

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Асланян Артём Эдуардович

**МОДУЛЯЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СВЕТОДИОДНЫХ
ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ InGaN/GaN**

специальность 01.04.05 – оптика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д.ф.-м.н., доцент Авакянц Л.П.

Москва – 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ МОДУЛЯЦИОННЫХ МЕТОДОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР	12
1.1. Спектроскопия электроотражения	13
1.2. Спектроскопия электропропускания.....	18
1.3. Спектроскопия фототока	19
1.4. Методы роста светодиодных структур на основе InGaN/GaN	21
1.5. Свойства светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами	24
ГЛАВА 2. ОПИСАНИЕ ИССЛЕДУЕМЫХ ОБРАЗЦОВ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА	30
2.1. Описание образцов.....	30
2.2. Автоматизированная установка для регистрации спектров электроотражения, отражения, электропропускания и пропускания. Методика эксперимента.....	34
2.3. Автоматизированная установка для регистрации спектров фототока. Методика эксперимента.....	36
ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР С МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ ЭЛЕКТРООТРАЖЕНИЯ	38
3.1. Интерференционные эффекты в спектрах электроотражения в гетероструктурах синего свечения на основе квантовых ям InGaN/GaN	39
3.2. Исследование линейного электрооптического эффекта в гетероструктурах синего свечения на основе квантовых ям InGaN/GaN	42

3.1. Исследование распределения пьезоэлектрических полей светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN с разным содержанием индия в квантовых ямах методом электроотражения.....	44
ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР ЗЕЛЁНОГО СВЕЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN С РАЗНЫМ ЧИСЛОМ КВАНТОВЫХ ЯМ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОПРОПУСКАНИЯ.....	63
4.1. Расчёт энергии межзонного перехода в напряжённой квантовой яме InGaN с конечными потенциальными барьерами GaN	63
4.2. Исследование пьезоэлектрических полей в светодиодных гетероструктурах с разным количеством квантовых ям InGaN/GaN в активной области методом электропропускания	66
ГЛАВА 5. ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР ЗЕЛЁНОГО СВЕЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN С РАЗНЫМ ЧИСЛОМ КВАНТОВЫХ ЯМ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ МЕТОДОМ ФОТОТОКА	72
5.1. Исследование процессов возбуждения носителей заряда в квантовых ямах активной области при малых смещениях р-п-перехода	72
5.2. Исследование встраивания индия в квантовые ямы активной области светодиодных гетероструктур методом фототока	76
ГЛАВА 6. СВЯЗЬ МОДУЛЯЦИОННЫХ МЕТОДИК ЭЛЕКТРООТРАЖЕНИЯ, ЭЛЕКТРОПРОПУСКАНИЯ И ФОТОТОКА НА ПРИМЕРЕ СВЕТОДИОДНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ЗЕЛЁНОГО СВЕЧЕНИЯ С ТРЕМЯ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN.....	82
Заключение.....	86
Публикации автора по теме диссертации	88
Список литературы.....	92
Благодарности.....	

Актуальность

Полупроводниковые структуры на основе нитрида галлия (GaN) и его соединений широко применяются в современной полупроводниковой электронике. Основным достоинством этого прямозонного полупроводника из группы $A^{III}B^V$ является большая ширина запрещенной зоны ($E_g^{GaN} = 3,4$ эВ [1]), которую можно варьировать в твёрдых тройных растворах $In_xGa_{1-x}N$, изменяя концентрацию индия x (ширина запрещённой зоны InN $E_g^{InN} = 0,8$ эВ [1]). Квантово-размерные структуры, выращенные на основе таких соединений, применяют для изготовления устройств, работающих в ультрафиолетовом, синем и зелёном диапазонах оптического спектра. Квантовые ямы (КЯ), состоящие из слоёв GaN/InGaN/GaN, являются основным элементом в сверхъярких светодиодах (СД), ультрафиолетовых детекторах и лазерных диодах [2–5]. Благодаря большой ширине запрещённой зоны GaN, свойства таких оптоэлектронных приборов стабильны при высоких температурах [6,7].

Излучающие устройства в красном, жёлтом и частично зелёном диапазонах видимого спектра можно изготовить на основе соединений AlGaAs и InGaAlP. Однако эффективные СД в синей и ультрафиолетовой области оптического спектра изготавливают только на основе соединений InGaN/GaN [8, гл. 12]. В 2014 году Нобелевская премия по физике была присуждена Х. Амано, И. Акасаки и С. Накамура за ряд работ по разработке именно таких СД кристаллов [9–14]. За сравнительно короткий промежуток времени эти светодиоды стали основой энергоэффективного освещения.

Одним из факторов, влияющих на эффективность излучения СД, являются механические напряжения в слоях GaN и его соединений гексагональной сингонии, выращенных на полярных (0001) и полуполярных плоскостях. Такие напряжения приводят к появлению сильных пьезоэлектрических полей с напряжённостями электрического поля порядка единиц МВ/см, модифицирующих зонную структуру

[15]. В результате носители зарядов – электроны и дырки – оказываются разделёнными в реальном пространстве. Это приводит к уменьшению интеграла перекрытия волновых функций носителей в валентной зоне и зоне проводимости в КЯ, снижению вероятности излучательной рекомбинации в области КЯ и уменьшению квантового выхода СД. Таким образом, исследования электрооптических свойств и внутренних электрических полей в активной области светодиодных гетероструктур с целью увеличения эффективности устройств на основе InGaN/GaN являются актуальными [16].

Ранее оценка пьезоэлектрических полей в множественных КЯ СД образцов GaN/InGaN проводилась методами фотолюминесценции и рентгеноструктурного анализа [17], а также электропоглощения [18] и фототока [19]. В работе [20] проведено сравнение напряжённости пьезоэлектрических полей СД гетероструктур на основе InGaN, выращенных на кремниевой и на сапфировой подложках методами фотолюминесценции, электролюминесценции и электроотражения. Сравнение средней напряжённости электрического поля, рассчитанного разными методами, проведено в работе [21] для СД структуры из трёх КЯ GaN/InGaN. В качестве одного из возможных факторов, затрудняющих определение этой величины, указана неоднородность электрического поля, которая может проявиться при рассмотрении структур с большим количеством КЯ.

Поскольку электрические свойства полупроводников тесно связаны с оптическими, то для неразрушающей диагностики таких полупроводниковых структур могут быть использованы оптические методы, такие как электро- и фотолюминесценция, спектроскопия отражения и поглощения. Однако решение важнейшей задачи по определению энергий межзонных переходов в гетероструктуре с помощью перечисленных методик оказывается затруднительным. Это связано с наложением спектральных особенностей, обусловленных переходами различного типа, на широкий бесструктурный фон, причиной которого является электрон-фононное взаимодействие, а также рассеяние на дефектах и неконтролируемых примесях. В результате этого приходится проводить измерения с кристаллами высокой чистоты и при низких температурах [22, п. 7].

Использование модуляционных методик позволяет регистрировать производные оптических спектров разного порядка, тем самым выделяя особенности в спектрах, связанные с переходами в критических точках. При этом влияние уширения спектральных линий и наличие фона сказываются слабее, что позволяет проводить исследования при комнатной температуре. Наиболее распространенным является метод спектроскопии электроотражения (ЭО), поскольку он не требует специальной подготовки поверхности образца. Благодаря наличию р-п-перехода в СД структурах, внешнее электрическое поле прикладывается локально с помощью контактов к р- и п- слоям. Из-за малых размеров активной области, порядка $50\div 100$ нм, достаточно приложить напряжение 10-20 В, чтобы иметь возможность изменять напряжённость внутреннего электрического поля как по величине, так и по направлению. Несмотря на указанные преимущества, в сложных гетероструктурах с несколькими межзонными переходами, близкими по энергии, существует проблема интерпретации полученных спектров.

Метод спектроскопии электропропускания (ЭП) использовался крайне редко для структур на основе InGaN/GaN. Это может быть связано, прежде всего, с необходимостью подготовки поверхности образцов высокого оптического качества. Кроме того, в спектрах ЭП наблюдаются особенности, связанные с поглощением на донорно-акцепторных примесях, затрудняющие исследование энергетических уровней в активной области. Дополнительным источником информации о таких процессах могут служить спектры фототока (ФТ), поскольку обе методики – ЭП и ФТ – связаны с мнимой частью диэлектрической функции [22].

Таким образом, детальные исследования гетероструктур на основе InGaN/GaN методами ЭО, ЭП и ФТ представляют интерес, как для фундаментальной, так и для прикладной науки. Выбор образцов-прототипов СД обусловлен тем, что их гетероструктура стала классической с точки зрения технологии изготовления, и рассматриваемые в работе СД можно считать модельными объектами, позволяющими исследовать оптические и электрические свойства слоёв InGaN/GaN в активной области.

Цель диссертационной работы – исследовать распределение внутренних электрических полей и электрооптические свойства в активной области светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN в зависимости от числа квантовых ям и концентрации индия методами модуляционной спектроскопии.

Для достижения этой цели в настоящей работе были поставлены следующие **задачи**:

1. Разработать методику одновременной регистрации спектров электроотражения и электропропускания.
2. Разработать методику анализа зонной структуры активной области светодиодной многослойной системы на основе InGaN/GaN на базе комплекса модуляционных методов электроотражения, электропропускания и фототока.
3. Исследовать особенности, связанные с интерференционными эффектами в спектрах электроотражения светодиодных гетероструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN в активной области.
4. Исследовать модуляционными методами пьезоэлектрические поля в светодиодных гетероструктурах с разной длиной волны свечения и разным количеством квантовых ям InGaN/GaN в активной области.
5. Исследовать процессы, связанные с поглощением излучения видимого диапазона в светодиодных гетероструктурах с разным количеством КЯ InGaN/GaN в активной области, методами фототока и электропропускания.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Наблюдаемая в спектрах электроотражения светодиодных гетероструктур InGaN/GaN смена фазы интерферирующих волн при изменении смещения р-п-перехода обусловлена сменой знака разности показателей преломления слоёв InGaN и GaN вследствие электрооптического эффекта.
2. Предложенный метод модификации спектров ЭО с помощью соотношений Крамерса-Кронига позволяет оценить неоднородность напряжённости электрического поля в квантовых ямах активной области светодиодных гетероструктур InGaN/GaN. Этим методом установлено увеличение напряженности

электрического поля в квантовых ямах по толщине активной области с ростом концентрации индия в слоях $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

3. Средняя напряжённость электрического поля в квантовых ямах активной области светодиодной гетероструктуры снижается в 1,6 раза с ростом количества квантовых ям от одной до пяти.

4. Метод спектроскопии фототока позволяет определять обусловленные размытием гетерограниц $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ изменения концентрации индия в активной области светодиодной гетероструктуры.

5. При поглощении излучения с длиной волны в диапазоне 350-500 нм в гетероструктурах на основе квантовых ям InGaN/GaN наблюдается фотореверсивный эффект: при определённых смещениях р-п-перехода направление фототока зависит от длины волны излучения.

6. Энергии межзонных переходов в активной области светодиодных гетероструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN могут быть определены по минимумам в спектрах электропропускания и экстремумам в спектрах производной фототока.

Научная и практическая значимость

Результаты исследования методом ЭО показали, что в СД гетероструктурах с множественными КЯ InGaN/GaN наблюдается неоднородность электрических полей в активной области. При этом методом ЭП обнаружено, что с ростом количества квантовых ям в активной области уменьшается напряжённость электрического поля, что приводит к увеличению эффективности свечения светодиодной гетероструктуры. Таким образом, полученная информация может способствовать повышению эффективности СД, благодаря уменьшению пьезоэлектрических полей в целом в активной области с ростом количества КЯ или за счёт снижения напряжённостей электрического поля в отдельных, наиболее активных квантовых ямах.

Обнаруженный фотореверсивный эффект смены направления фототока из-за смены длины волны возбуждения может быть использован в основе разработок оптоэлектронных приборов, например, оптических триггеров.

Сравнительный анализ методик ЭО, ЭП и ФТ показал, что энергия основного перехода в активной области светодиодной гетероструктуры InGaN/GaN, а также энергии переходов между барьерами разного типа, могут быть получены с помощью более простого в реализации метода ФТ. Этот же метод может быть использован для диагностики размытия гетерограниц.

Научная новизна

1. Впервые методом электроотражения обнаружена смена фазы интерферирующих волн в слоях светодиодной гетероструктуры с квантовыми ямами InGaN/GaN.

2. Впервые методом электроотражения приведена оценка напряжённостей электрических полей в отдельных квантовых ямах InGaN/GaN активной области светодиодных гетероструктур разной длины волны свечения.

3. Впервые получены спектры электропропускания для светодиодных гетероструктур InGaN/GaN с различным количеством квантовых ям и дана интерпретация наблюдаемых спектральных особенностей.

4. Впервые обнаружен и объяснён фотореверсивный эффект в светодиодных гетероструктурах на основе квантовых ям InGaN/GaN.

5. Впервые предложена методика оценки размытия гетерограниц InGaN/GaN в квантовых ямах активной области светодиодной гетероструктуры на основе анализа спектров фототока.

6. Впервые установлено, что энергии межзонных переходов в активной области светодиодных гетероструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN могут быть определены по минимумам в спектрах электропропускания и экстремумам в спектрах производной фототока.

Апробация результатов

Результаты работы доложены на следующих научных конференциях: International Workshop on Nitride Semiconductors IWN2012 (Саппоро, Япония, 2012), 15-я Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 2013), 9-я Всероссийская конференция Нитриды галлия, индия и алюминия:

структуры и приборы (Москва, 2013), International Workshop on Nitride Semiconductors IWN2014 (Вроцлав, Польша, 2014), 32 International Conference on Physics of Semiconductors (Аустин, Техас, США, 2014), 10-я Всероссийская конференция «Нитриды галлия, индия и алюминия - структуры и приборы» (Санкт-Петербург, 2015), 2nd International conference on enhances spectroscopies (Мессина, Италия, 2015), Ломоносовские чтения – 2016 (Москва, 2016), 7-я международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники "Мокеровские чтения (Москва, 2016), 11 Всероссийская конференция "Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы (Москва, 2017), 8-я Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники "Мокеровские чтения (Москва, 2017), EMRS Fall Meeting 2017, Group III-Nitrides: fundamental research, optoelectronic devices and sensors (Варшава, Польша, 2017), Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2019» (Москва, 2019).

Публикации

Основные результаты диссертации изложены в 20 печатных работах, в том числе в 5 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении ученых степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова, 1 статье в нерецензируемом журнале и 14 публикациях в сборниках трудов и тезисов конференций. Полный список работ автора приведен в конце диссертации перед списком литературы.

Достоверность результатов обеспечивается воспроизводимостью полученных спектров всеми экспериментальными методами, используемыми в работе; сопоставлением промежуточных результатов как с результатами, полученными другими авторами аналогичными методами на схожих образцах, так и между используемыми методиками.

Личный вклад автора

Описанные в диссертации экспериментальные установки по ЭО, ЭП и ФТ были доработаны и модифицированы автором лично, либо при его

непосредственном участии. Кроме того, автором лично или при его непосредственном участии были получены экспериментальные результаты, проведён их анализ и обработка, сформулированы выводы, подготовлены публикации и выступления на конференциях.

Структура и объём диссертации

Диссертация содержит 8 частей: введение; главу, посвящённую основным сведениям о применяемых модуляционных методиках и общих свойствах объекта исследования; методическую главу с описанием экспериментальных установок и параметров исследуемых образцов; три главы с описанием и обсуждением результатов, полученных тремя модуляционными методиками соответственно; выводы; список литературы. Работа представлена на 102 страницах машинописного текста, включает 49 рисунков, 2 таблицы. Список литературы включает 114 наименований.

ГЛАВА 1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ МОДУЛЯЦИОННЫХ МЕТОДОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Определение оптических свойств полупроводниковых гетероструктур можно проводить методами электро- [23], фото- [24] и катодоллюминесценции [25], а также с помощью спектроскопии отражения и поглощения [26]. С помощью таких методов получают информацию о зонной структуре полупроводников: энергиях запрещённой зоны в различных слоях [27], а также о примесных уровнях энергий [28]. Несмотря на успехи, достигнутые в изучении оптических свойств перечисленными методами, возможности таких измерений ограничены. Наблюдаемая структура широка и накладывается на бесструктурный фон [29].

Начало применению модуляционных методов, позволяющих существенно заострять спектральные особенности, было положено работой Серфина и Гесса по ЭО германия [30]. Резкая спектральная структура в этой работе была получена путём измерения не простого отражения, а производной отражения по какому-нибудь внешнему параметру, например, электрическому полю [31]. Такая производная получалась при модуляции внутреннего электрического поля за счёт модуляции внешнего. Для повышения чувствительности при регистрации соответствующих малых изменениях коэффициента отражения использовали технику синхронного (фазового) детектирования [32]. В дальнейшем получили широкое применение методы модуляции длины волны [33], пьезоотражения [34,35] термоотражения [36], фотоотражения [37], ротороотражения [38], а также используемые в настоящей работе методы ЭП [39,40] и ФТ [41].

Первая работа по применению модуляционных спектральных методов для исследований светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN была опубликована в 1997 году [42], спустя пять лет после получения первых образцов [43,44]. В работе применялся один из наиболее распространённых и легко реализуемых методов – метод ЭО.

1.1. Спектроскопия электроотражения

В общем случае при помещении кристалла в однородное электрическое поле возможны три типа электронных переходов: а) «вертикальный» переход с поглощением фотона; б) «горизонтальный» (туннельный) переход (зинеровское туннелирование); в) комбинированный переход, включающий туннелирование с помощью фотонов – фототуннелирование (Рисунок 1.1) [45]. Последний переход иллюстрирует эффект Франца-Келдыша – сдвиг края поглощения света в полупроводнике в сторону меньших частот в присутствии внешнего электрического поля (Рисунок 1.2). Наиболее корректным методом определения интегрального ЭО, допускающим строгое количественное сопоставление с теорией, является метод, основанный на применении прямоугольных импульсов напряжения, длительность которых меньше времени релаксации в исследуемой системе [43]. В этом методе с коротковолновой стороны полосы поглощения наблюдаются осцилляции сигнала ЭО, период которых зависит от напряжённости электрического поля. Кроме эффекта Франца-Келдыша, вклад в измеряемый сигнал при приложении к образцу электрического поля могут давать и электрооптические эффекты, такие как эффекты

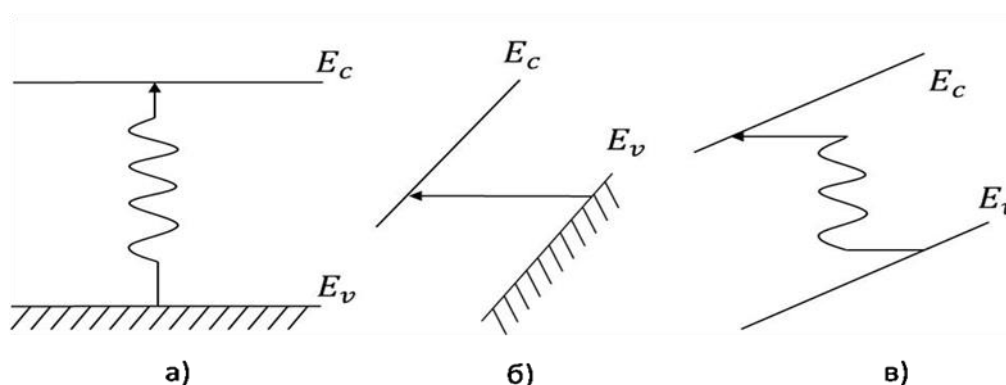


Рисунок 1.1 – Схема электронных переходов в полупроводнике: (слева-направо) вертикальные, туннельные, комбинированные переходы. E_c , E_v – границы энергий зоны проводимости и валентной зоны соответственно [45]

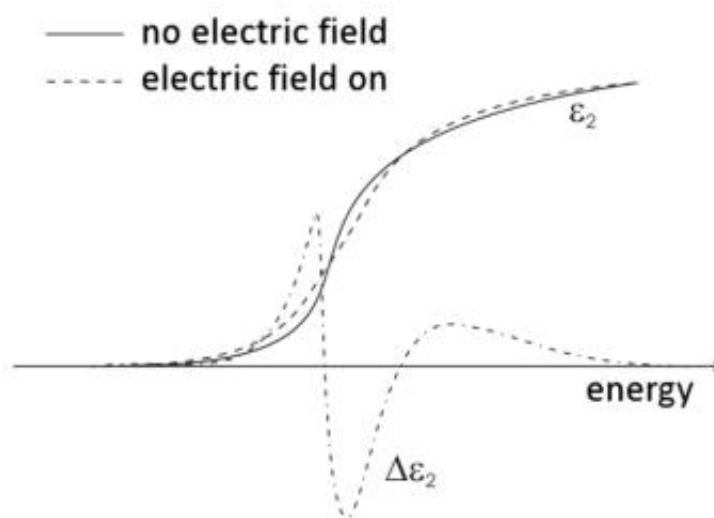


Рисунок 1.2 – Схематично изображена иллюстрирующая эффект Франца-Келдыша зависимость мнимой части диэлектрической функции от энергии падающего света. Сплошная линия – в отсутствии внешнего электрического поля. Пунктирная линия – при наличии электрического поля. Штрихпунктирной линией изображена разность изображённых зависимостей диэлектрической функции [47]

Поккельса и Керра [3] Для наблюдения последних необходимо использовать анализатор и поляризатор [46].

Модуляция коэффициента отражения может осуществляться несколькими методами: образец помещается между обкладками конденсатора [48] или в электролитическую ячейку [49,50]; образец представляет собой р-п-переход, к контактам которого прикладывается напряжение в обратном направлении [51,52]. Последний способ приложения напряжения является наиболее удобным, поскольку требует небольших внешних напряжений (порядка 10 В), чтобы заметно изменять внутренние электрические поля. Кроме того, отпадает необходимость учёта поверхностных эффектов. Принципиальная схема ЭО приведена на Рисунке 1.3А. На образец падает монохроматическое зондирующее излучение. При этом коэффициент отражения R образца изменяется под действием периодического электрического поля. Фиксируется изменение коэффициента отражения излучения на частоте модуляции ΔR , отнесённое к коэффициенту отражения при отсутствии

электрического поля R^{off} . Благодаря такой нормировке, получившаяся величина независима от интенсивности падающего сигнала:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R^{on} - R^{off}}{R^{off}} \quad (1.1)$$

где R^{on} – коэффициент отражения в присутствии электрического поля. Кроме того, отпадает необходимость наличия высокой стабильности у источника света.

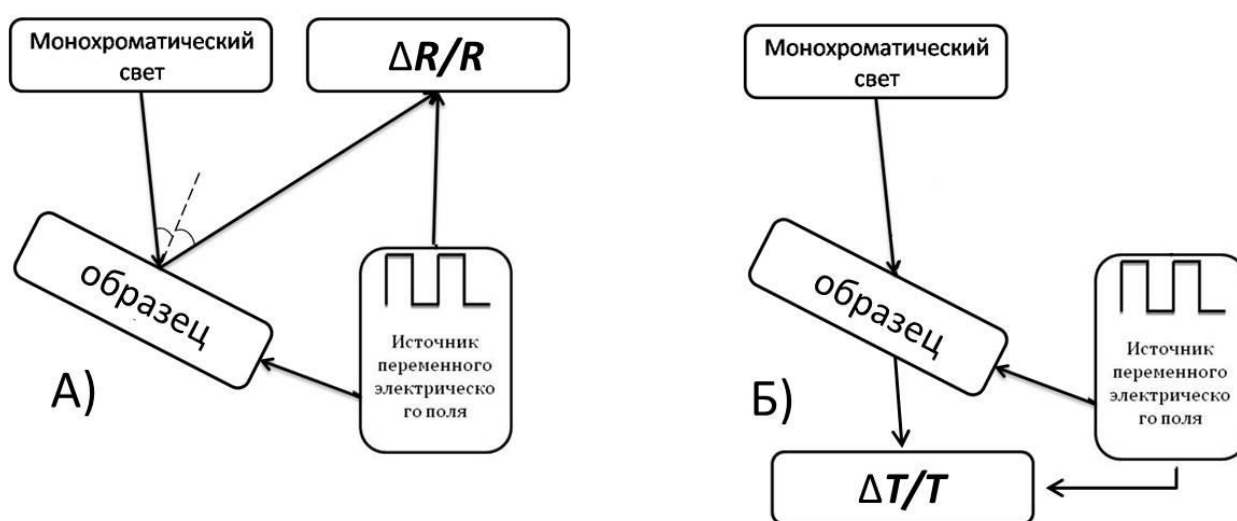


Рисунок 1.3 – Принципиальная схема установки для регистрации спектров А) ЭО, Б) ЭП

Для обработки спектров ЭО часто применяют низкополевую модель Аспнеса, которая описывает линию в спектре электроотражения в окрестности критической точки с помощью формулы [53]:

$$\frac{\Delta R}{R_{real}} = \text{Re}(A \cdot e^{i\varphi} \cdot (E - E_k^{tr} + i\Gamma)^{-m}), \quad (1.2)$$

где A – амплитудный параметр, φ – фазовый параметр, $E = \hbar\omega$ – квант энергии падающего света, E_k^{tr} – k -й спектральный пик, Γ – параметр уширения, m – параметр, определяемый размерностью критической точки. На Рисунке 1.4 приведён

пример спектра ЭО, полученного для светодиодной гетероструктуры на основе InGaN/GaN, и аппроксимация с помощью формулы (1.2) по методу наименьших квадратов. Как правило, результатом аппроксимации таких спектров, в которых содержится одна или две спектральных линии, является зависимость энергии переходов от напряжённости внешнего электрического поля [A2]. Такая зависимость позволяет определять внутренние электрические поля по штарковскому сдвигу (подробнее см. п. 1.5). Отметим, что даже в случае двух близкорасположенных, но ещё разрешимых спектральных линий, использование аппроксимации с помощью формулы (1.2) затруднительно. Это связано со слишком большим набором подгоночных параметров. В этом случае применяют анализ модуляционных спектров с помощью соотношений Крамерса-Кронига [29, с. 103,54].

Измеренный спектр ЭО $\Delta R/R_{real}$ представляет собой действительную часть комплексной функции $|\Delta R/R|$. С помощью указанных соотношений можно восстановить мнимую часть $\Delta R/R_{im}$, вычислить $|\Delta R/R|$ и таким образом, преобразовать линии в спектрах ЭО в удобную для анализа форму [55]:

$$\frac{\Delta R}{R_{im}}(E) = \frac{E}{2\pi} \int_{E_a}^{E_b} \left[\left(\frac{\Delta R}{R_{real}} \right) \times \frac{1}{E^2 - E'^2} \right] dE', \quad (1.3)$$

$$\left| \frac{\Delta R}{R} \right| = \sqrt{\left(\frac{\Delta R}{R_{real}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta R}{R_{im}} \right)^2}, \quad (1.4)$$

где E_a , E_b – границы диапазона энергий, в котором были измерены спектры ЭО. По нашим данным такой подход не применялся ранее к модуляционным спектрам гетероструктур на основе InGaN/GaN, хотя такие преобразования справедливы для любых модуляционных методов. Пример использования этого приёма показан на Рисунке 1.5. Видно, что осцилляции Франца-Келдыша в исходных спектрах преобразуются в широкую линию с одним экстремумом, соответствующим фундаментальному краю поглощения.

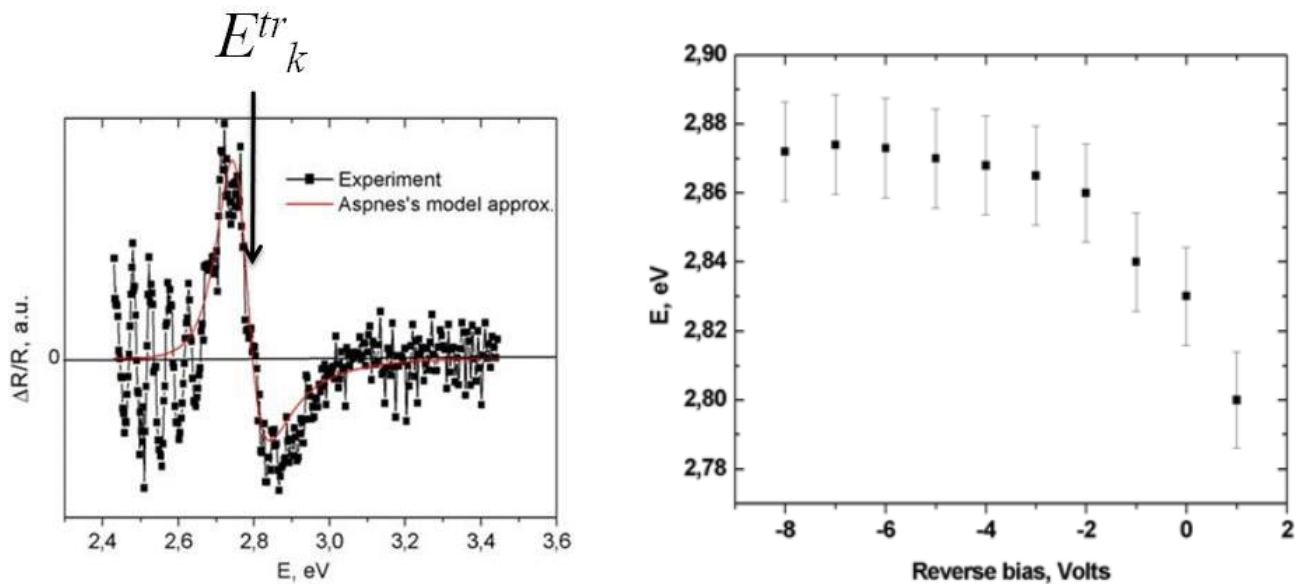


Рисунок 1.4 – а) Пример аппроксимации спектра ЭО с помощью формулы (1.2). б) Зависимость энергии перехода от смещения р-п-перехода для светодиодной гетероструктуры на основе InGaN/GaN синего свечения [56]

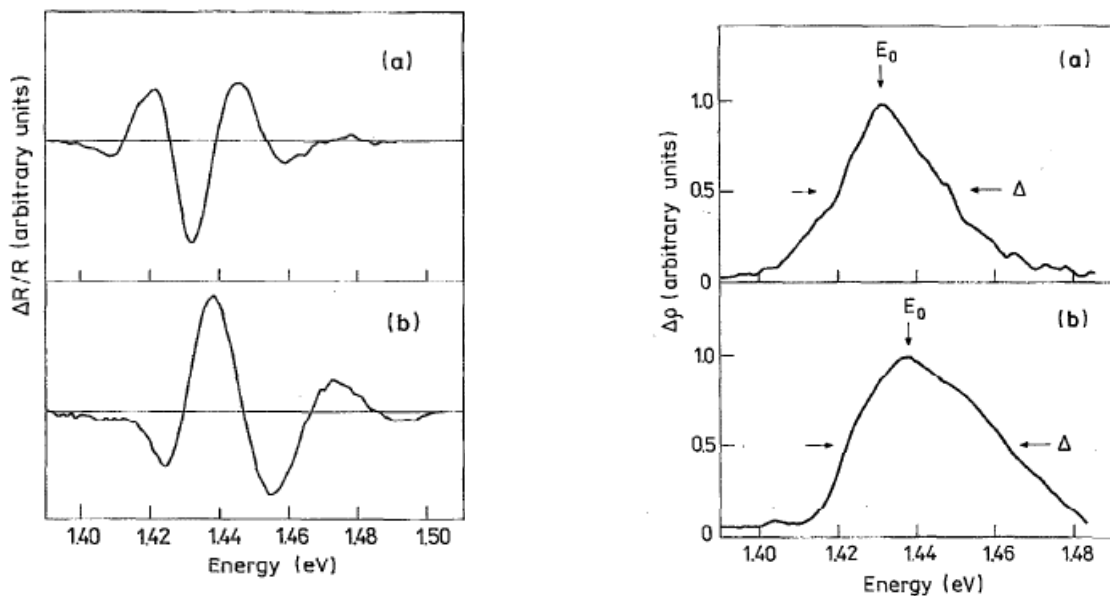


Рисунок 1.5 – Пример использования преобразований Крамерса-Кронига к спектрам фотоотражения для двух образцов GaAs, легированных кремнием с разной концентрацией примеси: $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (а) и $1,8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (б). Слева представлены исходные спектры фотоотражения при комнатной температуре. Справа представлены преобразованные спектры с помощью формул (1.3) и (1.4) [55]. E_0 , Δ – энергия перехода и ширина преобразованного пика

1.2. Спектроскопия электропропускания

Зависимость энергий межзонных переходов от напряжённости электрического поля может быть получена разными спектральными методами. Энергии переходов, полученные методом электролюминесценции [57,58], трудно использовать для оценки пьезоэлектрических полей, поскольку при свечении светодиодной структуры возникает эффект экранировки внутреннего электрического поля носителями заряда в КЯ [59]. Энергии переходов, полученные из широких спектральных линий фотолуминесценции зачастую трудно точно определить из-за возникающих интерференционных эффектов и слабого сигнала при больших напряжёностях внешних компенсирующих электрических полей [60]. Использование метода ЭО также сопряжено с неоднозначностью определения энергии перехода из-за несимметричной спектральной линии, связанной с осцилляциями Франца-Келдыша [53]. При использовании соотношений Крамерса-Кронига в этом случае могут возникать ложные пики, не связанные со структурой [55].

