

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
Кафедра общей физики

Исследование методом спектроскопии электроотражения
пьезоэлектрических полей в множественных квантовых
ямах нитрид-содержащих гетероструктур

Дипломная работа
студента 605 группы
Асланяна Артёма Эдуардовича

«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

ОГЛАВЛЕНИЕ	2
ГЛАВА I. ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА II. ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ И МЕТОДЫ ЕГО ИЗУЧЕНИЯ	6
2.1 Пьезоэлектрический эффект в кристаллах. Связь с симметрией	6
2.1 Энергетические зоны GaN	8
2.2 Пьезоэлектрическая поляризация в GaN	9
2.3 Определение напряжённости пьезоэлектрических полей посредством эффекта Штарка	11
2.4 Методы выращивания полупроводниковых гетероструктур	16
2.4.1 Молекулярно-лучевая эпитаксия	16
2.4.2 Газофазная эпитаксия	17
2.5 Спектроскопия электроотражения в нитрид-содержащих полупроводниковых гетероструктурах. Эффект Франца-Келдыша	18
ГЛАВА III. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА	24
3.1. Исследуемые образцы	24
3.2. Методика эксперимента	25
ГЛАВА IV. ОЦЕНКА НАПРЯЖЁННОСТИ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GAN/INGAN ПО ДАННЫМ СПЕКТРОСКОПИИ ЭЛЕКТРООТРАЖЕНИЯ	28

ГЛАВА V. ОЦЕНКА НЕОДНОРОДНОСТИ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В PN-ПЕРЕХОДЕ СВЕТОДИОДНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ	32
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	35
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	37

Глава I. Введение

Полупроводниковые структуры на основе нитрида галлия (GaN) и его соединений широко применяются в современной полупроводниковой электронике. Основные достоинства этих соединений заключаются в прямозонности, сильных межатомных связях, а также в возможности изменения в широком диапазоне энергии фундаментального перехода [1].

На основе нитрид-содержащих полупроводниковых гетероструктур изготавливают высокоэффективные световые источники света в зелёном, синем и ультрафиолетовом диапазонах оптического спектра [2], а также высокотемпературные и высокочастотные приборы [3]. Кроме того, часть сверхярких светодиодов, излучающих в синем и зелёном диапазонах, ультрафиолетовые детекторы и лазерные диоды в оптоэлектронных устройствах, сделанных на основе квантово-размерных структур GaN, успешно внедрены в производство [4].

Излучающим элементом современных светодиодов является квантовая яма, помещённая в область рп-перехода полупроводника. Наличие механических напряжений в слоях GaN и его соединений гексагональной сингонии, выращенных на полярных (0001) и полуполярных (1122) плоскостях, приводит к появлению пьезоэлектрических полей, модифицирующих зонную структуру [5]. В результате носители зарядов – электроны и дырки – оказываются разделёнными в реальном пространстве. Следствием этого является уменьшение вероятности излучательной рекомбинации в области квантовой ямы, что приводит к снижению эффективности светодиодов.

Таким образом, пьезоэлектрические поля – один из основных факторов, влияющих на развитие полупроводниковой технологии на основе нитрид-содержащих гексагональных соединений [6].

В данной работе приводятся результаты исследования пьезоэлектрических полей в светодиодных структурах на основе соединений GaN. Метод исследования - спектроскопия электроотражения.

Глава II. Пьезоэлектрический эффект в полупроводниковых гетероструктурах и методы его изучения

2.1 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 [7].

Рассмотрим ячейку кристалла гексагональной сингонии, состоящую из

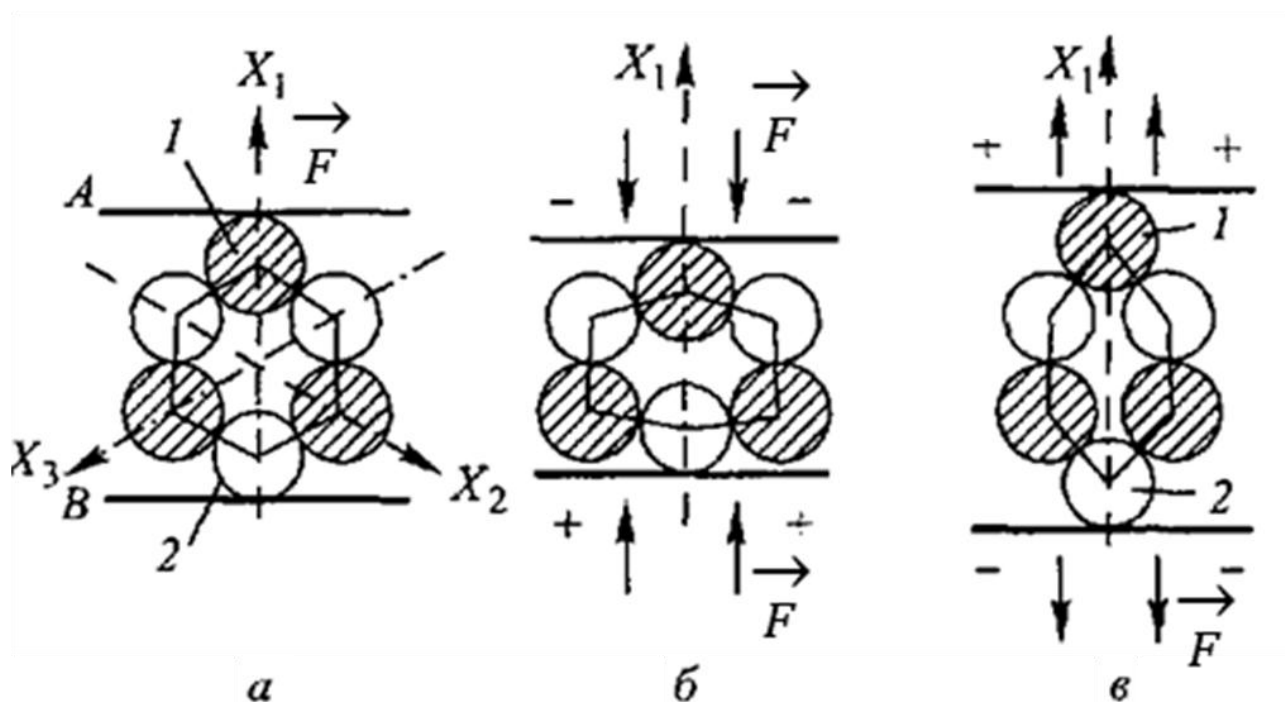


Рис. 1. Прямой пьезоэффект [8]

трёх положительно заряженных (заштрихованные круги) и трёх отрицательно заряженных (светлые круги) ионов, расположенных как показано на рис. 1а. 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. 1б) или растяжения (рис. 1в), 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) [8, 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 [9, 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 же нелинейной теории согласуется с экспериментальными данными на порядок лучше [10].

2.1 Энергетические зоны GaN

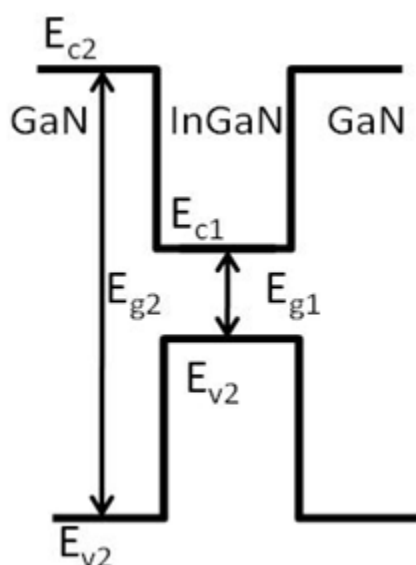


Рис 2. Зонная диаграмма GaN/InGaN/GaN при нулевом внутреннем электрическом поле

Ширина запрещенной зоны E_g для нелегированного полупроводника GaN определяется разницей между верхним и нижним энергетическими уровнями валентной зоны и зоны проводимости соответственно и составляет 3.39 эВ при температуре 300К. На гетерогранице слоев GaN и InGaN образовывается скачок энергетических уровней, позволяющий создать структуру, которую можно описать моделью квантовой ямы со стенками конечной высоты (рис. 2). В случае контравариантной структуры (GaN/InGaN/GaN)

создается по одной квантовой яме в зоне проводимости и в валентной зоне. В этих квантовых ямах можно аккумулировать электроны и дырки, за счет чего увеличивается вероятность излучательной рекомбинации электронов и дырок. В полупроводниковых лазерах и светодиодах, чередуя слои GaN и InGaN, создают несколько пар квантовых ям. Область в гетероструктуре, содержащая такие квантовые ямы, называют, в случае «невзаимодействующих ям» областью множественных квантовых ям. Такая область является основной частью pn-переходов, например, в светодиодах (рис. 3) [11]. Периодические структуры, содержащие множественные квантовые ямы разделяют на два типа в зависимости от наличия взаимодействий между отдельными квантовыми ямами. Такие квантовые ямы, которые могут взаимодействовать между собой, называют сверхрешетками.

Далее речь пойдет о втором типе периодических структур, содержащих квантовые ямы, у которых соотношение ширины барьера к ширине ямы позволят пренебрегать подобными взаимодействиями. Одной из задач в

работах [5, 12] было определение параметров, позволяющих использовать данное приближение.

2.2 Пьезоэлектрическая поляризация в GaN

Гетероструктуры на основе соединений нитрида галлия и его тройных растворов составляют основу для производства современных светодиодов и транзисторов.

В структурах на основе GaN, выращенных перпендикулярно неполярным а- и т- плоскостям или полуполярным плоскостям (1122), не возникает сильных пьезоэлектрических полей. Подавляющее большинство авторов в работах, касающихся соединений GaN, используют эпитаксиальные структуры, выращенные в полярном направлении (0001), что в основном выражено причинами технологического характера [13, 14] (рис. 4).

