

# Влияние легирования Eu на сенсibilизацию излучения в структурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs и InGaN/GaN

© В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, Р.В. Кузьмин\*, Э.Ю. Даниловский\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

\* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: vlad.krivol@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 24 июня 2008 г.)

Определена корреляция между спектрами фотолюминесценции и структурными параметрами наноструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN и GaAs/AlGaAs, легированных Eu. Показано, что внедрение редкоземельных ионов (РЗИ) приводит к появлению деформаций решетки (как правило, сжатия). В достаточно совершенных структурах в процессе миграции возбуждения происходит перенос неравновесных носителей на атомные уровни  $^5D_2$ – $^5D_0$  иона Eu. В менее совершенных структурах внедрение РЗИ приводит к образованию изовалентных ловушек в слоях GaN, которые эффективно захватывают неравновесные носители, в результате чего интенсивность фотолюминесценции структуры возрастает на порядок.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 02-07-00854 и программы Президиума РАН „Низкокоррелированные системы“.

PACS: 78.67.De, 78.55.Cr, 61.72.Vv

## 1. Введение

Интенсивные исследования квантово-размерных структур (MQW) на основе III–V-соединений, таких как InGaN/GaN, в течение последних лет показали, что основной проблемой получения приборов с высокими значениями величины квантового выхода излучения является большая величина плотности и неоднородности пространственного распределения локализованных состояний, формирующих сложный потенциальный рельеф. С другой стороны, форма и интенсивность линии люминесценции в различных образцах с квантовыми ямами 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. Варьировать характеристики функции распределения локализованных излучающих состояний позволяет легирование структур редкоземельными ионами, и в таком случае, следовательно, появляется возможность изменять эффективность излучательной рекомбинации.

Кроме того, редкоземельные ионы (РЗИ), введенные в полупроводниковую матрицу, можно рассматривать как оптический зонд, позволяющий идентифицировать тип дефектов и визуализировать процесс переноса электронного возбуждения в полупроводниковой матрице. Поэтому исследование влияния примеси РЗИ на особенности спектров фотолюминесценции структур с квантовыми ямами при различных концентрациях и типах дефектов в них позволит как выявить особенности миграции электронного возбуждения в структурах, так и дать возможность увеличения эффективности работы светоизлучающих приборов.

Целью работы является определение корреляции между процессами миграции электронного возбуждения, определяющими формирование спектра излучения, и структурными параметрами различных по степени неоднородности наноструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN и GaAs/AlGaAs, легированных Eu.

## 2. Эксперимент

Для решения задачи мы использовали структуры с несвязанными квантовыми ямами InGaN/GaN и GaAs/AlGaAs. В системе InGaN/GaN каждый объект исследования представлял собой выращенный методом MOCVD на подложке из сапфира ( $Al_2O_3$ ) набор из пяти квантовых ям InGaN ( $\approx 3$  nm), разделенных барьерами GaN ( $\approx 7.0$  nm) — MQW. Между областью MQW и подложкой ( $Al_2O_3$ ) расположено несколько слоев n-GaN, имеющих суммарную толщину около 3000 nm. В системе GaAs/AlGaAs структуры представляли собой квантовые ямы из GaAs толщиной 5, 7.5, 10 и 20 nm, разделенные барьером AlGaAs толщиной 20.3 nm, выращенные на полуизолирующей подложке GaAs с использованием буферных слоев GaAs общей толщиной 2000 nm. Геометрически каждый образец представлял собой пластину с площадью, равной нескольким квадратным сантиметрам (исходные образцы). Каждый образец разделялся на две части, одна из которых легировалась РЗИ. Легирование структур РЗИ проводилось методом диффузии [1,2]. Спектры фотолюминесценции (PL) образцов изучались при стационарном возбуждении. Оптические измерения выполнялись на дифракционном спектрометре СДЛ-2 с обратной линейной дисперсией 1.3 nm/mm в области краевой люминесценции GaN. Измерения проводились при температуре  $T = 77$  K.

Для корректного сравнения спектров излучения разных структур контролируемые параметры — угол падения луча, интенсивность возбуждающего света, температура измерения, были постоянными.

