

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

---

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ  
Кафедра общей физики

## Магистерская диссертация

Исследование множественных квантовых ям  
светодиодной структуры методами спектроскопии  
электроотражения и фототока

Выполнил студент

205М группы

\_\_\_\_\_ Кочетов Евгений  
Евгеньевич

Допущен к защите \_\_\_\_\_

Заведующий кафедры

общей физики

профессор

\_\_\_\_\_ А.М. Салецкий

Научный руководитель

к.ф.-м.н., доцент

\_\_\_\_\_ П.Ю. Боков

## Оглавление

Введение.....	3
Глава 1. Светодиодные гетероструктуры и их исследование оптико-спектральными методами .....	4
1.1. Светодиодные гетероструктуры на основе соединений гексагонального GaN .....	4
1.2. Пьезоэлектрический эффект в кристаллах. Связь с симметрией .....	8
1.3. Спектроскопия электроотражения и ее применение при исследовании светодиодных гетероструктур .....	10
1.4. Спектроскопия фототока и ее применение при исследовании светодиодных гетероструктур.....	12
Постановка задач магистерской работы .....	15
Глава 2. Образцы и методика эксперимента .....	16
2.1. Описание образцов.....	16
2.2. Схема установки для регистрации спектров фототока .....	17
2.3. Схема установки для регистрации спектров электроотражения .....	18
Глава 3. Исследование методами спектроскопии фототока и электроотражения светодиодных гетероструктур на основе соединений GaN .....	20
3.1. Исследование светодиодных гетероструктур методом спектроскопии фототока .....	20
3.2. Исследование светодиодных гетероструктур методом спектроскопии электроотражения.....	25
3.2.1. Спектры электроотражения светодиодных структур.....	25
3.2.2. Спектры электроотражения светодиодных структур при разном смещении рп перехода.....	26
3.2.3. Анализ модуля спектра электроотражения .....	29
3.3. Сопоставление спектров фототока и электроотражения .....	36
Заключение.....	39
Список литературы .....	41

## Введение

В настоящее время полупроводниковые наногетероструктуры широко используются при создании электронных приборов различного назначения. Этому способствовали значительные успехи, достигнутые в последние годы как в области проектирования таких систем, так и в области технологии их изготовления.

Гетероструктуры InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами представляют особый интерес в связи с перспективой их использования в системах светодиодного освещения. Работы по разработке и совершенствованию технологии изготовления гетероструктур на основе GaN отмечены в 2014 году Нобелевской премией [1]. Светодиодные структуры, смонтированные в кристаллодержателе с контактами к рп переходу, позволяют изучать электрические и оптические свойства соединений GaN/InGaN, в том числе методами спектроскопии электроотражения (ЭО) и фототока (ФТ).

В данной работе представлены результаты исследования серии светодиодов синей и сине-зеленой части спектра на основе нитрида галлия и его соединений с помощью методов спектроскопии фототока и электроотражения. Показано, что методы спектроскопии фототока и электроотражения взаимно дополняют друг друга при исследовании светодиодных гетероструктур на основе соединений GaN.

# Глава 1. Светодиодные гетероструктуры и их исследование оптико-спектральными методами

## 1.1. Светодиодные гетероструктуры на основе соединений гексагонального GaN

Твердый раствор InGaN был получен в начале 1990-х гг., а уже во второй половине 1990-х на его основе были созданы промышленные образцы светодиодов (СД) синего и зеленого свечения. В настоящее время такие оптические излучатели на основе гетероструктур InGaN/GaN - основные сверхъяркие серийные светодиоды зеленого и синего свечения.

Самое удивительное в этих материалах - высокая эффективность излучательной рекомбинации, несмотря на высокую концентрацию проникающих дислокаций в эпитаксиальных пленках InGaN/GaN, которые возникают из-за несоответствия решеток этих слоев и подложек сапфира или карбида кремния. Типичные значения плотности проникающих дислокаций лежат в диапазоне  $10^7$ -  $10^9$  см<sup>-2</sup>.

В твердых растворах на основе арсенидов и фосфидов III группы такие концентрации дислокаций несоответствия катастрофически бы повлияли на эффективность излучательной рекомбинации. Отсутствие таких серьезных последствий в InGaN до конца не выяснено до сих пор. Предполагается, что оно обусловлено малой диффузионной длиной дырок и низкой электрической активностью дислокаций. Другое предположение: из-за флуктуаций индия носители локализуются в потенциальных ямах, что мешает им достигать дислокаций. [2]

Светодиоды на основе InGaN отличаются низким изменением интенсивности излучения при изменении температуры в связи с тем, что потенциальный барьер между активным и барьерным слоями гораздо выше, чем в других системах  $A^{III}B^{IV}$ . Поэтому носителям трудно

преодолеть эти барьеры, что значительно снижает вероятность утечки носителей из активной области.

Нитридные светодиоды обладают достаточно большим последовательным сопротивлением. Объясняется это несколькими причинами:

- «поперечным» сопротивлением буферных слоев n-типа, выращенных на сапфировых подложках;
- сильным эффектом поляризации, характерным для семейства материалов на основе нитридов;
- низкой проводимостью p-типа в барьерных слоях;
- высоким сопротивлением контактов p-типа. [2, гл. 12.6]

Известно, что в гексагональных слоях InGaN/GaN имеются внутренние пьезоэлектрические поля, связанные с различными постоянными решетки, оказывающие влияние на оптоэлектронные свойства приборов. Наличие пьезоэлектрического поля приводит к изменению оптического спектра излучения и поглощения. В связи с этим имеется возможность исследования такого рода структур методом спектроскопии фототока при различных значениях встроенного пьезоэлектрического поля. Пьезоэлектрическое поле может быть скомпенсировано приложением обратного напряжения. [3, с. 240]

Гетероструктуры на основе соединений нитрида галлия и его тройных растворов составляют основу для производства современных светодиодов и транзисторов. Чаще всего приходится иметь дело с гексагональным GaN. В структурах на основе такого соединения, выращенных перпендикулярно неполярным а- и m- плоскостям или полуполярным плоскостям (1122), не возникает сильных пьезоэлектрических полей. Подавляющее большинство авторов в работах, касающихся соединений GaN, используют эпитаксиальные структуры,

выращенные вдоль полярного направления (1000), что в основном выражено причинами технологического характера [4, 5] (рис. 1).

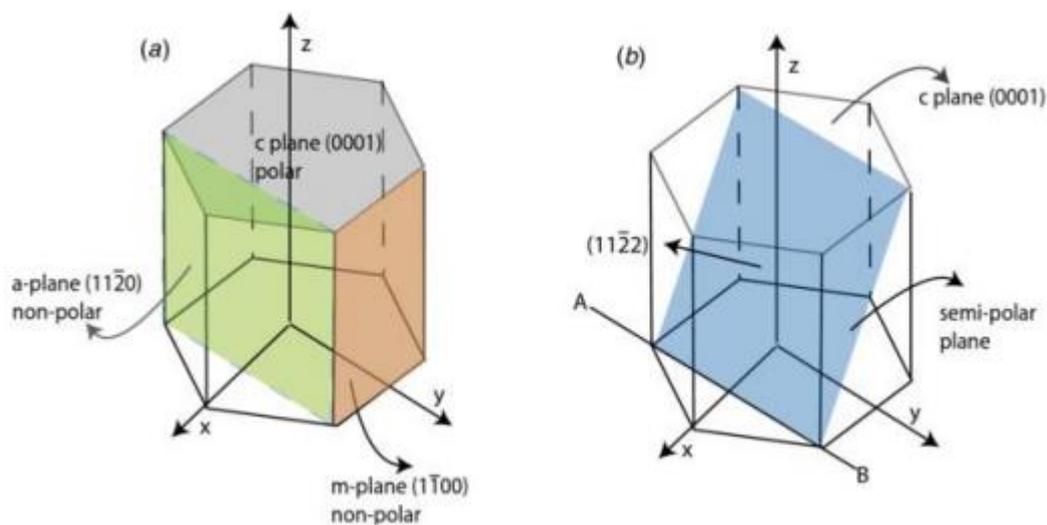


Рис. 1. Ячейка гексагональной кристаллической решетки [5]

Большинство авторов [6, 7] рассматривают, как правило, поля пьезоэлектрической поляризации однородными, тогда как характерной особенностью нитридных структур является неоднородность этих полей.

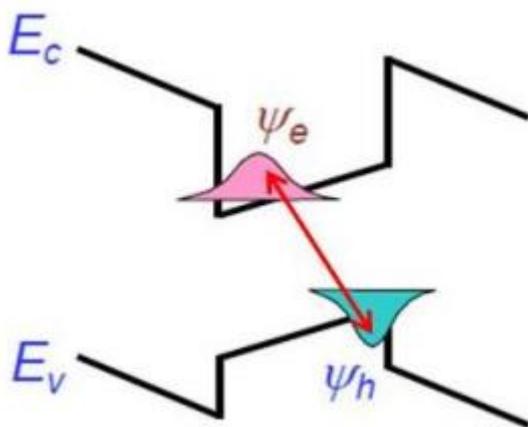


Рис. 2. Электронно-дырочная рекомбинация в квантовой яме с непрямыми зонами [9]. Особенности процесса перераспределения носителей указывают на неоднородность электрических полей внутри структуры.

Внутренние пьезоэлектрические поля порождают эффект Штарка, снижающий внутреннюю квантовую эффективность, уменьшение времени жизни электронов в квантовых ямах, вызывающих утечку этих носителей заряда, а также являются основной причиной спада светового КПД при больших токах [9]. Наклон валентной зоны и зоны проводимости в электрическом поле ведёт к пространственному разделению зарядов (рис. 2), что означает уменьшение интеграла перекрытия волновых функций, и ведёт к уменьшению коэффициента поглощения/испускания [10].

Светоизлучающий диод является удобным объектом для исследования методами спектроскопии фототока [11]. Поглощаемое активной областью светодиода внешнее излучение приводит к генерации электронно-дырочных пар как в квантовых ямах InGaN, так и в барьерах GaN (рис. 3). Соответствующий подбор энергии поглощаемого излучения позволяет, например, выделить сигналы, связанные с поглощением либо квантовыми ямами InGaN, либо барьерами GaN.

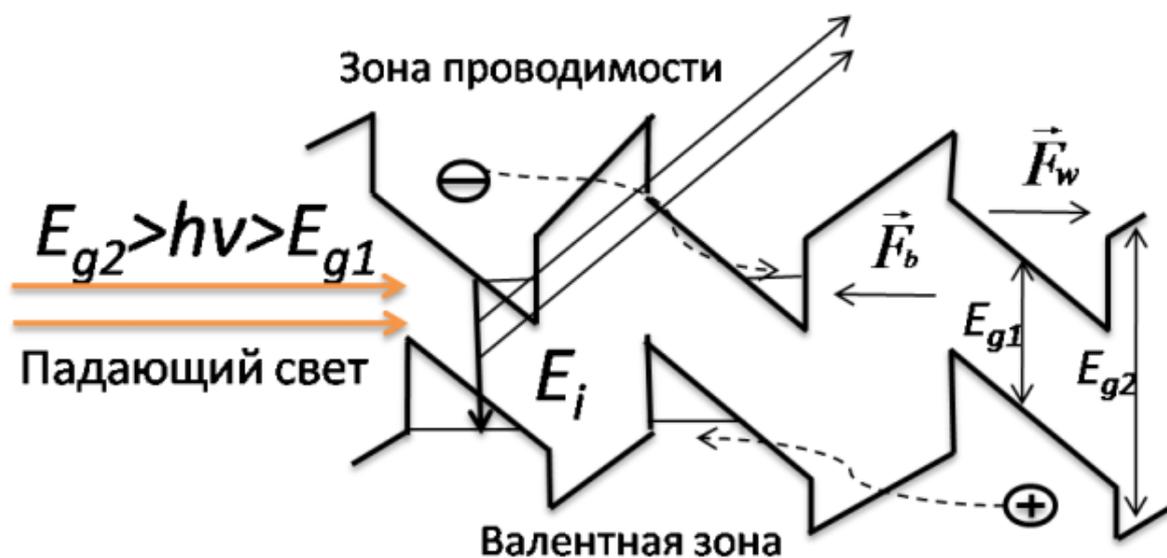


Рис. 3. Энергетическая диаграмма активной области множественных квантовых ям с внутренним пьезоэлектрическим полем,  $\vec{F}_b$ - вектор напряженности электрического поля в области квантового барьера,  $\vec{F}_w$ - вектор напряженности электрического поля в области квантовой ямы

Генерируемые светом носители заряда посредством теплового выброса или туннельного эффекта могут перейти из квантовой ямы в барьерные области, что позволит им свободно перемещаться по структуре в направлении, перпендикулярном поверхности, создавая в структуре электрический ток. Зависимость фототока от энергии поглощенного излучения в этом случае пропорциональна диэлектрической функции исследуемой структуры.

