

На правах рукописи

КОДАК

Александр Сергеевич

**ВЗАИМОСВЯЗЬ МЕХАНИЗМОВ ТОКОПРОТЕКАНИЯ,
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ
И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОДИОДОВ
НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaN/InGaN/GaN и AlInGaP**

Специальность 05.27.01 –

**«Твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты,
микро- и нанoeлектроника, приборы на квантовых эффектах»**

АВТОРЕФЕРАТ

**Диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук**

Москва

2007 год

Работа выполнена на кафедре электротехники и микропроцессорной электроники ГОУ ВПО Московского государственного института стали и сплавов (технологического университета)

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
Маняхин Федор Иванович

Официальные оппоненты: Доктор технических наук, доцент
Сергеев Вячеслав Андреевич

Доктор физико-математических наук, профессор
Ковалев Алексей Николаевич

Ведущая организация: ГОУ ВПО Ульяновский государственный университет

Защита диссертации состоится 17 мая 2007 года в ____ часов на заседании диссертационного совета Д212.132.06 при Московском государственном институте стали и сплавов по адресу: 119049, Москва, Крымский вал, дом 3, ауд. К-421.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Московского государственного института стали и сплавов (технологического университета).

Автореферат разослан _____ 2007 года.

Отзывы, заверенные печатью, просим направлять по адресу: 119049, Москва, Ленинский пр-т, д.4, ученый совет.

Ученый секретарь диссертационного совета

Доктор физико-математических наук, профессор

Гераськин В.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

В 90-х годах 20-го столетия в оптоэлектронике произошла научно-техническая революция, которая определила направление развития этой области электроники: были разработаны и теперь массово изготавливаются светодиоды синего и зеленого диапазонов спектра на основе нитридных соединений, квантовая эффективность которых на 2-3 порядка стала выше традиционных светодиодов на основе фосфида галлия и карбида кремния. В настоящее время уже идет речь о замене традиционных источников света полупроводниковыми.

Вместе с этим остается ряд серьезных проблем, которые не позволяют достичь теоретически прогнозируемые параметры светодиодов на основе указанных материалов. К их числу относятся: недостаточно отработанные конструктивно-технологические параметры светодиодных структур; неясности механизмов токопротекания, формирования вольт-амперной зависимости и причин снижения квантовой эффективности при средних и высоких плотностях токов; недостаточное понимание механизмов изменения параметров в процессе длительной работы.

Первые светодиоды синего и зеленого диапазонов спектра, разработанные на фирме Nichia Chemical Industry, содержали одну квантовую яму, куда осуществлялась инжекция носителей заряда. Квантовая яма располагалась в компенсированном слое шириной до 120 нм. Недостатками эксплуатационных характеристик таких структур были большие туннельные токи и малая квантовая эффективность. Поиски оптимальных структурно-технологических параметров привели к созданию светодиодных структур с 4-5-ю квантовыми ямами, которые в свою очередь различаются по характеру легирования барьеров по краям квантовых ям. Наряду с этим ведутся поиски решений геометрии кристалла структур. Но до сих пор остается одна из важных проблем уменьшения ширины компенсированного слоя между инжектором и активной областью.

Вольт-амперные зависимости светодиодов на основе гетероструктур AlGaN/IGaN/GaN и AlInGaP схожи с вольт-амперными зависимостями кремниевых и SiC p-i-n структур, несмотря на то, что компенсированный слой у первых на несколько порядков тоньше. Теория вольт-амперных характеристик (ВАХ) p-i-n диодных структур была разработана в предположении двойной инжекции в компенсированный слой [1-4]. В этих работах принимается, что сопротивление компенсированного слоя проявляется после снятия потенциального барьера диода. Однако имеются экспериментальные данные, свидетельствующие, что при наступлении режима ограничения тока последовательным сопротивлением потенциальный барьер не снимается полностью. Из этого следует, что полученные в [1-4] математические модели требуют доработки.

В отличие от традиционных источников света, у которых квантовая эффективность не снижается при повышении тока, в светодиодах он достигает максимального значения при относительно малых плотностях тока – $1-10 \text{ А/см}^2$, а затем снижается в 5-10 раз и более при достижении плотности тока до 100 А/см^2 . В качестве причины указывается повышение температуры p-n перехода. Однако имеются данные, что температурный спад квантовой эффективности неадекватен ее спаду при повышении плотности тока.

Далеко не полно исследовано поведение параметров светодиодов на основе гетероструктур AlGaN/IGaN/GaN и AlInGaP с квантовыми ямами при различных энергетических воздействиях. Несмотря на то, что прогнозируемая долговечность таких светодиодов на основе гетероструктур AlGaN/IGaN/GaN и AlInGaP 100000 часов, еще нет результатов такой наработки по причине малого времени существования высокоэффективных светодиодов на основе указанных полупроводниковых соединений. Поэтому актуальным является исследование деградации светодиодов при повышенной мощности для разработки основ ускоренных методов прогнозирования долговечности.

Представленный анализ проблем качества светодиодных структур на основе нитридных соединений и AlInGaP свидетельствует об актуальности поставленной темы диссертации и необходимости их решения путем комплекс-

ных экспериментальных исследований и разработки моделей, адекватно их описывающих.

Цель работы: определение взаимосвязи механизмов токопротекания и поведения квантовой эффективности при различных режимах работы в светодиодных гетероструктурах с квантовыми ямами на основе AlGaN/InGaN/GaN и AlInGaP с их основными конструктивно-технологическими и электрофизическими характеристиками и параметрами.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Измерить и проанализировать распределение концентрации зарядовых центров в активной области светодиодных структур с квантовыми ямами.
2. Исследовать механизмы протекания электрического тока в структурах с квантовыми ямами.
3. Определить причины спада квантовой эффективности при средних и высоких плотностях тока.
4. Выявить природу сопротивления протеканию тока в структурах с компенсированным слоем.
5. Исследовать влияние длительного токопротекания на параметры и характеристики светодиодов.

Научная новизна:

1. Разработана модель механизма формирования вольт-амперной зависимости светодиодных структур на основе AlGaN/InGaN/GaN и AlInGaP с квантовыми ямами при высоких уровнях инжекции, основанная на учете изменения характера распределения электрического поля в компенсированном слое p-n перехода, в результате которого образуется участок ускоряющего поля для инжектированных носителей заряда; на нем происходит дополнительное падение внешнего напряжения смещения.