### 3. Экспериментальные результаты и обсуждение

В настоящей работе исследовались спектры излучения двух специально выращенных серий (по 5 образцов) светодиодных структур с квантовыми ямами InGaN/GaN. Одна серия (образцы типа А) отличалась от второй (образцы типа В) несколько меньшей интенсивностью и большей дисперсией спектрального положения линий излучения из квантовых ям. Спектр фотолюминесценции для всех исследованных образцов с квантовыми ямами InGaN/GaN представляет собой линию в синей области достаточно большой интенсивности и шириной на полувысоте (FWHM) от нескольких десятков до ста  $\text{meV}$ , отвечающую излучению из квантовых ям. На рис. 1 показано несколько характерных спектров из серии нелегированных (исходных) образцов. Все образцы (см. выше) легировались РЗИ. В качестве редкоземельного элемента для дополнительного легирования нами был выбран европий (Eu). Этот выбор основан на результатах наших предыдущих исследований, посвященных изучению спектров люминесценции кристаллов GaN при легировании РЗИ. Действительно, на основании исследований спектров фотолюминесценции (ФЛ) объемных, легированных Eu, кристаллов  $n\text{-GaN}\langle\text{Eu}\rangle$  был обнаружен эффект геттерирования дефектов за счет уменьшения количества оборванных связей и трансформирования глубоких состояний в мелкие [1]. Было 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 [3]. Наши исследования показали, что при легировании структур с квантовыми ямами Eu наблюдается изменение спектра излучения, характер которого определяется типом (А или В) структур с квантовыми ямами InGaN/GaN. Трансформация спектра при легировании структур с квантовыми ямами РЗИ (MQW(RE)) в общем случае заключается в сдвиге (как правило, в коротковолновую сторону) и изменении интенсивности линии люминесценции. Оказалось, что величина сдвига энергии  $E_{\text{QW}}(\Delta E_R)$  и изменение интенсивности ( $\Delta I_R$ ) линии ФЛ коррелирует с параметрами исходных структур типа А и В.

Форма спектра фотолюминесценции обусловлена особенностями функции 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. В таком случае можно

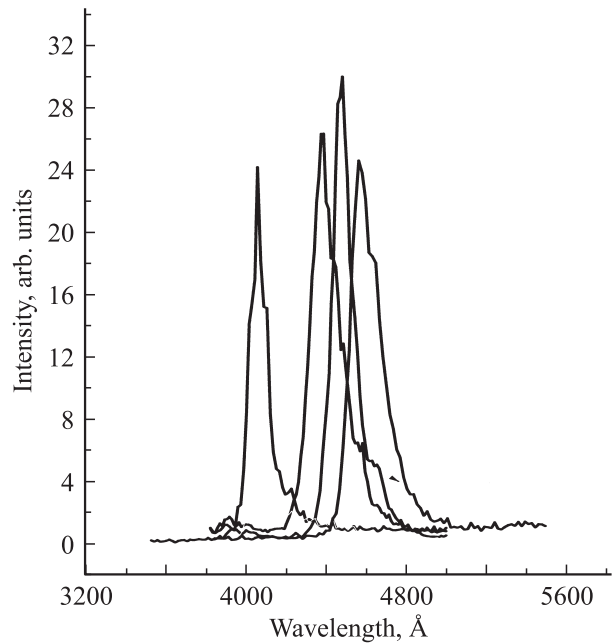


Рис. 1. Характерные спектры фотолюминесценции структур с квантовыми ямами InGaN/GaN.  $T = 77$  К.

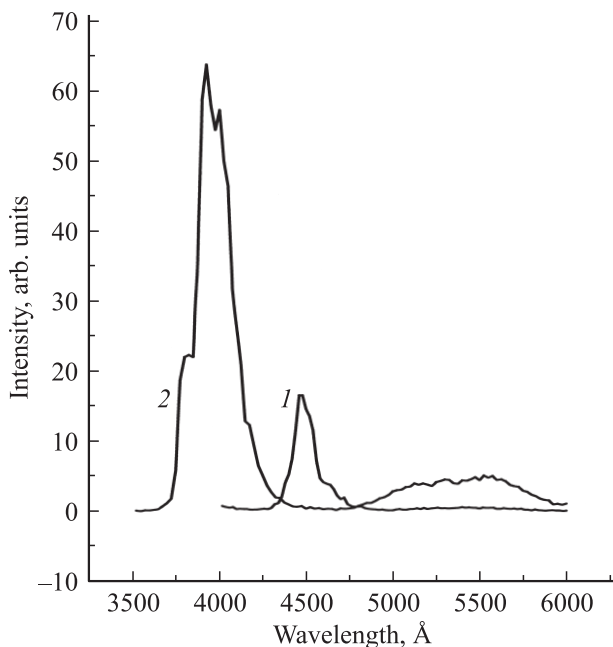
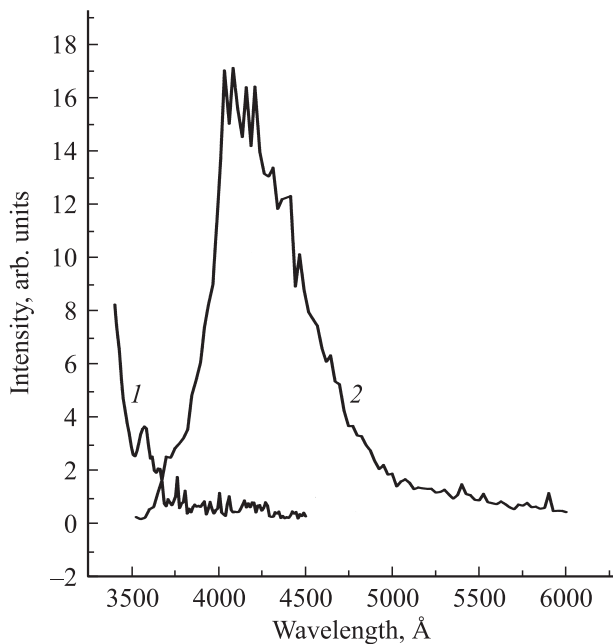