## 1.2. Пьезоэлектрический эффект в кристаллах. Связь с симметрией

На гранях некоторых ионных и ковалентных полярных кристаллов, при деформации в определённых направлениях, возникают разноимённые заряды. Этот эффект, называемый прямым пьезоэлектрическим эффектом, обнаружили в 1880 г. Жак и Пьер Кюри [12].

Рассмотрим ячейку кристалла гексагональной сингонии, состоящую из

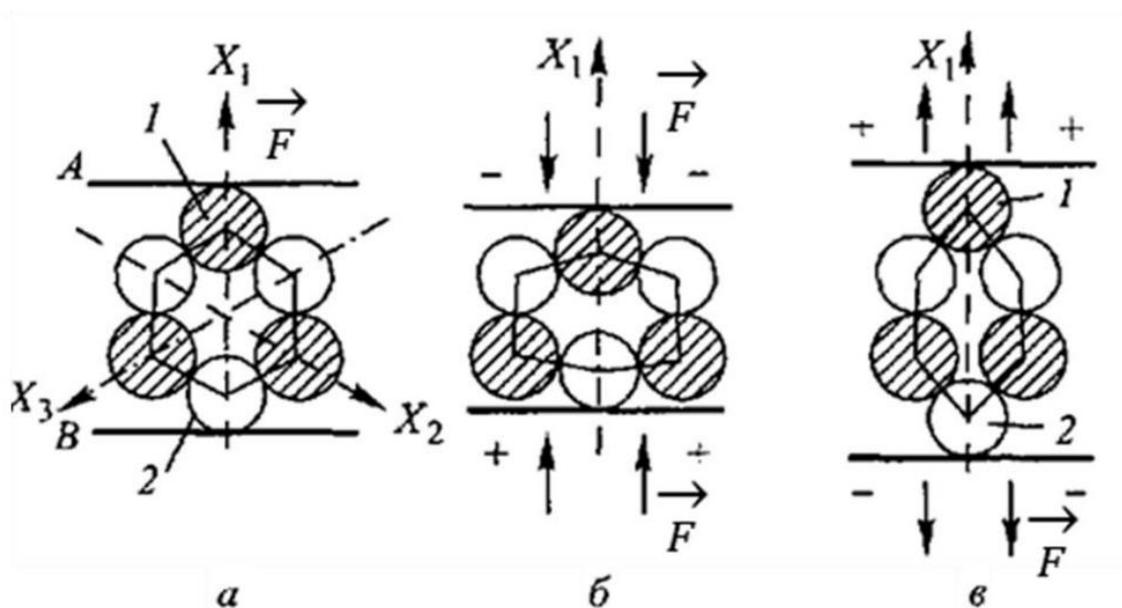


Рис. 4. Прямой пьезоэффект [13]

трёх положительно заряженных (заштрихованные круги) и трёх отрицательно заряженных (светлые круги) ионов, расположенных как показано на рис. 4а. В недеформированном состоянии «выступающие» вдоль пьезоэлектрической оси  $X_1$  положительный (у границы А) и отрицательный (у границы Б) заряды создают слабую поляризацию, которая компенсируется поверхностными зарядами. Создавая деформацию сжатия (рис. 4б) или растяжения (рис. 4в), можно изменять зарядовую плотность в зависимости от типа деформации, тем самым изменяя вектор поляризации в том или ином направлении. В результате действия механических напряжений в рассматриваемой кристаллической ячейке появляется электрическое поле. Таким свойством обладают исключительно кристаллы, ячейки которых не имеют центра симметрии (20 из 32 классов кристаллографической симметрии) [13, сс. 104-114].

Из законов термодинамики и факта существования прямого пьезоэлектрического эффекта следует существование обратного пьезоэлектрического эффекта – при внесении кристалла во внешнее электрическое поле в кристалле возникают механические напряжения, под действием которых кристалл деформируется [14, сс. 151-159].

Электрические и оптические свойства полупроводниковых гетероструктур определяются, в том числе деформациями, возникающими вследствие различий постоянных кристаллических решёток различных слоёв.

Деформационные эффекты в квантовых структурах, например, в квантовых ямах, описывают в рамках линейной теории упругости: энергия деформаций представляется через квадратичные компоненты соответствующего тензора и деформационные константы не зависят от механического напряжения. Однако для более точного описания процессов деформации необходимо использовать нелинейную зависимость. Так, разница теоретических результатов подсчёта  $dE/dP$  для квантовых ям

$\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{N}/\text{GaN}$  ( $E$  – 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 нелинейной теории согласуется с экспериментальными данными на порядок лучше [15].

### 1.3. Спектроскопия электроотражения и ее применение при исследовании светодиодных гетероструктур

Спектроскопия электроотражения является частным случаем модуляционной спектроскопии, в котором модуляция отражения осуществляется приложением переменного электрического поля. Данный метод позволяет получить информацию о воздействии внешнего возмущения на диэлектрическую функцию исследуемой системы.

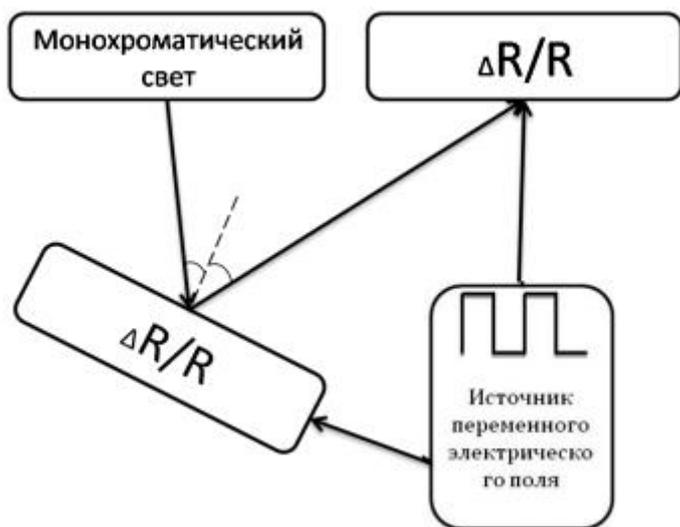


Рис. 5. Принципиальная схема установки для регистрации спектров электроотражения

Модуляция коэффициента отражения осуществляется несколькими методами: образец помещается между обкладками конденсатора [16], в электролитическую ячейку [17, 18] или образец является частью рп-перехода, к контактам которого прикладывается напряжение в обратном направлении [19]. Общая схема приведена на рис. 5.

Преимущества применения спектроскопии электроотражения перед такими методами исследования полупроводниковых структур как методы спектроскопии поглощения и фотолюминесценции, состоят в

дифференциальном характере и большой информативности получаемых спектров, которые можно регистрировать даже при комнатной температуре [20].

Вид электромодуляционных спектров сильно зависит от напряжённости встроенного электрического поля полупроводника [21]. Согласно работе Аспнеса [22] модуляционный спектр в низкополевым случае может быть описан выражением:

$$\frac{\Delta R}{R} = \operatorname{Re}(A \cdot e^{i\varphi} \cdot (E - E_i + i\Gamma))^{-m}, \quad (1)$$

где  $A$  – амплитудный параметр,  $\varphi$  – фазовый параметр,  $E = \hbar\omega$  – квант энергии падающего света,  $E_i$  –  $i$  й спектральный пик, параметр уширения,  $\Gamma$  – параметр уширения,  $m$  – параметр, определяемый размерностью критической точки.

Помимо модели Аспнеса, эффективным методом получения спектроскопической информации при исследовании спектров электроотражения является анализ модуля спектра ЭО с помощью соотношений Крамерса-Кронига [23]. К анализу спектров ЭО с осцилляциями Франца-Келдыша данный метод неприменим. Соотношения Крамерса-Кронига используют для описания соотношений между мнимой и действительной частями диэлектрической функции.

Традиционно при регистрации спектров ЭО измеряется действительная часть изменения коэффициента отражения. В комплексной форме изменение коэффициента отражения можно записать следующим образом:

$$\Delta\tilde{\rho}(E) = \Delta\rho_R(E) + i\Delta\rho_I(E) = \Delta\rho(E)\exp[i\Theta(E)], \quad (2)$$

где действительная часть коэффициента выражается в виде:

$$\frac{\Delta R}{R} = \Delta\rho_R = \Delta\rho \cos\Theta. \quad (3)$$

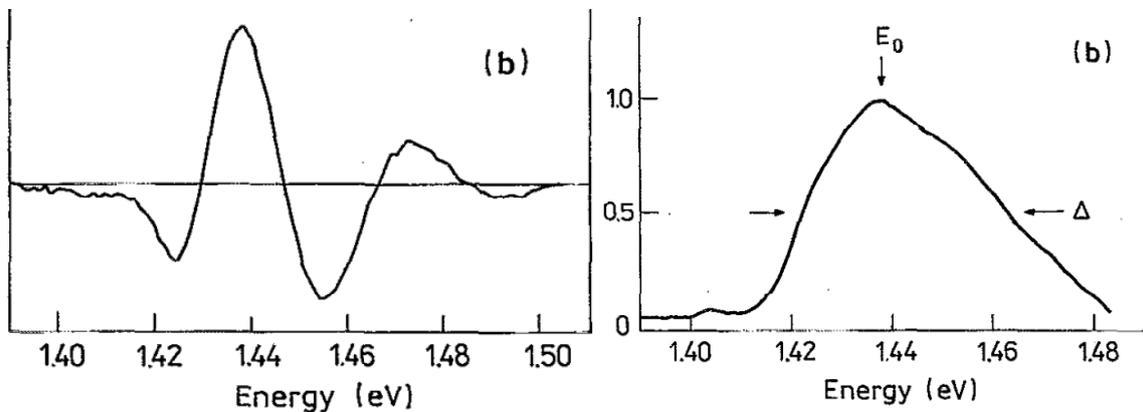
Соотношение Крамерса-Кронига для мнимой части изменения коэффициента отражения может быть записано:

$$\Delta\rho_I(E_0) = \int_{E_b}^{E_a} \frac{\Delta R}{R} \frac{1}{E_0^2 - E^2} dE, \quad (4)$$

где пределы интегрирования выбираются из условия  $(\Delta R/R)(E_a) = (\Delta R/R)(E_b) = 0$ . Зная мнимую часть изменения коэффициента отражения, можно получить модуль коэффициента:

$$\Delta\rho = \sqrt{\left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 + (\Delta\rho_I)^2}. \quad (5)$$

Преимущество применения продемонстрировано на рис.6. Многокомпонентная линия модуляционного спектра с несколькими экстремумами становится линией, представляющей набор гауссовых контуров по количеству компонент исходного спектра.



**Рис. 6. Пример использования соотношений Крамерса-Кронига [23]. Слева - измеренный спектр, справа – модуль**

#### **1.4. Спектроскопия фототока и ее применение при исследовании светодиодных гетероструктур**

В основе метода спектроскопии фототока лежит исследование зависимости фототока от обратного напряжения, прикладываемого к рп-переходу. При этом генерируемые светом носители заряда посредством

теплового выброса или туннельного эффекта могут перейти из квантовой ямы в барьерные области, что позволит им свободно перемещаться по структуре в направлении, перпендикулярном интерфейсу. В подобном режиме создаваемый этими носителями электрический ток во внешней цепи будет отличным от нуля только в том случае, если потоки электронов и дырок в данном направлении будут различными. Такая ситуация реализуется, когда квантовая яма находится в области объемного заряда p–n-перехода, электрическое поле которого способствует движению электронов в n- область, а дырок — в p-область. Если же квантовая яма находится в области квазинейтральности, то в установившемся режиме потоки генерируемых светом электронов и дырок совпадают, и фототок отсутствует [24].

Из гетероструктур на основе InGaN/GaN можно получить эффективные монолитные устройства, включающие в себя оптические источники, волноводы и фотоприемники [25]. Однако СД на сапфировой подложке не является наиболее эффективным. Как показано в [26], снижение эффективности СД InGaN на сапфировой подложке вызвано более высоким внутренним электрическим полем, что приводит к более неоднородному распределению носителей во множественных квантовых ямах InGaN.

Метод спектроскопии фототока полезен при изучении неизлучающих центров в области КЯ. Так, в работе [27] показано, что квантовая составляющая фототока является единственным уменьшающимся параметром в процессе деградации светодиода. Следовательно, деградация вызвана локализованным внедрением неизлучающих центров в области КЯ.