2. Установлено, что наличие компенсированного участка в распределении концентрации зарядовых центров светодиодных структур с квантовыми ямами является причиной отклонения от экспоненциальной зависимости их вольт-амперных и люмен-вольтовых характеристик вследствие падения напряжения на участке компенсированного слоя.
3. Выявлен механизм возникновения и нестабильности токов безизлучательной рекомбинации при прямом смещении в светодиодных структурах с квантовыми ямами на основе соединений AlInGaP, обусловленный аккумуляцией зарядовых центров на поверхности кристалла.
4. Обнаружено изменение распределения концентрации зарядовых центров в области p-n - перехода при протекании прямого тока в период работы после технологических операций изготовления светодиодных структур, обусловленная распадом нестабильных комплексов и миграцией точечных дефектов, а также изменения их зарядового состояния.
5. Обнаружено образование скрытых компенсированных слоев в квазинейтральной слаболегированной области светодиодных структурах при длительном протекании прямого тока высокой плотности.
6. Предложена модель механизма влияния сильного электрического поля в компенсированном слое на токопротекание, квантовую эффективность и изменение параметров светодиодов при длительной работе.

Практическая ценность работы:

1. Модернизирован и автоматизирован измерительный комплекс для реализации неразрушающего метода измерения распределения концентрации зарядовых центров в барьерных структурах, что позволило повысить его разрешающую способность по глубине профиля до 1 нм и использовать для исследования активной области светодиодных структур с квантовыми ямами.
2. Установленная взаимосвязь между характером распределения концентрации зарядовых центров, механизмами токопротекания и люминесцент-

ными характеристиками светодиодных структур на основе соединений AlGaIn/InGaIn/GaN и AlInGaP является основой для поиска путей повышения их эффективности.

3. Определены электрические режимы и механизм изменения распределения концентрации зарядовых центров и параметров светодиодных структур при длительном протекании прямого тока, которые являются основой для разработки методов прогнозирования и повышения срока их службы.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Основные свойства и параметры вольт-амперной и люкс-амперной характеристик определяет компенсированный слой между р- и n- легированными областями светодиодных структур, который технологически создают в активной области квантовых ям, либо образующийся в процессе неконтролируемой взаимной диффузии примесей в процессе эпитаксии.
2. Участок ограничения тока последовательным сопротивлением на вольт-амперной характеристике обусловлен снятием тормозящего электрического поля в компенсированном слое внешним смещением и образованием в нем ускоряющего поля для инжектированных носителей заряда; на этом участке устанавливается режим сильных электрических полей и насыщения дрейфовой скорости носителей заряда; рекомбинация носителей заряда происходит по краям участка ускоряющего поля.
3. Токи безизлучательной рекомбинации при малых напряжениях смещения возникают в результате туннелирования носителей заряда сквозь физический приповерхностный р-n переход на поверхностные рекомбинационные уровни: физический р-n переход образуется в результате инверсии типа проводимости в приповерхностном слое кристалла от воздействия адсорбированного на поверхности кристалла заряда. Нестабильность плотности поверхностного заряда обуславливает нестабильность токов безизлучательной рекомбинации.

4. Токовая тренировка после завершения технологических операций изготовления светодиодной структуры вызывает разрушение нестабильных и возникновение новых стабильных комплексов, а также миграцию точечных дефектов, вызывая существенное изменение начального распределения концентрации зарядовых центров в области квантовых ям; в результате токовой тренировки характер распределения концентрации зарядовых центров и параметры светодиодов стабилизируются.
5. В процессе длительного протекания прямого тока через светодиодную структуру в ее слабо легированной области могут образовываться скрытые компенсированные слои в результате стока точечных дефектов и продуктов распада комплексов к границам эпитаксиальных слоев.
6. Спад квантовой эффективности при плотностях тока $J > (1-10 \text{ А/см}^2)$ происходит вследствие уменьшения вероятности рекомбинации в квантовых ямах носителей заряда, получающих дополнительную кинетическую энергию в ускоряющем поле компенсированного слоя в режиме ограничения тока его последовательным сопротивлением; при напряженности ускоряющего электрического поля в нем $E > 300 \text{ кВ/см}$ квантовая эффективность уменьшается еще и вследствие перехода горячих электронов в боковую долину с последующей безизлучательной рекомбинацией.
7. Изменение характеристик светодиодов при длительной работе в режиме ограничения тока последовательным сопротивлением компенсированного слоя обусловлено образованием точечных дефектов по механизму подпрогового смещения атомов при их взаимодействии с горячими носителями заряда, получающими дополнительную кинетическую энергию на участке ускоряющего поля компенсированного слоя.

Апробация работы:

Основные результаты докладывались на второй Международной конференции по физике кристаллов "Кристаллофизика 21-го века", посвященная памяти М.П. Шаскольской, 28-30 октября 2003 г., Москва, МИСиС. На VI международной

конференции "Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы", Ульяновск, 2004 г., на VII Международной конференции "Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы", Ульяновск, 2005 г., на Третьей Международной конференции по физике кристаллов "Кристаллофизика 21-го века", посвященная памяти М.П. Шаскольской, 2006 г., Москва, МИСиС.

Структура и объем диссертации: диссертация состоит из введения, пяти глав, основных выводов и списка цитируемых литературных источников. Объем диссертации составляет 206 страниц, в том числе 100 рисунков и 5 таблиц, список литературных источников из 128 наименований.

В первой главе проведен анализ научных публикаций по проблеме, определенной в рамках темы диссертации. Выявлены пробелы в развитии модельных представлений о механизмах протекания тока в светодиодных структурах на основе широкозонных полупроводников. До настоящего времени вопрос оптимизации технологической структуры светодиодов с квантовыми ямами остается крайне актуальным. Неясными остаются механизмы деградации светодиодов. Выбраны направления исследований, определена цель и поставлены задачи.

Вторая глава посвящена вопросам методического и аппаратного обеспечения измерений и выбору объектов исследования.