Метод ЭП, используемый в данной работе, с одной стороны, обладает преимуществом спектральных методов, где используются люминесцентные свойства гетероструктуры: спектральные линии оказываются симметричными, что упрощает определение энергий соответствующих переходов. Как уже упоминалось, это особенно важно при наличии переходов с близкими значениями соответствующих энергий, когда пики плохо разрешены. С другой стороны, данный метод имеет преимущества модуляционного метода ЭО: узкие спектральные линии и высокое соотношение сигнал/шум даже при комнатной температуре. Несмотря на указанные достоинства, метод ЭП использовался крайне редко для структур с КЯ InGaN/GaN, в отличие от остальных перечисленных методов. По нашим данным опубликовано всего одна работа, где используется метод ЭП [61], а также несколько работ, где применялись похожие методы электропоглощения [18,57,62] и фотопропускания [63].

Метод спектроскопии ЭП схож с методом спектроскопии ЭО с точки зрения экспериментальной установки (принципиальная схема приведена на Рисунке 1.3Б), но пучок зондирующего излучения в этом методе проходит через образец. Тогда измеряется изменение коэффициента пропускания ΔT , отнесённое к коэффициенту пропускания в отсутствие электрического поля T^{off} :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{T^{on} - T^{off}}{T^{off}}, \quad (1.5)$$

где T^{on} – коэффициент пропускания в присутствии электрического поля.

Ещё одной отличительной особенностью данного модуляционного метода является отсутствие необходимости следить за глубиной проникновения света, которая в методе ЭО должна быть больше расстояния от поверхности образца до плоскости р-п–перехода [29, с. 217]. С другой стороны, данный метод требует полировки обеих сторон готового кристалла, что не всегда возможно, например, для «упакованных» в корпус устройства кристаллов.

1.3. Спектроскопия фототока

Развитие технологии изготовления приборов на основе гетероструктур с КЯ InGaN/GaN невозможно без детального изучения процессов фотовозбуждения и протекания тока вдоль направления роста структуры. Такие исследования важны как для поглощающих [8, гл. 13], так и для светоизлучающих устройств на основе GaN [5, гл. 4], работающих в ближнем ультрафиолетовом, синем и зелёном диапазонах оптического спектра. Светодиодные гетероструктуры на основе КЯ InGaN/GaN в активной области в р-п–переходе светодиода можно использовать как модельный объект для изучения поглощательных свойств полупроводниковых приборов в рамках зонной теории, например, фотодиодов [64] или солнечных батарей [65].

Помимо состава слоёв и концентрации примесей, зонная структура определяется напряженностью электрического поля в этих слоях. Внешнее электрическое поле, приложенное к р-п-переходу с помощью источника постоянного напряжения, позволяет изменять наклон зон. Обратное напряжение уменьшает наклон зон в КЯ InGaN, увеличивает – в барьерах GaN, и увеличивает разность потенциалов между зонами в n-GaN и p-GaN областях. Таким образом, конфигурация зонной структуры задаёт высоту потенциальных барьеров для носителей зарядов, оказывая влияние на величину и направление тока в структуре.

Исследования зонной структуры и её модификаций при изменении количества КЯ или при воздействии внешним электрическим полем важны для интерпретации множества процессов, происходящих с носителями при инжекции в активную область. Одним из инструментов для таких исследований является метод спектроскопии ФТ. Этот метод связан с поглощением монохроматического излучения при фотовозбуждении связанных электронов из валентной зоны в зону проводимости для заданной зонной структуры.

Большинство авторов использует метод ФТ для определения напряжённости пьезоэлектрического поля [19,66]. В этом случае производится нормировка либо на максимальное значение фототока, либо на фототок, при энергии, относящейся к фундаментальному краю поглощения GaN. Точка пересечения «хвостов» спектра ФТ, соответствующих различным электрическим полям, указывает на ширину запрещённой зоны КЯ E_g^{InGaN} (Рисунок 1.6). Объяснение такой особенности основывается на эффекте Франца-Келдыша. При увеличении наклона зоны, край поглощения сдвигается в область с меньшей энергией. Таким образом, вероятность фотовозбуждения электрона с энергией меньше E_g^{InGaN} повышается и «хвост» ФТ оказывается менее резким. При этом сигнал фототока при энергии E_g^{InGaN} имеет одну и ту же амплитуду при любой напряжённости внутреннего электрического поля. Для определения смещения р-п-перехода U_{DC} , при котором возникает компенсация внутренних электрических полей внешним, определяют площадь под спектром в

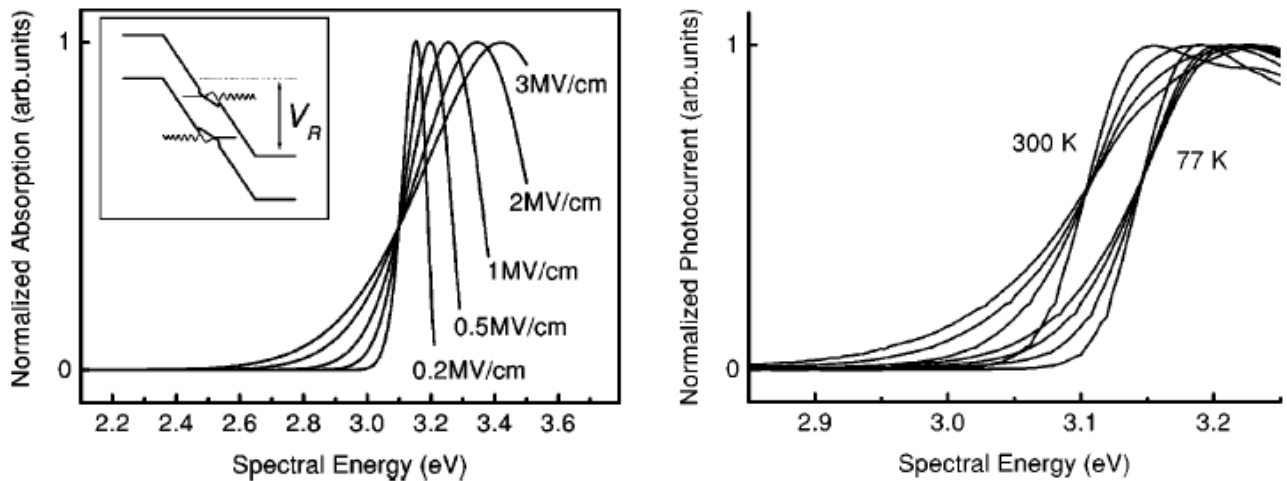


Рисунок 1.6 – Слева – рассчитанная зависимость нормированного поглощения при различном значении электрического поля в КЯ InGaN/GaN от энергии зондирующего излучения. На вставке проиллюстрирован эффект Франца-Келдыша при обратном напряжении V_R . Справа – экспериментальные нормированные спектры ФТ для светодиодной гетероструктуры с множественными КЯ InGaN/GaN при различных обратных смещениях (от 0 В до -20 В с шагом 5 В) при температуре 77 К и 300 К [19]

диапазоне от самой низкой энергии, при которой ещё есть сигнал фототока до энергии E_g^{InGaN} . Напряжение U_{DC} , при котором площадь минимальна, соответствует состоянию плоских зон в КЯ активной области (см. п. 1.5). Однако, как было показано в работе [21], точность такого метода значительно уступает методу ЭО.

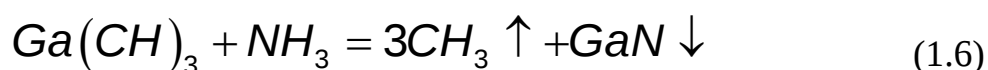
1.4. Методы роста светодиодных структур на основе InGaN/GaN

Многослойные полупроводниковые структуры создаются путём последовательного выращивания слоёв на соответствующей подложке. Для удовлетворения строгих требований, предъявляемых к таким структурам (в первую очередь речь идёт о минимально возможных толщинах слоёв и о размытии

гетерограниц), применяют два метода – молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ или МВЕ) и газофазная эпитаксия с использованием металлоорганических соединений (ГФЭ или MOCVD).

Технология МЛЭ представляет собой процесс эпитаксиального роста тонких слоёв различных соединений за счёт реакций между термически создаваемыми молекулярными или атомными пучками соответствующих компонентов и поверхностью подложки, находящейся в сверхвысоком вакууме (порядка 10^{-8} Па) при температуре 800-1300 °С. При эпитаксиальном росте выращенные слои воспроизводят кристаллическую структуру подложки. Характерными особенностями данного метода являются а) возможность резкого прерывания и возобновления роста за счёт использования механических заслонок вблизи эффузионных ячеек для всех компонентов, б) управление концентрацией примесей путём использования дополнительных источников, в) возможность анализа параметров структуры непосредственно в ходе роста [67, с. 37–38]. К минусам данной технологии можно отнести необходимость поддержания сверхвысокого вакуума, потребность в особо чистых веществах, а также малую скорость роста (менее 3 мкм/ч) [68].

Кристаллизация в процессе ГФЭ осуществляется при пропускании однородной газовой смеси реагентов с газами-носителями над нагретой подложкой в реакторе с холодными стенками. Энергия для нагревания источников газовых смесей обычно создается мощным радиочастотным генератором с частотой порядка 450 кГц. Этот генератор нагревает графитовый держатель, на котором помещена монокристаллическая подложка. При этом газовая смесь вблизи поверхности подложки нагревается до высоких температур (400—1200 °С), в то время как стенки реакционной камеры остаются относительно холодными (300-400 °С), что приводит к осаждению полупроводниковой пленки на кристаллической подложке при малых потерях реагирующих веществ на поверхности реактора. Реакция осаждения нитрида галлия из триметилгаллия и аммиака на подложке:



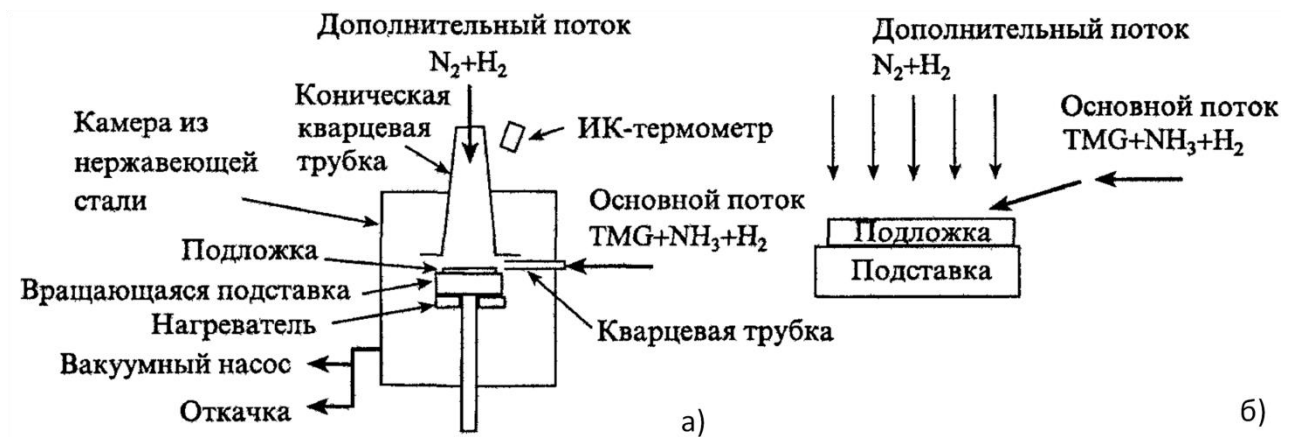


Рисунок 1.7 – а) Схема двухпоточной установки ГФЭ для роста GaN. б) Схема газовых потоков вблизи поверхности подложки [32]

Для получения InN вместо триметилгаллия в формуле (1.6) используют триметилиндия [69]. Парциальными давлениями различных газовых компонентов можно управлять с помощью электронной системы, контролирующей скорость потока от каждого из источников. Это позволяет с высокой точностью управлять всеми параметрами роста, обеспечивая воспроизводимость результатов. Многослойные многокомпонентные эпитаксиальные структуры могут быть последовательно выращены в едином ростовом цикле [67, с. 60–62]. В данном процессе необходимо достаточно тщательно контролировать температуру подложки и парциальные давления реагирующих веществ. Схема установки для роста GaN, предложенная Накамурой и соавт., показана на Рисунке 1.7 [32]. Установки для роста методом MOCVD уступают установкам для роста методом MBE в качестве выращенных кристаллов, однако имеют большую производительность и коммерческую привлекательность.

Несмотря на достаточно большое рассогласование постоянных кристаллических решёток (порядка 13%), светодиодные структуры на основе GaN чаще всего выращивают на сапфировой подложке из-за низкой стоимости последней. Для минимизации образующихся трещин и дислокаций в процессе роста используют зародышевые буферные слои GaN, которые выращиваются при

температуре 450–600 °С [70,71]. Такие низкотемпературные слои позволяют существенно повысить качество последующих основных слоёв GaN, которые выращиваются при температурах порядка 1000 °С. Дальнейшего снижения плотности дислокаций и напряжений в слоях гетероструктуры добиваются с помощью сверхрешёток $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ с низким содержанием индия порядка 1-3% [72].

1.5. Свойства светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами

Электрические и оптические свойства полупроводниковых гетероструктур определяются, в том числе деформациями, возникающими вследствие различий постоянных кристаллических решёток смежных слоёв. Деформационные эффекты в низкоразмерных структурах, например, в КЯ, описывают в рамках линейной теории упругости: энергия деформаций представляется через квадратичные компоненты соответствующего тензора и деформационные константы, которые не зависят от механического напряжения. Однако для более точного описания процессов деформации необходимо использовать нелинейную зависимость. Так, разница теоретических результатов подсчёта dE/dP для КЯ $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{GaN}$ (E – энергия электронно-дырочного перехода в квантовой яме, P – внешнее давление) между данными, полученными с помощью линейной теории, и данными, полученными в эксперименте, равна 5-8 мэВ/ГПа в зависимости от ширины ямы. Использование же нелинейной теории согласуется с экспериментальными данными на порядок лучше [73].

Ширина запрещённой зоны E_g^{GaN} для нелегированного полупроводника GaN определяется разницей между верхним и нижним энергетическими уровнями валентной зоны и зоны проводимости соответственно и составляет 3,4 эВ при температуре 300 К [74]. На гетерогранице слоёв GaN и InGaN образовывается

скачок энергетических уровней $\Delta E_{c,v}$, позволяющий создать структуру, которую можно описать моделью КЯ со стенками конечной высоты (Рисунок 1.8). В случае контравариантной структуры (GaN/InGaN/GaN) создаётся по одной КЯ в зоне проводимости и в валентной зоне. В этих КЯ можно аккумулировать электроны и дырки, за счет чего увеличивается вероятность излучательной рекомбинации системы. В полупроводниковых лазерах и светодиодах, чередуя слои GaN и InGaN, создают несколько пар КЯ, которые являются основными излучательными элементами гетероструктуры. Такая активная область является основной частью р-п-переходов, например, в светодиодах (Рисунок 1.9) [75]. Периодические структуры, содержащие множественные КЯ, разделяют на два типа в зависимости от наличия взаимодействий между отдельными КЯ. Если взаимодействие присутствует, то структуру называют сверхрешёткой. В данной работе речь идёт о втором типе периодических структур, у которых соотношение ширины квантового барьера к ширине КЯ позволяет пренебрегать такими взаимодействиями. В работах [15,77] были определены параметры гетероструктур, допускающие такое приближение. В структурах на основе GaN, выращенных перпендикулярно

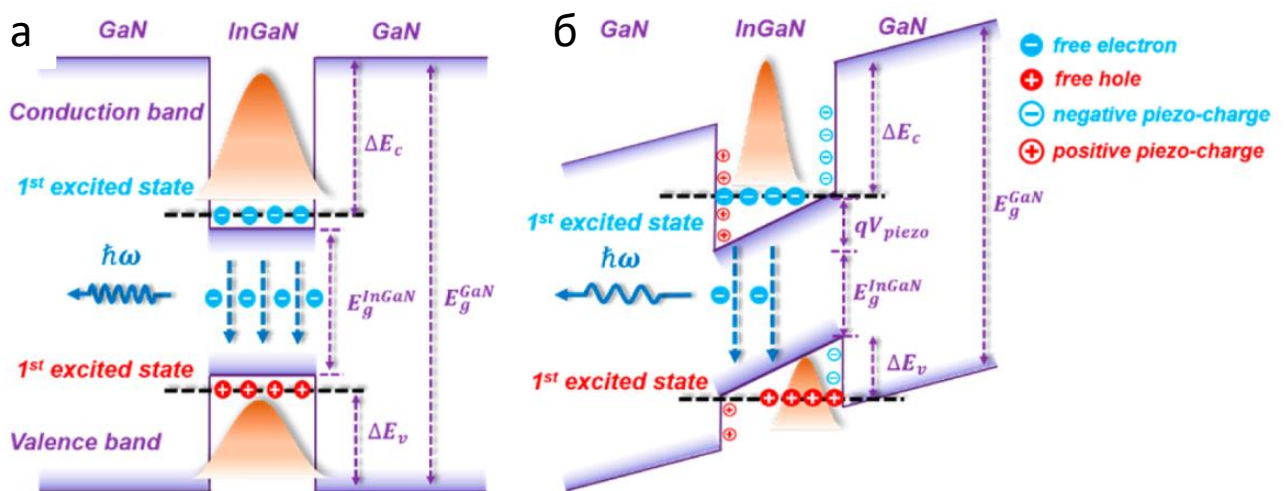


Рисунок 1.8 – Схема зонной диаграммы квантовой ямы GaN/InGaN/GaN и волновые функции электрона и дырки (а) без пьезоэлектрической поляризации и (б) с пьезоэлектрической поляризацией [76]

неполярным a - и m - плоскостям или полуполярным плоскостям ($11\bar{2}2$), не возникает сильных пьезоэлектрических полей. Однако в серийном производстве готовых светодиодных устройств на основе InGaN/GaN используется рост вдоль полярного направления $[0001]$ гексагонального GaN на сапфировых подложках (Рисунок 1.10). В результате пьезоэлектрической и спонтанной поляризации в квантовых ямах InGaN/GaN появляются встроенные электрические поля порядка единиц МВ/см, приводящие к эффекту Штарка [78]. Соответствующий наклон валентной зоны и зоны проводимости приводит к пространственному разделению зарядов (Рисунок 1.8б). Как следствие, уменьшается интеграл перекрытия волновых функций, уменьшается коэффициент поглощения/испускания, уменьшается вероятность рекомбинации [16]. Большинство авторов [6,79] рассматривают, как правило, поляризационные поля однородными, тогда как характерной особенностью нитридных структур является неоднородность поляризационных полей. Измерение фотолюминесценции с временным разрешением в таких структурах позволило проследить процесс перераспределения носителей между областями различной полярности, сопровождаемый экранировкой встроенных электрических полей [22]. Особенности процесса перераспределения носителей указывают на неоднородность электрических полей внутри структуры.

Одним из методов уменьшения влияния таких полей является правильный подбор толщин ям и барьеров в активной области гетероструктур. Например, в работе [80] при одной и той же толщине квантовой ямы (4,2 нм) в активной области светодиода в структуре с тремя квантовыми ямами InGaN/GaN оказывается наиболее эффективным светодиод с наименьшей шириной барьера. Падение эффективности при силе тока 200 мА при ширине барьеров 3,6, 9,1 и 24,5 нм составило соответственно 18,1, 9,4 и 0,8%.

Влияние пьезоэлектрических полей также минимизируют сильным легированием активных слоёв. В этом случае появляется достаточно много свободных носителей зарядов. Такая экранировка приводит к сдвигу максимума излучения в высокоэнергетичную область спектра при увеличении тока инжекции [5, с. 226].

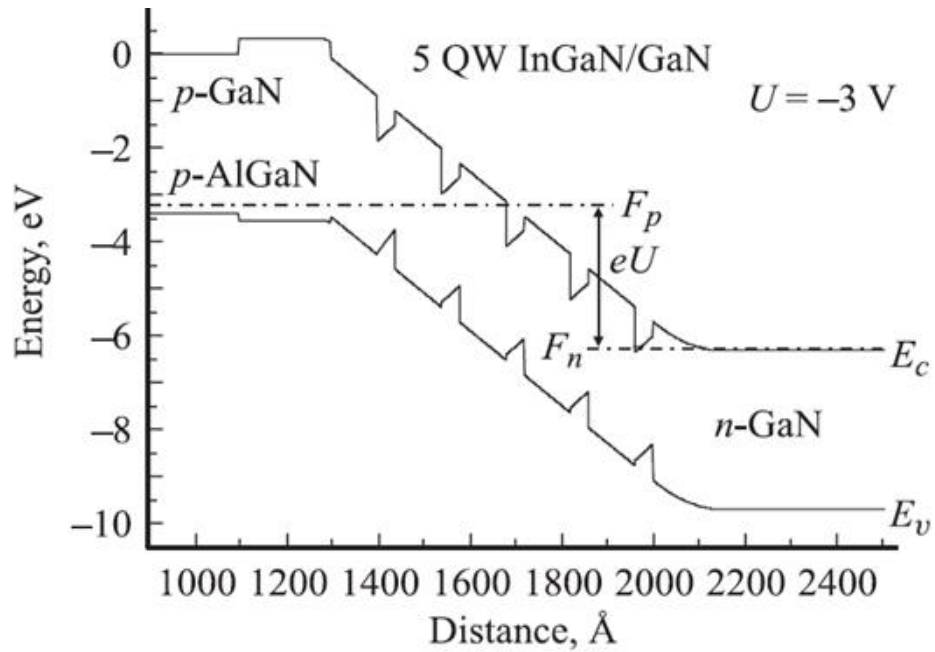


Рисунок 1.9 – Классическая энергетическая диаграмма p–n–гетероструктуры InGaN/AlGaN/GaN с пятью квантовыми ямами InGaN/GaN при обратном смещении p–n–перехода $U=-3$ В. E_c , E_v – края зоны проводимости и валентной зоны соответственно, F_n , F_p – квазиуровни Ферми в n- и p- областях соответственно. Слой p-AlGaN блокирует поперечный транспорт электронов [81]

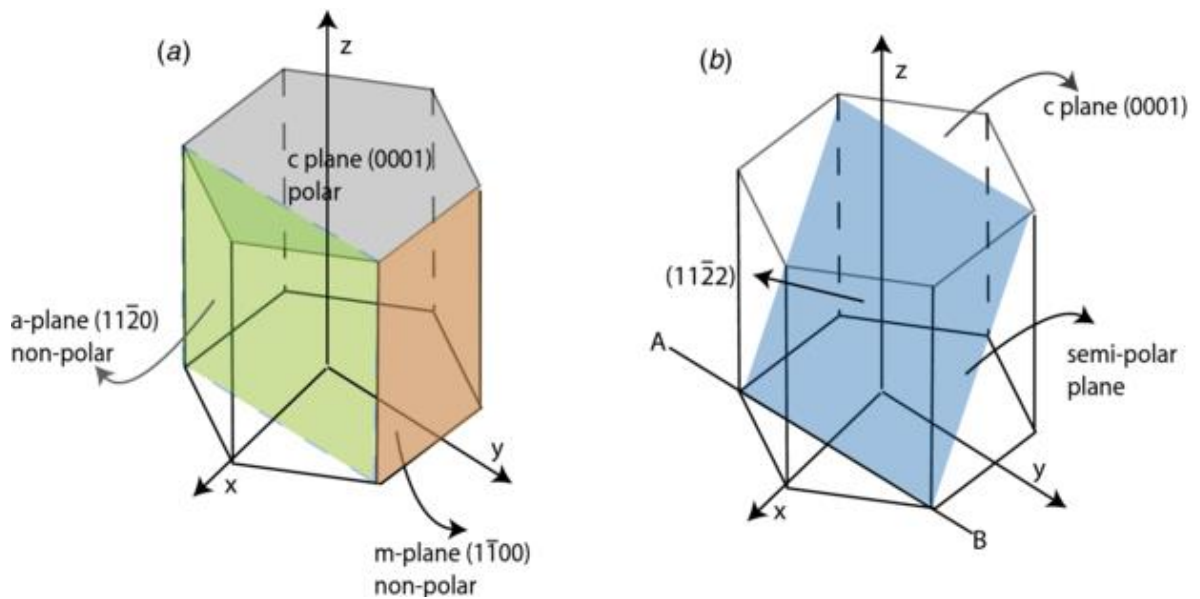


Рисунок 1.10 – Ячейка гексагональной кристаллической решётки [82]

Самым распространённым подходом для оценки напряжённости электрического поля в активной области является изучение зависимости энергии перехода между основными (невозбуждёнными) уровнями в КЯ E_{1e1h} валентной зоны и зоны проводимости от внешнего воздействия электрического поля на активную область F_{ext} . Оценка напряжённости электрического поля может быть получена с помощью исследования механизма компенсации внешним электрическим полем внутреннего (Рисунок 1.11). В этом случае определяется напряжение $U_{DC}^{comp.}$, соответствующее максимальной энергии межзонного перехода.

Такая ситуация, когда внешнее поле полностью компенсирует внутреннее в КЯ, называется состоянием плоских зон. Для оценки соответствующей напряжённости пьезоэлектрического поля используют формулу [19]:

$$F_{int}(U_{DC}^{comp.}) = -\frac{e}{\varepsilon} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} L_b + \frac{e}{\varepsilon} \sqrt{\frac{N_A^2 N_D^2}{(N_A + N_D)^2} L_b^2 + \frac{2\varepsilon(U_{bi} + U_{DC}^{comp.})}{q} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D}}, \quad (1.7)$$

где

$$U_{bi} = (k_B T / e) \ln(N_A N_D / n_i^2) \quad (1.8)$$

– контактная разность потенциалов, $n_i = 1,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ – концентрация носителей собственного GaN, ε – диэлектрическая постоянная, e – заряд электрона, T – температура, k_B – постоянная Больцмана, N_A , N_D – концентрации легирующих доноров и акцепторов р- и n-области соответственно, L_b – суммарная ширина всех барьеров. Как правило, аппроксимируют зависимость $E_{1e1h}(F_{ext})$, где напряжённость внутреннего электрического поля является параметром [62, А3].

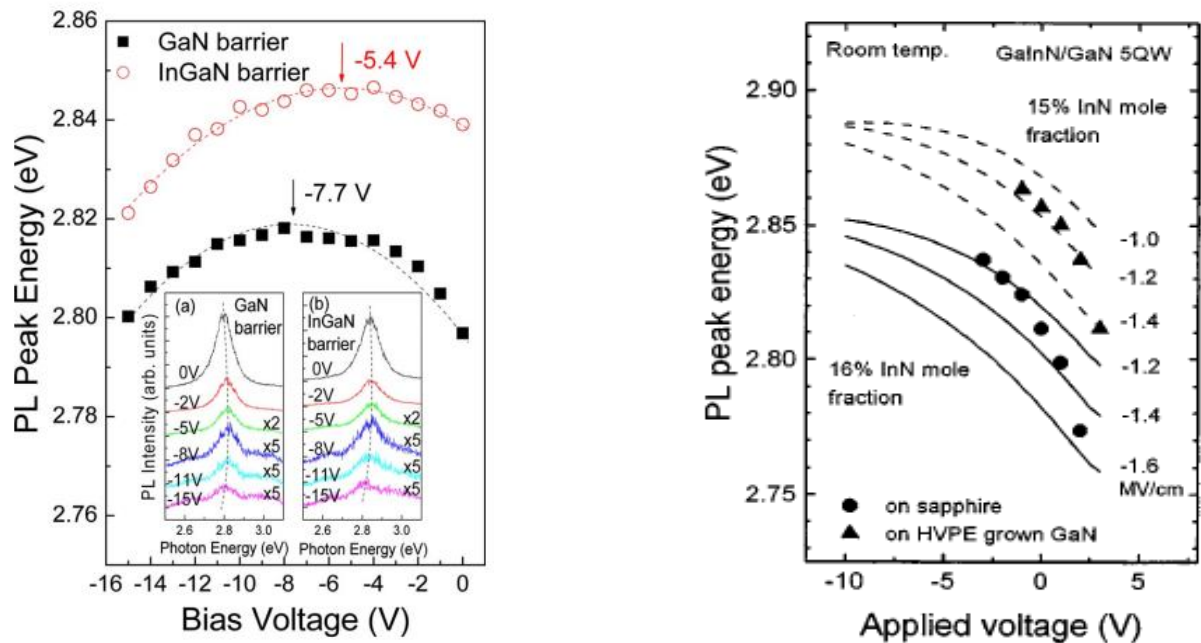


Рисунок 1.11 – Слева – зависимость максимума спектрального пика фотолуминесценции от обратного смещения р-п-перехода для гетероструктуры с КЯ на основе InGaN/GaN. Обозначения чёрного цвета относятся к структурам с барьерами GaN, красного – с барьерами InGaN. По величине компенсирующего напряжения можно судить о напряжённости электрического поля в соответствующих слоях [83]. Справа – пример анализа зависимости энергии линии фотолуминесценции InGaN р-п-структуры от приложенного напряжения. Отмечены значения для образцов, выращенных методом ГФЭ на сапфировой подложке (круги) и на сапфировой подложке, закрытой тонким буферным слоем GaN толщиной 12 нм (треугольники). Сплошной и пунктирной линией обозначены теоретические расчёты для $\text{In}_{0,16}\text{Ga}_{0,84}\text{N}$ и $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{N}$ соответственно для разных напряжённостей пьезоэлектрических полей [79]

ГЛАВА 2. ОПИСАНИЕ ИССЛЕДУЕМЫХ ОБРАЗЦОВ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Описание образцов

Объектами исследования являлись светодиодные гетероструктуры с квантовыми ямами InGaN/GaN в р-п–переходе GaN, выращенные методом ГФЭ на сапфировой подложке в направлении [0001] [67, с. 60–62]. Использовались образцы следующих производителей: ЗАО «Светлана-оптоэлектроника» (№СО1), «Phillips» серия «LumiLEDs» (№ЛЛ1, ЛЛ2, ЛЛ3, ЛЛ4) и ЗАО НПЦ «Полус» (№П1, П2, П3, П5).

Кристаллы образцов №СО1 и серии «ЛЛ» были монтированы в корпус методом «flip-chip» [А3,88] на металлический теплоотвод, имеющий зеркальную поверхность. С другой стороны от теплоотвода кристалл был накрыт линзой (Рисунок 2.1).

Свет в экспериментах с этими образцами проходил через линзу, сапфировую подложку, на которой выращивалась гетероструктура и последующие слои.. Первыми выращивались низкотемпературный и буферный слои нелегированного i-GaN, толщинами 20 нм и 0,7 мкм соответственно. Следующими – слой n-GaN, легированный кремнием толщиной 3,6 мкм для образца №СО1 и 4,5 мкм для образцов серии «ЛЛ», буферная сверхрешётка InGaN/GaN и активная область, состоящая из 5 КЯ/барьеров $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ толщиной 3/12 нм для образца №СО1 и 4/4 нм для образцов серии «ЛЛ». Затем выращивался слой р-AlGaN (толщина 20 нм), легированный магнием и р-GaN (толщина 120 нм). Структура образца приведена на Рисунке 2.2. Площадь кристалла – $0,4 \text{ мм}^2$. К р- и п-области гетероструктуры были монтированы контакты.