Важным аспектом для максимизации производительности СД является понимание поведения электрического поля на краю поглощения [28]. Спектры фототока позволяют получить необходимую для этого

информацию. В связи с проблемой перегрева светодиодных ламп, важным является управление поля на краю поглощения и контроль температурного состояния [29]. Метод спектроскопии фототока позволяет понять зависимость создаваемого тока от температуры светодиода.

Спектры фототока представляют собой аналог спектров поглощения светодиодной структуры, т.е. пропорциональны ее диэлектрической функции. В то же время спектр электроотражения представляет собой производную диэлектрической функции системы по напряженности электрического поля в ней. Принимая во внимание характерный для структур на основе GaN (1000) пьезоэлектрический эффект можно считать, что спектр электроотражения от таких структур представляет собой производную диэлектрической функции по энергии.

## Постановка задач магистерской работы

Цель: совместные исследования процессов поглощения излучения в светодиодной гетероструктуре на основе соединений GaN методами спектроскопии ЭО и ФТ.

Задачи:

1. Создание экспериментальной установки для измерения спектров фототока светодиодных гетероструктур на основе соединений GaN при постоянном смещении р-п перехода.

2. Исследование светодиодных гетероструктур методом спектроскопии фототока.

3. Исследование светодиодных гетероструктур методом спектроскопии электроотражения.

4. Совместная обработка результатов измерений, сопоставление полученной спектроскопической информации методов спектроскопии ФТ и ЭО.

## Глава 2. Образцы и методика эксперимента

### 2.1. Описание образцов

Объектом исследования являлись светодиоды (образцы с технологическими номерами №1, 2, 3, 4), представляющие собой полупроводниковые структуры с рп-переходом на основе соединений InGaN/GaN, выращенные методом осаждения металлоорганических соединений из газообразной фазы [3, сс. 40, 60-62].

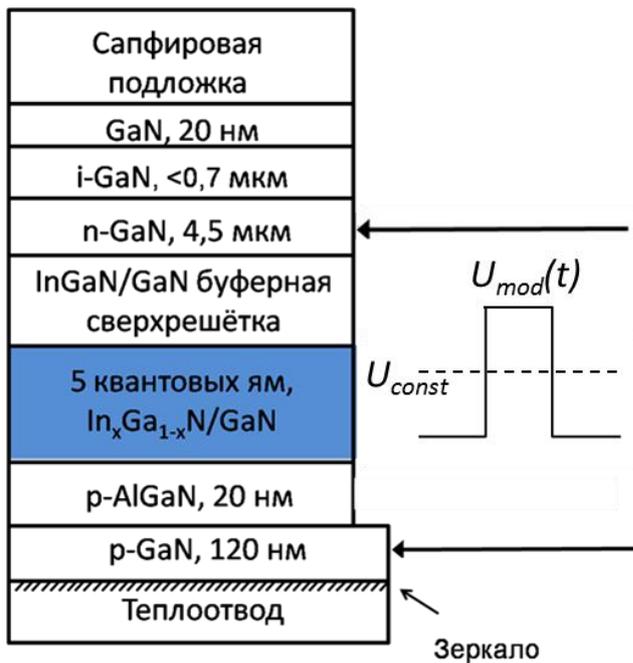


Рис. 7. Структура исследуемого светодиода

На сапфировой подложке последовательно выращены: затравочный слой GaN толщиной 20 нм, буферный слой i-GaN толщиной <700 нм; слой n-GaN толщиной 4.5 мкм; буферная сверхрешётка InGaN/GaN; активная область, содержащая 5 квантовых ям и барьеров InGaN/GaN; слой, предназначенный для блокировки поперечного транспорта электронов p-AlGaN

(20 нм), и слой p-GaN (120 нм). Контакты для светодиода вплавлялись в слои p-GaN и n-GaN (рис. 7). Концентрация  $x$  индия в барьерном слое  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , а также размеры квантовых ям и барьеров активной области представлены в табл. 1.

Выращенные структуры р-областью монтировались на металлический теплоотвод, одновременно выполняющий роль зеркала. Излучение такого светодиода формируется в активной области и, отразившись от зеркала-теплоотвода, выводится наружу через прозрачную

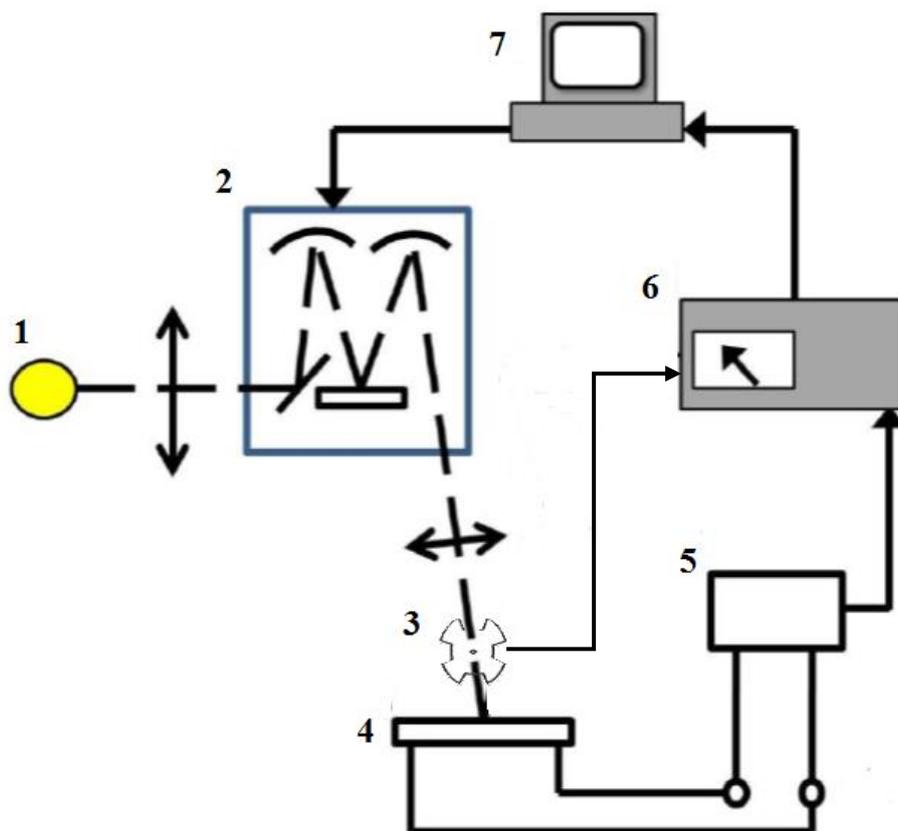
в синей части спектра сапфировую подложку. В зарубежной литературе данную технологию называют «flip-chip» [9].

Технологический номер образца	Концентрация индия в барьерном слое	GaN/InGaN, нм	Длина волны излучения, нм
<i>1</i>	<i>0,06</i>	<i>4/4</i>	<i>456</i>
<i>2</i>	<i>0,15</i>	<i>4/4</i>	<i>487</i>
<i>3</i>	<i>0,18</i>	<i>4/4</i>	<i>499</i>
<i>4</i>	<i>0,21</i>	<i>4/4</i>	<i>533</i>

**Таблица 1. Параметры исследуемых образцов**

## **2.2. Схема установки для регистрации спектров фототока**

Спектр фототока регистрировался на автоматизированной установке (рис. 8) [30]. Измерения происходили с использованием предусилителя 5 и синхронного детектора 6. Свет от лампы 1 проходил через монохроматор 2 (МДР-6), прерыватель 3, фокусировался с помощью собирающей линзы и падал на образец 4, который и являлся фотоприёмником. Управление положением решеток монохроматора 2 и измерение сигнала производилось с помощью модуля сопряжения на базе микроконтроллера ADuC812 фирмы Analog Devices с персонального компьютера 7 по последовательному интерфейсу RS-232. Спектральный диапазон измерений составлял 350-550 нм и соответствовал области поглощения рп-перехода. При измерении спектров фототока рп переход оставался в запертом состоянии. Для этого к его контактам подавалось смещение в диапазоне [-4.5; 0) В.



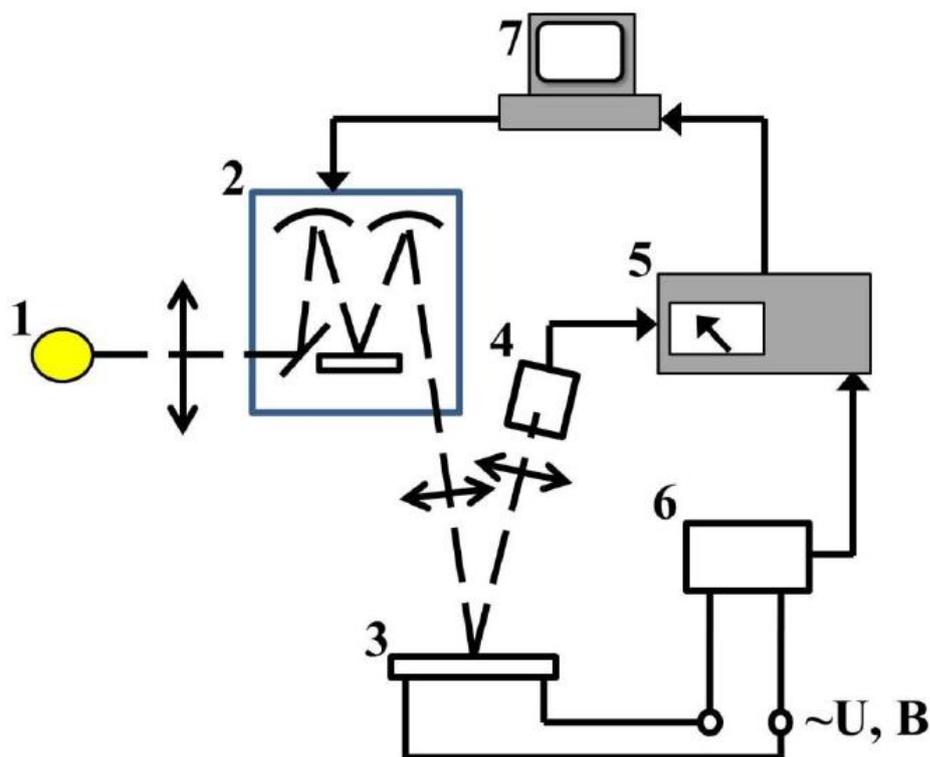
**Рис. 8. Схема установки для регистрации спектров фототока. 1-лампа, 2-монохроматор, 3-прерыватель, 4-образец, 5-предусилитель, 6-синхронный детектор, 7-компьютер**

### **2.3. Схема установки для регистрации спектров электроотражения**

Регистрация спектров электроотражения осуществлялась на установке, схема которой приведена на рисунке 9. Излучение спектральной лампы 1 фокусировалось на входную щель монохроматора (МДР-6) 2, проходило через него и направлялось на образец 3. Отраженное от образца 3 зондирующее излучение направлялось объективом 6 на кремниевый фотодиод ФДК-263 4, подключенный к малошумящему усилителю. Амплитудно-частотная характеристика усилителя была оптимизирована для работы в полосе частот 50–1500 Гц. Сигнал с усилителя поступал на синхронный детектор Unipan-232В 5. На образец 3 подавалось электрическое напряжение с генератора UTG9000С

прямоугольных импульсов 6 на частоте 370 Гц. В качестве опорного напряжения синхронного детектора использовался тот же сигнал с генератора 6. Таким образом, напряжение на выходе синхронного детектора 5 было пропорционально изменению коэффициента отражения  $R$  образца 3 на частоте модуляции.

Управление положением решеток монохроматора 2 и измерение и регистрация сигнала электроотражения производились с помощью модуля сопряжения на базе микроконтроллера ADuC812 фирмы Analog Devices с персонального компьютера 7 по последовательному интерфейсу RS-232. Спектральная ширина аппаратной функции монохроматора составляла 1 мЭВ. Запись спектров электроотражения осуществлялась при комнатной температуре.



