

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

---

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Кафедра общей физики

Интерференционные эффекты в спектрах электроотражения  
прототипов светоизлучающих диодов на основе соединений  
нитрида галлия

Дипломная работа  
студента 605 группы  
Положенцева Кирилла Юрьевича

Допущена к защите «25» декабря 2014г.

Зав.кафедрой общей физики  
д.ф.-м.н., профессор  
\_\_\_\_\_ А.М. Салецкий

Научный руководитель  
к.ф.-м.н., доцент  
\_\_\_\_\_ П.Ю. Боков

Москва, 2014

## Оглавление

1. Введение.....	3
2. Интерференция в тонких плёнках и её проявление в спектрах электроотражения.....	4
2.1. Формулы Френеля и следствия из них .....	4
2.2. Интерференция в тонких плёнках .....	6
2.3. Пьезоэлектрический эффект .....	10
2.4. Оптическая индикатриса .....	15
2.5. Линейный электрооптический эффект .....	17
2.6. Метод спектроскопии электроотражения .....	18
2.6.1. Модель Аспнеса .....	22
2.6.2. Интерференционные эффекты.....	23
2.7. Светодиоды на основе соединений нитрида галлия .....	23
3. Образцы и методика эксперимента .....	28
3.1. Образцы.....	28
3.2. Методика эксперимента .....	30
4. Интерференционные полосы в спектрах электроотражения светодиодов на основе GaN/InGaN.....	32
4.1. Спектр электроотражения: анализ периодичности интерференционных полос .....	32
4.2 Спектры электроотражения светодиода при разном смещении рп-перехода .....	34
5. Интерференционные эффекты в спектрах электроотражения квантовых ям InGaN/GaN .....	39
6. Основные результаты и выводы .....	44
7. Литература .....	46

## 1. Введение

Нобелевская премия по физике в 2014 году присуждена Х. Амано, И. Акасаки и С. Накамура [1 - 6] за разработки светоизлучающих диодов синей части спектра на основе нитрида галлия и его соединений. За сравнительно короткий промежуток времени эти светодиоды (СД) стали основой энергоэффективного освещения ближайшего будущего.

В то же время остаётся немало вопросов, ответы на которые помогли бы качественно улучшить светодиоды. К их числу относятся вопросы спектрального состава и направленности излучения светодиода. Сравнительно малые толщины слоёв в гетероструктуре и сравнительно большие значения показателя преломления приводят к тому, что интерференция в СД влияет, в том числе, на направленность и спектральный состав излучения [7]. Поэтому исследование интерференционных эффектов в структурах светодиодов – один из мощных инструментов для дальнейшего развития технологий их производства.

В данной работе приведены результаты исследования методом спектроскопии электроотражения (ЭО) серии интерференционных эффектов: интерференции в тонких плёнках и интерференции электромодуляционного сигнала от области множественных квантовых ям (МКЯ), исследован линейный электрооптический эффект в гетероструктурах на основе InGaN/AlGaN/GaN.

## 2. Интерференция в тонких плёнках и её проявление в спектрах электроотражения

Структуры на основе соединений нитрида галлия используют для производства маломощных сверхъярких источников света в зелёном, синем и ультрафиолетовом спектральных диапазонах [8]. Полупроводниковые структуры этих светодиодов представляют собой набор чередующихся слоёв с различными оптическими и электрофизическими свойствами [9]. Характерные толщины отдельных слоёв составляют единицы-сотни нм [10]. Качественно изготавливать такие структуры стало возможно, благодаря развитию таких методов роста, как молекулярно-лучевая эпитаксия [11, стр. 161], металлоорганическая газофазная эпитаксия [12] и жидкофазная эпитаксия [13].

В многослойных гетероструктурах современных светоизлучающих диодов происходит интерференция излучаемого света [14], которая, как показал Крамерс [7], оказывает влияние не только на направленность излучения, но и на его спектральный состав.

### 2.1. Формулы Френеля и следствия из них

Так как современные светодиоды представляют собой совокупность плоскопараллельных слоёв с различными показателями преломления [15, стр. 152-156], рассмотрим распространение света в слоистой структуре перпендикулярно границам. Плоская волна, распространяющаяся в направлении единичного вектора  $S^{(i)}$ , под углом  $\Theta_i$  к оси  $z$  (рис.1.), в среде с показателем преломления  $n_1$ , падает на границу раздела со средой, показатель преломления которой  $n_2$ . Волна разделяется на две: проходящую во вторую среду, распространяющуюся вдоль единичного вектора  $S^{(t)}$ , под углом  $\Theta_t$  к оси  $z$ , и отражённую, распространяющуюся вдоль  $S^{(r)}$ , под углом  $\Theta_r$  к вертикальной оси (рис.1).  $A$  – амплитуда вектора напряжённости электрического поля падающей волны, считаем её комплексной величиной. Разложим каждый вектор на компоненты – параллельную и

перпендикулярную направлению распространения волн. Выбор положительных направлений компонент указан на рисунке 1. Для компонент отражённой ( $R$ ) и прошедшей ( $T$ ) волн справедливы формулы Френеля [16, стр. 57]:

$$\begin{aligned}
 T_{\parallel} &= \frac{2n_1 \cos \Theta_i}{n_2 \cos \Theta_i + n_1 \cos \Theta_t} A_{\parallel}, & T_{\perp} &= \frac{2n_1 \cos \Theta_i}{n_1 \cos \Theta_i + n_2 \cos \Theta_t} A_{\perp}, \\
 R_{\parallel} &= \frac{n_2 \cos \Theta_i - n_1 \cos \Theta_t}{n_2 \cos \Theta_i + n_1 \cos \Theta_t} A_{\parallel}, & R_{\perp} &= \frac{n_1 \cos \Theta_i - n_2 \cos \Theta_t}{n_1 \cos \Theta_i + n_2 \cos \Theta_t} A_{\perp}.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

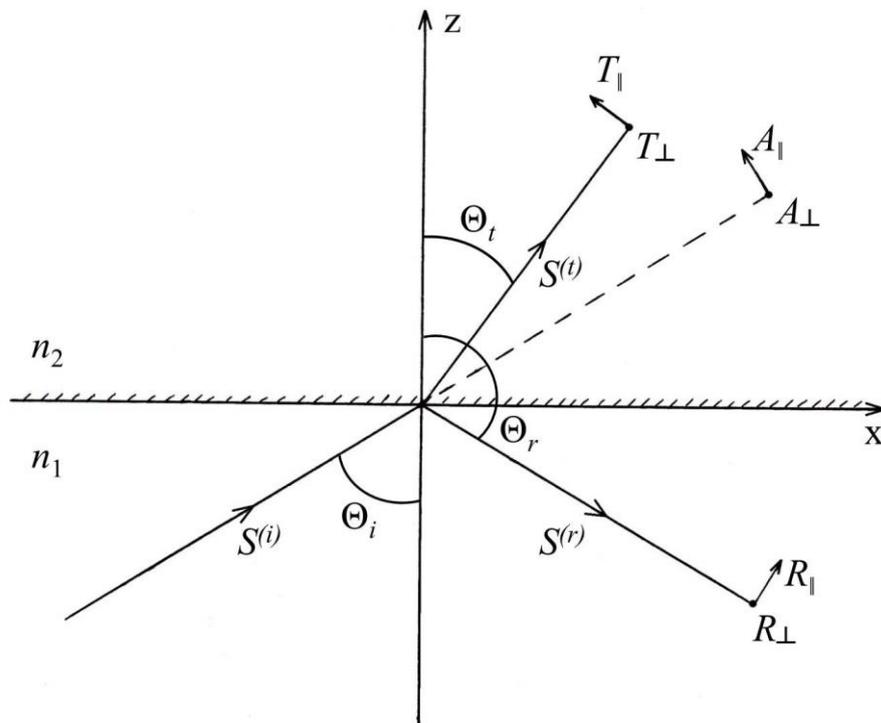


Рис. 1. Преломление и отражение плоской волны. Плоскость падения. [16, стр. 55]

Комплексная диэлектрическая функция  $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ , позволяет ввести комплексный показатель преломления  $N = \bar{n} + ik$ , где  $\bar{n} = n_1/n_2$  - относительный показатель преломления при падении света из среды с показателем преломления  $n_1$  в среду с показателем преломления  $n_2$ ,  $k$  - показатель поглощения или коэффициент экстинкции. Связь между компонентами введённых параметров, записывается в виде [17, стр.12]:

$$\begin{aligned} \bar{n}^2 - \kappa^2 &= \varepsilon_1; & \bar{n} &= \sqrt{\frac{\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}}{2}}; \\ 2\bar{n}\kappa &= \varepsilon_2; & \kappa &= \sqrt{\frac{-\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}}{2}}. \end{aligned} \quad (2)$$

При прохождении света через границу двух сред комплексный коэффициент отражения  $r$  можно определить как отношение амплитуд отражённой ( $\vec{E}_r$  - амплитуда вектора напряжённости электрического поля) и падающей ( $\vec{E}_i$ ) волны:

$$r = \frac{\vec{E}_r}{\vec{E}_i} = \frac{N-1}{N+1} = \sqrt{R}e^{i\varphi}. \quad (3)$$

Таким образом, в случае нормального падения, коэффициент отражения  $R$  и изменение фазы  $\varphi$  равны, соответственно [17, стр.12]:

$$R = \frac{(\bar{n} - 1)^2 + \kappa^2}{(\bar{n} + 1)^2 + \kappa^2}; \quad (4)$$

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{2\bar{n}\kappa}{\bar{n}^2 + \kappa^2 - 1}. \quad (5)$$

## 2.2. Интерференция в тонких плёнках

Рассмотрим прозрачную плёнку с плоскими, не обязательно параллельными отражающими поверхностями, которая освещается точечным источником света  $S$  (рис. 2). Если плёнка достаточно тонкая, а угол между поверхностями плёнки мал, то для такой плёнки разность хода волн 1 и 2 состоит из суммы:

$$\Delta = \Delta_1 + \Delta_2, \quad (6)$$

и, с другой стороны, равна:

$$\Delta = 2 n' h \cos\Theta', \quad (7)$$

где  $h$  – толщина плёнки,  $\Theta'$  – угол отражения от внутренней поверхности плёнки (в случае плоскопараллельной плёнки  $\Theta'$  – угол преломления),  $n'$  – показатель преломления материала плёнки.

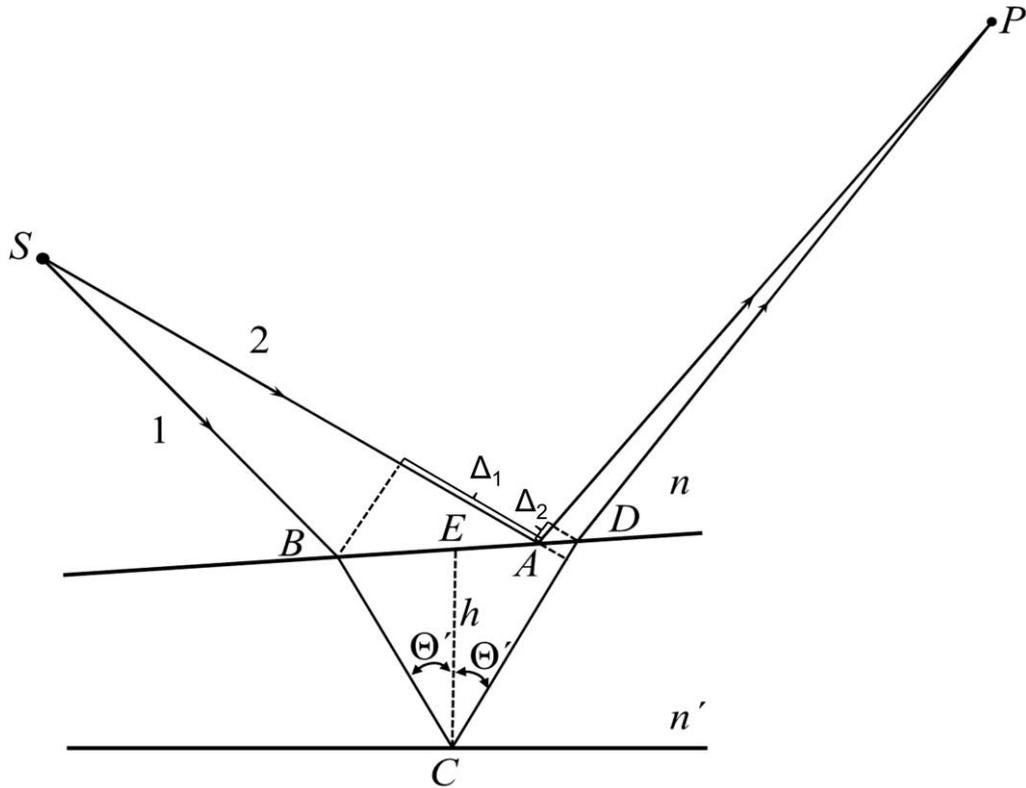


Рис. 2. Тонкая плёнка, освещённая точечным источником света [16, стр. 267]

В случае, когда волна попадает в плёнку из оптически менее плотной среды с показателем преломления  $n$ , например, воздуха, то есть:  $n' \geq n$ , и, учитывая изменение фазы на  $\pi$  при отражении на одной из поверхностей плёнки, получаем, что максимумы интенсивности в точке наблюдения  $P$  находятся при:

$$2n'h \cos \Theta' \pm \frac{\lambda}{2} = m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (8)$$

минимумы интенсивности – при:

$$2n'h \cos \Theta' \pm \frac{\lambda}{2} = m\lambda, \quad m = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots \quad (9)$$

Рассмотрим интерференцию двух плоских монохроматических волн: отражённых от верхней  $\vec{E}_1$  и нижней  $\vec{E}_2$  границ плёнки (рис. 3). В результате интерференции этих волн:

$$\langle \vec{E}^2 \rangle = \langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 \rangle = \langle \vec{E}_1^2 \rangle + \langle \vec{E}_2^2 \rangle + 2\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle, \quad (10)$$

где  $2\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle$  - интерференционный член [16, стр. 244]:

$$2\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle = 2\langle \sqrt{I_1 I_2} \rangle \cos \delta. \quad (11)$$

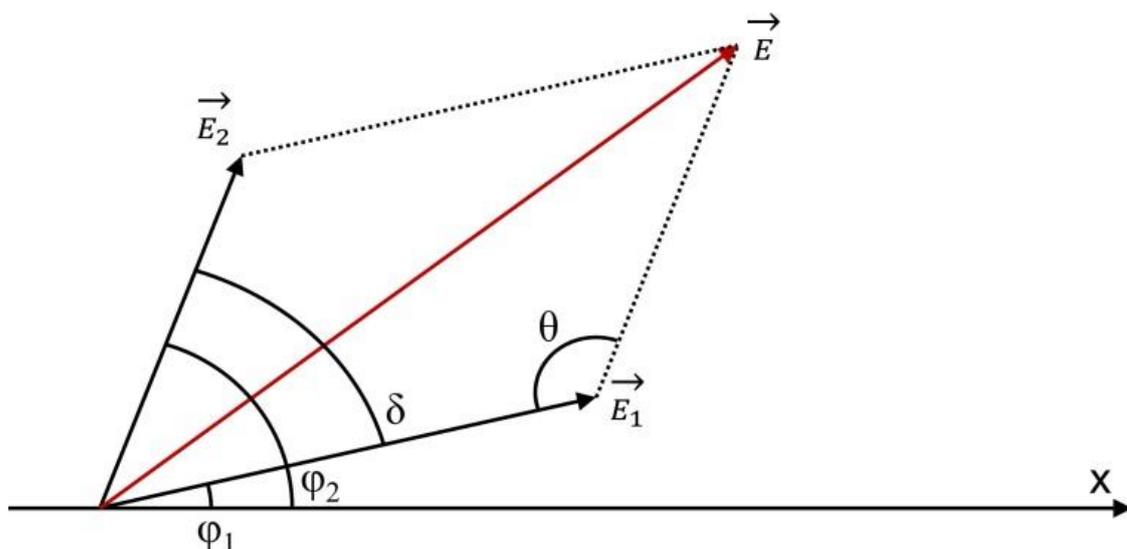


Рис. 3. Сложение векторов напряжённости электрического поля двух плоских монохроматических волн

Если колебания векторов  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  происходят вдоль одной прямой (учитывая, что  $I \sim E^2$  и соотношение (11)), то для интенсивностей можно получить:

$$I = \langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle + 2\langle \sqrt{I_1 I_2} \rangle \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (12)$$

Тогда, в особом случае, при  $I_1 = I_2$  и, учитывая соотношение:  $\varphi_2 - \varphi_1 = k\Delta$ , где  $k$  – волновой вектор,  $\Delta$  – разность хода двух волн (6), для доли отражённого света можно записать:

$$R \sim (1 + \cos k\Delta). \quad (13)$$

Таким образом, при двухволновой интерференции в тонкой плёнке доля отражённого излучения зависит от соотношения между длиной волны и толщиной плёнки; при этом, доля отражённого излучения является периодической функцией длины волны.

