

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ

На правах рукописи

КРИВОЛАПЧУК ВЛАДИМИР ВАСИЛЬЕВИЧ
МИГРАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ И
ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В
ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ A^3B^5 .

(специальность 01.04.10 – физика полупроводников).

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук.

Санкт-Петербург

2009

Работа выполнена в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН

Официальные оппоненты:

Доктор физ.-мат. наук, Член-Корреспондент РАН, Копьев Петр Сергеевич,

Директор Центра физики наногетероструктур ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Доктор физ.-мат. наук, профессор, Новиков Борис Владимирович,
Зав.отделом НИИ физики Санкт-Петербургского Государственного Университета.

Доктор физ.-мат. наук, профессор, Глинский Геннадий Федорович,
Кафедра микроэлектроники Санкт-Петербургского электротехнического Университета.

Ведущая организация Физический институт им.П.Н. Лебедева РАН,
Отделение Физики твердого тела, Москва.

Защита состоится
на заседании

Диссертационного совета Д002.205.02 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая д.26

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН

Автореферат разослан

Ученый секретарь
диссертационного совета

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования.

Различные аспекты спектров люминесценции и их связи с параметрами полупроводниковых структур A^3B^5 интенсивно исследуются более тридцати лет. Интерес к данной проблеме связан с необходимостью установления взаимосвязи между разнообразными процессами, определяющими поведение электронных возбуждений в полупроводниковых структурах и свойствами материала.

Свойства реальных полупроводниковых кристаллов наряду с типом кристаллической решетки определяются разнообразными отклонениями от идеальности. К таким отклонениям относятся различные дефекты кристаллической решетки, которые отождествляются с локальными неоднородностями среды. Эти неоднородности обуславливают поведение электронной подсистемы кристаллов, которая определяет большинство фундаментальных и прикладных свойств полупроводниковых материалов. К наиболее важным свойствам, безусловно, относятся процессы рекомбинации неравновесных носителей или, иными словами, процессы преобразования энергии возбуждения. Наиболее информативным методом изучения поведения электронной подсистемы является исследование спектров люминесценции вблизи края собственного поглощения кристаллов (БКФЛ) и особенно - экситонных спектров. Это обусловлено тем, что характеристики спектра экситонной люминесценции (наличие тех или иных линий, их форма, интенсивность, полуширина, время затухания) достаточно полно отражают динамику неравновесных носителей заряда в кристаллах и поэтому позволяют судить о влиянии на нее процессов с участием разнообразных дефектов в материале. При этом характеристики спектра люминесценции определяются способностью электронных возбуждений (в частности, неравновесных носителей) перемещаться по кристаллу и в результате дойти до центров как излучательной, так и безызлучательной рекомбинации.

С точки зрения влияния миграции возбуждения на формирование спектра излучения представляется важной эволюция спектров в экситонной области (свободные и связанные экситоны) в зависимости от внутренних (характеристики кристалла) и внешних (условия эксперимента) параметров. Поэтому фундаментальной проблемой является исследование влияния на формирование спектров излучения транспорта неравновесных носителей в полупроводниковых структурах. Это обусловлено тем, что перенос является промежуточным процессом между первичным актом возбуждения и всеми конечными процессами, в которых используется энергия электронов. Именно поэтому вопросы, связанные с проблемой миграции возбуждения и взаимосвязи с особенностями излучения имеют очень давнюю историю. При этом необходимо отметить следующие

аспекты, связанные с проблемами переноса возбуждения в полупроводниковых структурах: среда является, как правило, пространственно неоднородной и, вследствие этого, необходимо установить детальное соответствие между переносом возбуждения и особенностями формирования спектров излучения (а значит, процессами рекомбинации) с одной стороны и структурными параметрами материала с другой.

Целью настоящей работы явилось выяснение корреляции между локализованными состояниями, неоднородно распределенными в пространстве, и особенностями спектра излучения в полупроводниковых эпитаксиальных структурах A^3B^5 . При этом основное внимание уделялось исследованию влияния миграции электронных возбуждений на формирование спектра люминесценции. В диссертации исследовались эпитаксиальные слои GaAs, GaN и квантовые ямы GaAs/AlGaAs и GaN/InGaN, содержащие в латеральной плоскости следующие неоднородности: квантовые точки; островки с микронными и субмикронными размерами и комплексы с редкоземельными ионами (в основном на примере европия и эрбия <Eu, Er>).

Научная новизна работы определяется тем, что в ней впервые получены следующие результаты:

Для случая n-GaAs

1. Исследована эволюция интеграла длительного послесвечения (B_{MS}) в эпитаксиальных слоях n-GaAs в зависимости от одноосного сжатия (P_d), температуры (T_b) и магнитного поля (B_f).

2. Обнаружен резонансный механизм обмена носителями между подсистемой свободных электронов и резервуаром метастабильных локализованных электронов.

3. Установлено, что энергетическое положение метастабильного уровня соответствует энергетическому диапазону разрешенной зоны и отстоит от края зоны на величину нескольких миллиэлектронвольт (meV).

4. Найдено, что параметры спектра в экситонной области - спектральное положение, полуширина линий излучения D^0_x и D^0_h и соотношение интенсивностей этих линий коррелируют с величиной интеграла послесвечения (B_{MS}), который отражает концентрацию метастабильных состояний в кристаллах n-GaAs.

Для связанных квантовых ям GaAs/AlGaAs:

5. Установлено, что в связанных квантовых ямах GaAs/AlGaAs в области определенных значений внешних электрических полей (V_{dc}) имеет место резкое изменение полуширины (FWHM) линии излучения пространственно-непрямого экситона и в процессе изменения наблюдается возникновение аномально больших низкочастотных флуктуаций интенсивности линии

6. Экспериментально определены границы резкого изменения ширины (FWHM) линии излучения пространственно-непрямого экситона в связанных квантовых ямах GaAs/AlGaAs при монотонном изменении величин внешнего электрического поля (V_{dc}) и интенсивности возбуждения (I_p).

7. На основании эволюции (не монотонного изменения) полуширины (FWHM) и возникновения аномально больших низкочастотных флуктуаций интенсивности линии излучения пространственно-непрямого экситона (при $T < 4.5K$) построена фазовая энергетическая диаграмма состояния и определены условия существования коллективного состояния экситонов.

8. Обнаружено, что при величине внешнего электрического поля (V_{dc}) и интенсивности возбуждения (I_p), отвечающих минимальному значению FWHM линии пространственно-непрямых экситонов, излучение обладает узкой диаграммой направленности, а линейная поляризация одновременно резко увеличивается.

Случай несвязанных квантовых ям InGaN/GaN и кристаллов GaN, легированных редкоземельными элементами (RE):

9. Установлено, что формирование спектра фото- и электролюминесценции в квантовых ямах (MQW) InGaN/GaN определяется коррелированным поведением встроенных электрических полей и долгоживущих локализованных состояний.

10. Исследован процесс обмена электронным возбуждением между различными неоднородностями в квантовых ямах на основе III-нитридов.

11. В структурах InGaN/GaN с разными величинами внешнего квантового выхода обнаружены различные функциональные зависимости анизотропии (линейной поляризации) излучения от мощности накачки.

12. Установлено, что зависимость величины линейной поляризации (P_{lin}) от мощности возбуждения (W_{ex}) обусловлена процессами переноса заряда между кластерами в латеральной плоскости.

13. Исследованы особенности спектра излучения квантовых ям InGaN/GaN, GaAs/AlGaAs при легировании редкоземельными ионами Eu и Er.

14. Экспериментально показано, что результат легирования РЗИ структур с квантовыми ямами, проявляющийся в спектрах люминесценции, существенно зависит от пространственно-энергетической упорядоченности слоев этих структур.

15. Обнаружено, что в зависимости от степени пространственно-энергетической упорядоченности слоев внедрение РЗИ приводит либо к переносу неравновесных носителей на атомные уровни РЗИ, либо к образованию изовалентных ловушек в барьере.

16. Показано, что в вюрцитных кристаллах GaN с n-типом

проводимости результат легирования редкоземельными ионами (РЗИ) зависит от степени совершенства полупроводниковой матрицы (концентрации дефектов и величины $N_D - N_A$): в дефектном материале происходит трансформация состояний дефектов по величине радиуса локализации неравновесных носителей.

17. Обнаружен эффект сенсбилизации близ краевого излучения в вюрцитных кристаллах p-GaN при легировании Eu и Er и последующем легировании Zn.

Научная и практическая значимость работы.

Научная ценность работы состоит в том, что в ней на основании систематического изучения влияния транспорта электронных возбуждений на формирование спектров излучения установлена корреляция между процессами миграции электронных возбуждений, особенностями спектров излучения и параметрами пространственно-неоднородных полупроводниковых структур A^3B^5 .

Новизна подхода обусловлена тем, что при решении поставленной проблемы использовались неоднородности как присущие данному объекту (предварительно классифицированные), так и целенаправленно созданные в результате дополнительного легирования и приложения внешних полей (электрического, магнитного и деформационного). Кроме того, при системном анализе экспериментального материала в диссертации выделено два крайних случая: 1 – скорость захвата неравновесных носителей на центр ограничена скоростью энергетических потерь, то есть электроны быстрее достигают центра, чем захватываются на него; 2 – скорость захвата на центр ограничена, например, скоростью пространственной диффузии носителей к центрам захвата. Безусловно, что наличие каждого из этих случаев и соотношение между ними определяется многими факторами и, в том числе, условиями эксперимента. Применительно к полупроводниковым структурам A^3B^5 к первому случаю можно отнести совершенные эпитаксиальные слои n-GaAs ($N_d - N_a < 10^{14} \text{cm}^{-3}$; плотность дислокаций $< 10^4 \text{cm}^{-2}$) и квантовые ямы на основе GaAs/AlGaAs. Второму случаю отвечают GaN и квантовые ямы (MQW) на основе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

В работе детально исследовано влияние внешних и встроенных электрических полей на эволюцию спектров излучения в квантовых ямах GaAs/AlGaAs и InGaN/GaN, а также в GaAs и GaN, при наличии пространственных неоднородностей, которые образуют связывающий потенциал электронных возбуждений. В ходе исследований впервые наблюдалась корреляция между характеристиками спектра излучения связанных экситонов и концентрацией резонансных («глубоких») центров и наличием пространственной неоднородности эпитаксиальных слоев GaAs. На примере различных эпитаксиальных слоев GaN и квантовых ям InGaN/GaN, GaAs/AlGaAs впервые экспериментально определен

коррелированный с электрическим полем вклад ловушек, порождаемых флуктуациями потенциала на гетерограницах, в процесс формирования спектра люминесценции. На основании исследования эволюции спектров люминесценции двойных квантовых ям GaAs/AlGaAs показано, что характеристики линии фотолюминесценции определяются коллективными свойствами пространственно-непрямых экситонов. В рамках работы впервые изучено влияние легирования редкоземельными элементами на спектры близ краевой фотолюминесценции III-нитридов и определена роль миграции электронного возбуждения в процессе формирования спектра излучения. Обнаружено, что при совместном легировании эпитаксиальных слоев GaN Eu и Zn наблюдается эффект сенсibilизации (увеличение на порядок интенсивности близ краевой фотолюминесценции). Определена корреляция между спектрами фотолюминесценции и структурными параметрами наноструктур на основе InGaN/GaN, легированных Eu. В менее совершенных структурах внедрение РЗИ приводит к образованию изовалентных ловушек в барьере, которые эффективно захватывает неравновесные носители, в результате чего интенсивность фотолюминесценции структуры возрастает на порядок. В достаточно совершенных структурах в процессе миграции возбуждения происходит перенос неравновесных носителей на атомные уровни 5D_2 , 5D_1 иона Eu.