Рис. 2. Изменение спектра фотолюминесценции в результате легирования Eu структур с MQW InGaN/GaN типа А. 1 — спектр исходного образца, 2 — спектр образца, легированного Eu.  $T = 77$  К.

полагать, что при дополнительном легировании структур с квантовыми ямами РЗИ, обладающими необходимым спектром возбужденных состояний в нужной спектральной области, станет возможным вследствие эффекта сенсбилизации управлять изменением эффективности излучения таких структур. Далее рассмотрим



**Рис. 3.** Изменение спектра фотолюминесценции эпитаксиальных слоев  $p$ -GaN в результате легирования Eu. 1 — спектр исходного образца, 2 — спектр образца, легированного Eu.  $T = 77$  K.

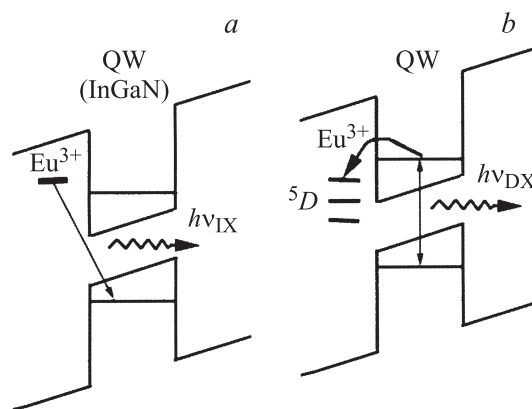
эффект внедрения РЗИ в структуры с квантовыми ямами (MQW(RE)).

В образцах (InGaN/GaN) типа А после легирования Eu практически полностью исчезает линия, отвечающая люминесценции (прямого оптического переходу между уровнями пространственного квантования) из квантовых ям  $E_{QW} = 2.774$  eV (FWHM = 136 meV), и максимум линии излучения оказывается в области длин волн  $\lambda = 3800\text{--}4200$  Å ( $E_R = 3.17$  eV). Эта полоса имеет величину FWHM и интегральную интенсивность излучения в 7 раз больше, чем в исходной структуре (рис. 2). Это положение (и ширина) линии ФЛ соответствует оптическому переходу, в котором как минимум одно состояние находится в слое GaN.

Применительно к эпитаксиальным слоям GaN, которые легированы РЗИ, такая трансформация спектра излучения известна [2,3]. Действительно, легирование ионами Eu кристаллов GaN  $p$ -типа проводимости приводит к резкому увеличению интенсивности излучения в области спектра  $\lambda = 3800\text{--}4200$  Å — рис. 3 (полоса  $B_{RE}$ ). Увеличение интенсивности возникает вследствие переноса возбуждения между уровнями мелких примесей, участвующих в формировании полосы донорно-акцепторной рекомбинации ( $D$ -AP), и уровнями, которые порождаются редкоземельными ионами. Поскольку в соответствии с принятой в настоящее время точкой зрения РЗИ с зарядовым состоянием  $3+$  в соединениях  $A^3B^5$  [4] являются изовалентными примесями, находящимися в катионной подрешетке этих соединений, они порождают ловушки для неравновесных носителей. При рассмотрении влияния изовалентных ловушек (РЗИ) следует