Существует множество приборов, работающих на интерференционных эффектах. Один из них - интерферометр Фабри-Перо. Этот прибор представляет собой плоскопараллельную пластинку. Она образуется между двумя плоскими поверхностями тщательно отшлифованных и

отполированных стеклянных или кварцевых пластинок, установленных так, чтобы поверхности, обращённые друг к другу, были строго параллельны (рис. 4). Внутренние поверхности пластинок (между которыми расположен слой воздуха) покрывают материалом, обеспечивающим высокий коэффициент отражения. Подробный расчёт показывает, что наличие стеклянных пластинок не влияет на разность хода между соседними лучами, которая также оказывается равной (7), где  $h$  – расстояние между пластинками,  $\Theta'$  – угол преломления.

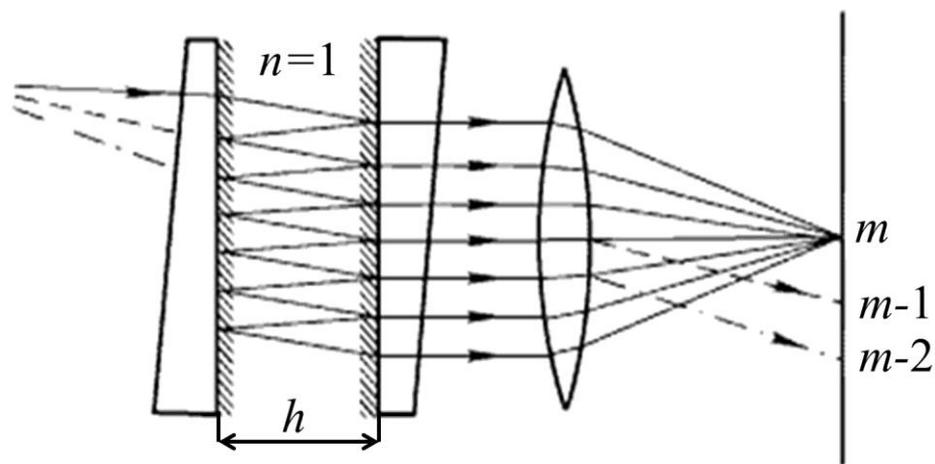


Рис. 4. Схема интерферометра Фабри-Перо [18, стр. 127]

Большинство современных светодиодов изготавливают по технологии «flip-chip». Технология состоит в том, что на прозрачной подложке выращиваются тонкие слои с заданными характеристиками, а после выращивания структуру переворачивают и помещают на теплоотвод. Огромное влияние на излучающую эффективность «flip-chip» светодиода оказывает расположение активной области с квантовыми ямами относительно отражающей подложки [7, 19]. Из рисунка 5 видно, что в зависимости от взаимного расположения слоев гетероструктуры выход излучения изменяется в 6 раз.

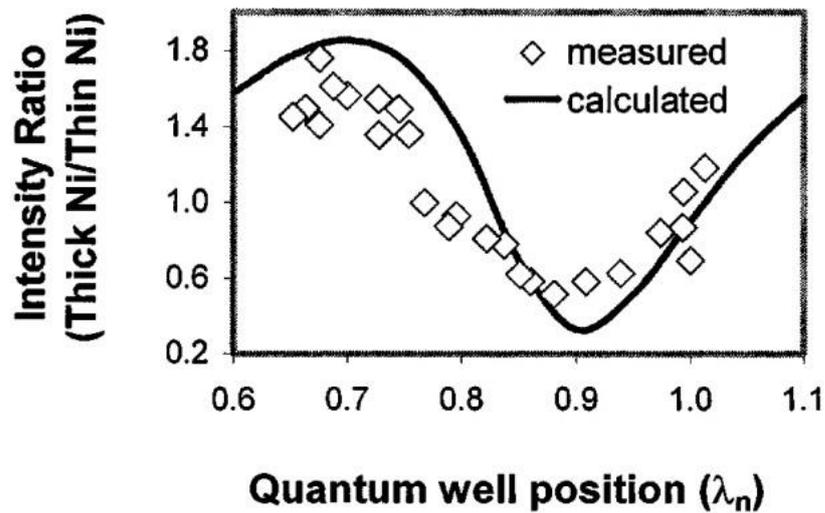


Рис. 5. Зависимость экспериментальных (measured) и рассчитанных (calculated) значений интенсивности в зависимости от расположения квантовых ям, относительно подложки [7]

Расположение в пространстве слоёв «flip-chip» светодиода по отношению к испускаемому и отражаемому излучению приводит к сходству оптической системы с таким спектральным прибором, как интерферометр Фабри-Перо. Для «flip-chip» светодиода длина волны в максимуме (минимуме) спектральной полосы в случае нормального падения зависит от их порядка как:

$$2hn(\lambda_N) = N\lambda_N, \quad (14)$$

где  $\lambda_N$  – длина волны  $N$ -го максимума (минимума),  $n(\lambda_N)$  – показатель преломления слоя между отражающими поверхностями,  $h$  – толщина характерной области, в которой происходит интерференция.

### 2.3. Пьезоэлектрический эффект

Пьезоэлектрический эффект характерен для кристаллов не имеющих центра симметрии. В случае прямого пьезоэлектрического эффекта при приложении в определённых направлениях механического напряжения к пьезоэлектрику на его поверхности появляются электрические заряды [20, стр. 151], как следствие - внутри пьезоэлектрика возникает электрическое поле, напряжённость которого в первом приближении пропорциональна механическому напряжению.

Оси симметрии из рисунка 6 являются полярными осями кристалла (при повороте кристалла на  $180^\circ$  вокруг любой оси, перпендикулярной к полярной, он не совмещается сам с собой). Каждая из них соединяет противоположные, но неравнозначные рёбра (к краям одного из них примыкают маленькие грани  $a$  и  $b$  рис. 6) шестигранной призмы. Ось  $Z$  – оптическая ось является осью симметрии третьего порядка (поворот кристалла вокруг неё не оказывает никакого влияния на распространение света в кристалле) [20, стр. 152].

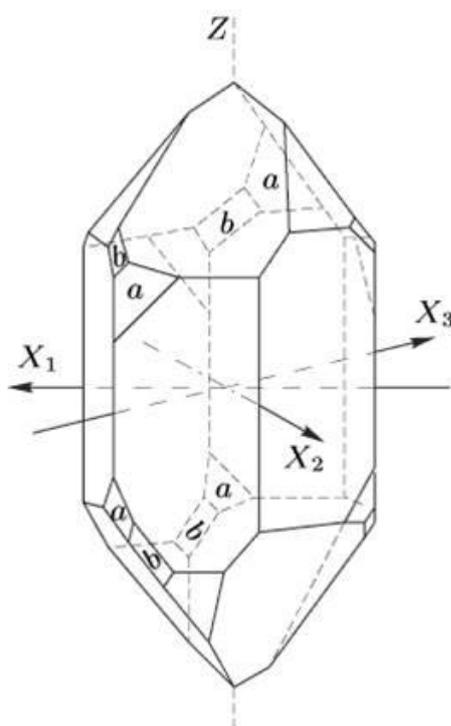


Рис. 6. Кристалл  $\alpha$ -кварца с тремя осями симметрии  $-X_1, X_2, X_3$  [18, стр. 152]

Рисунок 7 качественно поясняет возникновение пьезоэлектрического эффекта в кварце. На нём схематически показаны проекции положительных ионов кремния (заштрихованные круги) и отрицательных ионов кислорода (окружности) на плоскость, перпендикулярную к оптической оси  $Z$ . Этот рисунок не соответствует фактической конфигурации ионов в элементарной ячейке кварца, однако правильно передаёт симметрию взаимного их расположения [21, стр. 106-107]. На рисунке 7(a) изображён недеформированный кристалл. Выступающие положительные заряды с грани

А компенсируются выступающими отрицательными ми зарядами на грани *B*. При сжатии вдоль оси  $X_1$  (рис. 7(б)) элементарная ячейка деформируется. При этом положительный ион 1 и отрицательный ион 2 как бы вдавливаются внутрь ячейки, отчего выступающие заряды уменьшаются. Это эквивалентно появлению отрицательного заряда на плоскости *A* и положительного заряда на плоскости *B*. При растяжении вдоль оси  $X_1$  (рис. 7(в)) происходит обратное, а именно: ионы 1 и 2 фактически выталкиваются из ячейки. Что приводит к возникновению дополнительного положительного заряда на грани *A* и отрицательного на грани *B*.

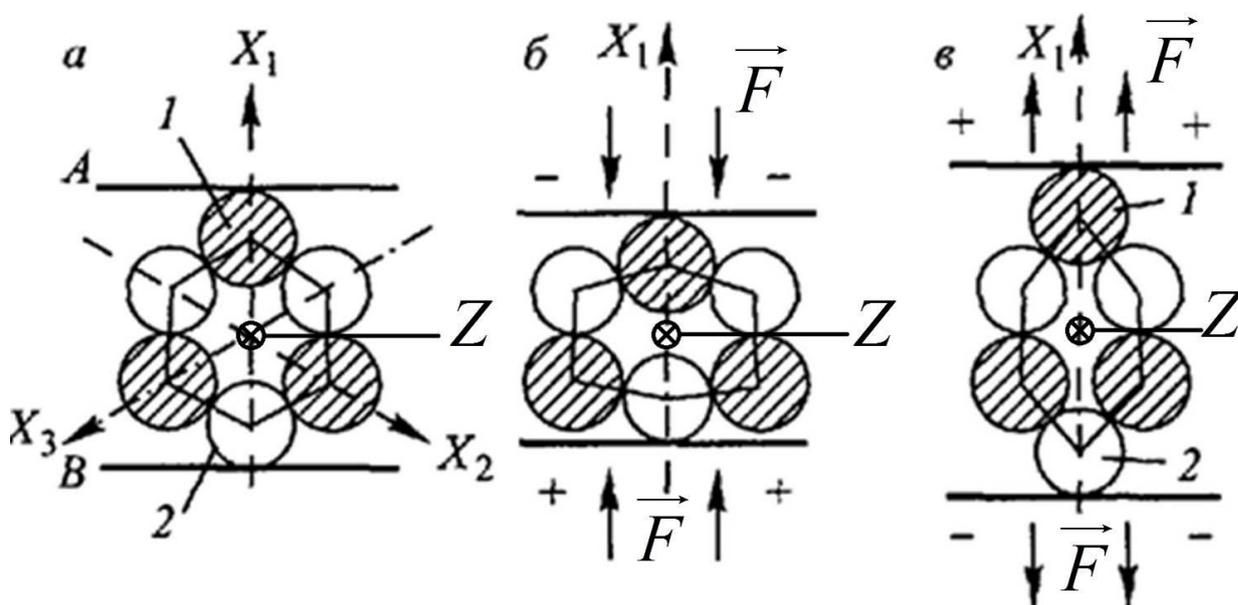


Рис. 7. Приложение механического напряжения к кристаллу. а–кристалл в отсутствии напряжения, б-сжатие, в-растяжение [21, стр. 106]

При растяжении или сжатии пластинки в направлении оси  $Z$  (рис. 8) пьезоэлектрический эффект не возникает. При растяжении вдоль оси  $X$  на нижней грани формируется положительный поляризационный заряд, а на верхней - отрицательный (рис. 8) То же самое наблюдается и при деформации вдоль оси  $Y$ . При смене сжатия растяжением знаки поляризационных зарядов меняются на противоположные. В отсутствие касательных напряжений поляризация кварцевой пластинки при растяжении или сжатии определяется выражением:

$$P_x = d_{11}(\sigma_x - \sigma_y), \quad (15)$$

где  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  - механические напряжения, действующие вдоль осей  $X$  и  $Y$ , а  $d_{11}$  – пьезоэлектрический модуль [20, стр. 154-155, 157-158].

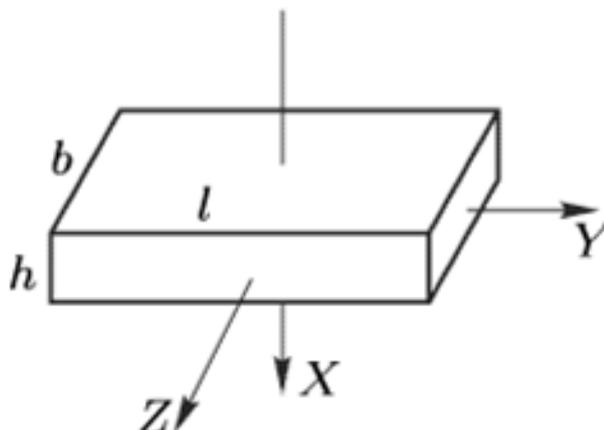


Рис. 8. Пластинка, вырезанная так, что оптическая ось  $Z$  совпадает по направлению с одной из граней и пара плоскостей среза перпендикулярна к одной из полярных осей  $X$  [20, стр. 154]

Большинство современных светодиодов на основе соединений нитрида галлия выращиваются вдоль направления  $[0001]$ , перпендикулярного так называемой полярной плоскости  $c$  (рис. 9). Это приводит к возникновению сильных пьезоэлектрических полей внутри структур, в связи с возникновением деформаций, обусловленных несоответствием постоянных решётки соседних слоёв [22].

Общее выражение для проекций вектора поляризованности [13, стр. 108]:

$$\begin{aligned} P_x &= d_{11}\sigma_1 + d_{12}\sigma_2 + d_{13}\sigma_3 + d_{14}\sigma_4 + d_{15}\sigma_5 + d_{16}\sigma_6, \\ P_y &= d_{21}\sigma_1 + d_{22}\sigma_2 + d_{23}\sigma_3 + d_{24}\sigma_4 + d_{25}\sigma_5 + d_{26}\sigma_6, \\ P_z &= d_{31}\sigma_1 + d_{32}\sigma_2 + d_{33}\sigma_3 + d_{34}\sigma_4 + d_{35}\sigma_5 + d_{36}\sigma_6, \end{aligned} \quad (16)$$

где  $\sigma_1 = \sigma_{xx}$ ,  $\sigma_2 = \sigma_{yy}$ ,  $\sigma_3 = \sigma_{zz}$ ,  $\sigma_4 = 2\sigma_{zy} = 2\sigma_{yz}$ ,  $\sigma_5 = 2\sigma_{zx} = 2\sigma_{xz}$ ,  $\sigma_6 = 2\sigma_{xy} = 2\sigma_{yx}$ . Таким образом, в общем случае пьезоэлектрический эффект описывается матрицей из 18 пьезоэлектрических коэффициентов  $d_{11}, \dots, d_{16}, \dots, d_{21}, \dots, d_{26}, \dots, d_{31}, \dots, d_{36}$ . С повышением степени симметрии кристалла увеличивается число коэффициентов, обращающихся в ноль, а

отличные от нуля коэффициенты оказываются связанными друг с другом. В частном случае, для кристалла гексагональной симметрии проекции вектора поляризованности могут быть рассчитаны по формулам [22]:

$$\bar{P} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{pmatrix}. \quad (17)$$

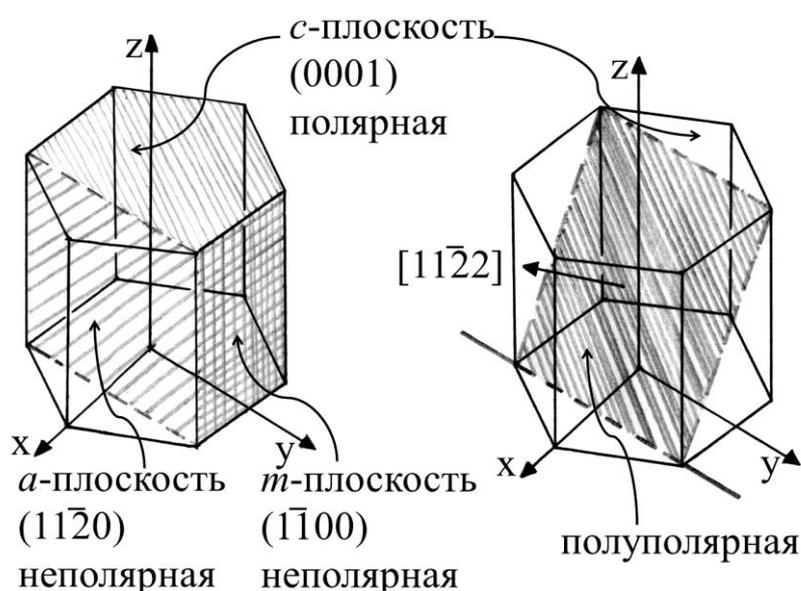


Рис. 9. Ячейка гексагональной кристаллической решётки

Существует и обратный пьезоэлектрический эффект: при приложении к пьезоэлектрическому кристаллу электрического поля, форма кристалла изменяется. Существование обратного эффекта является термодинамическим следствием существования прямого эффекта [20, стр.155-157]. Между компонентами  $E_i$  вектора напряжённости электрического поля в кристалле и компонентами  $\epsilon_j$ , описывающими изменение формы кристалла, в первом приближении имеется линейное соотношение. Коэффициенты  $\epsilon_j$  представляют собой шесть независимых компонент, определяемых силой, действующей на единичную площадку соответствующей ориентации внутри

