

Государственное образовательное учреждение высшего профессионального
образования
«Московский физико-технический институт
(государственный университет)»
Факультет Физической и Квантовой Электроники
Кафедра физики и технологии наноэлектроники

“Сверхъяркий светодиод с оптоэлектрически
оптимизированным р-контактом”

Выпускная квалификационная
работа на степень бакалавра
студентки 354 гр.
Сапцовой Л.А.

Научный руководитель
к.т.н.
Шаповал С. Ю.

Работа выполнена в ИПТМ РАН
г. Черноголовка,
2007 г.

Оглавление.

Введение	
Актуальность темы	3
Научная новизна	6
Цель работы	6
Практическая значимость	7
Использование гетероструктуры	
а) Увеличение внутреннего квантового выхода	7
б) Светодиоды на гетероструктурах InGaN (общая характеристика) ..	9
Тестовый образец, его изготовление	
а) Формирование гетероструктуры	12
б) Формирование мезоструктуры	13
в) Формирование сетки р-контакта	14
г) Пассивация	15
д) Топология кристалла светодиода	15
Оптимизация р-контакта	
а) Основная идея	18
б) Расчёт оптимальных размеров решётки	18
в) Численная оценка растекания плотности тока под контактом	26
Эксперименты	28
Заключение	33
Благодарность	34
Использованная литература	35

Введение.

Актуальность темы.

На данный момент изучение электронных и оптических свойств нанометровых структур является одним из самых перспективных направлений в развитие физики твёрдого тела. Причём интерес представляет не только возможность практического применения данных технологий, а именно создание быстродействующих нанометровых приборов, но также исследование возникающих в них новых или малоизученных физических явлений. К ним например относятся аномалии Вуда, наблюдаемые в фотонных кристаллах, и эффект шнурования тока – явления, которые будут рассмотрены в данной работе.

В фотонном кристалле, с помощью периодического изменения коэффициента преломления, создаётся дополнительное поле, чей период в десятки раз превышает период основной решетки - так называемая сверхрешётка.

Поведение фотонов, чья длина волны совпадает с периодом оптической сверхрешётки фотонного кристалла будет сильно отличаться от поведения в решётке обычного кристалла, где расстояние между узлами много меньше длины волны света. Можно говорить о разрешённых и запрещённых энергетических зонах в фотонном кристалле, аналогично разрешённым и запрещённым зонам в твёрдотельной электронике. Как и электрические среды в зависимости от ширины запрещённых и разрешённых зон, фотонные кристаллы можно разделить на проводники - способные проводить свет на большие расстояния с малым поглощением, диэлектрики - практически идеальные зеркала, полупроводники - вещества способные, например, выборочно отражать фотоны определённой длины волны и сверхпроводники, в которых благодаря коллективным явлениям фотоны способны распространяться практически на неограниченные расстояния.

С фотонными кристаллами связывают будущее современной электроники. Благодаря упорядоченному характеру явления захвата в фотонном кристалле, на основе этих сред возможно построение оптических запоминающих устройств. Создание малосигнальной лазерной техники, так называемые низкопороговые и беспороговые лазеры. Фотонные сверхпроводники способны работать с большими частотами и отлично совмещаются с фотонными изоляторами и полупроводниками. Волноводы основанные на фотонных кристаллах могут быть очень компактны. С помощью фотонных кристаллов можно создавать среды с отрицательным коэффициентом преломления, что даёт возможность фокусировать свет в точку размерами меньше длины волны («суперлинзы»).

Не исключено, что последствия бума научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ в области физики фотонных кристаллов и устройств на их основе будут сравнимы по значимости с созданием интегральной микроэлектроники в 1960-е годы: материалы нового типа позволят создавать оптические микросхемы по образу и подобию элементов полупроводниковой электроники, а принципиально новые способы передачи, хранения и обработки информации, обрабатываемые сегодня на фотонных кристаллах, в свою очередь, найдут применение в полупроводниковой электронике будущего. Неудивительно, что эта область исследований - одна из самых горячих в крупнейших мировых научных центрах, гигантах высокотехнологичного бизнеса и на предприятиях военно-промышленного комплекса.

Понятие разрешенных и запрещенных энергетических зон - один из столпов твердотельной электроники. В оптике твердого тела схожее понятие появилось лишь в 1987 году, когда Эли Яблонович (Eli Yablonovitch), сотрудник Bell Communications Research (ныне профессор Калифорнийского университета в Лос-Анджелесе), ввел понятие запрещенной зоны [10] для электромагнитных волн (**electromagnetic band gap**). Вскоре **«фотонный кристалл» (photonic crystal)** и **«фотонная запрещенная зона» (photonic**

band gap, PBG) стали ключевыми терминами новейшего направления современной оптики.

С общей точки зрения фотонный кристалл является сверхрешеткой (crystal superlattice) - средой, в которой искусственно создано дополнительное поле с периодом, на порядки превышающим период основной решетки. Для фотонов такое поле получают периодическим изменением коэффициента преломления среды - в одном, двух или трех измерениях (1D-, 2D-, 3D- фотонные структуры соответственно). Если период оптической сверхрешетки сравним с длиной электромагнитной волны, то поведение фотонов кардинально отличается от их поведения в решетке обычного кристалла, узлы которого находятся друг от друга на расстоянии, много меньшем длины волны света. Поэтому такие решетки и получили особое название - фотонные кристаллы.

Несмотря на то что идея фотонных зон и фотонных кристаллов утвердилась в оптике лишь за последние несколько лет, свойства структур со слоистым изменением коэффициента преломления давно известны физикам. Одним из первых практически важных применений таких структур стало изготовление диэлектрических покрытий с уникальными оптическими характеристиками, применяемых для создания высокоэффективных оптических спектральных фильтров и снижения нежелательного отражения от оптических элементов (такая оптика получила название **просветленной**) и диэлектрических зеркал с коэффициентом отражения, близким к 100%. В качестве другого хорошо известного примера 1D-фотонных структур можно упомянуть полупроводниковые лазеры с распределенной обратной связью, а также оптические волноводы с периодической продольной модуляцией физических параметров (профиля или коэффициента преломления).

Наконец, обычные штриховые дифракционные решетки - это тоже пример 1D-фотонных структур: по аналогии с ними фотонные кристаллы называют иногда трехмерными дифракционными решетками. Распространение излучения в таких решетках определяется условием максимума

интерференции света, рассеянного на узлах, и зависит от угла между направлением волнового вектора и осями дифракционной решетки - фотонного кристалла.

Научная новизна работы состоит в использовании двумерной дифракционной решётки нанометровых размеров (фотонного кристалла) в качестве р-контакта светодиода. Данный контакт является принципиально новым объектом, так как все характерные размеры структуры меньше длины волны излучения. Впервые выполнено моделирование степени пропускания света решёткой с характерными размерами меньше заданной длины волны излучения светодиода, а также однородности плотности тока под контактом. Что позволило создать светодиод с очень высокой эффективностью работы и пространственно однородным излучением. Моделирование оптических свойств производилось в приближении плоских волн. В ходе ряда измерений по исследованию оптоэлектрических свойств данной структуры получены рекордные значения эффективности работы светодиода, что даёт основания полагать правомочность подобного приближения.

Цель работы.

Целью данной работы было исследование явлений, наблюдаемых в структуре сверхъяркого светодиода при использовании р-контакта, выполненного в виде фотонного кристалла с характерными размерами меньше длины волны излучения - 150-800 нм. А также измерение характеристик изготовленной модели сверхъяркого светодиода с целью последующего усовершенствования подобных приборов. Расстояние между излучающей поверхностью и решёткой р-контакта составляет 200 нм. В данной работе впервые рассматривается подобная ситуация и производятся расчёты в приближении плоских волн. В дальнейшем планируется изготовить структуру с другими размерами решётки и по полученным данным оценить роль ТН поляризации в пропускающей способности фотонного кристалла.

Практическая значимость работы заключается в развитии технологии производства сверхъярких светодиодов с целью создания конкурентноспособных приборов на рынке осветительной техники, разработке структур холодного света с высоким энергетическим выходом и одновременно с требуемой яркостью. Изготовленный светодиод в СВЧ исполнении до 100ГГц отличается высоким быстродействием и широким диапазоном рабочих температур. В отличие от всех прочих известных светодиодов, данный прибор излучает плоскую волну. Это уже готовый прибор, который можно применять для осуществления преобразований электрических сигналов в оптические и наоборот.

Использование гетероструктуры.

а) Увеличение внутреннего квантового выхода.

Если в кристалле полупроводника создан **p-n** переход, т.е. граница между областями с дырочной (p-) и электронной (n-) проводимостью, то при положительной полярности внешнего источника тока на контакте к p-области (и отрицательной - на контакте к n-области) потенциальный барьер в **p-n** переходе понижается и электроны из n-области инжектируются в p-область, а дырки из p-области - в n-область. Инжектированные электроны и дырки рекомбинируют, передавая свою энергию либо квантам света $h\nu$ (излучательная рекомбинация), либо, через дефекты и примеси - тепловым колебаниям решетки (безызлучательная рекомбинация). Вероятность излучательной рекомбинации пропорциональна концентрации электронно-дырочных пар, поэтому наряду с повышением концентраций основных носителей в p- и n-областях желательно уменьшать толщину активной области, в которой идет рекомбинация. Но в обычных **p-n** переходах эта толщина не может быть меньше диффузионной длины - среднего расстояния,

на которое диффундируют инжектированные носители заряда, пока не рекомбинируют.

Задача ограничения активной области рекомбинации решена в конце 60-х годов Алфёровым и его сотрудниками. Были предложены и практически изготовлены гетероструктуры, сначала на основе GaAs и его твердых растворов типа AlGaAs, а затем и на основе других полупроводниковых соединений. В гетероструктурах толщина активной области рекомбинации может быть много меньше диффузионной длины.