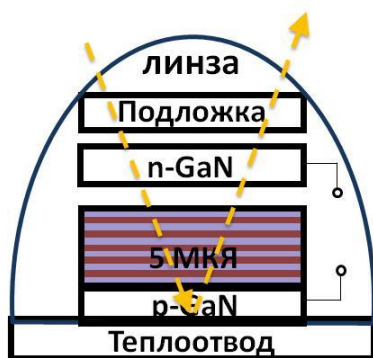


Рисунок 2.1 – Внешний вид образца №CO1 и образцов серии «ЛЛ» и схема взаимного расположения слоёв в корпусе. Стрелками показан ход луча в эксперименте

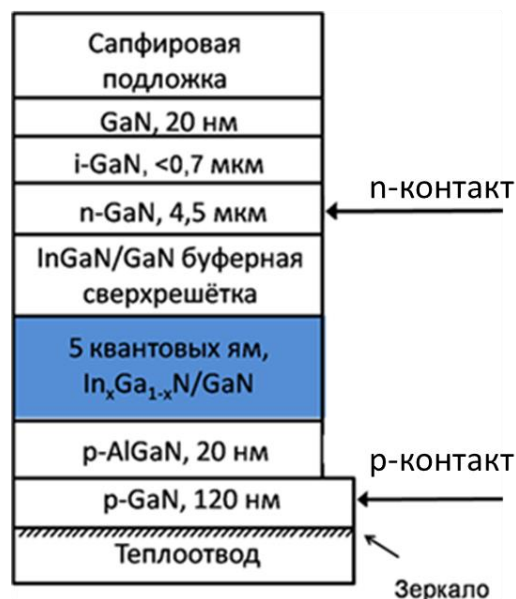
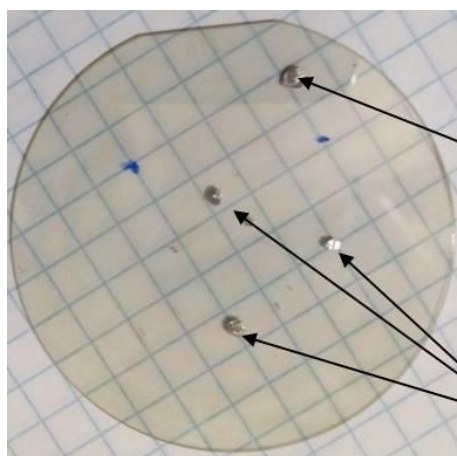


Рисунок 2.2 – Структура слоёв образца №CO1 и образцов серии «ЛЛ». Стрелками показаны контакты к n- и p- области p-n-перехода



Al ₂ O ₃ (430 мкм)	Образец			
i-GaN (2 мкм)				
n-GaN (3 мкм)				
Барьер GaN (16нм)				
КЯ InGaIn (2,5 нм)				
Барьер GaN (15нм)	×1	×2	×3	×5
p-GaN (110нм)				

Рисунок 2.3 – Внешний вид, структура образца и схема расположения контактов p- и n-области гетероструктуры образцов серии «П»

Образцы с технологическими номерами №П1, П2, П3, П5 представляли собой «неупакованные» кристаллы, выращенные на сапфировой подложке диаметром 50,8 мм и толщиной 0,43 мм (Рисунок 2.3). На подложке последовательно выращивались: затравочный низкотемпературный и буферные слои i-GaN суммарной толщиной 2 мкм, n-GaN (3 мкм), легированный кремнием с концентрацией доноров $N_d=5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, затем первый барьерный слой активной области GaN (16 нм) и последующие квантовые ямы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ (2,5/15 нм). В работе было исследовано четыре таких образца с разным количеством КЯ: 1, 2, 3 и 5 (№П1, П2, П3, П5; $x \approx 0,24$). Последним был выращен слой p-GaN (110 нм), легированный магнием с концентрацией акцепторов $N_a=2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Индиевый контакт от n-области был выведен на поверхность p-GaN. Монтаж контактов от источника напряжения к n- и p-областям структуры производился прижатием двух стальных пластин к р-поверхности. Пластина к р-области имела паз, через который свет в эксперименте попадал на образец. В Таблице 2.1 приведены основные параметры исследуемых в работе образцов.

Таблица 2.1 – Параметры светодиодных образцов, исследуемых в работе

Технологический номер	Производитель	Длина волны свечения, нм	Кол-во КЯ	Толщина КЯ/КБ, нм	Слой AlGaIn	«Упаковка»	площадь кристалла	Модуляционные методы исследования
СО1	ЗАО «Светлана-оптоэлектроника»	465	5	3/12	Есть	• «Flip-chip» • зеркало-теплоотвод • линза	0,4 мм ²	ЭО
ЛЛ1	«Phillips» серия «LumiLEDs»	450	5	4/4	Есть			ЭО, ФТ
ЛЛ2		470						
ЛЛ3		500						
ЛЛ4		530						
П1	ЗАО НПЦ «Полус»	510	1	2,5/15	Нет	(круглая пластина, полированная с двух сторон)	20 см ²	ЭО ЭП ФТ
П2			2					
П3			3					
П5			5					

2.2. Автоматизированная установка для регистрации спектров электроотражения, отражения, электропропускания и пропускания.

Методика эксперимента

Данная работа содержит результаты исследований с помощью таких оптико-спектральных модуляционных методов, как ЭО, ЭП и ФТ. В эксперименте по ЭО (ЭП) для модуляции коэффициента отражения (пропускания) к контактам р-п-перехода прикладывалось напряжение $U(t)$ в виде прямоугольных импульсов $U_{AC}(t)$ с постоянным смещением U_{DC} , обеспечивающим «закрытое» состояние р-п-перехода:

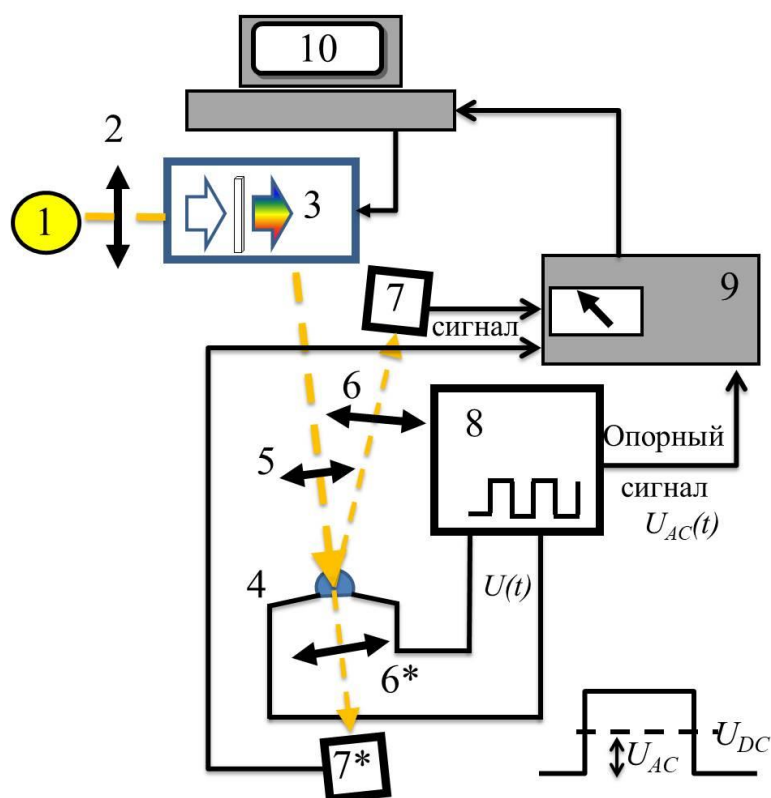


Рисунок 2.4 – Схема установки для регистрации спектров ЭО и ЭП

$$U(t) = U_{AC}(t) + U_{DC} \quad (2.1)$$

В таком режиме р-п-перехода практически всё падение напряжения приходится на высокоомную активную область, поскольку КЯ и барьеры, как правило, не легируют. Это позволяет, например, пользуясь формулой (1.7), оценивать обусловленное модуляцией изменение встроенных электрических полей в квантовых ямах активной области.

Регистрация спектров ЭО и ЭП осуществлялась на установке, схема которой приведена на Рисунке 2.4 [86]. Излучение спектральной лампы накаливания 1 мощностью 75 Вт фокусировалось оптической системой 2 на входную щель монохроматора (МДР-6) 3, проходило через него и направлялось на образец 4 оптической системой 5. В зависимости от методики – ЭО или ЭП - зондирующее излучение либо отражалось от образца, либо проходило через него. Затем в обоих случаях излучение фокусировалось объективом 6 (6*) на кремниевый фотодиод 7 (7*) ФДК-263, подключенный к малошумящему усилителю. Амплитудно-частотная характеристика усилителя была оптимизирована для работы в полосе частот 50–1500 Гц. Сигнал с усилителя поступал на селективный нановольтметр Unipan-232В 8 (синхронный детектор). На образец 4 подавалось электрическое напряжение с генератора UTG9000С прямоугольных импульсов 9 на частоте 370 Гц. В качестве опорного напряжения синхронного детектора использовался тот же сигнал с генератора 9. Таким образом, напряжение на выходе синхронного детектора 8 было пропорционально изменению коэффициента отражения ΔR или пропускания ΔT образца 5 на частоте модуляции.

Апертуры оптических систем 2, 5 и 6 (6*) были согласованы с апертурой монохроматора 3. Управление положением решеток монохроматора 3, а также измерение и регистрация сигнала с выхода синхронного детектора 8 производились с помощью модуля сопряжения на базе микроконтроллера 89с51 фирмы «Atmel» с персонального компьютера 10 по последовательному интерфейсу RS-232. Спектральная ширина аппаратной функции монохроматора

составляла 1 мЭВ. Запись спектров ЭО и ЭП осуществлялась при комнатной температуре.

Диапазон длин волн, в котором могли регистрироваться спектры ЭО и ЭП – 350-1000 нм. Угол наклона пучка составлял 8° . Подаваемое на контакты образца напряжение контролировалось с помощью осциллографической приставки DSO-2250, соединённой с USB входом персонального компьютера. Напряжение смещения U_{DC} изменялось с шагом 0,2 В для образца №СО1, 0,5 В для образца №ЛЛ1 и 1 В для образцов №П1, П2, П3 и П5. Верхняя граница диапазона, в котором изменялось смещение р-п-перехода U_{DC} , соответствовала максимально возможному напряжению, при котором отсутствовала излучательная рекомбинация. Нижняя граница диапазона была установлена производителем, и не нарушалась с целью избежать необратимого пробоя. Для образцов производства «Phillips» серия «LumiLEDs» эта граница составляла -4,5 В, для образцов производства ЗАО «НПЦ «Полюс» – -21 В. При перечисленных напряжениях светодиод не открывался, поэтому не было инжекции носителей через р-п-переход.

2.3. Автоматизированная установка для регистрации спектров фототока.

Методика эксперимента

Для регистрации спектров ФТ применялась схожая схема, но в качестве приёмника сигнала выступал сам образец (Рисунок 2.5). Модуляция интенсивности падающего на образец излучения создавалась с помощью механического прерывателя 12 с оптопарой 13. Сигнал с оптопары являлся опорным для синхронного детектора 9. Таким образом, поглощаемое образцом монохроматическое излучение создавало переменный фототок на частоте вращения прерывателя. Затем фототок проходил через нагрузочный резистор 11, напряжение с которого подавалось на вход синхронного детектора. Персональный

компьютер 10 выполнял те же функции, что и при измерениях спектров ЭО или ЭП. Параллельно к резистору 11 и образцу 4 подключался источник постоянного напряжения 8, который не влиял на выходное напряжение синхронного детектора 9 из-за отсутствия переменной составляющей. Постоянное напряжение U_{DC} изменялось в диапазоне от +5 до -14 В.

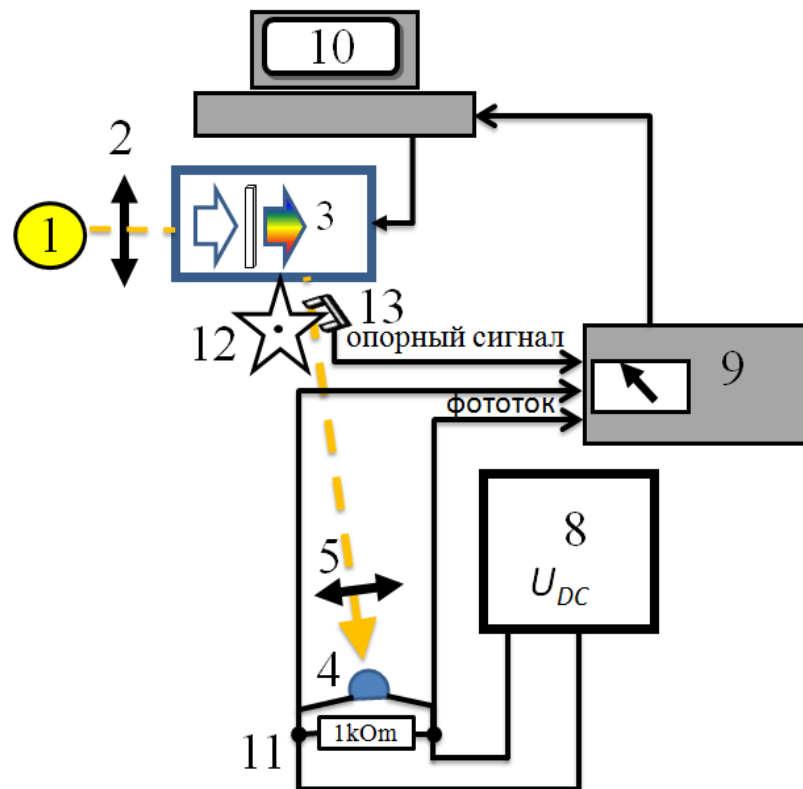


Рисунок 2.5 – Схема установки для регистрации спектров ФТ

ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР С МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ ЭЛЕКТРООТРАЖЕНИЯ

Данная глава посвящена исследованию методом ЭО полупроводниковых гетероструктур на основе InGaN/GaN с множественными КЯ, расположенными в р-п-переходе. Важной особенностью данного метода является предрасположенность к интерференционным эффектам, когда в качестве образца выступает многослойная структура. Благодаря возможности прикладывать внешнее электрическое поле к контактам р-п-перехода, можно исследовать оптические характеристики в зависимости от величины напряжённостей электрических полей в наиболее важной для технологов активной области. В первых двух частях этой главы будут представлены исследования таких интерференционных эффектов для образца отечественного производства с неодинаковой толщиной пары барьер/квантовая яма.

Наиболее часто метод электроотражения применяется для нахождения напряжённостей внутренних пьезоэлектрических полей в активной области. Благодаря эффекту Штарка, прикладывая запирающее постоянное напряжение U_{DC} к р-п-переходу светодиодной структуры, добиваются так называемого состояния плоских зон. В этом состоянии профиль потенциала квантовой ямы в активной области имеет прямоугольный вид, возникает полная компенсация напряженности внутреннего электрического поля. Прикладывая малое модулирующее напряжение, можно не только оценивать среднее значение напряженности пьезоэлектрических полей по всей активной области, но и исследовать неоднородность этого поля. Применение метода электроотражения для оценки внутренних пьезоэлектрических полей в области множественных КЯ представлено в третьей части данной главы.

3.1. Интерференционные эффекты в спектрах электроотражения в гетероструктурах синего свечения на основе квантовых ям InGaN/GaN

На Рисунке 3.1 приведён спектр ЭО образца №CO1 при смещении р-п-перехода $U_{DC} = 0,5$ В и амплитуде модулирующего напряжения $U_{AC} = 0,5$ В. Линия в диапазоне длин волн 420÷470 нм связана с межзонными переходами в области множественных квантовых ям в активной области структуры [87]. Также в результате модуляции показателя преломления в спектре наблюдается серия интерференционных полос в диапазоне длин волн 500-1000 нм.

Коэффициент отражения R от тонкой плёнки толщиной h с показателем преломления n при нормальном падении излучения с длиной волны λ , обусловленный интерференцией, имеет вид:

$$R = 2R_0(1 + \cos k\Delta), \quad (3.1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, $\Delta \approx 2hn(\lambda)$. Тогда

$$R \approx 2R_0 \left(1 + \cos \frac{4\pi hn}{\lambda} \right). \quad (3.2)$$

Предположим, что внешнее электрическое поле изменяет показатель преломления на δn . Тогда изменение коэффициента отражения ΔR можно описать выражением [17]:

$$\Delta R = 2R_0 \left[\cos \frac{2\pi}{\lambda} 2hn - \cos \frac{2\pi}{\lambda} 2(n + \delta n)h \right] \sim \sin \frac{2\pi}{\lambda} 2nh. \quad (3.3)$$

Спектр ЭО (Рисунок 3.1) зарегистрирован в режиме закрытого р-п-перехода, следовательно, практически всё прикладываемое к контактам р-п-перехода напряжение приходится на высокоомную активную область. Таким образом, при регистрации спектров ЭО электрическое поле модулируется непосредственно в р-п-переходе, и наблюдаемая в спектре система интерференционных полос обусловлена отражениями, в том числе, от активной области.

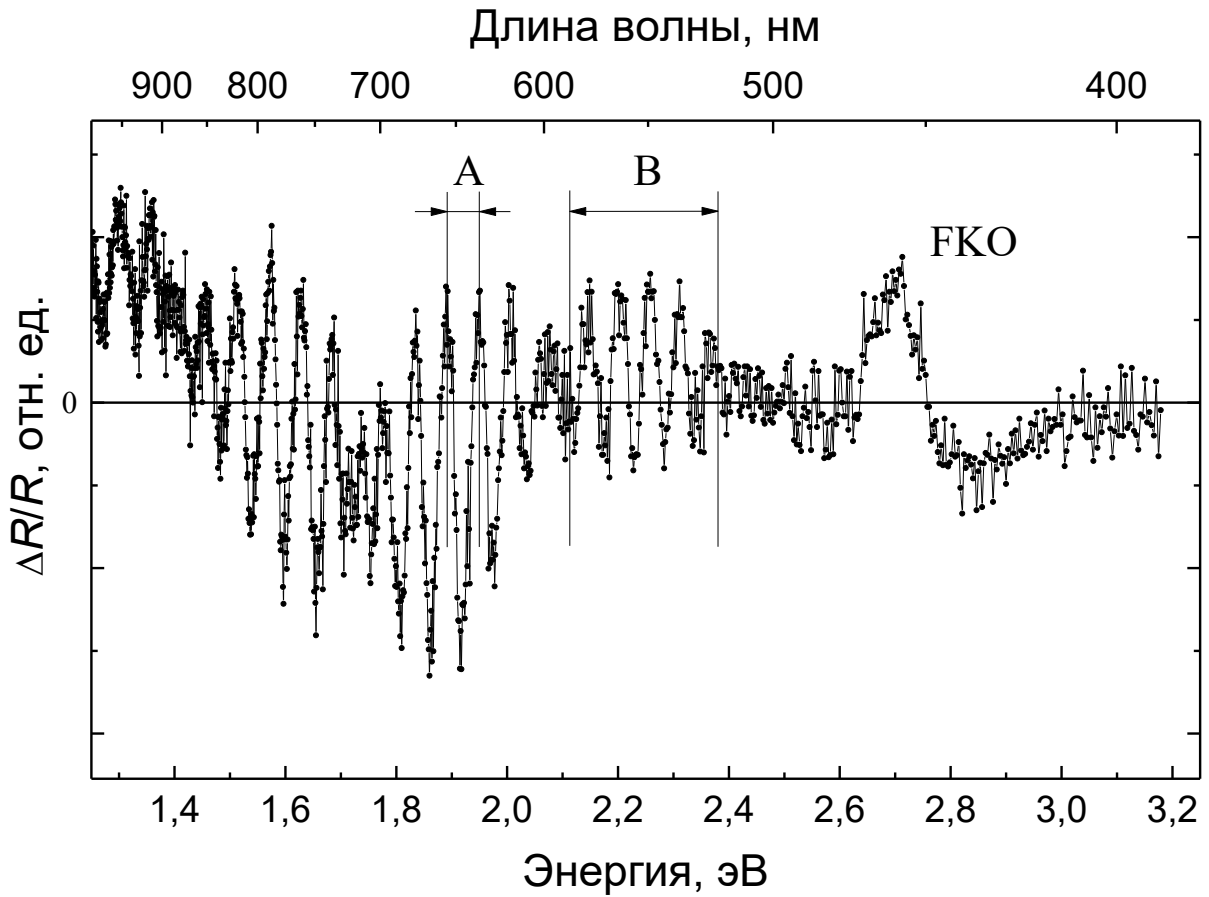


Рисунок 3.1 – Спектр ЭО образца №CO1 при смещении p-n-перехода $U_{DC}=0,5$ В

Оценим характерную толщину области, в которой происходит интерференция. Как следует из формулы (3.3), зависимость K от номера экстремума в спектральном диапазоне (~ 500 - 1000 нм), соответствующая интерференции, является линейной с тангенсом угла наклона равным $1/h$ (Рисунок 3.2):

$$K(N, h) = 2n(\lambda_n) / \lambda_n = N/h. \quad (3.4)$$

Выражение для показателя преломления с учётом дисперсии:

$$n^2(\lambda) = n_0^2 + \frac{\alpha^2}{\lambda^2 - \beta^2}, \quad (3.5)$$

где $\alpha=304,7$ нм и $\beta=294$ нм², $n_0=2,27$, λ – длина волны, нм [88].

Из аппроксимации методом наименьших квадратов с учётом формул (3.4) и (3.5) для периода, отмеченного на Рисунке 3.2 буквой «А» получена толщина слоя $h = (4,52 \pm 0,05)$ мкм; для периода, отмеченного буквой «В» – $h = (634 \pm 21)$ нм [A4].

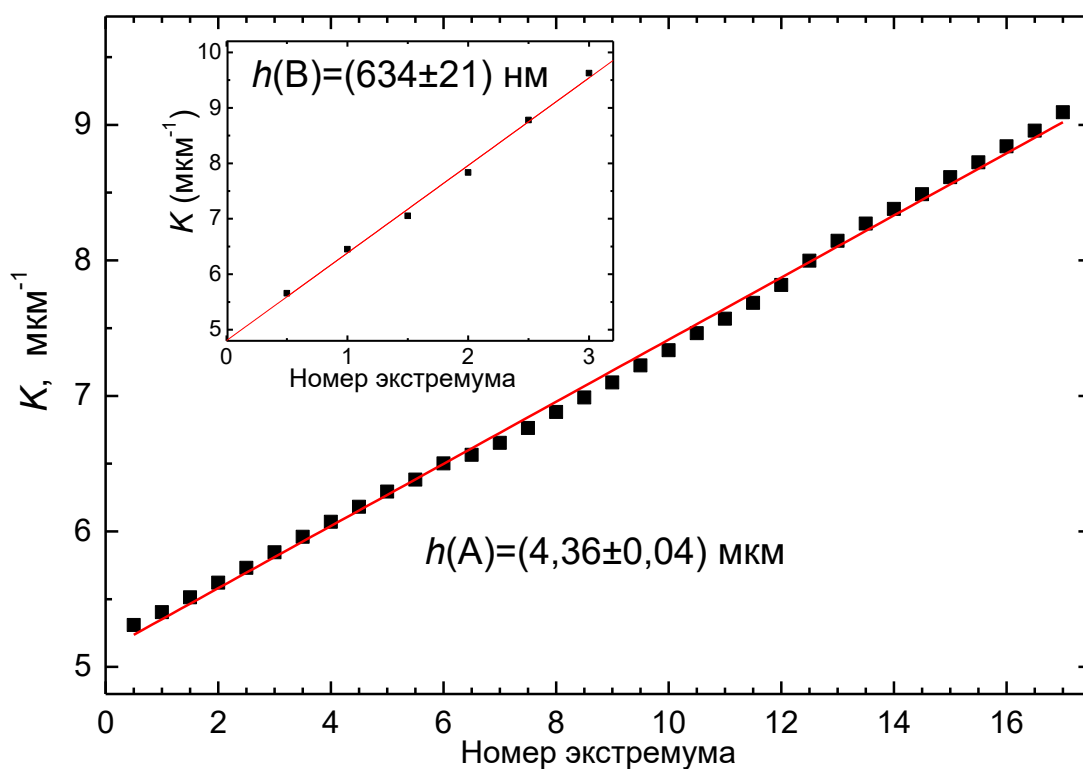


Рисунок 3.2 – Зависимость величины K , определяемой из соотношения (3.4), от номера экстремума для приложенного к р-п-переходу смещения $U_{DC}=0,5$ В для осцилляций «А». На вставке – для осцилляций «В»

Из этих значений толщин и состава образца (Рисунок 2.2) можно сделать вывод, что интерференционные полосы «А» связаны с отражениями между сапфировой подложкой и п-областью р-п-перехода, а интерференционные полосы «В» связаны с отражениями в области i-GaN. По-видимому, в первом случае происходит модуляция показателя преломления в области множественных КЯ, во втором случае – в слое n-GaN [89].

3.2. Исследование линейного электрооптического эффекта в гетероструктурах синего свечения на основе квантовых ям InGaN/GaN

Серия спектров ЭО по напряжению для образца №CO1 при $U_{AC}=1$ В приведена на Рисунке 3.3. Как и в исходном спектре (Рисунок 3.1) можно выделить две группы линий. Группа линий, отмеченная на рисунке буквой «а» – связана с сигналом от области множественных квантовых ям. Группа линий, отмеченная буквами «b, c, d, e, f» – интерференционные полосы. Видно, что форма линии «а» остаётся неизменной при изменении смещения U_{DC} на р-п-переходе. При этом размах интерференционных полос «b, c, d, e, f» при изменении напряжения U_{DC} от 0,5 до 0,1 В монотонно уменьшается.

Дальнейшее изменение смещения U_{DC} от 0,1 до -0,5 В приводит к тому, что знак экстремумов в интерференционной картине меняется на противоположный. Это означает, что разность фаз интерферирующих волн изменилась на π при изменении смещения от 0,1 до -0,1 В. Данный эффект, связан с тем, что с изменением внешнего электрического поля в области множественных КЯ изменился знак разницы показателей преломления слоёв ямы InGaN и барьера GaN. Следовательно, исчезновение интерференционных полос для напряжения смещения из диапазона -0,1..0,1 В обусловлено равенством показателей преломления слоёв GaN и InGaN.

Для нахождения этого напряжения были проанализированы зависимости площадей под экстремумами от U_{DC} . Пример такой зависимости для экстремума с $\lambda=628$ нм (линия «с») приведён на Рисунке 3.4. Видно, что существует напряжение $U_{DC}\approx 0,1$ В, при котором площадь под экстремумом обращается в ноль. Если предположить, что смена знаков экстремумов интерференционных полос связана с изменением знака разности показателей преломления слоёв InGaN/GaN, расположенных в р-п-переходе, то можно дать оценку коэффициенту r_{13} , описывающему линейный электрооптический эффект [A4], следующим

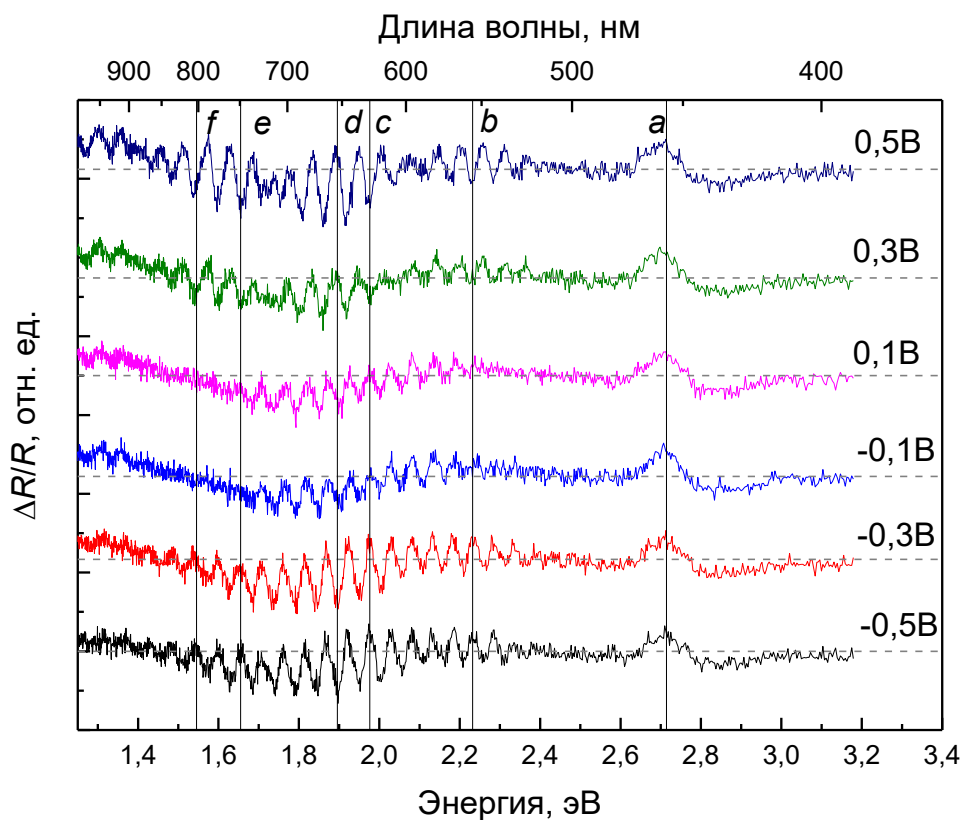


Рисунок 3.3 – Серия спектров ЭО образца №CO1. Линией «а» обозначена область спектра, связанная с межзонными эффектами в активной области квантовых ям, а линиями «b, c, d, e, f» обозначены длины волн спектра для иллюстрации смены знака интерференционного экстремума

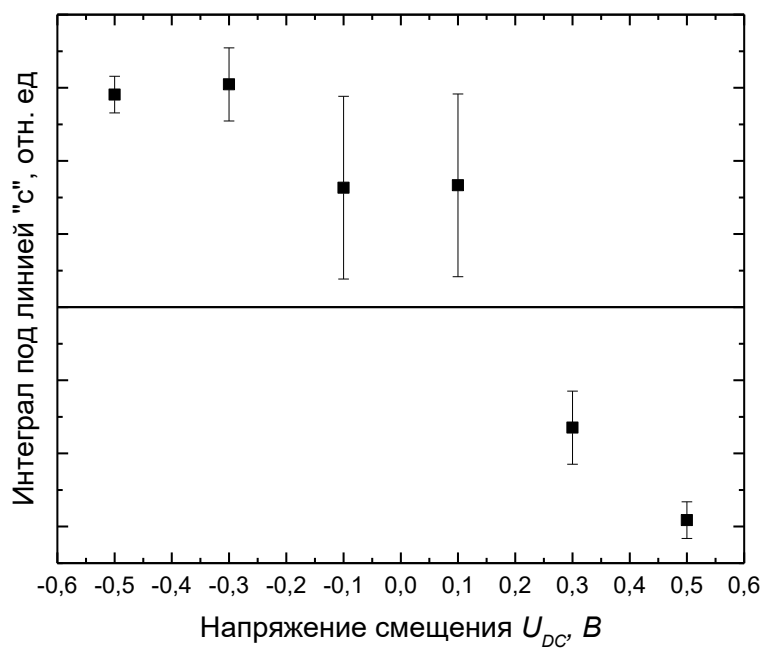


Рисунок 3.4 – Зависимость интеграла под пиком $\lambda=628$ нм (линия «с» на Рисунке 3.3) от смещения р-п-перехода U_{DC}

образом. Если показатель преломления кристалла в отсутствии электрического поля равен n_0 , то при помещении этого кристалла в электрическое поле, показатель преломления кристалла n , с учётом дисперсии (3.5) [42]:

$$n = \frac{n_0}{\sqrt{1 + n_0^2 r_{13} \Delta F}}, \quad (3.6)$$

где ΔF модуль вектора напряжённости электрического поля в закрытом р-п-переходе определяется как:

$$\Delta F = F_{\text{int}} + \left(\frac{2eNU_{dc}}{\varepsilon\varepsilon_0} \right)^{1/2}, \quad (3.7)$$

где U_{DC} – напряжение смещения, приложенное к р-п-переходу, e – заряд электрона, N – концентрация свободных электронов, F_{int} – напряжённость внутреннего поля в слое, ε_0 – диэлектрическая постоянная, ε – диэлектрическая проницаемость слоя. Используя данные из литературы для электрооптического коэффициента GaN $r_{13}=1,55$ пм/В [42], $F_{\text{int}}=280$ кВ/см для барьерного слоя GaN, $F_{\text{int}}=1400$ кВ/см для слоя InGaN [90], диэлектрической проницаемости квантовой ямы $\varepsilon_{\text{InGaN}}=7,82$ [91], был рассчитан электрооптический коэффициент для слоя $\text{In}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{N}$ $r_{13}=(22\pm6)$ пм/В [A1]. Полученное значение согласуется со значением, рассчитанным ранее методом электропоглощения [91]. Зависимость показателей преломления n_{InGaN} и n_{GaN} от напряжения U_{DC} представлена на Рисунке 3.5.