твёрдого тела. При обратном пьезоэлектрическом эффекте компоненты вектора напряжённости электростатического поля и механические напряжения связывают те же коэффициенты  $d_{ij}$ , которые связывают компоненты вектора поляризованности с механическими напряжениями при прямом эффекте. Таким образом, если при прямом эффекте выполняется соотношение [23, стр. 142-144]:

$$P_i = d_{ij}\sigma_j, \quad (18)$$

то при обратном эффекте справедливо [23, стр. 142-144]:

$$\varepsilon_j = d_{ij}E_i. \quad (19)$$

## 2.4. Оптическая индикатриса

В однородной изотропной среде диэлектрические свойства на оптических частотах описываются уравнением [23, стр. 279]:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}, \quad (20)$$

где  $\varepsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость вакуума и  $\varepsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость, или диэлектрическая постоянная. Из волнового уравнения для электромагнитной волны следует [24, стр. 453-455], что скорость распространения такой волны в прозрачной немагнитной среде описывается формулой:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad (21)$$

где  $c$  - скорость света в вакууме ( $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ ). Таким образом, показатель преломления  $n$ , определяемый как  $c/v$ , записывается в виде:

$$n = \sqrt{\varepsilon}. \quad (22)$$

В случае анизотропной среды уравнение (20) заменяется на:

$$D_i = \varepsilon_0 \varepsilon_{ij} E_j. \quad (23)$$

В рамках такой модели через кристалл может распространяться не одна, а две волны, с общей волновой нормалью. Эти волны плоско поляризованы, их скорость различна. Значение  $c/v$  для каждой волны

называют показателем преломления  $n$  для данной волны. Чтобы изобразить зависимость показателя преломления для этих двух волн от направления их общей волновой нормали, обычно строят эллипсоид вращения, называемый (оптической) индикатрисой (рис. 10). Если  $x_1, x_2, x_3$  - главные оси тензора диэлектрической проницаемости, то эллипсоид (индикатриса) определяется уравнением:

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1, \quad (24)$$

где  $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$ ,  $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2}$ ,  $n_3 = \sqrt{\varepsilon_3}$  ( $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$  - главные диэлектрические постоянные). В частном случае одноосного кристалла оптическая индикатриса представляет собой эллипсоид вращения. Распространение света в одноосных кристаллах описывают с помощью обыкновенного  $n_o$  и необыкновенного  $n_e$  показателей преломления.

Индикатриса имеет следующее важное свойство. Проведём из начала координат прямую  $OP$  в произвольном направлении (рис. 10). Построив центральное сечение индикатрисы, перпендикулярное этой прямой, получим эллипс. Тогда показатели преломления для двух волн, фронты которых нормальны к  $OP$ , равны длинам полуосей этого эллипса:  $OA$  и  $OB$ . Вектор электрической индукции  $\vec{D}$  в плоско-поляризованной волне, показатель преломления для которой равен  $OA$ , колеблется параллельно  $OA$ . Аналогично, в волне для которой показатель преломления равен  $OB$ , вектор  $\vec{D}$  колеблется параллельно  $OB$ . Отсюда как частный случай следует, что для двух возможных волн с волновой нормалью  $x_1$  показатели преломления будут равны  $n_2$  и  $n_3$ , а вектор  $\vec{D}$  в этих волнах параллелен соответственно  $x_2$  и  $x_3$ . Аналогично, для двух других волновых нормалей. По этой причине  $n_1, n_2, n_3$  и называются главными показателями преломления.

Сам по себе показатель преломления не есть тензор, хотя его изменения с направлением определяются диэлектрической постоянной, являющейся тензором.

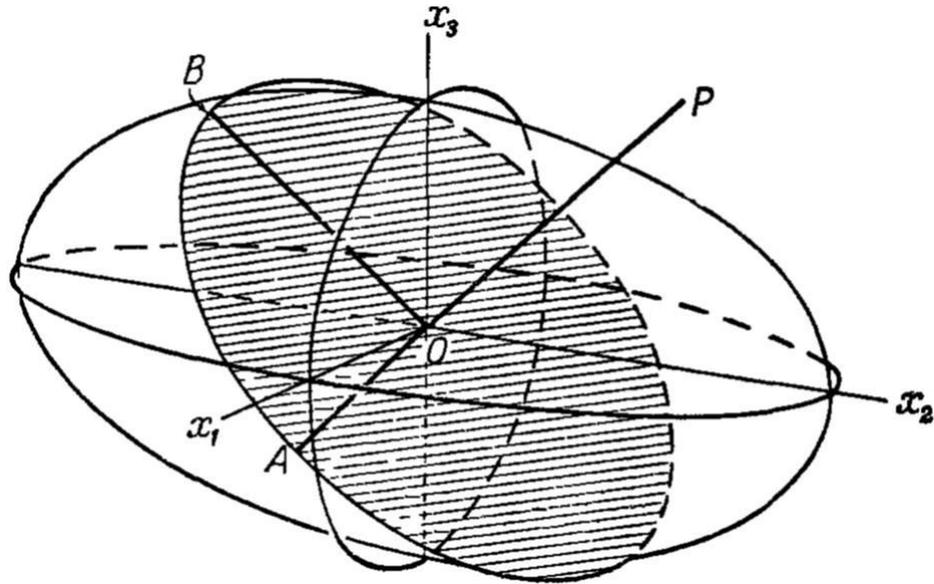


Рис. 10. Построение оптической индикатрисы [23, стр. 280]

Уравнение (24) можно записать в иной форме:

$$B_1 x_1^2 + B_2 x_2^2 + B_3 x_3^2 = 1, \quad (25)$$

где  $B_1 = 1/n_1^2 = 1/\epsilon_1$ , а  $B_2$  и  $B_3$  имеют аналогичный смысл. Величины  $B_1, B_2, B_3$  обратные главным диэлектрическим постоянным, называют относительными диэлектрическими непроницаемостями. Уравнение (25) представляет собой уравнение характеристической поверхности второго порядка для относительной диэлектрической непроницаемости. Эта характеристическая поверхность совпадает с индикатрисой [23, стр. 279-281].

## 2.5. Линейный электрооптический эффект

Рассмотрим тензор диэлектрической непроницаемости  $B$ , вместо тензора проницаемости  $\epsilon$ , компоненты которого [25, стр. 5]:

$$B_{ij} = 1/\epsilon_{ij} = 1/n^2. \quad (26)$$

Введённый тензор является симметричным тензором второго ранга, с компонентами тензора диэлектрической непроницаемости или

поляризационными константами. При отсутствии электрического поля они записываются в главной системе координат таким образом:

$$\begin{aligned} B_{11} &= \frac{1}{\varepsilon_{11}} = \frac{1}{n_x^2}, \\ B_{22} &= \frac{1}{\varepsilon_{22}} = \frac{1}{n_y^2}, \\ B_{33} &= \frac{1}{\varepsilon_{33}} = \frac{1}{n_z^2}. \end{aligned} \quad (27)$$

При помещении кристалла во внешнее электрическое поле эллипсоид оптической индикатрисы поворачивается и деформируется. Главные оси этого эллипсоида в общем случае не будут совпадать с главными осями исходного эллипсоида, в системе координат  $xuz$  которого уравнение (21) оптической индикатрисы принимает вид [25, стр. 8]:

$$B_{11}x^2 + B_{22}y^2 + B_{33}z^2 + 2B_{12}xy + 2B_{23}yz + 2B_{31}zx = 1. \quad (28)$$

В общем случае изменение коэффициента оптической индикатрисы под воздействием внешнего электрического поля описывается соотношением [25, стр. 19]:

$$\Delta B_{ij} = r_{ijk}E_k + R_{ijkl}E_kE_l + \dots, \quad (29)$$

где  $E_k$  и  $E_l$  – компоненты вектора напряжённости внешнего электрического поля  $\vec{E}$ , электрооптические коэффициенты  $r_{ijk}$  составляют тензор третьего ранга, а индекс суммирования  $j$  означает  $1 = x, 2 = y, 3 = z$ . Первое слагаемое в правой части описывает линейный электрооптический эффект (Поккельса) [20, стр.594-596]: при помещении кристалла в электрическое поле, показатель преломления кристалла меняется пропорционально напряжённости этого поля. Второе – квадратичный электрооптический эффект (Керра) [20, стр.583-594].

## 2.6. Метод спектроскопии электроотражения

Современные полупроводниковые материалы имеют сложный состав. Кроме специально вводимых и неконтролируемых примесей в них могут

содержаться собственные дефекты решётки. Дефектность решётки приводит к появлению широких бесструктурных полос в оптических спектрах (речь идёт о спектрах пропускания и отражения), что затрудняет экспериментальное исследование материалов. Для решения этой проблемы необходимо измерять не обычный оптический спектр полупроводника, а изменения в спектре, вызванные малым, периодически меняющимся возмущением или малыми изменениями параметров световой волны. Это позволяет экспериментально регистрировать производные различного порядка оптических спектров. Такие методы называются модуляционными [26]. Для регистрации производных различного порядка оптических спектров, описывающих малые изменения ( $10^{-3}$ - $10^{-4}$  от общего фона), производимые модуляцией, используют технику синхронного детектирования. Таким образом, с помощью методов модуляционной спектроскопии можно выявлять сигнал, в том числе, обусловленный переходами в критических точках дисперсионной кривой, даже при комнатной температуре, что недоступно таким методам, как люминесценция [27, 28].

Среди множества методов регистрации модуляционных спектров выделяют методы электромодуляционной спектроскопии (например электроотражение и фотоотражение). В данных методах в силу эффекта Франца-Келдыша модулируется эффективная ширина запрещённой зоны полупроводника за счёт модуляции электрического поля.

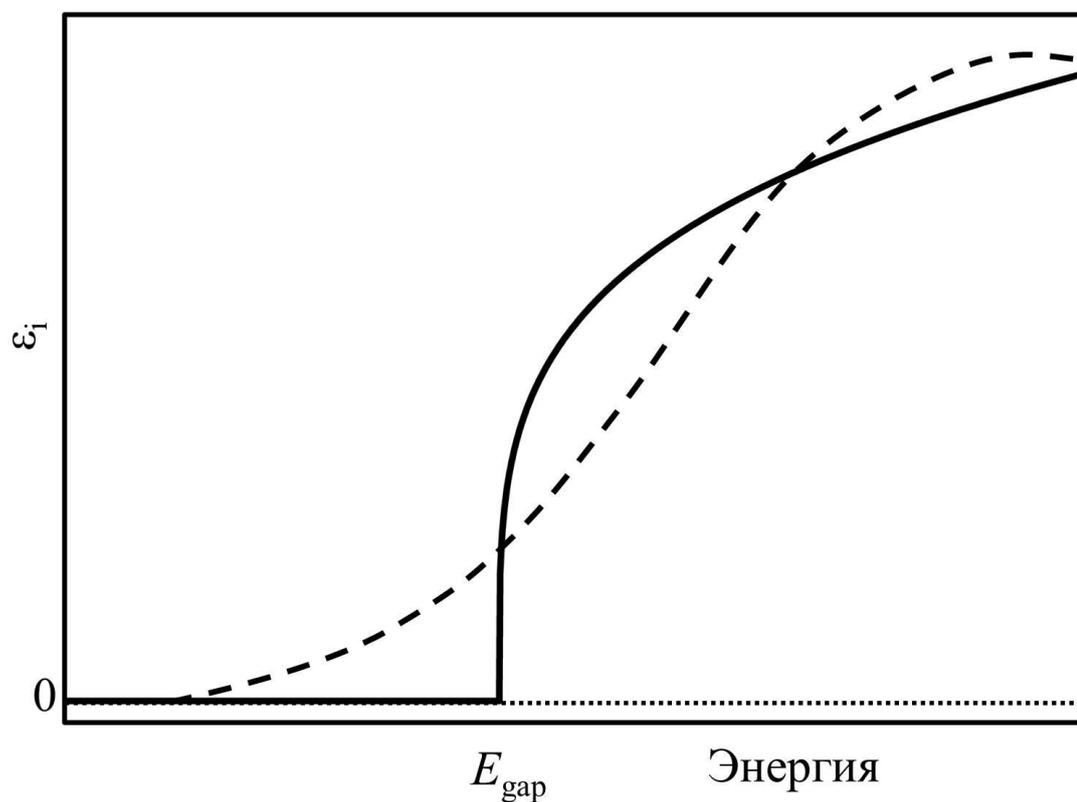
В случае фотоотражения модуляция встроенного электрического поля полупроводника осуществляется его периодической подсветкой излучением с энергией превышающей эффективную ширину запрещённой зоны. В случае электроотражения модуляция встроенного электрического поля полупроводника осуществляется либо подачей периодически меняющегося напряжения к специально подготовленным контактам [29, 30], либо помещением образца в устройство, напоминающее плоский конденсатор [31,

32]. При этом как в фотоотражении, так и в электроотражении регистрируется не сам коэффициент отражения  $R(1)$ , а его изменение:

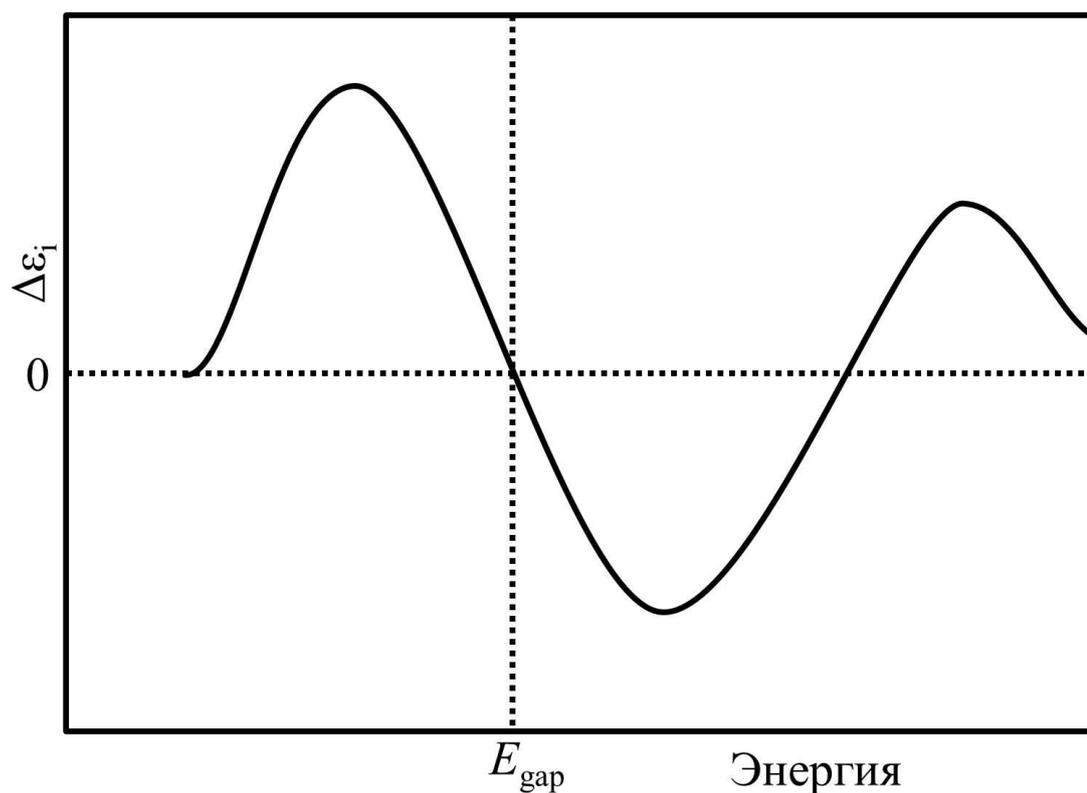
$$\Delta R = R(E) - R(E=0), \quad (30)$$

вызванное модуляцией.