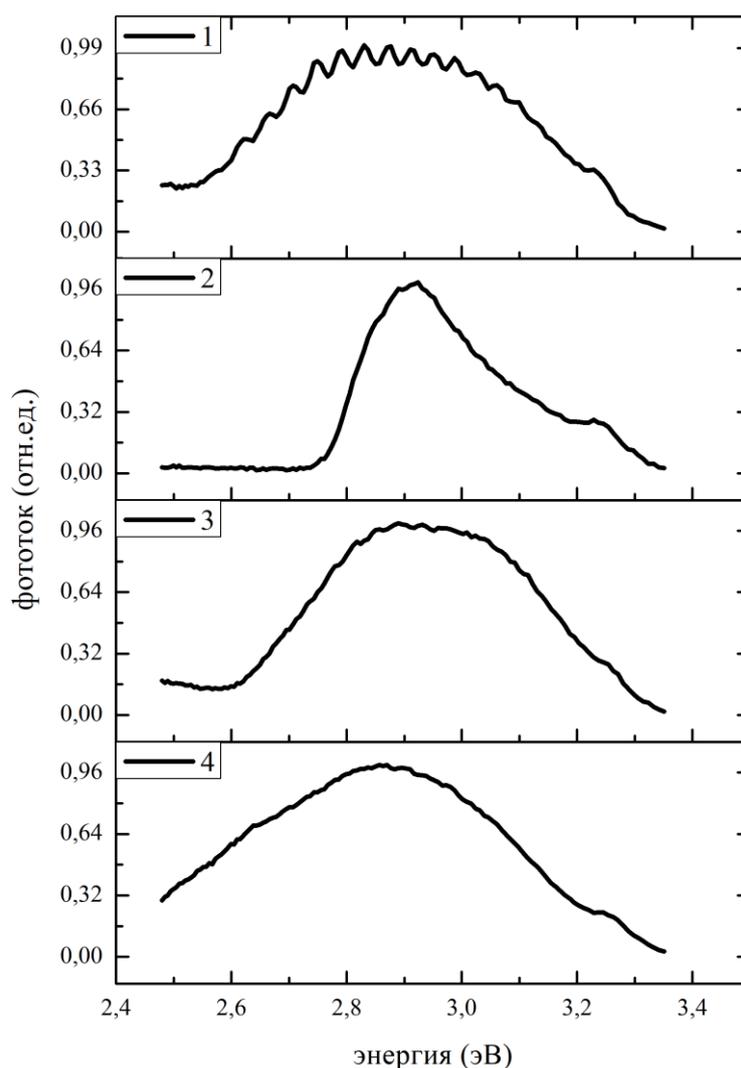
**Рис. 9. Схема установки для регистрации спектров электроотражения. 1- лампа, 2- монохроматор, 3- образец, 4- фотодиод с усилителем, 5- синхронный детектор, 6- генератор, 7- компьютер**

# **Глава 3. Исследование методами спектроскопии фототока и электроотражения светодиодных гетероструктур на основе соединений GaN**

## **3.1. Исследование светодиодных гетероструктур методом спектроскопии фототока**

На рисунке 10 представлены спектры фототока для образцов 1-4. В спектрах наблюдается сигнал фототока, соответствующий поглощению излучения в области рп перехода, так как сигнал фототока снимался с контактов СД. В спектрах фототока образцов 1 и 3 также присутствует интерференционная составляющая, сформировавшаяся при многократных отражениях излучения в слоях полупроводникового диода. Спектр фототока образца 2 имеет резкую границу со стороны длинных волн.

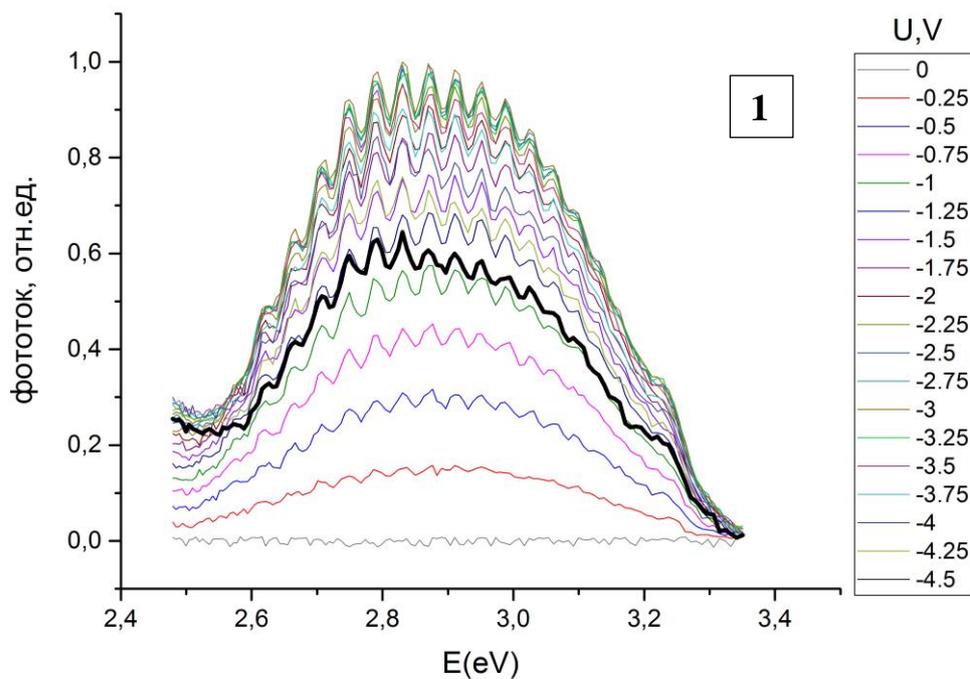
В спектрах фототока всех образцов присутствует линия с максимумом при 2.9 эВ, и «плечевая» структура в области 3.2эВ. Линия с максимумом при 2.9 эВ соответствует поглощению в квантовых ямах InGaN активной области светодиода: переходу с уровня размерного квантования дырок валентной зоны в зону проводимости. Эта энергия превышает энергию, соответствующую максимуму в спектре излучения (электролюминесценции) светодиода (2.30-2.75 эВ).



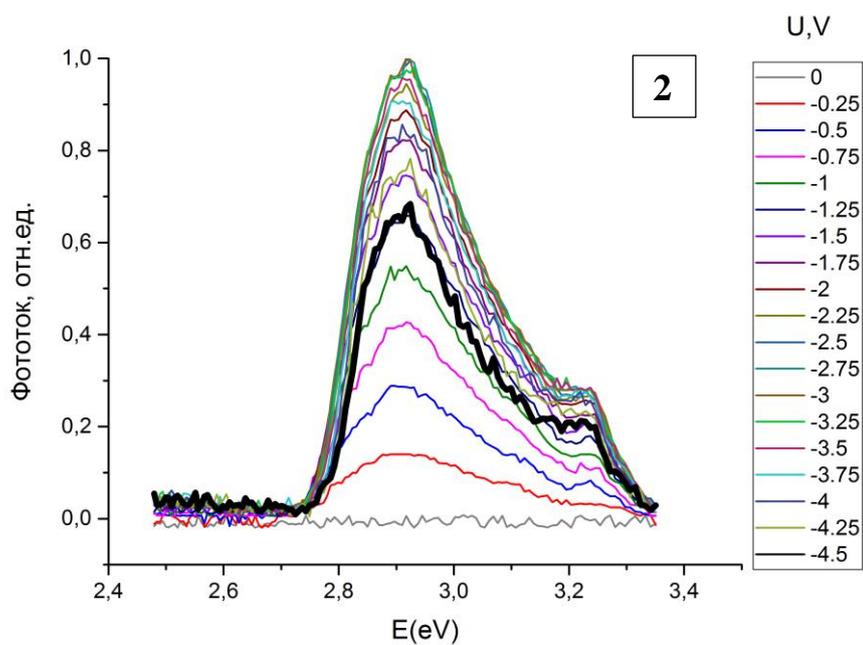
**Рис. 10. Спектры фототока образцов №1-4**

На рис. 11(a)-11(г) представлены серии спектров фототока образцов №1-4, записанные при дополнительном постоянном смещении рп-перехода в диапазоне от 0 В до -4.5 В. Из спектров фототока видно, что увеличение обратного смещения от 0 В до -3.25 В приводит к росту интенсивности сигнала фототока в максимуме. Дальнейшее увеличение обратного смещения до -4.5 В (спектр, соответствующий максимуму обратного смещения, выделен жирным) приводит к уменьшению интенсивности сигнала фототока в максимуме. Были вычислены интегралы под зависимостью фототока от энергии для всех смещений рп-перехода.

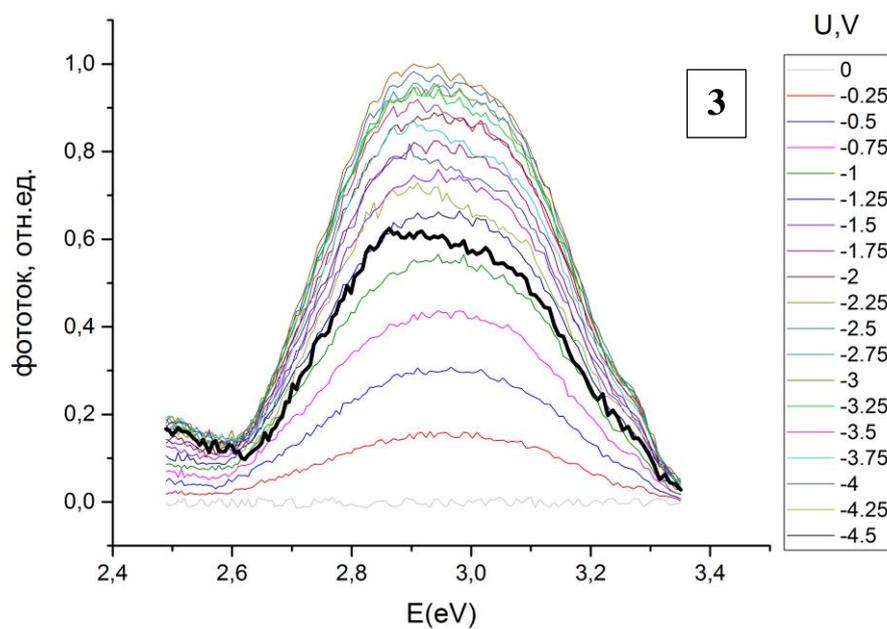
Интегральные интенсивности фототока от смещения рп-перехода рассматриваемой серии образцов приведены на рис. 12. Видно, что максимум интегральной зависимости приходится на смещение -2.75 В для образца №2 и -3 В для образцов №1,3,4.



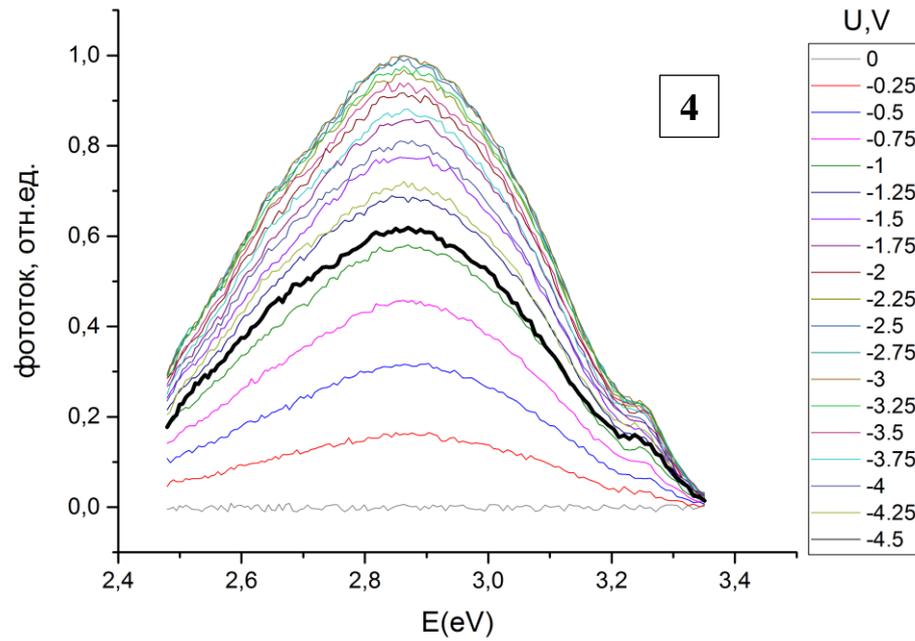
**Рис. 11(а).** Спектры фототока образца №1-4. Выделен спектр, соответствующий максимальному обратному смещению рп-перехода