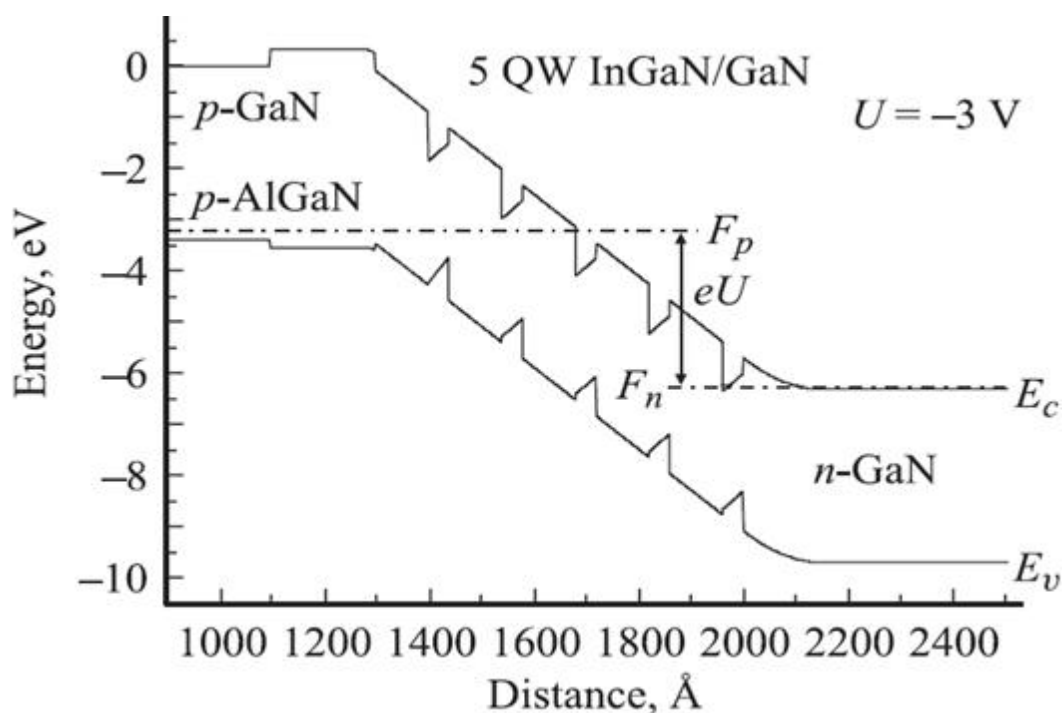


Рис 3. Энергитическая диаграмма p-i-n гетероструктуры InGaN/AlGaN/GaN с пятью квантовыми ямами (5 QW) InGaN/GaN при обратном смещении pn- перехода -3В. E_c , E_v - края зоны проводимости и валентной зоны соответственно, F_n , F_p - квазиуровни Ферми в n- и p- областях. p-AlGaN выполняет роль слоя, блокирующего поперечный транспорт электронов [11].

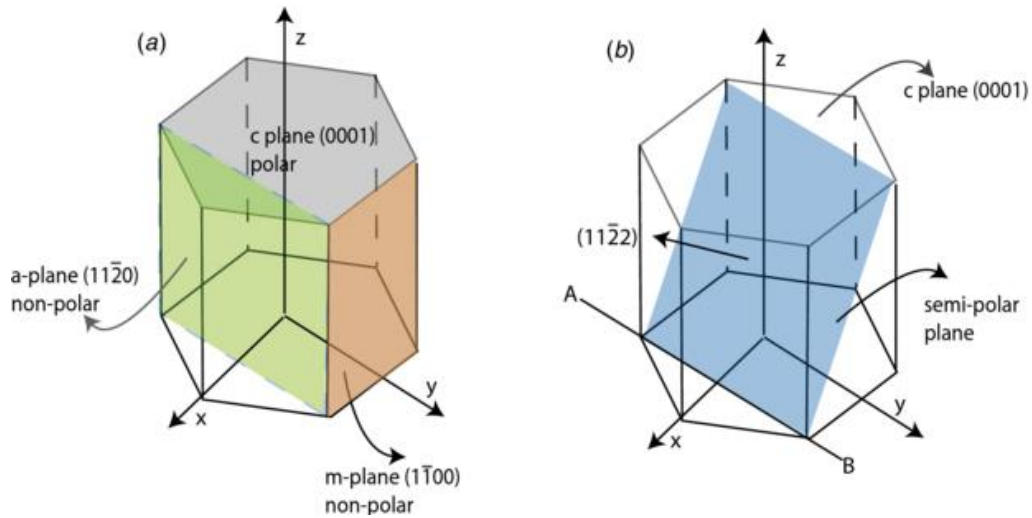


Рис. 4. Ячейка гексагональной кристаллической решётки [14].

В результате пьезоэлектрической, а также спонтанной поляризации в квантовых ямах InGaN, имеющего гексагональную структуру, появляются встроенные электрические поля порядка единиц МВ/см, приводящие к эффекту Штарка [15].

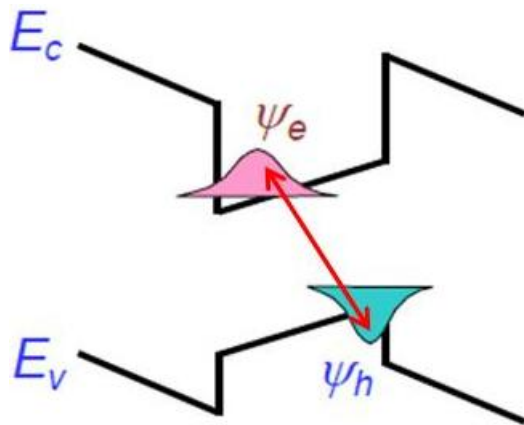


Рис. 5. Электронно-дырочная рекомбинация в квантовой яме с непрямыми зонами [6]

полярности, сопровождаемый экранировкой встроенных электрических полей [18]. Особенности процесса перераспределения носителей указывают на неоднородность электрических полей внутри структуры.

Большинство авторов [16, 17] рассматривают, как правило, поляризованные поля однородными, тогда как характерной особенностью нитридных структур является неоднородность поляризованных полей. Измерение фотолюминесценции с временным разрешением в таких структурах позволило проследить процесс перераспределения носителей между областями различной полярности.

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 [6]. Наклон валентной зоны и зоны проводимости в электрическом поле ведёт к пространственному разделению зарядов (рис. 5), что означает уменьшение интеграла перекрытия волновых функций, и ведёт к уменьшению коэффициента поглощения/испускания [15].

Одним из методов уменьшения влияния таких полей – правильный подбор толщин ям и барьеров в активной области гетероструктур. Например, в работе [19], при одной и той же толщине квантовой ямы (4.2 нм) в активной области светодиода в структуре с тремя квантовыми ямами InGaN/GaN оказывается наиболее эффективным светодиод с наименьшей шириной барьера. Падение эффективности при силе тока 200 мА при ширине барьеров 3.6, 9.1 и 24.5 нм составило соответственно 18.1%, 9.4%, 0.8%.

2.3 Определение напряжённости пьезоэлектрических полей посредством эффекта Штарка

Эффект Штарка — смещение и расщепление электронных термов атомов во внешнем электрическом поле. Дипольный момент атома во внешнем электрическом поле приобретает дополнительную энергию, которая и вызывает смещение термов атомов [20, сс. 254-256].

Можно провести аналогию с энергетическими электронно-дырочными переходами между дном зоны проводимости и потолком валентной зоны полупроводников с переходами электронов между различными энергетическими уровнями. В таком случае влияние электрического поля на зонную структуру полупроводника будет схожим по его влиянию в атоме. Таким образом, сдвиг уровней в квантовых ямах гетероструктуры, помещённой

в электрическое поле, приведёт к изменению энергии электронно-дырочного перехода.

Наличие механических напряжений, описанных в п. 2.1 и п. 2.2, в гексагональной структуре типа GaN, выращенной на полярных или полуполярных плоскостях, приводит к появлению встроенных пьезоэлектрических полей, которые также как и внешние, вносят вклад в сдвиг энергий межзонных переходов в силу эффекта Штарка. Такие пьезоэлектрические поля являются одним из основных источников встроенного электрического поля в полупроводниковых структурах гексагональной сингонии. В качестве дополнительных источников электрического поля могут выступать заряд в окисной плёнке на поверхности полупроводника, контактная разность потенциалов при наличии на поверхности полупроводниковой плёнки вещества с иным сродством к электрону [21, с. 169]. Также источником встроенных электрических полей в полупроводнике может быть спонтанная поляризация. Как показал Ф. Pollak, встроенные электрические поля в полупроводниковой структуре можно изменять путём помещения структуры в заряженный конденсатор [22].

Существуют разные методы оценки пьезоэлектрического поля в полупроводниковых структурах. Одним из них является метод, в котором реализована возможность определять поля внутри квантовых ям с помощью спектров фотолюминесценции:

$$E_{total} = E_i - \frac{V_{appl}}{d_u + d_d} + E_{piezo} \quad (1)$$

где E_{total} , E_i , E_{piezo} - модули напряжённости электрического поля внутри структуры - суммарное, без внешнего напряжения и пьезоэлектрическое соответственно, V_{appl} - внешнее электрическое напряжение, приложенное к структуре вдоль направления градиента электрического поля, d_d - ширина обеднённой области, d_u - ширина активной области квантовых ям.

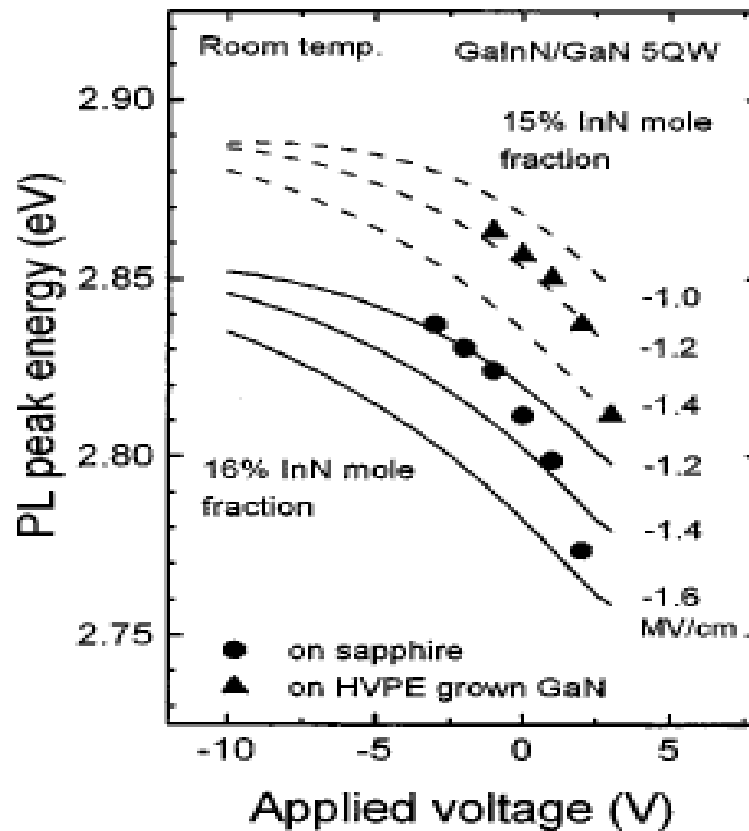


Рис. 6. Зависимость энергий линий фотолюминесценции InGaN p-i-n структуры от приложенного напряжения. Отмечены значения для образцов, выращенных методом газофазной эпитаксии на сапфировой подложке (круги) и на сапфировой подложке закрытой тонким буферным слоем GaN толщиной 12 нм (треугольники). Сплошной и пунктирной линией обозначены теоретические расчёты для $\text{Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{N}$ и $\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{N}$ соответственно для разных напряжённостей пьезоэлектрических полей [17]