Как упоминалось выше (1), коэффициент отражения определяется относительным показателем преломления среды, то есть её диэлектрической функцией. На рисунке 11(а) показаны зависимости от энергии диэлектрической функции прямозонного полупроводника с нулевым электрическим полем (сплошная линия) и с ненулевым электрическим полем (штриховая линия). В соответствии с (30) электромодуляционный спектр имеет вид, представленный на рисунке 11(б). Современные полупроводниковые приборы представляют собой набор слоёв с толщинами единицы – сотни нм. Если речь идёт о гетероструктурах, эти слои представлены разными материалами. То есть, различаются показателями преломления. В соответствии с (1) происходит отражение света на границах раздела слоёв. Характерные толщины и значения показателей преломления приводят к тому, что данного рода структуры представляют собой аналоги интерферометра Фабри-Перо. При регистрации спектра отражения или пропускания такой структуры возможны интерференционные усиление и ослабление отражённого или пропущенного излучений. Кроме того, в гетероструктурах внешним воздействием (механическое напряжение, разность потенциалов) возможно изменение, например, коэффициента отражения. Это делает указанные материалы перспективными с точки зрения исследования методами модуляционной спектроскопии. Данные методы позволяют оценивать характерные толщины слоёв [30, 33], и особенности спектра его электроно-дырочных состояний [34, 35], напряжённости встроенных электрических полей и особенности распределения полей по слоям структуры [36, 37].



а)



б)

Рис. 11. а) Мнимая часть диэлектрической функции прямого полупроводника в отсутствие электрического поля (сплошная линия) и с электрическим полем (пунктир); б) изменение  $\Delta\epsilon_i$ , вызванное электрическим полем  $E$

### 2.6.1. Модель Аспнеса

Сигнал электроотражения в окрестности особенностей Ван-Хова при малой глубине модуляции встроенного электрического поля (так называемая низкополевая модель) описывается моделью Аспнеса [38]:

$$\frac{\Delta R}{R}(E) = \text{Re} \left[ A e^{i\varphi} (E - E_j + i\Gamma)^{-m} \right], \quad (31)$$

где  $A$ ,  $\varphi$  - амплитудный и фазовый параметры,  $E$  - энергия зондирующего излучения,  $E_j$  - энергия  $j$ -й спектральной линии,  $\Gamma$  - параметр уширения,  $m$  - параметр, определяющий размерность критической точки, в нашем случае  $m = 2$  [38].

На рисунке 12 представлены спектральные линии с различным значением фазового параметра: видно, что при фиксированных  $A$ ,  $E_j$ ,  $\Gamma$  существенным образом меняется форма линии, при этом энергии перехода может соответствовать как экстремум ( $\varphi = \pi n$ ,  $n \in \mathbb{Z}$ ), так и точка перегиба контура линии ЭО ( $\varphi = \pi/2 + \pi n$ ,  $n \in \mathbb{Z}$ ).

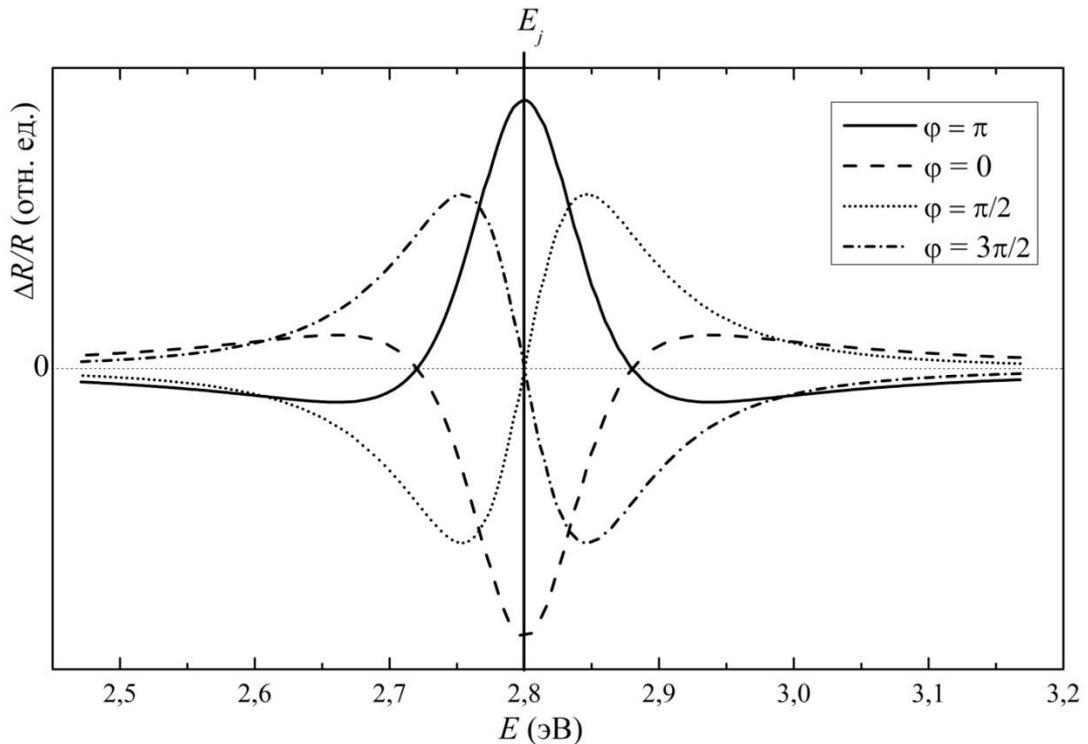


Рис. 12. Моделирование спектра ЭО в окрестности особенностей Ван-Хова при различном значении фазового параметра  $\varphi$

## 2.6.2. Интерференционные эффекты

Рассмотрим спектр отражения света от тонкой плёнки. Коэффициент отражения от тонкой плёнки толщиной  $h$  с показателем преломления  $n$  при нормальном падении излучения с длиной волны  $\lambda$ , обусловленный интерференцией, имеет вид:

$$R = 2R_0(1 + \cos k\Delta), \quad (32)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\Delta \approx 2hn(\lambda)$ , то есть:

$$R \approx 2R_0 \left( 1 + \cos \frac{4\pi hn}{\lambda} \right), \quad (33)$$

то есть является периодической функцией длины волны падающего на плёнку света.

Поместим эту плёнку во внешнее электрическое поле, вектор напряжённости которого перпендикулярен плоскости её поверхности. Предположим, что это электрическое поле изменит показатель преломления на  $\delta n$ . Тогда изменение коэффициента отражения  $\Delta R$  можно описать выражением [30]:

$$\Delta R = 2R_0 \left[ \cos \frac{2\pi}{\lambda} 2hn - \cos \frac{2\pi}{\lambda} 2(n + \delta n)h \right] \sim \sin \frac{2\pi}{\lambda} 2nh. \quad (34)$$

Из выражения (34) видно, что периодичность зависимости от длины волны изменения коэффициента отражения  $\Delta R$  совпадает с периодичностью зависимости от длины волны коэффициента отражения  $R$  (33).

Таким образом, если сравнивать спектры отражения и электроотражения тонкой плёнки, то интерференционные эффекты в них должны проявляться в виде сигналов  $R$  и  $\Delta R$  одинаковой периодичности по длине волны.

## 2.7. Светодиоды на основе соединений нитрида галлия

Квантовые ямы, образованные чередованием слоёв веществ с различными ширинами запрещённых зон - важнейшая составная часть большинства современных полупроводниковых приборов, (рис. 13(a)).

Вследствие различных постоянных решётки  $a$  отдельных слоёв, в гетероструктурах возникают механические напряжения, приводящие, в частности, к пьезоэффекту (рис. 13(б)). Самыми близкими по значениям  $a$  являются слои GaAs/AlGaAs [10], за пионерские работы по созданию которых Ж.И. Алфёров был удостоен Нобелевской премии в 2000 году. В квантовых ямах, выращенных на основе соединений GaAs/AlGaAs, мала эффективная ширина запрещённой зоны и они не подходят для формирования излучения в сине-зелёно-жёлтой части видимого спектра.

В 2014 году нобелевский комитет присудил премию по физике Х. Амано, И. Акасаки и С. Накамура за работы по созданию светодиодов, излучающих в сине-зелёной части видимого спектра. Работы лауреатов заключались в создании несуществующего в природе соединения GaN. Это соединение характеризуется сравнительно короткими длинами связи и сравнительно большой шириной запрещённой зоны (3,65 эВ, что соответствует 340 нм). Парными соединениями к GaN для создания квантовых ям оказались InGaN (для сине-зелёной части спектра) и AlGaN (для УФ части спектра). У этих соединений постоянные решётки существенно отличны от постоянной решётки GaN. Так как соединений GaN в природе не встречается, в качестве подложки для эпитаксиального роста этих соединений используют сапфир. При этом GaN, выращенный на сапфире, имеет гексагональную структуру (рис. 9). В случае роста вдоль оси  $c$  [0001] в слоях структуры возникают пьезоэлектрические поля [22].

Полупроводниковые приборы на основе III-N полупроводников широко используются в современной электронике, лазерах, и солнечных батареях. В такого рода структурах ключевым объектом являются квантовые ямы. Квантовые ямы позволяют сформировать заданный спектр излучения или поглощения за счёт подбора состава полупроводниковых соединений и изменения их ширин. Светодиоды, излучающие в сине-зелёной части спектра, в настоящее время, конструируют на основе нитрид-содержащих полупроводниковых соединений: GaN, InGaN, AlGaN [39]. Для выращивания

нитрид-содержащих соединений чаще всего используют сапфировые подложки. Это происходит по ряду причин. Во-первых, сапфир прозрачен, во-вторых, относительно дешёв в производстве и, в-третьих, его постоянная решётки не сильно отличается от постоянной решётки нитрида галлия. При росте GaN на сапфировой подложке нитрид приобретает гексагональную сингонию [15, стр. 34-36]. Следовательно, при размещении квантовой ямы InGaN между двумя барьерами GaN, за счёт разности постоянных решёток, в определённых условиях [20, стр. 152], в гетероструктуре возникают пьезоэлектрические поля (рис. 13(б)). Их напряжённость достигает значений единиц МВ/см, причём направление вектора напряжённости в слое ям противоположно его направлению в слое барьеров [40].

Нелинейные оптические свойства плёнок GaN, связанные с наличием полярных осей в кристаллической решётке типа вюрцита, представляют интерес для оптоэлектронных приложений [41]. Изменение диэлектрической проницаемости для материалов такого типа вследствие приложения электрического поля обычно описывается в терминах линейного (Поккельса) и квадратичного (Керра) электрооптических эффектов [42].

Электрическое поле в InGaN/GaN-квантовых ямах активной области, которые помещены в область рп-перехода, можно изменять, прикладывая к контактам перехода напряжение (рис. 13(в)). В отсутствие тока через рп-переход в этом случае можно исследовать эффект Поккельса измерением спектров электроотражения при различном постоянном смещении рп-перехода [43].

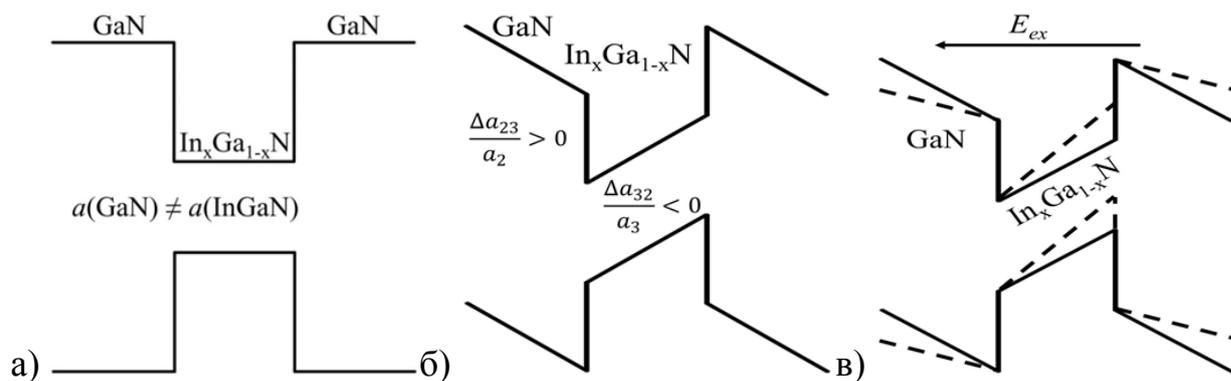


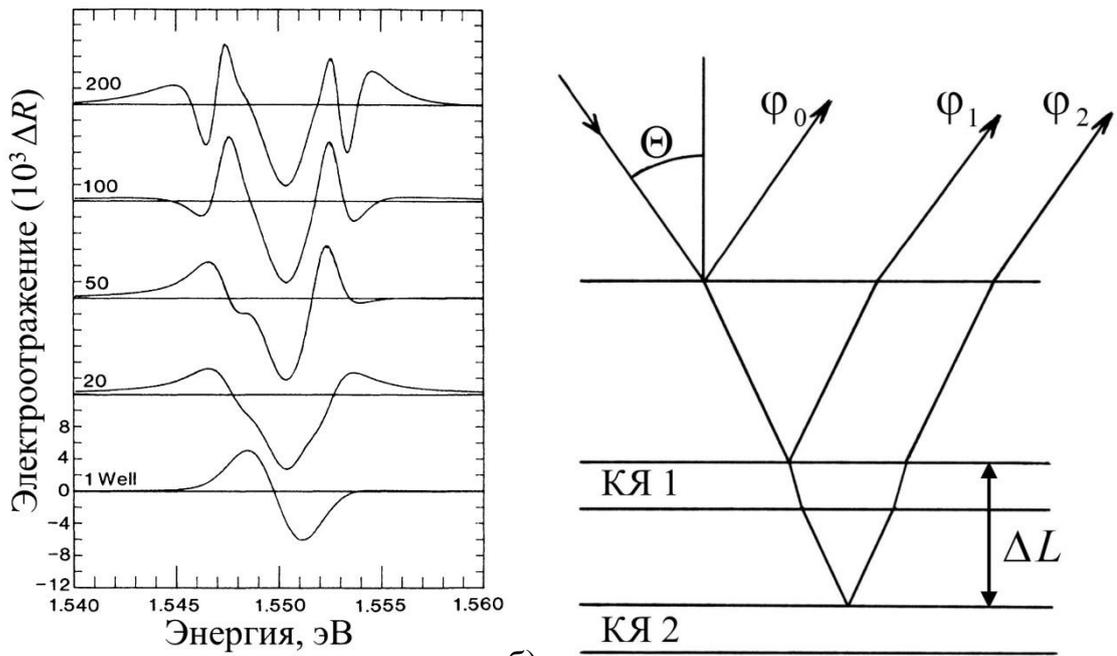
Рис. 13, а) GaN/InGaN-квантовая яма в отсутствии пьезоэффекта; б) пьезоэффект.  $\sigma = \Delta a/a$  имеет разные знаки, если  $a_2(\text{GaN}) < a_3(\text{InGaN})$ , поэтому ямы и барьеры имеют противоположные направления вектора пьезоэлектрического поля; в) изменение положения зоны проводимости и валентной зоны в области квантовых ям GaN/InGaN в присутствии внешнего электрического поля

Как было показано Клипштайном [44], форма линии ЭО от областей МКЯ и СР зависит от количества КЯ. На рисунке 14(а) приведены результаты моделирования линий электроотражения для одного экситона при различных количествах КЯ (от одной до двухсот). Видно, что форма линии сильно отличается от низкополевого случая (31).

Также форма линии ЭО зависит от «глубины» залегания соответствующей области (рис. 14(б)) по отношению к поверхности. При этом разность фазовых параметров  $\varphi$  модели Аспнеса (31) для серии линий от отдельных КЯ (рис. 14(б)) определяется разностью глубин их залегания [44]:

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta L n \cos \Theta, \quad (35)$$

где  $n$  – показатель преломления,  $\Delta L$  – разность глубин залегания КЯ,  $\Theta$  – угол падения.