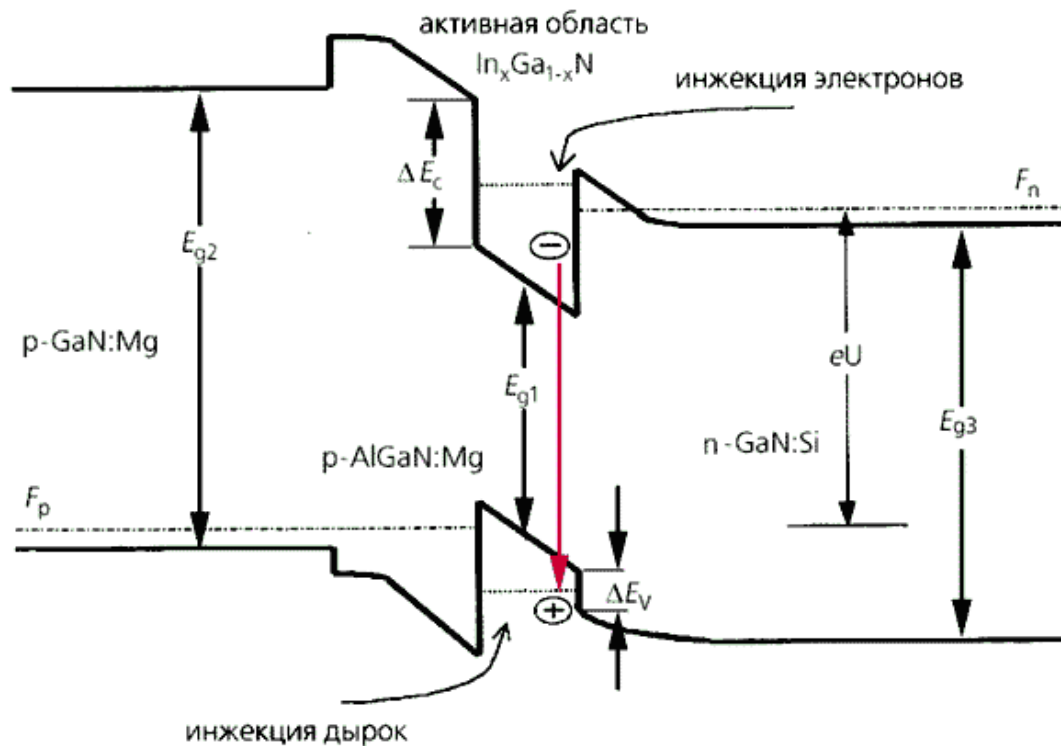


Рис.1. Энергитическая диаграмма гетероперехода.

Рассмотрим энергитическую диаграмму гетероструктуры, в которой между внешними *p*- и *n*-областями полупроводника с большими величинами ширины запрещенной зоны E_{gp} , E_{gn} расположен тонкий слой с меньшей шириной E_g (см. Рис.1). Толщину этого слоя d можно сделать очень малой, порядка сотен или даже десятков атомных слоев. Помимо потенциального барьера обычного *p-n* перехода на гетерограницах слоя образуются

потенциальные барьеры для электронов ΔE_c и дырок ΔE_v . Если приложить к переходу прямое смещение, возникнет инжекция электронов и дырок с обеих сторон в узкозонный слой. Электроны будут стремиться занять положения с наименьшей энергией, спускаясь на дно потенциальной ямы в слое, дырки устремятся вверх - к краю валентной зоны в слое, где минимальны их энергии. Широкозонные внешние части гетероперехода можно сильно легировать с обеих сторон, добиваясь больших концентраций в них равновесных носителей. И тогда, даже не легируя активную узкозонную область примесями, удастся достичь при инжекции значительных концентраций неравновесных электронно-дырочных пар в слое. Отказ от легирования активной области принципиально важен, поскольку атомы примеси, как уже говорилось, могут служить центрами безызлучательной рекомбинации. Попав в яму, инжектированные электроны наталкиваются на потенциальный барьер ΔE_c , дырки - на барьер ΔE_v , поэтому и те, и другие перестают диффундировать дальше и рекомбинируют в тонком активном слое с испусканием фотонов.

б) Светодиоды на гетероструктуре InGaN (общая характеристика).

Появившиеся в середине 90-х годов светоизлучающие диоды (СИД) синезеленого диапазона на основе InGaN- структур с квантово-размерной активной областью в совокупности с уже разработанными к этому времени желто-красными и красными СИД на AlGaInP- и AlGaAs-гетероструктурах перекрыли по цветовой гамме весь видимый спектральный диапазон, обеспечивая при этом достаточно эффективное преобразование электрической энергии в оптическую: внешняя квантовая эффективность приборов составила от нескольких единиц до более 10%, что в других терминах, употребительных в светотехнике, означает достижение силы света от отдельного СИД на уровне нескольких кандел или светового к.п.д. (светоотдачи) порядка 10-20 лм/Вт. При такой эффективности СИД стали конкурентоспособными с накаливаемыми и флуоресцентными лампами, что

обусловило очень высокие темпы роста как собственно их производства, так и светотехнических приборов на их основе (наиболее яркий пример - дорожные светофоры). Вместе с тем, начавшееся широкое использование СИД в приборах, требующих от них работы в режиме максимальной выходной мощности, выявило, и ряд ограничений и нерешенных вопросов, особо существенных именно для InGaN-светодиодов. Рекордные значения внешнего квантового выхода $\eta_e = 18\%$ для синего ($\lambda = 470\text{нм}$) и $\eta_e = 20\%$ для зеленого ($\lambda = 510\text{нм}$) InGaN-СИД с одиночной квантовой ямой. Сами по себе эти значения являются очень высокими для спонтанных инжекционных излучателей, однако они были реализованы при малых токах: $0.6\text{-}1\text{мА}$ ($j \sim 1\text{А/см}^2$). Разработчикам мощных полупроводниковых излучателей хорошо известно, что важна не только высокая величина η_e , но и ее постоянство в широком интервале уровней возбуждения, которое, в свою очередь, определяется как механизмом излучательной рекомбинации в активной области, так и конструкцией прибора: эффективностью отвода тепла и минимизацией джоулевых потерь, геометрией контактов, условиями растекания тока. Для традиционных AlGaAs-СИД вопросы оптимизации излучателей с целью достижения предельных выходных параметров достаточно хорошо изучены, что обеспечило возможность их работы до токов $\sim 1\text{А}$. Иначе обстоит дело с InGaN приборами. На рис.2 приведен сравнительный вид зависимостей внешнего квантового выхода от тока в непрерывном и импульсном режиме работы для синего InGaN-СИД фирмы и для красного СИД на основе AlGaAs- гетероструктуры. Для корректности сравнения оба прибора имели идентичную конфигурацию - вывод света без затенения контактами через прозрачную подложку из сапфира.

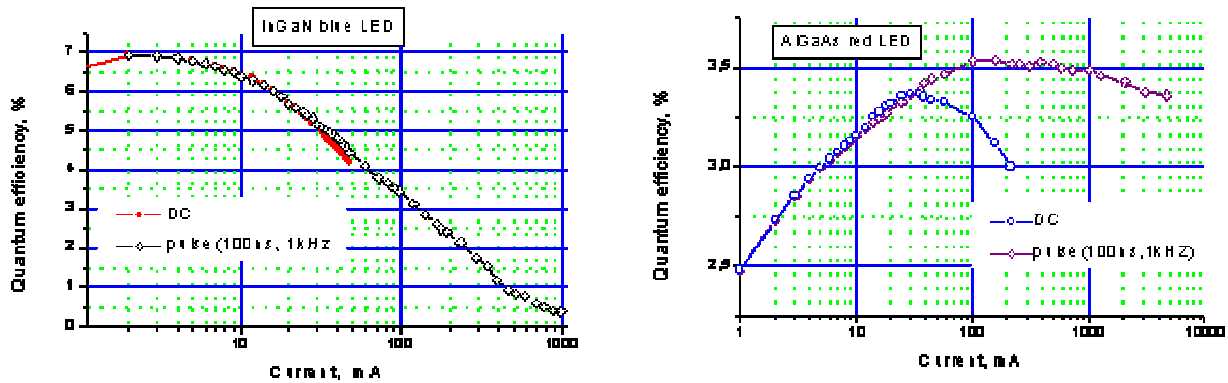


Рис.2. Зависимость внешней квантовой эффективности от тока для InGaN- и AlGaAs-светодиодов.

Для InGaN-СИД в диапазоне плотностей тока, занимающем от 2 до 3-х порядков, наблюдается рост внешней квантовой эффективности, а затем ее резкий спад, приходящийся на область токов, имеющую наибольший практический интерес ($j \sim 10\text{-}1000\text{A}/\text{cm}^2$), для AlGaAs-СИД характерен медленный выход на предельное значение, обычно достигаемое при $j \sim 50\text{-}100\text{A}/\text{cm}^2$, затем значение η_e остается практически постоянным до $\sim 1000\text{A}/\text{cm}^2$.

На рис.3 поведение $\eta_e = f(I)$ для InGaN-СИД, представлено для широкого температурного диапазона 300-550K. Как следует из графиков, при температурах выше 450K исчезает максимум в токовой зависимости η_e , а абсолютные значения снижаются примерно в 5 раз. Совокупность указанных фактов свидетельствует о том, что эффективный механизм излучательной рекомбинации через локализованные состояния в InGaN-гетероструктуре с одиночной квантовой ямой существует лишь в весьма ограниченном диапазоне плотностей токов до $j \sim 1\text{-}5\text{A}/\text{cm}^2$, при температурах $T < 450\text{K}$. Выход за эти пределы по плотности тока j приводит к насыщению каналов излучательной рекомбинации, связанных с локализованными

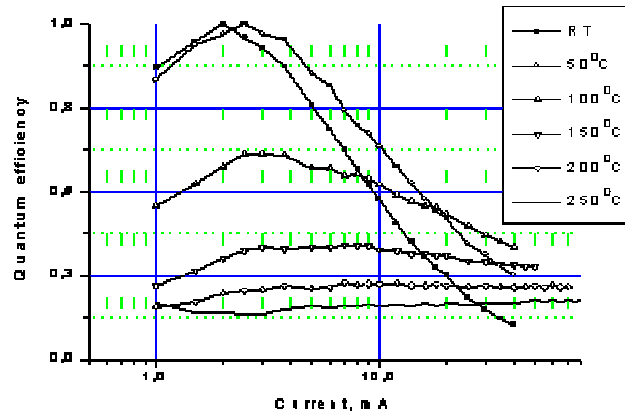


Рис.3. Температурные зависимости η_e (в отн. ед.) от тока для InGaN-светодиода

состояниями, а по температуре T - к их термической ионизации и, соответственно, к переходу к менее эффективной мезжоной рекомбинации в квантовой яме с высокой плотностью структурных дефектов.