В приповерхностной области полупроводника возникает слой пространственного заряда, экранирующий внешнее электрическое поле приблизительно на глубине длины Дебая:

$$d_d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{e^2 n}}, \quad (2)$$

где e – заряд электронов, n – концентрация, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума. – к формуле 1

В работе [17] методом фотолюминесценции были исследованы линии, связанные с квантовым эффектом Штарка, на спектрах, соответствующих

различным приложенным напряжениям. Исключая интерференционные эффекты в спектрах фотолюминесценции, вызванные многократными отражениями света от системы «воздух-гетероструктура-подложка» с помощью модели Фабри-Перо, получена зависимость энергии линий фотолюминесценции от приложенного напряжения (рис. 6). Далее, напряжённость пьезоэлектрического поля рассмотрена в качестве параметра, по которому подобрана соответствующая кривая, наиболее точно описывающая экспериментальные точки.

В работе [23] были исследованы пьезоэлектрические поля в соединениях гексагонального GaN. Учёт пьезоэлектрических полей внутри обеднённого слоя путём пересчёта приложенного к структуре электрического напряжения в напряжённость поля по формуле аналогичной (1)

Использование электрического поля для исследования полупроводниковых гетероструктур с множественными квантовыми ямами находит широкое применение не только для анализа пьезоэлектрических полей

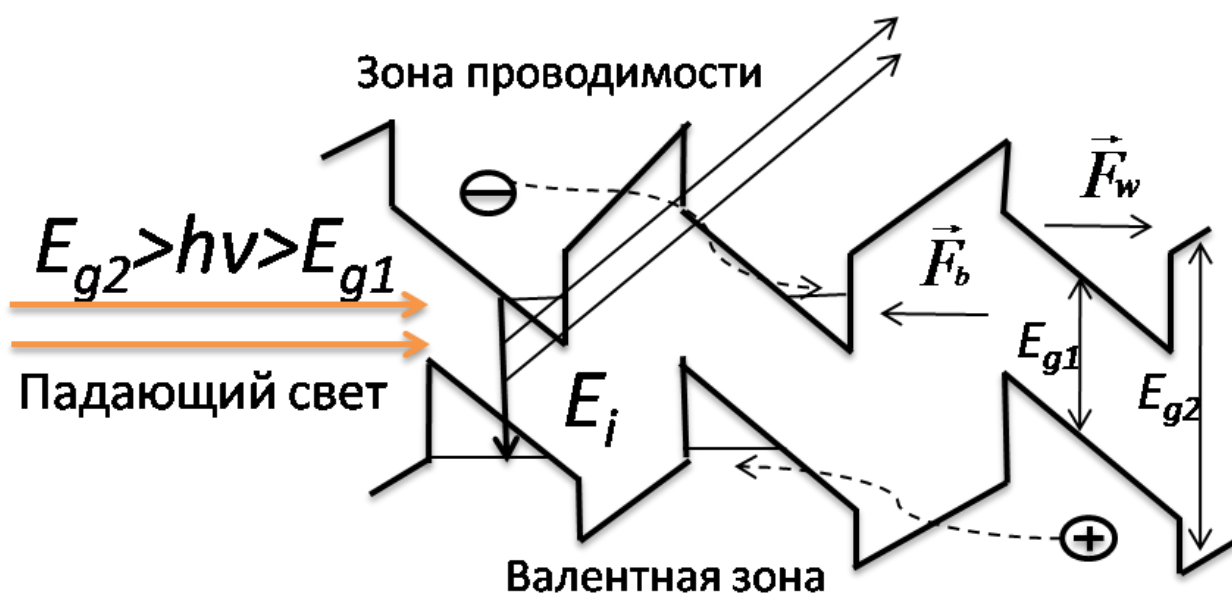


Рис. 7. Энергетическая диаграмма активной области множественных квантовых ям с внутренним пьезоэлектрическим полем дырка в другую сторону, F_b - напряжённость электрического поля в области квантового барьера, F_w - напряжённость электрического поля в области квантовой ямы

в областях квантовых ям, но и, например, для диагностики других важных параметров таких систем, как количество квантовых ям в структуре, расстояние между ними, размытие гетерограниц, а также неоднородность электрофизических свойств по глубине структуры. Для определения перечисленных параметров в работе [24] использовался фотоэлектрический метод, в основе которого лежит исследование зависимости фототока от обратного напряжения, прикладываемого к рn-переходу. В области множественных квантовых ям, внешним излучением возбуждались электронно-дырочные пары. Энергия фотонов внешнего излучения была больше ширины запрещенной зоны материала квантовых ям и одновременно меньше ширины запрещенной зоны широкозонных барьеров (рис. 7). Выбор такой энергии внешнего излучения приводит к тому, что свет поглощается только в области квантовых ям и не поглощается в области барьеров. 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 поверхности. В установившемся 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 рn-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.

Другое применение метода спектроскопии фототока позволяет рассчитать напряжённость пьезоэлектрических полей в квантовых ямах светодиодов на основе InGaN/GaN, что реализовано в работе G. Franssen [25]. В ней даётся численная оценка напряжённости таких полей – 1,1 МВ/см, что

согласуется как со значениями, определёнными по данным спектроскопии электропоглощения [26], так и рассчитанными теоритически [27].

2.4 Методы выращивания полупроводниковых гетероструктур

Многослойные полупроводниковые структуры создаются путём последовательного выращивания слоёв на соответствующей подложке. Для удовлетворения строгих требований, предъявляемых к таким структурам (в первую очередь речь идёт о минимально возможных толщинах слоёв и о размытии гетерограниц), в основном применяют два метода – молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ или МВЕ) и газофазная эпитаксия (ГФЭ или МOCVD).

При эпитаксиальном росте выращенные слои воспроизводят кристаллическую структуру подложки.

2.4.1 Молекулярно-лучевая эпитаксия

Технология МЛЭ представляет собой процесс эпитаксиального роста тонких слоёв различных соединений за счёт реакций между термически создаваемыми молекулярными или атомными пучками соответствующих компонентов и поверхностью подложки, находящейся в сверхвысоком вакууме (порядка 10^{-8} Па) при температуре 800-1300 °С. Характерными особенностями данного метода являются возможность резкого прерывания и возобновления роста за счёт использования механических заслонок вблизи эффузионных ячеек для всех компонентов, управление концентрацией примесей путём использования дополнительных источников, возможностями анализа непосредственно в ходе роста [28, сс. 37-38]. К минусам данной технологии можно отнести необходимость поддержания сверхвысокого вакуума, потребность в особо чистых веществах, а также малую скорость роста (менее 3 мкм/ч) [29].

2.4.2 Газофазная эпитаксия

Кристаллизация в процессе газофазной эпитаксии (MOVPE - рост из газовой фазы с использованием металлоорганических соединений) осуществляется при пропускании однородной газовой смеси реагентов с газами-носителями над нагретой подложкой в реакторе с холодными стенками.

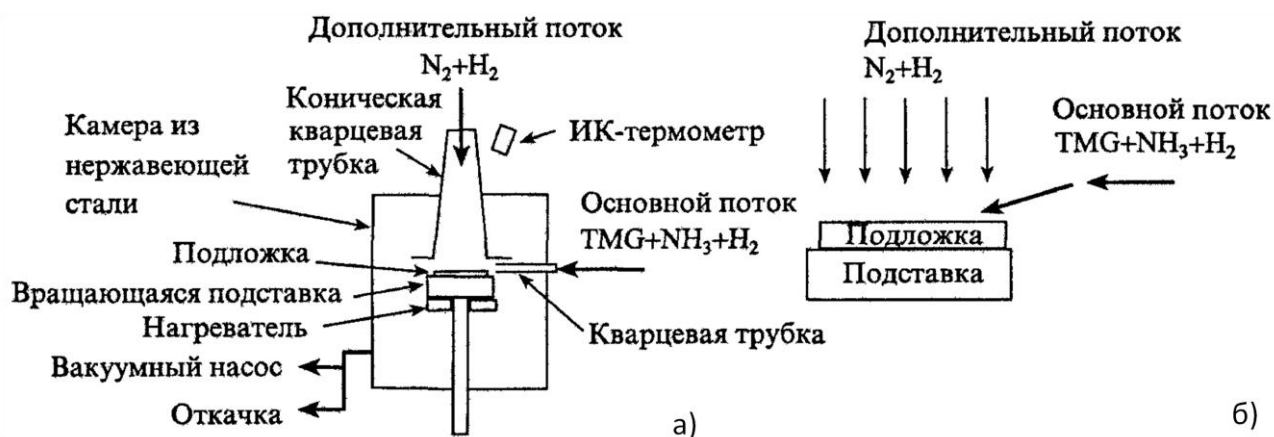
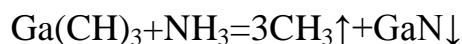


Рис. 8. Схема двухпоточной установки для роста GaN (а). Схема газовых потоков вблизи поверхности подложки (б) [40].