а) б)  
 Рис. 14. а) отражение от двух квантовых ям.  $\Theta$  - угол падения,  $\Delta L$  - разность глубин залегания квантовых ям; б) форма линий спектра электроотражения соответствующая экситонному переходу для экситона, локализованного в 1, 20, ... 200 КЯ [44]

### 3. Образцы и методика эксперимента

#### 3.1. Образцы

В работе исследовалась серия гетероструктур - прототипов светодиодов синего и сине-зелёного свечения на основе соединений  $\alpha$ -GaN. С точки зрения кристаллооптики  $\alpha$ -GaN представляет собой одноосный кристалл.

В область pn-перехода современных светодиодов синего и сине-зелёного свечения встроены множественные квантовые ямы InGaN/GaN. Гетероструктуры для светодиодов выращивались методом газофазной эпитаксии [12] на сапфировых подложках вдоль направления [0001], переворачивались (технология «flip-chip») и монтировались p-областью на теплоотводе (рис. 15).

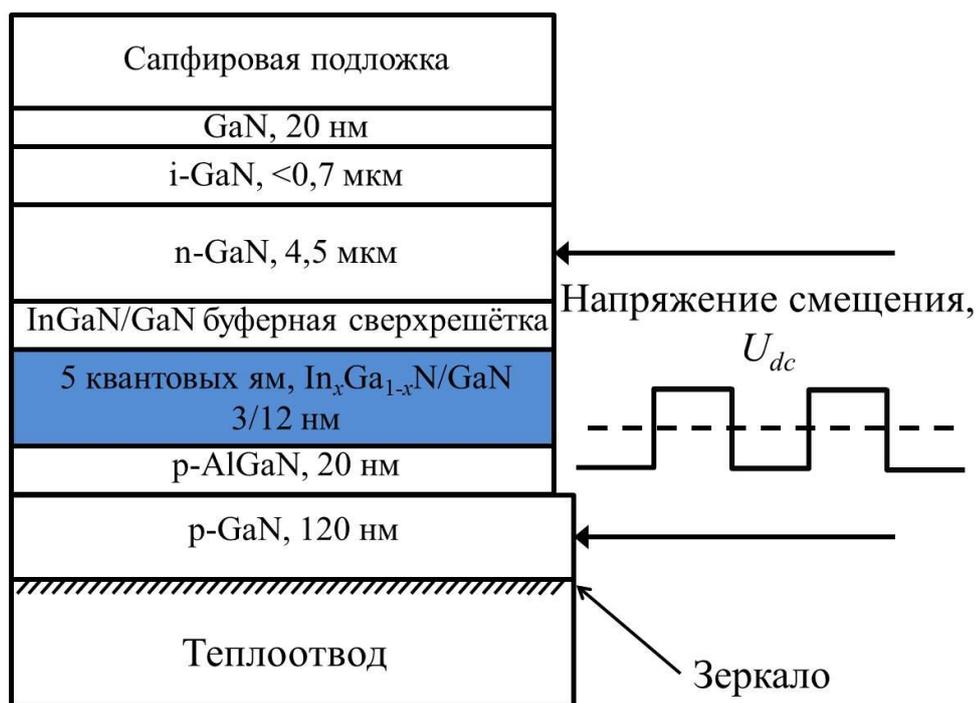


Рис. 15. Структура светодиода. 5 квантовых ям - активная область

Первый выращенный слой – это нитрид галлия толщиной 20 нм. Далее следует буферный i-GaN слой толщиной порядка 0,7 мкм, который способствует минимизации плотности дефектов кристаллической структуры в области pn-перехода. Следующим выращен n-GaN слой толщиной 4,5 мкм и буферная сверхрешётка InGaN/GaN, за которыми следует активная область,

а именно: 5 квантовых ям - InGaN/барьеров – GaN толщами 3 нм и 12 нм соответственно. Далее идёт барьер p-AlGaN (20 нм), блокирующий поперечный транспорт электронов, который, как показано на рис. 16, обеспечивает заполнение КЯ активной области носителями в процессе их инжекции через pn-переход. Завершает конструкцию слой p-GaN толщиной 120 нм.

Излучение в СД конструкции «flip-chip» выводится через прозрачную в синей части спектра подложку. Для увеличения эффективности СД теплоотвод, на котором он смонтирован p-областью, играет роль отражающего зеркала. Площадь кристалла, смонтированного на теплоотвод, порядка  $0,4 \text{ мм}^2$ .

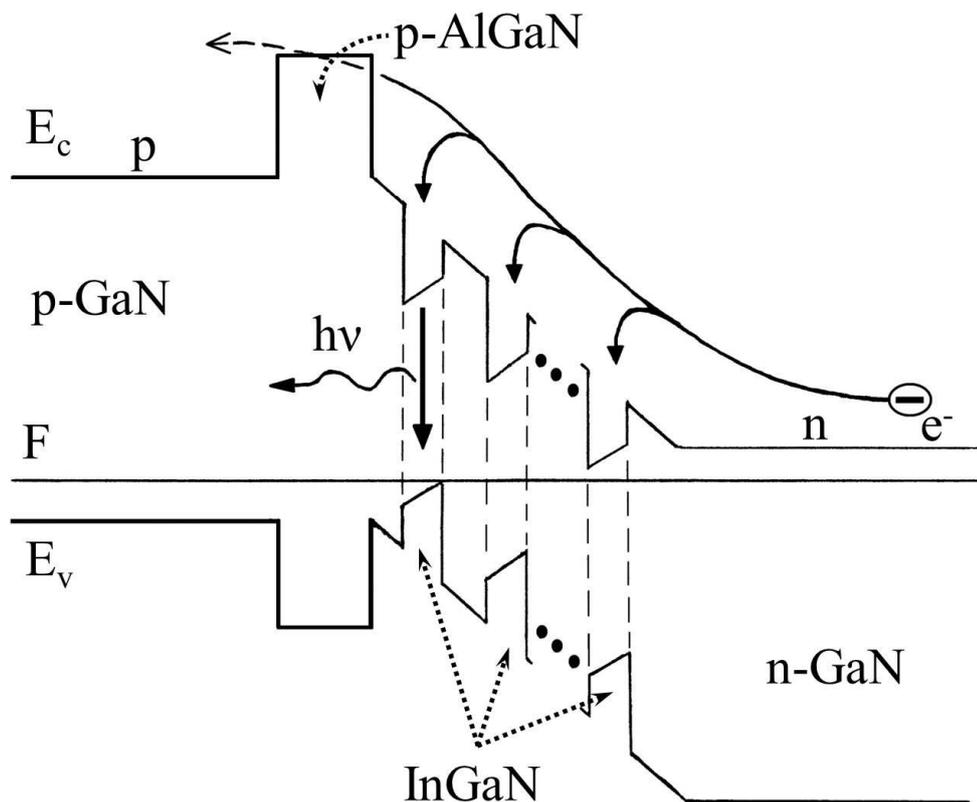


Рис. 16. Зонная диаграмма области pn-перехода исследуемых образцов. F – положение уровня Ферми,  $E_c$  и  $E_v$  – зона проводимости и валентная зона соответственно,  $e^-$  – электрон,  $h\nu$  – квант света

В работе исследовались два светодиода синего свечения ( $\lambda_{\text{max}} = 465 \text{ нм}$ ): А – изготовлен на ОАО «Светлана оптоэлектроника», В (Blue) – изготовлен

фирмой «Philips lumileds». А также образцы D (Royal blue,  $\lambda_{\max}= 440$  нм), E (Magenta,  $\lambda_{\max}= 490$  нм), F (Green,  $\lambda_{\max}= 515$  нм). Данные образцы отличались друг от друга только содержанием индия в слоях МКЯ активной области.

### 3.2. Методика эксперимента

Спектры ЭО регистрировались на установке [45], схема которой изображена на рисунке 17. Излучение спектральной лампы 1 (мощностью 50 Вт) фокусировалось оптической системой на входную щель монохроматора 2, в качестве которого использовался монохроматор МДР-6 с фокусным расстоянием 30 см, проходило через него и другой оптической системой направлялось на образец 3. Встроенное электрическое поле образца 3 модулировалось с помощью генератора 6 прямоугольными импульсами частотой 270 Гц, амплитудой от 0,25 В до 6,25 В, формируемыми генератором UTG9002С. Отраженное от образца 3 излучение направлялось на фотодиод 4 (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 синхронный детектор 5 селективного нановольтметра Unipan-232В. В качестве опорного напряжения синхронного детектора использовался сигнал с генератора 6. Таким образом, напряжение на выходе синхронного детектора 5 было пропорционально изменению коэффициента отражения  $R$  образца 3 на частоте модуляции.

Апертуры оптических систем согласованы с апертурой монохроматора 2. Управление положением решеток монохроматора 2 и измерение и регистрация сигнала ЭО производились с помощью модуля [46] сопряжения на базе микроконтроллера 89с51 фирмы Atmel с персонального компьютера 7 по последовательному интерфейсу RS-232.

Спектральная ширина аппаратной функции монохроматора составляла 1 мэВ. Запись спектров ЭО осуществлялась при комнатной температуре.

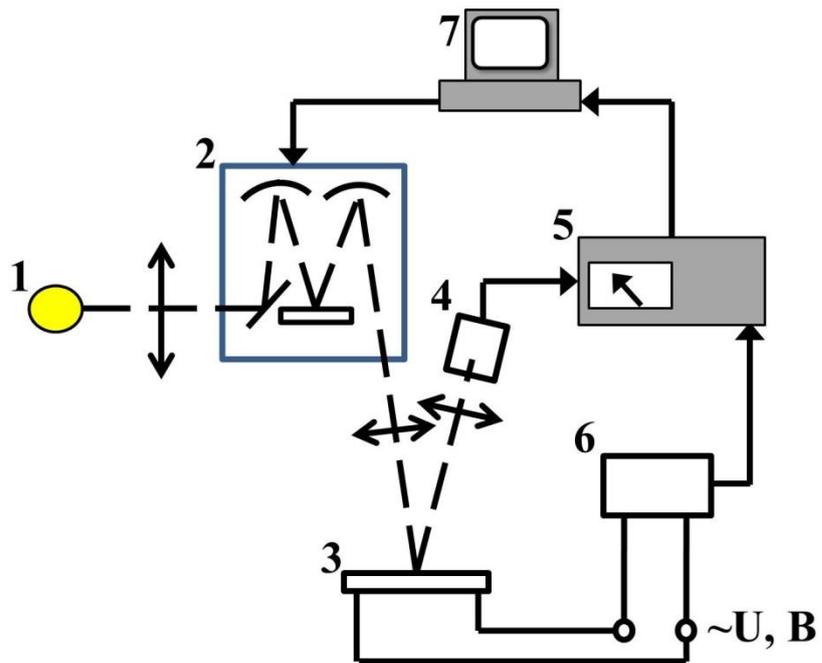


Рис. 17. Блок-схема экспериментальной установки. 1 – лампа, 2 – монохроматор МДР-6, 3 – образец, 4 – кремниевый фотодиод типа ФДК-263 с малошумящим усилителем, 5 – синхронный детектор Unipan-232В, 6 – генератор UTG9002С, 7 – персональный компьютер

## 4. Интерференционные полосы в спектрах электроотражения светодиодов на основе GaN/InGaN

### 4.1. Спектр электроотражения: анализ периодичности интерференционных полос

На рисунке 18 приведён спектр ЭО образца А (ОАО «Светлана оптоэлектроника»), при смещении рn-перехода равном 0,5 В амплитуде 0,5 В. Линия в диапазоне длин волн 420 – 470 нм связана с межзонными переходами в области множественных квантовых ям в активной области светодиода [14]. Также в спектре наблюдается серия интерференционных полос в диапазоне длин волн 500-1000 нм. В соответствии с моделью (34) интерференционные полосы в электромульционном спектре появляются в результате модуляции показателя преломления. Спектр ЭО (рис. 18) зарегистрирован в режиме закрытого рn-перехода, следовательно практически всё прикладываемое к контактам рn-перехода напряжение приходится на область МКЯ (рис. 16). То есть при регистрации спектров ЭО от рn-перехода, модулируется электрическое поле в этом переходе. Таким образом, наблюдаемая в спектре (рис. 18) система интерференционных полос обусловлена отражениями в том числе от области МКЯ.

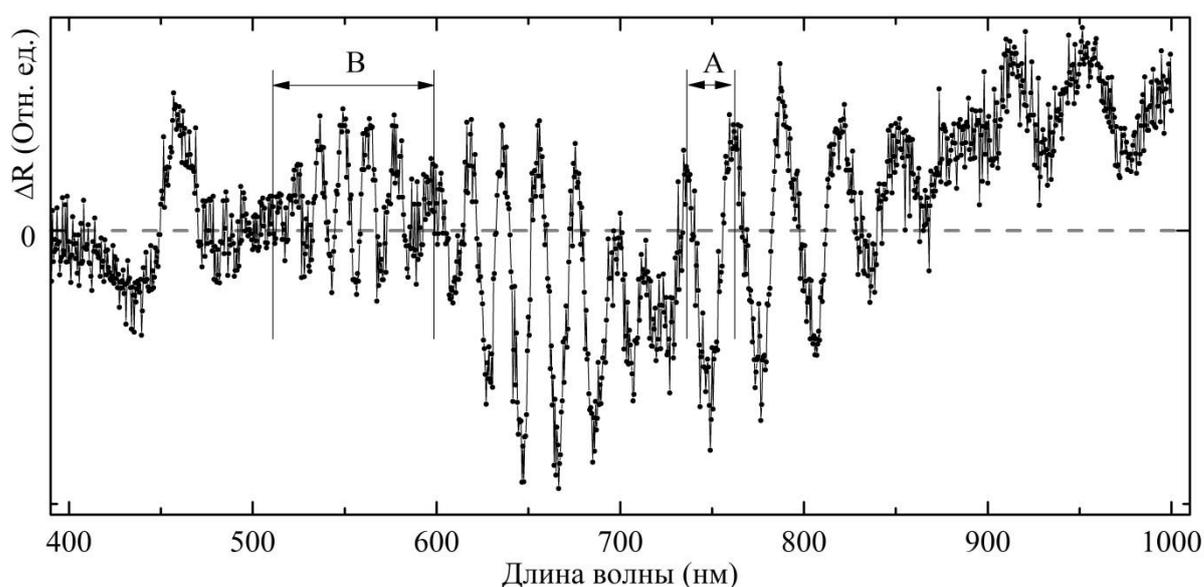


Рис. 18. Спектр электроотражения исследуемого образца при напряжении смещения на рn-переходе равном 0,5 В

Оценим характерную толщину области, в которой происходит интерференция. Как следует из формулы (14) зависимость  $B$  ( $\text{мкм}^{-1}$ ) от номера экстремума в спектральном диапазоне ( $\sim 500\text{-}1000$  нм):

$$B(N, h) = 2n(\lambda_n)/\lambda_n = N/h, \quad (36)$$

соответствующая интерференции, является линейной с тангенсом угла наклона равным  $1/h$  (рис 19).