3.1. Исследование распределения пьезоэлектрических полей светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN с разным содержанием индия в квантовых ямах методом электроотражения

Спектры электроотражения для образцов серии «LumiLEDs» (№ЛЛ1-4) с разной концентрацией индия в квантовых ямах активной области при разных

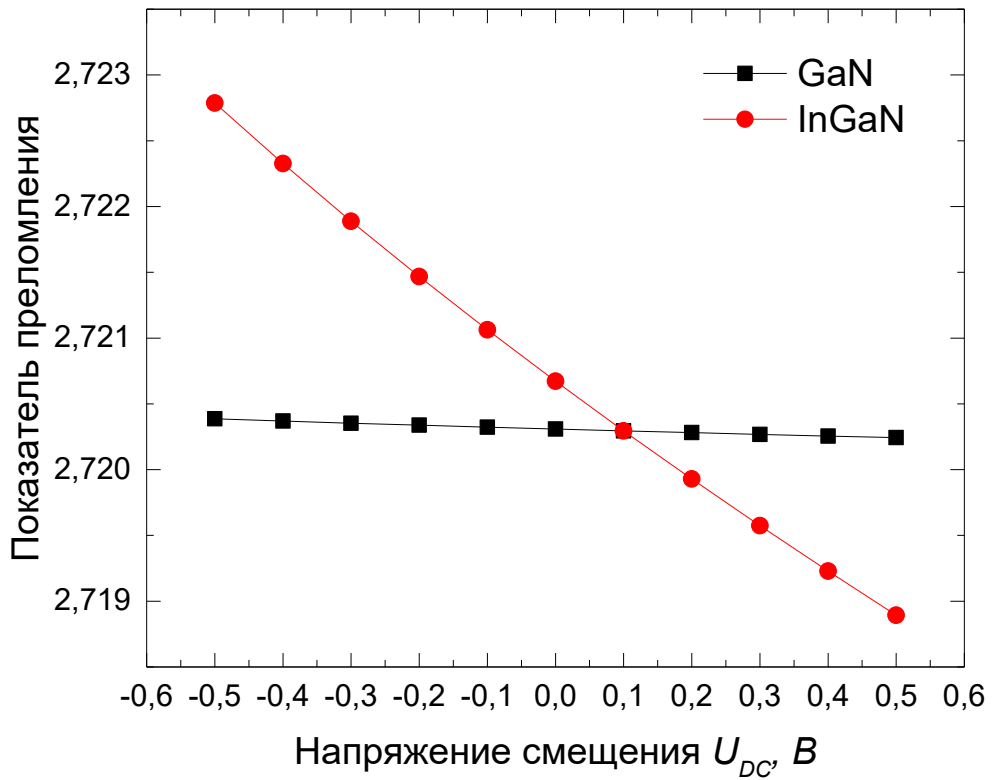


Рисунок 3.5 – Зависимость показателей преломления GaN (чёрные квадраты) и InGaN (красные квадраты) от смещения p–n–перехода U_{DC}

смещениях p–n–перехода U_{DC} приведены на Рисунке 3.6. Можно выделить две группы линий: высокоэнергетичную, соответствующую переходам носителей в барьерном слое (3,0÷3,3 эВ), и низкоэнергетичную, связанную с переходами между уровнями валентной зоны и зоны проводимости в КЯ (2,3÷3,0 эВ). Рассмотрим подробнее образец №ЛЛ2, пример спектра ЭО которого приведён на Рисунке 3.7. Спектр образован наложением неоднородно уширенных выражений спектральных линий от межзонных переходов в КЯ InGaN (2,5÷3,0 эВ) и слоях GaN (3,0÷3,3 эВ), что затрудняет однозначную интерпретацию полученных результатов. Как правило, такие спектры аппроксимируются с помощью суммы Аспнеса, описывающих особенности в спектрах ЭО [15-17]:

$$\frac{\Delta R}{R} = \operatorname{Re} \sum_{k=1}^N \frac{A_k \exp(i\varphi_k)}{(E - E_k^{tr} + i\Gamma_k)^m}, \quad (3.8)$$

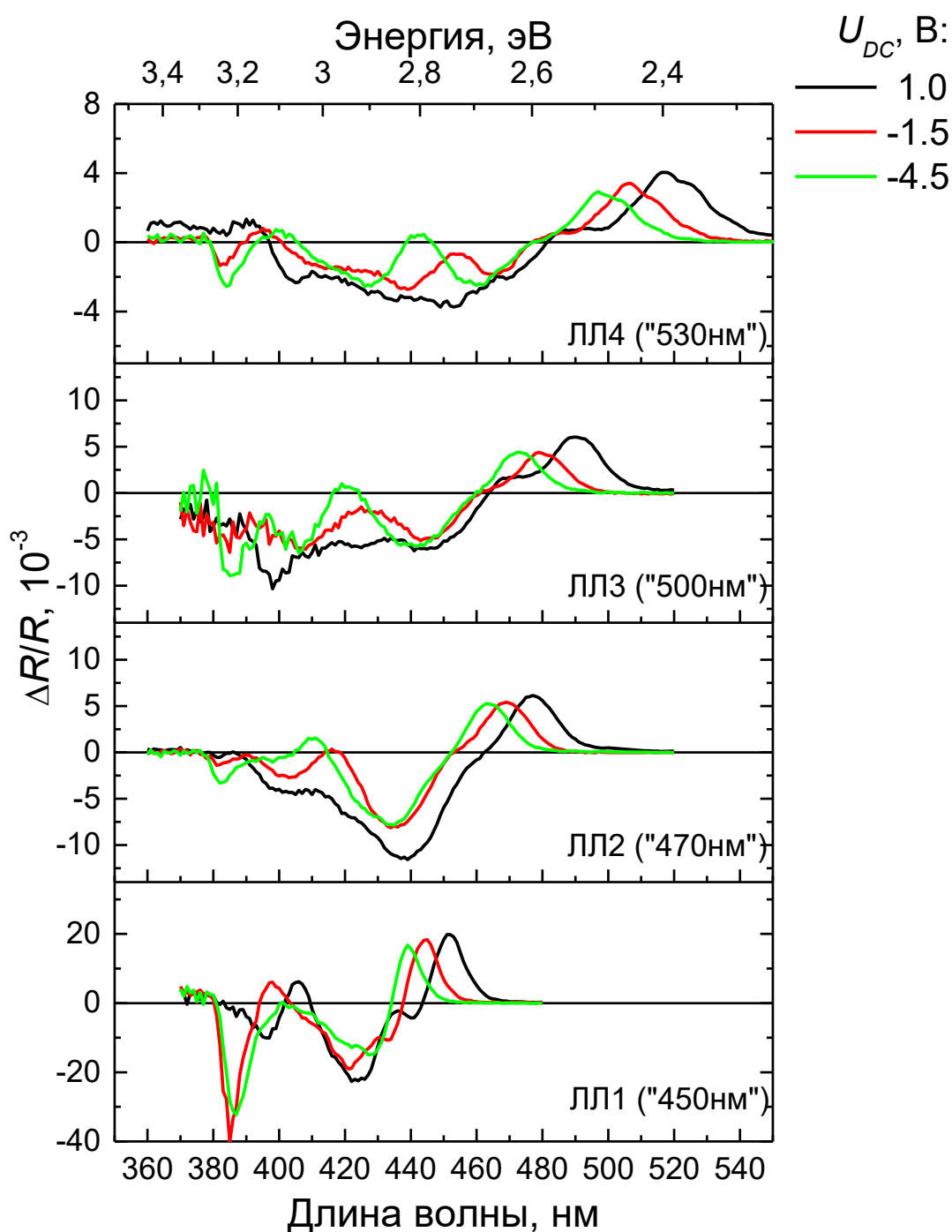


Рисунок 3.6 – Спектры ЭО для четырёх образцов серии «ЛЛ» при трёх смещениях U_{DC} . Рядом с названием образца указана соответствующая длина волны свечения

где A_k , φ_k , – амплитудный и фазовый параметры соответственно, Γ_k – параметр уширения, $E = hc/\lambda$ – энергия падающего света, E_k^{tr} – энергия перехода, m –

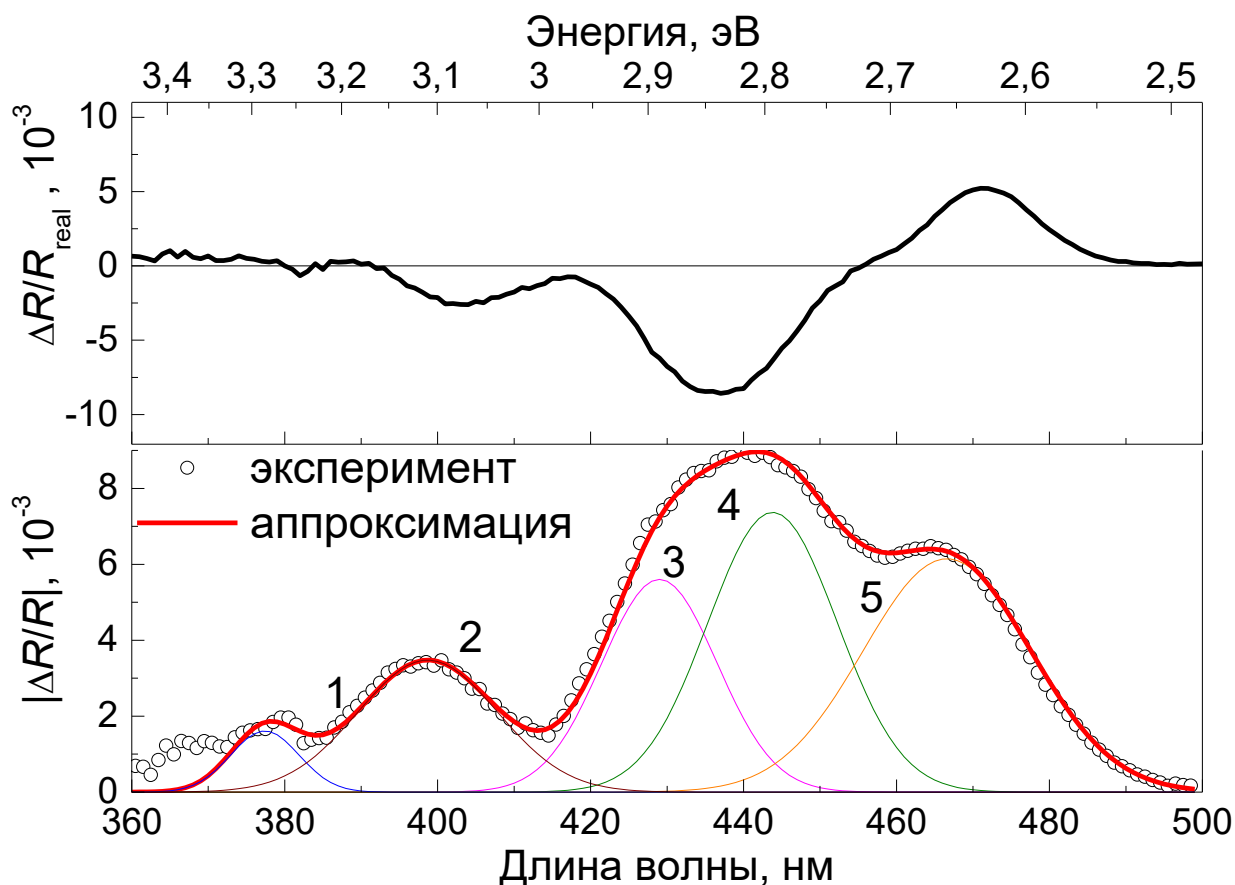


Рисунок 3.7 – Спектр ЭО образца №ЛЛ2 при $U_{DC} = -1,0$ В и пример его преобразования с помощью соотношений Крамерса-Кронига. Верхний график – исходный спектр ЭО. Нижний график – преобразованный спектр ЭО с помощью формул (1.3) и (1.4). На преобразованном спектре показан пример аппроксимации суммой пяти линий Гаусса. Цифрами обозначены номера линий, используемые в обсуждении

параметр, определяемый размерностью критической точки ($m=2$ в нашем случае [92]). Индекс k соответствует порядковому номеру спектральной особенности, N – количество таких особенностей. В случае, когда спектральные линии расположены близко друг к другу, обработка с помощью формулы (1.2) оказывается затруднительной. Кроме того, спектр ЭО имеет несимметричный вид, препятствующий однозначной аппроксимации по классической формуле Аспнеса. Поэтому был применён анализ линий модуля ЭО, полученного с помощью соотношений Крамерса-Кронига. Недостатком данного приёма является потеря

информации о фазовом параметре, который может указывать на источник сигнала [93, АЗ]. Однако в ситуации, когда важно определить спектральные характеристики линий и сопоставить их с энергетическими переходами в структуре, такой приём оправдан.

Исходный экспериментальный спектр ЭО и преобразованный по формулам Крамерса-Кронига приведены на Рисунке 3.7. Серия преобразованных спектров ЭО при разных смещениях приведена на Рисунке 3.8. Данная серия была обработана с помощью метода Левенберга—Марквардта [94]. Пример аппроксимации приведен на Рисунке 3.7. В качестве модели была взята сумма пяти нормальных распределений. График зависимости энергий переходов, соответствующих этим линиям от напряжения U_{DC} , приведён на Рисунке 3.9. Видно, что группа линий, связанных с барьерами в диапазоне 3,0÷3,3 эВ, практически не испытывает смещения. Это означает, что внешнее электрическое поле, создаваемое прикладываемым к р-п-переходу напряжением, не вносит ощутимый вклад во внутренние электрические поля в барьерах. В то же время перераспределение амплитуд между линией 1 и линией 2 (Рисунок 3.9) свидетельствует об изменении вероятности соответствующих переходов и, как следствие, перераспределении свободных носителей зарядов с изменением напряжения U_{DC} .

Аналогичный анализ был проведён для линий, связанных с КЯ активной области. При положительных смещениях U_{DC} до +0,5 В включительно можно явно выделить также только две группы КЯ, отличающихся по энергиям перехода. По-прежнему, это связано с различием во внутренних электрических полях, но уже в слоях InGaN активной области. При увеличении обратного спектральная линия с энергией около 2,8 эВ расщепляется на две. Отщеплённая линия при максимальном обратном смещении претерпевает сдвиг на 170 мэВ. Линия с самой малой энергией не испытывает расщепления и сдвигается на 91 мэВ. Таким образом, помимо общей неоднородности исходных внутренних пьезоэлектрических полей и электрических полей, связанных со спонтанной

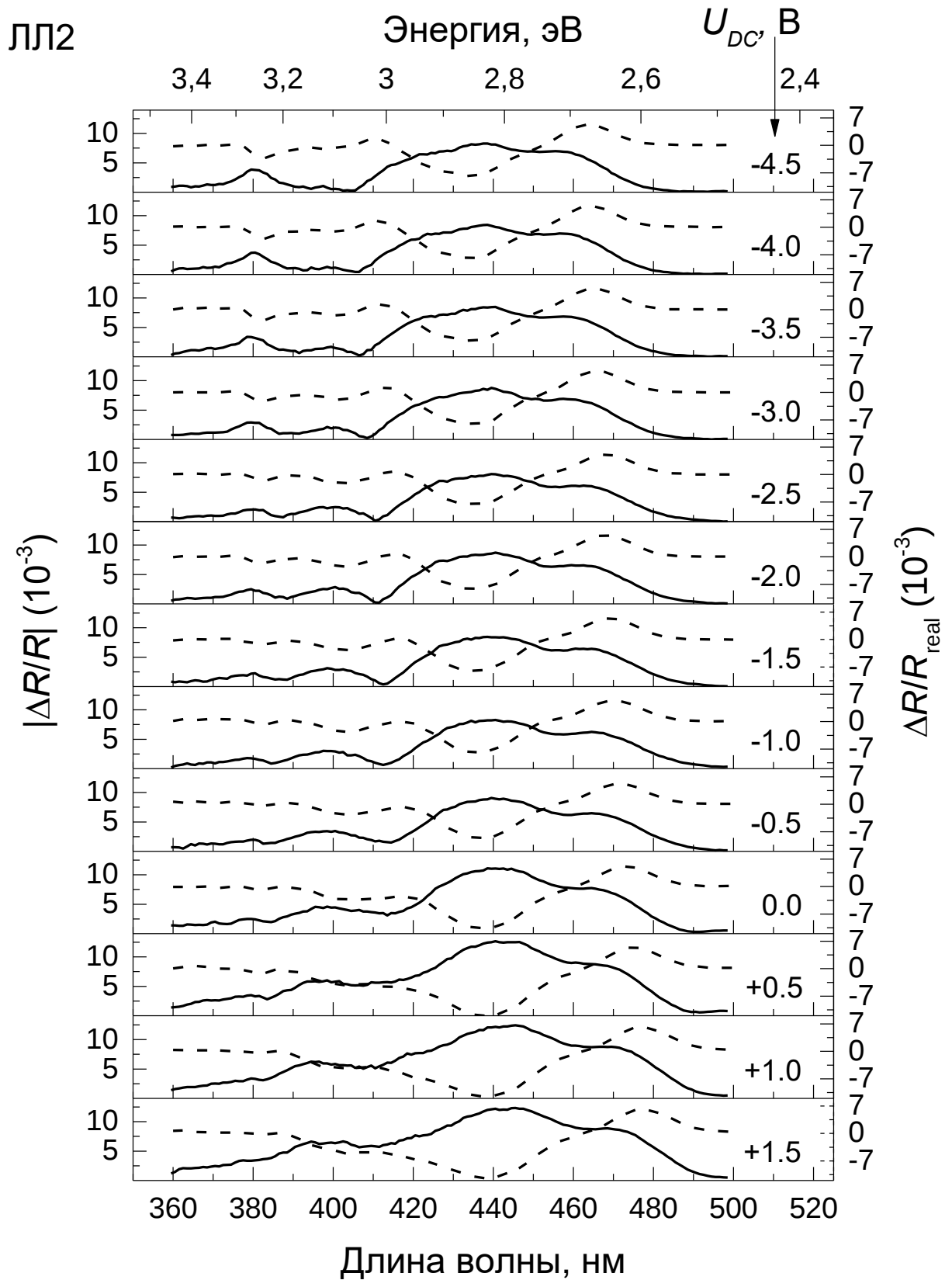


Рисунок 3.8 – Спектры ЭО (пунктирные линии) и спектры, полученные с помощью соотношений Крамерса-Кронига (сплошные линии), при разных смещениях U_{DC}

поляризацией и пьезоэлектрическими полями, можно отметить неодинаковый отклик со стороны КЯ на компенсирующее внешнее электрическое поле.

Наблюдаемые на преобразованных спектрах ЭО в диапазоне энергий $2,5 \div 3,0$ эВ две линии при $U_{DC}=0,5 \div 1,5$ В или три линии при $U_{DC}=-4,5 \div 0,0$ В связаны с основными переходами в КЯ. Это означает, что напряжённость электрического поля в пяти КЯ активной области может принимать одно из двух или трёх значений соответственно [A2]. Такие «одинаковые» КЯ имеют одинаковый изгиб зон из-за примерно одинаковой напряжённости электрического поля. Вычисления значений напряжённостей электрических полей в КЯ активной области, а также интерпретация полученных межзонных переходов осуществлялись с помощью следующих формул и утверждений.

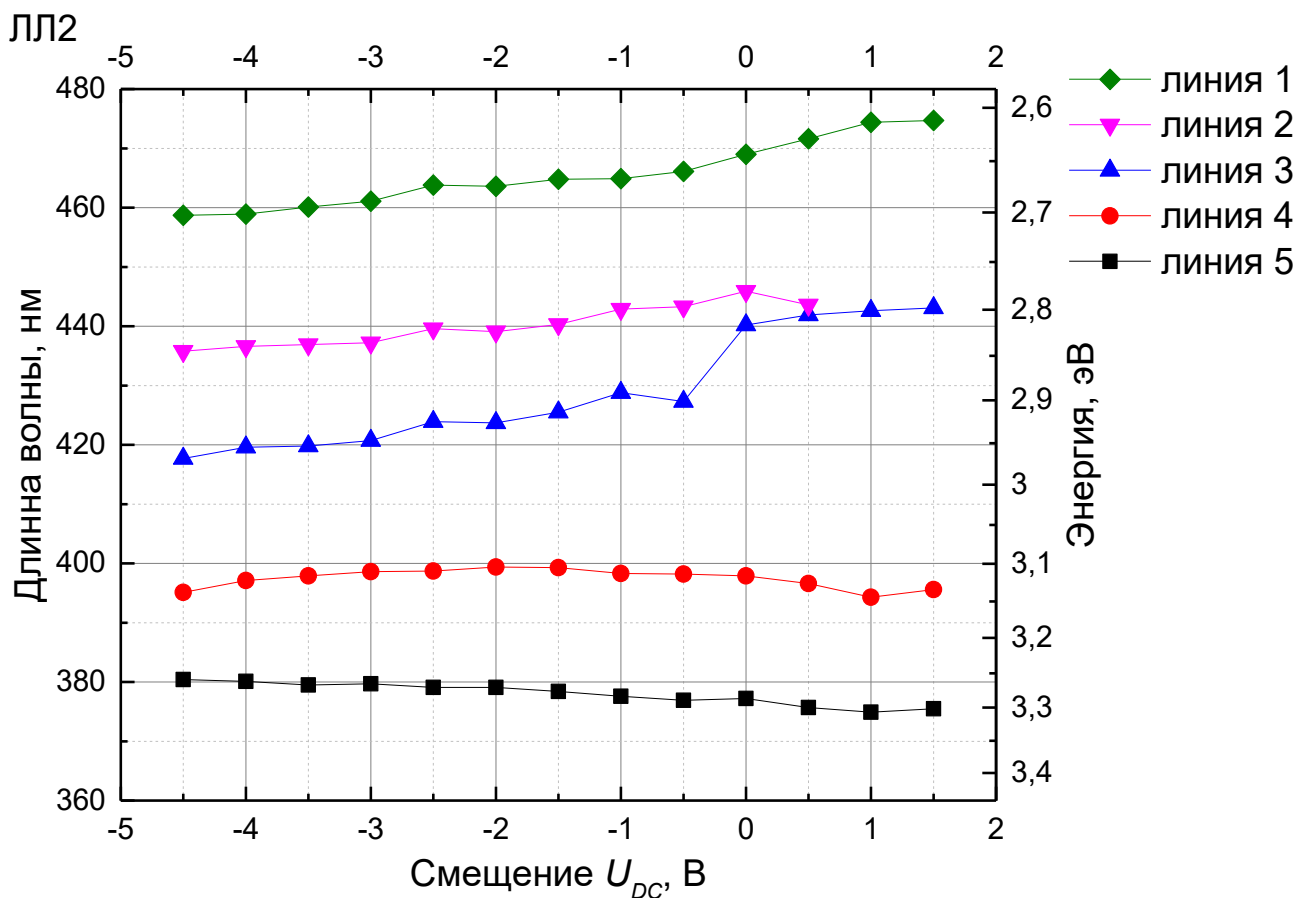


Рисунок 3.9 – Зависимость положения максимумов спектральных линий, соответствующих различным межзонным переходам, от смещения U_{DC}

1. Энергия перехода между основными уровнями электронов и дырок с учётом электрического поля в модели треугольной КЯ с бесконечными стенками [95, гл. 17]:

$$E_{1e1h} = E_g^{InGaN} - eF_w L_w + \left(\frac{9\pi e \hbar F_w}{8\sqrt{2}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3.9)$$

где E_g^{InGaN} – энергия запрещённой зоны при нулевом электрическом поле, e – заряд электрона, F_w – электрическое поле в КЯ, L_w – ширина КЯ, $\hbar$ – постоянная Планка, m_e , m_h – эффективные массы электрона и дырок соответственно.

2. Расчёт энергий уровней в пределах одной КЯ проводился с помощью формулы для энергии n -ого уровня [96]:

$$E_n = \left(\left(n - \frac{1}{4} \right) \frac{3\pi e \hbar F_w}{2\sqrt{2}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{1}{m} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3.10)$$

где m – масса носителя заряда. На Рисунке 3.10 представлен вид потенциала и волновых функций носителей в этой модели.

3. Ширина запрещённой зоны КЯ E_g^{InGaN} определялась как точка пересечения нормированных спектров фототока (Рисунок 3.11). Метод оценки этой величины основывается на эффекте Франца-Келдыша и был описан в разделе 1.3.

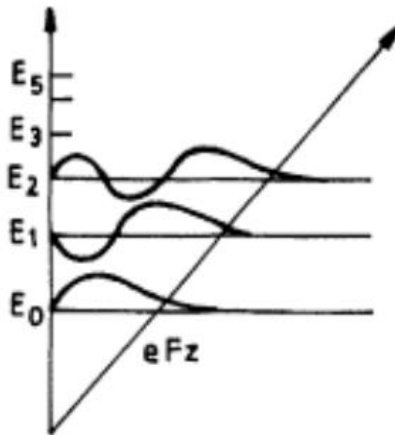


Рисунок 3.10 – Схема потенциала и энергетических уровней в треугольной КЯ с бесконечными стенками [95, гл. 11].

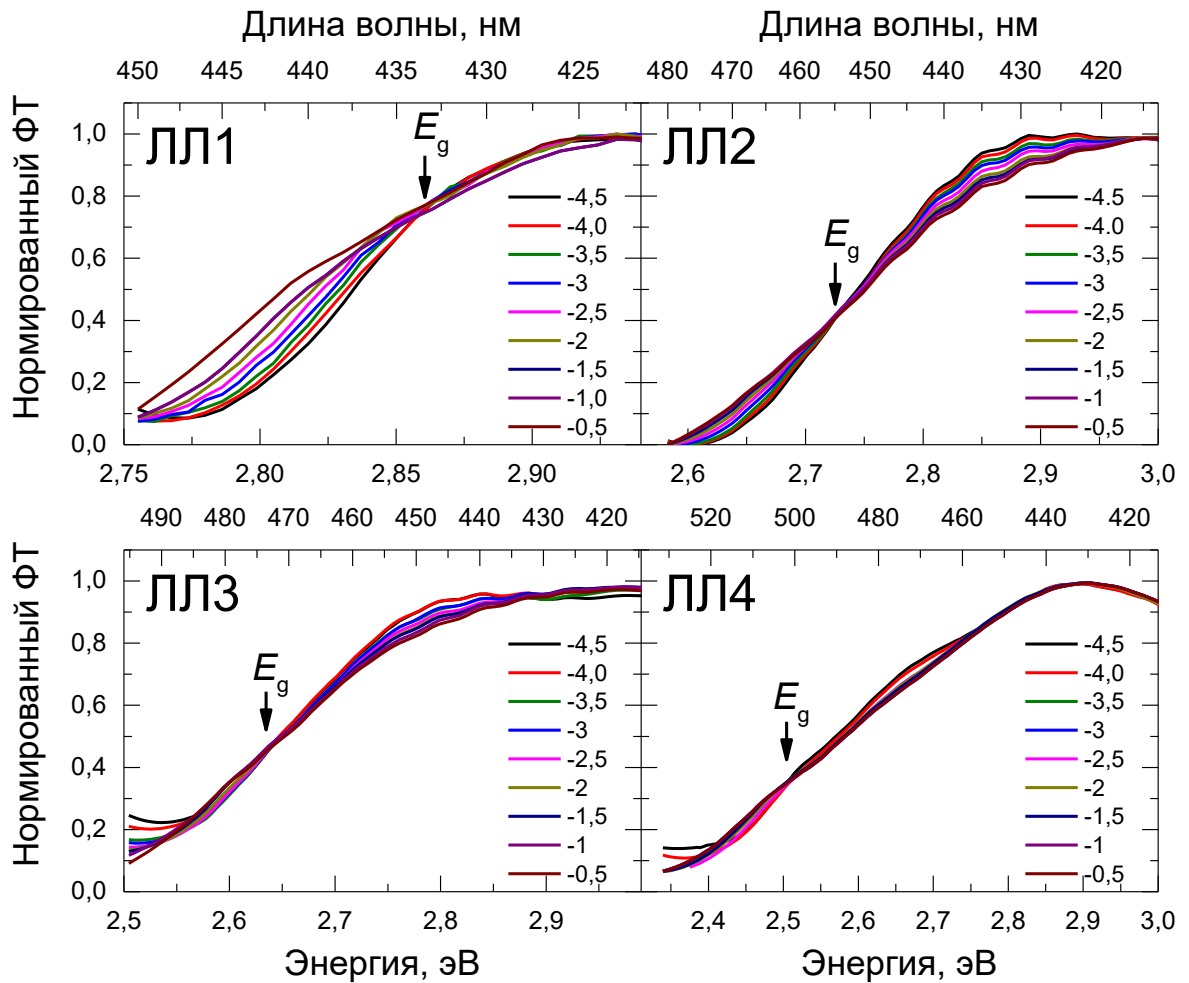


Рисунок 3.11 – Спектры ФТ образцов серии «ЛЛ» при разных смещениях р-п-перехода U_{DC} . Стрелкой отмечена энергия, соответствующая ширине запрещённой зоны в квантовых ямах InGaN/GaN

4. Переход с максимальной энергией между барьером зоны проводимости и барьером валентной зоны соответствует положению линии 1. Для смещений +1,5 В и -4,5 В значения энергий переходов равны 3,26 эВ и 3,30 эВ соответственно.

5. Отношение высоты потенциального барьера GaN/InGaN в валентной зоне и зоне проводимости $\Delta E_c : \Delta E_v$ составляет 70:30 [97,98].

Рассчитанные энергетические уровни для двух (верхняя часть Рисунка 3.12) или трёх КЯ (нижняя часть Рисунка 3.12) характеризуют межзонные переходы во всех пяти КЯ для случая $U_{DC}=1,5$ В и $U_{DC}=-4,5$ В соответственно. При изменении напряжённости внешнего электрического поля зоны

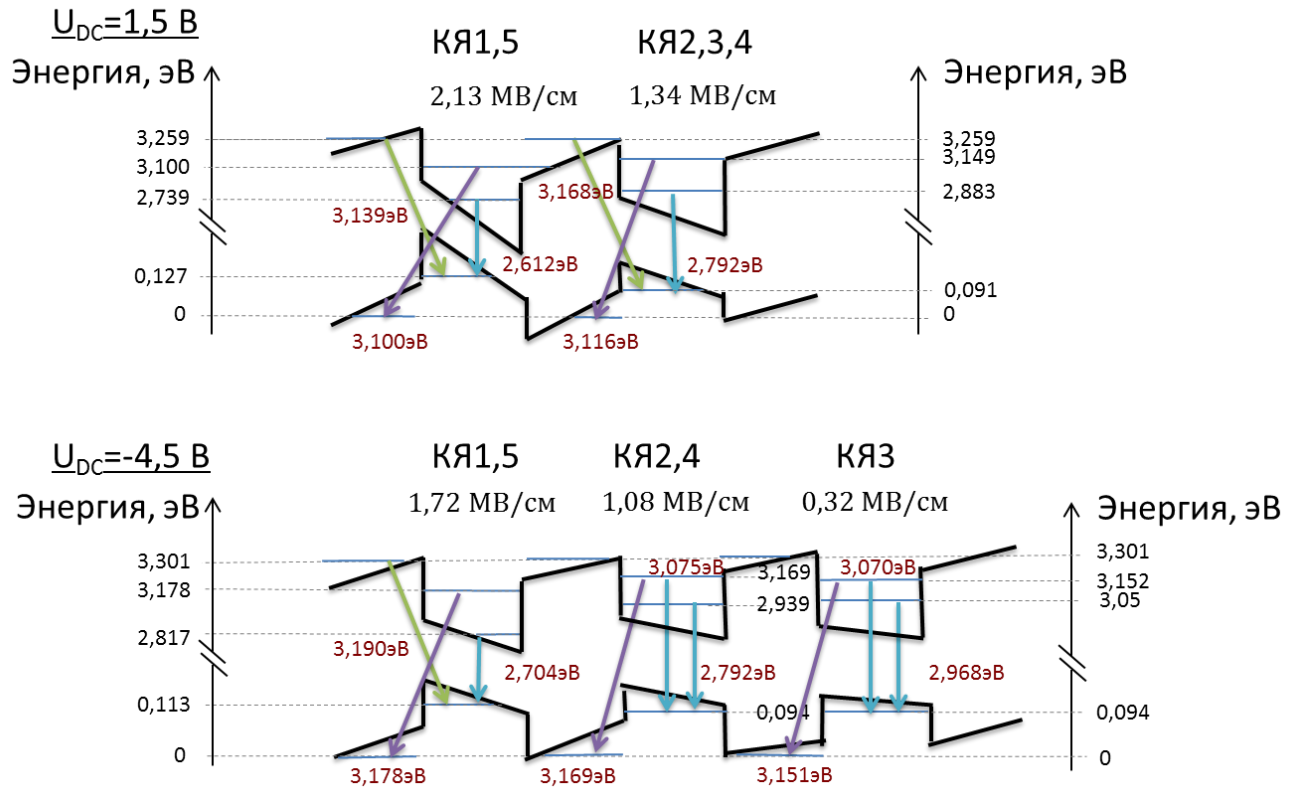


Рисунок 3.12 – Схема межзонных переходов в КЯ GaN/InGaN активной области. Над каждой КЯ указано соответствующее значение модуля напряжённости электрического поля

выравниваются из-за частичной компенсации внутреннего электрического поля внешним, а энергия перехода уменьшается в соответствии с эффектом Штарка. Однако внешнее электрическое поле влияет на внутреннее неодинаково по толщине активной области: в одной из КЯ имеет место более сильная компенсация, изгиб зон оказывается таким, что становится разрешимой ещё одна линия и наблюдается дополнительный переход.