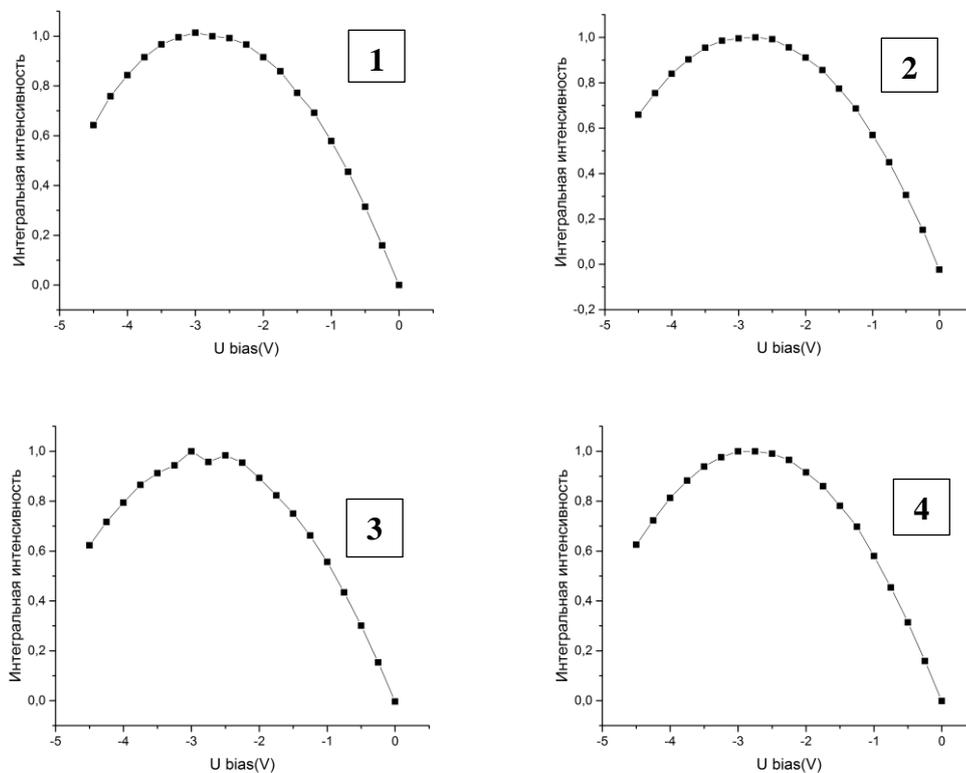
**Рис. 11(б).** Спектры фототока образца №2. Выделен спектр, соответствующий максимальному обратному смещению рп-перехода



**Рис. 11(в).** Спектры фототока образца №3. Выделен спектр, соответствующий максимальному обратному смещению рп-перехода



**Рис. 11(г). Спектры фототока образца №4. Выделен спектр, соответствующий максимальному обратному смещению рп-перехода**



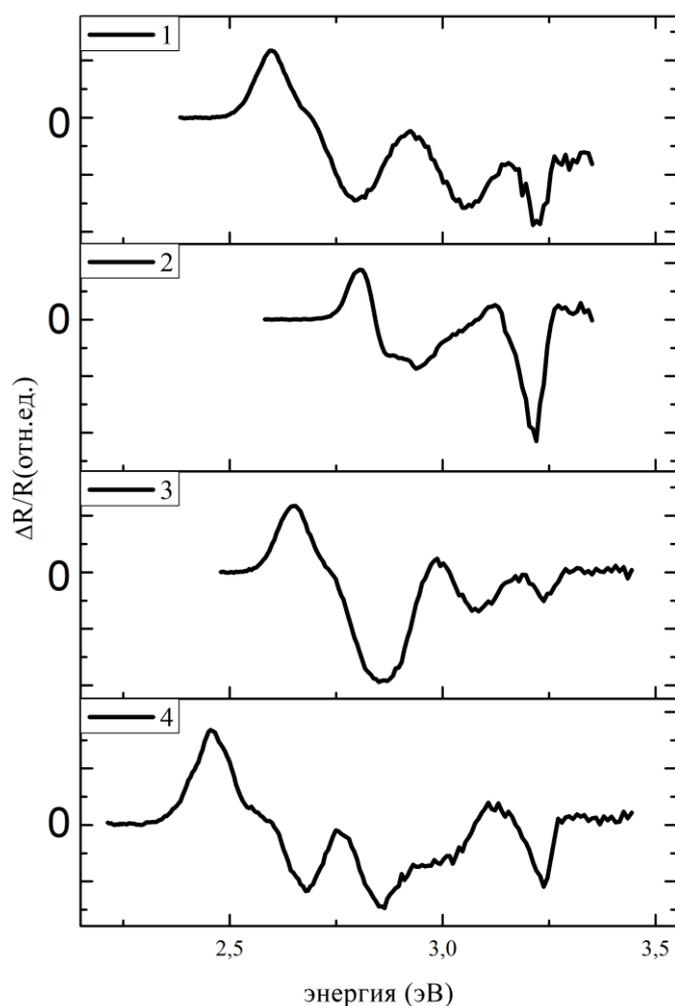
**Рис.12. Интегральная интенсивность серии спектров фототока в зависимости от смещения**

По-видимому, он обусловлен участием в процессе поглощения большего количества квантовых ям при значении смещения рп-перехода  $-2.7 \dots -3$  В. Немонотонное изменение поглотительной способности активной области указывает на то, что электрические поля в квантовых ямах отличны друг от друга: в результате суперпозиции пьезоэлектрического поля и поля, обусловленного внешним смещением, изменяются вероятности переходов электронов из зоны проводимости в валентную зону. Максимум сигнала фототока при смещениях  $-2.7 \dots -3$  В обусловлен максимумом вероятности поглощения излучения структурой.

## **3.2. Исследование светодиодных гетероструктур методом спектроскопии электроотражения**

### **3.2.1. Спектры электроотражения светодиодных структур**

На рис. 13 представлены спектры ЭО для каждого из образцов. Спектральные линии в области энергий до 3 эВ обусловлены вкладом системы квантовых ям InGaN активной области, все что выше по энергии – связано с барьером GaN ( $E_g = 3.45$  эВ). Видно, что сигнал из квантовых ям представляет собой совокупность линий, в то время как сигнал от барьера представлен одной линией.



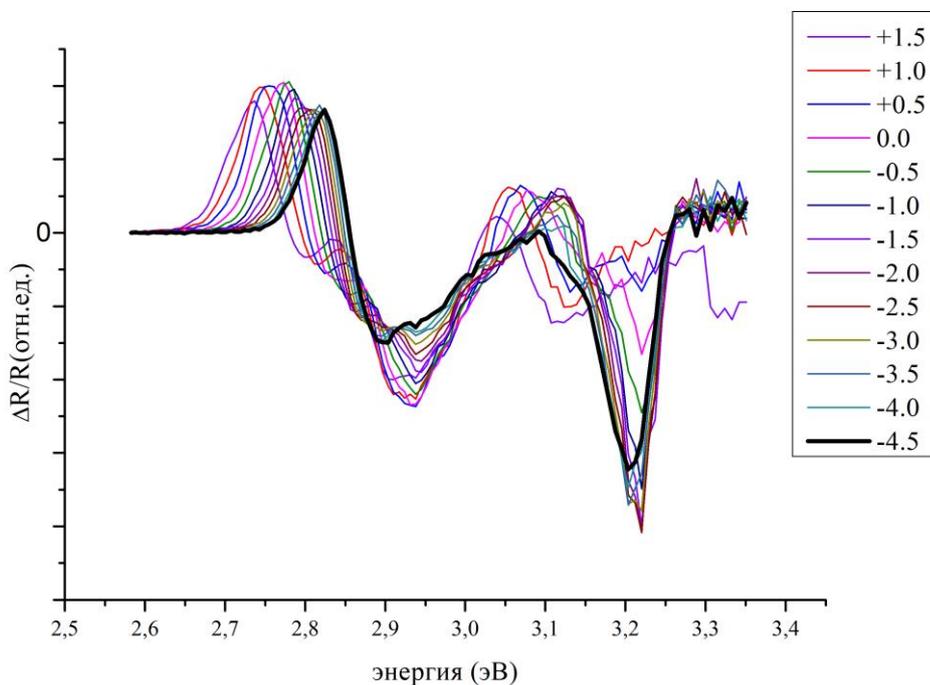
**Рис.13. Спектры электроотражения образцов №1-4**

### **3.2.2. Спектры электроотражения светодиодных структур при разном смещении рп перехода**

Так как при разном смещении рп переходов в спектрах фототока изменялась форма линии, связанной с поглощением с участием квантовых ям, представляет интерес измерение спектров электроотражения при разном смещении рп перехода.

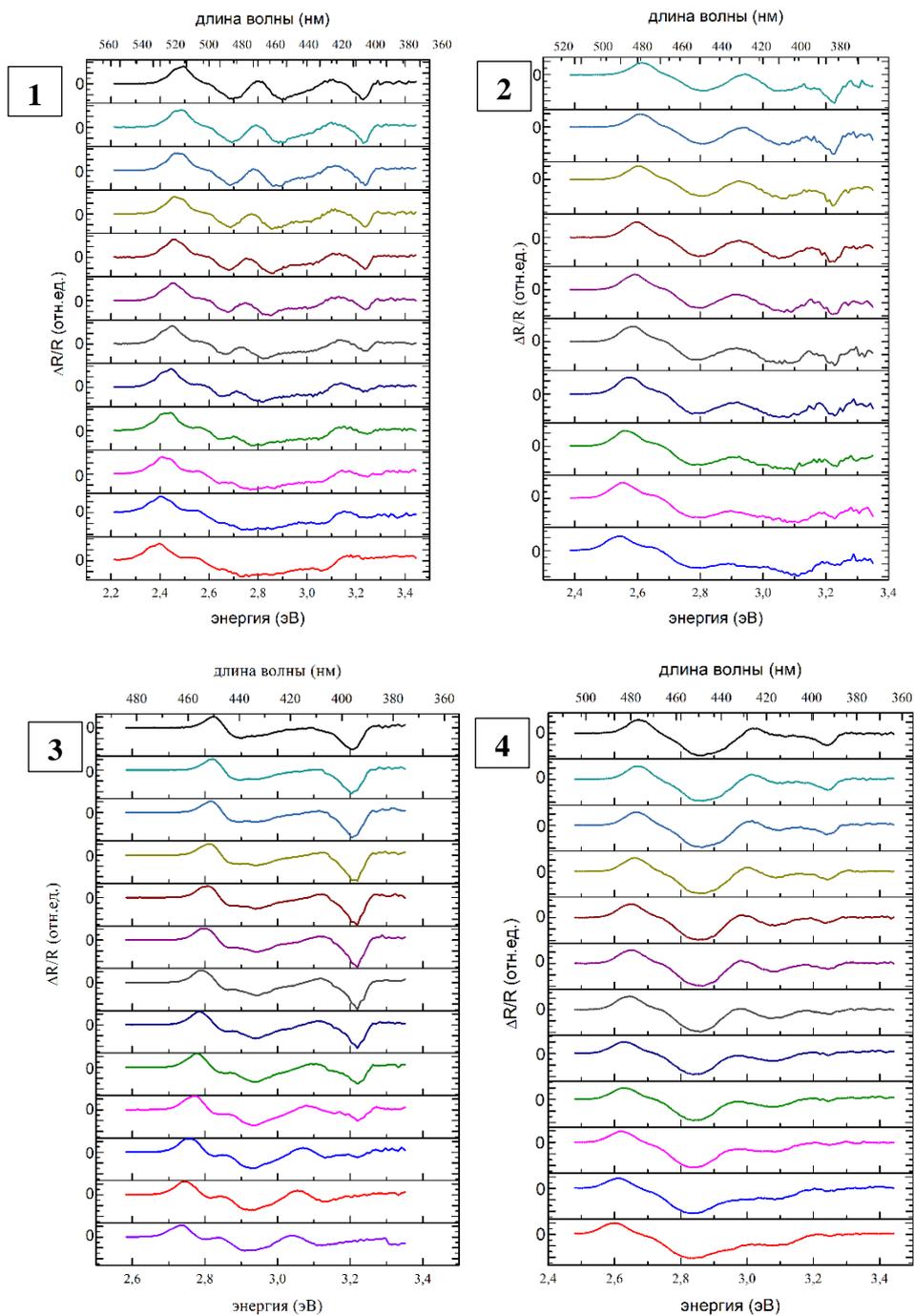
На рис. 14 показана серия спектров ЭО образца №2 при разном смещении рп-перехода. Такой вид наглядно демонстрирует изменение картины с изменением смещения. Черным выделен спектр при смещении - 4.5 В (максимальное смещение). При изменении смещения к

положительному значению явно видно изменение положения пика линии ЭО при 2.7-2.8 эВ соответствующий квантовой яме InGaN.



**Рис.14. Спектры ЭО образца №2 зарегистрированные при постоянном смещении  $U_p$  перехода от -4.5 до 1.5 В**

На рис. 15 представлены серии спектров электроотражения для всех исследуемых образцов. (Далее на рисунках спектры ЭО, зарегистрированные при одинаковом смещении, изображены одинаковым цветом).



**Рис.15. Спектры ЭО образцов №1-4, зарегистрированные при разных смещениях  $r_p$  перехода**

Для образца №1 видно, что линия, соответствующая энергии 2.6 эВ, при увеличении обратного смещения, двигается в сторону больших энергий (2.7 эВ); интенсивность пика линии с энергией ~2.9 эВ увеличивается ровно, как и интенсивность пика линии с энергией ~3.1 эВ.