Тестовый образец, его изготовление.

а) Формирование гетероструктуры.

Слои гетероструктуры кристалла разработанного светодиода приведены в таблице 1. Рассматриваемый нами диод является пробной моделью, выращенной в MOCVD на сапфировой подложке. Он представляет собой вертикальную структуру, состоящую из буферного слоя, обширной n-области (GaN:Si), n+-области (AlGaN/GaN short period SL), активной области (InGaN/GaN), слоя AlGaN:Mg и приконтактного p-слоя (GaN).

Таблица 1. Эпитаксиальная структура.

Слой	Толщина
p GaN	180 нм
p AlGaN	18 нм
InGaN/GaN (активная область)	40 нм (общая)

n GaN	50 нм
n ⁺ AlGaN/GaN	130 нм
n GaN	500 нм
n ⁺ GaN	2100 нм
Al ₂ O ₃	1100 нм

Для формирования гетероструктур пользуются методами: молекулярно-лучевой эпитаксии, эпитаксии в жидкой фазе, газофазной эпитаксии, методом ионной имплантации и т.д. В нашем случае предполагается использование метода газофазной эпитаксии. В применении метода при кристаллизации из газовой фазы с помощью химического взаимодействия атомы полупроводника переносятся в составе химического соединения, которое диссоциирует на подложке, освобождая атомы или молекулы полупроводника. Химические методы наиболее широко применяются при получении эпитаксиальных слоев в производственных условиях. Эти методы относятся к непрямым процессам переноса, сущность которых заключается в том, что в результате определенных химических реакций образуется полупроводниковый материал. Все эти реакции – обратимые. Направление протекания реакции и скорость осаждения зависят от концентрации исходных веществ и режима процесса.

б) Формирование мезоструктуры.

На этой стадии технологического процесса происходит травление для формирования мезоструктуры кристаллов. Сначала наносится позитивный фоторезист стойкий к травителям. После засветки через фотошаблон и удаления засвеченного фоторезиста происходит задубливание оставшегося. Образуется тонкая прочная пленка через которую не будет происходить травление. Далее происходит травление на необходимую глубину. Травление производят в плазме ЭЦР установки газами: Ar, O₂ и CCl₄F₈. После травления

необходимо удалить с поверхности подложки оставшийся фоторезист с последующей промывкой в деионизованной воде.

в) Формирование сетки р-контакта.

В конструкции рассматриваемого светодиода вывод излучения производится через р-контакт, представляющий собой фотонный кристалл, выполненный в виде металлической (золотой) сетки с периодом порядка 1 мкм. В данной работе мы остановились на рассмотрении диода с периодом решётки р-контакта 0,9 мкм, что соответствует второму минимуму коэффициента отражения, рассчитанного по уравнению Рикатти (рис. 8). В этом случае минимальный коэффициент отражения больше, чем в случае, когда период решётки равен 0,45 мкм, но при уменьшении размеров изготавливаемой решётки увеличивается относительная неточность в соблюдении размеров. Поэтому при меньшем периоде решётки ввиду того, что пики на численно посчитаной зависимости коэффициента отражения от размера щели имеют очень малую ширину, мы рискуем вообще не попасть в минимум.

Формирование сетки р-контакта производится электронно-лучевой литографией (позитивной), так называемым методом взрыва (Lift-off). Сначала, на очищенную поверхность, с помощью центрифуги, наносится резист, который затем отжигается для перевода его в стеклообразное состояние. После этого происходит экспонирование резиста электронным лучом в соответствии с топологией сетки р-контакта. Затем пластину помещают в проявитель, который растворяет экспонированные участки, в резисте появляются "окна". Металл напыляется на всю площадь, путем термического распыления материала в вакууме на установке ВУП-4, и в "окнах" оказывается непосредственно на поверхности пластины. Завершает процесс – "взрыв" (Lift-off): пластина помещается в сильный растворитель, который полностью растворяет резист, и смывает металлическую пленку, оставшуюся на неэкспонированной части. Последним этапом в процессе

литографии является промывка в деионизованной воде для удаления остатков растворителя, смывающего резист.

Процессы литографии основаны на различной растворимости в проявителях, экспонированного и неэкспонированного электронным лучом резиста. В качестве резиста используются системы на основе полиметилметакрилата (ПММА). Резисты представляют собой полимеры, растворенные либо в хлорбензоле, либо в анизоле, либо в ксилоле или в этиллактате. Молекула ПММА состоит из цепочки связанных мономеров с общим атомным весом в несколько сотен тысяч атомных единиц. Каждый мономер содержит порядка 100 атомов и представляет собой клубок диаметром ~ 4 нм. При экспонировании электронным лучом молекула распадается на отдельные фрагменты с меньшим молекулярным весом.

г) Пассивация структуры.

Пассивация - покрытие тонким слоем диэлектрика свободной поверхности активного перехода - предотвращает загрязнения поверхности светодиода и сводит к минимуму поверхностные токи. Пассивация производится методом позитивной фотолитографии с нанесением Si_3N_4 поверх фоторезиста и последующим удалением ненужных участков методом “взрыва” (Lift-off).

д) Топология кристалла светодиода.

Из соображений симметрии прибор выполнен в форме подковы диаметром 55 мкм. Ширина одного плеча «подковки» должна быть соизмерима с выбранным шагом сетки, и на этой ширине должно помещаться хотя бы 10 полосок. Следовательно, исходя из того, что ширина полосок 0,1 мкм с промежутком между ними 1 мкм, с учетом возможных несовмещений, необходимая ширина плеча «подковки» должна быть равна 13 мкм.

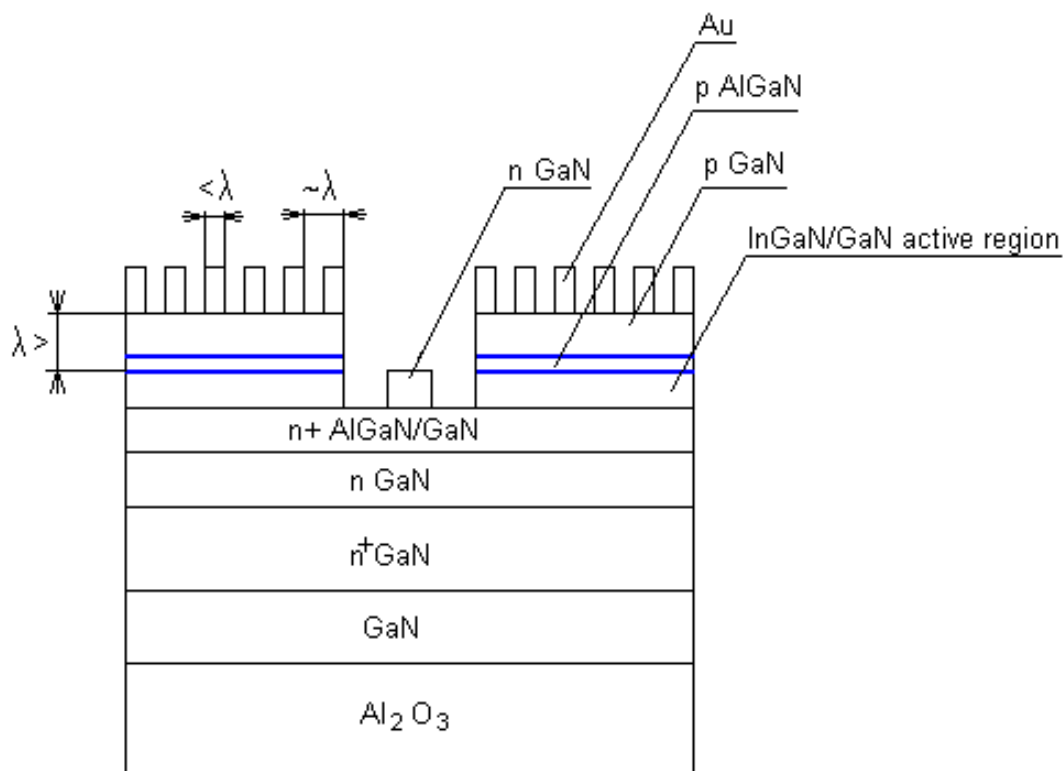


Рис.4. Вертикальная структура светодиода.

В сердцевине «подковки» располагается омическая металлизация p-контакта диаметром 19 мкм, с подводящей дорожкой шириной 5 мкм. Исходя из этих размеров диаметр рабочей части светодиода – 47 мкм. Так как стандартные контактные площадки размером 100×100 мкм выполнить невозможно (потому что размер кристалла – 100×100 мкм) они делаются максимально большими – 25×47 мкм, этот размер является технологически минимальным, из-за возможностей распайки.