Оценка модулей напряжённости электрического поля в КЯ приведена в Таблице 3.1. Отличие этих значений в разных КЯ при одном и том же смещении связано с разными механическими напряжениями на границе барьер-яма при росте гетероструктуры. Такой эффект может быть вызван, например, различием в

Таблица 3.1 – Соответствие линий в преобразованных спектрах ЭО отдельным межзонным переходам, энергии этих переходов E^{tr} и значение модуля напряжённости электрического поля F_w в яме. Обозначения: «1e-1h InGaN», «2e-1h InGaN» – основной межзонный переход и межзонный переход со второго уровня зоны проводимости на первый уровень валентной зоны в слое InGaN соответственно. «2e-GaN(v)» – межзонный переход со второго уровня зоны проводимости слоя InGaN в валентную зону слоя GaN. «e-h GaN diff» – межзонные переходы в барьерном слое GaN, подверженном сегрегации In [99,100]

№ линии	Переход	E^{tr} при $U_{DC} \approx 1$ В, эВ	E^{tr} при $U_{DC} \approx -4$ В, эВ	F_w при $U_{DC} \approx 1$ В, МВ/см	F_w при $U_{DC} \approx -4$ В, МВ/см
Образец №ЛЛ1					
1	1e-1h InGaN	2,756	2,853	1,75	1,30
2	1e-1h InGaN	2,894	2,955	1,10	0,84
3	1e-1h InGaN	2,977	3,024	0,72	0,28
4	2e-1h InGaN или 2e-GaN(v)	3,120	3,131		
5	e-h GaN diff	3,258	3,221		
Образец №ЛЛ2					
1	1e-1h InGaN	2,612	2,703	2,13	1,72
2	1e-1h InGaN	2,798	2,845	1,34	1,08
3	1e-1h InGaN	2,798	2,968	1,34	0,32
4	2e-1h InGaN или 2e-GaN(v)	3,134	3,138	-	-
5	e-h GaN diff	3,302	3,259	-	-
Образец №ЛЛ3					
1	1e-1h InGaN	2,525	2,632	2,48	1,83
2	1e-1h InGaN	2,708	2,770	1,52	0,44
3	2e-1h InGaN или 2e-GaN(v)	3,111	3,050		
4	e-h GaN diff	3,296	3,234		
Образец №ЛЛ4					
1	1e-1h InGaN	2,395	2,519	2,76	2,02
2	1e-1h InGaN	2,772	2,688	1,78	1,30
3	1e-1h InGaN	2,693	2,877	1,15	0,65
4	2e-1h InGaN или 2e-GaN(v)	3,114	3,001		
5	e-h GaN diff	3,334	3,247		

температурном коэффициенте расширения между слоями n-GaN и p-AlGaN [13]. Кроме того, слой p-GaN, легированный Mg, часто выращивают при более низкой температуре, чем слой n-GaN, легированный Si. В результате КЯ, расположенные близко к n-GaN или p-GaN, играют роль буферных слоёв, уменьшающих рассогласование постоянных кристаллической решётки (Рисунок 3.13). Кроме того, неоднородность электрического поля в активной области может быть вызвана экранировкой неравномерно локализованных носителей заряда [101].

Положение линии 1, связанной с барьерным переходом в GaN, может быть

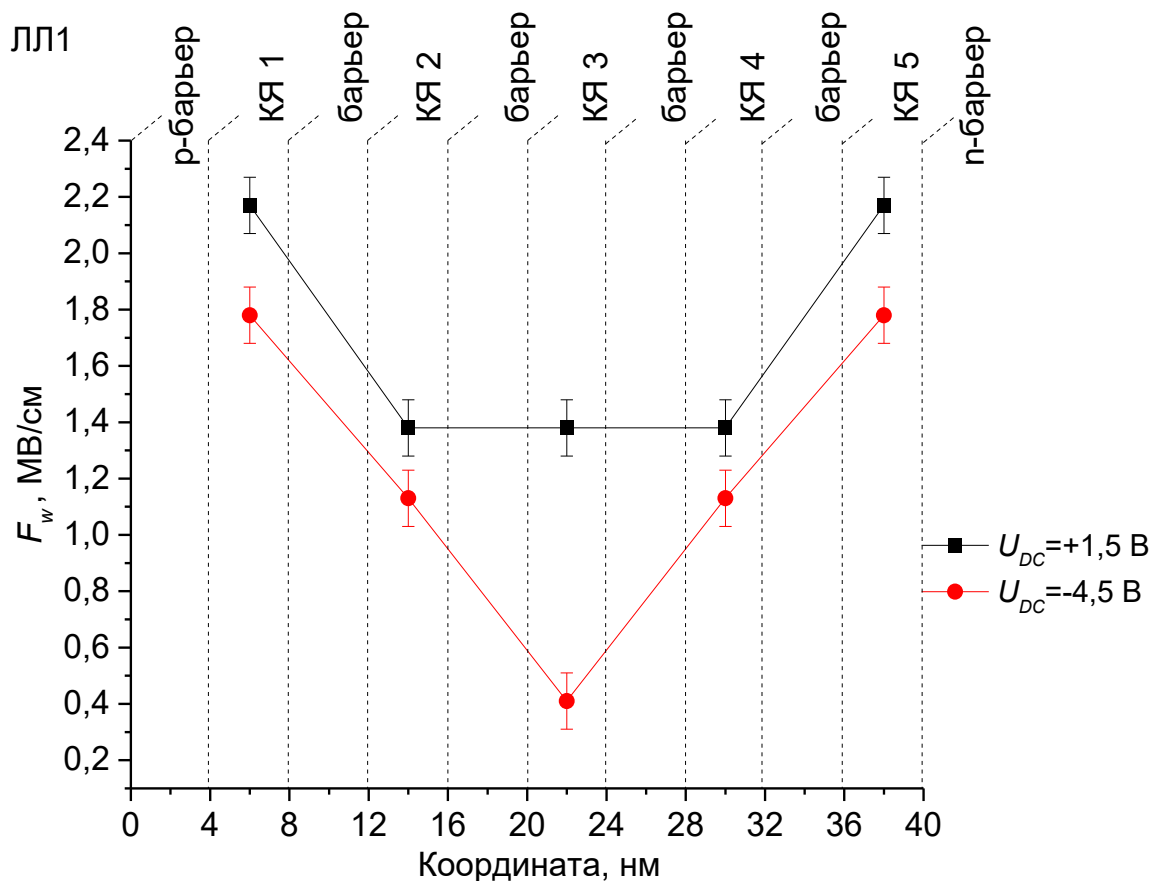


Рисунок 3.13 – Предполагаемое распределение модуля напряжённости электрического поля F_w по координате в активной области при разных смещениях р-п-перехода для образца №ЛЛ2. Начало координат соответствует границе активной области и слоя p-AlGaN на Рисунке 2.2

описано следующим образом. Поскольку направление вектора напряжённости электрического поля в барьерах GaN противоположно направлению вектора напряжённости в КЯ, то внешнее электрическое поле не компенсирует, а, наоборот, усиливает внутреннее [56]. Тем самым, соответствующая энергия перехода становится меньше из-за эффекта Штарка, что и наблюдается в эксперименте – сдвиг линии 1 в красную область на 43 мэВ. Небольшое отличие энергии запрещённой зоны для GaN от указанных в литературе 3,4 эВ при комнатной температуре [1] может быть связано с размытием границ барьер-яма из-за встраивания индия в барьер GaN в процессе роста [102].

Расчёт энергетических уровней показывает, что наиболее близкие переходы по энергии ($3,12 \pm 0,17$) эВ (линия 4) могут происходить с первого «дырочного уровня» E_{2e1h} или/и с барьерного слоя валентной зоны GaN (v) $E_{2e-GaN(v)}$ на второй «электронный» уровень зоны проводимости КЯ.

Зависимость энергии перехода от смещения р-п-перехода для линии 4 имеет экстремум при напряжении -1,5 В, так как происходит два противоположных процесса. С одной стороны, второй электронный уровень в КЯ отдаляется от дна зоны проводимости с увеличением обратного напряжения. С другой – барьерный уровень GaN(v) в валентной зоне приближается к потолку валентной зоны. Другое объяснение происхождения этой линии может быть связано с сегрегацией индия в барьерные слои [100]. Энергия перехода в таких барьерных слоях становится меньше, чем энергия перехода в легированных слоях GaN, несмежных с КЯ InGaN [A5].

Аналогичным образом были исследованы спектры ЭО образцов других длин волн свечения №ЛЛ1, №ЛЛ3 и №ЛЛ4. Серии спектров приведены на Рисунках 3.14-3.16. Наличие линий с разными энергиями переходов при одном и том же смещении U_{DC} также указывает на неоднородности электрического поля в активной области и у этих образцов. Однако в этом случае не наблюдается расщепления линий. Это свидетельствует о том, что внешнее электрическое поле не оказывает такого влияния на неоднородность электрического поля в активной

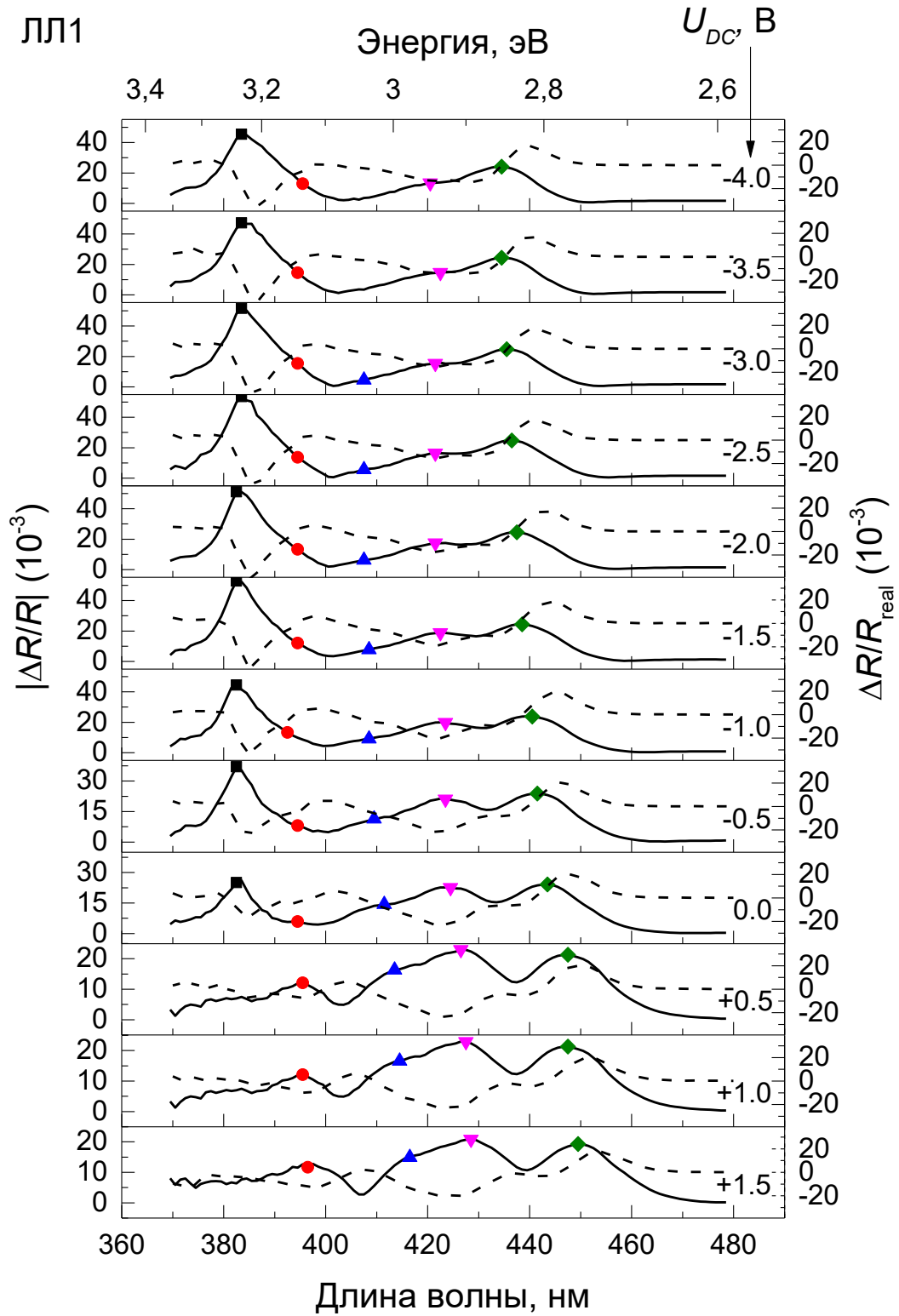


Рисунок 3.14 – Спектры ЭО (пунктирные линии) и спектры, преобразованные с помощью соотношений Крамерса-Кронига (сплошные линии), при разных смещениях U_{DC} для образца синего свечения №ЛЛ1. Цветными знаками обозначены положения линий, полученных при аппроксимации в соответствии с формулами (1.3) и (1.4)

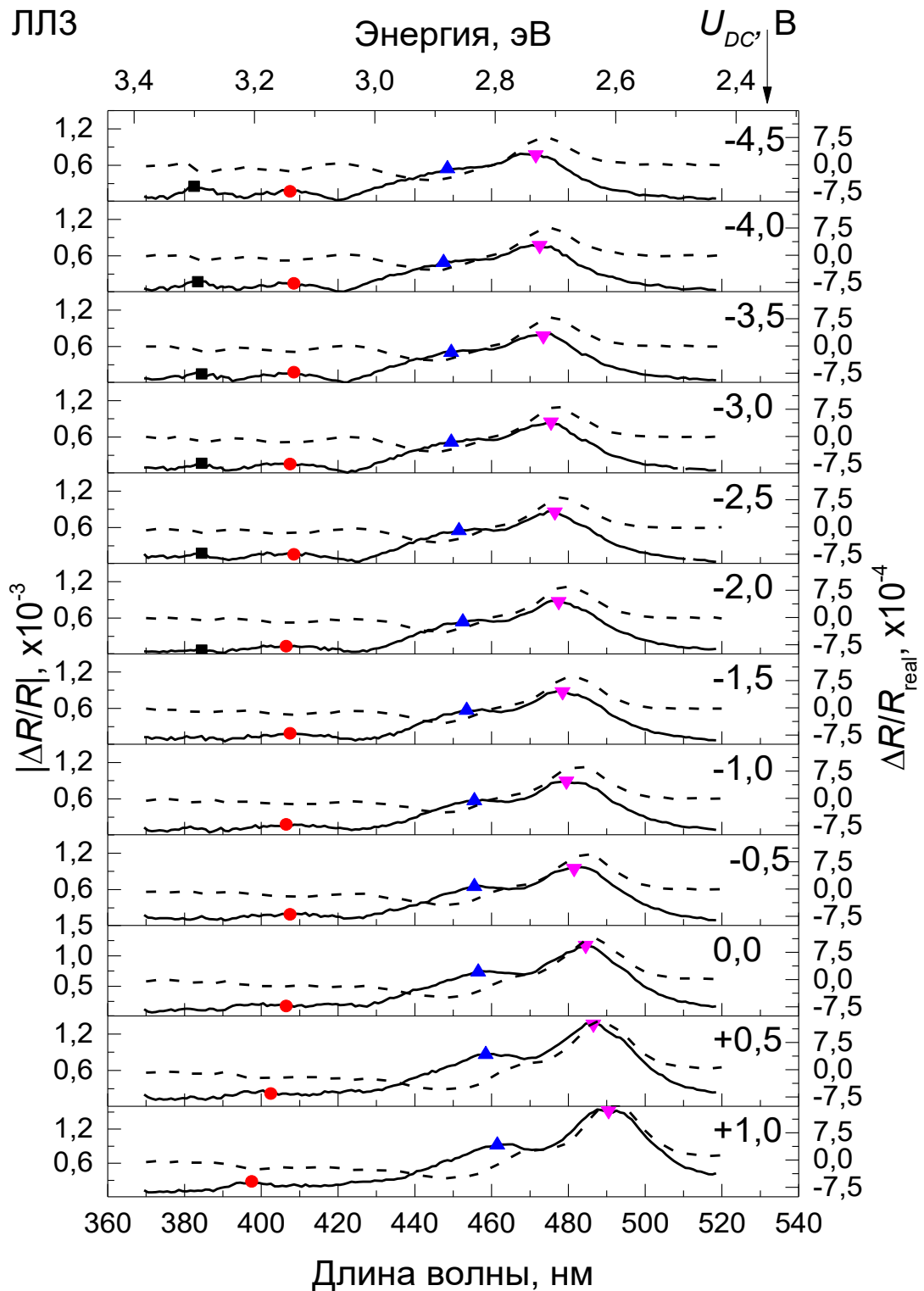


Рисунок 3.15 – Спектры ЭО (пунктирные линии) и спектры, преобразованные с помощью соотношений Крамерса-Кронига (сплошные линии), при разных смещениях U_{DC} для образца сине-зелёного свечения №ЛЛЗ. Цветными знаками обозначены положения линий, полученных при аппроксимации в соответствии с формулами (1.3) и (1.4)

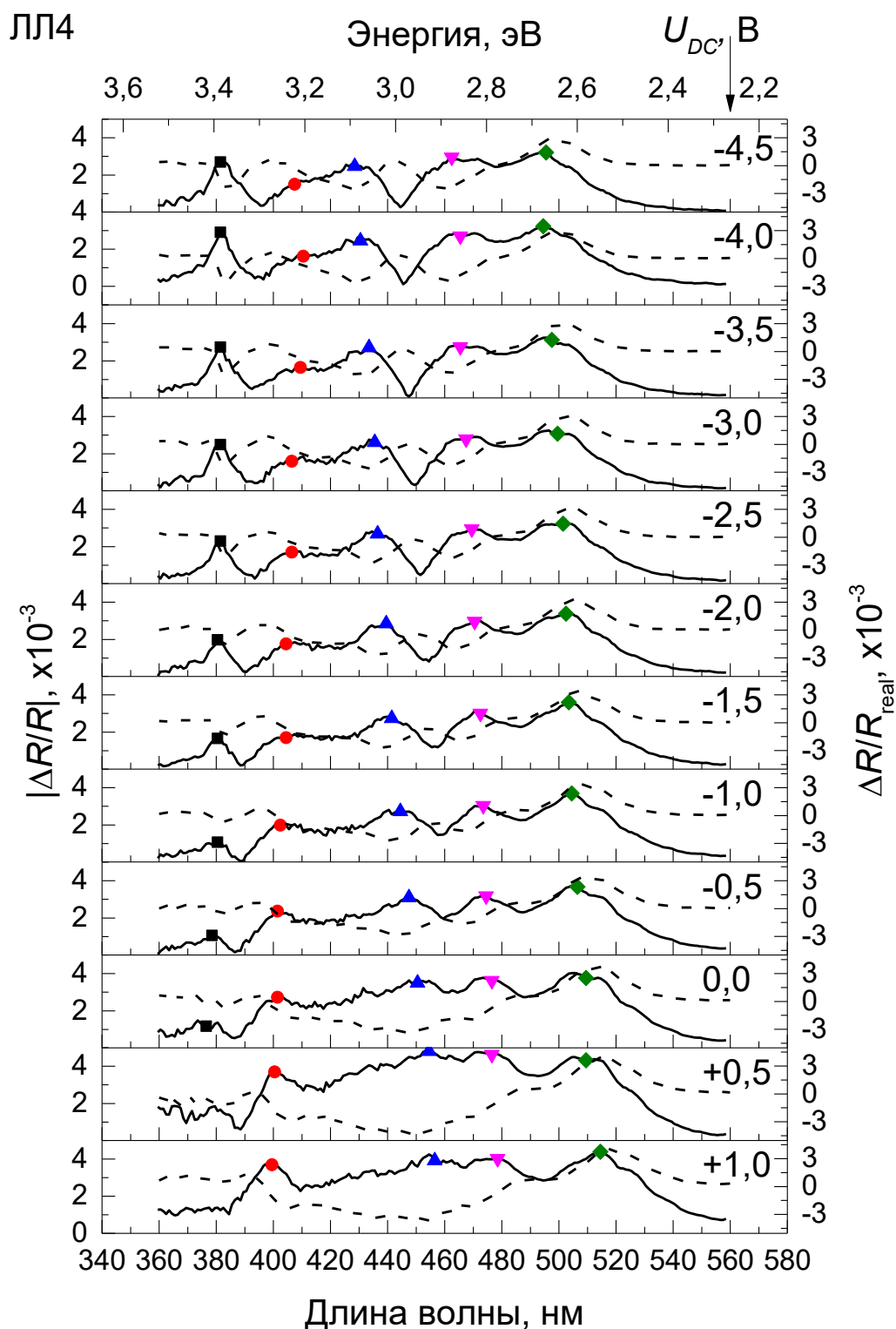


Рисунок 3.16 – Спектры ЭО (пунктирные линии) и спектры, преобразованные с помощью соотношений Крамерса-Кронига (сплошные линии), при разных смещениях U_{DC} для образца зелёного свечения №ЛЛ4. Цветными знаками обозначены положения линий, полученных при аппроксимации в соответствии с формулами (1.3) и (1.4)

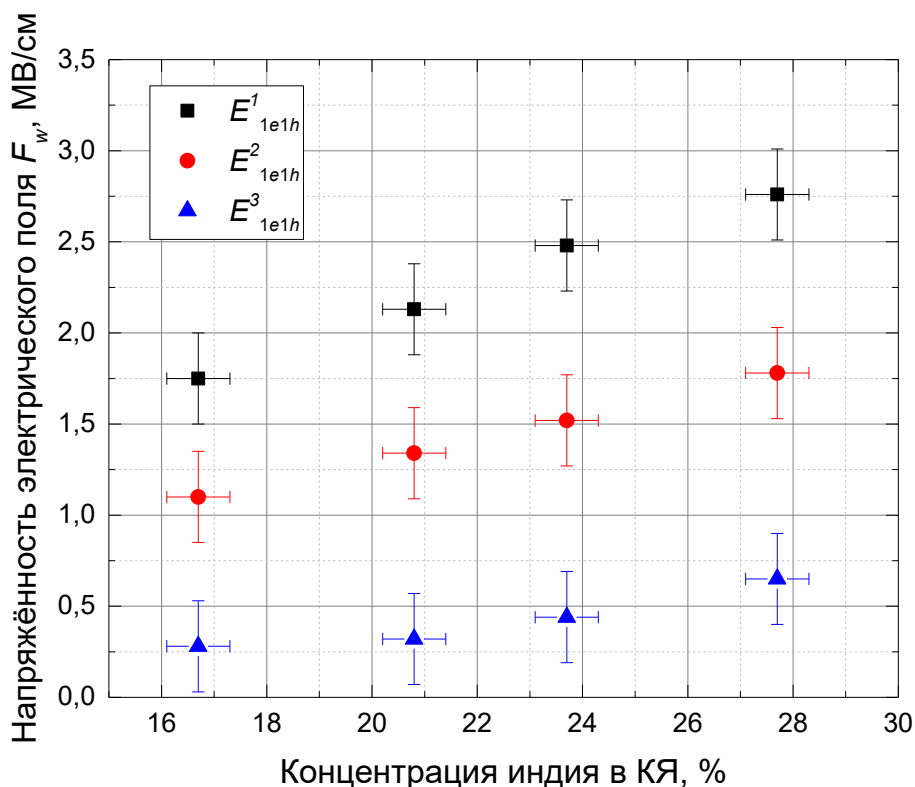


Рисунок 3.17 – Зависимость напряжённости электрического поля в разных КЯ активной области от концентрации индия в слое $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Синие треугольники, красные круги и чёрные квадраты обозначают напряжённости электрического поля в КЯ, соответствующие различным по энергиям переходам

области, в отличие от образца №ЛЛ2. Для образца №ЛЛ3 можно заметить не три линии, связанные с КЯ, а две, но широкие. По-видимому, вторая и третья линии не разрешены, а значит, различие внутренних электрических полей в них невелико.

Амплитудные изменения линии 4 и 5, связанные с барьерными переходами, во всех образцах имеют схожую тенденцию. Наблюдается уменьшение интенсивности четвёртой линии и увеличение интенсивности пятой линии межзонного перехода в барьерах GaN валентной зоны и зоны проводимости. Такое перераспределение амплитуд может быть связано с изменением распределения концентрации носителей в барьерах, смежных с КЯ (4 линия), и в барьерах p-GaN и n-GaN, ограничивающих активную область (5 линия).

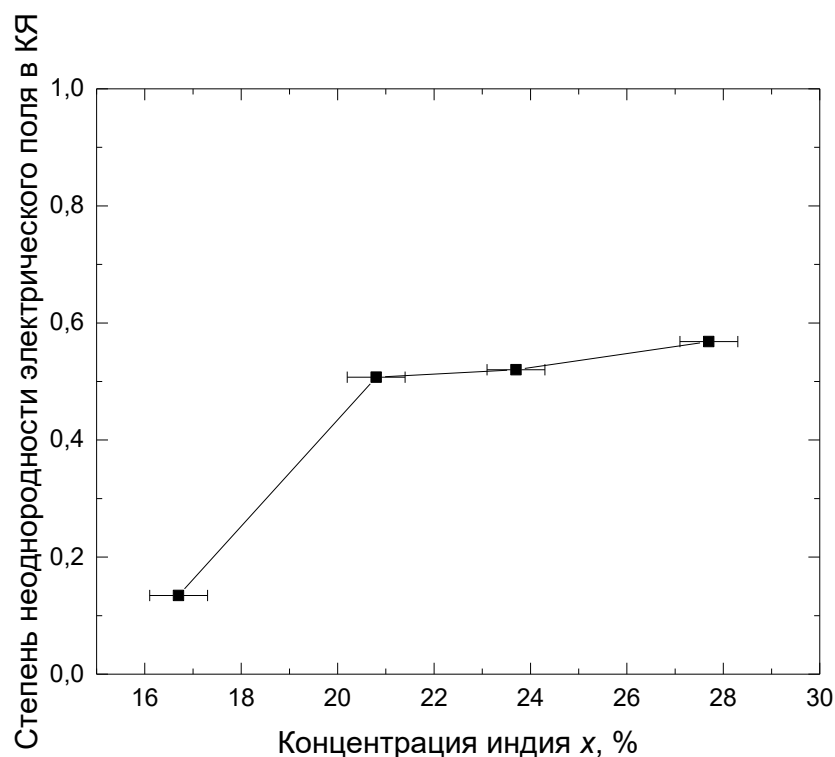


Рисунок 3.18 – Зависимость степени неоднородности напряжённости электрического поля по толщине активной области от концентрации индия в слое $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

Так как концентрация индия в слое InGaN была неизвестна, то для её оценки была применена эмпирическая формула [103,104]:

$$E_g = 1,0x + 3,45(1-x) - 1,3x(1-x), \quad (3.11)$$

где x – концентрация индия в твёрдом растворе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Используя значения энергий запрещённой зоны в слоях $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, полученные с помощью спектров ФТ (Рисунок 3.11), были определены зависимости напряжённостей поля в отдельных КЯ активной области от концентрации индия в слое $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (Рисунок 3.17).

Наблюдаемый общий рост напряжённости электрического поля указывает на увеличение рассогласования постоянных кристаллических решёток на гетерограницах слоёв $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ с ростом концентрации индия x . Аналогичная зависимость наблюдается при рассмотрении неоднородности электрического поля в разрезе концентрации индия в слое InGaN (Рисунок 3.18). Степень

неоднородности была определена как отношение размаха и среднего значения напряжённости электрического поля по всей активной области. Видно, что образец №ЛЛ1 с минимальным количеством индия в КЯ, обладает минимальной степенью неоднородности в данной серии.

ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР ЗЕЛЁНОГО СВЕЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN С РАЗНЫМ ЧИСЛОМ КВАНТОВЫХ ЯМ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОПРОПУСКАНИЯ

4.1. Расчёт энергии межзонного перехода в напряжённой квантовой яме InGaN с конечными потенциальными барьерами GaN

Расчёт модуля напряжённости пьезоэлектрического поля может быть получен с помощью численного решения уравнения Шрёдингера с гамильтонианом

$$H = H_0 + eF_w z, \quad (3.12)$$

где H_0 - гамильтониан системы с КЯ с конечным квантовым барьером (Рисунок 4.1), e – заряд электрона, z – координата оси, направленной вдоль $[0001]$, F_w – напряжённость электрического поля в КЯ [105]. В расчётах были использованы эффективные массы электронов $m_e=0,2m_0$ и дырок $m_h=0,8m_0$ [106], где m_0 –масса электрона. В результате были получены энергии связанных состояний для электронов и дырок. Используя выражение для ширины запрещённой зоны слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (3.11) и отношение энергетического разрыва валентной зоны и зоны проводимости на гетерогранице InGaN/GaN $\Delta E_c : \Delta E_v = 70 : 30$ [97,98], можно определять энергию перехода между невозбуждёнными состояниями носителей. Напряжённость внутреннего электрического поля F_{int} в КЯ являлась подгоночным параметром в формуле для напряжённости полного электрического поля в КЯ F_w [60]:

$$F_w = -\frac{U_{bi} - U_{DC} - F_{int} N_w L_w}{N_w L_w + N_b L_b + \frac{L_d}{2}} + F_{int}, \quad (3.13)$$

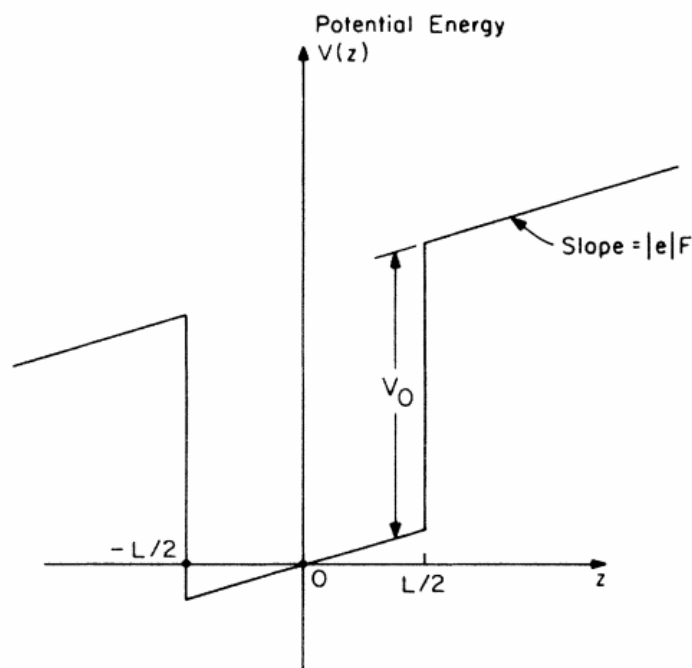


Рисунок 4.1 – Профиль потенциала для одиночной КЯ глубиной V_0 и шириной L . КЯ находится в электрическом поле F [105]

где N_w , $N_b = N_w + 1$ - количество КЯ и барьеров соответственно, L_w , L_b - ширины КЯ и барьера соответственно. L_d — ширина обеднённой области рассчитывалась по формуле (1.7).

Расчёт модуля напряжённости пьезоэлектрического поля, проведённый в п. 3.3 для образца №ЛЛ2, основывался на формуле (3.9). Такой упрощённый приём был оправдан, поскольку данная формула была получена в приближении для треугольной КЯ с бесконечными стенками. Эта ситуация наблюдается при малых смещениях р-п-перехода, поскольку максимального обратного смещения U_{DC} равного -4,5 В для образца №ЛЛ2 недостаточно для достижения состояния плоских зон (прямоугольной КЯ). Для структур с таким содержанием In компенсирующее смещение р-п-перехода достигается при напряжениях порядка -10..-15 В [21,107]. Кроме того, содержание доноров и акцепторов в р-п-переходе было неизвестно для образца №ЛЛ2, что затрудняло использование формулы (1.7)

Сравним два изложенных теоретических подхода к определению зависимости энергии межзонного перехода от смещения р-п-перехода. Для этого рассчитаем зависимости двумя способами для одного и того же набора параметров, например, для образца №П5, и построим сравнение двух методов расчёта в одних координатных осях (Рисунок 4.2). Предположим, что напряжённость внутреннего электрического поля F_{int} равна 2,87 МВ/см. Видно,

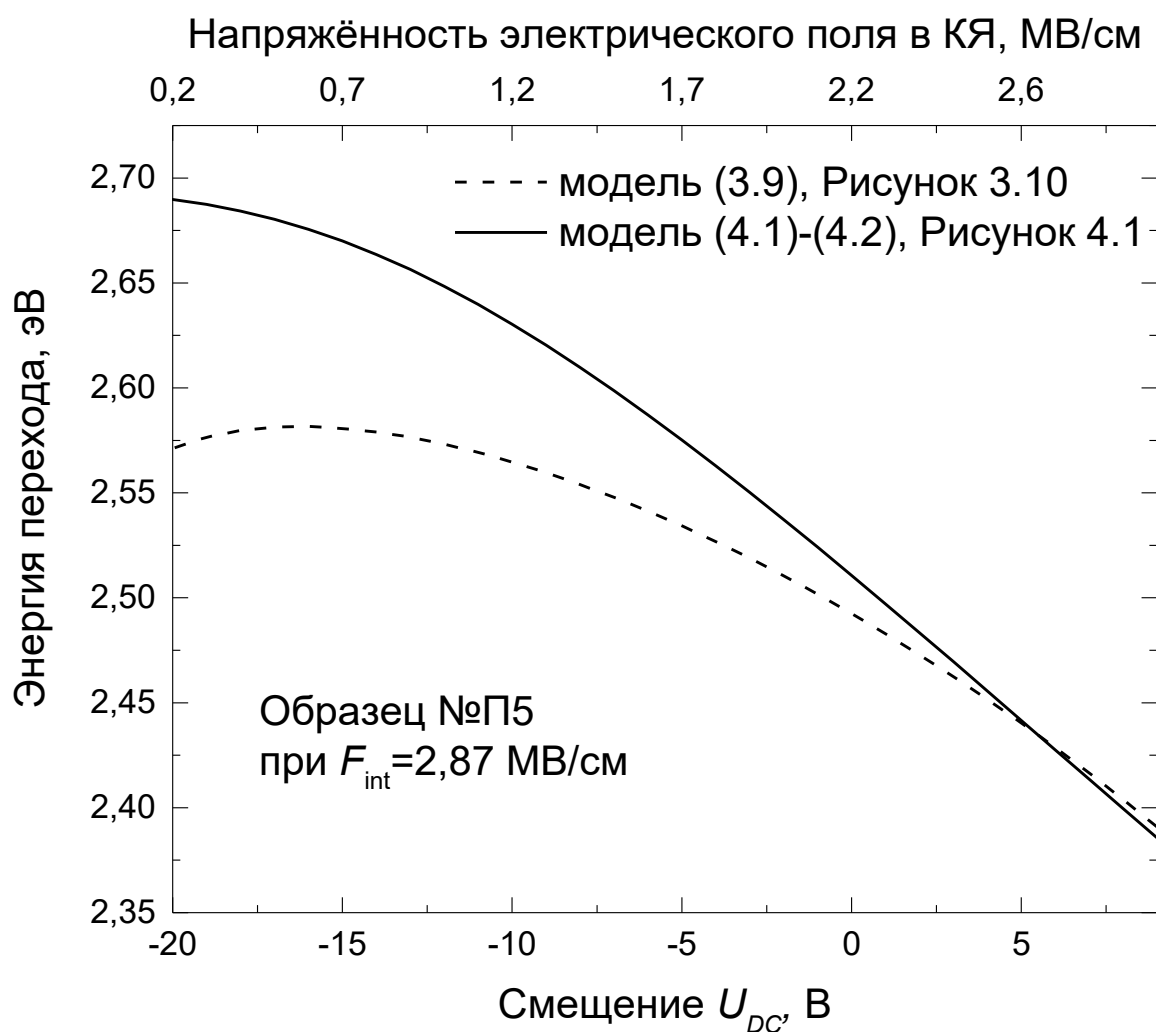


Рисунок 4.2 – Сравнение двух методов расчёта зависимости энергии межзонного перехода в КЯ от смещения р-п-перехода на примере образца №П5 для напряжённости электрического поля 2,87 МВ/см

что при достаточно больших напряжённостях внутренних электрических полей обе модели дают практически одинаковый результат. С увеличением обратного напряжения различия становятся более существенными, так как внутреннее электрическое поле в КЯ уменьшается за счёт компенсации внешнего. Это приводит к тому, что наклон дна КЯ уменьшается. В этом случае отсутствие учёта ширины КЯ в модели, описываемой формулой (3.9), с бесконечными стенками потенциального барьера становится критичным (Рисунок 3.10).