Практическая ценность диссертации состоит в том, что продемонстрирована эффективность использования фотолюминесценции для получения разнообразной информации как о свойствах электронной подсистемы, так и о структурных особенностях конденсированной среды. В результате этих исследований определена корреляция между структурными параметрами неоднородных наноструктур и механизмами миграции возбуждения и захвата носителей, что позволит на основании новых знаний повысить эффективность различных устройств, созданных на основе наноструктур.

Апробация работы. Основные результаты исследований, вошедших в диссертацию, были доложены и обсуждены на 19 отечественных и 7 международных конференциях, симпозиумах, школах и семинарах: Труды 11-й Всесоюзной конференции по физике полупроводников, с.323, Кишинев сентябрь 1988; Тезисы доклада на 12-й Всесоюзной конференции по физике полупроводников Киев, 1990; Abs. 1th Int.Conf.on Epitaxial Growth, Hungary, Budapest, 1990; Тезисы докладов II^й Российской конференции по физике полупроводников, с. 98, 118, Зеленогорск 1996; Тезисы 3-й Всероссийской конференции по физике полупроводников, с.215, Москва 1997; Сборник трудов международного симпозиума Наноструктуры, с.189, С.-Пб, (2000); Сборник трудов международного симпозиума Наноструктуры, с.27, С.-Пб, (2001); Тезисы докладов VI^й Российской конференции по физике полупроводников, с. 60, 74, 464, 467,

472, С.-Пб 2003; Тезисы докладов 2-й Всероссийской конференции-Нитриды галлия, индия и алюминия, с.28, 29, 30, С.-Пб,2003; Тезисы докладов 2-й Всероссийской конференции-Нитриды галлия, индия и алюминия, с.29, С.-Пб,2003; Тезисы докладов 3-й Всероссийской конференции-Нитриды галлия, индия и алюминия, с.29, Москва, 56, 71, 82, 145, 2004; Тезисы докладов 4-й Всероссийской конференции-Нитриды галлия, индия и алюминия, с.72, 100, 101, С.-Пб,2005; Тезисы докладов 5-й Всероссийской конференции-Нитриды галлия, индия и алюминия, с.129, 131, 133, 149, С.-Пб,2007; Тезисы докладов на международной школе по физике полупроводников, с.27-32, С.-Пб, 2005; Тезисы докладов VIII^й Российской конференции по физике полупроводников, с. 232, 310, 318, Екатеринбург 2007. А также на семинарах в ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Публикации. По теме исследования опубликовано 27 печатных работ, список которых приведен в конце диссертации.

Структура и объем диссертации. Работа состоит из введения, четырех глав, перечня основных результатов и списка цитированной литературы. **Первая глава** посвящена экспериментальному исследованию процессов миграции возбуждения в нелегированных эпитаксиальных слоях n - GaAs и влияния этих процессов на формирование спектров фотолюминесценции расположенных вблизи края собственного поглощения. Показано, что в n - GaAs существуют метастабильные состояния с малым радиусом локализации, которые играют заметную роль в формировании люминесценции в экситонной области спектра. Рассмотрены процессы обмена электронным возбуждением между подсистемами дефектов с разным радиусом локализации носителей и неоднородным распределением этих дефектов в пространстве. Экспериментально показано, что пространственные неоднородности, обусловленные взаимным распределением дефектов с разным радиусом локализации носителей, и перенос возбуждения между ними определяют формирование спектра люминесценции в эпитаксиальных слоях n - GaAs. **Вторая глава** посвящена исследованию формирования линий излучения экситонов в связанных (двойных) квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Впервые экспериментально исследована эволюция спектра люминесценции, отвечающего пространственно-непрямым экситонам в двойных квантовых ямах. Эволюция спектров люминесценции исследовалась при различных внешних воздействиях: температура; электрическое и магнитное поле; интенсивность возбуждения и угол падения возбуждающего света. Показано, что в двойных квантовых ямах для описания процесса формирования спектра люминесценции необходимо привлекать существование пространственных неоднородностей в латеральной плоскости и механизмы, обусловленные коллективным поведением экситонов, локализованных в этих неоднородностях. **В третьей главе**

приведены результаты исследований спектров фотолюминесценции как собственно кристаллов GaN, так и кристаллов GaN, легированных редкоземельными элементами. При этом основное внимание уделялось формированию спектра излучения вблизи края собственного поглощения (БКФЛ) эпитаксиальных слоев GaN, легированных Eu и Er (GaN<Eu,Er>). Экспериментально исследовано влияние транспорта неравновесных носителей на форму линий излучения БКФЛ в кристаллах, легированных редкоземельными элементами. Использование время-разрешенной спектроскопии позволило обнаружить пространственное упорядочение локализованных состояний в эпитаксиальных слоях. Обнаружено, что введение дополнительной примеси Zn в GaN<Eu,Er> приводит к значительному (на порядок) увеличению интенсивности излучения – эффект сенсбилизации. **Четвертая глава** посвящена результатам исследований процессов формирования излучения в наборе несвязанных квантовых ям (MQW) III-нитридов: AlGaIn/GaN; InGaIn/GaN. Показано, что при анализе формы спектра излучения необходимо учитывать пространственно-непрямые переходы с участием уровней пространственного квантования в наноструктурах. Изучены процессы миграции возбуждения в наноструктурах InGaIn/GaN. На основании исследования поляризационных характеристик линии излучения MQW определены особенности заселения локализованных состояний в таких квантовых ямах. Описаны исследования время-разрешенных спектров фото- и электролюминесценции, на основании анализа которых сделан вывод о значительном влиянии встроенных электрических полей на формирование линий излучения в квантовых ямах InGaIn/GaN. Определена корреляция между спектрами фотолюминесценции и структурными параметрами наноструктур на основе InGaIn/GaN, легированных Eu. Общий объем диссертации 329 страницы, включая 231 страниц текста, 95 рисунков, а также список литературы из 169 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы, сформулирована цель работы, охарактеризована новизна полученных результатов и изложены основные защищаемые положения. **Первая глава** посвящена экспериментальному исследованию процессов миграции возбуждения в нелегированных эпитаксиальных слоях n - GaAs и влиянию этих процессов на формирование спектров фотолюминесценции расположенных вблизи края собственного поглощения. Эпитаксиальные слои n – GaAs представляют собой, с точки зрения структурных особенностей, достаточно совершенные кристаллы. Тем не менее, в них присутствуют пространственные неоднородности, обусловленные взаимным распределением дефектов с разным радиусом локализации носителей. В диссертации на основании исследования затухания фотолюминесценции

(ФЛ) вблизи края собственного поглощения показано, что в n-GaAs существуют локализованные метастабильные состояния (E_{ms}^h), которые эффективно захватывают неосновные носители - дырки. Наблюдаемое аномально длительное затухание ($>10^{-6}$ с) ФЛ на линиях D^0,h и D^0,x обусловлено временем безактивационного выброса дырок из метастабильных состояний в валентную зону, после чего происходит связывание этих дырок с электронами мелких доноров и в результате осуществляется формирование линий D^0,h и D^0,x в задержанных спектрах ФЛ. Основными характеристиками затухания излучения являются время спада интенсивности - τ и величина интеграла под кривой затухания. Заселенность центров, достигаемая в стационарном состоянии, определяется эффективностью механизмов захвата носителей на эти центры и интенсивностью возбуждения (темпом генерации). Суммарное количество захваченных на метастабильные центры дырок после окончания импульса возбуждения пропорционально концентрации этих центров - N_{MS} . Экспериментально количество захваченных дырок может быть оценено по величине светосуммы, излученной образцом после окончания импульса возбуждения. Эта светосумма может быть определена как площадь под кривой затухания фотолуминесценции и равна интегралу
$$V_{MS} = I_{\tau} = \int I(t) dt .$$

С целью выяснения особенностей заселения метастабильных состояний и процессов переноса возбуждения между различными подсистемами локализованных состояний было исследовано поведение величины V_{MS} в зависимости от температуры (T_b), одноосного давления (P_d), магнитного поля (B_f) и интенсивности I_{ex} . Анализ зависимости величины V_{MS} от T_b , P_d и B_f основанный на результатах работ [1-3], показал, что заселение метастабильного состояния осуществляется в результате резонансного туннелирования свободных носителей в дискретное состояние локализованного центра. Кроме того, анализ приведенных выше экспериментальных данных зависимости величины V_{MS} от P_d , B_f и T_b , позволило также, в первом приближении, оценить границы энергии, в пределах которых находится уровень E_{MS} захвата метастабильного центра.

Совокупность экспериментальных данных, отражающих эволюцию величины V_{MS} при увеличении P_d , T_b и B_f , позволяет предположить существование уровня захвата в разрешенной зоне, который отстоит от края зоны на величину нескольких миллиэлектронвольт (meV), и сделать вывод о резонансном механизме обмена носителями между подсистемой свободных электронов и резервуаром метастабильных локализованных электронов.

Для выяснения корреляции между метастабильными центрами и

видом стационарных спектров исследовались образцы n-GaAs двух типов, различающихся степенью компенсации мелкими акцепторами. В образцах первого типа в спектрах отсутствовала линия A^0,x (малый уровень компенсации) и самой интенсивной линией спектра являлась линия D^0,x . Ситуация изменяется в задержанных (время-разрешенных) спектрах, измеренных с различной временной задержкой Δt_d после импульса возбуждения. В этом случае отношение интенсивностей линий D^0,x и D^0,h $\eta = I(D^0,x)/I(D^0,h)$ зависит от величины времени задержки (t_d): по мере увеличения t_d величина η уменьшается (относительная интенсивность в спектре линии D^0,h увеличивается). В отсутствие возбуждения (задержанные спектры) по мере опустошения дырочных ловушек уменьшается число долгоживущих электронов и вследствие этого уменьшается величина $\eta = I(D^0,x)/I(D^0,h)$.

В образцах второго типа (с более высокой степенью компенсации) интенсивность линии A^0,x соизмерима с интенсивностью линий D^0,x и D^0,h . Поскольку наличие мелких акцепторов изменяет соотношение количества дырок, захваченных на мелкие и метастабильные состояния в пользу мелких, то в образцах второго типа величина V_{MS} мала или, другими словами, мала интенсивность люминесценции в долговременном хвосте затухания (задержанные спектры практически не регистрируются).