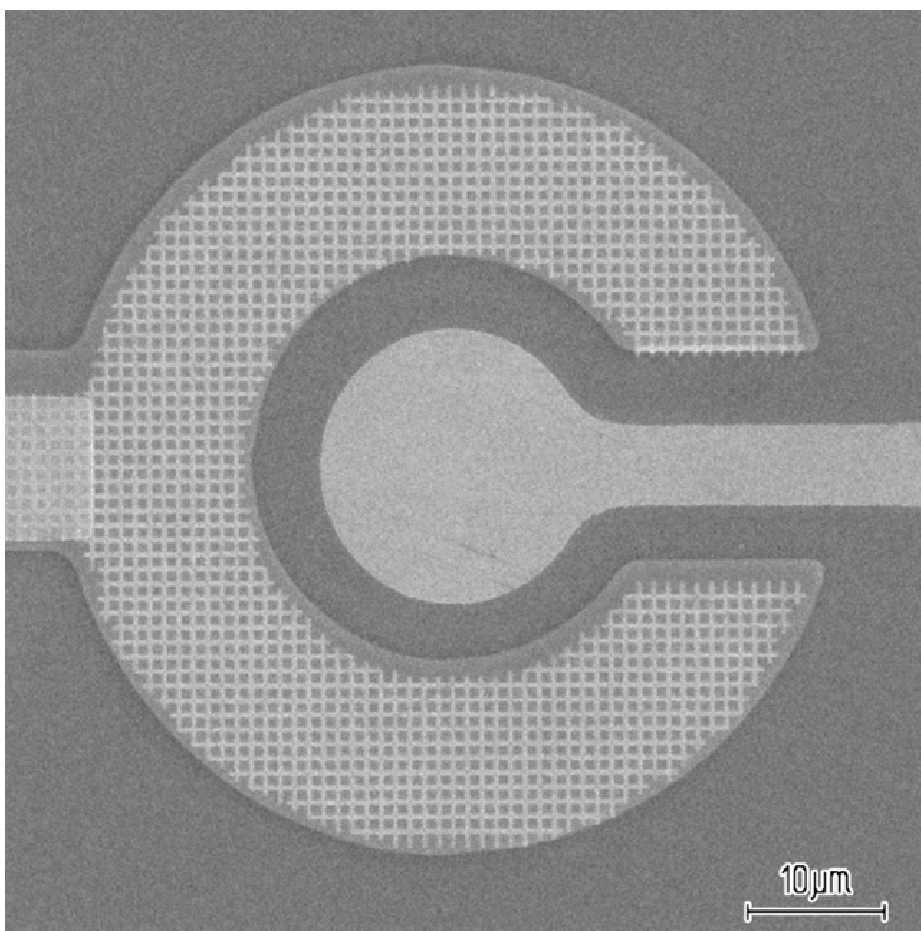


Рис. 5. Фотография контактов светодиода с указанием масштаба.

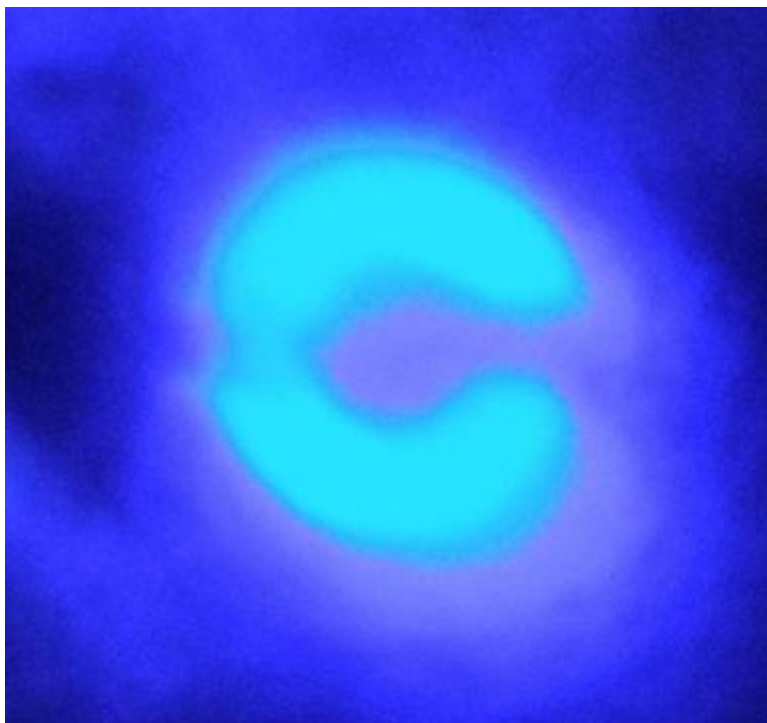


Рис.6. Светодиод в режиме зажигания.

Оптимизация р-контакта.

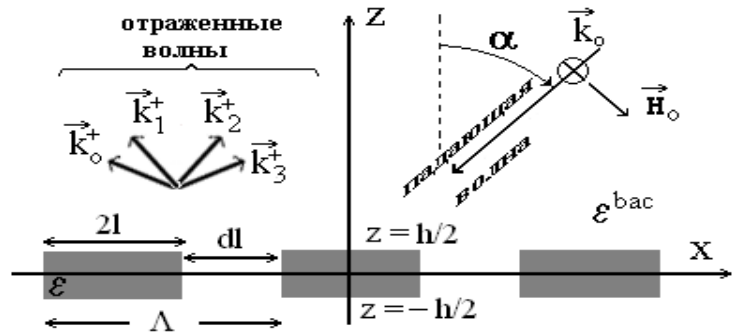
а) Основная идея.

Р-контакт рассматриваемого светодиода выполнен в виде ортогональной двумерной металлической сетки (фотонный кристалл), вследствие чего одновременно создаёт пространственно однородное распределение плотности тока в области р-п перехода и является прозрачным для вырабатываемого излучения. Как известно [1], оптические свойства двумерной ортогональной решётки в определённых направлениях могут быть определены из модели одномерной решётки. Таким образом в этой работе мы рассчитываем спектр одномерной решётки, основываясь на методе уравнений Риккати [2], предполагая, что на решётку падают плоские волны. Был проведён численный расчёт резонансного усиления прозрачности решётки как функции от расстояния между полосками одномерной решётки, от толщины полосок и от угла падения плоской монохроматической ЭМ волны. Также были проведены численные вычисления электрических свойств структуры для случая оптимальной решётки (с резонансными размерами), оценивающие растекание плотности тока. Данные вычисления показывают, что плотность тока, создаваемая таким контактом, остаётся достаточно однородной.

б) Расчёт оптимальных размеров решётки.

На внешней поверхности излучающей структуры находится планарный электрод, удовлетворяющий двум требованиям. Во-первых, электрод создает пространственно однородное распределение электростатического поля в области р-п перехода. Во-вторых, электрод имеет минимизированную эффективность отражения электромагнитного излучения произвольной поляризации, генерируемого излучающей областью структуры (излучение выходит через верхний торец структуры). Указанные свойства электрода достигаются за счет того, что электрод состоит из эквидистантно расположенных металлических полосок.

Оптимизация оптических свойств электрода проведена на основе представления о том, что система полосок является ленточной оптической дифракционной решеткой.



Расчет спектров отражения электромагнитного излучения от решетки проведен на основе численного решения матричного уравнения Риккати, выведенного из точных соотношений переноса в теории

Рисунок 7.

Схематическое изображение сечения ZX электрода, выполненного в виде ленточной дифракционной решетки. Период решетки $\Lambda = 2l + dl$; высота направляющих решетки h ; диэлектрическая проницаемость материала (Au) решетки $\epsilon = n^2 = -1.76 + i \times 5.28$ на длине волны $l = 0.45$ мкм (2.76 эВ). Диэлектрическая проницаемость окружающей решетку среды $\epsilon^{bac} = 1$. Вектор напряженности электрического поля \vec{E}_0 плоской волны, падающей под углом α , параллелен оси Y (ТЕ поляризация). Волновой вектор \vec{k}_0 и магнитный вектор \vec{H}_0 волны лежат в плоскости падения XZ. В случае ТН поляризации, вектор \vec{H}_0 замещается вектором \vec{E}_0 .

многократного рассеяния классических волновых полей на одномерных периодических поверхностях [3].

Схематическое изображение дифракционной решетки и схема расчета приведены на рис.7. Предполагается, что направляющие решетки выполнены из золота, коэффициент преломления которого равен $n = 1.38 + i \times 1.914$ для излучения с длиной волны $l = 0.45$ мкм (2.76 эВ). Диэлектрическая проницаемость окружающей решетку среды $\epsilon^{bac} = 1$. Период решетки определяется как $\Lambda = 2l + dl$, где $2l = 0.1$ мкм - ширина направляющей решетки, dl зазор (щель) между направляющими. Высота направляющей решетки обозначена как h . Плотность потока энергии отраженного от решетки электромагнитного поля вычислялась по формуле

$$\Pi_z(z = h/2) = k_{0z} + \sum_m k_{mz}^+ \left| R_{m0}(k_{0x}; h/2) \right|^2 \quad (1)$$

Здесь \mathbf{k}_m^+ волновые векторы излучения, отраженного в m -ый

дифракционный порядок
 задаются компонентами k_m^+
 и $k_{mz}^+ = s_m$. Для однородных
 спектральных порядков s_m

есть величина
 действительная, для
 неоднородных – чисто
 мнимая. Парциальный
 коэффициент отражения
 $R_{m0}(k_{0x}; h/2)$ падающей на
 решетку волны
 рассчитывается по
 уравнению Риккати [3].

Результаты расчетов,
 проведенных для
 монохроматического
 излучения с длиной волны
 $l = 0.45$ мкм и золотой
 решетки с диэлектрической
 проницаемостью
 $\epsilon = n^2 = -1.76 + i \times 5.28$,
 приведены на рис.8-11.