Недостатками существующих методов является интегральная оценка параметров легирования, практически исключая выявление областей квантовых ям, компенсированного слоя, наличие которого доказано многочисленными исследованиями, малая разрешающая способность по концентрации зарядовых центров при прямых напряжениях смещения, когда барьерная емкость близка к диффузионной, и при больших обратных смещениях, когда изменение барьерной емкости от напряжения смещения становится слабым. Для проведения таких измерений требуется аппаратура, позволяющая с большой точностью задавать напряжение смещения и измерять приращение барьерной емкости ΔC_b .

Анализ работ по данному направлению свидетельствует, что описанные методы не позволяют исследовать тонкую структуру активной области светодиодных структур с квантовыми ямами.

В настоящей работе был модернизирован и использован оригинальный метод динамической емкости для измерения распределения концентрации зарядовых центров в активной области светодиодных структур (автор проф. Ф.И. Маняхин) и модернизированное устройство для его реализации (авторы проф. Ф.И. Маняхин и проф. Н.Н. Горюнов).

В соответствии с этим методом на исследуемый светодиод, включенный в цепь отрицательной обратной связи операционного усилителя, подается два меандра малой амплитуды с близкими частотами f_1 и f_2 , для которых диодная структура представляет емкостную нагрузку. Эквивалентно ее можно представить в виде двух последовательно включенных барьерных емкостей: барьерной емкости, определяемой постоянным смещением - C_C , и динамической барьерной емкости по переменному сигналу - C_D :

$$C_C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{W} ; \quad C_D = \frac{2 \varepsilon \varepsilon_0 S}{\Delta W}, \quad (1)$$

где W – ширина области пространственного заряда, ΔW – амплитуда модуляции ширины области пространственного заряда.

На выходе операционного усилителя селективно выделяются сигналы $U(W)$ и $U(N)$ на частотах $(f_1+f_2)/2$ и (f_1-f_2) , соответственно пропорциональный ширине ОПЗ и обратно пропорциональный концентрации зарядовых центров на ее краю

$$U(W) = \frac{\Delta Q}{\varepsilon \varepsilon_0} W ; \quad U(N) = \frac{\Delta Q^2}{2q \varepsilon \varepsilon_0 S \cdot N(W)}, \quad (2)$$

где ΔQ – амплитуда малого переменного заряда смещения, которая поддерживается постоянной путем подачи двух меандров с амплитудой напряжения $U_0/2$ на инвертирующий вход операционного усилителя через калиброванную емкость C_0 ; $\Delta Q = C_0 U_0$.

Все параметры, входящие в выражения (2) априорно известны, а измеряемые параметры N и W определяются по $U(N)$ и $U(W)$ соответственно. Ширина W изменяется подачей на светодиод постоянного напряжения смещения.

Для измерения вольт-амперных и люмен-амперных зависимостей было создано измерительное устройство на основе операционного усилителя с малыми входными токами. Неинвертирующий вход в нем соединен с общей шиной питания. На исследуемый светодиод, подключенный к инвертирующему входу с виртуальным заземлением, подавали ступенчато изменяющееся напряжение $\Delta U = 10$ мВ. Световой поток измеряли одновременно с током с помощью кремниевых диодов. Управление измерениями и обработка массива данных проводилось с использованием персонального компьютера по разработанной программе.

В третьей главе представлены результаты измерения и анализа распределения концентрации зарядовых центров (КЗЦ) в светодиодных структурах с квантовыми ямами.

Объектами исследования были светодиоды с квантовыми ямами синего и зеленого диапазонов спектра (условно обозначены В – синего свечения; G, Z – зеленого свечения) на основе гетероструктур AlGaIn/InGaIn/GaN; красного (R) и желтого (Y) диапазонов спектра на основе AlInGaP. Рабочий ток светодиодов – 20-40 мА (плотность тока 20-40 А/см²). Кристаллы светодиодов были изготовлены по серийной технологии на различных фирмах.

По характеру распределения КЗЦ их можно разделить на две основные группы: с модулировано легированной активной областью (область с квантовыми ямами) и с компенсированной активной областью $|N_a - N_d| \ll N_a, N_d$, рис.1. Характерной особенностью структуры всех исследованных кристаллов является наличие в них компенсированного слоя шириной X_0 .

В только что изготовленных светодиодных структурах AlGaIn/InGaIn/GaN синего свечения, не прошедших токовую тренировку, обнаружено изменение распределения концентрации зарядовых центров после пропускания через них прямого тока плотностью выше 20 А/см², рис.2.

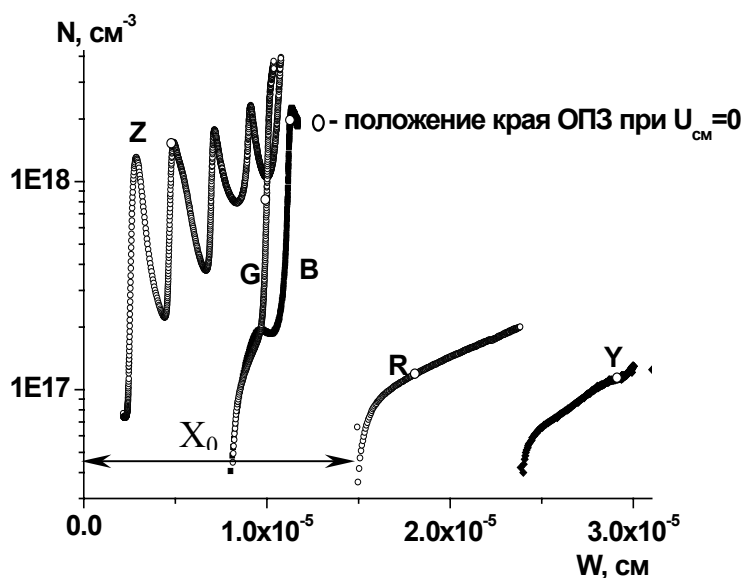


Рис.1

Эти изменения не связаны с разогревом p-n перехода. Стрелками указаны направления изменения концентрации зарядовых центров в период $t=0 \div 20000$ секунд пропускания тока через светодиод.

Сделан вывод, что в активном слое во время протекания тока происходят сложные преобразования микро-

структуры с участием точечных дефектов и нестабильных комплексов.