Таким образом, образцы первого и второго типов, отличающиеся степенью компенсации мелкими акцепторами, существенно различаются характером долговременного затухания фотолюминесценции в экситонной области. В образцах первого типа интенсивность линии D^0,x всегда достаточно велика ($\eta > 1$), а при уменьшении интенсивности возбуждения величина η стремится к величине, характерной для задержанных спектров. В спектрах образцов второго типа интенсивность линии D^0,x мала и, кроме того, присутствует линия A^0,x , свидетельствующая о заметной компенсации. В случае достаточно большой степени компенсации это приводит к уменьшению концентрации нейтральных доноров – D^0 и, соответственно D^0,x . Этим и объясняется вариация величины η в различных образцах при одинаковом уровне возбуждения. Таким образом, отношение интенсивностей линий люминесценции D^0,x и D^0,h ($\eta = I(D^0,x)/I(D^0,h)$) в образцах n-GaAs определяется наличием метастабильных состояний и коррелирует с величиной N_{MS} и степенью компенсации – η .

Далее рассмотрим образцы только первого типа, в которых линия (D^0,x) является самой интенсивной для всех исследованных образцов. Заметное различие спектров исследованных образцов заключается в отличающихся (на порядок) значениях интенсивности, в спектральном положении линии D^0,x и в ее величине полуширины ($FWHM = 0.15 - 0.30$ meV). Известно, что такой разброс полуширины линии излучения D^0,x

обусловлен неоднородным уширением. Неоднородное уширение возникает вследствие того, что длины волн излучения экситонов, связанных на разных донорах D^0 несколько различны. Причиной этого различия является дисперсия энергии термоактивации мелких доноров - E_{DT} (и, следовательно, связанных на них экситонов).

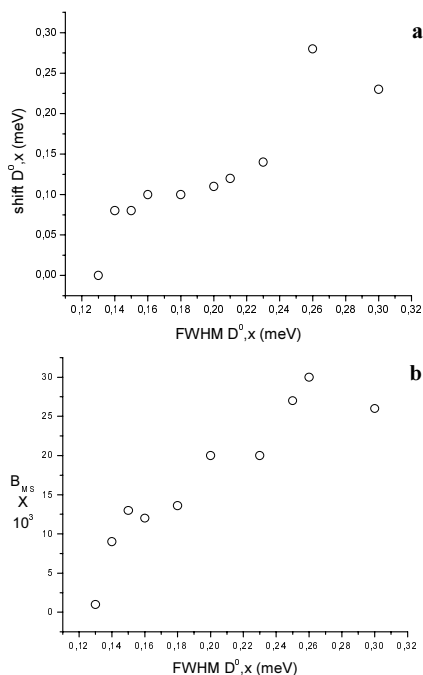


Рис.1. Корреляция между спектральным положением и величиной FWHM линии D^0,x - (а); корреляция между величиной интеграла затухания V_{MS} линии D^0,x и величиной FWHM линии D^0,x - (б).

Ключом к пониманию причины возникновения дисперсии E_{DT} (уширение линии D^0,x) является различие в спектральном положении этой линии и кинетике затухания её излучения в разных образцах. Оказалось, что существует заметная корреляция между величиной FWHM, спектральным положением линии D^0,x и величиной интеграла V_{MS} (рис.1). Поскольку неоднородная полуширина обусловлена дисперсией E_{DT} мелких доноров, а интеграл V_{MS} отражает количество глубоких метастабильных состояний, то эта корреляция указывает на существование пространственно-энергетической корреляции между подсистемами мелких и глубоких уровней.

Существующий разброс (в диапазоне 1.5143-1.5158 eV) энергетического положения максимума излучения линии D^0,x , спектральное положение которой изменяется от образца к образцу, обусловлено существованием в каждом конкретном образце напряжений разной величины. Т.о., из полученных данных следует, что существует корреляция между спектральными характеристиками (положением, полушириной) линии излучения экситона, связанного на мелком доноре D^0,x и величиной интеграла V_{MS} , отражающим количество метастабильных центров (рис.1).

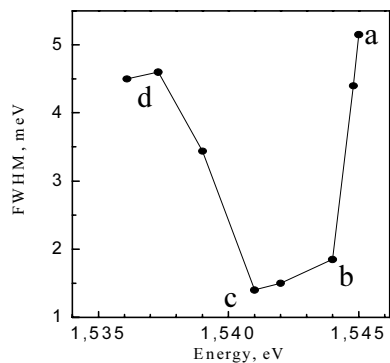
Как отмечалось выше, в кинетике затухания и спектрах стационарной

фотолюминесценции проявляется корреляция между подсистемами примесей с разным радиусом локализации носителей, т.е. между мелкими донорами и глубокими, которые являются метастабильными. Причем из анализа закона медленного затухания (наличия эффекта «обеднения») линий D^0_x и D^0_h следует, что взаимное пространственное распределение дефектов с разным радиусом локализации носителей является неоднородным. Поскольку долговременная кинетика, отражающая метастабильные состояния наблюдается в эпитаксиальных слоях полученных разными способами, то становится ясным, что эти центры можно отнести к собственным точечным дефектам материала и при этом распределение их в пространстве, вообще говоря, неоднородно. Для подтверждения неоднородности распределения дефектов исследовались образцы n -GaAs с различными величинами полного времени жизни электронных возбуждений. При этом необходимо заметить, что все образцы, как с большим, так и с малым временем жизни по величине FWHM линии D^0_x можно разделить на две группы: 1-образцы со значением $\text{FWHM} < kT$ (0.15 – 0.18) meV; 2- образцы со значением $\text{FWHM} > kT$ (0.2 - 0.24) meV. При увеличении I_{ex} полуширина и форма линии D^0_x в образцах первой группы (с малой величиной FWHM) практически не изменяется. В образцах второй группы форма линии D^0_x изменяется драматически, FWHM линии значительно увеличивается и появляется провал интенсивности линии излучения (форма линии излучения D^0_x при этом не претерпевала никаких изменений).

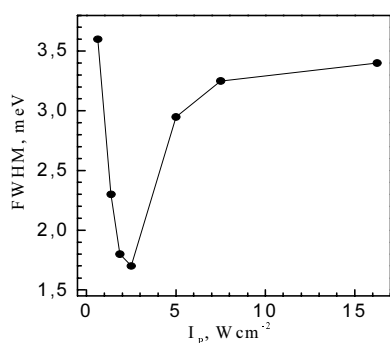
Глубина провала увеличивается по мере увеличения I_{ex} и спектрально совпадает с положением максимума излучения при минимальной интенсивности возбуждения, но провал расположен несимметрично относительно максимума, что свидетельствует о пространственно-неоднородном распределении состояний (примесей) с разным радиусом локализации носителей по толщине эпитаксиального слоя.

Таким образом, в эпитаксиальных слоях n -GaAs существуют дефекты с долгоживущими (метастабильными) состояниями, энергетически резонансными разрешенной зоне, на которых локализуются носители. Релаксация решетки в окрестности этих дефектов [4,5] приводит к резонансному обмену электронными возбуждениями между подсистемами свободных и локализованных на метастабильных состояниях носителей. Параметры спектра излучения в экситонной области (спектральное положение, полуширина и соотношение интенсивностей линий D^0_x и D^0_h) определяются процессами обмена и концентрацией метастабильных состояний.

Вторая глава посвящена исследованию особенностей формирования спектра люминесценции в связанных (двойных) квантовых ямах AlGaAs/GaAs. Определяющим свойством (особенно применительно к



a



b

Рис.2. Зависимость полуширины линии IX (FWHM) от спектрального положения, определяемого величиной внешнего электрического поля - (a) и от плотности оптической накачки I_p , определяющей концентрацию экситонов n_{ix} - (b).

эксперименту) связанных квантовых ям AlGaAs/GaAs является то, что, во-первых, основным каналом рекомбинации является излучательный канал и, во-вторых, велика доля свободных (квази-двумерных в латеральной плоскости) экситонов. При этом в латеральной плоскости связанных ям AlGaAs/GaAs имеются ловушки, образованные флуктуациями потенциала и захватывающие экситоны (носители). В качестве объекта исследования, удовлетворяющего этим условиям, использовались структуры представляющие собой две туннельно связанные квантовые ямы GaAs (10 nm), разделенные барьером $Ga_{0.3}Al_{0.7}As$ (4 nm). В двойных квантовых ямах можно выделить два типа оптических переходов. В одном случае

электрон и дырка рождаются в одной яме, тогда вследствие большой величины интеграла перекрытия ($\sim M^2$) волновых функций носителей в одной яме велика вероятность образования и последующей аннигиляции пространственно прямых (DX) двумерных (в плоскости x,y) свободных экситонов каждой из ям. В другом случае электроны и дырки в разных ямах образуют пространственно-непрямой экситон (IX) и затем аннигилируют. В случае реализации ситуации “плоских зон“ вероятность аннигиляции пространственно непрямых экситонов, в силу малости интеграла перекрытия M^2 , невелика.

Ситуация кардинально изменяется при наличии электрического поля E_T в направлении, перпендикулярном плоскости слоев (z) [6]. В этом случае

относительное энергетическое положение уровней пространственного квантования ям изменяется на величину $\Delta E \sim qzE_f$. Вследствие того, что носители стремятся занять наиболее выгодные низшие энергетические состояния, происходит изменение заселенности состояний в ямах – максимально заселено электронное состояние в одной яме и дырочное в другой. В результате происходит пространственное разделение неравновесных носителей с разным знаком заряда. Из этого следует, что в таком случае основным путем рекомбинации неравновесных носителей является аннигиляция образованных таким образом пространственно не прямых экситонов. Поэтому в спектре люминесценции возрастает, в меру величины интеграла перекрытия ($\sim M^2$), интенсивность излучения пространственно непрямого экситона.

Из приведенных выше общих свойств экситонов в ДКЯ следует ожидать, что экспериментальными параметрами, управляющими фазовым состоянием системы экситонов, являются интенсивность фотовозбуждения I_p (определяющая плотность экситонов – n_c) и величина внешнего электрического поля E_{ex} (определяющего в конечном итоге время жизни – τ). В зависимости от этих управляющих параметров должна изменяться эволюция линии излучения IX. В результате этих особенностей в системе ДКЯ, можно ожидать появления предсказанной теоретически [7,8] фазы коллективно взаимодействующих экситонов, что приводит в результате к кардинальному изменению механизмов формирования спектра излучения.