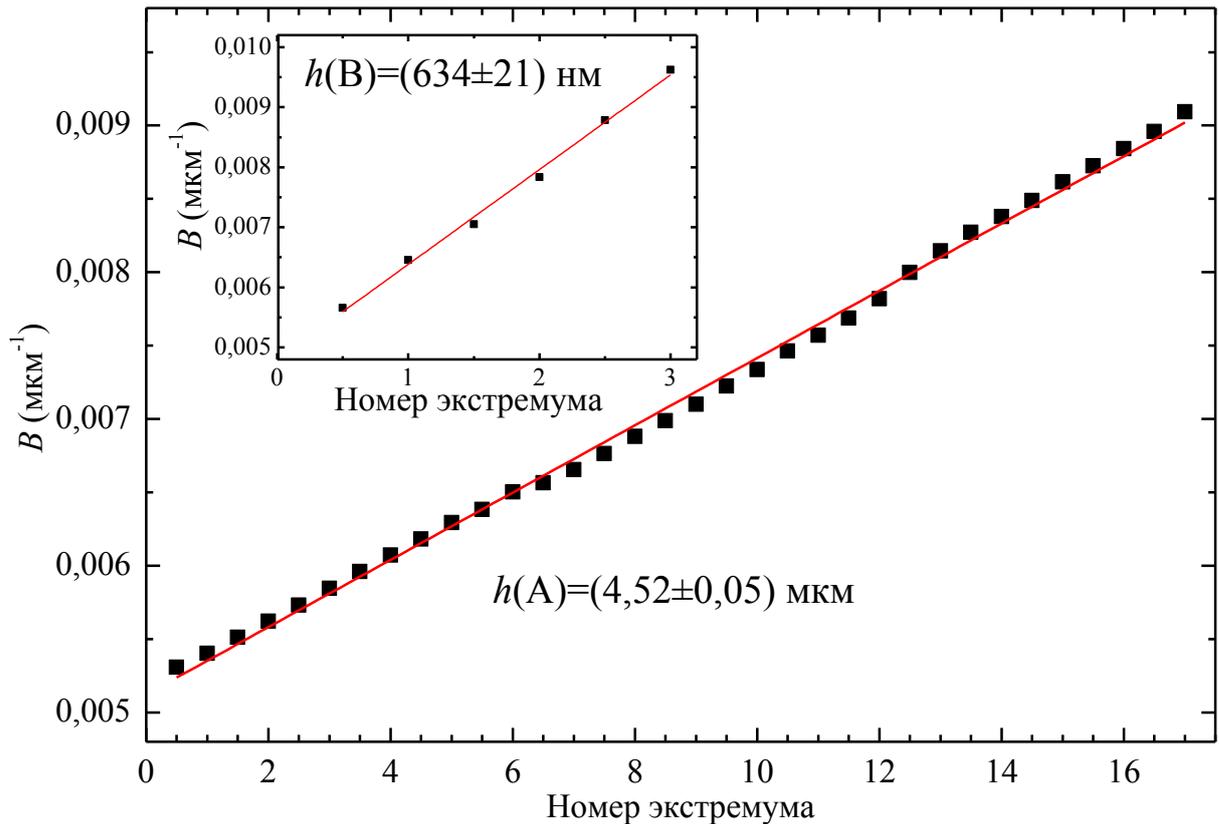


Рис. 19. Зависимость от номера экстремума для приложенного к пр-переходу напряжения смещения равного 0,5 В (период «А»; на вставке для периода «В»)

Выражение для показателя преломления с учётом дисперсии:

$$n^2(\lambda) = n_0^2 + \frac{\alpha^2}{\lambda^2 - \beta^2}, \quad (37)$$

где  $\alpha = 304,7 \text{ нм}^2$  и  $\beta = 294 \text{ нм}^2$ ,  $n_0 = 2,27$ ,  $\lambda$  – длина волны, нм [47].

Из аппроксимации методом наименьших квадратов с учётом формул (36) и (37) для периода, отмеченного на рисунке 18 буквой «А» получена толщина слоя  $h = (4,52 \pm 0,05) \text{ мкм}$ , для периода, отмеченного буквой «В»

$h = (634 \pm 21)$  нм [48]. Из этих значений и состава образца (рис. 15) можно сделать вывод, что интерференционные полосы «А» связаны с отражениями между сапфировой подложкой и областью рп-перехода, интерференционные полосы «В» связаны с отражениями в области i-GaN. По-видимому, в первом случае происходит модуляция показателя преломления в области МКЯ, во втором случае – в слое n-GaN.

#### **4.2 Спектры электроотражения светодиода при разном смещении рп-перехода**

Для исследования влияния постоянного смещения  $U_{dc}$  на рп-переходе на форму линии спектра ЭО были измерены спектры при смещениях на рп-переходе от -0,5 В до 0,5 В и модуляции напряжением с амплитудой 1 В. Полученная серия спектров приведена на рисунке 20. Как и в исходном спектре (рис. 18) в каждом из рассматриваемых спектров 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, ..., g» – интерференционные полосы.

Видно, что форма линии «а» остаётся неизменной при изменении смещения  $U_{dc}$  на рп-переходе. При этом размах интерференционных полос «b, c, ..., g» при изменении напряжения от 0,5 В до 0,1 В монотонно уменьшается. Дальнейшее изменение смещения от 0,1 В 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  $\pi$  при изменении смещения от 0,1 В до -0,1 В. Данный эффект, по видимому, можно связать с тем, что например, изменился знак в разнице показателей преломления слоёв ямы InGaN и барьера GaN в области МКЯ.

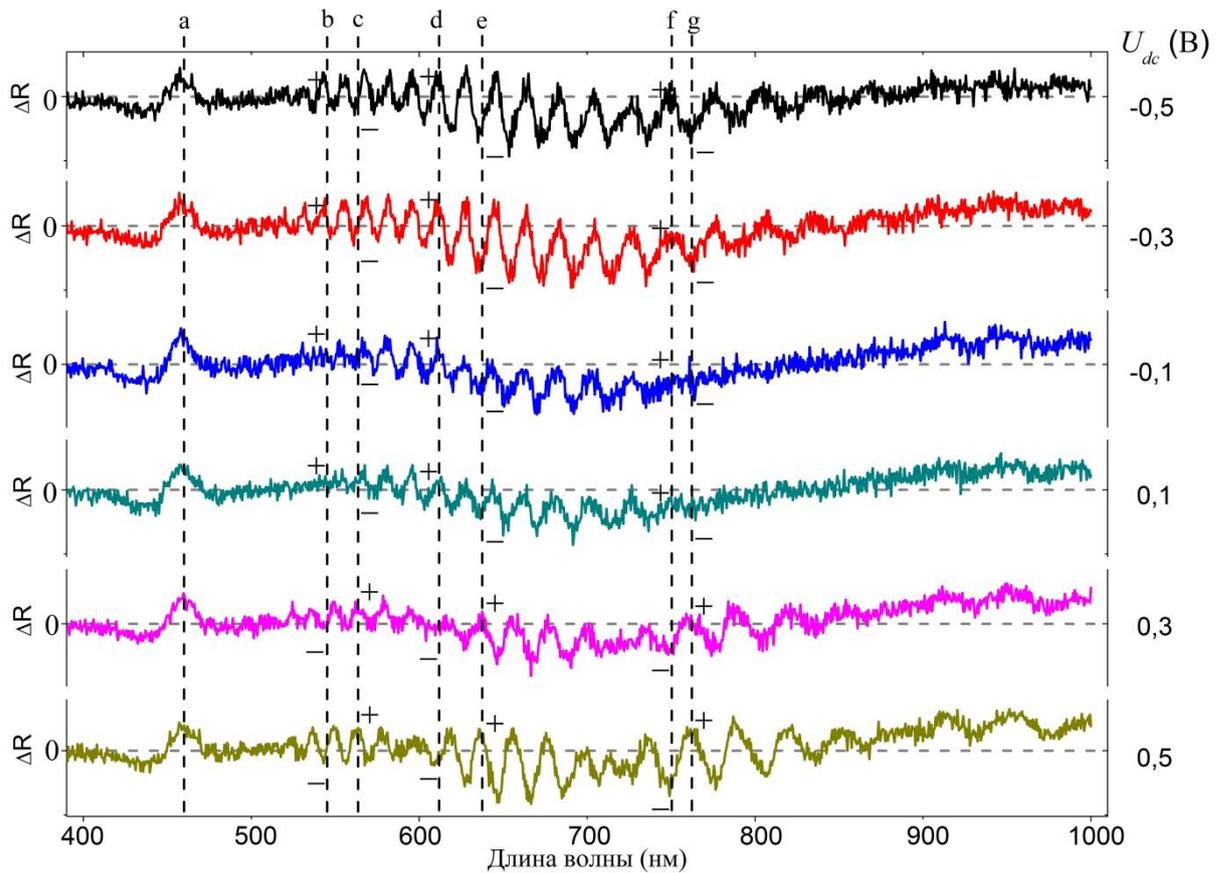


Рис. 20. Спектры электроотражения. Пунктирной линией «а» обозначена область спектра связанная с межзонными эффектами в активной области квантовых ям, а линиями «b, c, d, e, f, g» обозначены для наглядности длины волн спектра, на которых экстремумы интерференционной картины меняют знаки

Изменение знака разности показателей преломления GaN и InGaN, таким образом, связано с изменением электрического поля под действием приложенного к рп-переходу напряжения смещения  $U_{dc}$ . Следовательно, исчезновение интерференционных полос для напряжения смещения из диапазона (-0,1 В...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 приведён на рисунке 21. Видно, что существует точка с нулевым значением интеграла, в которой разность показателей преломления, согласно нашему предположению, равна нулю:  $U_{dc} \approx 0,05$  В.

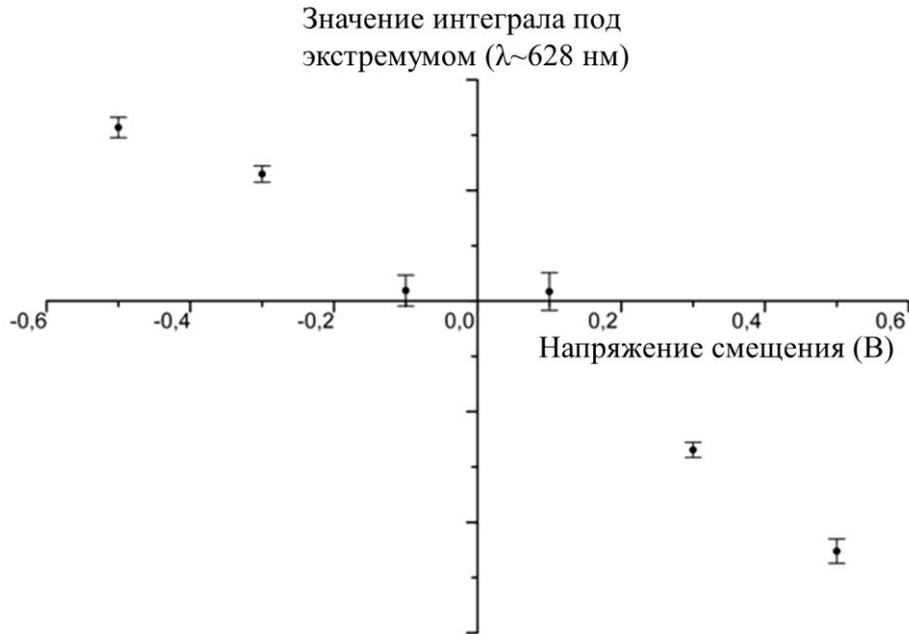


Рис 21. Зависимость интеграла под экстремумом на  $\lambda \sim 628\text{нм}$  от  $U_{dc}$

Если предположить, что смена знаков экстремумов интерференционных полос связана с изменением знака разности показателей преломления слоёв InGaN/GaN, расположенных в рп-переходе, можно дать оценку коэффициентам  $r_{13}$ , описывающим линейный электрооптический эффект [42].

Если показатель преломления кристалла в отсутствии электрического поля равен  $n_0$ , то при помещении этого кристалла в электрическое поле, модуль вектора напряжённости которого равен  $\Delta F$ , показатель преломления кристалла  $n$ , с учётом дисперсии (37), зависит от  $\Delta F$  следующим образом:

$$n = \frac{n_0}{\sqrt{1 + n_0^2 r_{13} \Delta F}}, \quad (38)$$

определяющий нормальные моды для распространения света вдоль оси «с» кристалла [42].

Поскольку в нашем эксперименте рп-переход был закрыт, то всё падение напряжения  $U_{dc}$  приходилось на высокоомную область закрытого перехода, включающего в себя InGaN/GaN МКЯ. Согласно [42] напряжённость электрического поля в закрытом рп-переходе определяется как:

$$\Delta F = F_{\text{int}} + \left( \frac{2eNU_{dc}}{\varepsilon\varepsilon_0} \right)^{1/2}, \quad (39)$$

где  $U_{dc}$  – напряжение смещения, приложенное к рп-переходу,  $e$ – заряд электрона,  $N$  - концентрация свободных электронов,  $F_{\text{int}}$  – внутренне поле слоя, соответственно.

Используя линейный электрооптический коэффициент  $r_{13} = 1,55$  пм/В для GaN [42],  $\varepsilon(\text{GaN}) = 10,4$ ,  $\varepsilon(\text{InGaN}) = 10,9$ ,  $N(\text{GaN}) = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $N(\text{InGaN}) = 0,12 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $F_{\text{int}}(\text{GaN}) = 0,21 \text{ МВ/см}$ ,  $F_{\text{int}}(\text{InGaN}) = -1,66 \text{ МВ/см}$  и выражение (37) для  $n$ , была получена зависимость показателя преломления GaN от приложенного напряжения  $U_{dc}$  (чёрные метки на рис. 22). Напряжение 0,05 В, при котором разность показателей преломления становится равной нулю (рис. 22), является координатой точки пересечения зависимостей показателей преломления GaN и InGaN от смещения на рп-переходе. Для этого напряжения был посчитан линейный электрооптический коэффициент  $r_{13}$  для слоя InGaN. При нулевом напряжении [49] этот коэффициент для слоя InGaN равен  $(22 \pm 6)$  пм/В что соответствует данным, полученным с помощью спектроскопии электропоглощения [43].

Таким образом, по напряжению.  $U_{dc}$ , при котором становятся равными друг другу показатели преломления слоёв GaN и InGaN, был определён коэффициент линейного электрооптического эффекта  $r_{13}$  для слоёв InGaN.

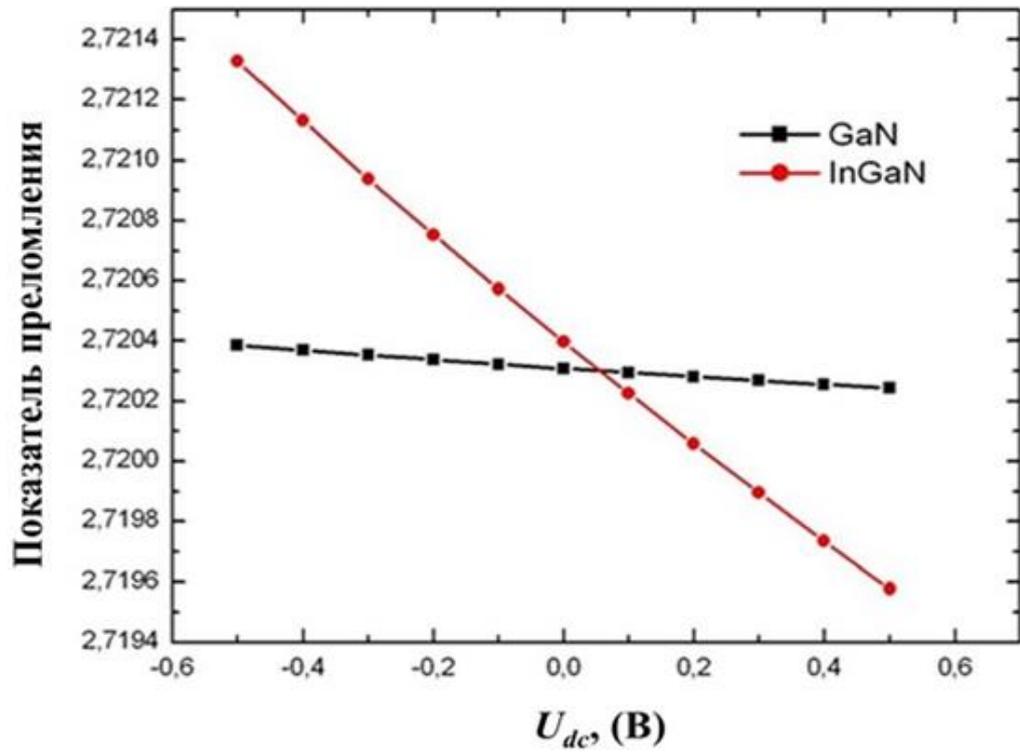


Рис. 22. Зависимость показателя преломления от напряжения смещения

## 5. Интерференционные эффекты в спектрах электроотражения квантовых ям InGaN/GaN

Нами было обнаружено, что при уменьшении амплитуды модулирующего напряжения от 2,875 В до 0,125 В (рис. 23) происходит расщепление спектральной линии, связанное с МКЯ, на две линии. Это расщепление становится заметным, начиная с амплитуды модулирующего напряжения 0,875 В.