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



Парциальными давлениями различных газовых компонентов можно управлять с помощью электронной системы, контролирующей скорость потока от каждого из источников. Это позволяет с высокой точностью управлять всеми

параметрами роста, обеспечивая воспроизводимость результатов. Многослойные, многокомпонентные эпитаксиальные структуры могут быть последовательно выращены в едином ростовой цикле [28, сс. 60-62]. В данном процессе необходимо достаточно тщательно контролировать температуру подложки и парциальные давления реагирующих веществ. Схема установки для роста GaN, предложенная Накамурой и соавт. показана на Рис. 8

2.5 Спектроскопия электроотражения в нитрид-содержащих полупроводниковых гетероструктурах. Эффект Франца-Келдыша

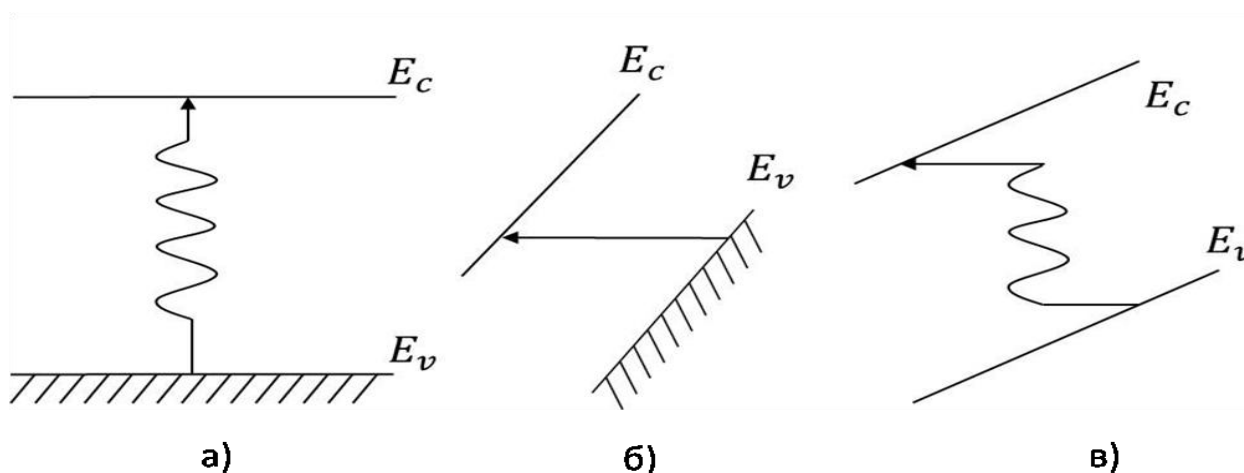


Рис. 9. Схема электронных переходов в полупроводнике: (слева-направо) вертикальные, туннельные, комбинированные переходы

В общем случае при помещении кристалла в однородное электрическое поле возможны три типа электронных переходов: «вертикальный» переход с поглощением фотона, «горизонтальный» (туннельный) переход (зинеровское туннелирование) и комбинированный переход, включающий туннелирование с помощью фотонов – фототуннелирование (рис. 9) [30, сс. 47-48].

Эффект Франца-Келдыша - сдвиг края поглощения света в полупроводнике в сторону меньших частот в присутствии внешнего электрического поля (рис. 10).

Одними из методов исследования эффекта Франца-Келдыша в полупроводниках являются методы электромульционной спектроскопии фото- и электроотражения. В методе фотоотражения модуляция электрического поля осуществляется периодической генерацией электронно-дырочных пар, создаваемых периодической подсветкой образца лазерным излучением. При этом энергия фотона излучения должна быть больше, чем энергия запрещенной зоны изучающего полупроводника [31, 32].

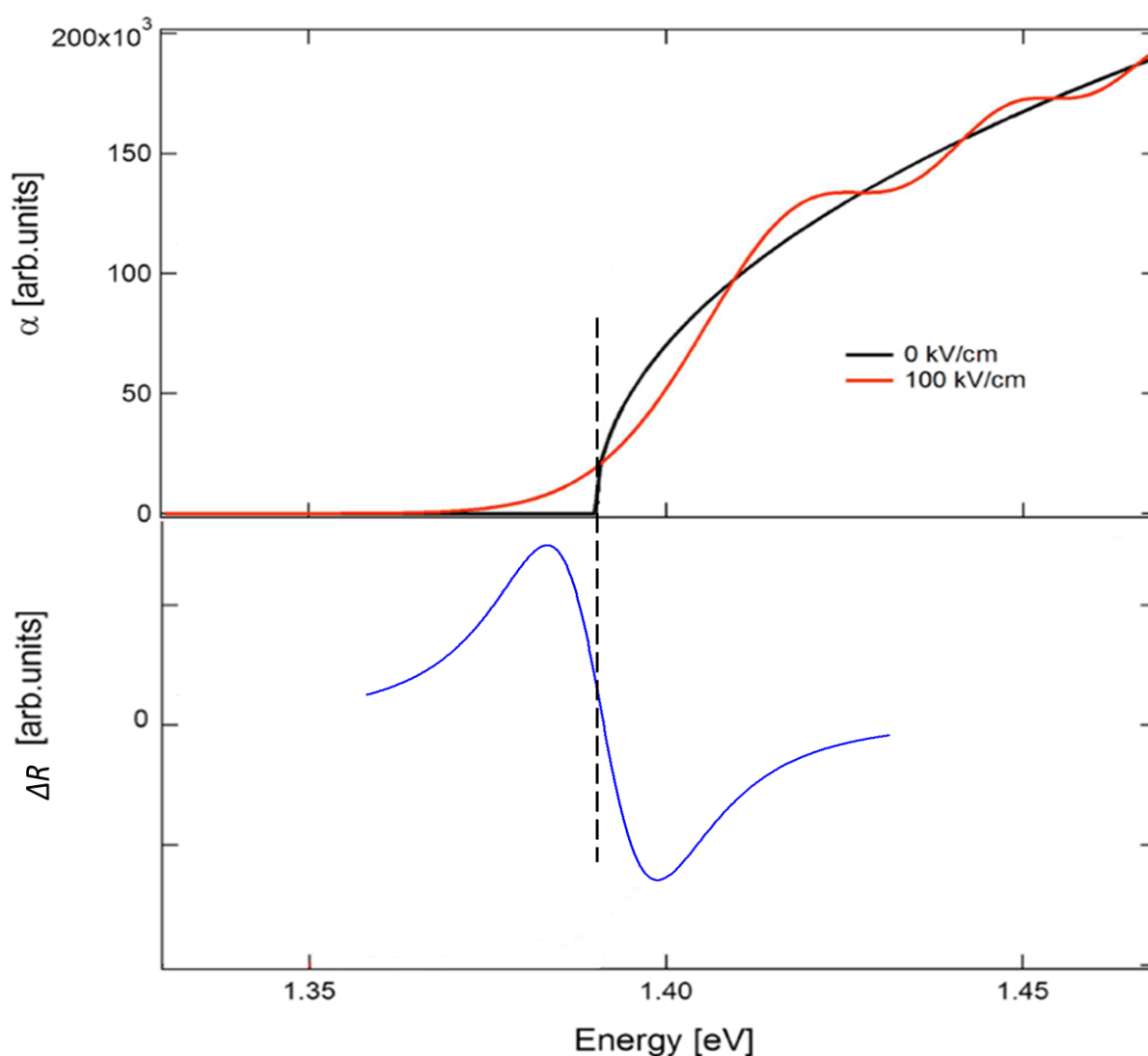


Рис. 10. Зависимость коэффициента поглощения от энергии падающего света иллюстрирует эффект Франца-Келдыша в GaAs. Чёрная сплошная линия - зависимость в отсутствие внешнего поля. Красная сплошная линия – зависимость при внешнем поле равном 100 кВ/см [49]. Синяя линия - разность коэффициентов отражения при наличии внешнего поля и в его отсутствии

Возможность регистрации малых изменений оптических параметров твёрдых тел под влиянием поверхностных возмущений впервые обнаружена Серафином, применившим в модуляционной спектроскопии технику синхронного детектирования [33]. Наиболее корректным методом определения интегрального электроотражения, допускающим строгое количественное сопоставление с теорией, является метод, основанный на применении прямоугольных импульсов напряжения, длительность которых меньше времени релаксации в исследуемой системе [34]. В этом методе с коротковолновой стороны полосы поглощения наблюдаются осцилляции сигнала электропоглощения, период которых зависит от напряжённости электрического поля. Эти осцилляции связаны с тем, что в основе метода электропоглощения лежит эффект Франца-Келдыша. Кроме эффекта Франца-Келдыша, вклад в измеряемый сигнал при приложении к образцу поля могут давать и электрооптические эффекты, такие, как эффекты Погкельса и Керра [35].

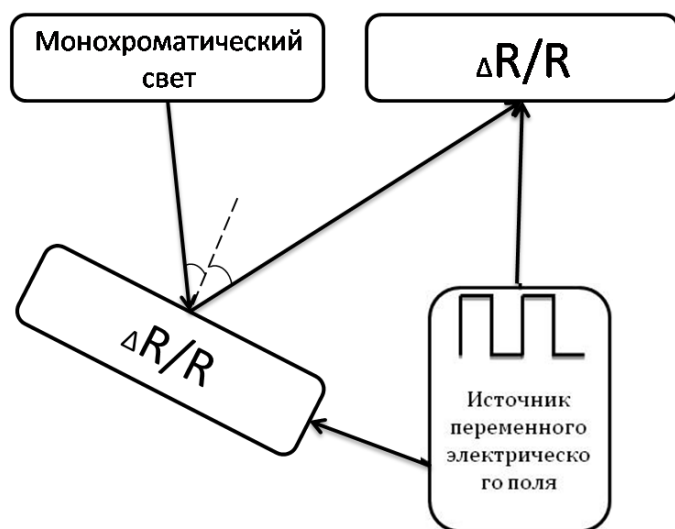


Рис. 11. Принципиальная схема установки для регистрации спектров электроотражения

Модуляция коэффициента отражения осуществляется несколькими методами: образец помещается между обкладками конденсатора [36], в электролитическую ячейку [37, 38] или образец является частью рп-перехода, к контактам которого прикладывается напряжение в обратном направлении [4]. Общая схема приведена на рис. 11.

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

дифференциальном характере и большой информативности получаемых спектров, которые можно регистрировать даже при комнатной температуре [39].