Рассматривая особенности формирования спектров, необходимо заметить, что форма линии излучения экситонов в ДКЯ является неоднородной и определяется излучением экситонов из различных пространственных областей (δ_i) латеральной плоскости ДКЯ, отличающихся друг от друга толщинами слоев КЯ, флуктуациями состава барьеров ДКЯ, а также величиной локального электрического поля примесей. Интенсивность излучения каждого спектрального участка линии IX, отвечающей пространственной области (δ_i) латеральной плоскости ДКЯ, пропорциональна заселенности экситонами соответствующего пространственного участка в плоскости квантовой ямы. Экситоны в каждом пространственном участке латеральной плоскости могут занимать как локализованные, так и свободные состояния. Применительно к свободным состояниям, для которых существует (можно ввести) волновой вектор \mathbf{k} , важным обстоятельством является то, что излучают не все свободные экситоны, а лишь те, которые находятся в излучательном поясе Δ вблизи дна экситонной зоны, что следует из закона сохранения импульса при акте излучательной рекомбинации. В то же время, в излучательной рекомбинации в пределах неоднородно уширенной линии излучения (FWHM=3-5 meV) принимают участие все экситоны, занимающие локализованные состояния. В диссертации показано, что при $T=1.8K$ и $P=5$

Wcm^{-2} во всей исследованной области спектральных положений IX (для всех значений внешнего электрического поля V_{dc}) вклад свободных экситонов в результирующую интенсивность линии фотолюминесценции пространственно-непрямых экситонов является определяющим.

Важно отметить, что при монотонном увеличении прикладываемого электрического поля (V_{dc}) полуширина (FWHM) смещающейся в длинноволновую сторону линии IX испытывает драматическое изменение. При некотором спектральном положении линии, определяемом величиной V_{dc} , происходит резкое уменьшение FWHM в несколько (до 3.5) раз – рис. 2а. Такое поведение полуширины линии объясняется следующим: в результате увеличения τ_r , которое возрастает вследствие уменьшения интеграла перекрытия ($\sim M^2$) волновых функций электрона и дырки при увеличении E_f возникает эффект накопления экситонов в пространственно-ограниченной области; вследствие резкого пространственного ограничения уменьшается вклад различных областей в неоднородную ширину и происходит сужение линии IX. Для того, чтобы убедиться в том, что приведенная выше эволюция линии люминесценции обусловлена эффектом накопления IX-экситонов, представлялось важным получить аналогичную зависимость при прямом увеличении концентрации IX-экситонов и постоянном значении электрического поля, а значит, при фиксированном τ_r и параметре D . При этом экспериментальным критерием того, что величины (V_{dc} , D , τ_r) не изменяются, является постоянное спектральное положение линии люминесценции IX-экситонов. Для этого определялась величина FWHM линии IX при ее фиксированном спектральном положении при изменении интенсивности фотовозбуждения I_p , величина которой определяет концентрацию экситонов $n_{ix} \sim I_p$, и постоянном значении V_{dc} . Экспериментальная зависимость величины FWHM линии IX, занимающей в спектрах ФЛ одно и то же положение $E_{IX} = 1.543 \text{ eV}$, от уровня накачки I_p представлена на рис. 2б. При этом величина FWHM линии IX уменьшается, как и в предыдущем случае, приблизительно в три раза, а затем вновь увеличивается. Поскольку величина $n_{ix} \sim I_p$, то полученная экспериментальная зависимость характеризует поведение пространственно-непрямых экситонов (IX) с фиксированными энергетическими параметрами (как и других экситонных состояний) в зависимости от концентрации пространственно-непрямых экситонов (n_{ix}), меняющейся при изменении уровня накачки. Эта зависимость качественно согласуется с теоретическими результатами, полученными в ряде работ других авторов [7,8].

Таким образом, совокупность экспериментальных данных, представляющих зависимость FWHM от электрического поля (при фиксированном I_p) и от I_p (при фиксированном eD), позволяют сделать вывод, что в ДКЯ при $T \leq 2$ реализуется переход

пространственно-непрямых экситонов в конденсированное состояние. Наблюдаемое сильное сужение линии излучения IX указывает на подавление сильного неоднородного уширения линии IX и является результатом “выключения” потенциального рельефа ДКЯ в пределах площади пятна возбуждения вследствие накопления экситонов в одной флуктуации макроскопического размера.

Важным обстоятельством для доказательства существования коллективной фазы экситонов и понимания связанных с этим состоянием особенностей формирования и спектральных характеристик линии люминесценции в структуре с пространственно-энергетическими неоднородностями является тот факт, что экспериментально определены условия (границы) аномального поведения линии излучения. Это дает основания полагать, что приведенное выше поведение полуширины линии отражает, по существу, фазовую энергетическую диаграмму состояния непрямых экситонов в ДКЯ.

При прецизионном изменении V_{dc} и позиционировании пятна лазерного возбуждения вблизи края металлического контакта в области энергий δ , отвечающей коллективному состоянию экситонов, было обнаружено гигантское (в три раза) увеличение интенсивности (всплеск) части контура спектральной линии IX. При этом одновременно происходит сужение этой части линии до величины (FWHM) 0.4 meV (это в три раза меньше, чем в предыдущем случае), причем этот всплеск наблюдается при $T \leq 4.2K$ в очень узком диапазоне V_{dc} и P. Спектральный контур линии IX, отвечающий этим условиям, состоит из узкой интенсивной линии - C и “крыльев” - W с существенно меньшей интенсивностью. Измерения временной эволюции интенсивности центральной компоненты “C” и крыльев “W” показали, что интенсивность “C”, в отличие от интенсивности “W”, флуктуирует (изменяется в 3 раза) с характерным временем около 10 секунд (это время на порядок больше времени критических флуктуаций вблизи фазового перехода). Это является важным экспериментальным свидетельством того, что в различных пространственных областях ДКЯ (в пределах пятна возбуждения) происходят принципиально различные по своей природе процессы. Различие в характере эволюции во времени спектральных компонентов (C и W) линии излучения коллектива экситонов свидетельствует о разном характере функции распределения (заселенности) экситонов в пределах довольно узкого (около 1 meV) интервала энергий. Другими словами, в латеральной плоскости присутствует пространственный потенциал, который локализует экситоны, причем локализация возникает только в случае указанного выше позиционирования лазерного пятна возбуждения. Именно совокупность флуктуации потенциала этой неоднородности и градиента локального электрического поля вблизи края контакта образуют ловушку для IX -

экситонов. Эта ловушка способна (при определенных условиях) локализовать заметное количество экситонов, которые и дают вклад в формирование спектральной компоненты “С” линии излучения.

Таким образом, наблюдаемая совокупность экспериментальных данных, описывающих эволюцию линии излучения IX (принимая во внимание результаты работ [7-12]), может свидетельствовать о появлении в системе не прямых экситонов большой плотности конденсата, образующегося на ловушках, обусловленных неоднородностями в латеральной плоскости двойных квантовых ям, которые порождают локализованные состояния для экситонов. Однако для полноты картины необходимо обнаружение в излучении совокупности эффектов, обусловленных именно коллективным поведением экситонов в конденсате. Основанием для этого является то обстоятельство, что находящиеся в конденсированном состоянии экситоны обладают пространственной когерентностью на масштабе не менее де-бройлевской длины волны - $\lambda_D=150 \text{ nm}$ (при этом следует заметить, что облако конденсата может иметь размер макроскопической ($>1\mu\text{m}$) величины). Вследствие этого в спектре излучения должны существовать особенности, возникающие вследствие дифракции (интерференции) разнесенных когерентных излучателей, пространственное распределение которых имеет макроскопический достаточно большой размер. Существенной, с точки зрения эксперимента, особенностью этой модели является возможность обнаружения особенностей излучения, коррелирующих с фазовым состоянием ансамбля экситонов, таких, как острая диаграмма направленности и линейная поляризация.

При исследовании фотолуминесценции ДКЯ в зависимости от V_{dc} было обнаружено, что эволюция спектров излучения зависит от угла φ . В некотором диапазоне углов φ (отсчитываемом от нормального угла падения, совпадающего с осью роста - z , $\Delta\varphi=15$ град.) наблюдается не монотонная зависимость интегральной интенсивности излучения пространственно-непрямых экситонов - излучение линии IX-экситонов имеет заметную диаграмму направленности. Анализ большого числа серий спектров излучения показал, что такая зависимость интегральной интенсивности линии излучения IX-экситонов наблюдается только в узком интервале интенсивностей возбуждения - ΔI_p ($\approx 1.5 \div 2.5 \text{ W cm}^{-2}$). Более того, с величиной I_p коррелирует не только угловая зависимость спектров излучения линии IX-экситонов, но и значение степени (P_L) линейной поляризации (степень линейной поляризации P_L определялась по формуле $P_L = (I_p - I_s)/(I_p + I_s)$).

Корреляция между параметрами спектра излучения (степенью линейной поляризации, полушириной линии, наличием диаграммы направленности) и концентрацией (фазовым состоянием) системы

пространственно-непрямых экситонов, позволяет сделать предположение о когерентном характере спонтанной фотолюминесценции [13] конденсированного состояния пространственно-непрямых экситонов. Рассматривая в этой связи роль механизма сверхизлучения, необходимо отметить, что рассмотренные особенности сверхизлучения связаны с конечными размерами и формой области, в которой расположены источники. В случае ДКЯ возбужденные состояния находятся в тонком слое, образованном ДКЯ ($L_x \approx L_y \gg L_z$), и это требует более детального анализа. Основой для анализа послужили теоретические работы [14,15], в которых рассмотрена близкая ситуация. Авторами этих работ показано, что при наличии режима сверхизлучения возникает стохастическая дифракционная структура, которая характеризуется узкой диаграммой направленности и большой величиной линейной поляризации.

В итоге, совокупность приведенных результатов указывает на следующее: 1 - в ДКЯ при $T \leq 4.2$ К реализуется переход пространственно-непрямых экситонов в конденсированное состояние, а поведение полуширины линии отражает, по существу, фазовую энергетическую диаграмму состояния непрямых экситонов в ДКЯ; 2 - экспериментально обнаруженная корреляция между параметрами спектра излучения (степенью линейной поляризации, полушириной линии, наличием диаграммы направленности) и концентрацией (фазовым состоянием) системы пространственно-непрямых экситонов позволяет сделать предположение о когерентном характере спонтанной фотолюминесценции конденсированного состояния пространственно-непрямых экситонов.

В третьей главе рассмотрены особенности формирования спектра излучения вблизи края собственного поглощения эпитаксиальных слоев GaN. В отличие от GaAs эпитаксиальные слои GaN имеют большую концентрацию фоновых примесей ($N_d - N_a > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) и представляют собой в латеральной плоскости мозаичную структуру относительно неплохого материала (с меньшей концентрацией дефектов) разделенную границами несросшихся кристаллитов. Поэтому в кристаллах GaN, вследствие присутствия упомянутых выше неоднородностей, возникают препятствия для транспорта неравновесных носителей к центрам безызлучательной рекомбинации, наличие которых уменьшает эффективность излучения. Кроме того, в эпитаксиальных слоях GaN, поскольку они выращиваются на гетероподложках (как правило, сапфир), вследствие различия в параметрах решеток подложки и выращиваемого слоя присутствуют деформации, обусловленные наличием напряжений несоответствия, которые вносят свой вклад в формирование спектра излучения.