4.2. Исследование пьезоэлектрических полей в светодиодных гетероструктурах с разным количеством квантовых ям InGaN/GaN в активной области методом электропропускания

Методом ЭП были получены спектры для образцов №П1, П2, П3, П5 при разных смещениях р-п-перехода U_{DC} . Спектры ЭП были нормированы для более наглядной визуализации сдвигов спектральных линий, связанных с различными межзонными переходами в активной области (Рисунок 4.3). Можно выделить следующие пять типов таких межзонных переходов в активной области в порядке возрастания соответствующих энергий (Рисунок 4.4).

А) Переходы в слоях InGaN между невозбуждёнными дырочными уровнями КЯ валентной зоны и невозбуждёнными электронными уровнями КЯ в зоны проводимости. На ненормированных спектрах ЭП эта линия имеет наибольшую интенсивность. Соответствующие длины волн согласуются с данными по длине волны свечения, полученными методом спектроскопии электролюминесценции (ЭЛ).

В) Переходы между возбуждёнными уровнями в слоях InGaN активной области. Соответствующие энергии согласуются с расчётами уровней энергий для квантовой ямы конечной глубины в отсутствие электрического поля при смещении $U_{DC} \sim -20$ В. При таких напряжениях достигается состояние плоских зон

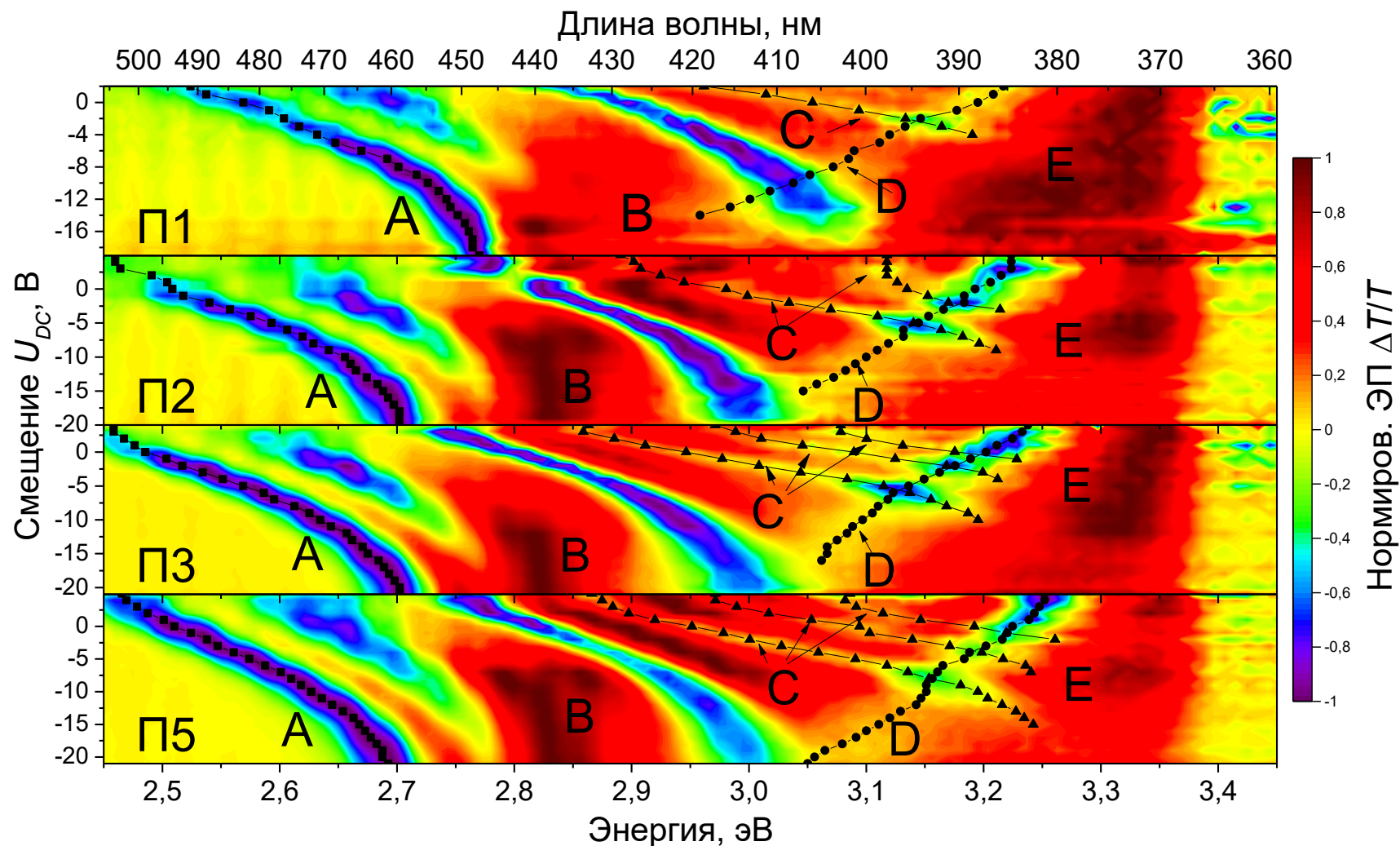


Рисунок 4.3 – Нормированные спектры ЭП при разных смещениях р-п-перехода U_{DC} для образцов с разным количеством КЯ в активной области. Буквами А-Е обозначены различные типы переходов, обусловленные зонной структурой (Рисунок 4.4). Квадратами обозначены положения пиков спектральных линий типа А, треугольниками – линии типа С, кругами – линии типа D

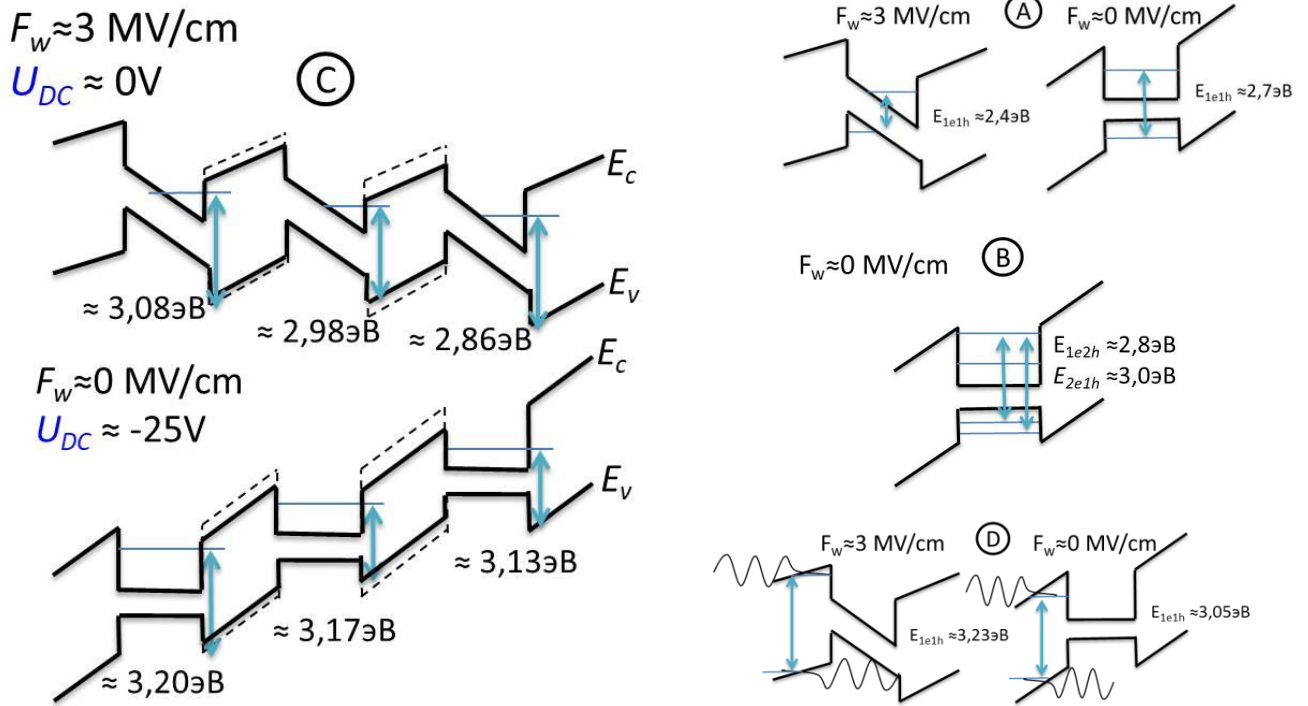


Рисунок 4.4 – Схемы различных типов межзонных переходов, наблюдаемых на спектрах ЭП

КЯ, так как напряжённость внешнего электрического поля компенсирует напряжённость внутреннего. В этом случае для определения межзонных переходов с участием возбуждённых уровней было применено решение известного трансцендентного уравнения

$$kL_w = n\pi - 2\arcsin(\hbar k / \sqrt{2m^*U_0}), \quad (3.14)$$

где $k = \sqrt{2m^*E_n / \hbar^2}$, U_0 – высота потенциального барьера (разрыв зоны на гетерогранице ΔE_c или ΔE_v), m^* – эффективная масса носителя заряда, n – номер уровня, E_n – энергия n -ого уровня. В этом случае разница между 1 и 2 уровнями размерного квантования для электронов в зоне проводимости составляет около 0,31 эВ, а для дырок в валентной зоне – около 0,10 эВ для всех образцов П1–3, П5.

С) Переходы в области гетерограниц InGaN/GaN , размытых вследствие встраивания атомов индия из КЯ InGaN в кристаллическую решётку барьерных слоёв GaN . Энергии таких межзонных переходов эквивалентны разностям потенциалов между невозбуждёнными уровнями в КЯ и барьерными состояниями

дырок в валентной зоне или электронов в зоне проводимости слоёв GaN, смежных с КЯ. На спектрах ЭП можно наблюдать рост количества переходов типа "С" с различными энергиями при увеличении количества КЯ. Это объясняется неодинаковым размытием гетерограниц при изготовлении структуры с несколькими КЯ. В этом случае энергии соответствующих переходов будут разными. Более подробный количественный анализ данного эффекта будет проведён в разделе 5.2 методом фототока.

Д) Межзонные переходы в барьерах GaN, заключённых между квантовыми ямами InGaN. Поскольку вектор напряжённости пьезоэлектрического поля в барьер GaN сонаправлен с вектором напряжённости внешнего электрического поля, то с ростом обратного напряжения увеличивается суммарная напряжённость электрического поля в барьере. Это приводит к красному смещению соответствующей линии.

Е) Высокоэнергетичная линия 3,35 эВ связана с переходами в слоях p-GaN или n-GaN. Несмотря на слабое влияние внешнего электрического поля из-за низкого сопротивления этих слоёв, небольшое внутреннее электрическое поле присутствует [108]. Это выражается в небольшом отличии соответствующей энергии в спектре от известного значения ширины запрещённой зоны для объёмного GaN и связано с проявлением эффекта Франца-Келдыша. Другой причиной может быть встраивание индия из КЯ в слои p-GaN и n-GaN, что также приводит к уменьшению соответствующей ширины запрещённой зоны.

Сдвиги линий А-Д при изменении обратного напряжения на р-п-переходе связаны с эффектом Штарка. Рассмотрим подробнее поведение линии А. Зависимость энергии линии А от смещения р-п-перехода была аппроксимирована по методике, описанной в п. 4.1. Результаты аппроксимации приведены на Рисунке 4.5. С ростом количества КЯ в активной области, напряжённость внутреннего электрического поля уменьшается.

Поскольку внутренние электрические поля в активной области неоднородны, то увеличение числа КЯ снижает среднее электрическое поле по всей активной области. Это может быть связано с тем, что слои, ближайšie к n-GaN, выступают в

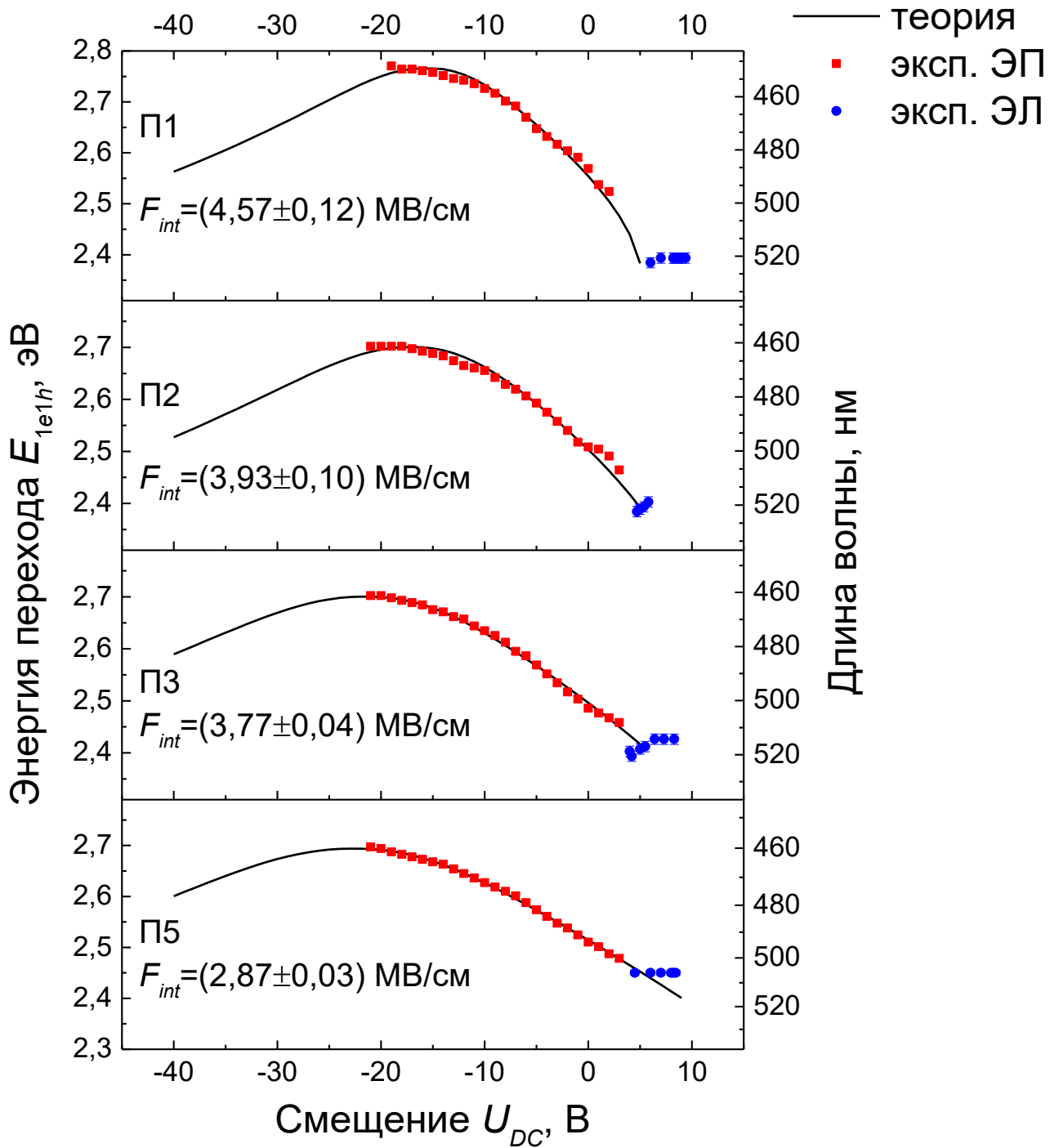


Рисунок 4.5 – Зависимость энергии перехода между невозбуждёнными уровнями в КЯ зоны проводимости и валентной зоны E_{1e1h} от смещения р-п-перехода U_{DC} для образцов с разным количеством КЯ. Квадратами и кругами обозначены экспериментальные данные, полученные из спектров ЭП и ЭЛ соответственно. Чёрная линия – аппроксимация в соответствии с формулами (1.7), (1.8) и (3.13). Для каждого образца приведены напряжённости внутреннего электрического поля F_{int}

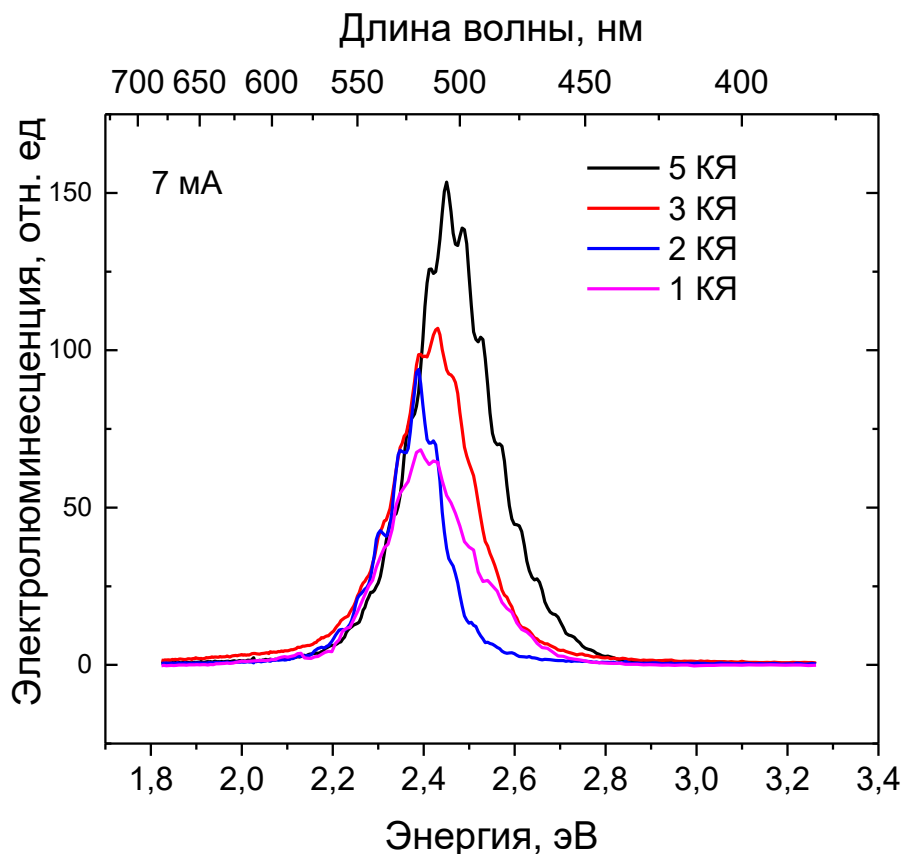


Рисунок 4.6 – Спектры ЭЛ для образцов с различным количеством КЯ, полученные при силе тока 50 мА

роли буферных для последующих слоёв по направлению роста структуры. Таким образом, гетерограница между $n\text{-GaN}$ и первой КЯ оказывается наиболее деформированной, и напряжённость электрического поля в этой КЯ достигает 4,57 МВ/см. Следует отметить, что значения напряжённостей пьезоэлектрических полей являются эффективными, поскольку были рассчитаны в приближении однородного электрического поля. Поэтому минимальная напряжённость электрического поля в структуре с пятью КЯ оказывается ниже, чем 2,87 МВ/см.

Спектры люминесценции для всех образцов приведены на Рисунке 4.6. Видно, что при одном и том же токе 50 мА интенсивность люминесценции образца с пятью КЯ наибольшая. Таким образом, снижение напряжённости внутренних электрических полей в активной области, наряду с увеличением концентрации носителей в КЯ [109] и снижением перенаселённостей уровней [110], может способствовать наблюдаемому увеличению эффективности свечения.

ГЛАВА 5. ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР ЗЕЛЁНОГО СВЕЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN С РАЗНЫМ ЧИСЛОМ КВАНТОВЫХ ЯМ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ МЕТОДОМ ФОТОТОКА

Среди представленных в работе модуляционных методов, спектроскопия фототока представляется наиболее легко реализуемой в эксперименте. Благодаря тому, что сам образец используется в качестве фотоприёмника, данный метод позволяет изучать процессы поглощения, связанные с возбуждением связанных электронов из валентной зоны в зону проводимости.

В главе 3 метод ФТ применялся в качестве вспомогательного. В данной главе метод ФТ применяется как основной для изучения ряд свойств светодиодных гетероструктур зелёного свечения на основе InGaN/GaN с разным количеством КЯ.

5.1. Исследование процессов возбуждения носителей заряда в квантовых ямах активной области при малых смещениях р-п-перехода

Спектры ФТ для образцов №П1-П3, П5 при небольших смещениях р-п-перехода U_{DC} представлены на Рисунке 5.1. Наблюдаемые спектральные особенности связаны с:

- поглощением в нелегированных барьерных слоях GaN при энергии около $3,34 \div 3,37$ эВ («А») и
- поглощением при участии донорно-акцепторных переходов (ДАП) и/или второго электронного уровня в КЯ в диапазоне энергий $2,6 \div 3,3$ эВ («Б») [28].

Особенности, соответствующие квантоворазмерной области гетероструктуры, находятся в области энергий порядка 2,5 эВ и слабо выделяются на фоне поглощения в барьерах.

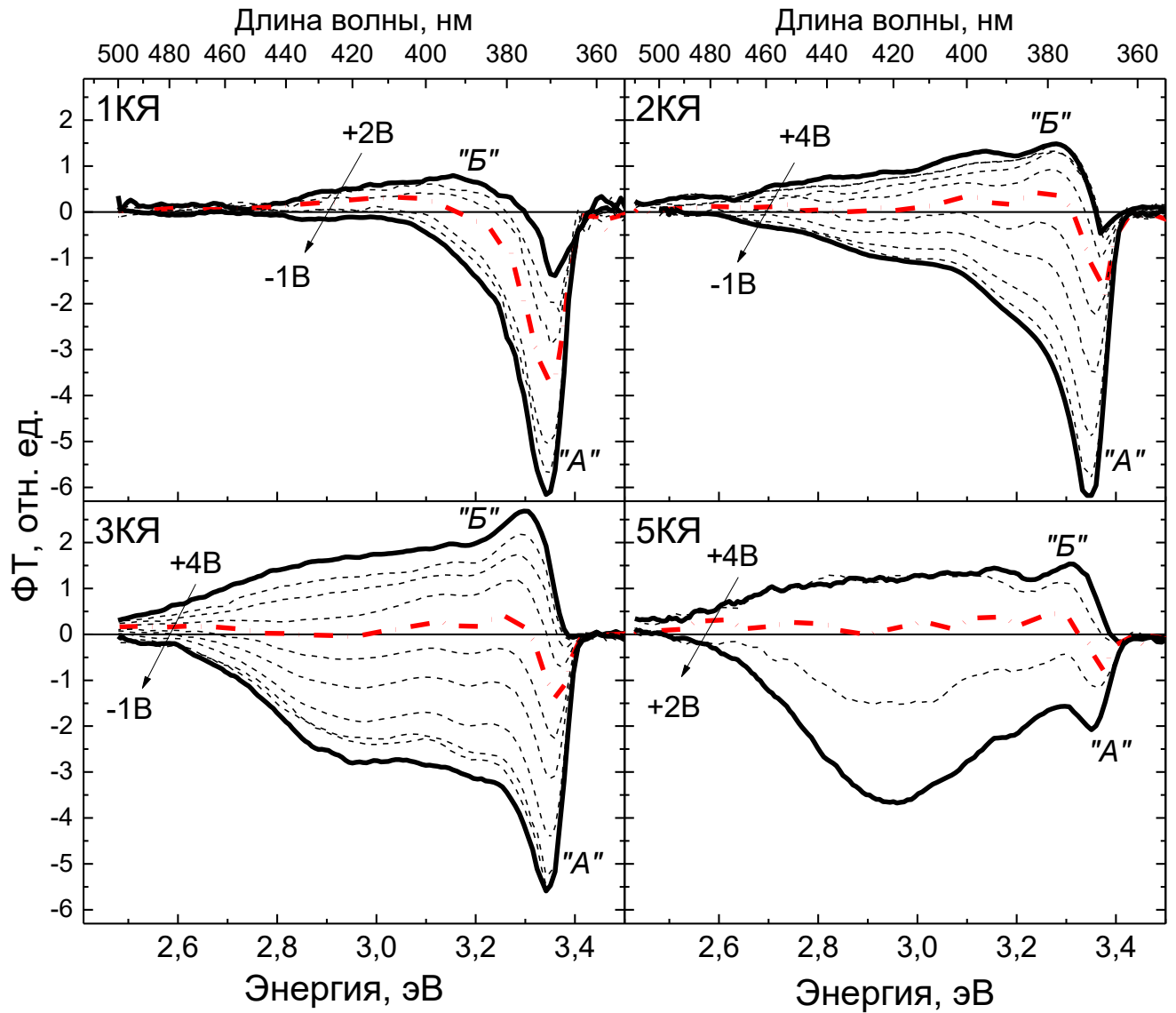


Рисунок 5.1 – Спектры ФТ при различных смещениях р-п-перехода U_{DC} для образцов серии «П» с 1, 2, 3 и 5 КЯ в активной области. Сплошной линией обозначены спектры ФТ при минимальных и максимальных напряжениях U_{DC} в серии. Штриховой линией обозначены спектры ФТ при промежуточных напряжениях U_{DC} . Штрихпунктирной линией выделены спектры ФТ при минимальном смещении р-п-перехода U_{DC} в случае, когда ток может иметь разный знак в зависимости от энергии возбуждающего излучения

В зависимости от смещения р-п-перехода на спектрах ФТ можно заметить два характерных случая:

1. Фототок может быть прямым или обратным при любой длине волны возбуждения (Рисунок 5.1, толстые сплошные чёрные линии для образца ПЗ);
2. Фототок может изменять направление в зависимости от длины волны возбуждения. Спектры, соответствующие минимальному смещению р-п-перехода, при котором возникает такая ситуация, обозначены штрихпунктирной красной линией на Рисунке 5.1 для каждого образца.

Такой фотореверсивный эффект зависимости направления фототока от длины волны возбуждения может быть объяснён следующим образом. При поглощении в случае «А» электрон из барьера валентной зоны оказывается в барьере зоны проводимости слоя GaN (Рисунок 5.2). Электроны, образованные таким образом, даже при прямом смещении р-п-перехода U_{DC} создают обратный ток. С увеличением прямого смещения U_{DC} напряжённость электрического поля в барьере уменьшается, зоны в барьере выравниваются и обратный ток прекращается. Наблюдается смещение в коротковолновую область спектра.

Поглощение в случае «Б», по-видимому, связано с переходом с акцепторного уровня в валентной зоне в барьерном слое около области р-GaN на уровни зоны проводимости. Потенциальный барьер в сторону р-области для таких электронов оказывается достаточно большим даже при малых отрицательных смещениях U_{DC} , чтобы возник прямой ток. С увеличением смещения U_{DC} прямой ток будет увеличиваться в соответствии с обычными процессами в гомогенном р-п-переходе.

Минимальное напряжение $U_{DC}=U^*$, при котором может существовать ток разных полярностей в зависимости от длины волны возбуждения, оказывается разным для образцов с разным количеством КЯ в активной области (Рисунок 5.3). Это может быть связано с тем, что при увеличении количества КЯ увеличивается концентрация формирующих обратный ток «барьерных» электронов, возникающих в нелегированных слоях GaN между КЯ. Таким образом, для увеличения вклада электронов, дающих прямой ток, необходимо увеличивать прямое смещение р-п-перехода U_{DC} .

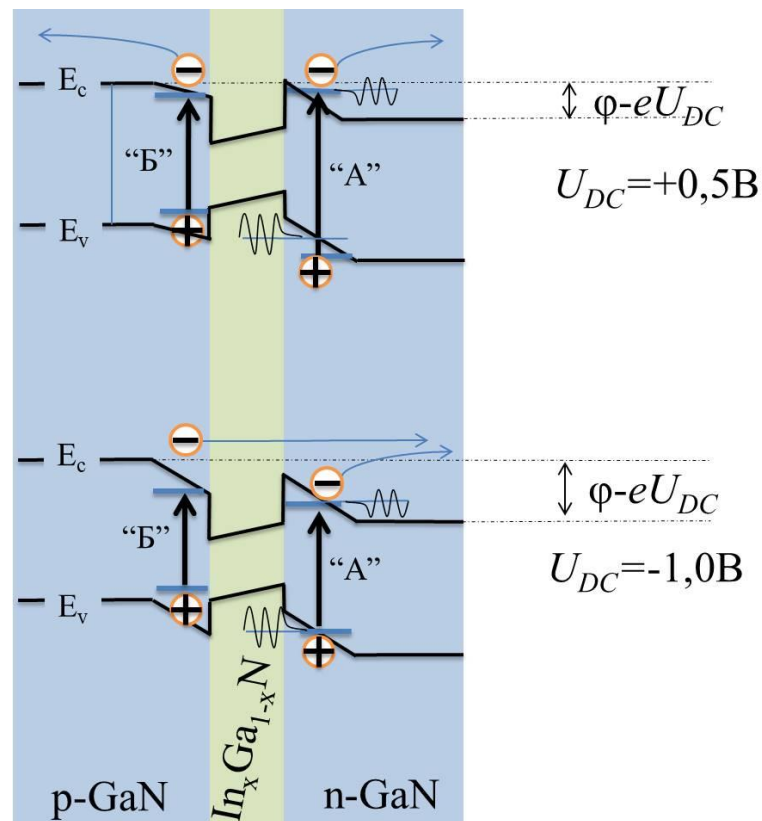


Рисунок 5.2 – Схемы зонных диаграмм при двух смещениях р-п-перехода U_{DC} , иллюстрирующие фотореверсивный эффект

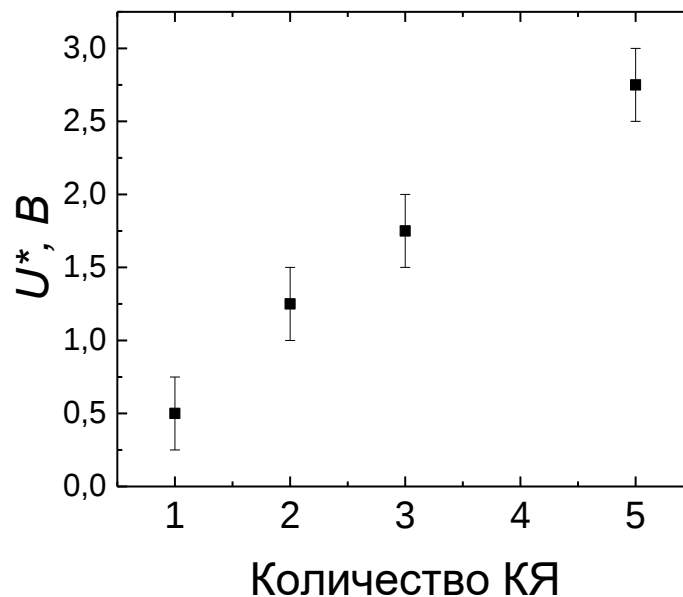


Рисунок 5.3 – Зависимость напряжения на р-п-переходе, при котором возникает ток разной полярности при разной длине волны возбуждения, от количества КЯ в активной области

5.2. Исследование встраивания индия в квантовые ямы активной области светодиодных гетероструктур методом фототока

Максимальное обратное напряжение, при котором удалось зарегистрировать спектры фототока для образцов №П1-3 и П5, составило порядка 14 В. По-видимому, это связано с возникающими неравновесными процессами, из-за туннелирования носителей через дефекты. Как было ранее описано в п. 1.3 и применено в п. 3.3, для каждого образца проводилась нормировка спектров ФТ. На Рисунке 5.4 показаны спектры ФТ и примеры их нормировки для образца П3. При рассмотрении спектров ФТ в большем диапазоне напряжений по сравнению с образцами ЛЛ1-4, выделить точки пересечения становится затруднительно. По-видимому, это связано с наложением сигнала фототока от разных источников – межзонных переходов – при изменении напряжённости внешнего электрического поля. В этом случае изменяется наклон зон и доминирующий источник фототока. Это выражается в перераспределении амплитуд спектральных пиков.