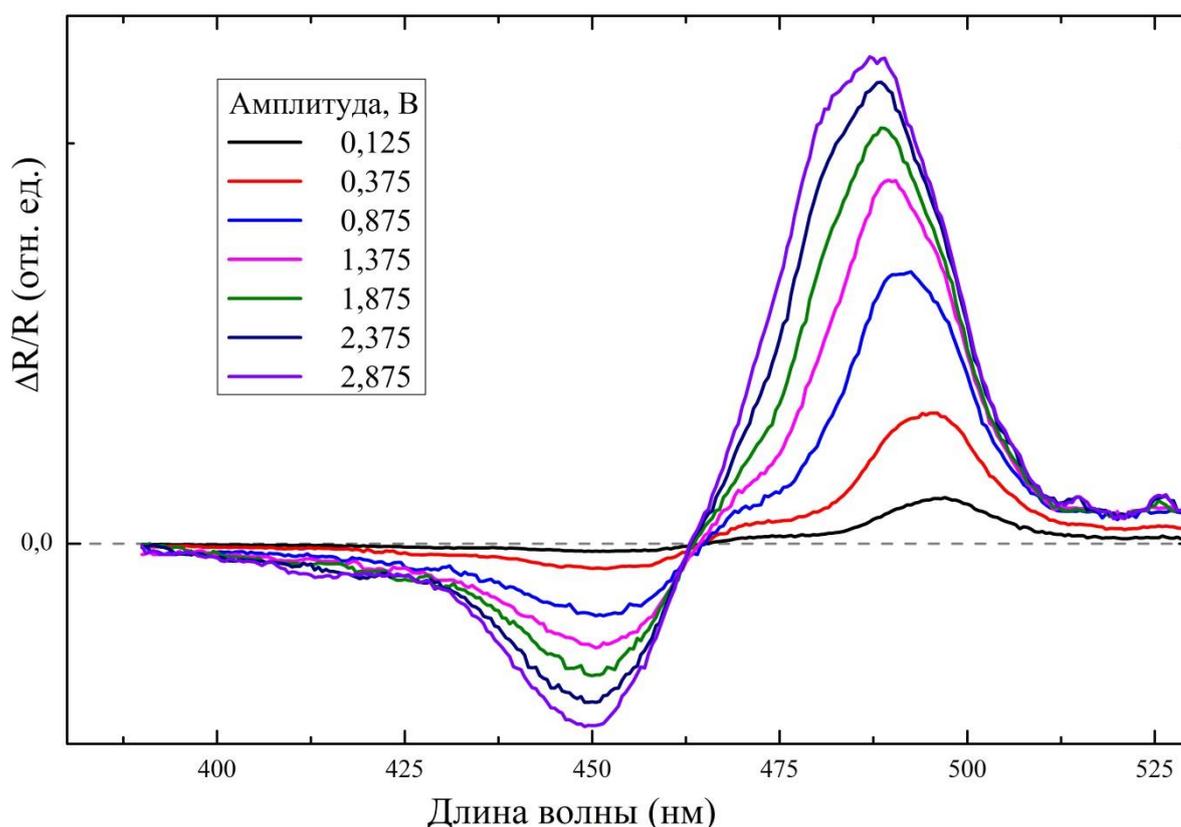


Рис. 23. Спектры ЭО образца E, зарегистрированные при амплитуде модулирующего напряжения от 0,125 В до 2,875 В

Данная особенность оказалась характерной для всех образцов фирмы «Philips lumileds». На рисунке 24 представлены спектры ЭО четырех исследуемых образцов (B, D, E, F) при смещении на рn-переходе, равном 1,125 В и амплитуде модулирующего напряжения 0,125 В.

Данное расщепление, по-видимому, следует связывать с выделением сигнала ЭО от отдельных КЯ. В результате обработки экспериментальных

данных суммой двух выражений Аспнеса (31) обнаружено, что фазовые параметры пары линий, различны (это видно также из рис. 24).

В соответствии с моделью Клипштайна, различие фазовых параметров пары спектральных линий может быть связано с интерференцией отраженных от различных квантовых ям волн (рис. 14(б)).

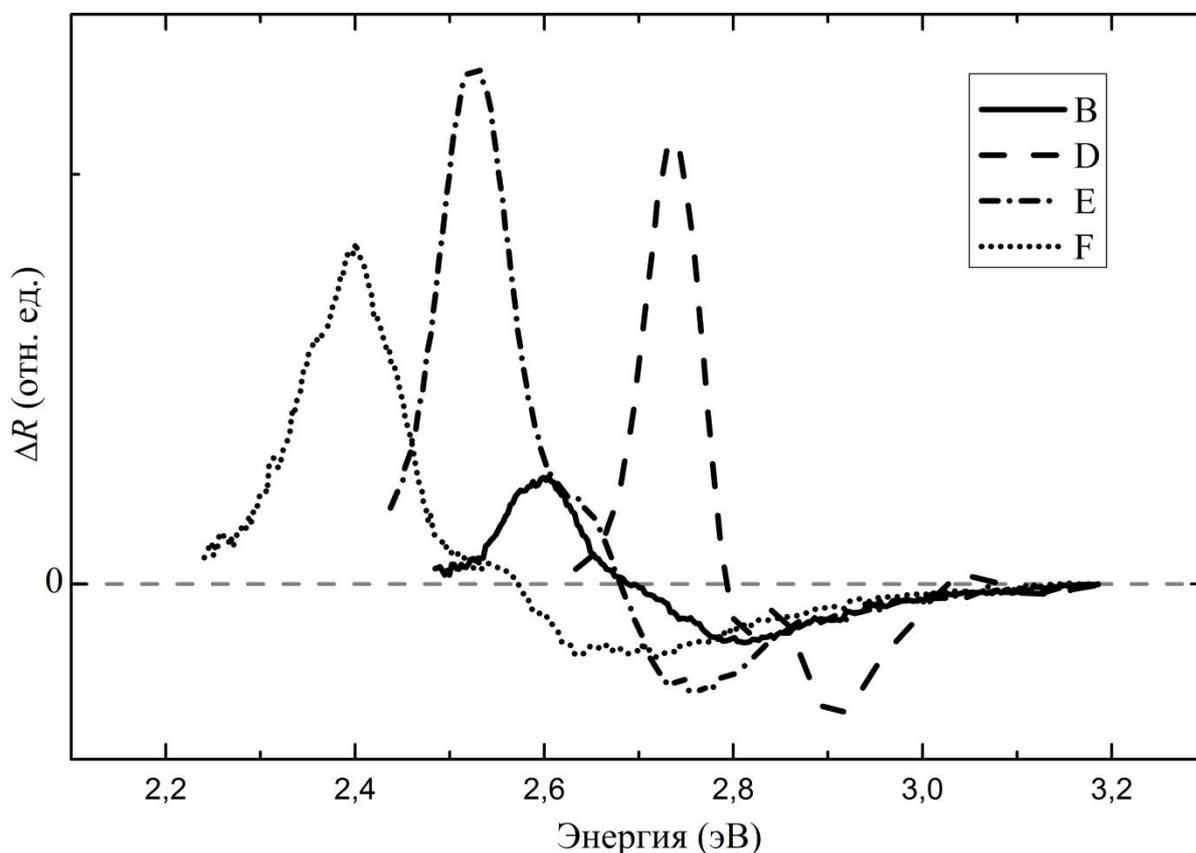


Рис. 24. Спектры ЭО четырёх образцов при напряжении смещения равном 1,125В

Были проведены измерения спектров ЭО при разных смещениях рп-перехода (рис. 25). Как видно из рисунка, фазовые параметры линий не изменяются при изменении смещения  $U_{dc}$  рп-перехода.

Пара линий в спектрах ЭО каждого из образцов аппроксимировалась суммой двух выражений Аспнеса (31), пример аппроксимации приведён на рис. 26. В результате аппроксимации (рис. 27) были получены фазовые параметры для линий всех измеренных спектров. Зависимость разности фазовых параметров от смещения  $U_{dc}$  рп-перехода для образца В приведена на рис. 27 (а). Видно, что разность фазовых параметров двух линий

аппроксимации для этого образца практически не изменяется при изменении  $U_{dc}$  от -8 В до 0 В. Для остальных образцов данной серии наблюдаются сходные зависимости.

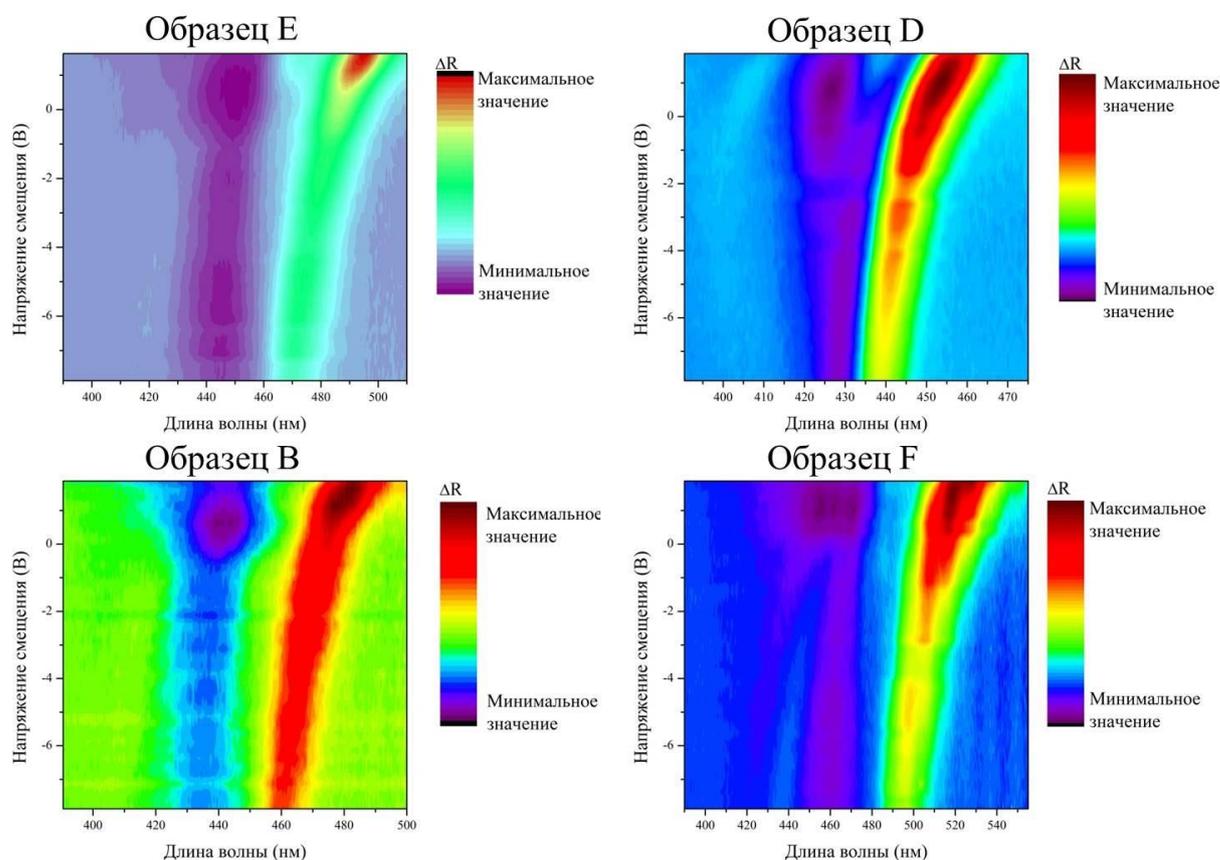


Рис. 25. Спектры ЭО, полученные при различных напряжениях смещения рп-перехода. Цвет отражает интенсивность сигнала ЭО

Так как разность фазовых параметров (рис. 27(а)) не изменяется при изменении смещения  $U_{dc}$  рп-перехода можно предположить, что в данных образцах имеет место предсказанная Клипштайном [44] интерференция. То есть разность фазовых параметров определяется разной глубиной залегания квантовых ям, дающих вклад в формирование спектра ЭО.

В рамках моделей Аспнеса [38] и Клипштайна [44] оценена разность расстояний от источников сигнала ЭО до поверхности (рис. 26(б)). Полученный набор значений и параметры гетероструктуры (рис. 15) указывают на то, что за формирование сигнала ЭО от системы 5 квантовых ям отвечают две квантовые ямы, разнесенные друг от друга приблизительно

на 36 нм. Следовательно, сигнал ЭО формируется в паре ям, разделенных барьерами и еще одной ямой.

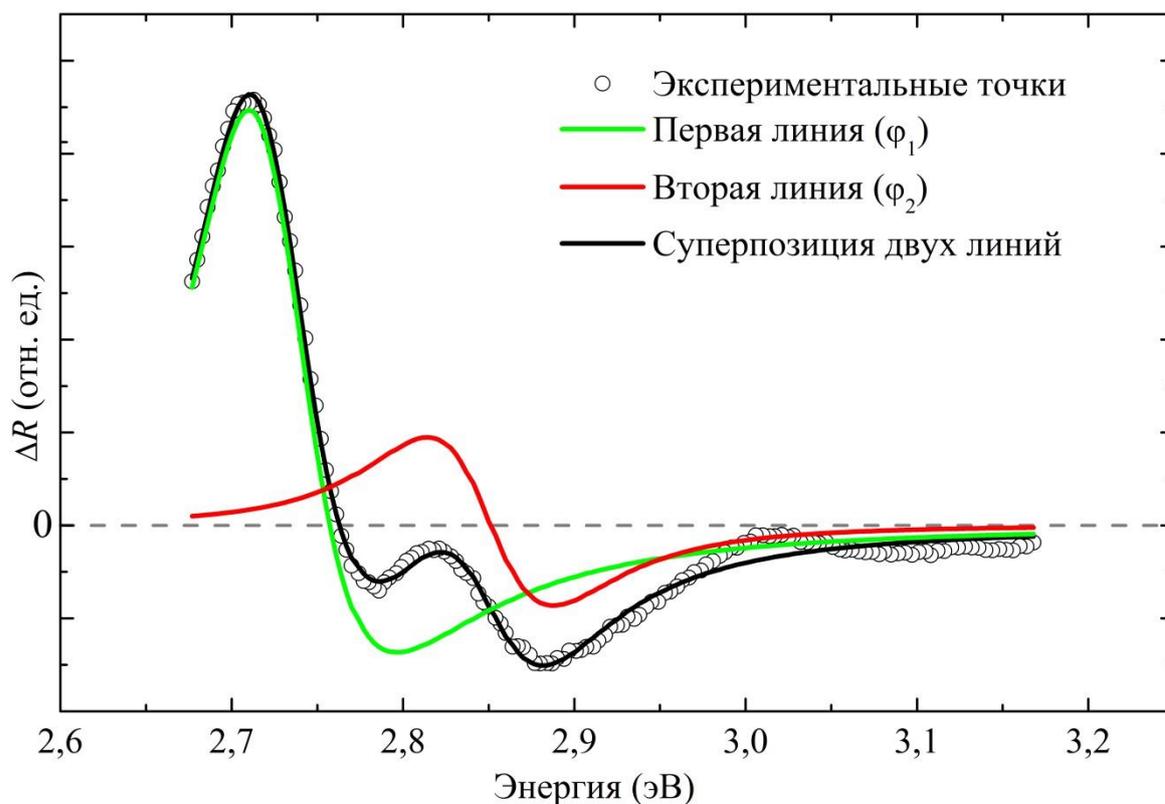
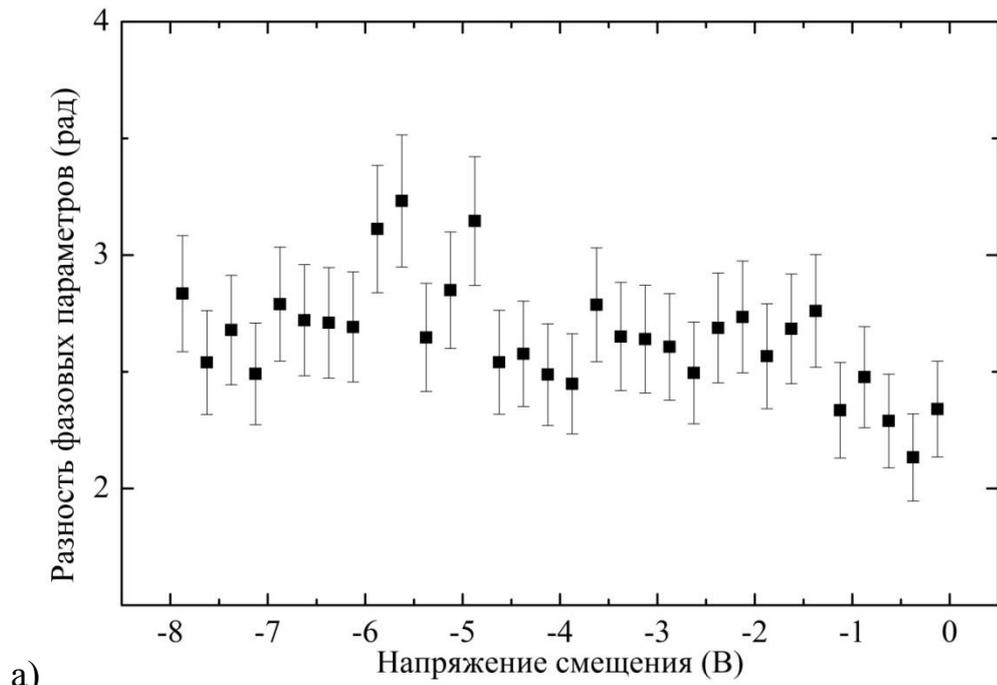
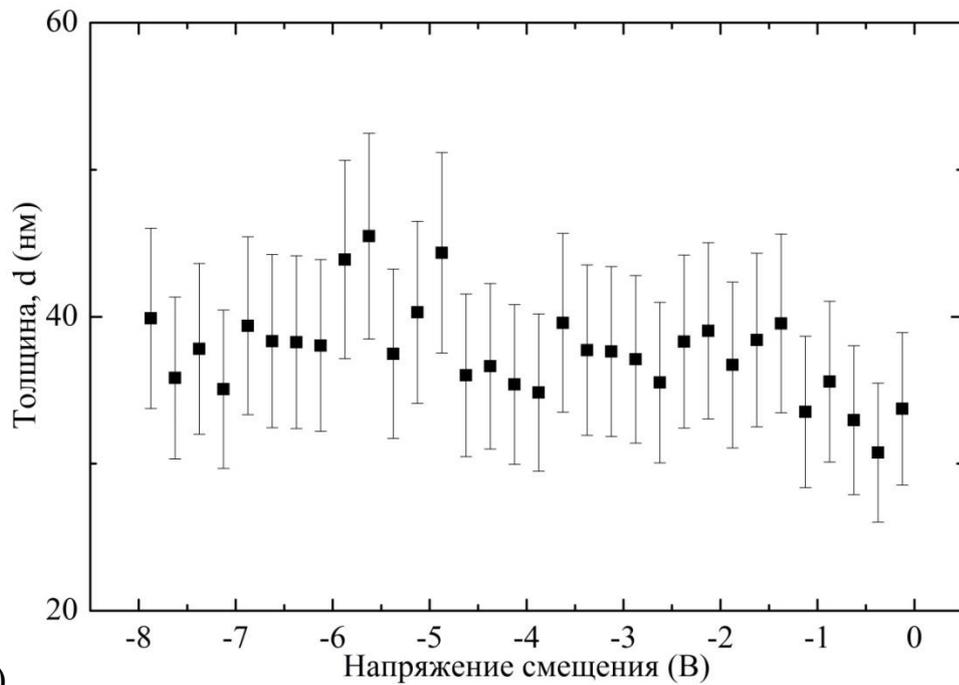