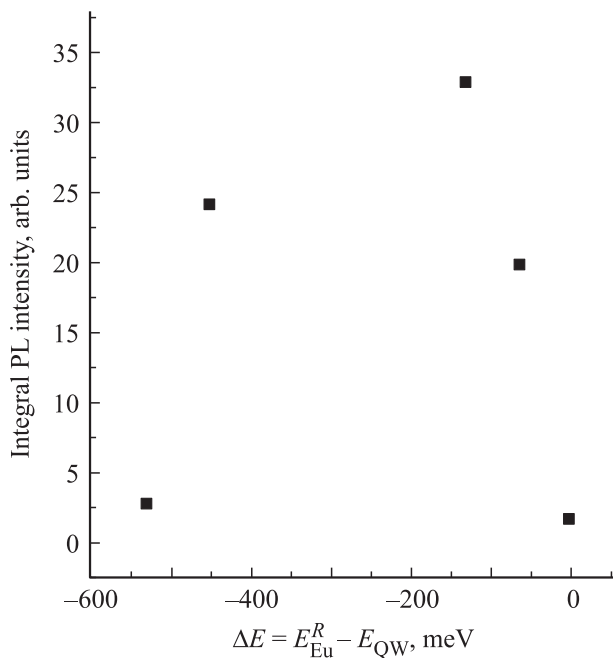
иметь в виду, что величина электроотрицательности (сродства к электрону) Eu и Ga существенно разная. Поэтому на состояниях изовалентной примеси связывается неравновесный (вероятно дырки) носитель с образованием заряженного центра, который затем захватывает носитель противоположного знака. Другими словами, образуется состояние, которое аналогично состоянию изовалентной примеси N в GaP [5]. 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 ионами Eu. В материале  $p$ -типа с большой концентрацией равновесных дырок образуются связанные экситоны, локализованные на изовалентной примеси, вероятность высвечивания (излучательной рекомбинации) которых высока. Это является причиной существенного увеличения интенсивности излучения в области  $\lambda = 3900\text{--}4200$  Å. В материале  $n$ -типа с большой концентрацией дефектов введение Eu приводит только к изменению соотношения между состояниями с большими и малыми радиусами локализации [1]. При этом необходимо отметить, что в слоях  $n$ -GaN достаточно высокого качества легирование Eu практически не приводит к изменениям спектра излучения в области  $\lambda = 3900\text{--}4200$  Å. По-видимому, данный факт является результатом того, что в материале  $n$ -типа концентрация дырок, необходимая для образования достаточной концентрации экситонов, локализованных на изовалентных примесях, мала, вследствие чего полоса  $B_{RE}$  практически не формируется.

В структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN слои GaN представляют собой материал  $n$ -типа. При этом, принимая во внимание суммарные величины толщин слоев (квантовых ям) InGaN (15 nm) и GaN (3000 nm), следует заметить, что внедренные ионы РЗ и обусловленные ими квантовые состояния в основном локализованы в слоях GaN. В этом случае изовалентный центр (ион Eu) эффективно захватывает электрон из слоя

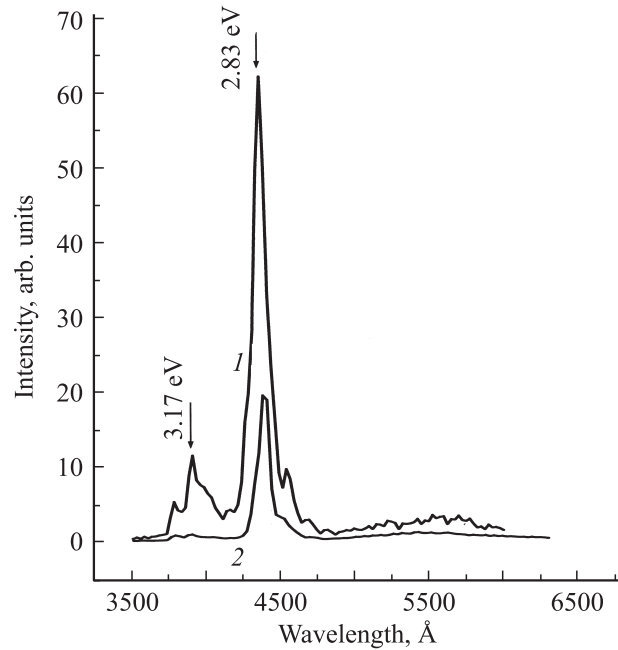


**Рис. 4.** Схематическое представление процессов, отражающих процессы переноса электронного возбуждения между уровнями квантовых ям и состояниями, связанными с ионом Eu.  $a$  — образцы типа А,  $b$  — образца типа В.