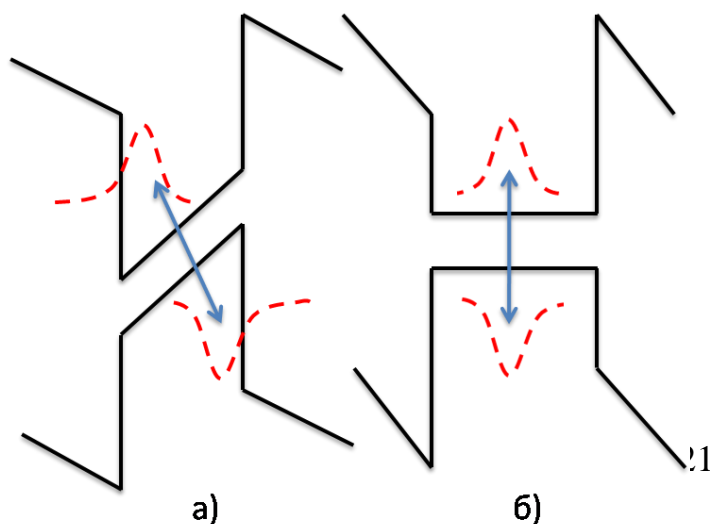
В обоих методах (фото- и электроотражения) измеряемой величиной является относительное изменение коэффициента отражения $\Delta R/R$ на частоте модуляции. Регистрация модуляционных спектров осуществляется с применением техники синхронного детектирования [40, с. 282].

Скорость перераспределения подвижных зарядов определяется максвелловским временем релаксации, а скорость перераспределения зарядов на связанных локальных центрах определяется временами электронного обмена этих уровней с разрешёнными зонами.

В 1970-х годах Д. Аспнес заметил, что вид электромодуляционных спектров сильно зависит от напряжённости встроенного электрического поля полупроводника [41]. Согласно работе Аспнеса [42] модуляционный спектр в низкополевом случае может быть описан выражением:

$$\frac{\Delta R}{R} = \text{Re}(A \cdot e^{i\varphi} \cdot (E - E_i + i\Gamma)^{-m}), \quad (3)$$

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



Информация о характере изменения пьезоэлектрических полей во внешнем электрическом

Рис. 12. Принципиальная схема установки для регистрации спектров электроотражения

поле, связанная с осцилляциями Франца-Келдыша и эффектом Штарка, может быть полезна, поскольку, например, уменьшение пьезоэлектрической поляризации приводит к выравниванию стенок барьера квантовых ям. Следовательно, уменьшается пространственное разделение электронов и дырок в валентной зоне и в зоне проводимости (рис. 12). Таким образом, из-за эффекта Франца-Келдыша увеличивается вероятность межзонных переходов и эффективная ширина запрещённой зоны в области множественных квантовых ям.

Перечисленные преимущества спектроскопии электроотражения, продемонстрированы в [43, 44], где оценены напряжённости внутренних пьезоэлектрических полей в структурах на основе GaN (1000) по периоду осцилляций Франца-Келдыша. Однако исследований по определению таких полей с помощью анализа эффекта Штарка не проводилось.

Цель настоящей работы – провести оценку пьезоэлектрических полей в слоях InGaN/GaN светодиодных гетероструктур методом спектроскопии электроотражения.

Задачи:

- регистрация спектров электроотражения при разном смещении рп-перехода
- определение энергий переходов в квантовых ямах слоёв InGaN/GaN
- оценка пьезоэлектрических полей, связанных с эффектом Штарка
- оценка неоднородности пьезоэлектрических полей в множественных квантовых ямах InGaN/GaN гетероструктуры

Глава III. Образцы и методика эксперимента

3.1. Исследуемые образцы

Объектом исследования являлись светодиоды (образцы с технологическими номерами №1, 2, 3, 4, 120), представляющие собой полупроводниковые структуры с рп-переходом на основе соединений InGaN/AlGaN/GaN, выращенные методом осаждения металлорганических соединений из газообразной фазы [28, сс. 40, 60-62].

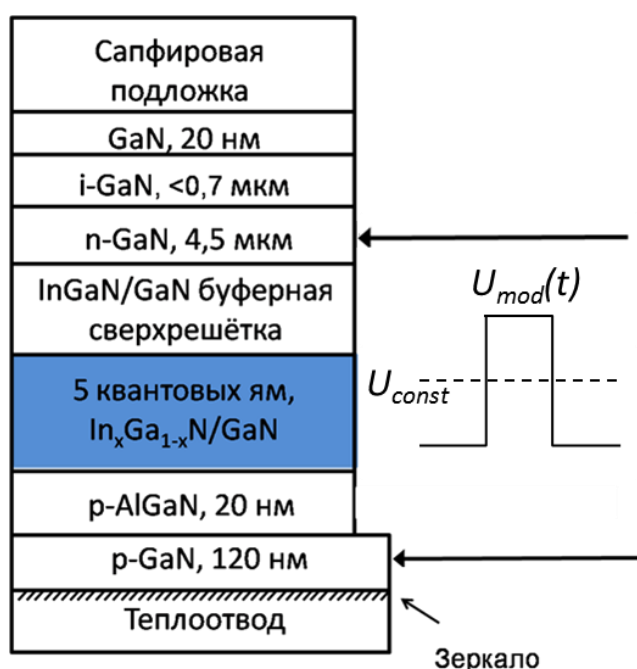


Рис. 13. Структура исследуемого светодиода

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. 13). 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» [45].

Табл. 1. Параметры образцов

Технологический номер образца	Концентрация индия в барьерном слое	Толщина слоя с квантовым барьером, нм	Толщина слоя с квантовой ямой, нм
1	0,06	4	4
2	0,15	4	4
3	0,18	4	4
4	0,21	4	4
120	0,12	12	3

3.2. Методика эксперимента

Для исследования светодиодных гетероструктур широко применяют оптико-спектральные методы, в частности, методы спектроскопии электроотражения, о которых велась речь в предыдущей главе. В данном эксперименте для модуляции коэффициента отражения к контактам рп перехода прикладывалось напряжение в виде прямоугольных импульсов $U_{mod}(t)$ с постоянным смещением U_{const} , обеспечивающим «закрытие» рп перехода:

$$U(t) = U_{mod}(t) + U_{const} . \quad (3)$$

В таком режиме практически всё падение напряжения приходится на высокоомную область – «закрытый» рп-переход. Это позволяет, пользуясь формулой (1), оценивать обусловленное модуляцией (3) изменение встроенных электрических полей в квантовых ямах активной области.

Регистрация спектров электроотражения осуществлялась на установке, схема которой приведена на рис. 14. Излучение спектральной лампы 1 (мощностью 50 Вт) фокусировалось оптической системой 2 на входную щель монохроматора (МДР-6) 3, проходило через него и оптической системой 4 направлялось на образец 5. Отраженное от образца 5 зондирующее излучение (на рис. 14 штриховая линия) направлялось объективом 6 на кремниевый фотодиод ФДК-263, подключенный к малошумящему усилителю 7. Амплитудно-частотная характеристика усилителя была оптимизирована для работы в полосе частот 50–1500 Гц. Сигнал с усилителя поступал на синхронный детектор 8 селективного нановольтметра Unipan-232В. На образец

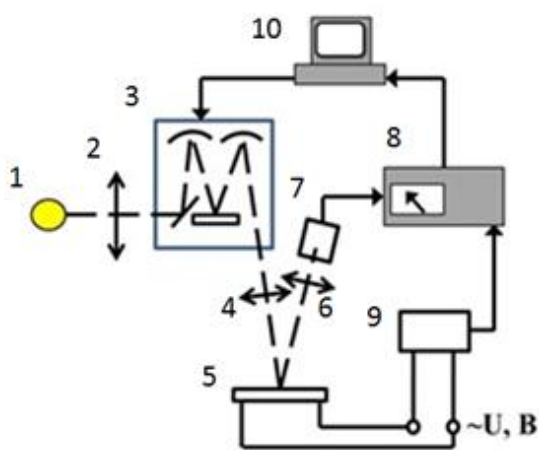


Рис. 14. Схема установки для регистрации спектров электроотражения

5 подавалось электрическое напряжение с генератора UTG9000С прямоугольных импульсов 9 на частоте 370 Гц. В качестве опорного напряжения синхронного детектора использовался тот же сигнал с генератора 9. Таким образом, напряжение на выходе синхронного детектора 8 было пропорционально изменению коэффициента отражения R образца 5 на частоте модуляции.

Апертуры оптических систем 2, 4 и 6 согласованы с апертурой монохроматора 3. Управление положением решеток монохроматора 3 и измерение и регистрация сигнала ЭО производились с помощью модуля сопряжения на базе микроконтроллера 89с51 фирмы Atmel с персонального компьютера 10 по последовательному интерфейсу RS-232. Спектральная ширина аппаратной функции монохроматора составляла 1 мЭВ. Запись спектров ЭО осуществлялась при комнатной температуре.

Диапазон длин волн, в котором регистрировались спектры ЭО: 390-500 нм. Угол наклона пучка равен 8° . Подаваемое на контакты образца напряжение контролировалось с помощью осциллографа С1-82. Напряжение смещения изменялось в диапазоне от +2 В до -5 В - для образца №120. Для образцов № 1, 2, 3, 4 максимальное значение напряжения модулирующего меандра не менялось, а минимальное - изменялось в пределах от 1 В до -4 В с шагом 1 В. Также были зарегистрированы спектры электроотражения при минимальном напряжении модулирующего сигнала 1,5 В. При перечисленных напряжениях светодиод не открывался, поэтому инъекции носителей через рп-переход не было [11, 37].

Глава IV. Оценка напряжённости пьезоэлектрического поля в квантовых ямах GaN/InGaN по данным спектроскопии электроотражения

На рис. 15 приведены спектры электроотражения светодиодной структуры (образец №120) для двух напряжений U_{const} . Такой спектр состоит из сигнала в области энергий 2,6 – 2,9 эВ и серии интерференционных полос в области энергий 2,4 – 2,65 эВ. Область энергий 2,6-2,9 эВ соответствует

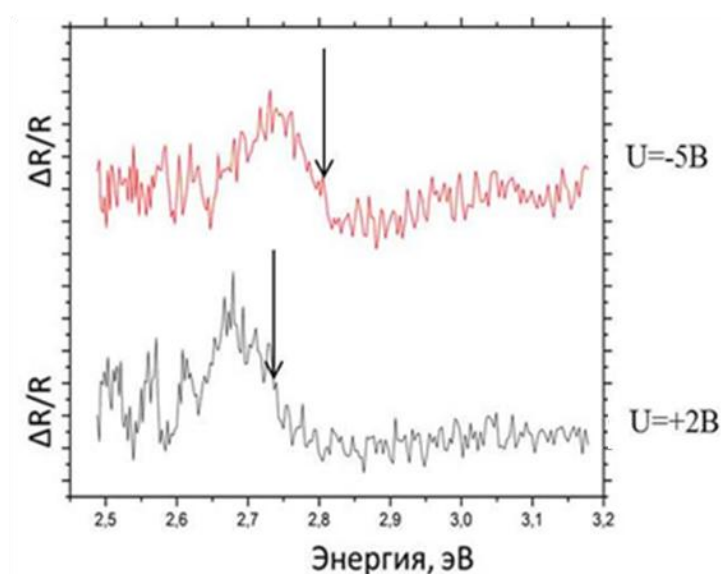


Рис 15. Спектры ЭО светодиодной структуры получены при напряжениях U_{const} +2 В и -5 В. Стрелки указывают на энергии перехода в квантовых ямах для указанных напряжений

диапазону длин волн 427-477 нм. Именно на эти длины волн приходится полоса излучения светодиода [11]. Таким образом, можно предположить, что наблюдаемые в области энергий 2,6-2,9 эВ линии в спектре электроотражения обусловлены межзонными переходами, ответственными за формирование излучения светодиода. Следовательно, наблюдаемые линии в спектре электроотражения связаны с межзонными переходами в квантовых ямах InGaN активной области светодиода (рис. 13).