В дальнейшем основное внимание уделено анализу спектров излучения при легировании эпитаксиальных слоев GaN редкоземельными

ионами (РЗИ) (в основном Eu и Er). Изучение эпитаксиальных слоев GaN, легированных РЗИ обусловлено следующими обстоятельствами. Известно, что РЗИ являются изовалентными примесями замещения в GaN, которые могут образовывать мелкие связанные состояния для неравновесных носителей с высокой эффективностью излучательной рекомбинации. Кроме того, РЗИ является спектроскопической меткой (зондом), позволяющей визуализировать процессы миграции электронных возбуждений в материале. При этом следует отметить, что исследования взаимодействия многозарядных РЗИ с дефектами полупроводниковой матрицы, определяющими спектр излучения вблизи края собственного поглощения, до настоящего времени практически не проводились. Таким образом, поскольку основную роль в процессах формирования спектров фотолюминесценции вблизи края оптического поглощения играют особенности разных типов состояний (центров) и корреляция между параметрами этих центров, то легирование РЗИ позволит не только исследовать процессы переноса возбуждения, но и упорядочить, в ряде случаев, пространственное распределение примеси в кристаллах. Поэтому целью работы являлось исследование особенностей формирования спектров фотолюминесценции при наличии пространственной корреляции между состояниями РЗИ и дефектами исходной матрицы GaN. Основное внимание уделялось исследованию влияния миграции возбуждения и захвата носителей на сенсбилизацию излучения кристаллов GaN, легированных редкоземельными ионами (в основном на примере европия и эрбия - GaN<Eu, Er>). Для введения РЗИ в GaN был использован метод диффузии, поскольку данная технология введения легирующей примеси (по сравнению с имплантацией, связанной с высокоэнергетическим способом введения легирующего компонента, а следовательно, и порождением дополнительной концентрации дефектов) обеспечивает меньшую концентрацию дополнительных дефектов. Легирующие примеси - Eu, Er, вводили в каждую группу кристаллов при одинаковых технологических условиях проведения процесса диффузии. Для более широкого варьирования концентрации дефектов в исходной полупроводниковой матрице использовали кристаллы, полученные двумя различными методами: хлорид - гидридной эпитаксией в открытой системе – ГФЭ- (HVPE) (образцы первого типа) и разложением металлоорганических смесей – МОС–гидридная технология (MOCVD) (образцы второго типа) с различными типами (электронная, дырочная) проводимости.

При анализе спектров ФЛ GaN кристаллов основное внимание уделяется спектральному положению, интенсивности и ширине на полувысоте - (FWHM) линий связанных экситонов ($D^0_{,x}$ и $A^0_{,x}$) и соотношению интенсивностей этих линий и полосы фотолюминесценции,

отвечающей донорно-акцепторной рекомбинации (ДАР-ФЛ).

Легирование нитрида галлия РЗИ приводит к заметному изменению спектров в области БКФЛ. Эти изменения заключаются в следующем: существенно изменяется интенсивность и полуширина (FWHM) линий фотолюминесценции в области связанных экситонов; заметно изменяется интенсивность форма и ширина полосы донорно-акцепторной рекомбинации; изменяется соотношение интенсивностей между экситонной и донорно-акцепторной люминесценцией. Сравнение спектров ФЛ до и после легирования европием образцов с большим содержанием разнообразных дефектов (первого типа) позволило сделать вывод о том, что введение Eu в кристаллы n-GaN приводит к эффекту геттерирования. Это находит отражение в появлении линии экситонов, связанных на нейтральных акцепторах (мелких), обусловленных РЗИ. При этом тип акцептора (мелкий или глубокий) определяется зарядовым состоянием иона Eu ($3+$ и $2+$ соответственно). При этом реализация различного зарядового состояния РЗИ обусловлена степенью дефектности исходных кристаллов. В свою очередь, геттерирование дефектов РЗ ионами различно в случае наличия в кристалле Eu^{3+} и Eu^{2+} . В первом случае происходит трансформирование глубоких уровней в мелкие, и это приводит к появлению ДАР-ФЛ, увеличению интенсивности БКФЛ и FWHM. Во втором случае реализуется обратный процесс - переход мелких состояний в глубокие состояния, в результате чего уменьшается как FWHM, так и интенсивность линий связанных экситонов (D^0, x и A^0, x). В образцах второго типа (с меньшим содержанием дефектов) такой трансформации дефектов не наблюдается.

Известно, что процессы с участием РЗИ определяются оптимальной концентрацией оптически активных центров, транспортом неравновесных носителей заряда от полупроводниковой матрицы к РЗИ, интенсивностью и длиной волны возбуждения и, кроме того, введением дополнительных примесей, способствующих образованию комплексов РЗИ с большим сечением захвата носителей. Вследствие этого представлялось важным исследовать поведение спектров БКФЛ кристаллов нитрида галлия, совместно легированных РЗИ и дополнительной примесью. Поскольку результат легирования нитрида галлия РЗИ зависит от характеристик исходных кристаллов, то использовались кристаллы GaN как с p-, так и n-типом проводимости (отличались по величине $N_d - N_a$), т.е. разной степенью компенсации по мелким состояниям.

После легирования кристалла p-GaN европием ($\text{GaN} \langle \text{Mg} + \text{Eu} \rangle$) наблюдается интенсивная полоса излучения (V_{RE}) с положением максимума на длине волны $\lambda = 4245$ ($E = 2.9163 \text{ эВ}$). Редкоземельные элементы с зарядовым состоянием $3+$ в соединениях A^3B^5 [17] являются ивалентными примесями, находящимися в катионной подрешетке (Ga)

этих соединений. Ионный радиус РЗИ заметно отличается от радиуса Ga, в результате чего в окрестности иона возникают локальная деформация решетки. Совокупность этих свойств порождает потенциал (ловушки), локализуя носители. При этом известно, что изовалентные ловушки имеют сильно локализованный характер потенциала и поэтому являются глубокими центрами. При рассмотрении влияния изоэлектронных ловушек (РЗИ) в материале с различным типом проводимости следует иметь в виду, что величина электроотрицательности (средства к электрону) у Eu и Er заметно отличается от таковой для Ga [17]. Поэтому на состояниях изовалентной примеси может связаться дырка с образованием положительно заряженного кулоновского центра, который затем связывается с носителем противоположного знака (электроном). При этом возможны два сценария, которые зависят от типа проводимости исходного кристалла и определяют эволюцию спектров люминесценции (экситонная, донорно-акцепторная рекомбинация) вблизи края собственного поглощения при легировании GaN РЗИ. В материале n-типа вследствие отсутствия дырок кулоновский центр не формируется и поэтому введение РЗИ в полупроводниковую матрицу с большой концентрацией дефектов приводит к изменению соотношения между состояниями с большим и малым радиусом локализации или, в случае малой концентрации дефектов, к некоторому увеличению донорно-акцепторной. В материале p-типа, с большой концентрацией равновесных дырок, на изовалентных ловушках после захвата дырок образуются кулоновские центры, связывающие электроны, что приводит к образованию локализованных (связанных) экситонов. Вероятность высвечивания (излучательной рекомбинации) экситонов, связанных на изовалентной примеси, высока. Таким образом, причиной существенного увеличения интенсивности излучения в области $\lambda=3900-4200\text{Å}$ становится излучательная рекомбинация экситонов, локализованных на изовалентном центре (РЗИ). Мы исследовали поведение этой полосы в зависимости от интенсивности возбуждения в широком диапазоне величины (два порядка). При этом возбуждение осуществлялось как светом (325 нм – лазер), так и электронным пучком (катодоллюминесценция). Эксперименты показали, что положение максимума полосы V_{RE} не зависит от интенсивности возбуждения и времени задержки при регистрации время-задержанных спектров [18], что отличается от поведения полосы донорно-акцепторной рекомбинации.

Введение дополнительной примеси Zn в кристаллы GaN<Mg+Eu> приводит к существенному увеличению интегральной интенсивности (в 11 раз по сравнению с исходным спектром) основной полосы излучения (V_{RE}).

Для определения кинетики неравновесных носителей заряда в легированных кристаллах исследовались время-разрешенные спектры фотоллюминесценции. Было обнаружено, что в задержанных спектрах

происходит уменьшение неоднородной ширины линий излучения БКФЛ вследствие ограничений на транспорт носителей. В исследуемом кристалле GaN<Mg+Eu+Zn> величина FWHM полосы V_{RE} при варьировании времени задержки ($\Delta t=0-50\mu s$) меняется немонотонно, что свидетельствует о вкладе, вносимом в кинетику неравновесных носителей заряда какими-либо неоднородностями (кластерами).

Таким образом, показано, что легирование многозарядной (РЗИ) и дополнительно введенной примесью (Zn) приводит к эффекту сенсбилизации, в результате чего интенсивность излучения GaN<Eu> в области 380 – 400 нм увеличивается на порядок. Упомянутый эффект сенсбилизации возможен при наличии различных дискретных состояний, между которыми происходит обмен электронными возбуждениями. В случае GaN<Eu> эти состояния являются уровнями энергии “мелких” примесей в запрещенной зоне GaN и состояниями экситонов, локализованных на изовалентной примеси РЗИ (Eu).

В четвертой главе описаны исследования процессов формирования линии люминесценции в структурах с набором из нескольких туннельно не связанных квантовых ям (MQW) InGaN/GaN, содержащих пространственные неоднородности различной природы в латеральной плоскости.

Существенной особенностью III-нитридов (и в частности MQW $In_xGa_{1-x}N$), по сравнению с другими соединениями A^3B^5 , является совокупность высокой эффективности излучения и большой концентрации разнообразных дефектов. Дефекты в эпитаксиальных слоях III-нитридов с решеткой вюрцита (как и в случае других соединений A^3B^5) весьма разнообразны и обусловлены многими причинами. При этом в отличие от других полупроводников A^3B^5 (GaAs, GaP), в которых дислокации играют роль безызлучательных центров рекомбинации (т.е. при увеличении плотности дислокаций ($>10^4 \text{ см}^{-3}$) интенсивность излучения стремится к нулю), в III-нитридах при высокой плотности разнообразных дефектов интенсивность люминесценции, тем не менее, достаточна высока. Не удивительно, что все эти разнообразные дефекты проявляются и в твердых растворах $In_xGa_{1-x}N$, являющихся материалом квантовых ям.

Дополнительным фактором, обуславливающим дефекты (и сложность формирования и анализа спектров), является то, что гетероструктуры $In_xGa_{1-x}N$ имеют пространственные неоднородности, вызванные флуктуациями состава твердого раствора InGaN, вплоть до разделения фаз InN и GaN. Вследствие этого гетероструктуры $In_xGa_{1-x}N$, представляющие собой набор туннельно не связанных квантовых ям (MQW), которые имеют разнообразные неоднородности в латеральной плоскости (x,y), являются прекрасным объектом для исследования влияния пространственно-неоднородного распределения и процессов миграции электронных

возбуждений на спектры люминесценции.