В слоях 60-80 нм (1-й слой) и 80-110 нм (2-й слой) основными процессами являются разрушение нейтральных комплексов с электрической активацией продуктов распада, приводящее к росту КЗЦ, и образование новых компенсирующих или нейтральных комплексов, уменьшающих концентрацию ЗЦ.

В третьем слое 110-120 нм наряду с процессом распада и образования новых комплексов идут процессы увеличения КЗЦ за счет доактивации примесных атомов и их диффузии заряженных центров из соседних слоев.

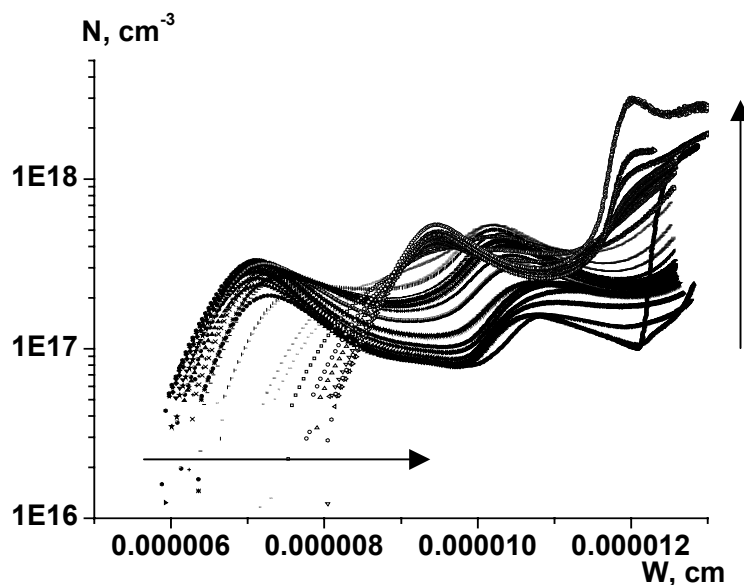


Рис.2

Наблюдаемое явление может быть объяснено, если предположить, что после технологической обработки в области легированных барьеров у квантовых ям изначально существуют комплексы V_N-N_{Ga} донорного типа. При инжекции электронов в область квантовых ям они распадаются: N занимает

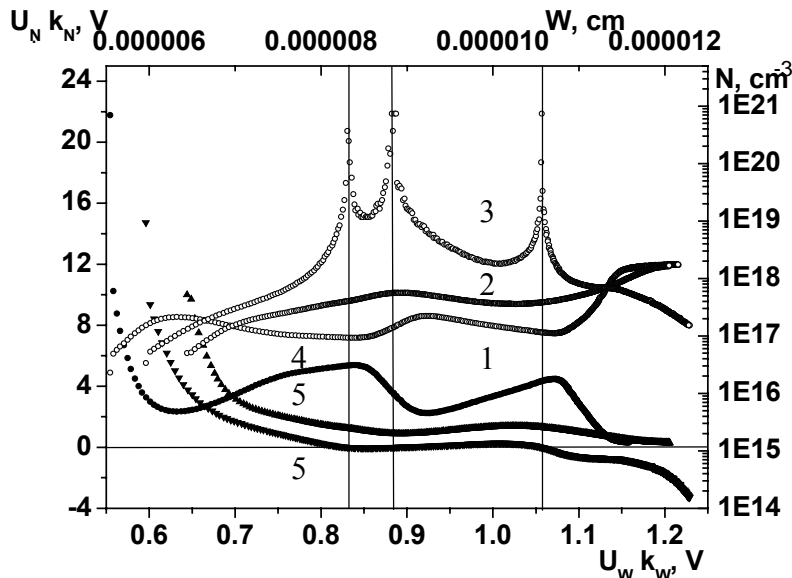


Рис.3

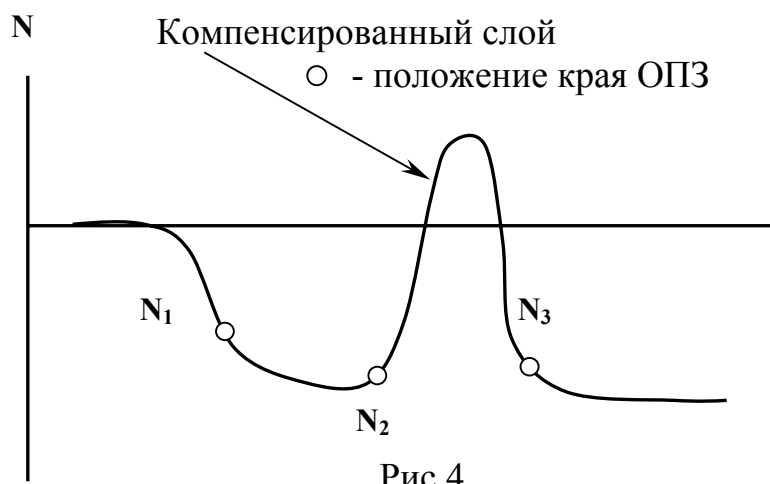
40-80 А/см² было обнаружено образование скрытого инверсного слоя в объеме слабо легированной области за активным слоем, что проявлялось в возникновении резких пиков на графиках распределения концентрации зарядовых центров, рис.3, где 1, 2, 3 – графики распределений КЗЦ: 1 – до пропускания тока, 2 – при пропускании тока 10 мин.; 3 – при пропускании тока в течение 1 часа; 4, 5, 6 – соответствующие им сигналы $U(N)$ на выходе фазового детектора. Наблюдаемый измерительный эффект обусловлен противофазным изменением ширины ОПЗ барьерной емкости и скрытого инверсного слоя, схема которого изображена на рис.4, когда

$$U_N = \left(\frac{C_0 U_0}{S}\right)^2 \frac{1}{2q\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{N_1} - \frac{1}{N_2} + \frac{1}{N_3}\right) = 0 \quad (3)$$

где N_1 , N_2 и N_3 - концентрации заряженных центров на краях соответствующих областей пространственного заряда.

