) и (20) получим формулу:

$$G = \frac{\sigma}{AF_F t} \frac{N}{n_1} \frac{(N - n_1)}{\tau}, \qquad (21)$$

где *t* – толщина фотоприемника в направлении, перпендикулярном к направлению распространения падающего

излучения, а концентрация носителей заряда  $n_1$  определяется с помощью функции распределения Ферми [5].

Комбинируя выражения (18) и (21), получим для удельной обнаружительной способности фотоприемника на квантовых точках, работающего в режиме ограничения флуктуациями фонового излучения следующее выражение:

$$D^* = \frac{\eta}{qh\nu} \left[ \frac{2\sigma}{AF_F t} \frac{N}{n_1} \frac{(N - n_1)}{\tau} \right]^{-1/2}.$$
 (22)

### 5.2. Темновой ток и обнаружительная способность фотодетекторов в режиме ограничения генерационнорекомбинационными шумами

Известно, что в фотодетекторах с квантовыми точками основными источником темнового тока является возбуждение носителей за счет тепловой эмиссии и туннелирования в присутствии электрического поля. В этом случае плотность темнового тока может быть оценена следующим выражением [13]:

$$j_{d} = 2q \left(\frac{2\pi m^{*} k_{B}T}{h^{2}}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{-E_{a}}{k_{B}T}\right) \mu F \left[1 + \left(\frac{\mu F}{v_{s}}\right)^{2}\right]^{-1/2}, \quad (23)$$

где q – заряд электрона,  $m^*$  – эффективная масса носителя в барьерном слое,  $k_B$  – постоянная Больцмана, h – постоянная Планка,  $E_a$  – энергия активации, F – приложенное электрическое поле,  $\mu$  – подвижность и  $v_s$  – максимальная скорость носителей.

Первые множители произведения, стоящего в правой части выражения (23):

$$n_{3D} = 2\left(\frac{2\pi m^* k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right)$$
(24)

определяют объемную плотность носителей заряда  $n_{3D}$  в фотодетекторе [14]. Последние же множители в (23) дают скорость дрейфа носителей заряда в приложенном электрическом поле F [15, 16]:

$$v = \mu F \left[ 1 + \left( \frac{\mu F}{v_s} \right)^2 \right]^{-1/2}.$$
 (25)

Энергия активации представляется в виде суммы вкладов от двух различных механизмов генерации носителей [14]:

$$E_a = E_{0,m} \exp(-F/F_0) + E_{0,n} - \alpha F , \qquad (26)$$

где  $E_{0,m}$  и  $E_{0,n}$  – энергии активации при нулевом смещении для двух различных механизмов электронного транспорта – микроскопического и наноразмерного [17]. Энергия активации  $E_{0,m}$  определяется как разность между уровнем Ферми и нижним энергетическим уровнем зоны проводимости барьерного слоя и соответствует процессу тепловой эмиссии. Энергия активации  $E_{0,n}$  равна энергии ионизации квантовой точки и связана с туннелированием носителей через барьер (рис. 8).  $F_0$  и  $\alpha$  - подгоночные параметры, характеризующие скорости изменения энергий активации с напряжением [18].



Рис. 8. Принципиальная схема механизмов энергии активации темнового тока: микромасштабная модель, наномасштабная модель и модель последовательной связи

Среднюю плотность темнового тока фотодетектора с квантовыми точками можно записать в следующем виде [18]:

$$j_{d} = q\mu F \left[ 1 + \left(\frac{\mu F}{v_{s}}\right)^{2} \right]^{-1/2} \left(\frac{2\pi m^{*} k_{B}T}{h^{2}}\right)^{3/2} \times \\ \times \exp \left( -\frac{E_{0,m} \exp(-F/F_{0}) + E_{0,n} - \alpha F - \sigma_{E}^{2}/2k_{B}T}{k_{B}T} \right).$$
(27)

Для удельной обнаружительной способности  $D^*$  фотодетектора с квантовыми точками (16), где в качестве тока шума  $I_n$  взят генерационно-рекомбинационный шумовой ток (2) с плотностью темнового тока, определяемой выражением (27), можно записать:

$$D^* = \frac{qg_{ph}\eta}{hv\sqrt{4qg_n j_d}}.$$
 (28)

#### 6. РАСЧЕТНЫЕ ЗАДАНИЯ

# 6.1. Расчет темнового тока и обнаружительной способности фотодетекторов в режиме ограничения фоновым излучением

#### 6.1.1. Цель работы

Целью работы является расчет темнового тока и обнаружительной способности фотоприемника на квантовых точках в режиме ограничения фоновым излучением.