Для экспериментального моделирования различных ситуаций, реализующихся в структурах (MQW - InGaN/GaN), исследовались спектры излучения большого ряда образцов с различными параметрами слоев и неоднородностями различных типов. Линейные размеры неоднородностей (вызванных флуктуациями состава твердого раствора InGaN) находятся в достаточно широком диапазоне величин, от нано - до микрометров: квазидвумерные (2D) островки; квантовые точки; макроскопические кластеры; дисперсия линейных размеров квантовых ям. Еще одной существенной особенностью III-нитридов и структур на их основе является наличие встроенных пьезоэлектрических полей, которые влияют на характеристики спектров излучения и поглощения, а также на динамику носителей заряда в таких структурах (InGaN/GaN) [19]. Вклад встроенных пьезоэлектрических полей и разнообразных неоднородностей учитывается при описании богатых своим разнообразием спектров излучения структур с набором квантовых ям (MQW) в III-нитридах (и в частности в системе InGaN/GaN). Важным является то, что встроенное электрическое поле может влиять на транспорт неравновесных носителей в таких структурах.

Применительно к отдельной квантовой яме возможны два сценария: 1 - начальное и конечное состояния являются уровнями пространственного квантования в яме, это пространственно “прямой” переход, который отвечает рекомбинации носителей, находящихся на этих уровнях пространственного квантования; 2 – одно из состояний, как правило, ниже, находится в барьере и это пространственно “непрямой” переход. Существование пространственно-непрямых переходов в туннельно не связанных ямах отражает тот факт, что распределение излучающих состояний, обусловленных дефектами, имеет пространственно неоднородный характер и существенное их количество находится в барьерах. В связи с этим рассмотрен процесс заселения локализованных состояний в результате фотовозбуждения.

Для выяснения вклада свободных и локализованных состояний в формирование линии излучения исследовались спектры возбуждения фотолюминесценции (PLE) образцов различных типов. Анализ спектров (PLE) позволил сделать вывод, что основной вклад в излучение вносят локализованные состояния различной природы. Вследствие этого следует ожидать, что разная форма спектров ФЛ в образцах разных типов обусловлена особенностями заселения и высвобождения локализованных состояний в каждом конкретном образце.

Для выяснения влияния особенностей кинетики неравновесных носителей на формирование линии излучения исследовалась эволюция время-разрешенных спектров люминесценции ряда образцов при возбуждении импульсным (азотным) лазером и изменении времени

задержки - t_d . При исследовании время-разрешенных спектров фотолюминесценции было обнаружено, что при сравнимой интенсивности излучения спектры различных образцов, как и в случае непрерывного возбуждения, различаются по форме полосы люминесценции при отсутствии задержки во времени ($t_d=0$). Оказалось, что вид спектров фотолюминесценции драматически изменяется при регистрации время-разрешенного излучения, причем характер изменения спектров во времени различен для образцов разных типов. Время-разрешенные спектры представляют собой выраженную дублетную структуру, причем характер изменения спектров во времени различен для образцов разных типов и условий эксперимента.

Ключом к пониманию этой ситуации является известное свойство Ш-нитридов, а именно наличие встроенных спонтанных и пьезоэлектрических полей - F_{pz} , которые изменяют пространственно-энергетическое распределение носителей [19]. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что энергетический интервал (δE_b) состояний, локализующих носители, и время жизни носителей в этих состояниях (τ_b) достаточно велики ($\delta E_b=30$ meV, $\tau_b=10^{-5}$ с). Вследствие сказанного выше дублетная форма линии излучения в задержанных спектрах свидетельствует о существенной величине встроенного электрического поля, стимулирующего локализацию носителей на различных неоднородностях.

Поскольку существование дублетной структуры обусловлено встроенным электрическим полем, в том числе F_{pz} , то спектральный интервал между линиями дублета отражает эффективную величину этого поля. Действительно, величина пьезоэлектрического поля F_{pz} , по определению, зависит от механических напряжений существующих в образце. В свою очередь, величина механического напряжения (пьезоэлектрического поля- F_{pz}) зависит от температуры образца. В таком случае следует ожидать, что изменение величины механического напряжения в зависимости от температуры может привести к изменению задержанных спектров фотолюминесценции. Действительно, при изменении температуры от 77 до 4.2K наблюдается увеличение спектрального интервала между компонентами дублета, что свидетельствует об увеличении напряженности встроенного пьезоэлектрического поля (F_{pz}). Известно, что величину поля в КЯ можно изменить, варьируя уровень возбуждения (I_{ex}). Это обусловлено изменением величины экранирования поля, возникающей вследствие изменения концентрации инжектированных носителей. Поэтому исследовалась зависимость поведения время-разрешенных спектров от интенсивности фотовозбуждения и от величины внешнего электрического поля (величины обратного смещения V_b) при $T=77K$. Из этих

экспериментов следует, что в обоих случаях изменение эффективного поля внутри структуры с КЯ приводит к гашению коротковолновой компоненты в задержанных спектрах люминесценции. При этом следует заметить, что такая эволюция формы спектра является функцией как величины приложенного внешнего поля (величина обратного смещения V_b), так и интенсивности фотовозбуждения.

Таким образом, наличие в задержанных (время-разрешенных) спектрах узких долгоживущих компонент дублета и зависимость их от интенсивности возбуждения и величины обратного смещения (V_b) свидетельствует об участии в формировании спектра излучения ансамбля метастабильных состояний, обладающих различными временами жизни локализованных на них носителей.

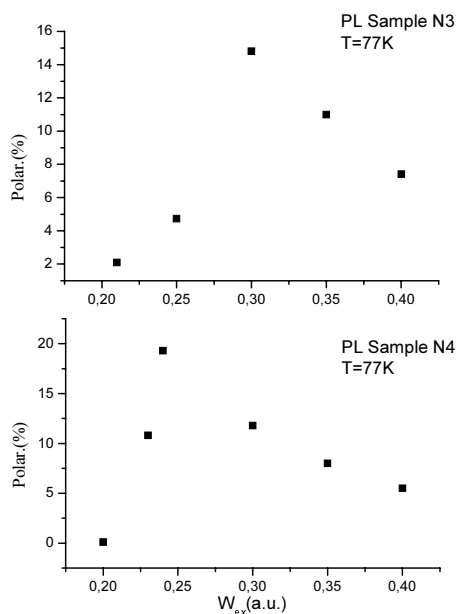


Рис.3. Величина степени линейной поляризации (P_{lin}) линии фотолюминесценции при $T=77K$ образцов с квантовыми ямами InGaN/GaN: N3-(a) и N4-(b).

распределения электронных возбуждений в латеральной плоскости – $F(E,x,y,z)$. Из анализа формы линии излучения при разных температурах (4,2, 77 и 300 K) в зависимости от W_{ex} следует, что эволюция формы линии определяется величиной отношения энергии локализации носителей (δE) к энергии тепловой ионизации - $\delta E/k_B T$, от которой зависит перенос электронных возбуждений между неоднородностями. Поэтому при

способствует пространственному разделению носителей и, как следствие, локализации и делокализации носителей на флуктуациях границ, вызванных различными причинами.

В совокупности с пространственно неоднородным распределением локализованных состояний, на которых связываются носители, это приводит к формированию пространственно неоднородной функции распределения в направлении z , определяющей особенности формирования линии люминесценции. Наличие флуктуаций потенциала для неравновесных носителей (пространственной неоднородности) в направлении x , y может приводить к формированию пространственно неоднородной функции

рассмотрении процессов формирования линий излучения необходимо принимать во внимание процессы миграции энергии (электронного возбуждения), которые изменяют величину заселения излучающих состояний в пределах неоднородно уширенного контура линии люминесценции. Иллюстрацией этому является изменение формы линии люминесценции в случае приложения электрического поля в плоскости слоев ($E(x,y)$). Для образцов, в которых имеется разное содержание индия (об этом говорит разное положение максимума линии излучения), наблюдается изменение формы линии люминесценции в зависимости от электрического поля в латеральной плоскости. Изменение формы линии в этом случае обусловлено тем, что содержание индия, которое определяет количество кластеров (N_{cl}) и связанных с ними излучающих состояний, заметно различается. Эти состояния принадлежат различным пространственным областям (кластерам- σ) и обладают разным временем жизни локализованных на них носителей. Вследствие этого результирующие ориентации вектора дипольного момента p_{σ} электронных возбуждений, локализованных в разных кластерах, и эволюция их во времени в общем случае различны. Поэтому процесс переноса возбуждения оказывает влияние на эволюцию величины степени линейной поляризации люминесценции P_{lin} . В результате было обнаружено, что излучение, возникающее в квантовых ямах, обладает линейной поляризацией (рис.3). В рамках модели, связывающей наличие линейной поляризации с миграцией энергии, различная величина степени линейной поляризации P_{lin} люминесценции свидетельствует о различной вероятности процессов миграции возбуждения в разных образцах. Вероятность миграции возбуждения, приводящей к заселению излучающих состояний, зависит от количества свободных неравновесных носителей заряда (N_{ne}) и их способности перемещаться в кристалле. Вследствие этого эволюция величины P_{lin} спектров люминесценции зависит от $N_{ne}(\sim W_{ex})$, температуры ($k_B T$) и расстояния между неоднородностями (R_0). Поскольку величины R_0 в разных образцах отличаются, то зависимость P_{lin} от W_{ex} и T отражает особенности миграции возбуждения в каждом образце. Для электролюминесценции зависимость P_{lin} от W_{ex} (при температурах 77 и 300К) качественно аналогична случаю фотолюминесценции.

Различное температурное поведение P_{lin} можно объяснить тем, что при низкой температуре увеличивается локализация носителей, принимающих участие в формировании линии излучения. Зависимость величины P_{lin} от тока накачки свидетельствует о заметном вкладе эффектов протекания, характерных при наличии флуктуаций состава твердого раствора InGaN, в формирование линии излучения структур с квантовыми ямами InGaN/GaN. В случае фотолюминесценции зависимость P_{lin} от W_{ex} при $T=77K$ для двух образцов эволюция величины P_{lin} одинакова, но наибольшее значение P_{lin} ,

после которого начинается деполяризация, находится при различных значениях W_{ex} . Разные значения W_{ex} , с которых начинается деполяризация излучения, обусловлены (что наиболее вероятно) различным значением уровня протекания в этих образцах, на что указывает различная форма линии люминесценции в этих образцах. Поскольку деполяризация люминесценции происходит вследствие усреднения распределения возбужденных состояний, относящихся к различным неоднородностям, то в образцах с меньшим количеством неоднородностей среднее расстояние R_0 между ними больше, вследствие чего вероятность миграции меньше, а величина P_{lin} больше, чем в образцах с большим количеством неоднородностей (меньшим R_0). Другими словами, различная величина P_{lin}

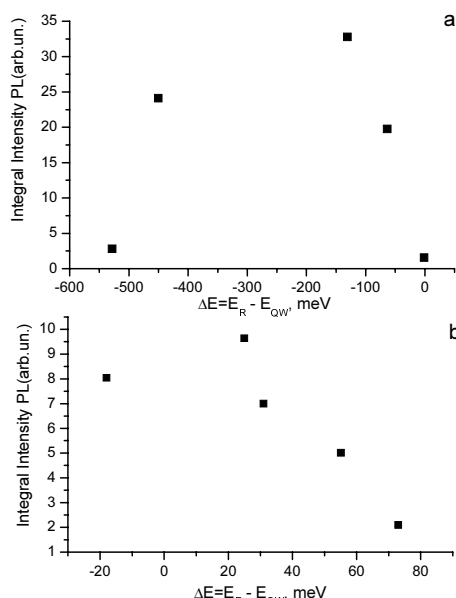


Рис.4. Изменение интегральной интенсивности I_R линии фотолюминесценции в зависимости от величины разности энергий $E_R - E_{QW}$, отвечающих спектральному положению максимума линии излучения в исходных (E_{QW}) и легированных Eu (E_{Eu}) образцах типа А (а) и типа В (b).