Также, в области 3.2 эВ наблюдается уменьшение интенсивности пика линии при увеличении обратного смещения.

Для образца №2 похожая ситуация с линией при энергии 2.7 эВ. При увеличении обратного смещения пик линии на 2.85 эВ теряет свою интенсивность. В области 3.2 эВ наблюдается схожая картина, как и в образце №1.

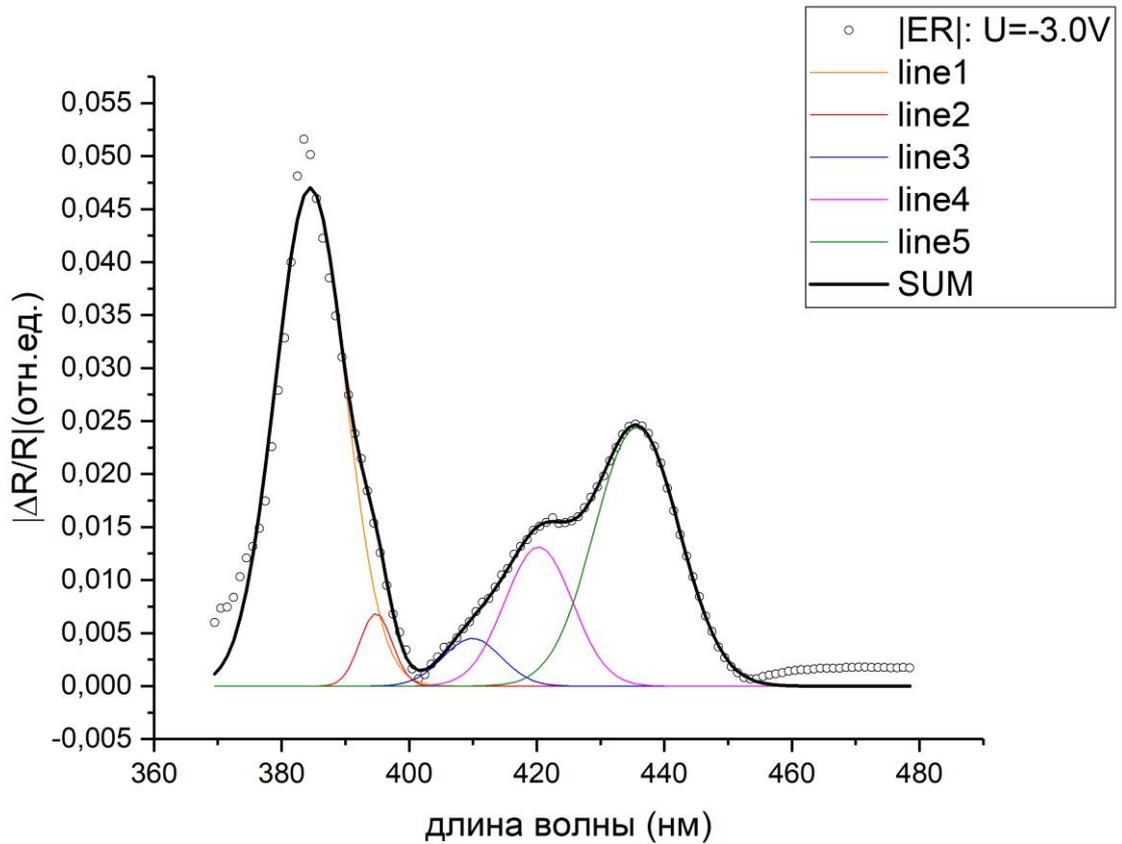
В образце №3 происходит схожая ситуация, исключая область 2.9-3 эВ: в ней наблюдается увеличение интенсивности линий.

В образце №4 более интересная картина: помимо повторяющихся изменений в крайних областях спектра (2.4 эВ и 3.2 эВ) присутствуют изменения в областях 2.5-2.6 эВ (уменьшение интенсивности линии), 2.7-2.8 эВ и 3.1 эВ (оба раза увеличение интенсивности линии).

### **3.2.3. Анализ модуля спектра электроотражения**

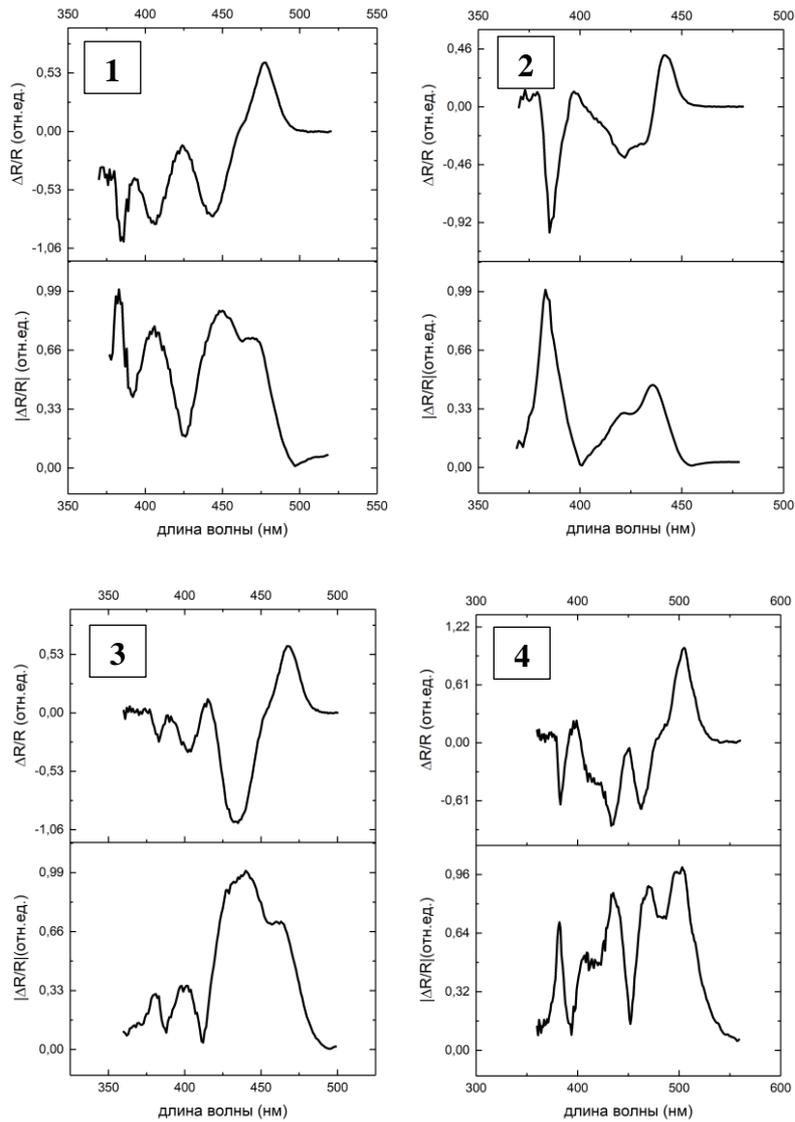
Детальное рассмотрение спектров ЭО на рис.15 показало, что наиболее существенные изменения в спектрах при увеличении обратного смещения  $np$  перехода попадают в область множественных квантовых ям. Сложность формы линий ЭО (соответствие одной линии от одного до трех экстремумов) не позволяет делать однозначное заключение о происходящих в спектрах изменениях. В данном случае все отягощается тем, что активная область  $np$  перехода содержит в себе 5 квантовых ям.

Простая аппроксимация спектра ЭО пятью контурами модели Аспнеса продемонстрировала плохую сходимость. По-видимому, это следует связывать с неоднозначностью задания начального приближения. Для получения спектральной информации был проведен пересчет экспериментальных спектров  $\Delta R(E)/R$  в спектры, соответствующие модулю сигнала электроотражения.



**Рис. 16. Модуль спектра ЭО образца №3. Круги – экспериментальные данные. Линии – разложение на контуры, черная линия – сумма разложений на контуры**

На рис.16 представлен пример аппроксимации модуля спектра электроотражения образца №3. Линия с максимумом 390нм связана с сигналом от барьеров GaN. Сдвиг линии в область больших длин волн по-видимому следует связывать с эффектом Франца-Келдыша, обусловленным наличием пьезоэлектрического поля и поля рп перехода. Остальные 4 контура связаны с сигналом от области множественных квантовых ям. Различия в положениях этих линий можно объяснить эффектом Штарка. Различие в интенсивности линий - различием вероятности электронно-дырочных переходов в отдельных квантовых ямах.



**Рис.17. Спектры электроотражения и их модули**

На рис.17 показаны исходные спектры электроотражения и их модули. Модуль сигнала ЭО каждого из спектров аппроксимировался суммой гауссовых контуров, как это было показано на рис. 16.

На рис.18 представлены графики зависимости положения линий от напряжения смещения  $p_n$  перехода образцов №1-4. Как видно из рис.18(а), соответствующего первому образцу, линии 4 и 5 соответствуют квантовым ямам InGaN и смещаются в сторону длинных волн при уменьшении обратного смещения; линии 1-3 связаны с барьером GaN, причем линия 3 проявляется только при почти нулевом обратном смещении. Для линий от барьера характерно смещение в коротковолновую сторону при

уменьшении обратного смещения. Аналогичные зависимости можно наблюдать для трех остальных образцов (рисунки 18(б), 18(в), 18(г)).

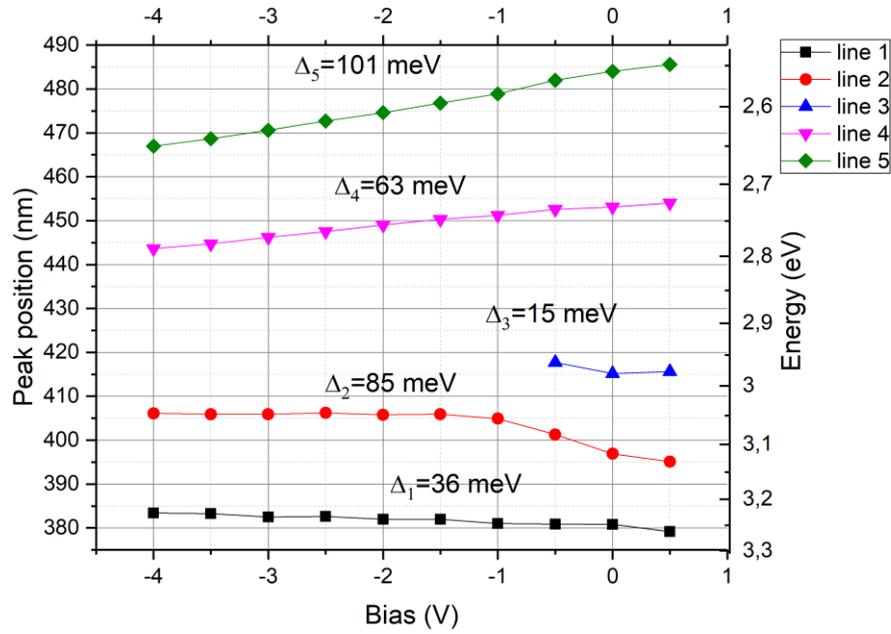


Рис. 18(а). Зависимость положения линий в спектре ЭО от обратного смещения при переходе для образца №1

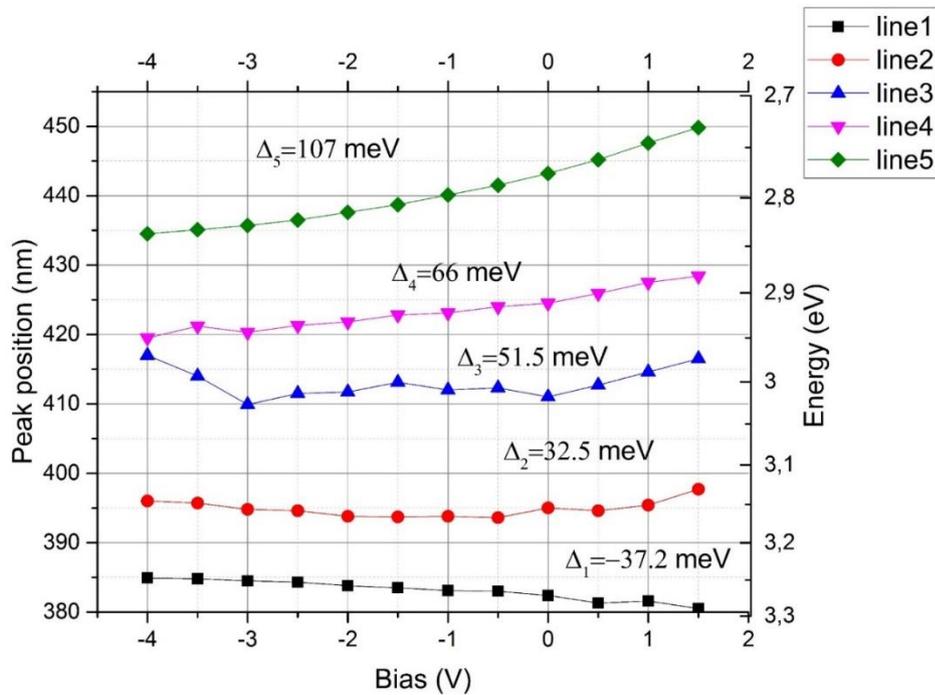


Рис. 18(б). Зависимость положения линий в спектре ЭО от обратного смещения при переходе для образца №2