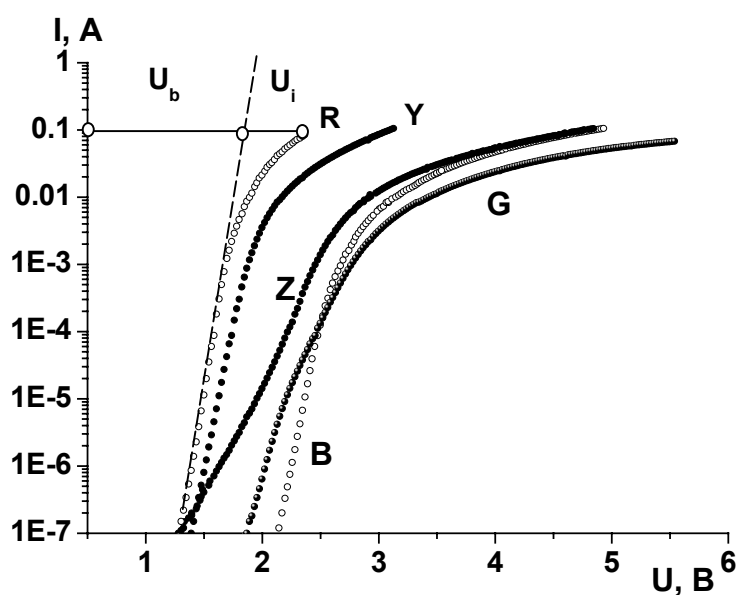
узел своей подрешетки, V_{Ga} диффундирует от p-n перехода. Кроме того, V_N образуют нейтральные дивакансии. Суперпозиция этих процессов определяет динамику изменения профиля концентрации зарядовых центров.

При более длительных временах протекания прямого тока плотностью



Четвертая глава посвящена исследованию и моделированию вольт-амперных зависимостей.

Типовые прямые ветви вольт-амперных характеристик, рис.5, имели три участка: участок туннельных токов или токов поверхностных и объемных утечек при малых напряже-



чек при малых напряжениях смещения, участок экспоненциальной зависимости тока от напряжения и участок ограничения тока последовательным сопротивлением компенсированного слоя.

Начальный участок ВАХ диодов без токов утечки как правило характеризуется наклоном

в полулогарифмических координатах в несколько единиц kT , для зависимости

$$I = I^* \exp(U / E_0), \quad \text{где} \quad E_0 = \frac{\hbar}{2} \left[\frac{N}{m^* \varepsilon \varepsilon_0} \right]^{0.5} \text{cth} \left\{ \frac{\frac{\hbar}{2} \left[\frac{N}{m^* \varepsilon \varepsilon_0} \right]^{0.5}}{kT} \right\}. \quad (4)$$

Здесь N – концентрация зарядовых центров в области модулированного легирования барьеров по краям квантовых ям.

В структурах с модулировано-легированными областями барьеров по краям квантовых ям, рис.1, (Z), при напряжениях до режима ограничения тока последовательным сопротивлением компенсированного слоя ток создается туннелированием и инжекцией носителей заряда в квантовые ямы. При этом туннельный ток преобладает.

Там, где инжекционный ток преобладает над туннельным наклон ВАХ в полулогарифмических координатах определяется квадратичной рекомбинацией в квантовых ямах и фактор неидеальности в зависимости $I = I^* \exp(U / mkT)$ $m=2$.

При плотностях прямого тока $J > 1$ А/см² наблюдается участок ограничения тока последовательным сопротивлением компенсированного слоя R_i с отклонением от экспоненциальной зависимости.

В ряде работ [1-4] предполагается, что это сопротивление омических контактов, объема слабо легированной области, собственно компенсированного слоя между р- и n-областями.

Однако учет особенностей распределения зарядовых центров в слабо легированной области диода позволяет предложить следующую модель токопротекания в структурах с компенсированным слоем.

Распределение плотности заряда в ОПЗ определяется ионизованными донорами и акцепторами легированных областей, а также свободными электронами и дырками в компенсированном слое, рис.6, в предположении, что в компенсированном слое $(N_d - N_a)$ порядка концентрации собственных носителей.

Экранирование поля неподвижных ионов легированных областей свободными носителями заряда обуславливает минимум напряженности электрического поля в компенсированном слое.

Плотность электрического тока в одномерной модели в любом сечении компенсированного слоя постоянна и описывается выражением:

$$J = q(D_n \frac{d\Delta n}{dx} + D_p \frac{d\Delta p}{dx}) - qE (\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p). \quad (5)$$