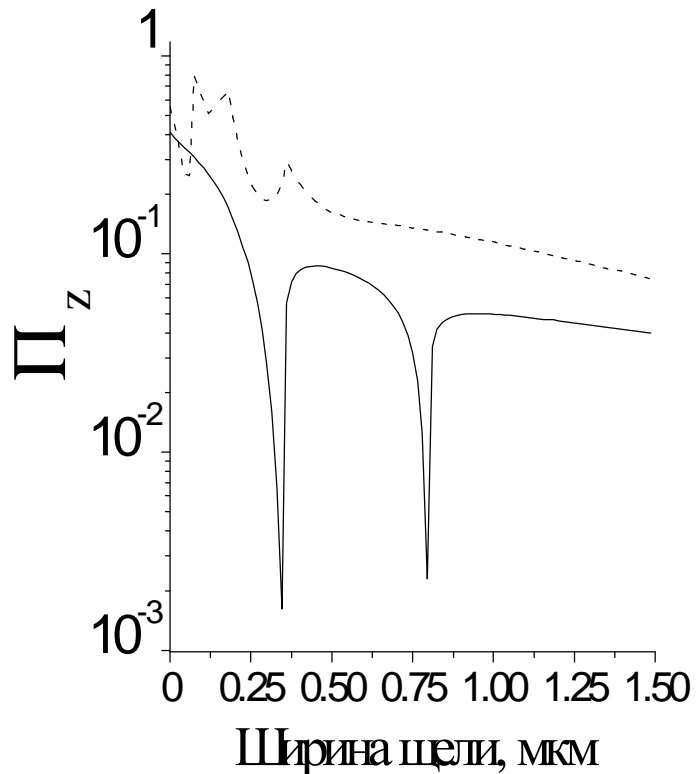


Рисунок 8.

Рассчитанные по уравнению Риккати [3] и формуле (1) спектры отражения по мощности ТЕ (сплошная кривая) и ТН (пунктирная кривая) поляризованных волн, нормально $a=0$ падающих на решетку ($2l = 0.1$ мкм, $h = 0.1$ мкм, $l = 0.45$ мкм, $\epsilon = -1.76 + i \times 5.28$), в зависимости от ширины щели d между направляющими решетки. Величина щели изменяется от нуля (сплошная пленка) до 1.5 мкм (период $\Lambda = 1.6$ мкм).

На рис.8 даны рассчитанные по уравнению Риккати [3] и формуле (1) зависимости эффективности отражения по мощности плоских волн ТЕ и ТН поляризации, нормально падающих на золотую решетку, от величины $d\Lambda$ щели решетки (см. рис.8). Как видно, в случае ТН поляризации (пунктирная линия) особенности в спектре отражения выражены значительно слабее, чем в случае ТЕ волн. Сплошная кривая на рис.8 имеет два минимума при

величинах щели 0.35 и 0.8 мкм, что соответствует периоду решеток 0.45 и 0.9 мкм. Можно показать, что в спектре отражения от решеток с указанными периодами происходит открытие новых спектральных порядков, т.е. с увеличением периода решетки становятся

однородными порядки с номерами $|m| > 0$. Действительно, однородные порядки определяются

неравенством (при $e^{bac} = 1$) $|m| \leq k_0 \Lambda / 2p = \Lambda / l$ или $l|m| \leq 2\Lambda + d\Lambda$ или $d\Lambda \geq l|m| - 2\Lambda$, где $|m| = 0, 1, 2, \dots$. Нулевой порядок является однородным

всегда, т.к. $d\Lambda > -2\Lambda$. Два первых порядка $|m| = 1$ открываются в спектре отражения при $d\Lambda = l - 2\Lambda = 0.45 - 0.1 = 0.35$ мкм ($\Lambda = 0.45$ мкм). Два вторых порядка $|m| = 2$ открываются при $d\Lambda = 2l - 2\Lambda = 0.9 - 0.1 = 0.8$ мкм ($\Lambda = 0.9$ мкм).

Углы этих порядков определяются из соотношения $\sin a_{m\kappa} = -\sin a + (l / \Lambda)m$,

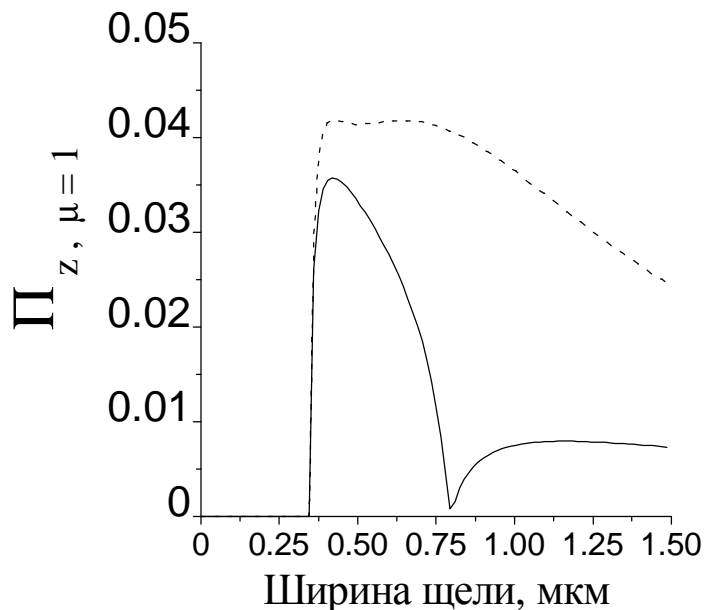


Рисунок 9.

Парциальные спектры отражения ТЕ (сплошная кривая) и ТН (пунктирная кривая) поляризованных волн в первый $m=1$ спектральный порядок. Параметры расчетов см. в подписи к рис.2.

где $|m|=0,1,2$. При нормальном падении волн $\alpha = 0$ углы равны

$$\sin \alpha_{|m|x} = (l / \Lambda) |m| = 1, \alpha_{\pm mx} = \pm p / 2.$$

Таким образом, минимумы в спектре отражения ТЕ поляризованной волны соответствуют периоду решетки, при котором открываются новые однородные спектральные порядки. Например, рис.9 показывает нулевое значение энергии поля в $m = 1$ порядке отражения при $d\lambda < 0.35$ мкм ($\Lambda < 0.45$ мкм). Это означает, что при узких щелях ленточная решетка на данной длине волны является одноволновой (однородной является только нулевая мода, т.е. мода зеркального отражения при нормальном падении волны). Резкий спад эффективности отражения при $d\lambda = 0.8$ мкм (сплошная линия рис.8) соответствует точке открытия второго порядка в спектре отражения решетки (см. второй минимум на сплошной кривой рис.8).

Рассмотренные на рис.8 особенности ТЕ спектра известны как аномалии Вуда рэлеевского типа [4]. Физически они обусловлены взаимной трансформацией однородных и неоднородных волн при их многократном рассеянии на решетке и при условии, что абсолютное значение компоненты $k_{\perp m}$ их волнового вектора \vec{k} оказывается равным волновому числу k_0 волны в свободном пространстве. Возникновение резонансной прозрачности решётки связано с возбуждением поверхностных плазмонов (квантов плазменных колебаний в материале решётки), когда существует ненулевая проекция электрического вектора падающей волны на направление образующей рельефа решётки. В модели почти свободных электронов плазменную частоту можно оценить как: $w_p = \sqrt{\frac{ne^2}{me_0}}$, где n – плотность валентных электронов, e – элементарный заряд, m – масса электрона, e_0 – проницаемость вакуума. Свет с частотой ниже плазменной отражается от поверхности, потому что электроны в металле экранируют электрическое поле в световой электромагнитной волне. Свет же с частотой выше плазменной проходит, так как электроны не могут достаточно быстро

ответить, чтобы экранировать его. В большинстве металлов плазменная частота находится в ультрафиолетовой области спектра, однако некоторые металлы, как например золото, используемое для изготовления р-контакта в рассматриваемом светодиоде, обладают плазменной частотой, лежащей в видимом диапазоне. Поверхностные плазмоны сильно взаимодействуют со светом, приводя к образованию поляритонов – составных квазичастиц, возникающих при взаимодействии фотонов и элементарных возбуждений среды. Это взаимодействие становится особенно сильным, когда одновременно их частоты и волновые вектора совпадают (резонанс). В этом случае наблюдается эффект резонансной прозрачности.

Сделаем следующие замечания. Во-первых, в рассматриваемом случае открывающиеся порядки уносят энергию падающего поля вдоль поверхности решетки $a_{\pm mx} = \pm p/2$, приводя к подавлению зеркального отражения. Во-вторых, аномалии в спектре выражены тем слабее, чем выше номер открывающегося спектрального порядка (первый провал на сплошной кривой рис.7 достигает величины порядка 10^{-3} , второй достигает только значения 2×10^{-3}). Согласно [5] это связано с тем, что чем больше открытых однородных порядков, тем устойчивее отраженное поле к возмущению, вызванному открытием очередного спектрального порядка.

Результаты расчетов, приведенных на рис.8, позволяют оптимизировать величину зазора между направляющими ленточной решетки (ширина направляющих фиксирована и равна 0.1 мкм). Величина щели, соответствующая минимумам на спектре отражения ТЕ поляризованной волны, обеспечивает подавление зеркального отражения. В точке первого минимума (щель 0.35 мкм) открываются два однородных спектральных порядка, волновые векторы которых ориентированы вдоль поверхности решетки. Учитывая, что на каждый из двух первых порядков приходится ничтожно малая доля энергии отраженного поля (см. точку открытия первого порядка на рис.9), можно сделать вывод о резонансной прозрачности

решетки. Здесь необходимо учесть, что прошедшее поле не равно величине $1 - \Pi_z$, т.к. материал поглощает часть энергии падающего поля. Существенно, что щели шириной $d_1 \approx 0.35$ мкм соответствует и локальный минимум на спектре отражения ТН поляризованной волны. При большей щели отражение ТН волны уменьшается. Однако, при большей щели нарушается однородность электростатического поля, создаваемого решеткой - электродом в области р-п перехода излучающей структуры.

Рис.10 иллюстрирует зависимость спектра отражения волн от ленточной решетки при варьировании толщины направляющих решетки. Период

решетки соответствует первому минимуму на спектре отражения ТЕ волн (сплошная кривая на рис.7; $d_1 = 0.35$ мкм, $\Lambda = 0.45$ мкм).

Как видно, эффективность отражения ТЕ и ТН волн (сплошная и пунктирные кривые на рис.10) имеет осцилляторный характер.