Данные спектры представляют собой суперпозицию 5 спектральных линий от 5 квантовых ям InGaN. Поскольку эти квантовые ямы идентичны по толщине и разделены сравнительно широкими барьерами (12 нм), эти пять сигналов оказываются в одной и той же спектральной области. Ранее обработку таких спектров проводили [5, 11] с помощью модели Аспнеса [41]. Пример аппроксимации показан на рис. 16.

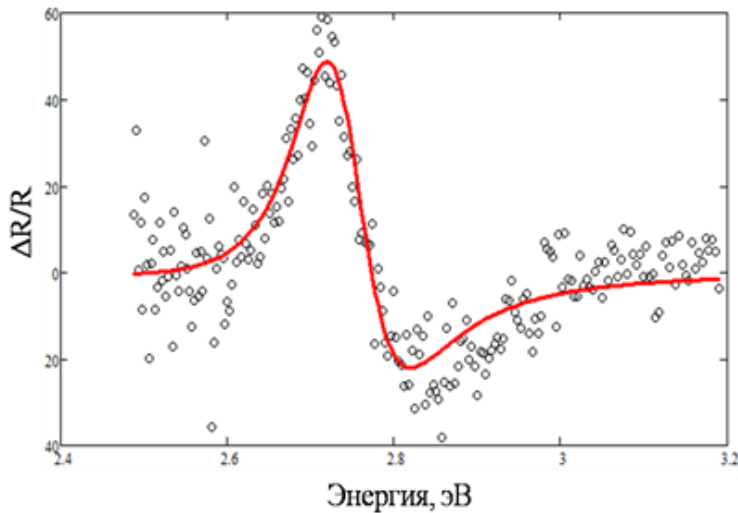


Рис 16. Пример аппроксимации спектра ЭО в соответствии с моделью Аспнеса

Также из спектров на рис. 15 видно, что с увеличением обратного напряжения на рп-переходе положение линий смещается в область больших энергий. Была измерена серия спектров электроотражения образца №120 при разном напряжении U_{const} : от 2 В до -5 В. В результате обработки в рамках модели Аспнеса (3) определены энергии межзонных переходов. На рис. 17 приведён график зависимости энергии переходов от U_{const} . Из графика видно, что по мере увеличения обратного смещения от +2 В до -2 В происходит увеличение энергии перехода от 2,72 до 2,80 эВ. Дальнейшее увеличение обратного смещения приводит к уменьшению энергии перехода от 2,80 до 2,78 эВ. Измерения при большем обратном смещении не проводились из-за

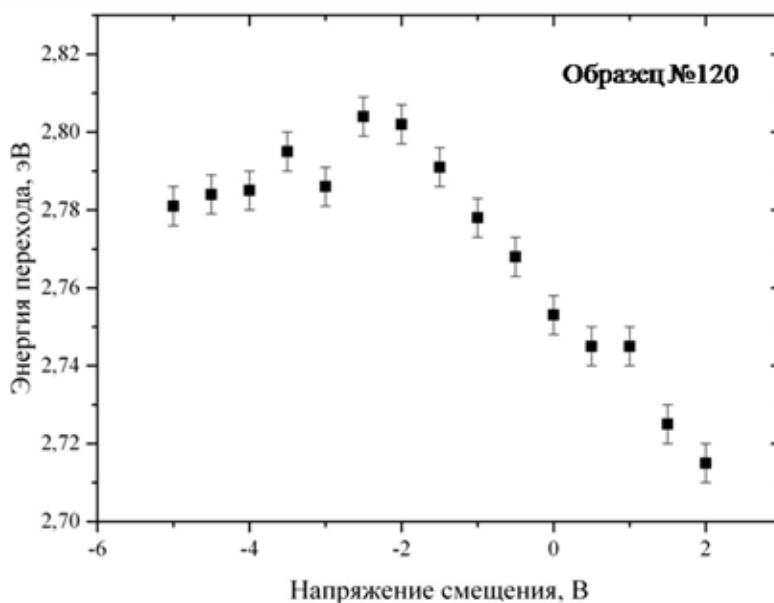


Рис. 17. Зависимость энергии перехода от U_{const}

возможности пробоя рп-перехода.

Наблюдаемая динамика изменений энергий переходов в области множественных квантовых ям может быть объяснена изменением напряжённости электрического поля в квантовых ямах (рис. 18). Увеличение обратного

смещения от +2В до -2В приводит к увеличению напряжённости электрического поля в слоях барьеров и к уменьшению в слоях квантовых ям (переход от штриховой к сплошной линии рис. 18а). Так как при напряжении -2 В достигается максимальная энергия перехода это должно соответствовать квантовой яме с прямоугольным профилем (рис. 18б). В этот момент пьезоэлектрическое поле, вызванное деформацией слоя квантовой ямы и спонтанной поляризацией, полностью скомпенсировано электрическим полем,

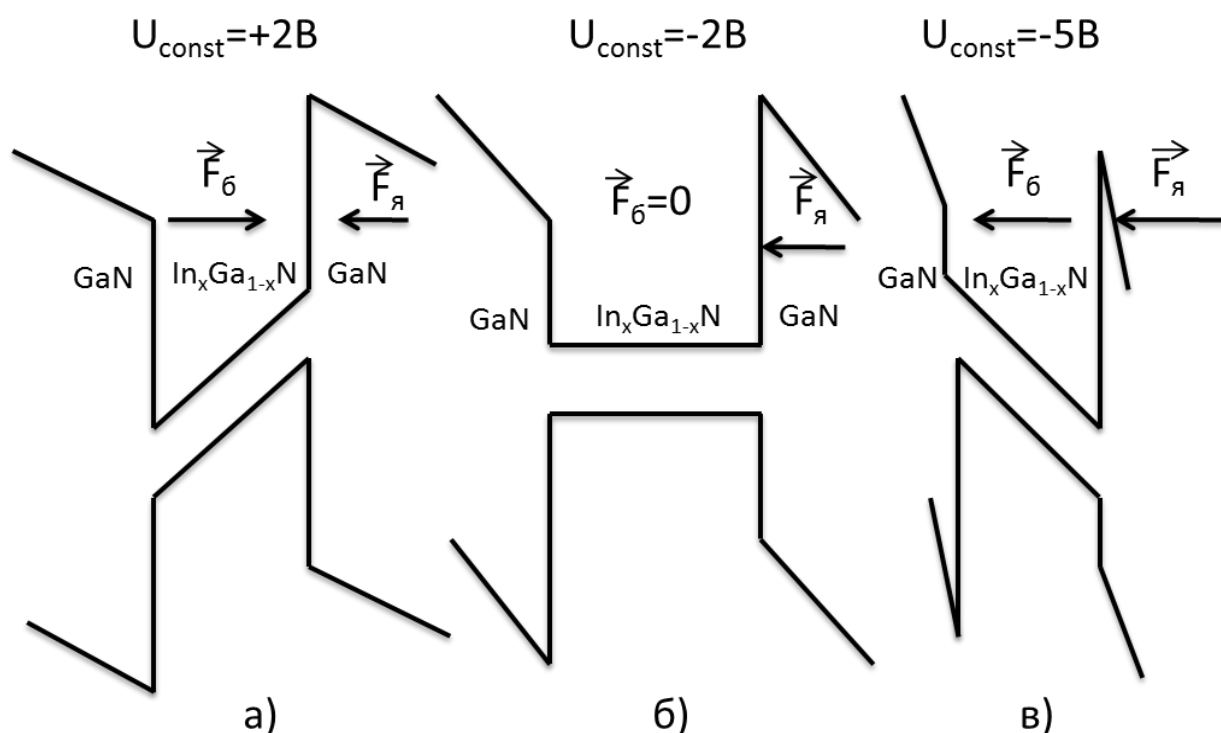


Рис. 18. Изменение профиля квантовой ямы при увеличении обратного напряжения. Сплошная линия 9а отражает положение потенциального барьера с учётом механического напряжения из-за несовпадения постоянных решёток GaN и InGaN. Пунктирная линия 9а и 9в – потенциальный барьер с учётом внешнего поля. F_b - напряжённость электрического поля в области квантового барьера, F_w - напряжённость электрического поля в области квантовой ямы

прикладываемого к рп-переходу напряжения. Дальнейшее увеличение напряжения смещения от -2 до -5 В приводит к тому, что в области квантовой ямы электрическое поле прикладываемого к рп-переходу напряжения превышает пьезоэлектрическое поле ямы (рис. 18в).

Таким образом, в случае равенства электрического поля от внешнего источника пьезоэлектрическому полю в области квантовой ямы энергия межзонного перехода в этой области достигает максимального значения. По напряжению смещения соответствующего этому максимуму можно оценить напряжённость пьезоэлектрического поля в квантовой яме при $U_{const}=0$ В [46]:

$$F = \frac{\varphi_0 - U_{const} - F_{int} \cdot N \cdot L_w}{d} + F_{int}, \quad (4)$$

где φ_0 – потенциал поверхности, U_{const} – приложенное напряжение к контактам рп-перехода, F_{int} – напряжённость электрического поля, связанная со спонтанной поляризацией и пьезоэлектрическим эффектом без внешнего поля, N – количество квантовых ям, L_w – ширина квантовой ямы, d – ширина области множественных квантовых ям. Значение модуля напряжённости электрического поля без приложенного внешнего напряжения F_{int} составило $1,66 \pm 0,18$ МВ/см, что согласуется со значениями, полученными ранее в рамках теории пьезоэлектрического эффекта в нитрид-содержащих полупроводниках [47].