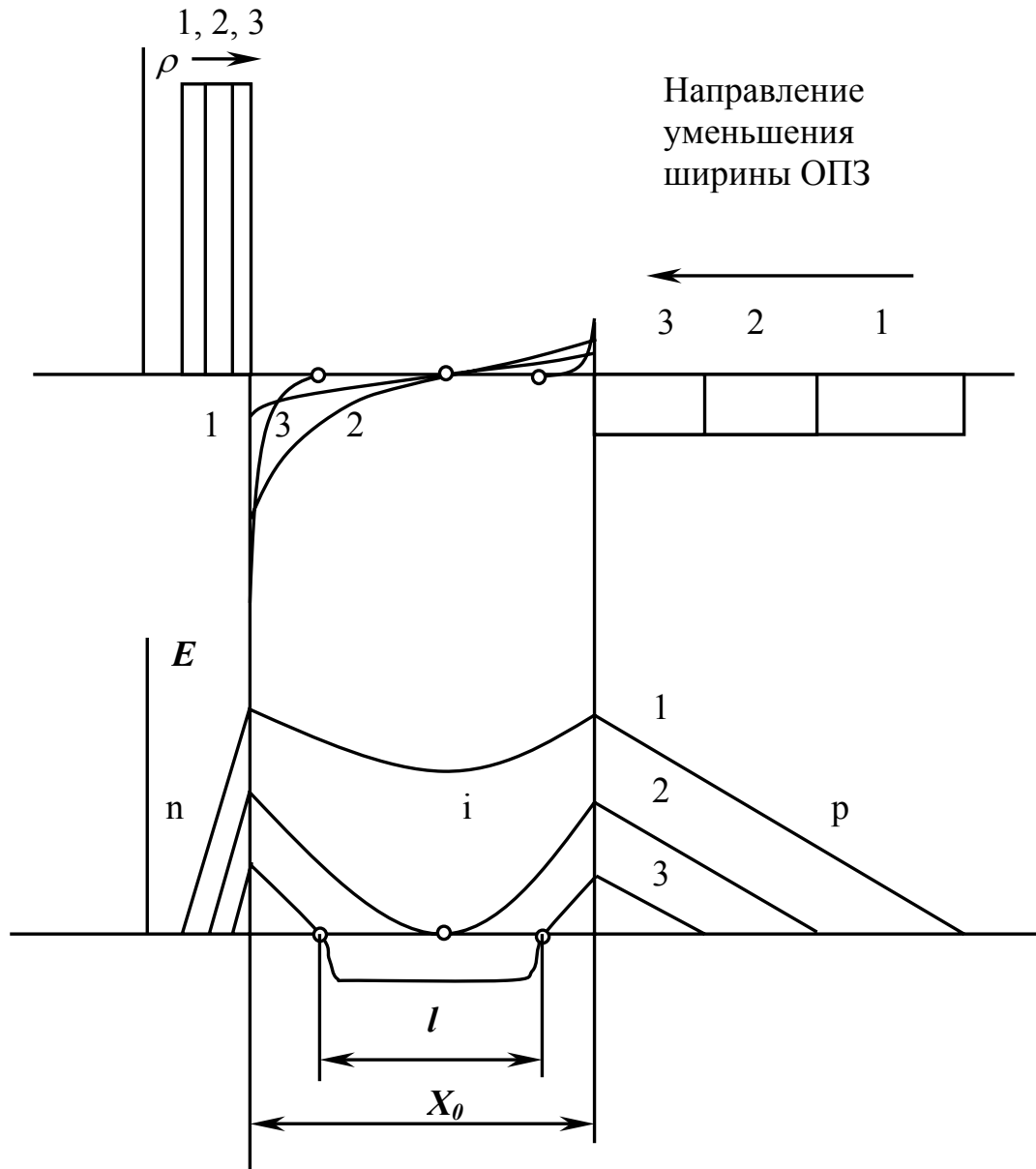


Рис.6

При $J=0$ (график 1, рис.6)

$$E = \frac{D_n \frac{d\Delta n}{dx} + D_p \frac{d\Delta p}{dx}}{\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p}. \quad (6)$$

$$\text{с } E_{\min} = \frac{kT}{q} \sqrt{\frac{t \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + \frac{d^2 \Delta p}{dx^2}}{t \Delta n + \Delta p}}, \quad \text{где } t = \frac{\mu_n}{\mu_p}$$

Когда $J > 0$ при плотности тока

$$J = q(D_n \frac{d\Delta n}{dx} + D_p \frac{d\Delta p}{dx}) \quad (7)$$

в некотором сечении компенсированного слоя напряженность электрического поля становится равной нулю. Это начало нарушения экспоненциальной зависимости тока от напряжения (графики 2, рис.6).

Дальнейшее повышение плотности тока за счет увеличения внешнего напряжения смещения обусловлено уменьшением дрейфовой составляющей и увеличением диффузионной составляющей в уравнении (5).

Однако нужно обратить внимание на то, что при этом появляется участок дрейфового тока I , который увеличивается при увеличении плотности тока, достигая в дальнейшем ширины X_0 . Именно этот участок проявляет резистивные свойства R_i . В этом режиме падение напряжения на R_i описывается эмпирической формулой:

$$U_i = B(I^b - I_m^b), \quad (8)$$

где I_m – ток, при котором наступает режим ограничения тока последовательным сопротивлением R_i ; b – коэффициент, зависящий от механизма рекомбинации.

В ранее опубликованных работах ряда авторов предполагается, что режим ограничения тока последовательным сопротивлением компенсированного слоя наступает, когда потенциальный барьер р-п перехода полностью снимается внешним напряжением, а в компенсированный слой инжектируются носители заряда, модулирующие его сопротивление. Взаимосвязь тока и напряжения на компенсированном слое описывается выражением

$$I = A(U - U_k)^a, \quad (9)$$

где I – прямой ток, A и a – константы, U_k – контактный потенциал: $qU_k = (F_n - F_p)$. Здесь F_n, F_p – уровни Ферми в n - и p -областях соответственно, q – элементарный заряд.

Согласно экспериментальным ВАХ, полученным в настоящей работе, падение напряжения U_b для компенсации потенциала барьеров в этих структурах

на 0.30 - 0.55 В меньше необходимого для полного их снижения. Внешнее напряжение делится на напряжение участка дрейфового тока в компенсированном слое U_i и напряжение, снижающее потенциальный барьер U_b , рис.6, которое определяется зависимостью $U_b = U_m + mkT \cdot \ln(I/I_m)$, где U_m, I_m – напряжение внешнего смещения и соответствующий ему ток, после которого начинается режим ограничения тока сопротивлением компенсированного слоя. Очевидно, что U_m, I_m и U_k, I_k (I_k – ток при U_k) имеют различный электрофизический смысл.

Напряжение на сопротивлении компенсированного слоя должно описываться выражением

$$U_i = U - U_m - mkT \cdot \ln(I/I_m) \quad (10)$$

в отличие от (9), где $U_i = U - U_k$ в предположении, что дальнейшее приращение напряжения после U_k происходит только на компенсированном слое.

Учитывая зависимость дрейфовой скорости V_{dp} от величины напряженности электрического поля в области l образования сопротивления R_i можно рассмотреть два режима: 1) $\mu_n, \mu_p = \text{const}$ до значения напряженности поля $E \approx 1.5 \cdot 10^5$ В/см; 2) $\mu = K \cdot l / U_i$ при значениях напряженности поля $E > 1.5 \cdot 10^5$ В/см, где K – постоянный коэффициент.

В первом случае, когда еще не наступил режим сильных электрических полей, ток I сравним с I_m и в (8) $b=0.5$, что соответствует квадратичной рекомбинации.

Ширина участка l , рис.6, после превышения тока над I_m сначала расширяется, а затем достигает некоторого постоянного значения порядка ширины компенсированного слоя X_0 : $l \sim [1 - (I_m/I)^{0.5}]$.