Осцилляции затухают на уровне $\Pi_z = 0.12$ с

утолщением решетки (до ~ 0.8 мкм) для ТН волн.

Эффективность отражения ТЕ волн на порядок меньше по сравнению с ТН волнами.

Толщине лент решетки, равной 0.1 мкм, соответствует первый минимум ($\Pi_z = 0.002$) на сплошной кривой и склон ($\Pi_z = 0.19$) первого

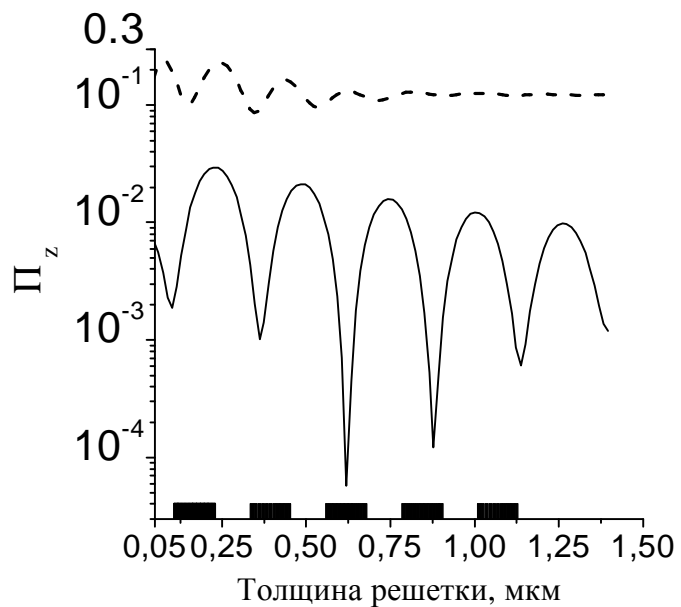


Рисунок 10.

Рассчитанные спектры отражения по мощности ТЕ (сплошная кривая) и ТН (пунктирная кривая) поляризованных волн, нормально $a = 0$ падающих на решетку в зависимости от толщины h направляющих решетки. Параметры расчетов см. в подписи к рис.2 за исключением величины щели $d_1 = 0.35$ мкм (первый минимум на сплошной кривой рис.2). Закрашенные боксы на оси абсцисс иллюстрируют неравенства (2).

минимума на пунктирной кривой (ТН волны). С точки зрения оптимальной толщины решетки, при которой эффективность отражения минимизируется, представляют интерес минимумы на спектре отражения ТН волны. Первый минимум (толщина решетки 0.15 мкм) соответствует эффективности отражения 0.1, что меньше вышеупомянутой величины затухания осцилляций на уровне 0.12 для толщин лент, больших 0.8 мкм.

Минимумы на спектрах отражения ТЕ поляризованной волны в определенных диапазонах толщин лент решетки называются параллельными аномалиями Вуда или аномалиями Вуда-Палме [6]. Резкое уменьшение эффективности отражения не связано с возбуждением плазмонов в материале решетки, а обусловлено явлением многократного отражения падающего излучения между лентами решетки. Закрашенные боксы на оси абсцисс рис.10 показывают результаты экспериментальных исследований [7] импедансной решетки, обобщенные в виде неравенств

$$\frac{n}{2} > \frac{h}{l} > \frac{2n-1}{4}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (2)$$

Боксы рис.10 визуализируют неравенства (2) для $l = 0.45$ мкм. Спектры рис.11 позволяют оценить зависимость эффективности отражения ТЕ и ТН поляризованных волн от угла падения волн на ленточную решетку.

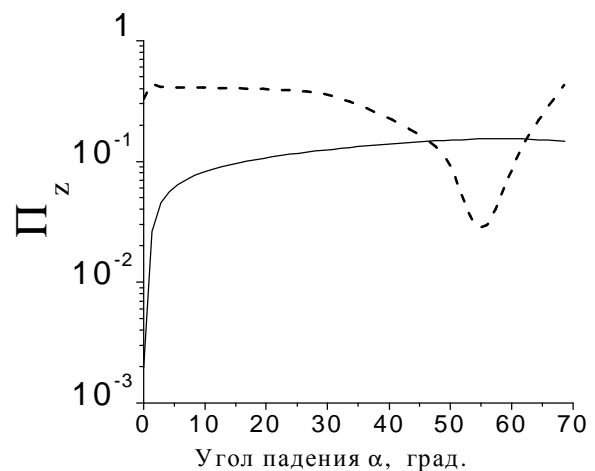


Рисунок 11.

Рассчитанные спектры отражения по мощности при различных углах α падения на решетку ($d_1 = 0.35$ мкм, $h = 0.1$ мкм, $2l = 0.1$ мкм, $\epsilon = -1.76 + i \times 5.28$) ТЕ (сплошная кривая) и ТН (пунктирная кривая) поляризованных волн.

в) Численная оценка растекания плотности тока под контактом.

На рис.13-14 даны графики, полученные при численном трёхмерном моделировании, демонстрирующие растекание плотности тока при удалении от тонкой металлической плёнки на поверхности структуры. Результаты приведены в форме абсолютного и относительного значения изменения плотности тока. Рис.12 представляет схематичное изображение p-n перехода и контакта металл-полупроводник с параметрами, которые использовались при расчете.

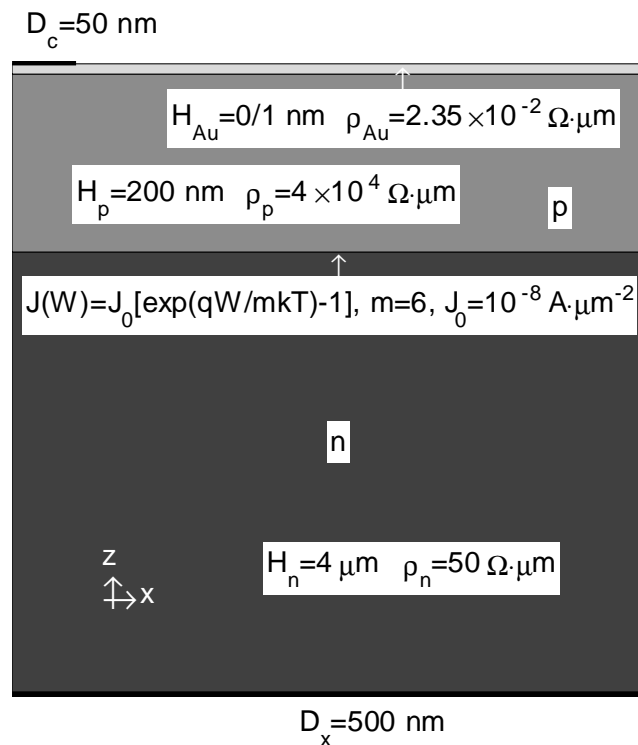


Рис.12. Вертикальное изображение p-n перехода гетероструктуры светодиода.

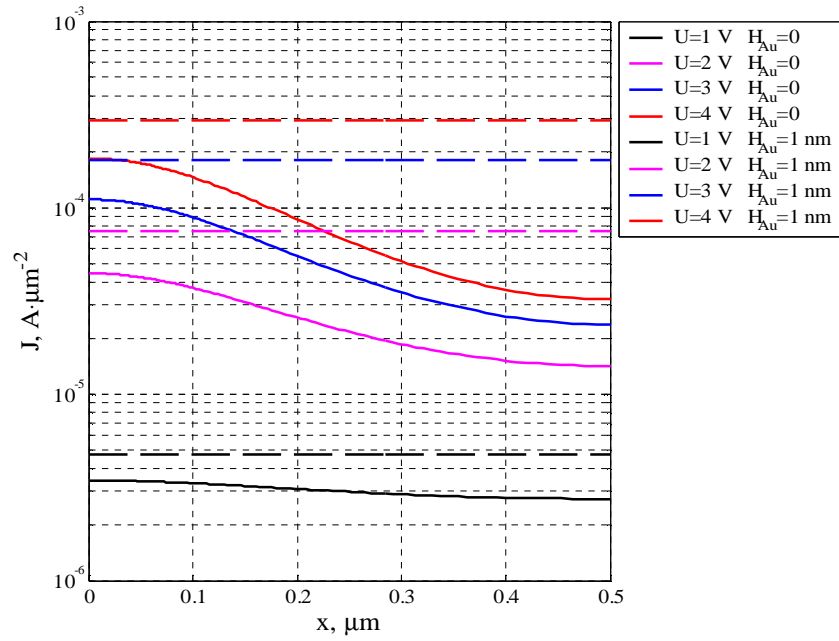


Рис.13.Растекание плотности тока в абсолютных единицах в зависимости от зазора решётки p-контакта.

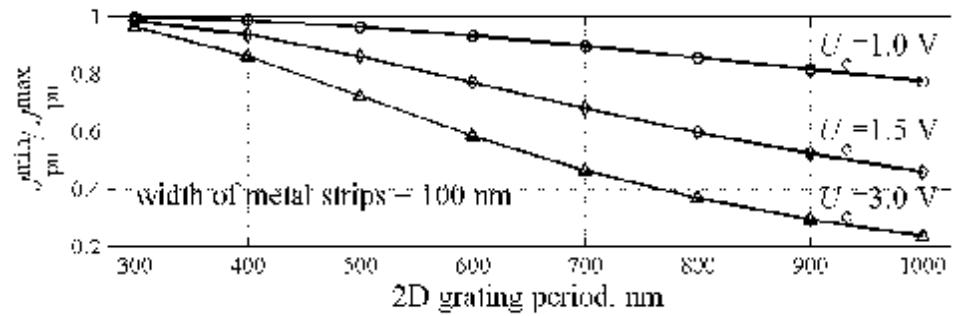


Рис. 14. Относительное растекание плотности тока в зависимости от периода решётки.

Эксперименты.