Глава V. Оценка неоднородности пьезоэлектрического поля в pn-переходе светодиодной гетероструктуры

По нашим оценкам, изменению напряжения в 1 В на запертом pn-переходе соответствует изменение напряжённости встроенных полей на 120 кВ/см. Была поставлена задача зарегистрировать спектры электроотражения светодиодной гетероструктуры при минимальном воздействии модулирующего напряжения на встроенные электрические поля.

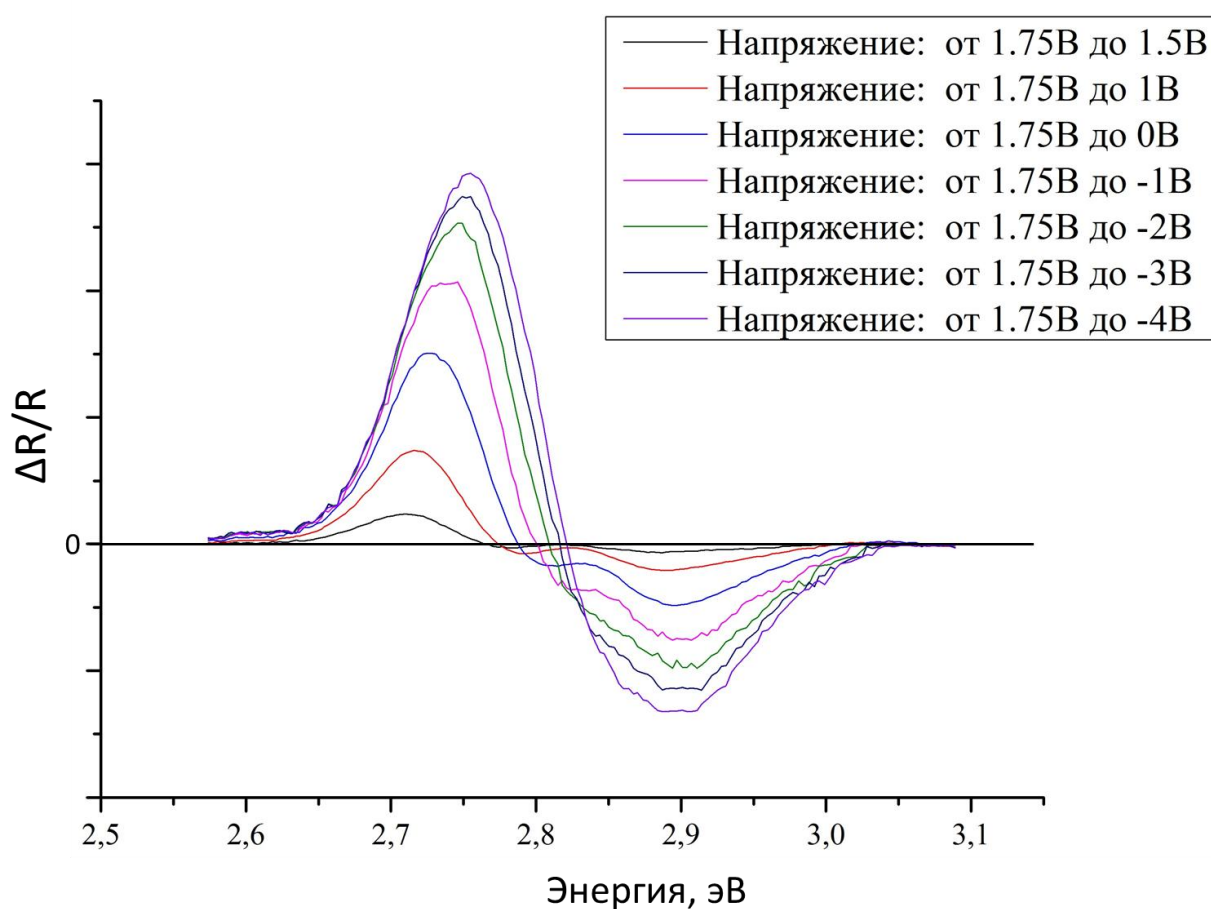


Рис. 19. Спектры электроотражения, полученные при разных амплитудах модулирующего меандра для образца №2

Для этого зарегистрирована серия спектров электроотражения при уменьшении амплитуды модулирующего напряжения от 2,875 В до 0,125 В. Полученные таким образом спектры электроотражения образца №2 приведены на рис. 19. Видно, что при амплитудах модулирующего напряжения меньше, чем 1,375 В

единая широкая спектральная линия расщепляется на две примерно одинаковой ширины. Аналогичные изменения спектров характерны для всех образцов этой серии. На самом деле широкий контур линий спектров электроотражения представляет собой совокупность линий от 5 квантовых ям активной области. При уменьшении амплитуды модулирующего напряжения, по-видимому, электрическое поле по-разному модулируется в разных квантовых ямах. При амплитудах модулирующего напряжения меньших, чем 1,375 В реализуется ситуация, в которой электрическое поле эффективно модулируется в двух квантовых ямах. Такая ситуация означает, что квантовые ямы активной области

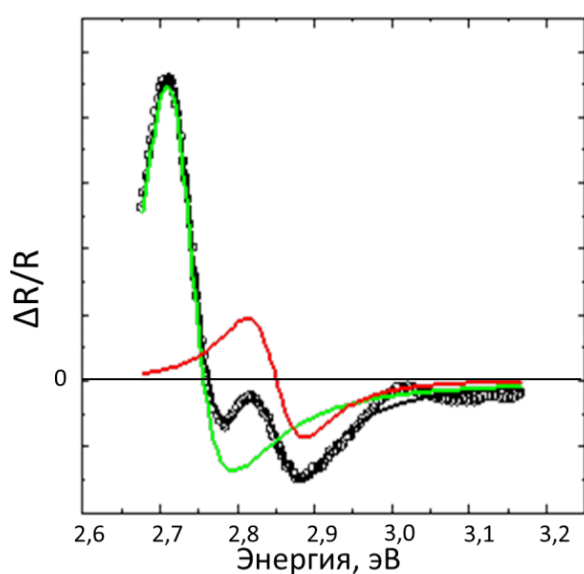


Рис. 20. Пример аппроксимации спектра ЭО в соответствии с моделью Аспнеса. Зелёная и красная линии – аппроксимация первой и второй спектральных линий соответственно. Чёрная линия – суммарная аппроксимация

выражений Аспнеса (3). Пример такой аппроксимации приведён на рис. 20. Видно, что двум линиям соответствуют разные энергии переходов в квантовых ямах. Так как все квантовые ямы в активной области идентичны по «геометрии», и, кроме того, в каждой из них имеется только по одному уровню размерного квантования для электронов и дырок, различие в энергиях переходов может быть обусловлено, например, тем, что отдельные квантовые ямы активной области помещены в электрическое поле разной напряжённости (т.е. эффектом Штарка). Для каждого из четырёх образцов в результате

помещены в неоднородное электрическое поле. С ростом амплитуды модулирующего напряжения неоднородности электрического поля в области множественных квантовых ям частично маскируются электрическим полем, формируемым при модуляции.

Определение параметров спектральных линий осуществлялось путём аппроксимации спектров электроотражения суммой двух

обработки спектров электроотражения были получены зависимости энергий переходов в квантовых ямах активной области от прикладываемого к рп-переходу минимального модулирующего напряжения (рис. 21). Наличие сигнала от двух квантовых ям выражено в виде двух серий энергий переходов, которые возникают у всех образцов.

Получим значение напряжённости электрического поля, проанализировав каждую серию энергий переходов по отдельности, используя формулу [48]:

$$E_{1elh} = E_{1elh}(F=0) - \frac{15 - \pi^2}{24\pi^4} \frac{(m_e + m_h)e^2 F^2 L_w^4}{\hbar^2}, \quad (5)$$

где E_{1elh} - энергия электронно-дырочного перехода первых состояний, $E_{1elh}(F=0)$ - энергия электронно-дырочного перехода первых состояний при отсутствии напряжённости внутреннего электрического поля в квантовой яме, m_e, m_h - эффективные массы электронов и дырок, F - напряжённость внутреннего электрического поля. Применяя формулу (6), где напряжённость электрического поля F выступает в качестве параметра, к экспериментальным точкам на рис. 21, были получены значения напряжённости электрического поля в каждой квантовой яме рассматриваемого образца без внешнего поля. Результаты для четырёх образцов представлены в Табл. 2.

Табл. 2. Сравнительная таблица результатов расчёта неоднородности внутренних полей в квантовых ямах активной области р-п-перехода

Номер образца	1	2	3	4
Внутреннее электрическое поле в квантовой яме 1, МВ/см	2,80±0,12	1,69±0,06	1,69±0,08	2,71±0,07
Внутреннее электрическое поле в квантовой яме 2, МВ/см	3,10±0,14	2,22±0,11	2,23±0,11	2,38±0,06

Заключение

Зарегистрированы при комнатной температуре спектры электроотражения светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN для пяти образцов. В спектрах электроотражения образца №120 обнаружена линия, связанная с межзонными переходами в области множественных квантовых ям. На графике зависимости энергии межзонного перехода от прикладываемого к контактам рп-перехода напряжения обнаружен экстремум, который соответствует компенсации внешним полем - внутреннего, вызванного спонтанной поляризацией и механическими напряжениями, связанными с пьезоэлектрическим эффектом на границе слоёв InGaN и GaN. По положению экстремума оценена напряженность компенсирующего поля. Она составила $1,66 \pm 0,18$ МВ/см, что находится в согласии с данными, полученными из теории пьезоэлектрического эффекта в нитрид-содержащих полупроводниках.

В спектрах электроотражения образцов № 1, 2, 3 и 4 обнаружено расщепление линии, связанной с межзонными переходами в области множественных квантовых ям, на две при амплитудах модулирующего напряжения, меньших 0,375 В. Положение этих линий монотонно изменяется при изменении постоянного смещения на рп-переходе. Последнее позволяет сделать вывод о том, что электрическое поле внутри активной области рп-перехода неоднородно.