#### 6.1.2. Порядок проведения расчетов

С использованием выражений из пункта 5.1 оценить коэффициент поглощения структуры с квантовыми точками, скорость тепловой генерации носителей, темновой ток и удельную обнаружительную способность фотоприемников на квантовых точках InAs/GaAs и Ge/Si, работающих в режиме ограничения фоновым излучением.

Построить температурные зависимости темнового тока и удельной обнаружительной способности фотодетекторов, работающих на длине волны  $\lambda = 4$  мкм, для трех различных значений параметра  $\sigma = 1$ , 10, 100. Средний размер квантовых точек  $L_{av} = 15$  нм.

Основные параметры модели для расчетов:  $N = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $E_G = 0.3 \text{ эB}$ ,  $\tau = 1$  нс,  $\eta = 1$ , At = 1,  $A_d = 10^{-2} \text{ см}^{-2}$ .

#### 6.1.3. Содержание отчета

Отчет должен содержать краткое изложение теоретического материала, описание математической модели, результаты расчетов, графики полученных зависимостей, их краткое обсуждение и выводы по работе.

#### 6.1.4. Контрольные вопросы

• Дайте определение темнового тока фотоприемника.

• Назовите основные источники шумов фотодетекторов.

• Какими факторами обусловлен тепловой шум?

• При каком условии реализуется режим ограничения фоновым излучением?

• Что такое обнаружительная способность фотоприемника?

# 6.2. Расчет темнового тока и обнаружительной способности фотодетекторов в режиме ограничения генерационно-рекомбинационными шумами

#### 6.2.1. Цель работы

Целью работы является расчет темнового тока и обнаружительной способности фотоприемника на квантовых точках в режиме ограничения генерационнорекомбинационными шумами.

#### 6.2.2. Порядок проведения расчетов

С использованием выражений из пункта 5.2 оценить плотность темнового тока и удельную обнаружительную способность фотоприемников на квантовых точках InAs/InGaAs и Ge/Si, работающих в режиме ограничения генерационно-рекомбинационными шумами.

Построить зависимости темнового тока и удельной обнаружительной способности фотодетекторов от напряжения смещения, температуры и величины параметра  $\sigma_E$ . Рабочая длина волны  $\lambda = 4$  мкм, средний размер квантовых точек  $L_{av} = 15$  нм.

Основные параметры модели для расчетов:

- 1. InAs/GaAs:  $E_{0,m} = 60 \text{ M}3B$ ,  $E_{0,n} = 300 \text{ M}3B$ ,  $F_0 = 4 \text{ KB/cm}$ ,  $\alpha = 2 \text{ M}3B \cdot \text{cm/kB}$ ,  $\mu = 3400 \text{ cm}^2/(B \cdot \text{c})$ ,  $v_s = 10^7 \text{ cm/c}$ ,  $m^* = 0.34m_e$ ,  $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ Kr}$ .
- 2. Ge/Si:  $E_{0,m} = 40 \text{ M}3B$ ,  $E_{0,n} = 250 \text{ M}3B$ ,  $F_0 = 6,5 \text{ KB/cm}$ ,  $\alpha = 1 \text{ M}3B \cdot \text{cm/kB}$ ,  $\mu = 1000 \text{ cm}^2/(B \cdot \text{c})$ ,  $v_s = 10^7 \text{ cm/c}$ ,  $m^* = 0,56m_e, m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ Kr}$ .

#### 6.2.3. Содержание отчета

Отчет должен содержать краткое изложение теоретического материала, описание математической модели, результаты расчетов, графики полученных зависимостей, их краткое обсуждение и выводы по работе.

6.2.4. Контрольные вопросы

• Какими факторами обусловлен генерационнорекомбинационный шум?

• При каком условии реализуется режим ограничения генерационно-рекомбинационными шумами?

• Дайте определение энергии активации  $E_{0,m}$ . Какому процессу она соответствует?