ямами при различных концентрациях и типе дефектов в них на особенности спектров фотолюминесценции позволит как выявить особенности миграции электронного возбуждения в структурах, так и увеличить эффективность работы светоизлучающих приборов. С этой целью исследовалась корреляция между структурными параметрами различных по степени неоднородности наноструктур на основе InGaN/GaN,

при одинаковой интенсивности возбуждения W_{ex} отражает известный для растворов эффект концентрационной деполяризации, возникающий в результате миграции энергии [20,21]. Различные системы состояний, между которыми возбужден перенос возбуждения, можно создать в структурах с квантовыми ямами, легированными РЗИ. В этом случае заметную роль в процессе сенсбилизации, наряду с уровнями РЗИ, будут играть уровни пространственного квантования в ямах. Поэтому исследование влияния легирования РЗИ структур с квантовыми

легированных Eu, процессами миграции электронного возбуждения и захвата неосновных носителей, а также формированием спектра излучения. При легировании структур с квантовыми ямами Eu наблюдается изменение спектра излучения, характер которого определяется типом (А или В) структур с квантовыми ямами. Трансформация спектра при легировании структур с квантовыми ямами РЗИ (MQW<RE>), в общем случае, заключается (формально) в сдвиге (как правило, в коротковолновую сторону) и изменении интенсивности линии люминесценции. Оказалось, что величина сдвига энергии E_{QW} (ΔE_R) и изменение интенсивности (ΔI_R) линии ФЛ коррелирует с параметрами (типом) исходных структур. При этом можно выделить два случая, которые последовательно рассмотрим ниже.

В образцах А-типа после легирования Eu практически полностью исчезает линия, отвечающая люминесценции (прямого оптического переходу между уровнями пространственного квантования) из квантовых ям, и максимум линии излучения оказывается в области длин волн $\lambda=3800-4200\text{Å}$. Причем это сопровождается увеличением величины FWHM и интегральной интенсивности (\approx в 7 раз). Это положение (и ширина) линии ФЛ соответствует переходу, в котором как минимум одно состояние находится в барьере – GaN.

Применительно к эпитаксиальным слоям p-GaN, легированным РЗИ, такая трансформация спектра излучения рассмотрена выше. Увеличение интенсивности возникает вследствие переноса возбуждения между уровнями мелких примесей, участвующих в формировании донорно-акцепторной рекомбинации (Д-АР), и уровнями, которые порождаются редкоземельными ионами. В структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN барьер GaN представляет собой материал n-типа. В этом случае изовалентный центр (ион Eu) захватывает электрон из барьера, а дырку - с уровня пространственного квантования квантовой ямы. При этом оказалось, что увеличение интенсивности линии E_R зависит от параметра содержащего разность ($E_{QW} - E_R$) между энергией излучения E_{QW} (из квантовых ям) и энергией E_R , отвечающей излучению из барьера. Эта зависимость свидетельствует о заметном вкладе процессов переноса электронного возбуждения между разными состояниями, которые принимают участие в формирование линии люминесценции в структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN. Важным при этом является то, что как минимум одно состояние связано с редкоземельным ионом (ион Eu). Из приведенных экспериментальных данных следует, что в структурах А-типа (высокая концентрация дефектов) РЗИ создают, в основном, изовалентные центры в барьерах (GaN), которые заселяются при участии состояний квантовых ям.

В образцах структур MQW<Eu> В-типа (с заметно меньшим

содержанием дефектов по сравнению с А-типом) характер изменения спектра при легировании Eu существенно отличается. В этом случае наблюдается меньший (относительно образцов А-типа) сдвиг линии E_{QW} при этом форма и величина FWHM практически не изменяются, а интенсивность линии уменьшается. Сравнительно небольшой сдвиг при сохранении формы и величины FWHM линии указывает на то, что реализуется пространственно-прямой переход между состояниями квантовой ямы. Уменьшение интенсивности свидетельствует об уменьшении заселенности излучающих состояний, локализованных внутри ямы. Причиной такого изменения заселенности при легировании РЗИ является уход (перенос) носителей на уровни, связанные с Eu. Вероятность ухода носителей зависит (в основном) от двух величин: 1 - расстояния (R_{DL}) между поставляющим и принимающим состояниями в реальном пространстве; 2 – разности энергий ($E_{QW} - E_{Eu}$) между этими состояниями. Применительно к энергетическому положению уровней E_{Eu} необходимо заметить следующее: положение уровней, отвечающих спектру возбужденных состояний, как и положение основного уровня, иона Eu в GaN известно лишь приблизительно [22]. Кроме того, не исключено, что возникают состояния, являющиеся результатом гибридизации состояний РЗИ и других дефектов. Поэтому трудно определить, в какое именно состояние, связанное с ионом Eu осуществляется миграция и захват (с последующей рекомбинацией) носителей с уровней квантовой ямы. При этом самые близкие к величине энергии ($E_{QW}=2.83$) внутриямного перехода являются состояния иона Eu (${}^5D_2 - E=2.66$ и ${}^5D_1 - E=2.35$ eV).

Поскольку, тем не менее, энергия (положение) уровней Eu в данном материале является величиной постоянной, то в эксперименте для получения разности ($E_{QW} - E_{Eu}$) варьировалось значение E_{QW} путем подбора образцов с различными значениями E_{QW} в серии структур, относящихся ко второму типу. Подобранные таким образом образцы использовались с целью выяснения особенностей процессов переноса, для чего исследовалась интегральная интенсивность линии излучения MQW<Eu> в зависимости от разности энергий ($E_{QW} - E_{Eu}$). Из экспериментальных данных следует (рис.4), что чем ближе максимум линии излучения в исходном образце (меньше величина ΔE) к приведенным выше уровням Eu (${}^5D_2, {}^5D_1$), тем заметнее уменьшается интенсивность линии, что отражает факт переноса носителей на состояния связанные с РЗИ. Из сравнения зависимости интегральных интенсивностей от величины ($E_{QW} - E_{Eu}$) двух серий образцов видно, что в обоих случаях имеет место зависимость интегральной интенсивности линии ФЛ в структурах MQW<Eu> от величины ($E_{QW} - E_{Eu}$). Однако механизмы этого явления отличаются: в первом случае (образцы типа-А) РЗИ образует изовалентную примесь в барьере, которая захватывает носители из ямы; во втором случае носители

(электроны) захватываются на уровни E_u (5D_2 , 5D_1). Есть основание полагать, что сдвиг линии во втором случае обусловлен возникающей в результате введения РЗИ деформацией решетки. Таким образом, в достаточно совершенных (с заметно меньшим содержанием дефектов) образцах типа-В, легированных РЗИ, сдвиг линии ФЛ квантовых ям обусловлен деформацией, а уменьшение интенсивности связано с переносом носителей с уровней квантовых ям на уровни РЗИ.

Таким образом, из сравнения эволюции спектров структур с квантовыми ямами можно прийти к следующим выводам: в достаточно совершенных структурах внедрение РЗИ приводит к появлению деформаций решетки (как правило, сжатия); в процессе миграции возбуждения происходит перенос неравновесных носителей на атомные уровни РЗИ.

1. На основании анализа эволюции время-разрешенных спектров ФЛ и ЕЛ впервые удалось экспериментально наблюдать коррелированное поведение встроенных электрических полей и долгоживущих локализованных состояний, а также их влияние на формирование излучения в квантовых ямах на основе 3-нитридов. Показано, что исследование время-разрешенных спектров фотолюминесценции позволяет классифицировать светодиодные структуры для их использования в коммерческих целях.

2. Форма линии РЛ квантовых ям в различных образцах обусловлена особенностями пространственно-энергетического распределения излучающих локализованных состояний разных типов и процессами миграции возбуждения, влияющими на заселение (высвобождение) локализованных излучающих состояний свободными носителями в каждом конкретном образце.

3. Исследованы процессы обмена возбуждением между различными неоднородностями путем исследования анизотропии (поляризации) излучения в структурах с различными величинами интенсивности излучения. На основании исследования поляризации линии излучения MQW в структурах, имеющих различные величины $R_0=N_{kl}/\text{см}^2$ и $\delta E/k_B T$, можно сделать вывод, что разные значения $P_{\text{lin}} \sim W_{\text{ex}}$ свидетельствуют о том, что миграция энергии обусловлена процессами с переносом заряда.

Положения, выносимые на защиту, отражают корреляцию между свойствами пространственно-неоднородной среды, транспортом электронного возбуждения и особенностями формирования спектров люминесценции. Представленные ниже результаты имеют значительную физическую общность и поэтому соответствуют физическим явлениям в структурах различных полупроводниковых материалов.

1. Параметры спектра излучения в экситонной области - спектральное положение, полуширина (FWHM) линий излучения D^0_x и D^0_h и

соотношение интенсивностей этих линий в эпитаксиальных слоях n-GaAs определяются процессами обмена электронными возбуждениями между зонными и метастабильными состояниями, которые являются энергетически резонансными разрешенной зоне.

2. В связанных квантовых ямах GaAs/AlGaAs вследствие упорядоченного пространственно-энергетического распределения носителей возникает конденсированное состояние пространственно-непрямых экситонов, которое выражается в резком сужении линии люминесценции.

3. Конденсированное состояние экситонов имеет выраженную энергетическую диаграмму и приводит к появлению диаграммы направленности и линейной поляризации линии люминесценции – возникновению когерентного спонтанного излучения (сверхизлучения).

4. Параметры спектра (интенсивность, форма и полуширина линии) фото- и электролюминесценции в квантовых ямах (MQW) InGaN/GaN и особенности их формирования определяются обменом электронными возбуждениями в присутствии встроенных электрических полей между локализованными состояниями, обладающими разным временем жизни носителей.

5. Миграция электронных возбуждений по состояниям, локализованным в латеральной плоскости квантовых ям, проявляется в наличии линейной поляризации (P_{lin}) (анизотропии) линии излучения и зависимости величины P_{lin} от мощности возбуждения (W_{ex}).

6. Формирование спектра фото- и электролюминесценции в квантовых ямах (MQW) InGaN/GaN, легированных редкоземельными ионами (РЗИ), определяются обменом электронными возбуждениями между зонными состояниями квантовых ям и атомными состояниями РЗИ, при этом влияние процессов обмена на параметры спектра излучения зависит от зарядового состояния РЗИ.