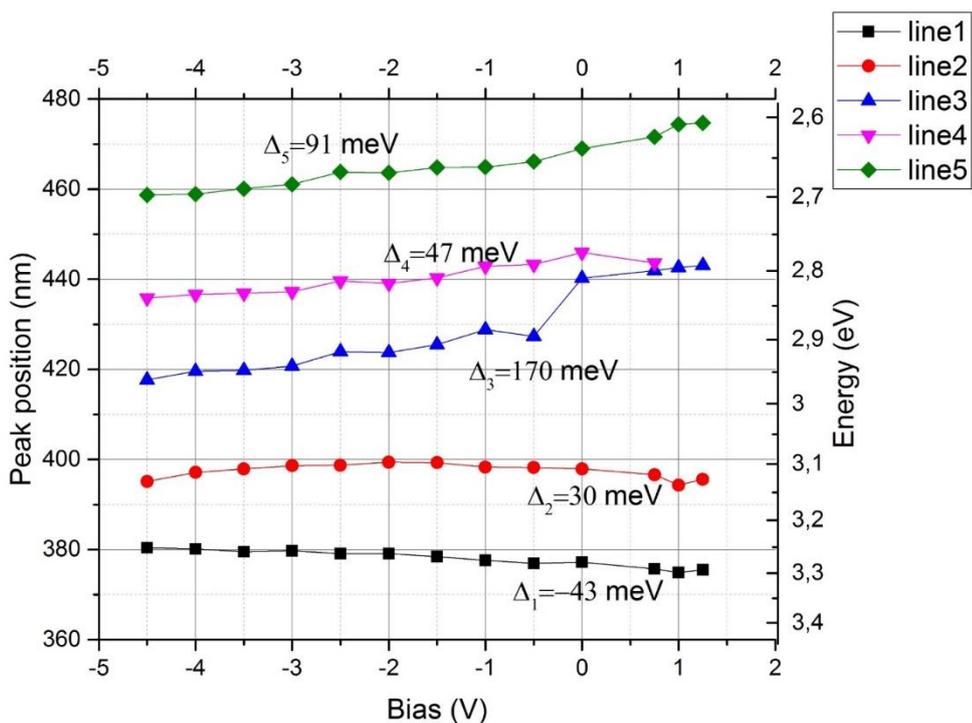


Рис. 18(в). Зависимость положения линий в спектре ЭО от обратного смещения рп перехода для образца №3

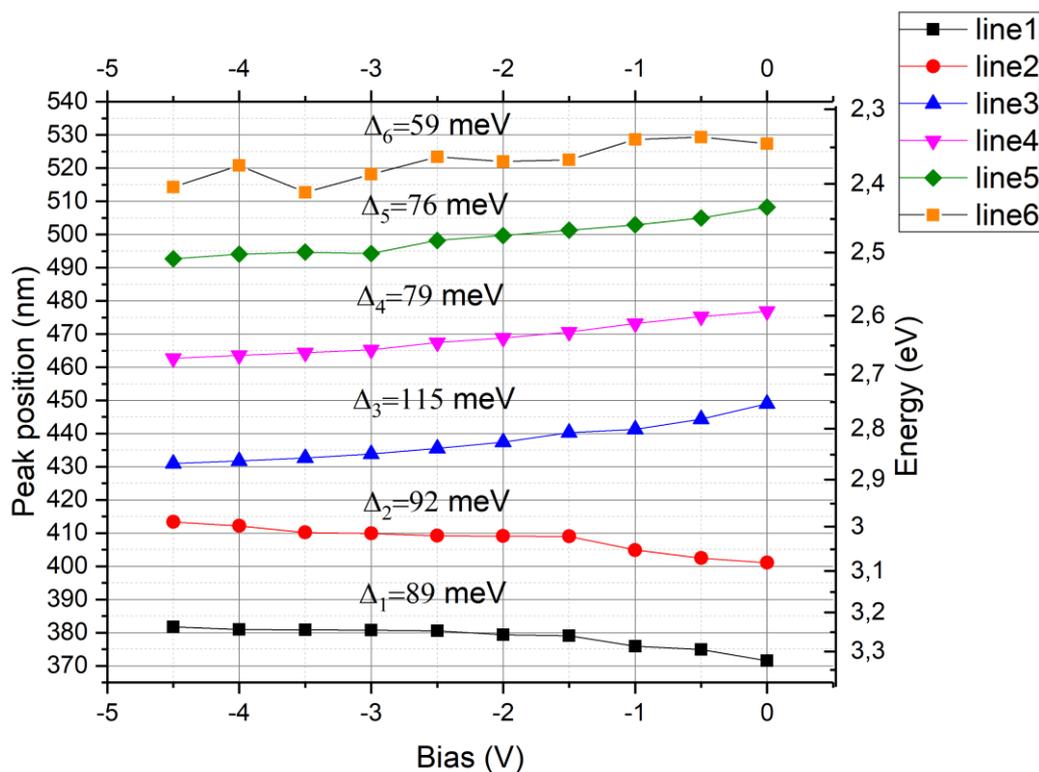
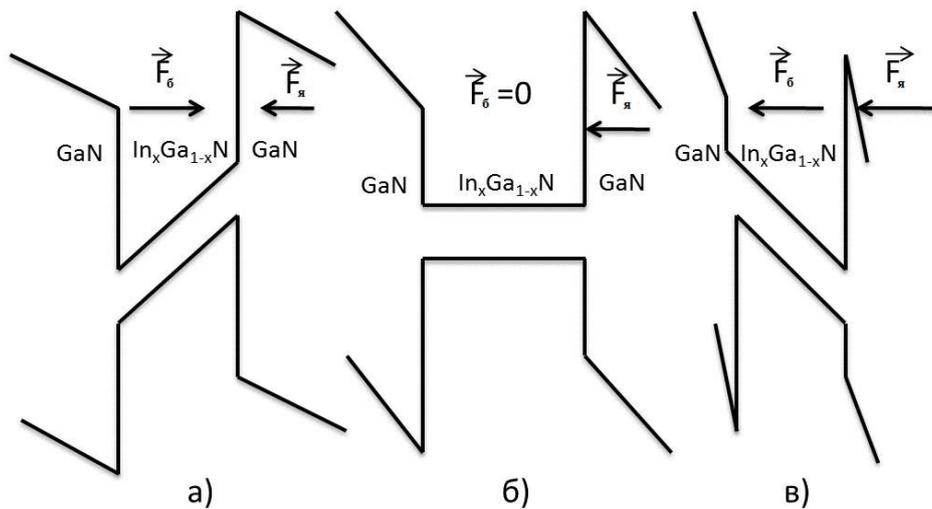


Рис. 18(г). Зависимость положения линий в спектре ЭО от обратного смещения рп перехода для образца №4

Поведение линий 3-5 - проявление эффекта Штарка: при увеличении обратного смещения внутреннее электрическое поле компенсируется, соответственно зоны для ямы выравниваются, т.е. становятся более плоскими, следовательно, уровни энергии в яме в зоне проводимости и в яме в зоне валентности раздвигаются на большую величину (рис. 19а,б). В итоге получаем энергия межзонного перехода с участием уровней размерного квантования увеличивается. Однако, влияние создаваемого смещением электрического поля на каждую квантовую яму разное, т.к. квантовые ямы, помимо пьезоэлектрического поля, помещены в неоднородное электрическое поле рп перехода. Поэтому, имеет место разный сдвиг для каждой линии.

Линия 1 это барьерный переход. Сдвиг у этой линии отличен от линий от квантовых ям потому, что внутреннее электрическое поле барьера увеличивается при приложении обратного смещения. Уменьшение энергии перехода также вызвано эффектом Штарка (рис. 19в).

Линия 2 связана, по-видимому, с переходом между вторым уровнем электрона в квантовой яме зоны проводимости и потолком валентной зоны барьера GaN: 2e-GaN(v). При этом происходят два противоположных процесса с точки зрения сдвига зон. С одной стороны, в КЯ уровень 2e отдаляется от дна зоны проводимости. С другой - барьерный уровень GaN(v) в валентной зоне приближается к потолку валентной зоны. Интегральное направление смещения линии зависит от суммы вкладов этих двух процессов.



**Рис. 19. Ход зон в квантовых ямах с пьезоэффектом в присутствии внешнего электрического поля при а) противоположных направлениях полей б) нулевом поле ямы и ненулевом для барьера в) сонаправленных полях**

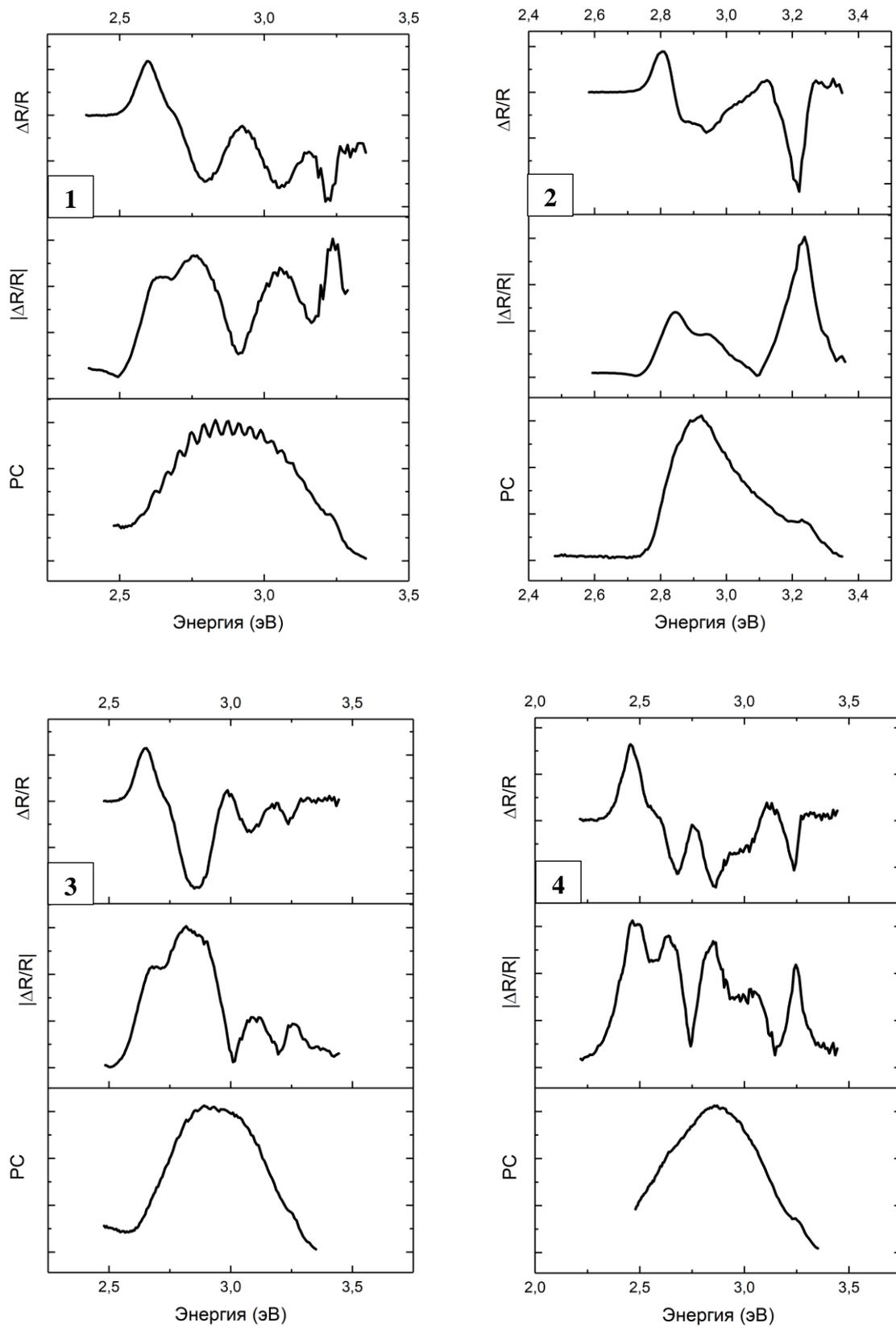
Как было описано выше, у образца №1 присутствует третья линия, связанная с барьерным переходом. Проявляется линия при смещении, близком к нулю. Далее, при увеличении обратного смещения, по видимому линия 3 сливается с линией 2. Окончательная причина появления этой линии нами не установлена.