Во втором случае $I \gg I_m$ и природа тока в этом режиме связана с линейной рекомбинацией. Из соотношения времени рекомбинации и времени пролета на резистивном участке вытекает, что рекомбинация происходит за краями резистивного участка.

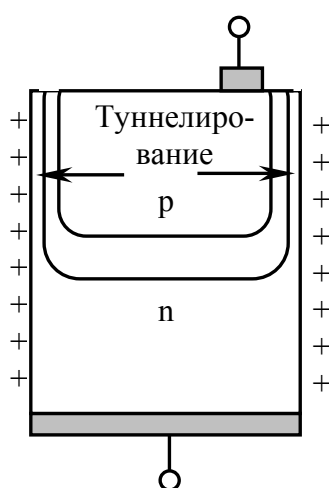


Рис.7

В настоящей работе была разработана модель одного из механизмов образования тока безизлучательной рекомбинации в светодиодных структурах на основе широкозонных полупроводников. Согласно ей на поверхности кристалла накапливается связанный заряд, который создает приповерхностный слой инверсной проводимости в слабо легированной области, рис.7. В результате образуется физический p-n переход.

Толщина ОПЗ физического p-n перехода достаточна для туннелирования носителей заряда через него на поверхностные центры безызлучательной рекомбинации. При определенных условиях поверхностный заряд может стекать и инверсный слой исчезает; вероятность туннелирования уменьшается и токи утечки снижаются.

Обработкой поверхности кристаллов антистатиком туннельный ток утечки снижался до 10^{-8} А и не увеличивался в дальнейшем при хранении кристаллов.

В пятой главе исследованы зависимости светового потока L и квантовая эффективность η от прямого тока через светодиоды и напряжения смещения, рис.8, 9, а также предложена модель возможного механизма их деградации.

На зависимостях $L(I)$ в двойных логарифмических координатах явно выражены два участка — с наклоном, характеризующимся $\Delta \lg(L)/\Delta \lg(I) \approx 1$ при малых токах, и $\Delta \lg(L)/\Delta \lg(I) \approx 0.5$ при больших токах, что соответствует биполярной и монополярной рекомбинации. Это согласуется с выводами предыдущей главы.

Характер зависимости квантовой эффективности от тока согласуется с результатами ранее выполненных работ [5,6]. Однако в них для объяснения спада η предполагается влияние температуры перегрева p-n перехода. Но в этом случае трудно объяснить слабую зависимость тока области экстремума этих графиков от температуры. В настоящей работе показано, что такая зависимость обусловлена наличием компенсированного слоя.

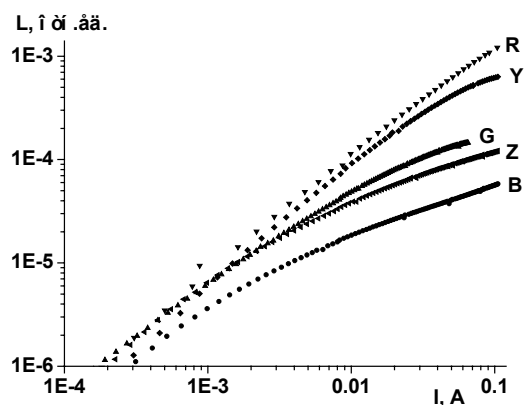


Рис.8

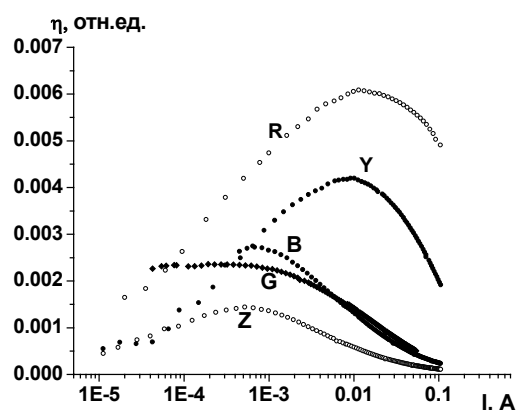


Рис.9

Спад η начинается после момента образования R_i , когда носители заряда, инжектированные в слой ускоряющего электрического поля, "разогреваются" в нем. Возможны, по крайней мере, две причины снижения η при увеличении плотности тока. В соответствии с первой значительная часть носителей заряда, обладая большой кинетической энергией, пролетает за пределы активной области. Вероятность рекомбинации в квантовых ямах уменьшается.

Во втором случае в слое l носители заряда приобретают энергию, достаточную для перехода в боковую долину, откуда рекомбинируют с участием фононов. Такой режим наступает при $E > 300000$ В/см. Экспериментально были получены зависимости $L(U)$, на которых обнаружены участки спада L при увеличении прямого напряжения смещения.

Установлено, что длительное протекание прямого тока в режиме ограничения его последовательным сопротивлением компенсированного слоя приводит к снижению светового потока после 200-500 часов наработки.

Для объяснения наблюдаемого эффекта привлечена модель подпорогового механизма образования точечных дефектов и распада нестабильных комплексов. "Разогретые" в поле компенсированной области носители заряда имеют кинетическую энергию, превышающую в 5-40 раз kT . При этом увеличивается вероятность смещения атомов собственно полупроводника и примесных атомов помимо создаваемых тепловых точечных дефектов, разрушаются и образуются новые комплексы. Количество смещенных атомов пропорционально

их концентрации и плотности тока. Вероятность образования точечных дефектов выражается формулой:

$$\xi = \exp(-E_d / \Delta E), \quad (11)$$

где E_d – пороговая энергия смещения, ΔE – энергия горячего носителя заряда. Временная зависимость накопления точечных дефектов носит экспоненциальный характер с выходом на насыщение.