7. В кристаллах GaN, легированных редкоземельными металлами (Eu и Er), особенности люминесценции зависят от типа проводимости материала. В материале с p-типом проводимости реализуется сенсбилизация близ краевого излучения вследствие обмена носителями между состояниями изовалентных центров и состояниями мелких примесей. В материале с n-типом проводимости легирование редкоземельными ионами приводит к трансформации радиуса локализации носителей на дефектах.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в следующих статьях:

1. Yu.V. Zhilyaev, V.V. Krivolapchuk, A.V. Rodionov, V.V. Rossin, T.V. Rossina, Yu.N. Sveshnikov, Investigation of a Transition Layer in Epitaxial

GaAs by the Low Temperature Photoluminescence Technique, Phys.Stat.Sol.(a), v.89, K61, (1985)

2. А.В. Акимов, А.А. Каплянский, В.В. Криволапчук, Е.С. Москаленко, Проявление метастабильных локализованных состояний дырок в медленной кинетике краевой люминесценции n-GaAs, Письма в ЖЭТФ, т.46, вып.1, с.35, (1987)

3. А.В. Акимов, Ю.В. Жилиев, В.В. Криволапчук, Н.К. Полетаев, В.Г. Шофман, Экспериментальное наблюдение дырок в n-GaAs, высвободившихся в результате Оже-распада локализованных состояний, ФТП, т.25, вып.4, с.713, (1991)

4. А.В. Акимов, В.В. Криволапчук, Н.К. Полетаев В.Г. Шофман, Люминесцентное исследование долговременной кинетики носителей в эпитаксиальном арсениде галлия, ФТП, т.27, вып.2, с. 310, (1993)

5. В.В. Криволапчук, Н.К. Полетаев, Л.М. Федоров, Влияние метастабильных состояний на формирование стационарных спектров фотолюминесценции n-GaAs, ФТП, т.28, вып.2, с.310, (1994)

6. В.В. Криволапчук, Д.А. Мазуренко, Е.С. Москаленко, Н.К. Полетаев, А.Л. Жмодиков, Т.С. Ченг, С.Т. Фоксон, Аномальное воздействие магнитного поля на непрямой экситон в двойных квантовых ямах GaAs/AlGaAs, ФТТ, т.40, вып.5, с.803, (1998)

7. В.В. Криволапчук, Н.К. Полетаев, Влияние метастабильных состояний на высвечивание экситонов в n-GaAs, ФТП, т.32, вып.3, с.307, (1998)

8. Ю.В. Жилиев, В.В. Криволапчук, И.Н. Сафронов, Исследование поляризованной фотолюминесценции толстых эпитаксиальных слоев GaN, ФТП, т.33, вып.7, с.778, (1999)

9. В.В. Криволапчук, Е.С. Москаленко, А.Л. Жмодиков, Т.С. Ченг, С.Т. Фоксон, Проявление коллективных свойств пространственно-непрямых экситонов в двойных квантовых ямах GaAs/AlGaAs, ФТТ, т.41, вып.2, с.325, (1999)

10. V.V. Krivolapchuk, E.S. Moskalenko, A.L. Zhmodikov, T.S. Cheng, S.T. Foxon, Collective properties of spatially indirect excitons in asymmetric GaAs/AlGaAs double quantum wells, Solid St.Comm., v.111, p.49, (1999)

11. V.V. Krivolapchuk, E.S. Moskalenko, A.L. Zhmodikov, A giant shot of radiation intensity as eventual evidence of Bose-Einstein condensation of excitons in double quantum wells in GaAs/AlGaAs, Nanotechnology, v.11, p.246, (2000)

12. V.V. Krivolapchuk, E.S. Moskalenko, A.L. Zhmodikov, Specific features of the indirect exciton luminescence line in GaAs/AlGaAs, Phys.Rev.B, v.64, p.045313, (2001)

13. В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, С.Д. Раевский, А.П. Скворцов, Ш.А. Юсупова, Спектры поглощения кристаллов нитрида

- галлия, легированных Er^{3+} , Письма в ЖТФ, т.28, вып.7, с.66, (2002)
14. В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, Н.К. Полетаев, Влияние корреляции между подсистемами мелких и глубоких метастабильных уровней на экситонные спектры фотолюминесценции в n- типе GaAs, ФТТ, т.45, вып.1, с.29, (2003)
15. В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, Н.К. Полетаев, Заселение метастабильных состояний в n-GaAs, ФТТ, т.45, вып.5, с.785, (2003)
16. В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, А.В. Насонов, С.Н. Родин, Фотолюминесценция объемных кристаллов GaN, легированных Eu, ФТТ, т.45, вып.9, с.1556, (2003)
17. В.В. Криволапчук, В.В. Лундин, М.М. Мездрогина, А.В. Насонов, С.Н. Родин, Н.М. Шмидт, Спектры краевой фотолюминесценции и интенсивность линий внутрицентровых f-f переходов в кристаллах GaN, легированных Er, Sm, ФТТ, т.46, вып.5, с.814, (2004)
18. В.В. Криволапчук, Ю.В. Кожанова, В.В. Лундин, М.М. Мездрогина, С.Н. Родин, Ш.А. Юсупова, Примесные центры редкоземельных ионов (Eu, Sm, Er) в вюрцитных кристаллах GaN, ФТП, т.38, вып.10, с.1314, (2004)
19. В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, Послесвечение вюрцитных кристаллов GaN, легированных редкоземельными металлами, ФТТ, т.46, вып.12, с.2014, (2004)
20. В.В. Криволапчук, Ю.В. Кожанова, М.М. Мездрогина, В.В. Лундин, С.Н. Родин, Параметры вюрцитных кристаллов GaN, легированных Tm, ФТТ, т.47, вып.7, 1203, (2005)
21. В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, В.В. Лундин, Роль встроенных электрических полей в формировании излучения квантовых ям InGaN/GaN, ФТТ, т.47, вып.7, 1338, (2005)
22. В.В. Криволапчук, А.Л. Жмодиков, Е.С. Москаленко, Излучение конденсата экситонов в двойных квантовых ямах, ФТТ, т.48, вып.1, 139, (2006)
23. М.М. Мездрогина, В.В. Криволапчук, Влияние дополнительной примеси Zn на вид спектров фотолюминесценции вюрцитных кристаллов GaN, легированного редкоземельным ионом Eu, ФТТ, т.48, вып.7, 1182, (2006)
24. В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, Влияние миграции энергии на форму линии излучения в структурах с квантовыми ямами на основе InGaN/GaN, ФТТ, т.48, вып.11, (2006).
25. В.В. Криволапчук, Ю.В. Кожанова, М.М. Мездрогина, С.Н. Родин, Сенсбилизация люминесценции вюрцитных кристаллов GaN, легированных Eu и дополнительно введенной примесью Zn, ФТП, т.40, вып.9, 1033, (2006)
26. Мездрогина, В.В. Криволапчук, В.Н. Петров, С.Н. Родин, А.В.

Черенков, Влияние дополнительно введенных примесей Zn и Eu на вид спектров фотолюминесценции кристаллов GaN, легированных Er, ФТП, т.40, вып.12, (2006)

27. В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, Р.В. Кузьмин, Э.Ю. Даниловский, Влияние легирования Eu, на сенсбилизацию излучения в структурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs и InGaN/GaN, ФТТ, т.51, вып.2, 2137, (2009).

Другие публикации по теме диссертации:

В.В. Травников, В.В. Криволапчук, Диффузия экситонов и самопоглощение резонансного излучения, ФТТ, т.24, вып.4, с.961, (1982).

В.В. Травников, В.В. Криволапчук, Влияние поверхности и размера образцов на кинетику и пленение поляритонов, Письма в ЖЭТФ, т.38, вып.6, с.287,(1983)

В.В. Травников, В.В. Криволапчук, Кинетика и люминесценция поляритонов, ЖЭТФ, т.85, вып.6, с.2087, (1983)

В.В. Травников, В.В. Криволапчук, Пленение поляритонов, Письма в ЖЭТФ, т.37, вып.9, с.419, (1983)

А.В. Акимов, В.В. Криволапчук, Н.К. Полетаев, В.Г. Шофман, Люминесцентное исследование долговременной кинетики носителей в эпитаксиальном арсениде галлия, ФТП, т.27, вып.2, с. 310, (1993)

А.В. Акимов, Ю.В. Жилияев, В.В. Криволапчук, В.Г. Шофман, Перезахват неосновных носителей в условиях фотоионизации в эпитаксиальном p-GaAs, ФТП, т.24, вып.1, с.82, (1990)

Цитируемая литература.

1. R. Kubo, Y. Toyozawa, Progr. Theor. Phys. **V.13**, p.160, (1957)
2. В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич, ФТП, т.**12**, с.3, (1978)
3. В.Н. Абакумов, И.А. Меркулов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич, ЖЭТФ, т.**89**, с.1472, (1985)
4. Д.Е. Онопко, Н.Т. Баграев, А.И. Рыскин, ФТП, **31**, 1310, (1997).
5. Д.Е. Онопко, А.И. Рыскин, ФТП, **34**, 270, (2000).
6. В.Б. Тимофеев, А.В. Ларионов, Дж. Зеeman, Г. Мартинез, Дж. Хвам, Д. Биркедал, К. Соерсен, УФН, **168**, 117, (1998)
7. И.В. Лернер, Ю.Е. Лозовик, ЖЭТФ, **80**, 4, 1488 (1981).
8. Ю.Е. Лозовик, О.Л. Берман, ЖЭТФ **111**, 1879, (1997)
9. Л.В.Келдыш, Ю.В. Копаев, ФТТ, **6**, 2791, (1965); Л.В.Келдыш, А.Н. Козлов, ЖЭТФ, **54**, 978, (1968)
10. В.А. Гергель, Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, ЖЭТФ, **53**, 544, (1967)
11. С.А. Москаленко, Бозе-эйнштейновская конденсация экситонов и биэкситонов, Изд-во Академии наук Молдавской ССР, Кишинев (1970).
12. А. В. Ларионов, В.Б. Тимофеев, И. Хвам, К. Соерсен, ЖЭТФ, т.**117**, вып.6, с.1255, (2000)

13. R.H. Dicke, Phys. Rev., 93, 99, (1954)
14. Ю.А. Аветисян, А.И. Зайцев, В.А. Малышев, Е.Д. Трифонов, ЖЭТФ, т.95, 1541, (1989)
15. Ю.А. Аветисян, Е.Д. Трифонов, Оптика и Спектроскопия, т.86, 842, (1999)
16. R. Dingle, D.D. Seil, S.E. Stakowsky, M. Plegems, Phys.Rev.B 4,1211, (1971)
17. H.I. Lozykowski, Phys.Rev.B 48, 17758, (1998)
18. D.G. Thomas, J.J. Hopfield, Phys.Rev., v.128, 2135, (1962)
19. S. Kalliakos, P. Levebvre, T. Taliercio, Phys.Rev.B, v.67, 205307, (2003)
20. П.П. Феофилов, Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов, Физматгиз, 1959, гл. IV, V.
21. В.М. Агранович, М.Д. Галанин "Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах", Москва, Наука, 1978
22. F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt, Phys.Rev.B., 56, p.R10024, (1997)