Все фотометрические измерения проведены на спектрофотометре (Ocean Optics). Экспериментальная установка состоит из предметного столика с расположенной на нём сапфировой пластиной, на которой изготовлены светодиоды, держателя детектора спектрофотометра, который может поворачиваться на равные углы вокруг предметного столика, а также самого спектрофотометра, подключенного к компьютеру. Данный прибор с высокой точностью измеряет спектр излучения, попадающего на линзу детектора. При этом характеризуется узкой направленностью на источник света. С помощью спектрофотометра возможно измерять интенсивность излучения с очень высокой точностью до $10^{-5} \frac{mW}{cm^2}$.

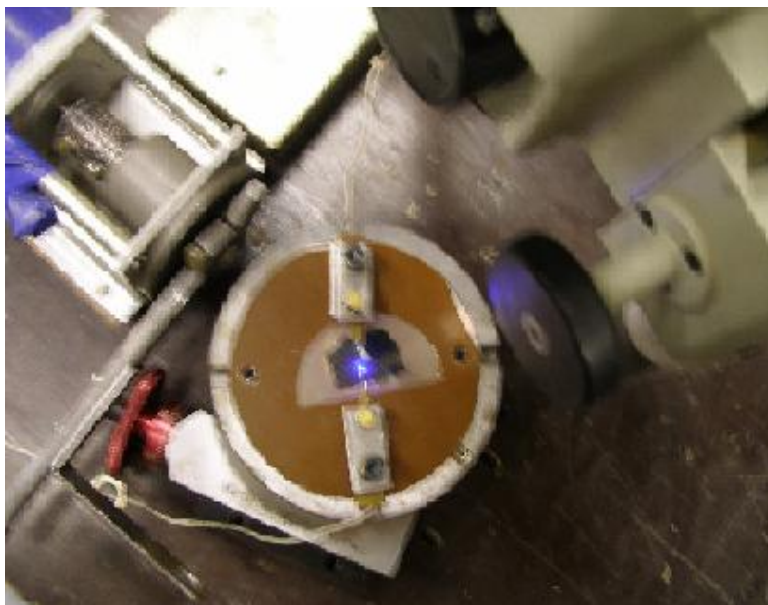


Рис. 15. Предметный столик с работающим светодиодом.

На рис.16 показано угловое распределение интенсивности излучения светодиода через сеточный р-контакт при токе в 1mA, протекающем через прибор. Как видно, оно представляет из себя полку без характерных для диодов с выводом излучения через подложку всплесков интенсивности на

краях. Что в нашем случае обусловлено отсутствием боковых граней в конструкции диода.

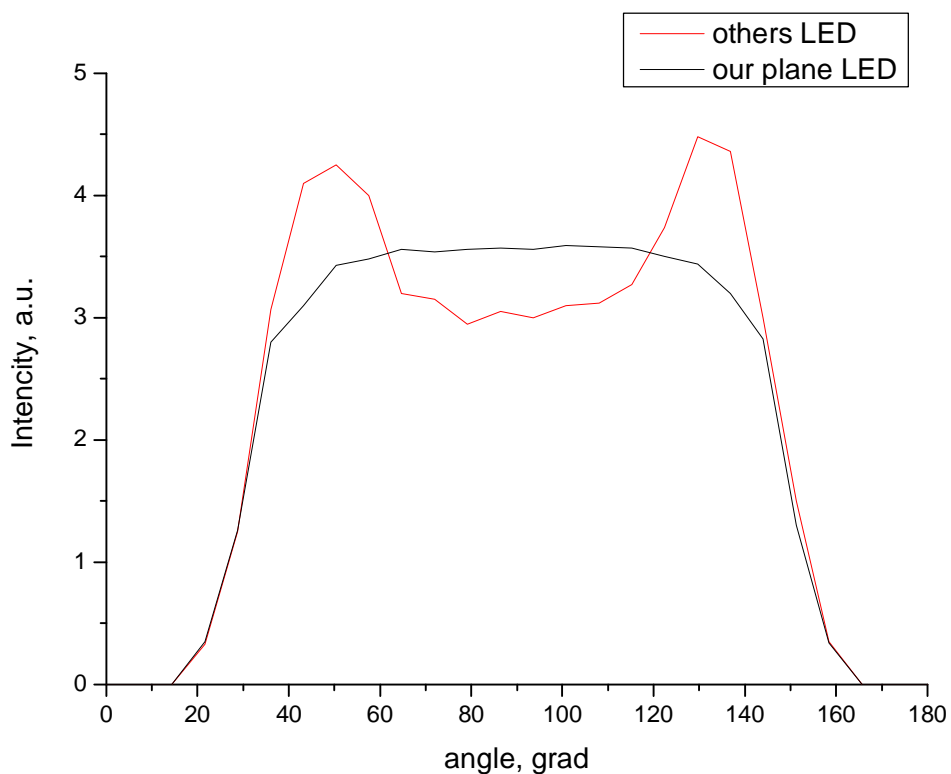


Рис. 16. Угловое распределение интенсивности излучения светодиода при токе 1 мА.

Рисунок 17 демонстрирует угловое распределение интенсивности излучения в полярных координатах при различных токах, протекающих через прибор. Из сравнения полученных характеристик видна явная зависимость критического угла засветки от тока. Увеличение угла засветки с ростом тока может быть обусловлено эффектом шнурования тока под сеточным контактом. Приведённая выше оценка растекания плотности тока указывает на возможность шнурования.

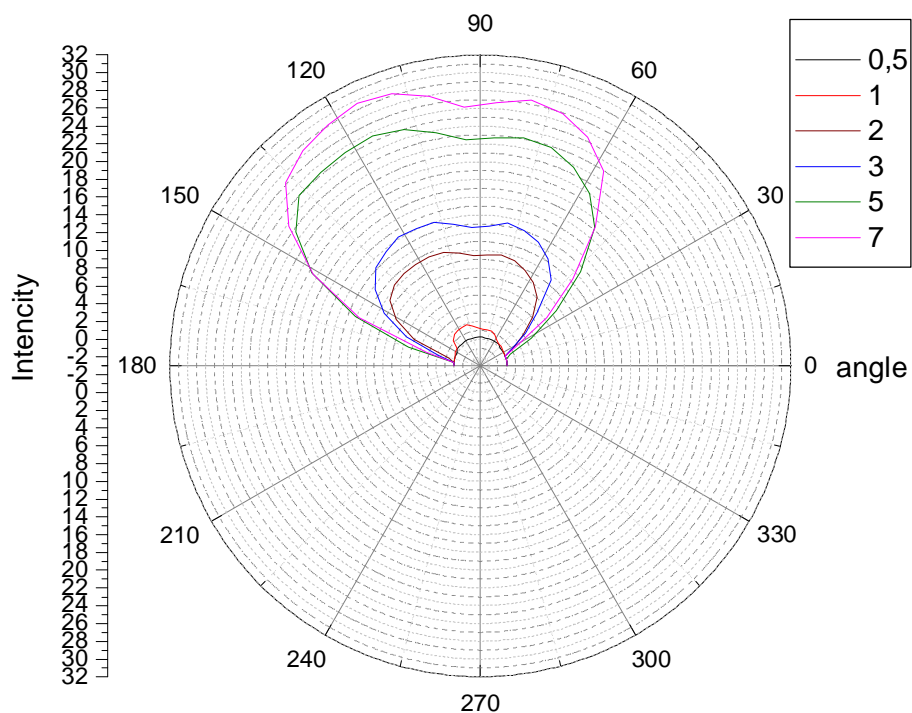


Рис.17. Угловое распределение интенсивности излучения светодиода при различных токах в полярных координатах.

Одной из важнейших характеристик светодиода является его внешний квантовый выход (отношения числа фотонов, инжектированных во внешнюю среду за ед. времени к числу носителей заряда, пересекающих р-п переход за то же время), который рассчитывается в данной работе по формуле

$$h_{ext} = \frac{eW_{rad}}{Jhu}$$

где e – заряд электрона, W_{rad} - интегральная мощность излучения светодиода, J – ток, протекающий через диод, hu - энергия кванта излучения прибора. Мощность излучения прибора при различных токах была определена гониофотометрическим методом. Интенсивность (мощность излучения на единицу площади) измерялась по окружности с центром в точке расположения прибора в плоскости перпендикулярной плоскости пластины со светодиодом. При каждом новом измерении детектор спектрофотометра поворачивался на угол равный 7,2 градуса. Затем

рассчитывалась интегральная мощность излучения в полусферу, считая источник излучения точечным ввиду симметрии конструкции светодиода и его малых размеров .

График 18 демонстрирует зависимость КПД от тока, протекающего через прибор. Максимум эффективности достигается практически сразу после зажигания светодиода. Затем вследствие экспоненциального нарастания электрической мощности и следовательно увеличения тепловых потерь происходит постепенный спад эффективности работы диода.