Исследована зависимость энергии переходов в квантовых ямах от приложенного напряжения к рп-переходу. Связь разности энергий переходов для двух спектральных линий и прикладываемого к контактам рп-перехода напряжения позволила оценить неоднородность электрических полей между отдельными квантовыми ямами активной области. Для разных образцов серии это различие попадает в диапазон 250-500 кВ/см, что составляет до 25% от напряженности пьезоэлектрических полей внутри структуры. Эти данные

представляют собой практическую ценность для конструкторов современных светоизлучающих диодов синего и сине-зеленого диапазонов.

Список литературы

- [1] M. Y. Leung, A. B. Djurisić, and E. H. Li, «Refractive index of InGaN/GaN quantum well», *Journal Of Applied Physics*, Vol. 84, pp. 6312-6317, 1998.
- [2] E. Fred Schubert, *Light-emitting diodes*, Cambridge: Cambridge University Press, 2003, p. 313.
- [3] Palacios, T., «A .Chakraborty, S. Heikman, S. Keller, S.P. DenBaars, U.K. Mishra», *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 27, No. 1, pp. 13-15, 2006.
- [4] L. Zhang., «The optical Kerr effect in wurtzite GaN-based double» *Modern Physics Letters B*, Vol 23, pp. 1923-1934, 2009.
- [5] C. Wetzel, M. Kasumi, T. Detchprohm, T. Takeuchi, H. Amano, and I. Akasaki, «Discrete Stark-Like Ladder in Piezoelectric GaInN/GaN Quantum Wells», *Physica Status Solidi B*, Vol. 216, pp. 399-403, 1999.
- [6] 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.
- [7] А.Ф. Иоффе, «Пьер Кюри,» *Успехи Физических наук*, т. LVIII, вып. 4, сс. 571-579, 1956.
- [8] Сергей Григорьевич Калашников, «Электричество», Москва: Физматлит, 2003, с. 624.
- [9] Дмитрий Васильевич Сивухин., «Общий курс физики», т. 3, Москва: Физматлит, МФТИ, 2004, с. 656.
- [10] 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.
- [11] Л.П. Авакянц, М.Л. Бадгутдинов, П.Ю. Боков, А.В. Червяков,

- С.С.Широков, А.Э. Юнович, А.А. Богданов, Е.Д. Васильева, Д.А. Николаев, А.В. Феопентов, «Спектры электроотражения гетероструктур с квантовыми ямами типа InGaN/AlGaN/GaN», ФТП, т. 41, № 9, pp. 1078-1084, 2007.
- [12] G. E. Dialynas, G. Deligeorgis, M. Zervos, and N. T. Pelekanos, «Internal field effects on the lasing characteristics of InGaN/GaN quantum well lasers», Journal of Applied Physics, Vol. 104, p. 113101, 2008.
- [13] 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.
- [14] 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.
- [15] 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.
- [16] H.X. Jiang, J.Y. Lin, «AlGaIn and InAlGaIn alloys - epitaxial growth, optical and electrical properties, and application», Opto-electronic review, Vol. 10, pp. 271-286, 2002.
- [17] 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.
- [18] 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

- Physical Society, Vol. 45, No. 2, pp. 243-247, 2004.
- [19] G.B. Lin, D.Y. Kim, Q. S., J. Cho, E. F. Schubert, H. Shim, C. Sone, and J. K. Kim, «Effect of Quantum Barrier Thickness in the Multiple-Quantum-Well Active Region of GaInN/GaN Light-Emitting Diodes», IEEE Photonics Journal, Vol. 5, No. 4, p. 1600207, 2013.
- [20] А.Н. Матвеев, Атомная физика, Москва: Высшая школа, 1989, с. 439.
- [21] А.А. Щука, Электроника, Санкт-Петербург: БХВ-Петербург, 2008, с. 752.
- [22] X. Yin, F.H. Pollak, «Novel contactless mode of electroreflectance», Applied Physics Letters, Vol. 59, No. 18, pp. 2305-2307, 1991.
- [23] S. Shokhovets, R. Goldhahn, G. Gobsch, «Study of the linear electro-optic effect in α -GaN by electroreflectance», Materials Science and Engineering, Vol. B93, pp. 215-218, 2002.
- [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] G. Franssen, P. Perlin, and T. Suski, «Photocurrent spectroscopy as a tool for determining piezoelectric fields in InGaN/GaN», Physical Review B, Vol. 69, p. 045310, 2004.
- [26] F. Renner, P. Kiesel, G. H. Döhler, M. Kneissl, C. G. Van de Walle and N. M. Johnson, «Quantitative analysis of the polarization fields and absorption changes in InGaN/GaN quantum wells with electroabsorption spectroscopy», Applied Physics Letters, Vol. 81, p. 490, 2002.
- [27] F. Bernardin, V. Fiorentini, «First-principles calculation of the piezoelectric tensor d of III–V nitrides», Applied Physics Letters, Vol. 80, p. 4145, 2002.
- [28] Мариан Херман, Полупроводниковые сверхрешётки, Москва: Мир, 1989, с. 240.
- [29] J. Cheng, V. K. Lazarov, G. E. Sterbinsky and B. W. Wessels, «Synthesis,

- structural and magnetic properties of epitaxial MgFe₂O₄ thin films by molecular beam epitaxy», J. of Vacuum Science & Technology B, Vol. 27, No. 1, pp. 148-151, 2009.
- [30] Валерий Арнольдович Тягай, Олег Вячеславович Снитко, Электроотражение света в полупроводниках, Киев: Наукова думка, 1980, с. 302
- [31] E. S. Jeon, V. Kozlov, Y.- K. Song, A. Vertikov, M. Kuball, A. V. Nurmikko, H. Liu, C. Chen, R. S. Kern, C. P. Kuo and M. G. Craford, «Recombination dynamics in InGaN quantum wells», Applied Physics Letters, Vol. 69, p. 4194 , 1996.
- [32] S. Wataru, K. Shinichi, I. Takahiro, I. Takeshi, and T. Akihiro, «Determination of band offsets and subband levels for a GaInP/AlGaInP quantum well by photoreflectance using a InGaP laser diode», Physica Status Solidi, Vol. 6, No. 6, pp. 1517-1519, 2009.
- [33] O.B. Seraphin, «Electroreflectance», Physics of semiconductors, pp. 165-181, 1964.
- [34] C. Wetzel, T. Takeuchi, H. Amano and I. Akasaki, «Piezoelectric Franz–Keldysh effect in strained GaInN/GaN heterostructures», Journal of Applied Physics, Vol. 85, No. 7, pp. 3686-3691, 1999.
- [35] А. Н. Георгобиани., «Модуляционная спектроскопия полупроводников», Соросовский образовательный журнал, т. 7, № 6, сс. 75-81, 2001.
- [36] 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.
- [37] 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.

- [38] 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.
- [39] 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.
- [40] Питер Ю. Мануэль Кардона, Основы физики полупроводников, Москва: Физматлит, 2002, с. 560.
- [41] D. Aspnes, «Third-derivative modulation spectroscopy with low-field electroreflectance», *Surf. Science*, Vol. 37, p. 418, 1973.
- [42] D.E. Aspnes, «Band nonparabolicities, broadening, and field distributions: The spectroscopy of Franz-Keldysh oscillations», *Physical Review B*, Vol. 10, p. 4228, 1974.
- [43] H. Y. Tian, T. K. Leong, L. M. Fu, U. Kazuo, T. Hiroki, A. Nakao, M. Koh, «Piezoelectric Franz-Keldysh effect in a GaN/InGaN/AlGaN multilayer structure», *SPIE proc.*, Vol. 3899, pp. 46-53, 1999.
- [44] P. Sitarek, J. Misiewicz, G. Sęk, R. Kudrawiec, «Semiconductor heterostructures and device structures investigated by photoreflectance spectroscopy», *Materials Science*, Vol. 21, No. 3, 2003.
- [45] 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», *Applied Physics Letters*, Vol. 82, No. 14, pp. 2221-2223, 2003.
- [46] I.H. Brown, I.A. Pope, P.M. Smowton, P. Blood, J.D. Tomson, W.W. Chow, D.P. Bour, M. Kneissl, «Determination of the piezoelectric field in InGaN quantum wells», *Applied Physics Letters*, Vol. 86, p. 131108, 2005.
- [47] L.P. Avakyants, P.Yu. Bokov, A.V. Chervyakov, A.E. Yunovich, E.D. Vasileva,

- «Piezoelectric field compensation in the InGaN quantum wells of GaN/InGaN/AlGaN LEDs structures: electroreflectance experiment», *Physica Status Solidi C*, Vol. 7, No. 7 - 8, pp.1863-1865, 2010.
- [48] 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», *Applied Physics Letters*, Vol. 79, No 23, pp. 3803-3805, 2001.
- [49] F. Novelli, D. Fausti, F. Giusti, F. Parmigiani, M. Hoffmann, «Mixed regime of light-matter interaction revealed by phase sensitive measurements of the dynamical Franz-Keldysh effect», *Sci. Rep.*, Vol. 3, No. 1227, 2013.
- [50] А.Э. Асланян, К.Ю. Положенцев, «Электроотражение от множественных квантовых ям InGaN, помещенных в неоднородное электрическое поле рп-перехода», в 15-я Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике, Санкт-Петербург, 2013.
- [51] А.Е. Aslanyan, К.Ю. Polozhentsev, «Electroreflectance from Multiple InGaN/GaN Quantum Wells», Poster session, ICPS 2014 conference, Austin, Texas, 2014.
- [52] L.P. Avakyants, А.Е. Aslanyan, P.Yu. Bokov, A.V. Chervyakov, К.Ю. Polozhentsev, «Electroreflectance from multiply InGaN/GaN quantum wells, placed into inhomogeneous electric field of pn-junction», в The International Workshop on Nitride Semiconductors, Wrocław, Poland, 2014.
- [53] L. P. Avakyants, A. E. Aslanyan, P. Yu. Bokov, A. V. Chervyakov, and K.I Yu. Polozhentsev, «Linear Electro-Optic Effect in Electroreflectance Spectra of AlGaIn/InGaN/GaN Light Emitting Diodes Structures», *J. Journal of Applied Physics*, Vol. 52, p. 08JK11, 2013.
- [54] L.P. Avakyants, А.Е. Aslanyan, P.Yu. Bokov, A.V. Chervyakov, and К. Ю. Polozhentsev, «The difference between reflectance and electroreflectance spectra

of AlGaN/GaN/InGaN LED structures,» *Physica Status Solidi C*, Vol. 9, No. 3–4, pp. 818-821, 2012.