Один из таких процессов наблюдался при рассмотрении динамики изменения амплитуды нормированных спектров ФТ образцов П1-3, 5 (Рисунок 5.5). Видно, что при уменьшении смещения U_{DC} от +2 до порогового значения -4 В для образцов с одной и двумя КЯ и до -2 В для образца с тремя КЯ, максимальную амплитуду имеет линия вблизи ширины запрещённой зоны GaN. Вероятнее всего, задействуются переходы, связанные с акцепторными примесями [28]. Дальнейшее уменьшение смещения U_{DC} приводит к перераспределению максимума амплитуды в длинноволновую область. Возбуждаемые электроны за счёт фотонов с энергией 2,8..3,0 эВ оказываются на втором электронном уровне и туннелируют в континуум. При этом вероятность такого сценария возрастает скачкообразно за счёт того, что второй электронный уровень оказывается достаточно высоко в яме, что увеличивает вероятность туннелирования. С ростом количества КЯ, а следовательно, и количества таких переходов, пороговое значение подаваемого на контакты

№ПЗ

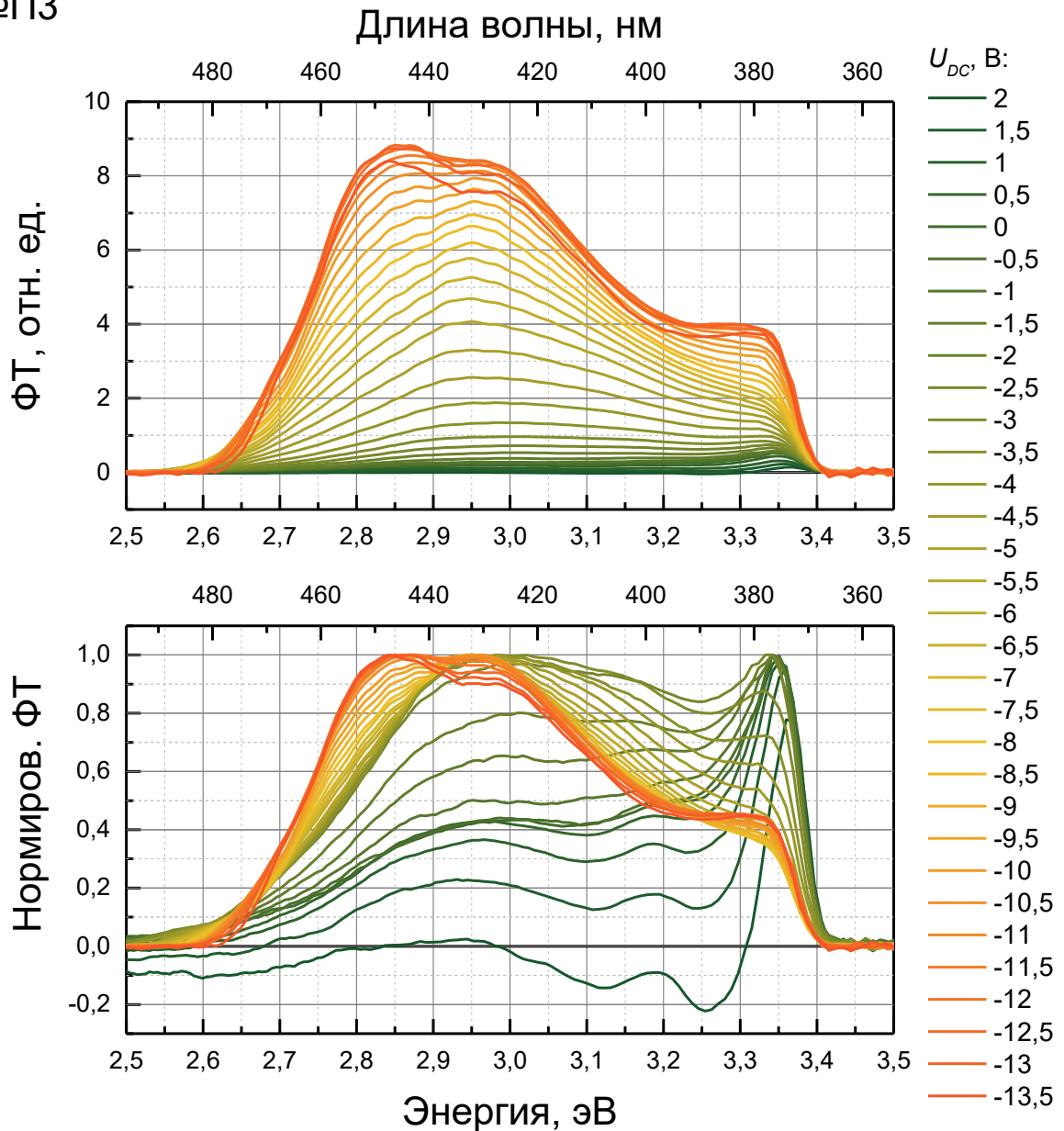


Рисунок 5.4 – Верхняя серия спектров – исходные спектры ФТ для образца №ПЗ. Нижняя – спектры ФТ, нормированные на максимум

р-п-перехода напряжения U_{DC} уменьшается, так как большее число возбуждённых электронов туннелируют в континуум и внесут вклад в сигнал фототока. По этой же причине, образец с пятью квантовыми ямами сразу же имеет максимум в указанном диапазоне энергий, и скачкообразного изменения максимума фототока не наблюдается. Учитывая наличие таких процессов, оказывается оправданным разбиение спектров ФТ по диапазонам напряжений так, чтобы в одном диапазоне можно было выделить точку пересечения спектров (Рисунок 5.6).

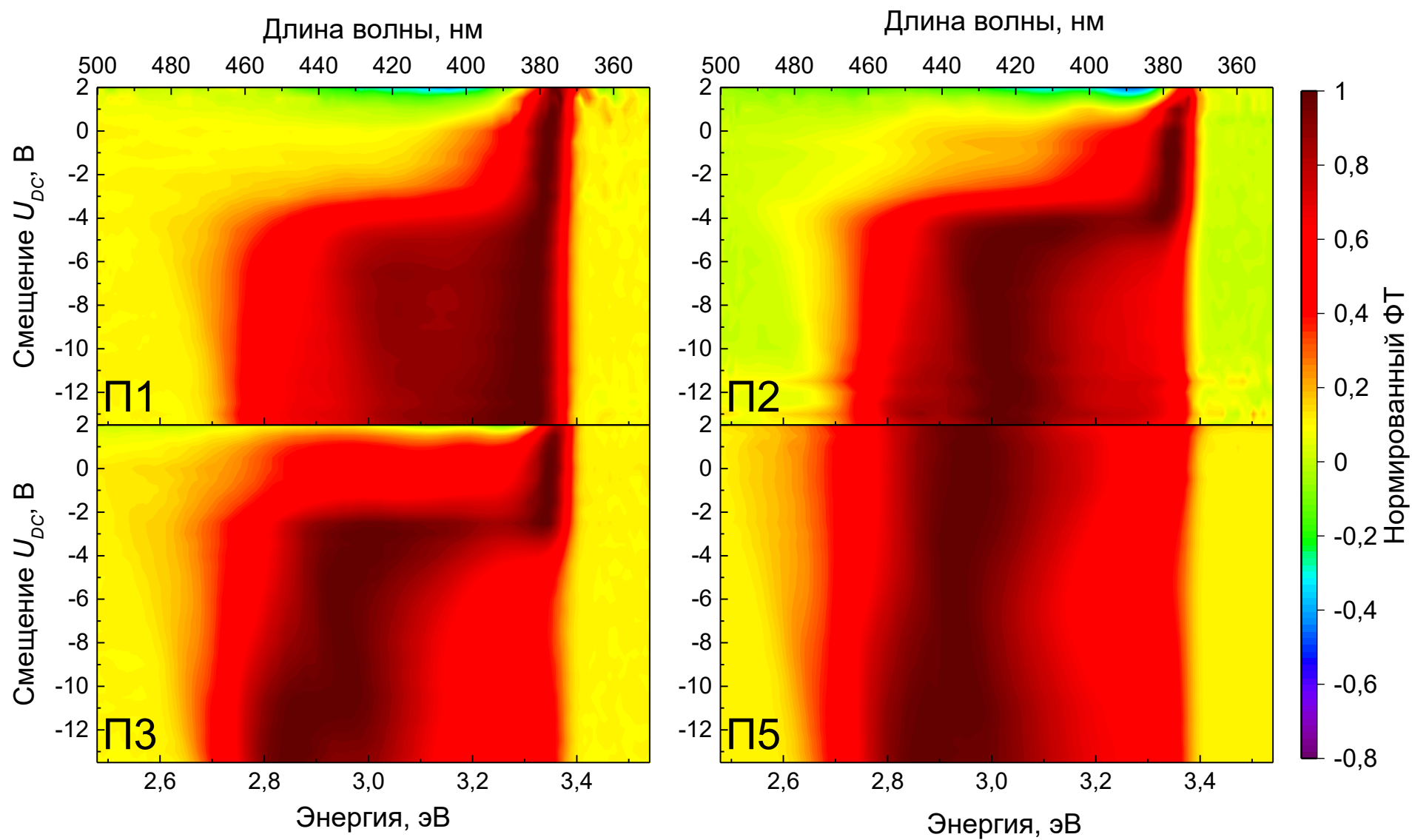


Рисунок 5.5 – Нормированные спектры ФТ при разных смещениях р-п-перехода U_{DC} для образцов с разным количеством КЯ в активной области (серия «П»)

Для разных диапазонов точка пересечения имеет разную энергию. Это может свидетельствовать о разной степени встраивания индия из КЯ в барьерные слои, так как в этом случае ширина запрещённой зоны в КЯ будет изменяться. Поскольку в спектрах ФТ при заданном смещении U_{DC} присутствует вклад от наиболее эффективной КЯ, то с изменением U_{DC} наиболее эффективной может стать другая КЯ, например, из-за перераспределения компенсирующего внешнего электрического поля. Это подтверждается наличием только одной такой точки в спектрах ФТ для одной КЯ и нескольких при увеличении числа КЯ. Таким образом, существование разного встраивания индия в разные КЯ активной области находит ещё одно подтверждение. Дополнительные точки пересечения с более высокой энергией порядка 2,9 эВ, по-видимому, связаны с возбуждёнными уровнями в КЯ.

Используя соотношение (3.11) для ширины запрещённой зоны, была определена концентрация индия для крайних точек пересечения на Рисунке 5.6, (обозначены красными стрелками) для каждого образца. График зависимости концентрации индия от количества КЯ представлен на Рисунке 5.7. Видно, что с ростом количества КЯ возрастает степень встраивания индия в барьеры и размах концентрации достигает до 4%. Как отмечалось в работах [111,112], такое поведение может быть объяснено увеличением эффективности вхождения индия в барьерные слои с уменьшением напряжения на гетерограницах. Этот вывод подтверждается результатом, полученным в главе 4, касающийся величин напряжённостей пьезоэлектрических полей в образцах серии «П». В работе [102] исследования встраивания индия проводились методом спектроскопии фотолюминесценции возбуждения для образцов с 5-ю и 29-ю КЯ и концентрацией индия $x=0,13$. Доля индия в барьере составила 3% для обоих образцов. В работе [113] получали значение до 15% при $x=0,3$. В работе [114] были проведены исследования образцов с концентрацией индия наиболее близкой к образцам в данной работе. Она составила 5-10%, что свидетельствует о высоком качестве изготовления гетерограниц у образцов серии «П».

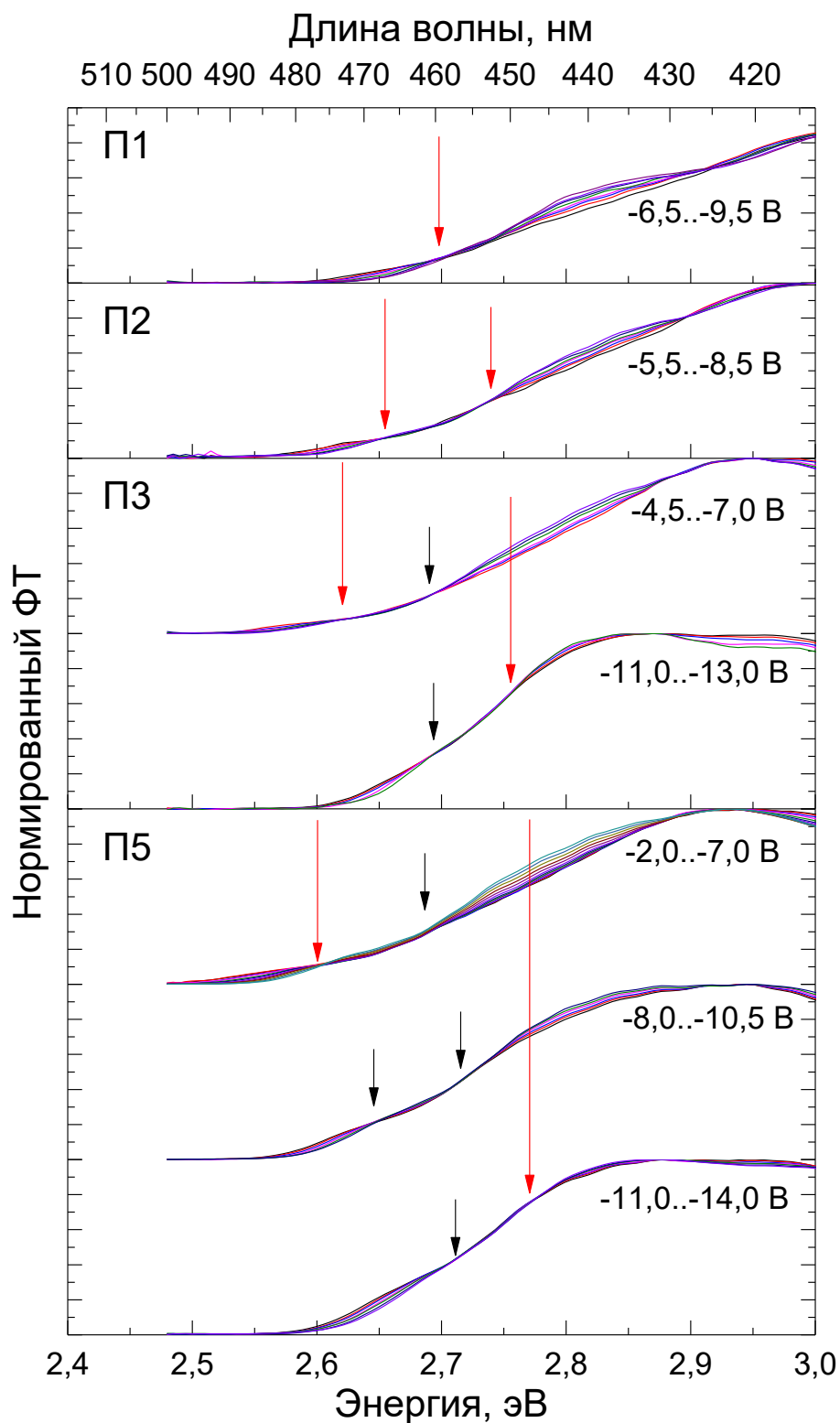


Рисунок 5.6 – Нормированные спектры ФТ при разных диапазонах смещения р-п-перехода U_{DC} для образцов серии «П». Стрелками обозначены энергии соответствующие ширине запрещённой зоны КЯ. Красными стрелками обозначены границы запрещённых зон в активной области для каждого образца

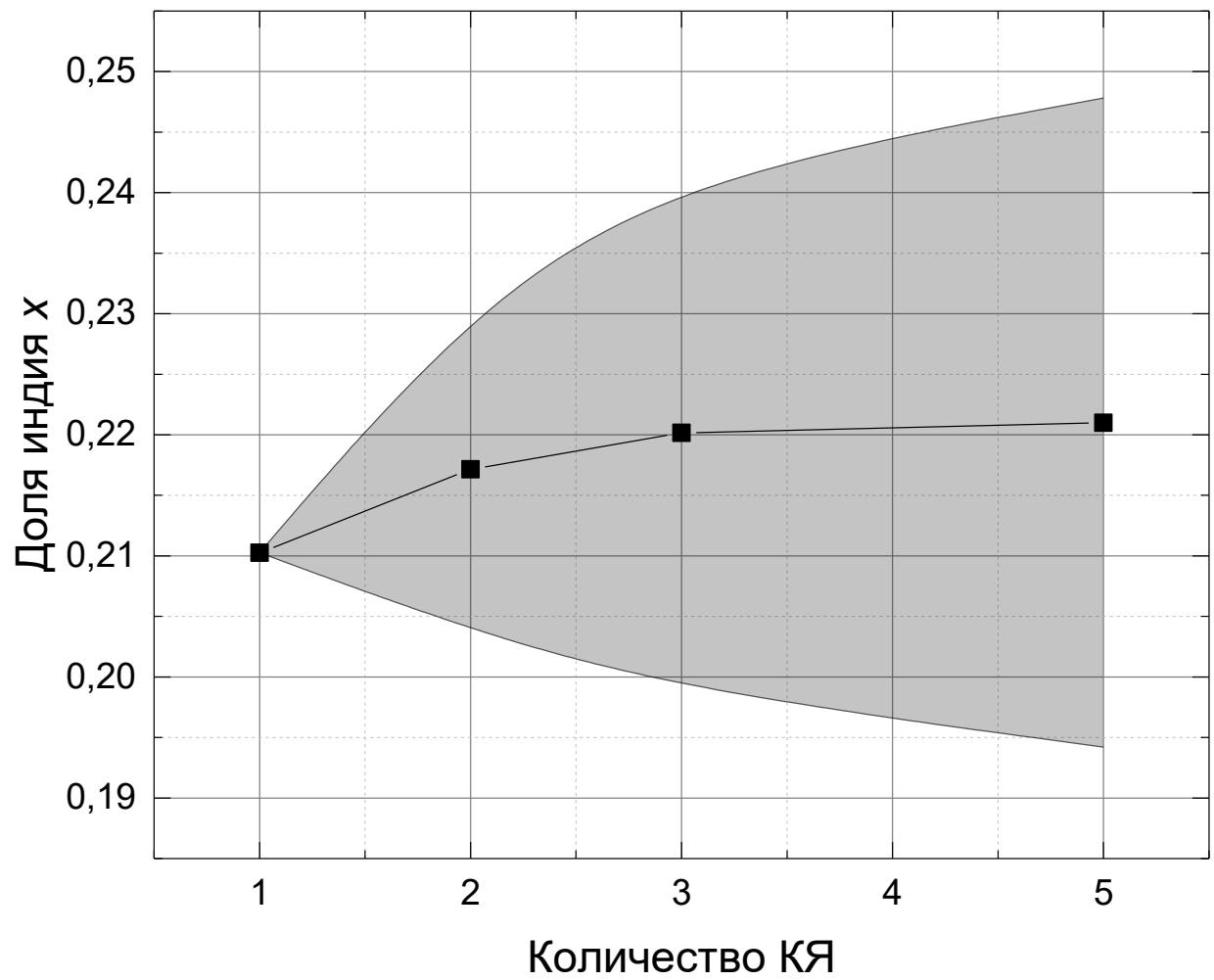


Рисунок 5.7 – Зависимость средней доли индия x в слое $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ и степени размытия гетерограниц (серая область) от количества КЯ

ГЛАВА 6. СВЯЗЬ МОДУЛЯЦИОННЫХ МЕТОДИК ЭЛЕКТРООТРАЖЕНИЯ, ЭЛЕКТРОПРОПУСКАНИЯ И ФОТОТОКА НА ПРИМЕРЕ СВЕТОДИОДНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ЗЕЛЁНОГО СВЕЧЕНИЯ С ТРЕМЯ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN

Рассмотрим спектры ЭО и ЭП в диапазоне смещений р-п-перехода $U_{DC} + 4..-21$ В для образца №ПЗ (Рисунок 6.1, серия спектров в нижней части рисунка и в средней). Нанесём на спектры ЭО экстремумы, найденные из спектров ЭП. Видно, что минимумы спектральных линий ЭП соответствуют положениям энергий переходов E_k^{tr} из формулы (1.2) для линии Аспнеса в спектрах ЭО, так как находятся несимметрично между локальными максимумами и минимумами.

Кроме того, можно отметить экспериментально полученные преимущества метода ЭП перед ЭО для светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN: отсутствие влияния интерференции, упрощённый поиск энергии перехода в КЯ InGaN, проявление сдвигов барьерных слоёв собственного GaN. Отсутствие последнего при регистрации спектров ЭО может быть обусловлено недостаточной глубиной проникновения зондирующего излучения [29, с. 103].

Как было отмечено в п. 1.3, наклон «хвоста» спектра ФТ определяется величиной напряжённости электрического поля: чем больше напряжённость, тем больше наклон зон, и тем большая вероятность того, что связанный электрон покинет валентную зону при поглощении фотона с энергией меньшей E_g . Таким образом, было сделано предположение, что максимум производной спектра фототока по длине волны должен соответствовать энергии перехода. Для проверки этого предположения было проведено сравнение метода ФТ с методом ЭП в одинаковых условиях для образца №ПЗ в диапазоне смещений р-п-перехода $U_{DC} + 4..-13,5$ В (Рисунок 6.1, серия спектров в верхней части рисунка и в средней). Для более наглядной визуализации сдвигов линий в спектрах производной ФТ, была произведена нормировка. Видно, что энергии, определённые из спектров ЭП, и максимумы производной спектра ФТ

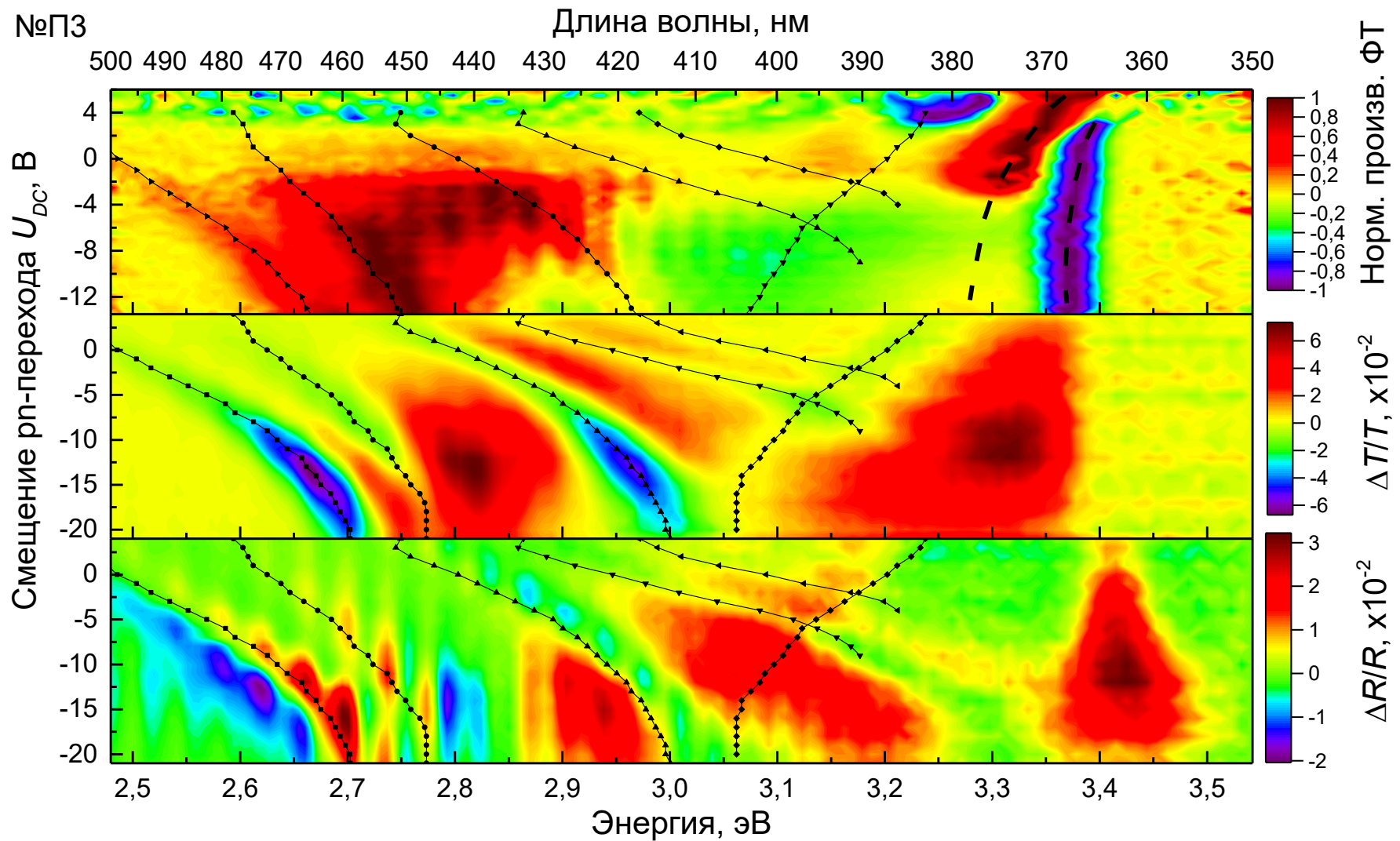


Рисунок 6.1 – Сравнение методов ЭО (нижняя серия спектров), ЭП (серия спектров посередине) и производной ФТ по длине волны (верхняя серия спектров) на примере образца №ПЗ. На спектры нанесены энергии переходов, полученные из соответствующих спектров ЭП. Пунктирной чёрной линией обозначены барьерные переходы

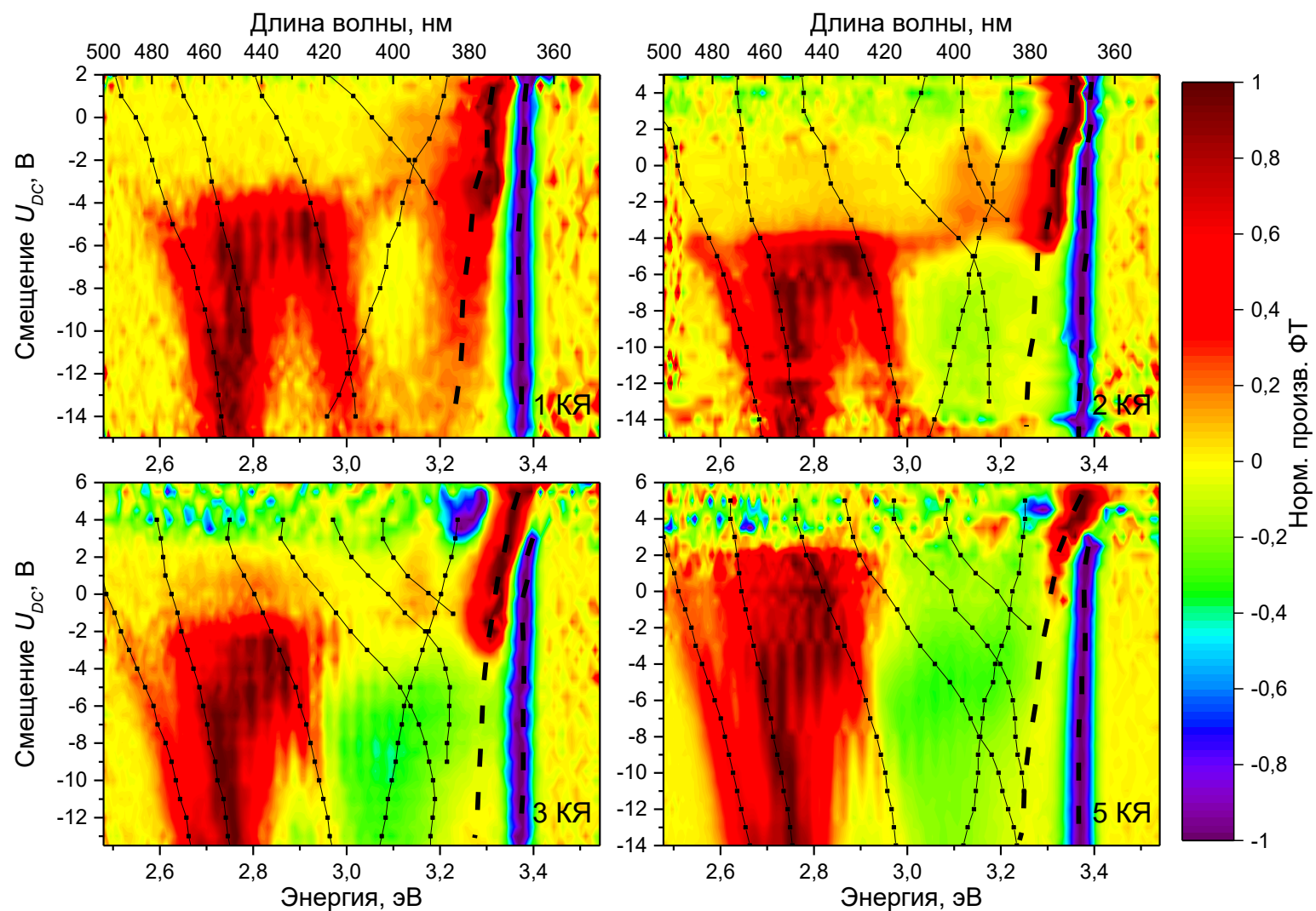


Рисунок 6.2 – Производные спектров ФТ по длине волны при разных смещениях U_{DC} для серии образцов с разным количеством КЯ. На спектры нанесены энергии переходов, полученные из соответствующих спектров ЭП. Пунктирной чёрной линией обозначены барьерные переходы

совпадают в той области спектра, где наблюдается сигнал от КЯ. При этом зависимость энергии перехода от смещения U_{DC} для барьеров GaN активной области плохо различима. Это связано с тем, что при энергиях 3,3 эВ в спектре ФТ преобладает сигнал от ДАП слоёв n-GaN и p-GaN [28]. С другой стороны на спектрах наблюдается сигнал в диапазоне 3.3 эВ связанный с переходами в барьерных слоях, смежных с p-GaN и n-GaN. Обсуждение этой линии было проведено в главе 5, однако предполагалось, что это одна широкая линия. Таким образом, производная спектров ФТ позволяет не только точнее по сравнению с методом ЭП рассчитать сдвиги энергий барьерных межзонных переходов, но и выделить среди них переходы в отдельных типах барьерных слоёв.

На Рисунке 6.2 показаны серии производных спектров ФТ по длине волны для различных смещений U_{DC} для всей серии образцов с разным количеством КЯ (№ П1, 2, 3, 5). На спектры нанесены энергии переходов, полученные из спектров ЭП. Очевидно, описанное совпадение экстремумов повторяется и на других образцах серии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методами модуляционной спектроскопии ЭО, ЭП и ФТ при комнатной температуре исследованы внутренние электрические поля активной области СД гетероструктур с квантовыми ямами на основе InGaN/GaN, а также эффекты, связанные с интерференцией и поглощением света в активной области.

- В спектрах электроотражения активной области светодиодных InGaN/GaN гетероструктур обнаружена смена фазы интерферирующих волн при изменении смещения р-п-перехода. Это объясняется изменением знака разности показателей преломления слоёв InGaN и GaN вследствие электрооптического эффекта. Электрооптический коэффициент для слоя InGaN, полученный в рамках такой модели, составил $r_{13}=(22\pm6)$ пм/В.
- Разработана методика оценки напряжённости электрического поля в КЯ InGaN/GaN при малых смещениях р-п-перехода U_{DC} по зависимости энергии перехода между невозбуждёнными состояниями в КЯ в валентной зоны и зоны проводимости от U_{DC} . В результате анализа спектров ЭО с помощью данной методики получена оценка распределения напряжённости электрического поля в КЯ InGaN/GaN по толщине активной области для образцов разной длины волны свечения. Максимальная неоднородность напряжённости электрического поля наблюдается у образца зелёного свечения, что обусловлено наиболее сильным рассогласованием постоянных кристаллических решёток слоёв InGaN и GaN.
- Разработана методика расчёта напряжённости электрического поля в КЯ InGaN/GaN в зависимости от смещения р-п-перехода U_{DC} , основанная на решении уравнения Шрёдингера для напряжённой КЯ конечной глубины. В результате анализа спектров ЭП с помощью данной методики обнаружено, что с ростом количества КЯ InGaN/GaN в активной области СД кристаллов зелёного свечения средняя напряжённость электрического поля в КЯ уменьшается от 4,57 МВ/см для одной КЯ до 2,87 МВ/см для пяти. Качественно показано соответствующее

увеличение интенсивности люминесценции гетероструктуры с максимальным количеством КЯ.