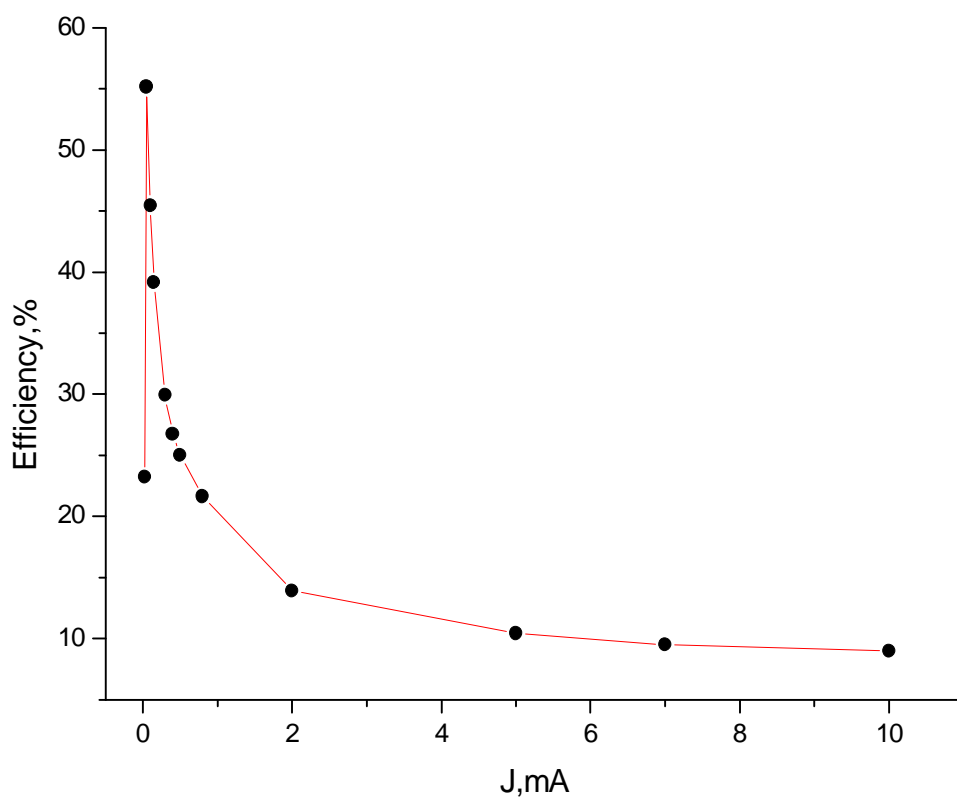


Рис. 18. Зависимость КПД от тока.

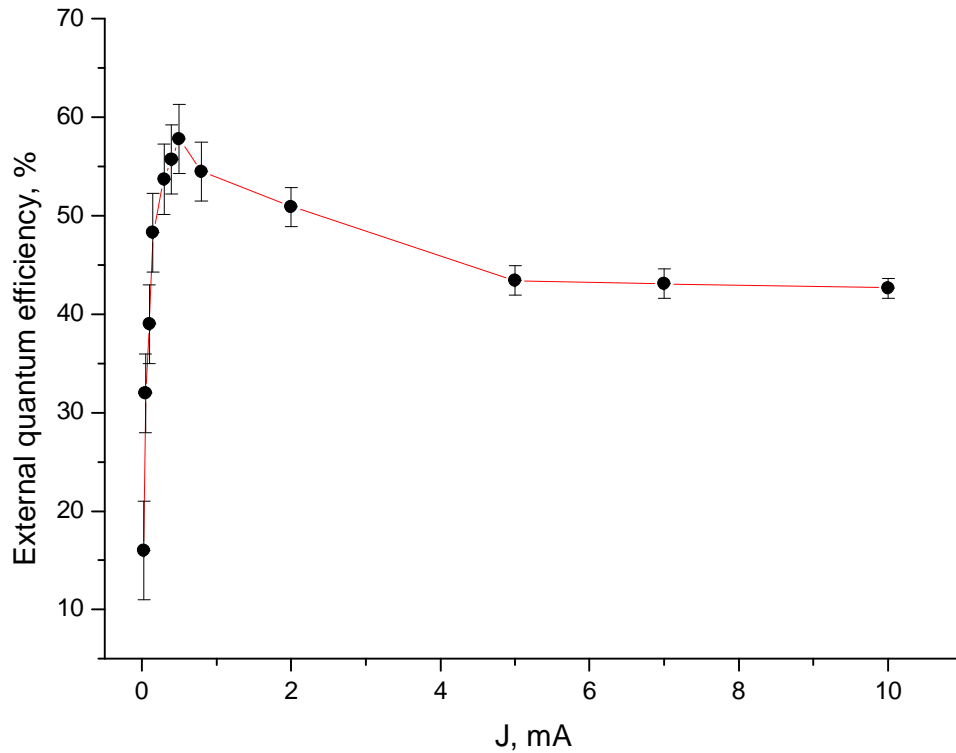


Рис. 19. Зависимость внешнего квантового выхода от тока.

На графике 19 показана зависимость квантового выхода от тока. Максимум внешней квантовой эффективности достигается на токе 0,5 мА, когда инжектированный ток главным образом протекает через активный регион гетероструктуры и доминирует излучательная рекомбинация носителей. При дальнейшем увеличении тока квантовый выход прибора плавно спадает вследствие насыщения каналов излучательной рекомбинации и тепловых эффектов. Рисунок 20 демонстрирует вольт-амперную характеристику светодиода. Данная кривая хорошо аппроксимируется экспоненциальной зависимостью, что характерно для диодов на р-п переходе. Снятие этой зависимости в наших экспериментах затруднялось влиянием загрязнений образца и невозможностью сделать хороший контакт между светодиодом и измерительной схемой. В результате из-за явлений в контактах мы теряем электрическую энергию. Данная характеристика является наилучшей,

выбранной среди всех проведённых измерений. Выборка производилась по критерию получения максимального коэффициента полезного действия.

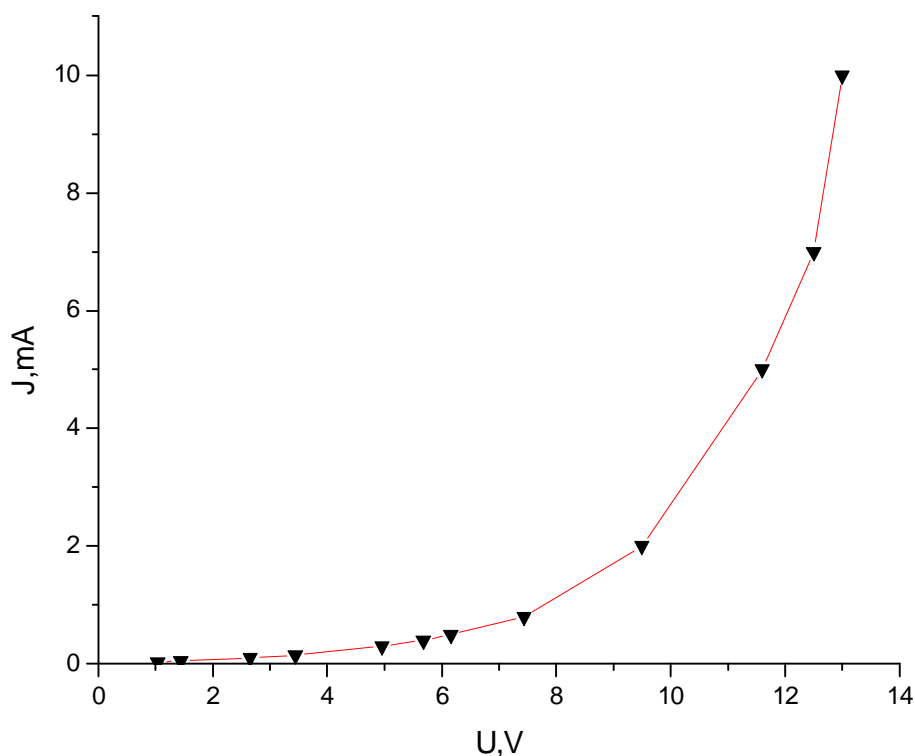


Рис. 20. Вольт – амперная характеристика исследуемого светодиода.

Заключение.

В данной работе впервые было проведено моделирование оптических свойств светодиода с характерными размерами структуры р-контакта меньше длины волны излучения (450нм.). С использованием численных методов рассчитаны размеры решётки р-контакта светодиода, позволяющие получить высокий КПД и внешний квантовый выход, сравнимый с внутренним. Произведён ряд измерений оптических и электрических свойств данного светодиода, в ходе которых, в частности, было получено рекордно высокое значение КПД – 55% в сравнении с 18% для светодиодов на аналогичных гетероструктурах с другими способами вывода излучения (например, через п-контакт или сапфировую подложку). Значение внешнего квантового выхода

при этом достигает 60%. Так же было проведено моделирование эффектов растекания и шнурования плотности тока и их влияние на оптические свойства прибора. Полученный светодиод, в отличие от всех прочих, излучает плоский волновой фронт, работает в широких диапазонах температур и частот (вплоть до 100ГГц), что по современному состоянию науки и технологий ставит его вне конкуренции в сфере преобразования электрических и оптических сигналов.

Автор работы благодарит:

- Научного руководителя Шаповала С.Ю.,
- Барабаненкова М.Ю. за консультации и расчёт оптических параметров сетчатого электрода,
- Сироткина В.В. за консультации и расчёт зависимости плотности тока от шага сетки,
- Егорова В.А. и Полушкина Е. за консультации и помощь при настройке установок для оптических и электрических измерений.

Апробация работы:

Работа докладывалась на семинаре молодых учёных в ИПТМ РАН, г. Черноголовка, 14 марта 2007г., а также на конференции WOCSDICE, Venice Italy, May 21, 2007 .

Литература

1. С. А. Ахманов, С. Ю. Никитин, Физическая оптика. – Москва: Изд-во МГУ, 1998.
2. Ю .Н. Барабаненков, М. Ю. Барабаненков, ЖЭТФ, т.96 (2003) 674
3. Yu.N.Varabanenkov, V.L.Kouznetsov, M.Yu.Varabanenkov, *Electromagnetic waves, v.24, Progress in Electromagnetic Research, ed. J.A.Kong (EMW Publishing, Cambridge, Massachusetts USA) 1999, pp.39-75;*
4. R.W.Wood, Phys.Rev.,v.48 (1935) 928
5. Б.М.Болотовский, А.Н.Лебедев, ЖЭТФ, т.53, № 4, (1967) 1349
6. С.М.Palmer, J. Opt. Soc. Am., v.42 (1952) 269
7. A.Hessel, A.A.Oliver, Appl. Opt. 4, 1275 (1965)
8. В. И. Гаман, Физика полупроводниковых приборов. - Томск: Изд-во НТЛ, 2000.
9. М. Баклански, П Лалеман, Фотоника. Перевод с англ. и франц. под ред. М. И. Елинсона. - Москва: Изд-во «Мир», 1978.
10. Eli Yablonovitch, Phys.Rev. Let.,v.58 (1987)2059
11. Г. С. Ландсберг, Оптика. – Москва: Изд-во «Наука», 1976.