Выводы:

1. Экспериментально по распределениям концентрации зарядовых центров установлено, что в светодиодных структурах с квантовыми ямами на основе широкозонных полупроводниковых соединений AlGaIn/InGaIn/GaN и AlInGaP независимо от характера легирования активной области расположения квантовых ям между легированными областями p-n перехода существует компенсированный слой, который создают технологически, либо образующийся в процессе неконтролируемой взаимной диффузии примесей; наличие этого слоя является причиной ограничения потенциальных параметров светодиодов.
2. Нарушение экспоненциальной зависимости вольт-амперных и люмен-амперных характеристик у светодиодных структур с квантовыми ямами обусловлено перераспределением внешнего напряжения смещения между барьерными областями области пространственного заряда в легированных слоях и областью дрейфа в компенсированном слое после изменения в нем направления электрического поля, созданного внешним напряжением смещения.
3. Ток безизлучательной рекомбинации при малых напряжениях прямого и обратного смещения в светодиодных структурах на основе соединений AlInGaP возникает при аккумуляции на поверхности кристалла электрического заряда, который инвертирует тип проводимости в приповерхностном слое, в результате чего образуется физический p-n переход и создаются условия для туннельной рекомбинации через поверхностные цен-

тры; нестабильность тока связана с нестабильностью плотности поверхностного заряда; обработка кристаллов антистатическим составом устраняет этот механизм образования тока.

4. После технологических операций по созданию светодиодов в их кристаллической структуре образуются комплексы и точечные дефекты, которые изменяют свою электрическую активность после протекания прямого тока вследствие распада нестабильных и образования новых комплексов и миграции точечных дефектов с малой энергией активации; эта перестройка вызывает изменение первоначального распределения концентрации зарядовых центров и последующую его стабильность и стабильность характеристик.
5. Длительное протекание тока через светодиод в режиме ограничения его последовательным сопротивлением компенсированного слоя приводит к образованию скрытых инверсных слоев в активной области вследствие стока точечных дефектов к границам эпитаксиальных слоев, миграция которых стимулируется возбуждением их электронной системы горячими электронами, приобретающими энергию в ускоряющем поле компенсированного слоя.
6. Спад квантовой эффективности светодиодов в режиме ограничения тока последовательным сопротивлением компенсированного слоя связан с уменьшением вероятности рекомбинации горячих носителей заряда в квантовых ямах и смещением области рекомбинации на края участка с ускоряющим полем; другой причиной спада квантовой эффективности является эффект перехода горячих электронов в боковую долину с последующей безызлучательной рекомбинацией.
7. Деградация люминесценции светодиодов при высоком уровне инжекции обусловлена образованием безызлучательных центров точечных дефектов, которые возникают по подпороговому механизму при взаимодействии горячих электронов компенсированного слоя с атомами кристаллической решетки.

Список ссылок

1. Рыжиков И.В. К вопросу об инжекционных свойствах несимметричных $p^+ - p(n) - n^+$ структур с тонкой компенсированной областью // Электронная техника, серия 2 "Полупроводниковые приборы", 1971, №5, с.29-37
2. Акимов Ю.С., Рыжиков И.В. Инжекция электронов и дырок в изоляторы и полупроводники. Часть I // Электронная техника, Серия 2 "Полупроводниковые приборы", 1972, №4, с.3-46.
3. Акимов Ю.С., Рыжиков И.В. Инжекция электронов и дырок в изоляторы и полупроводники. Часть II // Электронная техника, Серия 2 "Полупроводниковые приборы", 1972, №4, с.47-76
4. Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. Токи двойной инжекции в полупроводниках. Под ред. Е.И. Гальперина, Москва, "Советское радио", 1978.
5. А.А. Ефремов, Н.И. Бочкарева, Р.И. Горбунов и др. Влияние джоулева разогрева на квантовую эффективность и выбор теплового режима мощных голубых InGaN/GaN светодиодов. // Физика и техника полупроводников, 2006, том 40, вып. 5, с.621-627.
6. Сергей Никифоров. Температура в жизни и работе светодиодов. Части 1 и 2. // Компоненты и технологии. 2005, №№ 8,9. С.140-146, 18-23.

Основные результаты опубликованы в следующих работах:

1. Ф.И. Маняхин, А.С. Кодак. Зависимость тока через $p-i-n$ структуру от напряжения смещения в режиме ограничения тока последовательным сопротивлением компенсированного слоя. Изв. ВУЗов, серия "Материалы электронной техники", 2006 г., №3.
2. Ф.И. Маняхин, А.С. Кодак. Влияние сильных электрических полей на токопротекание в диодных структурах на основе широкозонных полупроводников. Вторая Международная конференция по физике кристаллов "Кристаллофизика 21-го века", посвященная памяти М.П. Шаскольской. 28-30 октября 2003 г., Москва, МИСиС, Тезисы докладов, стр.297.

3. Маняхин Ф.И., Бессонов В.В., Кодак А.С. Экспериментальные параметры модели двойной инжекции для светодиодов на основе AlGaIn/InGaIn/GaN. Труды VI международной конференции "Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы", Ульяновск, 2004 г., с. 52.
4. Маняхин Ф.И., Бессонов В.В., Кодак А.С., Крапухин В.В., Мусалитин А.М., Мусалитин Н.А. Изменение характеристик светодиодных структур на основе соединений AlInGaP при воздействии электронов с энергией 6 МэВ. Труды международной конференции "Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы", Ульяновск, 2004 г., с. 52.
5. В.Г. Григорьян, Н.Н. Горюнов, Ф.И. Маняхин, В.В.Бессонов, А.С. Кодак. Исследование качества полупроводниковых структур методом фотоответного изображения. Технологии в электронной промышленности, № 1, 2005 г., с. 72-75.
6. Ф.И. Маняхин, А.С. Кодак. Изменение распределения концентрации неподвижных заряженных центров в области квантовых ям светодиодных структур AlGaIn/InGaIn/GaN при протекании прямого тока. Труды VII Международной конференции "Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы", Ульяновск, 2005 г., с. 161.
7. Ф.И. Маняхин, А.С. Кодак. Образование инверсного слоя в светодиодной структуре при длительном протекании прямого тока. Труды VII Международной конференции "Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы", Ульяновск, 2005 г., с. 164.
8. Ф.И. Маняхин, А.С. Кодак. Метод контроля технологии светодиодных структур. Компоненты и технологии. № 6, 2005, с. 236-238.
9. Ф.И. Маняхин, А.С. Кодак. Механизмы токопротекания и рекомбинации в светодиодных структурах с квантовыми ямами. Третья Международная конференция по физике кристаллов "Кристаллофизика 21-го века", посвященная памяти М.П. Шаскольской. 28-30 октября 2006 г., Москва, МИСиС, Тезисы докладов, стр.297.