- Методом спектроскопии ФТ обнаружен фотореверсивный эффект в СД гетероструктурах зелёного свечения с КЯ InGaN/GaN, заключающийся в изменении направления ФТ, индуцированного в структуре, при изменении длины волны возбуждающего излучения в диапазоне 350-500 нм.
- Методами электропропускания и фототока обнаружено, что с ростом числа КЯ в активной области растёт количество переходов, связанных с размытием гетерограниц InGaN/GaN, вследствие разной степени встраивания атомов In из разных КЯ в барьеры GaN.
- Показано, что модуляционные методики ЭП, ЭО и ФТ являются взаимно дополняющими. В частности, установлено, что энергии, соответствующие минимумам в спектрах ЭП, совпадают с энергиями переходов в спектрах ЭО и с максимумами производной по длине волны спектров ФТ. При этом в методе ЭП присутствуют линии, которые не проявляются на спектрах производной ФТ, и, наоборот, некоторые типы барьерных переходов, разрешимых на спектрах производной ФТ, неразрешимы на спектрах ЭП.

Таким образом, комплексное использование модуляционных методов ЭО, ЭП и ФТ совместно с разработанными в диссертации методиками позволяет проводить исследования зонной структуры, внутренних электрических полей и электрооптических свойств светодиодных гетероструктур с множественными квантовыми ямами на основе соединений InGaN/GaN.

ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Публикации в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении ученых степеней в МГУ им. М.В. Ломоносова:

- A1. Avakyants L.P., Aslanyan A.E., Bokov P. Yu., Polozhentsev K. Yu., Chervyakov A.V. Linear electro-optic effect in electroreflectance spectra of AlGaIn/InGaIn/GaN light emitting diodes structures // Jpn. J. Appl. Phys. 2013.
- A2. Авакянц Л.П., Асланян А.Э., Боков П.Ю., Положенцев К.Ю., Червяков А.В. Спектры электроотражения множественных квантовых ям InGaIn/GaN, помещенных в неоднородное электрическое поле рп-перехода // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 2. С. 198–201.
- A3. Avakyants L.P., Aslanyan A.E., Bokov P.Yu., Polozhentsev K. Yu., Chervyakov A.V. Study of built-in electric field in active region of GaIn/InGaIn/AlGaIn LEDs by electroreflectance spectroscopy // Solid. State. Electron. Elsevier, 2017. Т. 130. С. 45–48.
- A4. Avakyants L., Aslanyan A., Bokov P., Polozhentsev K., Chervyakov A. The difference between reflectance and electroreflectance spectra of AlGaIn/GaIn/InGaIn LED structures // Phys. status solidi c. Wiley Online Library, 2012. Т. 9, № 3–4. С. 818–821.
- A5. Асланян А.Э., Авакянц Л.П., Боков П.Ю., Червяков А.В. Исследование распределения встроенных электрических полей в светодиодных гетероструктурах с множественными квантовыми ямами GaIn/InGaIn методом электроотражения // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53, № 4. С. 493–499.

Публикации в нерецензируемых научных журналах:

- A6. Авакянц Л.П., Асланян А.Э., Боков П.Ю., Волков В.В., Матешев И.С., Туркин А.Н., Червяков А.В., Юнович А.Э. Люминесцентные и электрические свойства ультрафиолетовых и фиолетовых светодиодов из

гетероструктур на основе нитрида галлия // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2016. № 3. С. 163401.

Тезисы докладов в сборниках конференций:

- A7. Асланян А.Э. Исследование внутренних электрических полей в светодиодных гетероструктурах на основе квантовых ям InGaN/GaN методом спектроскопии электропропускания // Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2019», секция «Физика», подсекция «Оптика». (Москва, 8-12 апреля 2019), С. 467-468.
- A8. Avakyants L.P., Aslanyan A.E., Bokov P.Yu, Chervyakov A.V. Electroreflectance study of built-in electric field distribution in GaN/InGaN multiple quantum wells // EMRS Fall Meeting 2017, Group III-Nitrides: fundamental research, optoelectronic devices and sensors. (Польша, Варшава, 18-22 сентября 2017). С. P-50.
- A9. Авакянц Л.П., Асланян А.Э., Боков П.Ю., Волков В.В., Коган Л.М., Туркин А.Н., Червяков А.В., Юнович А.Э. Спектры электролюминесценции и электроотражения светодиодных гетероструктур на основе нитрида галлия // 8-я Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники "Мокеровские чтения". (Москва, 24 мая 2017). С. 142.
- A10. Авакянц Л.П., Асланян А.Э., Боков П.Ю., Волков В.В., Коган Л.М., Матешев И.С., Туркин А.Н., Червяков А.В., Юнович А.Э. Особенности спектров электролюминесценции светодиодов в коротковолновой области спектра // 11-я Всероссийская конференция "Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы". (Москва, 1-3 февраля 2017). С. 88.
- A11. Асланян А.Э., Боков П.Ю., Волков В.В., Коган Л.М., Авакянц Л.П., Матешев И.С., Туркин А.Н., Червяков А.В., Юнович А.Э. Спектры электроотражения светодиодных гетероструктур InGaN/GaN в синей

- области спектра // 11 Всероссийская конференция "Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы". (Москва, 1-3 февраля 2017). С. 90.
- A12. Авакянц Л.П., Асланян А.Э., Боков П.Ю., Волков В.В., Коган Л.М., Туркин А.Н., Червяков А.В., Юнович А.Э. Особенности спектров электролюминесценции ультрафиолетовых и фиолетовых светодиодов // 7-я международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники "Мокеровские чтения". (Москва, 25 мая 2016). С. 129.
- A13. Авакянц Л.П., Асланян А.Э., Боков П.Ю., Волков В.В., Матешев И.С., Туркин А.Н., Червяков А.В., Юнович А.Э. Люминесцентные и электрические свойства ультрафиолетовых и фиолетовых светодиодов из гетероструктур на основе нитрида галлия // Ломоносовские чтения – 2016. (Москва, 18-27 апреля 2016). С. 7-8.
- A14. Avakyants L.P., Aslanyan A.E., Bokov P.Y., Chervyakov A.V., Polozhentsev K.Y. Electroreflectance estimation of built-in electric field inhomogeneity in active region of AlGaN/InGaN/GaN light emitting diodes // 2nd International conference on enhances spectroscopies. (Италия, Мессина, 12-15 октября 2015). С. 187.
- A15. Авакянц Л.П., Асланян А.Э., Боков П.Ю., Положенцев К.Ю., Червяков А.В. Оценка неоднородности встроенных электрических полей в активной области множественных квантовых ям светодиодной гетероструктуры InGaN/AlGaN/GaN методом спектроскопии электроотражения // 10-я Всероссийская конференция «Нитриды галлия, индия и алюминия - структуры и приборы». (Санкт-Петербург, 23-25 марта 2015). С. 25-26.
- A16. Avakyants L., Aslanyan A., Bokov P., Chervyakov A., Polozhentsev K. Electroreflectance from Multiple InGaN/GaN Quantum Wells: Interference Effects // 32 International Conference on Physics of Semiconductors. (США, Техас, Аустин, 10-15 августа 2014), С. E10.
- A17. Avakyants L., Aslanyan A., Bokov P., Charvyakov A., Polozhentsev K. Evaluation of the Internal Electric Field Inhomogeneities in Multiple InGaN/GaN

Quantum Wells Structures Using Electroreflectance Spectroscopy // International Workshop on Nitride Semiconductors IWN2014. (Польша, Вроцлав, 24-29 августа 2014).

- A18. Авакянц Л.П., Аслanian А.Э., Боков П.Ю., Положенцев К.Ю., Червяков А.В. Линейный электрооптический эффект в светодиодной гетероструктуре GaN/InGaN/AlGaN // 9-я Всероссийская конференция «Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы». (Москва, 13-15 июня 2013). С. 166-167.
- A19. Аслanian А.Э., Положенцев К.Ю., Боков П.Ю. Электроотражение от множественных квантовых ям InGaN, помещенных в неоднородное электрическое поле рп перехода // 15-я Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике. (Санкт-Петербург, 25-29 ноября 2013).
- A20. Avakyants L., Aslanyan A., Bokov P., Chervyakov A., Polozhentsev K. Electrooptical effect in electroreflectance spectra of AlGaN/InGaN/GaN LED structures // International Workshop on Nitride Semiconductors IWN2012. (Япония, Саппоро, 14-19 октября 2012).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bougrov V. и др. Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe // Eds. Levinshtein ME, Rumyantsev SL, Shur MS, John Wiley & Sons, Inc., New York. 2001. 1-30 с.
2. Palacios T. и др. AlGaN/GaN high electron mobility transistors with InGaN back-barriers // IEEE Electron Device Lett. IEEE, 2006. Т. 27, № 1. С. 13–15.
3. Zhang L. The optical Kerr effect in wurtzite GaN-based double quantum wells: influences of piezoelectricity and spontaneous polarization // Mod. Phys. Lett. B. World Scientific, 2009. Т. 23, № 15. С. 1923–1934.
4. Leung M.M.Y.Y., Djurišić A.B., Li E.H. Refractive index of InGaN/GaN quantum well // J. Appl. Phys. AIP, 1998. Т. 84, № 11. С. 6312–6317.
5. Schubert E.F. Light-emitting diodes. Cambridge: Cambridge University Press, 2003.
6. Jiang H.X., Lin J.Y. AlGaN and InAlGaN alloys-epitaxial growth, optical and electrical properties, and applications // Optoelectron. Rev. 2002. № 4. С. 271–286.
7. Куэй Р. Электроника на основе нитрида галлия / под ред. Васильев А.Г. Москва: Техносфера, 2011. 587 с.
8. Sze S.M., Ng K.K. Physics of semiconductor devices. John wiley & sons, 2006.
9. http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2014/ [Электронный ресурс].
10. Amano H. и др. P-type conduction in Mg-doped GaN treated with low-energy electron beam irradiation (LEEBI) // Jpn. J. Appl. Phys. IOP Publishing, 1989. Т. 28, № 12A. С. L2112.
11. Akasaki I. и др. Photoluminescence of Mg-doped p-type GaN and electroluminescence of GaN pn junction LED // J. Lumin. Elsevier, 1991. Т. 48. С. 666–670.
12. Akasaki I. GaN-based UV/blue light emitting devices // Inst. Phys. Conf. Ser. 1992. С. 851–856.

13. Nakamura S. и др. High-brightness InGaN blue, green and yellow light-emitting diodes with quantum well structures // Jpn. J. Appl. Phys. IOP Publishing, 1995. T. 34, № 7A. C. L797.
14. Nakamura S. и др. Thermal annealing effects on p-type Mg-doped GaN films // Jpn. J. Appl. Phys. IOP Publishing, 1992. T. 31, № 2B. C. L139.
15. Wetzel C. и др. Discrete Stark-Like Ladder in Piezoelectric GaInN/GaN Quantum Wells // Phys. Status Solidi Basic Res. 2002. T. 216, № 1. C. 399–403.
16. Zhao H. и др. Approaches for high internal quantum efficiency green InGaN light-emitting diodes with large overlap quantum wells // Opt. Express. Optical Society of America, 2011. T. 19, № 104. C. A991--A1007.
17. Zhang F. и др. Reduction of polarization field strength in fully strained c-Plane InGaN/(In) GaN multiple quantum wells grown by MOCVD // Nanoscale Res. Lett. Springer, 2016. T. 11, № 1. C. 519.
18. Renner F. и др. Quantitative analysis of the polarization fields and absorption changes in InGaN/GaN quantum wells with electroabsorption spectroscopy // Appl. Phys. Lett. AIP, 2002. T. 81, № 3. C. 490–492.
19. Franssen G., Perlin P., Suski T. Photocurrent spectroscopy as a tool for determining piezoelectric fields in In_xGa_{1-x}N/GaN multiple quantum well light emitting diodes // Phys. Rev. B. APS, 2004. T. 69, № 4. C. 45310.
20. Ryu H.Y. и др. A comparative study of efficiency droop and internal electric field for InGaN blue lighting-emitting diodes on silicon and sapphire substrates // Sci. Rep. Nature Publishing Group, 2017. T. 7. C. 44814.
21. Park S.-I. и др. Measurement of internal electric field in GaN-based light-emitting diodes // IEEE J. Quantum Electron. IEEE, 2012. T. 48, № 4. C. 500–506.
22. Kim C.S. и др. Temperature-and bias-dependent study of photocurrent spectroscopy in an InGaN light-emitting diode operating near 400 nm // J. Korean Phys. Soc. 2010. T. 57, № 4. C. 793–796.
23. de Mierry P. и др. Effect of an Electric Field on the Electroluminescence and the Photocurrent in InGaN Single Quantum Well Light Emitting Diodes // Phys. status solidi. 1999. T. 216, № 1. C. 321–324.

24. Laubsch A. и др. Measurement of the internal quantum efficiency of InGaN quantum wells // *Light-Emitting Diodes: Research, Manufacturing, and Applications XI*. 2007. Т. 6486. С. 64860J.
25. Chichibu S., Wada K., Nakamura S. Spatially resolved cathodoluminescence spectra of InGaN quantum wells // *Appl. Phys. Lett.* AIP, 1997. Т. 71, № 16. С. 2346–2348.
26. Binet F. и др. Electric field effects on excitons in gallium nitride // *Phys. Rev. B.* APS, 1996. Т. 54, № 11. С. 8116.
27. Armani N. и др. Characterization of GaN-based metal–semiconductor field-effect transistors by comparing electroluminescence, photoionization, and cathodoluminescence spectroscopies // *J. Appl. Phys.* 2002. Т. 92, № 5. С. 2401–2405.
28. Reshchikov M.A., Morkoç H. Luminescence properties of defects in GaN // *J. Appl. Phys.* 2005. Т. 97, № 6. С. 061301.
29. Cardona M. *Modulation spectroscopy*. Academic Press, 1969. 368 с.
30. Seraphin B.O., Hess R.B. Franz-Keldysh Effect above the Fundamental Edge in Germanium // *Phys. Rev. Lett.* 1965. Т. 14, № 5. С. 138–140.
31. Юнович А.Э. *Оптические явления в полупроводниках*, ч.1. Изд. МГУ, 1988. 122 с.
32. Кардона М. *Основы физики полупроводников*. Физматлит М., 2002. 560 с.
33. Collier G.L., Singleton F. Infra-red analysis by the derivative method // *J. Appl. Chem.* 1957. Т. 7, № 4. С. 204.
34. Engeler W.E. WE Engeler, H. Fritzsche, M. Garfinkel, and JJ Tiemann, *Phys. Rev. Letters* 14, 1069 (1965) // *Phys. Rev. Lett.* 1965. Т. 14. С. 1069.
35. Gobeli G.W., Kane E.O. Dependence of the Optical Constants of Silicon on Uniaxial Stress // *Phys. Rev. Lett.* 1965. Т. 15, № 4. С. 142–146.
36. Batz B. *Thermal and wavelength modulation spectroscopy* // *Semiconductors and Semimetals*. Elsevier, 1972. Т. 9. С. 315–402.
37. Wang E.I., Albers W.A., Bleil C.E. *II-VI Semiconducting Compounds*, edited by DC Thomas. Benjamin, New York, 1967.

38. Higginbotham C.W., Cardona M., Pollak F.H. Intrinsic Piezobirefringence of Ge, Si, and GaAs // *Phys. Rev.* 1969. T. 184, № 3. С. 821–829.
39. Garfinkel M., Tiemann J.J., Engeler W.E. Piezorefectivity of the noble metals // *Phys. Rev. APS*, 1966. T. 148, № 2. С. 695.
40. Balslev I. Influence of uniaxial stress on the indirect absorption edge in silicon and germanium // *Phys. Rev. APS*, 1966. T. 143, № 2. С. 636.
41. Shen B. и др. Study of photocurrent properties of GaN ultraviolet photoconductor grown on 6H-SiC substrate // *Jpn. J. Appl. Phys.* IOP Publishing, 1999. T. 38, № 2R. С. 767.
42. Narukawa Y. и др. Emission mechanism of the InGaN MQW grown by MOCVD // *MRS Online Proc. Libr. Arch.* Cambridge University Press, 1996. T. 449.
43. Nakamura S., Mukai T. High-quality ingan films grown on gan films // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1992.
44. Nakamura S., Senoh M., Mukai T. P-GaN/N-InGaN/N-GaN double-heterostructure blue-light-emitting diodes // *Jpn. J. Appl. Phys.* IOP Publishing, 1993. T. 32, № 1A. С. L8.
45. Тягай В.А., Снитко О.В. Электроотражение света в полупроводниках // Киев Наукова думка. 1980. С. 302.
46. Георгобиани А.Н. Модуляционная спектроскопия полупроводников // *Соросовский образовательный журнал*. 2001. Т. 7, № 6. С. 75–81.
47. Raadik T. Application of Modulation Spectroscopy Methods in Photovoltaic Materials Research. PhD thesis. Tallin University of Technology, 2015. 111 с.
48. Волков А.О., Рябушкин О.А., Поволоцкий М.С. Модуляция радиочастотным полем двух поляризаций отражения света от полупроводниковых гетероструктур // *Письма в ЖТФ*. 2001. Т. 27, № 18.
49. Герасимович А.А. и др. Электроотражение и отражение структуры GaAs/AlGaAs с одиночной квантовой ямой при комнатной температуре // *Физика и техника полупроводников*. 2005. Т. 39, № 6. С. 729–734.
50. Венгер Е.Ф. и др. Спектроскопия электроотражения, электронная зонная структура и механизмы видимой фотолюминесценции светоизлучающего

- кремния // ЖЭТФ. ЖЭТФ, 1999. Т. 116, № 5. С. 1750.
51. Wendland P.H., Chester M. Electric field effects on indirect optical transitions in silicon // Phys. Rev. 1965.
 52. Frova A. и др. Electro-absorption effects at the band edges of silicon and germanium // Phys. Rev. APS, 1966. Т. 145, № 2. С. 575.
 53. Aspnes D.E. Third-derivative modulation spectroscopy with low-field electroreflectance // Surf. Sci. 1973.
 54. Hosea T.J.C. Estimating Critical-Point Parameters from Kramers-Kronig Transformations of Modulated Reflectance Spectra // Phys. Status Solidi Basic Res. 1994. Т. 182, № 1. С. K43–K47.
 55. Jezierski K. и др. Application of Kramers-Krönig analysis to the photoreflectance spectra of heavily doped GaAs/Si-GaAs structures // J. Appl. Phys. AIP, 1995. Т. 77, № 8. С. 4139–4141.
 56. Avakyants L. и др. Piezoelectric field compensation in the InGaN quantum wells of GaN/InGaN/AlGaN LEDs structures: electroreflectance experiment // Phys. status solidi c. 2010. Т. 7, № 7–8. С. 1863–1865.
 57. Chichibu S. и др. Spontaneous emission of localized excitons in InGaN single and multiquantum well structures // Appl. Phys. Lett. AIP, 1996. Т. 69, № 27. С. 4188–4190.
 58. Авакянц Л.П. и др. Люминесцентные и электрические свойства ультрафиолетовых и фиолетовых светодиодов из гетероструктур на основе нитрида галлия // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2016. № 3. С. 163401.
 59. Bernardini F., Fiorentini V., Vanderbilt D. Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides // Phys. Rev. B. APS, 1997. Т. 56, № 16. С. R10024.
 60. Jho Y.D. и др. Measurement of piezoelectric field and tunneling times in strongly biased InGaN/GaN quantum wells // Appl. Phys. Lett. AIP, 2001. Т. 79, № 8. С. 1130–1132.
 61. Lai C.Y. и др. Direct measurement of piezoelectric field in In_{0.23}Ga_{0.77}N/GaN

- multiple quantum wells by electrotransmission spectroscopy // J. Appl. Phys. AIP, 2002. T. 91, № 1. С. 531–533.
62. Sun C.-K., Liang J.-C., Yu X.-Y. Coherent acoustic phonon oscillations in semiconductor multiple quantum wells with piezoelectric fields // Phys. Rev. Lett. APS, 2000. T. 84, № 1. С. 179.
 63. Kuball M. и др. Gain spectroscopy on InGaN/GaN quantum well diodes // Appl. Phys. Lett. AIP, 1997. T. 70, № 19. С. 2580–2582.
 64. Chiou Y.-Z. и др. High detectivity InGaN-GaN multiquantum well pn junction photodiodes // IEEE J. Quantum Electron. IEEE, 2003. T. 39, № 5. С. 681–685.
 65. Routray S.R., Lenka T.R. InGaN-based solar cells: a wide solar spectrum harvesting technology for twenty-first century // CSI Trans. ICT. Springer, 2018. T. 6, № 1. С. 83–96.
 66. Brown I.H. и др. Determination of the piezoelectric field in InGaN quantum wells // Appl. Phys. Lett. AIP, 2005. T. 86, № 13. С. 131108.
 67. Херман М.А. Полупроводниковые сверхрешетки: Пер. с англ. Мир, 1989. 238 с.
 68. Cheng J. и др. Synthesis, structural and magnetic properties of epitaxial MgFe₂O₄ thin films by molecular beam epitaxy // J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanom. Struct. Process. Meas. Phenom. AVS, 2009. T. 27, № 1. С. 148–151.
 69. Nakamura S., Mukai T., Senoh M. Candela-class high-brightness InGaN/AlGaN double-heterostructure blue-light-emitting diodes // Appl. Phys. Lett. AIP, 1994. T. 64, № 13. С. 1687–1689.
 70. Amano H. и др. Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer // Appl. Phys. Lett. AIP, 1986. T. 48, № 5. С. 353–355.
 71. Nakamura S. GaN growth using GaN buffer layer // Jpn. J. Appl. Phys. IOP Publishing, 1991. T. 30, № 10A. С. L1705.
 72. Song T.L. и др. Strain relaxation in graded InGaN/GaN epilayers grown on sapphire // Appl. Phys. Lett. AIP, 2003. T. 83, № 8. С. 1545–1547.

73. Łepkowski S.P., Majewski J.A., Jurczak G. Nonlinear elasticity in III-N compounds: Ab initio calculations // *Phys. Rev. B. APS*, 2005. Т. 72, № 24. С. 245201.
74. Matsuoka T. и др. Optical bandgap energy of wurtzite InN // *Appl. Phys. Lett. AIP*, 2002. Т. 81, № 7. С. 1246–1248.
75. Лундин В.В. и др. Двойное перекрестное эпитаксиальное разращивание неполярных эпитаксиальных слоев нитрида галлия // *Письма в Журнал технической физики*. 2012. Т. 38, № 6. С. 22–28.
76. Huang X. и др. Piezo-phototronic effect in a quantum well structure // *ACS Nano. ACS Publications*, 2016. Т. 10, № 5. С. 5145–5152.
77. Dialynas G.E. и др. Internal field effects on the lasing characteristics of InGaN/GaN quantum well lasers // *J. Appl. Phys. AIP*, 2008. Т. 104, № 11. С. 1–8.
78. Miller D.A.B. и др. Band-edge electroabsorption in quantum well structures: The quantum-confined Stark effect // *Phys. Rev. Lett. APS*, 1984. Т. 53, № 22. С. 2173.
79. Takeuchi T. и др. Determination of piezoelectric fields in strained GaInN quantum wells using the quantum-confined Stark effect // *Appl. Phys. Lett. AIP*, 1998. Т. 73, № 12. С. 1691–1693.
80. Lin G.-B. и др. Effect of quantum barrier thickness in the multiple-quantum-well active region of GaInN/GaN light-emitting diodes // *IEEE Photonics J. IEEE*, 2013. Т. 5, № 4. С. 1600207.
81. Авакянц Л.П. и др. Спектры электроотражения гетероструктур с квантовыми ямами типа InGaN/AlGaIn/GaN // *Физика и техника полупроводников*. 2007. Т. 41, № 9. С. 1078–1084.
82. Konar A. и др. Charge transport in non-polar and semi-polar III-V nitride heterostructures // *Semicond. Sci. Technol. IOP Publishing*, 2012. Т. 27, № 2. С. 24018.
83. Park Y.M. и др. InGaN multiquantum well structure with a reduced internal electric field and carrier decay process by tunneling // *Appl. Phys. Lett. AIP*,

2009. Т. 95, № 23. С. 23–26.
84. Shen Y.C. и др. Optical cavity effects in InGaN/GaN quantum-well-heterostructure flip-chip light-emitting diodes // *Appl. Phys. Lett.* AIP, 2003. Т. 82, № 14. С. 2221–2223.
 85. Wierer J.J. и др. High-power AlGaInN flip-chip light-emitting diodes // *Appl. Phys. Lett.* AIP, 2001. Т. 78, № 22. С. 3379–3381.
 86. Авакянц Л.П., Боков П.Ю., Червяков А.В. Автоматизированная установка для регистрации спектров фотоотражения с использованием двойного монохроматора // *Журнал технической физики*. 2005. Т. 75, № 10. С. 66–68.
 87. Feneberg M., Thonke K. Polarization fields of III-nitrides grown in different crystal orientations // *J. Phys. Condens. Matter*. IOP Publishing, 2007. Т. 19, № 40. С. 403201.
 88. Yu G. и др. Optical properties of wurtzite structure GaN on sapphire around fundamental absorption edge (0.78–4.77 eV) by spectroscopic ellipsometry and the optical transmission method // *Appl. Phys. Lett.* AIP, 1997. Т. 70, № 24. С. 3209–3211.
 89. Avakyants L. и др. The difference between reflectance and electroreflectance spectra of AlGaIn/GaN/InGaIn LED structures // *Phys. status solidi c*. Wiley Online Library, 2012. Т. 9, № 3–4. С. 818–821.
 90. Avakyants L.P. и др. Interference effects in the electroreflectance and electroluminescence spectra of InGaIn/AlGaIn/GaN light-emitting-diode heterostructures // *Semiconductors*. Springer, 2010. Т. 44, № 8. С. 1090–1095.
 91. Jiang H., Singh J. Linear electro-optic effect due to the built-in electric field in InGaIn/GaN quantum wells // *Appl. Phys. Lett.* AIP, 1999. Т. 75, № 13. С. 1932–1934.
 92. Ганжа А.В. и др. Фазочувствительный анализ спектров фотоотражений n-GaAs // *Физика и техника полупроводников*. 1998. Т. 32, № 3. С. 272–277.
 93. Shields A.J., Klipstein P.C. Line-shape model for the modulated reflectance of multiple quantum wells // *Phys. Rev. B*. 1991. Т. 43, № 11. С. 9118–9125.
 94. Levenberg K. A method for the solution of certain non-linear problems in least

- squares // Q. Appl. Math. 1944. Т. 2, № 2. С. 164–168.
95. Basu P.K. Effects of electric field on low-dimensional systems // Theory of Optical Processes in Semiconductors. Oxford University Press, 2003. Т. 4. С. 412–438.
 96. Хонина С.Н. и др. Расчёт энергетического спектра сложных низкоразмерных гетероструктур в присутствии электрического поля // Компьютерная оптика. 2012. Т. 36, № 1.
 97. Piprek J. Efficiency droop in nitride-based light-emitting diodes // Phys. Status Solidi Appl. Mater. Sci. 2010. Т. 207, № 10. С. 2217–2225.
 98. Chen C.C. и др. Stimulated-emission spectra of high-indium-content InGa_N/Ga_N multiple-quantum-well structures // Appl. Phys. Lett. 2000.
 99. Peng W.C., Wu Y.C.S. Improved luminance intensity of InGa_N--Ga_N light-emitting diode by roughening both the p-Ga_N surface and the undoped-Ga_N surface // Appl. Phys. Lett. AIP, 2006. Т. 89, № 4. С. 41116.
 100. Liu C.H. и др. Improved light output power of InGa_N/Ga_N MQW LEDs by lower temperature p-Ga_N rough surface // Mater. Sci. Eng. B. Elsevier, 2004. Т. 112, № 1. С. 10–13.
 101. Kim T.-S.S. и др. Well-to-well non-uniformity in InGa_N/Ga_N multiple quantum wells characterized by capacitance-voltage measurement with additional laser illumination // Appl. Phys. Lett. AIP, 2012. Т. 100, № 7. С. 71910.
 102. Freytag S. и др. Unintentional indium incorporation into barriers of InGa_N/Ga_N multiple quantum wells studied by photorefectance and photoluminescence excitation spectroscopy // J. Appl. Phys. AIP Publishing, 2016. Т. 120, № 1. С. 15703.
 103. Nakamura S., Fasol G. The Blue Laser Diode: Ga_N Based Light Emitters and Lasers (Springer, Berlin, 1997).
 104. Pelá R.R. и др. Accurate band gaps of AlGa_N, InGa_N, and AlIn_N alloys calculations based on LDA-1/2 approach // Appl. Phys. Lett. AIP, 2011. Т. 98, № 15. С. 151907.
 105. Ahn D., Chuang S.L. Exact calculations of quasibound states of an isolated

- quantum well with uniform electric field: Quantum-well stark resonance // *Phys. Rev. B*. 1986. Т. 34, № 12. С. 9034–9037.
106. Foutz B.E. и др. Transient electron transport in wurtzite GaN, InN, and AlN // *J. Appl. Phys.* 1999.
 107. Lee D.Y. и др. Effect of an electron blocking layer on the piezoelectric field in InGaN/GaN multiple quantum well light-emitting diodes // *Appl. Phys. Lett.* 2012.
 108. Bernardini F., Fiorentini V. Spontaneous versus Piezoelectric Polarization in III-V Nitrides: Conceptual Aspects and Practical Consequences // *Phys. status solidi*. 1999. Т. 216, № 1. С. 391–398.
 109. Wang L. и др. Influence of carrier screening and band filling effects on efficiency droop of InGaN light emitting diodes // *Opt. Express*. 2011. Т. 19, № 15. С. 14182.
 110. McAleese C. и др. Carrier Density Dependent Localization and Consequences for Efficiency Droop in InGaN/GaN Quantum Well Structures // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2013. Т. 52, № 8S. С. 08JK10.
 111. Стрельчук В.В. и др. Рентгеновская дифрактометрия и сканирующая микро-рамановская спектроскопия неоднородностей структуры и деформаций по глубине многослойной гетероструктуры InGaN/GaN // *Физика и техника полупроводников*. 2010. Т. 44, № 9. С. 1236–1247.
 112. Сахаров А.В. и др. Влияние релаксации напряжений на формирование активной области гетероструктур InGaN/(Al) GaN для светодиодов зеленого диапазона // *Физика и техника полупроводников*. 2009. Т. 43, № 6. С. 841–846.
 113. Hoffmann V. и др. Influence of barrier growth schemes on the structural properties and thresholds of InGaN quantum well laser diodes // *J. Cryst. Growth. Elsevier*, 2014. Т. 391. С. 46–51.
 114. Massabuau F.C.P. и др. Investigation of unintentional indium incorporation into GaN barriers of InGaN/GaN quantum well structures // *Phys. Status Solidi Basic Res.* 2015. Т. 252, № 5. С. 928–935.

БЛАГОДАРНОСТИ

Вне зависимости от результата защиты и от того, читаете ли вы это после ознакомления с основной частью работы или вместо, я хочу, чтобы вы знали одну вещь. Данная работа написана, в том числе, благодаря удачному стечению обстоятельств, а точнее, людей, которые мне помогли.

Во-первых, хочу выразить глубочайшую благодарность моему научному руководителю Льву Павловичу Авакянцу за предложенную концепцию, за помощь в переводе моих запутанных мыслей в ясную форму, за выделение важного среди всего, за обсуждения результатов и выводов, а также за проявленное терпение. Без Вас я бы не справился.

Во-вторых, за формирование моих основных теоретических знаний по теме диссертации, за обсуждение экспериментальных результатов, за идеи, которые привели к результату сразу, за идеи, которые привели к результату позже, за идеи, которые пока ждут своей очереди, а также за проявленное терпение моя искренняя благодарность Павлу Юрьевичу Бокову. Без Вас я бы не справился.

За формирование подхода и практических знаний и навыков в организации эксперимента, в том числе за помощь в переработке и совершенствовании базовой части моей диссертационной работы – экспериментальной установке, за внимание и за преданность делу, а также за проявленное терпение сердечно благодарю Анатолия Васильевича Червякова. Без Вас я бы не справился.

В-третьих, благодарю Юновича Александра Эммануиловича и Туркина Андрея Николаевича за обсуждение части результатов, а также коллектив отдела ЗАО НПЦ «Полюс», возглавляемого Александром Анатольевичем Мармалюком, за подготовку образцов и обсуждение части результатов. Мне повезло, что за пределами лаборатории, но недалеко от неё, есть люди, с которыми можно подискутировать на близкую мне научную тему.

В-четвёртых, спасибо моим друзьям за обсуждение научных и околонаучных, но тем не менее связанных с кандидатской диссертацией тем: Положенцеву Кириллу, Лялину Игорю, Цымбалову Ивану, Ярославцеву Сергею, Харчевой Анастасии.

Наконец, спасибо моей жене Дарье, моему брату Андрею, моим маме и папе за всё.