Таким образом, анализируя спектры ЭО систем с множественными квантовыми ямами при разном обратном смещении рп перехода, можно выделить линии, связанные с переходами в области квантовых ям между уровнями размерного квантования электронов зоны проводимости и дырок валентной зоны, переходы типа «уровень размерного квантования - зона» и переходы типа «зона-зона» в барьерном слое GaN. Различие в смещениях линий, связанных с квантовыми ямами, можно объяснить различием электрических полей между отдельными ямами.

### **3.3. Сопоставление спектров фототока и электроотражения**

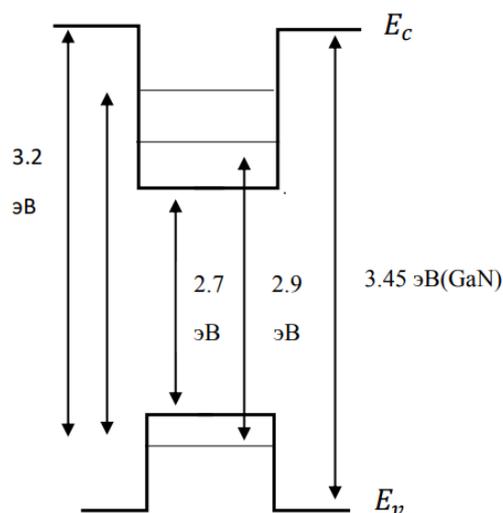
На рис.20 представлены сравнительные спектры ЭО, его модуля и ФТ для образцов №1-4. В спектрах ФТ можно выделить достаточно широкую и интенсивную линию, по своему положению совпадающую с сигналом ЭО от области множественных квантовых ям. При этом, в области низкоэнергетического крыла этой линии находятся наиболее интенсивные переходы в спектре ЭО, т.е. максимум сигнала фототока по своему положению сдвинут в область больших энергий относительно максимума сигнала ЭО от области множественных квантовых ям.

Со стороны высокоэнергетического крыла спектра ФТ присутствует малоинтенсивная узкая линия, своим положением попадающая в область энергий фундаментального перехода GaN.



**Рис. 20. Сопоставленные спектры ЭО, модуля ЭО и ФТ**

Перечисленные спектральные особенности позволяют сделать предположение о том, что с точки зрения формирования сигнала ФТ наибольшее поглощение излучения происходит в области энергий между квантовой ямой и барьером. Т.е. «заброс» электронов в зону проводимости и дырок в валентную зону для формирования электрического тока через рп переход наиболее интенсивно происходит с участием дна зоны проводимости, потолка валентной зоны барьерного слоя GaN и уровней размерного квантования электронов и дырок в КЯ. Пояснение сказанного приведено на рисунке 21.



**Рис. 21. Схема энергетических уровней в квантовой яме InGaN/GaN (в отсутствии электрических полей)**

## Заключение

Реализована методика измерения спектров фототока светодиодных гетероструктур GaN/InGaN/AlGaN, смонтированных методом «флип-чип» на теплоотвод. При регистрации спектра фототока сигнал фиксировался на контактах р-п перехода, структура освещалась через прозрачную в оптическом диапазоне сапфировую подложку.

В спектрах фототока исследуемой серии светодиодов обнаружен сигнал, попадающий в спектральную область излучения каждого из диодов. Данный сигнал обусловлен поглощением фотонов с участием уровней размерного квантования в квантовых ямах активной области InGaN/GaN: максимум сигнала ФТ приходится на область энергий, соответствующую переходам между уровнями размерного квантования в ямах и краями энергетических зон в барьерах.

В зависимости интегральной интенсивности спектров фототока от смещения рп-перехода обнаружен максимум. По-видимому, он обусловлен участием в процессе поглощения бОльшого количества квантовых ям при значении смещения рп-перехода  $-2.7...-3\text{В}$ . Немонотонное изменение поглощательной способности активной области указывает на то, что электрические поля в квантовых ямах отличны друг от друга.

Ширина линий в спектрах электроотражения в 5-6 раз меньше соответствующих значений, определенных из спектров фототока. По-видимому, это связано с тем, что модуляция коэффициента отражения наиболее эффективно происходит в одной-двух квантовых ямах из пяти, в то время как поглощение излучения происходит во всех пяти квантовых ямах InGaN активной области и, к тому же, в переходах, связанных с поглощением, принимают участие не только уровни размерного квантования, но и целые энергетические зоны. Уширение спектров фототока также можно объяснить неоднородностью электрических полей между отдельными квантовыми ямами активной области.

Таким образом, анализируя спектры ЭО и ФТ систем с множественными квантовыми ямами при разном обратном смещении рп перехода, можно выделить линии, связанные с переходами в области квантовых ям между уровнями размерного квантования электронов зоны проводимости и дырок валентной зоны, переходы типа «уровень размерного квантования - зона» и переходы типа «зона-зона» в барьерном слое GaN. Различие в смещениях линий, связанных с квантовыми ямами, можно объяснить различием электрических полей между отдельными ямами.

Работу выполнил студент

группы 205М

\_\_\_\_\_ Кочетов Е.Е.

Научный руководитель

к.ф.-м.н., доцент

\_\_\_\_\_ П.Ю. Боков

## Список литературы

- [1] [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2014/press.html](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2014/press.html)
- [2] Ф.Шуберт, "Светодиоды", 2-е изд.-М.:ФИЗМАЛИТ, гл 12.4
- [3] М. Херман, Полупроводниковые сверхрешётки, Москва: Мир, 1989
- [4] В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, М.М. Рожавская, А.Е. Николаев, А.В. Сахаров, С.И. Трошков, М.А. Сеницын, Д.В. Давыдов, М.М. Кулагина, П.Н. Брунков, А.Ф. Цацульников, «Двойное перекрестное эпитаксиальное разращивание неполярных эпитаксиальных слоев нитрида галлия», ЖТФ, т. 38, No. 6, сс. 22-28, 2012.
- [5] . A. Konar, A. Verma, T. Fang, P. Zhao, R. Jana and D. Jena, «Charge transport in non-polar and semi-polar III-V nitride heterostructures», IOP Science, Vol. 27, No. 2, p. 024018, 2012
- [6] H.X. Jiang, J.Y. Lin, «AlGaN and InAlGaN alloys - epitaxial growth, optical and electrical properties, and application», Opto-electronic review, Vol. 10, pp. 271-286, 2002.
- [7] T. Takeuchi, C. Wetzel, S. Yamaguchi, H. Sakai, H. Amano, and I. Akasaki, Y. Kaneko, Y. Yamaoka, and N. Yamada, «Determination of piezoelectric fields in strained GaInN quantum wells us using the quantum-confined Stark effect», Applied Physics Letters, Vol. 73, No. 12, pp. 1691-1693, 1998.
- [8] C.M. Lee, S.H. Choi, C.S. Kim, S.K. Noh and J. I. Lee, «Photoluminescence Investigation of InGaN/GaN Multiple Quantum Wells», Journal of the Korean

- [9] H. Zhao, Guangyu L., J. Zhang, J. D. Poplawsky, V. Dierolf and N. Tansu, «Approaches for high internal quantum efficiency green InGaN light-emitting diodes with large overlap quantum wells» *Optics Express*, Vol. 19, No. S4, pp. 991-1007, 2011.
- [10] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood, and C.A. Burrus, «Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect», *Physical Review Letters*, Vol. 53, p. 2173–2176, 1984.
- [11] Г.Г. Барановский, Г.Ф. Глинский, «Экспресс-диагностика светодиодов на основе гетероструктур InGaN/GaN фотоэлектрическим методом», *ЖТФ*, т.39, №10, сс. 22-28, 2012.
- [12] А.Ф. Иоффе, «Пьер Кюри», *Успехи Физических наук*, т. LVIII, вып. 4, сс. 571-579, 1956.
- [13] С. Г. Калашников, «Электричество», Москва: Физматлит, 2003, с. 624.
- [14] Д. В. Сивухин., «Общий курс физики», т. 3, Москва: Физматлит, МФТИ, 2004, с. 656.
- [15] S. P. Lepkowski, J. A. Majewski, G. Jurczak, «Nonlinear elasticity in III-N compounds: Ab initio calculations», *Physical Review Letters*, Vol. B 72, p. 245201, 2005.
- [16] А.О. Волков, О.А. Рябушкин, М.С. Поволоцкий, «Модуляция радиочастотным полем двух поляризаций отражения света от полупроводниковых гетероструктур», *ПЖТФ*, т. 27, № 18, сс. 8 13, 2001
- [17] А.А. Герасимович, С.В. Жоховец, Г. Гобш, Д.С. Доманевский, «Электроотражение и отражение структуры GaAs/AlGaAs с одиночной квантовой ямой при комнатной температуре», *ФТП*, т.39, № 6, сс. 729-734, 2005.

- [18] Е.Ф. Венгер, Т.Я Горбач., Л.А. Матвеева, С.В. Свечников, «Спектроскопия электроотражения, электронная зонная структура и механизм видимой фотолюминесценции светоизлучающего кремния», ЖЭТФ, т.116, №5, сс. 1750-1761, 1999.
- [19] L. Zhang., «The optical Kerr effect in wurtzite GaN-based double» Modern Physics Letters B, Vol 23, pp. 1923-1934, 2009.
- [20] U. Behn, H. T. Grahn, K. Ploog, H. Schneider, «Line shape of electroreflectance spectra in semiconductor superlattices», Physical Review B, Vol. 48, No. 16, pp. 11827-11832, 1993.
- [21] D. Aspnes, «Third-derivative modulation spectroscopy with low-field electroreflectance», Surf. Science, Vol. 37, p. 418, 1973.
- [22] D.E. Aspnes, «Band nonparabolicities, broadening, and field distributions: The spectroscopy of Franz-Keldysh oscillations», Physical Review B, Vol. 10, p. 4228, 1974.
- [23] K. Jezierski, P. Markiewicz, J. Misiewicz, M. Panek, B. Ściana, «Application of Kramers–Krönig analysis to the photorefectance spectra of heavily doped GaAs/SiGaAs structures», Journal of Applied Physics, 1995
- [24] Г.Г. Барановский, Г.Ф. Глинский, «Экспресс-диагностика светодиодов на основе гетероструктур InGaN/GaN фотоэлектрическим методом», ЖТФ, т.39, №10, сс. 22-28, 2012.
- [25] Yongjin Wang, Guixia Zhu, Wei Cai, Xumin Gao, Yongchao Yang, Jialei Yuan, Zheng Shi, and Hongbo Zhu, «Suspended p–n Junction InGaN/GaN Multiple-Quantum-Well Device With Selectable Functionality», Applied physics letters 108, 162102, 2016

- [26] H. Y. Ryu, K. S. Jeon, M. G. Kang, H. K. Yuh, Y. H. Choi, and J. S. Lee, A comparative study of efficiency droop and internal electric field for InGaN blue lighting-emitting diodes on silicon and sapphire substrates, *Scientific reports* 7, 44814, 2017
- [27] L Rigutti, A Castaldini, M Meneghini and A Cavallini, Photocurrent spectroscopy evidence for stress-induced recombination centres in quantum wells of InGaN/GaN-based light-emitting diodes, *Semiconductor science and technology* vol.23, 2 , 2007
- [28] F. Léonard, J. R. Dickerson, M. P. King, Member, A. M. Armstrong, A. J. Fischer, A. A. Allerman, R. J. Kaplar, and A. Alec Talin, In-Operando, Spatially-Resolved Imaging of Edge Termination Electric Fields in GaN Vertical p-n Junction Diodes, *IEEE Electron device letters* vol.37, 6, 2016
- [29] Daren Alfred Lock, Simon R. G. Hall, A. D. Prins, B. G. Crutchley, S. Kynaston, and Stephen John Sweeney, LED Junction Temperature Measurement Using Generated Photocurrent, *Journal of Display technology* vol.9, 5, 2013
- [30] A.E. Aslanyan, K.Yu. Polozhentsev, «Electrorefelctance from Multiple InGaN/GaN Quantum Wells», Poster session, ICPS 2014 conference, Austin, Texas, 2014