Рис. 26. Пример подгонки моделью Аспнеса с помощью двух линий с разными фазовыми параметрами

По-видимому, вклад в формирование сигнала ЭО от МКЯ дают те квантовые ямы, в которых модуляция встроенных электрических полей происходит наиболее интенсивно. Вопрос о том какие именно квантовые ямы в нашем случае дают вклад в формирование сигнала ЭО требует проведения дополнительных исследований.



а)



б)

Рис. 27. а) зависимость разницы фазовых параметров двух линий аппроксимации моделью Аспнеса; б) график зависимости толщины слоя, в котором происходит интерференция от напряжения смещения

## 6. Основные результаты и выводы

При комнатной температуре получены спектры электроотражения серии InGaN/GaN/AlGaN светодиодов с МКЯ в активной области. В спектрах электроотражения присутствует линия, связанная с межзонными переходами в КЯ InGaN/GaN образца и серия интерференционных полос в спектральном диапазоне 500 – 1000 нм, связанная с отражениями между слоями структуры, обусловленными модуляцией показателя преломления в области множественных квантовых ям.

Для образца А определены характерные толщины слоёв, в которых происходила интерференция. Они составили  $h = (4,52 \pm 0,05)$  мкм для периода «А» и  $h = (634 \pm 21)$  нм для периода, отмеченного буквой «В» при приложенном напряжении равном 0,5 В. Из этих значений и состава образца сделан вывод, что интерференционные полосы «А» связаны с отражениями между сапфировой подложкой и областью рп-перехода, интерференционные полосы «В» связаны с отражениями в области i-GaN.

В спектрах ЭО того же образца обнаружена смена знаков экстремумов интерференционной картины при изменении смещения  $U_{dc}$  рп-перехода. Смена знаков экстремумов объяснена изменением знака разности показателей преломления слоёв барьеров GaN  $n_{\bar{6}}$  и ям InGaN  $n_{я}$ . Исчезновение интерференционных полос при напряжении равном 0,05 В связано с выполнением равенства  $\Delta n_{я-\bar{6}} = 0$ . Из полученного значения напряжения, при котором происходит выравнивание показателей преломления в модели линейного электрооптического эффекта вычислен линейный электрооптический коэффициент  $r_{13}$  для слоя  $In_{0,12}Ga_{0,88}N$ . Он получился равным  $r_{13} = (22 \pm 6)$  пм/В что соответствует результатам спектроскопии электропоглощения [43].

Для серии образцов фирмы «Philips lumileds» обнаружено, что сигнал от области множественных квантовых ям при амплитудах модулирующего напряжения  $< 0,875$  В состоит из двух компонент, разность фазовых

параметров между которыми практически не зависит от смещения рп-перехода. Согласно модели Клипштайна фиксированная разность фазовых параметров указывает на наличие интерференционных эффектов, влияющих на форму линии ЭО от МКЯ.

В рамках моделей Аспнеса и Клипштайна оценено расстояние между квантовыми ямами, дающими вклад в спектр электроотражения. Оно составило  $(36 \pm 6)$  нм. Следовательно, вклад в спектр ЭО дает пара квантовых ям, разделенных одной квантовой ямой и двумя барьерами.

## 7. Литература

- [1] [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2014/](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2014/) (дата обращения 01.12.2014)
- [2] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, I. Akasaki, «P-Type Conduction in Mg-Doped GaN Treated with Low-Energy Electron Beam Irradiation (LEEBI)», *Jpn. J. Appl. Phys.* 28, No.12, pp. L2112-L2114, (1989)
- [3] I. Akasaki, H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, «Photoluminescence of Mg doped p-type GaN and electroluminescence of GaN p-n junction LED», *J. Cryst. Growth*, 48&49, pp.666-670 (1991)
- [4] I. Akasaki, H. Amano, K. Itoh, N. Koide, K. Manabe, «GaN-based UV/blue light emitting devices», *Inst. Phys. Conf. Ser. No.129*, pp. 851-856 (1992)
- [5] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh, N. Iwasa, «Thermal Annealing Effects on P-Type Mg-Doped GaN Films», *Jpn. J. Appl. Phys.*, 31, pp.L139-L142 (1992)
- [6] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S. Nagahama, « High-Brightness InGaN Blue, Green and Yellow Light-Emitting Diodes with Quantum Well Structures», *Jpn. J. Appl. Phys.*, 34, pp.L797-L799 (1995)
- [7] Y.C. Shen, J.J. Wierer, M.R. Krames, M.J. Ludowise, M.S. Misra, F. Ahmed, A.Y. Kim, G.O. Mueller, J.C. Bhat, S.A. Stockman, and P.S. Martin, «Optical cavity effects in InGaN/GaN quantum-well-heterostructure flip-chip light-emitting diodes», *Appl. Phys. Lett.* 82, 2221-2223 (2003)
- [8] L. Zhang, «The optical Kerr effect in wurtzite GaN-based double quantum wells: influences of piezoelectricity and spontaneous polarization», *Modern Physics Letters B*, 23, 1923-1934 (2009)
- [9] M. Calciati, M. Goano, F. Bertazzi, M. Vallone, X. Zhou, G. Ghione, M. Meneghini, G. Meneghesso, E. Zanoni, E. Bellotti, G. Verzellesi, D. Zhu, and C. Humphreys, «Correlating electroluminescence characterization and physics-based models of InGaN/GaN LEDs: Pitfalls and open issues», *AIP Advances* 4, 067118 (2014)

- [10] Ж.И. Алфёров, «История и будущее полупроводников», Физика и техника полупроводников, том 32, стр. 3-18 (1998)
- [11] Под ред. Л. Ченга и К. Плога, «Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры», М. Мир, 583 с. (1989)
- [12] Н.М. Manasevit, «Single-crystal gallium arsenide on insulating substrates», Appl. Phys. Lett., 12, 156 (1968)
- [13] В.Б. Уфимцев, Р.Х. Акчурин «Физико-химические основы жидкофазной эпитаксии», М., Металлургия, 224 с. (1983)
- [14] L.P. Avakyants, P.Yu. Vokov, A.V. Chervyakov, A.V. Chuyas, A.E. Yunovich, E.D. Vasileva, D.A. Bauman, V.V. Uelin, B.S. Yavich, «Interference effects in the electroreflectance and electroluminescence spectra of InGaN/AlGaN/GaN light-emitting-diode heterostructures», Semicond., 44, 8, 1090-1095 (2010)
- [15] Ф. Шуберт, «Светодиоды», пер. с англ. под ред. А.Э. Юновича. – 2-е изд. – М.:ФИЗМАТЛИТ, 496 стр. (2008)
- [16] М. Борн, Э. Вольф, «Основы оптики», М.: НАУКА, 720 с. (1973)
- [17] А.Э. Юнович, «Оптические явления в полупроводниках», Изд-во Моск. ун-та, 122 с. (1988)
- [18] Г.С. Ландсберг, «Оптика», М: ФИЗМАТЛИТ, 848 с. (2003)
- [19] L. Avakyants, P. Vokov, A. Chervyakov, A. Chuas, A. Yunovich, E. Vasileva, B. Yavich, «Electroreflectance diagnostics of InGaN/AlGaN/GaN based LEDs structures», Phys. Status Solidi C 6, 12, pp. 2852–2854 (2009)
- [20] Д.В. Сивухин, «Общий курс Физики. Электричество», М: ФИЗМАТЛИТ, 656 с. (2004)
- [21] С.Г. Калашников, «Электричество», М: ФИЗМАТЛИТ, 624 с. (2003)
- [22] M. Feneberg and K. Thonke, «Polarization fields of III-nitrides grown in different crystal orientations», J. Phys.: Condens. Matter, 19, 403201 (2007)
- [23] Дж. Най, «Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц», М: «Ин. лит.», 385 с. (1960)

- [24] И.Е. Тамм, «Основы теории электричества», М.: ФИЗМАТЛИТ, 616 с. (2003)
- [25] А.С. Сонин, А.С. Василевская, «Электрооптические кристаллы», М.: Атомиздат, 328 с. (1971)
- [26] А.Н. Георгобиани, «Модуляционная спектроскопия полупроводников», МФТИ, сс 75-81 (2001)
- [27] Б.Р. Варданян, Р.Р. Резванов, М.В. Чукичев, А.Э. Юнович, «Люминесценция множественных квантовых ям GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As в структурах для инфракрасных фотоприемников», ФТП, 28, 2, сс 259-265 (1994)
- [28] Г.Б. Галиев, В.Э. Каминский, В.Г. Мокеров, Л.П. Авакянц, П.Ю. Боков, А.В. Червяков, В.А. Кульбачинский, «Исследования электронных переходов в связанных квантовых ямах со встроенным электрическим полем методом спектроскопии фотоотражения», ФТП, 37, 1, сс 77-81 (2003)
- [29] S.-i. Tachi, A. Moritani, M. Koshinaka and J. Nakai, «Schottky-Barrier Electroreflectance Measurements in GaAs by a Sample Rotating Technique», Jpn. J. Appl. Phys., 19, 3, сс 533-536 (1980)
- [30] L.P. Avakyants, M.L. Badgutdinov, P.Yu. Bokov, A.V. Chervyakov, S.S. Shirokov, A.E. Yunovich, A.A. Bogdanov, E.D. Vasil'eva, D.A. Nikolaev, A.V. Feopentov, «Electroreflectance spectra of InGaN/AlGaIn/GaN quantum-well heterostructures», Semicond., 41, 9, pp 1060-1066 (2007).
- [31] F.H. Pollak, H. Shen, «Modulation spectroscopy of semiconductors: bulk/thin film, microstructures, surfaces/interfaces and devices», MSER: R, 10, 7-8, сс. 275-374 (1993)
- [32] Y. Liua, X.-R. Xiaoa, Y.-P. Zengb, «Electrolyte electroreflectance spectroscopy studies on the interfacial behavior of the near-surface In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As/GaAs quantum well electrode | non-aqueous electrolyte», JEC, 502, сс. 191-196 (2001)

[33] M.E. Aumer, S.F. LeBoeuf, B.F. Moody, and S.M. Bedair, «Strain-induced piezoelectric field effects on light emission energy and intensity from AlInGaN/InGaN quantum wells», *Appl. Phys. Lett.*, 79, 3803 (2001)

[34] R. Kudrawiec, M. Gladysiewicz, J. Misiewicz, R. Paszkiewicz, B. Paszkiewicz, and M. Tłaczała, «GaN Surface Quantum Well In AlGaN/GaN Transistor Heterostructure Studied By Contactless Electroreflectance», *AIP Conf. Proc.*, 1199, 25 (2010)

[35] M. Motyka, M. Syperek, R. Kudrawiec, and J. Misiewicz, M. Rudziński, P. R. Hageman, and P. K. Larsen, «Investigations of GaN surface quantum well in AlGaN/GaN transistor heterostructures by contactless electroreflectance spectroscopy», *Appl. Phys. Lett.*, 89, 231912 (2006)

[36] P.J. Hughes, B.L. Wiess and T.J.C. Hosea, «Analysis of Franz-Keldysh Oscillations in Photoreflectance Spectra of a GaAs/AlGaAs Quantum Well Structure», *J. Appl. Phys.* 77, 6472-6480 (1995)

[37] Л.П. Авакянц, П.Ю. Боков, Т.П. Колмакова, А.В. Червяков, «Исследование встроенного электрического поля в напряженных сверхрешетках GaAs/GaAsP методом спектроскопии фотоотражения», *Вестн. Моск. Ун-та., серия 3, физика, астрономия, том 1, стр. 45-47* (2004)

[38] D.E. Aspnes, «Third-derivative modulation spectroscopy with low-field electroreflectance», *Surf. Sci.*, 37, 418-442 (1973)

[39] C. Hums, T. Finger, T. Hempel, J. Christen, A. Dadgar, A. Hoffmann, A. Krost., «Fabry-Perot effects in InGaN/GaN heterostructures on Si substrates», *J. Appl. Phys.* 101, 033113 (2007)

[40] T. Takeuchi, C. Wetzel, S. Yamaguchi, H. Sakai, H. Amano, I. Akasaki, Y. Kaneko, S. Nakagawa, Y. Yamaoka, and N. Yamada, «Determination of piezoelectric fields in strained GaInN quantum wells using the quantum-confined Stark effect», *Appl. Phys. Lett.* 73 1691 (1998)

[41] X.C. Long, R. A. Myers, S. R. J. Brueck, R. Ramer, K. Zheng et al. «GaN Linear Electrooptic Effect», *Appl. Phys. Lett.* 67, 1349-1351 (1995)

[42] S. Shokhovets, R. Goldhahn, G. Gobsch, «Study of the linear electro-optic effect in  $\alpha$ -GaN by electroreflectance», Mater. Sci. Eng. A B93 215-218 (2002)

[43] H. Jiang, J. Singh, «Linear electro-optic effect due to the build-in electric field in InGaN/GaN quantum wells», Appl. Phys. Lett. 75, 1932-1934 (1999)

[44] A.J. Shields and P.C. Klipstein, «Line-shape model for the modulated reflectance of multiple quantum wells», Phys. Rev. B 43, 9118 (1991)

[45] Л.П. Авакянц, П.Ю. Боков, А.В. Червяков, «Автоматизированная установка для регистрации спектров фотоотражения с использованием двойного монохроматора», ЖТФ, 75, 10, сс. 66-68 (2005)

[46] Л.П. Авакянц, П.Ю. Боков, А.А. Иванцов, И.В. Митин, И.А. Китов, А.М. Салецкий, А.В. Червяков, «Автоматизированная система физического эксперимента в учебном процессе», Физ. Обр. Вуз., 13, 3 сс. 110-118 (2007)

[47] G.Yu., G. Wang, H. Ishikawa, M. Umeno, T. Soga, T. Egava, J. Watanabe, T. Jimbo, «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. 70, 3209-3211 (1997)

[48] L. Avakyants, A. Aslanyan, P. Bokov, A. Chervyakov, K. Polozhentsev, «The difference between reflectance and electroreflectance spectra of AlGaIn/GaN/InGaIn LED structures», Phys. Status Solidi C 9, 818-821 (2012)

[49] P.Y. Bokov, L.P. Avakyants, A.E. Aslanyan, A.V. Chervyakov and K.Y. Polozhentsev, «Linear Electrooptical Effect in Electroreflectance Spectra of AlGaIn/InGaIn/GaN LED Structures», Jpn. J. Appl. Phys. 52, 08JK11 (2013)