• Дайте определение энергии активации  $E_{0,n}$ . Какому процессу она соответствует?

• Как выбрать параметры модели для согласования расчетных результатов с экспериментальными данными?

#### Литература

1. Киес Р. Дж., Крузе П. В., Патли Э. Г., Лонг Д., Цвиккер Г. Р., Милтон А. Ф., Тейч М. К. Фотоприемники видимого и ИК диапазонов. – М.: Радио и связь, 1985. – 328 с.

2. Рогальский А. Инфракрасные детекторы. – Новосибирск: Наука, 2003. – 636 с.

3. Rogalski A. Infrared detectors. – Boca Raton: CRC Press, 2011. – 876 p.

4. Войцеховский А. В., Ижнин И. И., Савчин В. П., Вакив Н. М. Физические основы полупроводниковой фотоэлектроники: учебное пособие. – Томск: Издательский Дом Томского государственного университета, 2013. – 560 с.

5. Phillips J. Evaluation of the fundamental properties of quantum dot infrared detectors // Journal of Applied Physics. -2002. -V. 91. -N 7. -P. 4590–4594.

6. Ye Z., Campbell J., Chen Z., Kim E.-T., Madhukar A. Noise and photoconductive gain in InAs quantum-dot infrared photodetectors // Applied Physics Letters. – 2003. – V. 83. – P. 1234–1236.

7. Campbell J. C., Madhukar A. Quantum-dot infrared photodetectors // Proceedings of IEEE. – 2007. – V. 95. – P. 1815-1827.

8. Liu H. C. Quantum dot infrared photodetector // Opto-Electronics Review. – 2003. – V. 11. – P. 1–5.

9. Duboz J.-Y., Liu H. C., Wasilewski Z. R., Byloss M. Tunnel current in quantum dot infrared photodetectors // Journal of Applied Physics. – 2003. – V. 93. – P. 1320–1322.

10. Stiff-Roberts A. D., Su X. H., Chakrabarti S., Bhattacharya P. Contribution of field-assisted tunneling emission to dark current in InAs-GaAs quantum dot infrared photodetectors // IEEE Photonics Technology Letters. – 2004. – V. 16. – P. 867–869.

11. Kinch M. A. Fundamental physics of infrared detector materials // Journal of Electronic Materials. -2000. - V. 29. - P. 809-817.

12. Martyniuk P., Rogalski A. Quantum-dot infrared photodetectors: Status and outlook // Progress in Quantum Electronics. – 2008. – V. 32. – P. 89–120.

13. Liu H., Tong Q., Liu G., Yang C., Shi Y. Performance characteristics of quantum dot infrared photodetectors under illumination condition // Optical and Quantum Electronics. -2015. - V. 47. - P. 721-733.

14. Liu H., Zhang J. Performance investigations of quantum dots infrared photodetector // Infrared Physics & Technology. -2012. - V.55. - P.3320-3325.

15. Su X., Chakrabarti S., Bhattacharya P., Aritawansa G., Unil Perera A. G. A resonant tunneling quantum-dot infrared photodetector // IEEE Journal of Quantum Electronics. -2005. - V.41. - P.974-979.

16. Lim H., Movaghar B., Tsao S., Taguchi M., Zhang W., Quivy A. A., Razeghi M. Gain and recombination dynamics of quantum-dot infrared photodetectors // Physical Review B. -2006. - V.74. - P.205321 (1–8).

17. Lin L., Zhen H. L., Li N., Lu W., Weng Q. C., Xiong D. Y., Liu F. Q. Sequential coupling transport for the dark current of quantum dots-in-well infrared photodetectors // Applied Physics Letters. -2010. - V. 97. - P. 193511 (1-3).

18. Liu G., Zhang J., Wang L. Dark current model and characteristics of quantum dot infrared photodetectors // Infrared Physics & Technology. – 2015. – V. 73. – P. 36–40.

Издание подготовлено в авторской редакции

Отпечатано на оборудовании Издательства Томского государственного университета Заказ № 5600 от 29.09.2023 г. Тираж 20 экз.

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36 Тел. 8+(382-2)–52-98-49. Сайт: <u>http://publish.tsu.ru</u>. E-mail: rio.tsu@mail.ru