(барьера) GaN, а дырку — с уровня пространственного квантования квантовой ямы. Схематично это соответствует пространственно-непрямому переходу (IX) между локализованными состояниями дырок в яме и локализованными состояниями, обусловленными изовалентной примесью Eu в барьере (рис. 4, *a*). Поскольку концентрация дырок, локализованных в квантовой яме, большая и велико сечение захвата этих дырок на изовалентные центры, это и приводит к огромному росту интенсивности линии ФЛ на длине волны  $\lambda = 397$  nm (3.12 eV). Эти же факторы являются причиной исчезновения излучения на длине волны  $\lambda = 446.8$  nm, отвечающего внутриямной (пространственно-прямой переход ДХ), рекомбинации. 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) в исходных образцах и энергией  $E_R$ , отвечающей излучению, которое возникает в слоях GaN после легирования структур Eu. Зависимость интенсивности  $I_R$  в образцах типа *A* от параметра, содержащего величину ( $E_{QW} - E_{Eu}^R$ ), представлена на рис. 5. Эта зависимость свидетельствует о заметном вкладе процессов переноса электронного возбуждения между разными состояниями, которые принимают участие в формировании линии люминесценции в структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN, причем перенос осуществляется, вероятнее всего, в результате резонансного механизма. Из приведенных экспериментальных данных следует, что в структурах типа *A* Eu создает в основном изовалентные центры в слоях *n*-GaN, которые



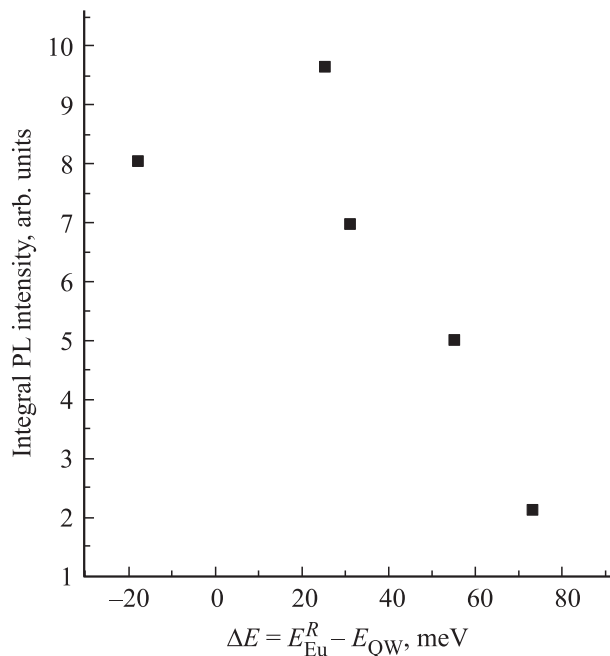
**Рис. 5.** Изменение интегральной интенсивности  $I_R$  линии фотолюминесценции в зависимости от величины разности энергий  $E_{Eu}^R - E_{QW}$ , отвечающих спектральному положению максимума линии излучения в исходных ( $E_{QW}$ ) и легированных Eu ( $E_{Eu}^R$ ) образцах типа *A*.



**Рис. 6.** Изменение спектра фотолюминесценции в результате легирования Eu структур с MQW InGaN/GaN типа *B*. 1 — спектр исходного образца, 2 — спектр образца, легированного Eu.  $T = 77$  K.

заселяются при участии дырочных состояний квантовых ям и формируют интенсивную линию люминесценции. Поскольку структуры типа *A* имеют большое количество разнообразных дефектов, это приводит к большой величине дисперсии энергии, отвечающей положению уровня изовалентной примеси, и в результате к увеличению неоднородного уширения линии люминесценции.

В образцах структур MQW(Eu) типа *B* (с меньшим содержанием дефектов) характер изменения спектра при легировании Eu заметно различается (рис. 6). В этом случае наблюдается существенно меньший (относительно образцов типа *A*) сдвиг линии  $E_{QW}$ . При этом форма и величина FWHM практически не изменяются, а интенсивность линии люминесценции, отвечающей внутриямной рекомбинации, уменьшается, но не исчезает. Сравнительно небольшой сдвиг при сохранении формы и величины FWHM линии указывает на то, что реализуется пространственно-прямой переход между состояниями квантовой ямы (рис. 4, *b*). Есть основание полагать, что сдвиг линии в образцах типа *B* обусловлен возникающей в результате введения РЗИ деформацией решетки. Деформация (сжатие) приводит к сложным эффектам вследствие изменения симметрии кристалла. Однако в случае малых величин деформации результатом является эффективное увеличение ширины запрещенной зоны в  $\Gamma$ -точке, что и приводит к сдвигу всех линий спектра излучения в сторону больших энергий (сжатие) или меньших энергий (растяжение) [6]. Таким образом, в достаточно совершенных (с заметным меньшим содержанием дефектов) образцах типа *B*, легированных РЗИ, сдвиг линии ФЛ квантовых ям в сторону больших энер-



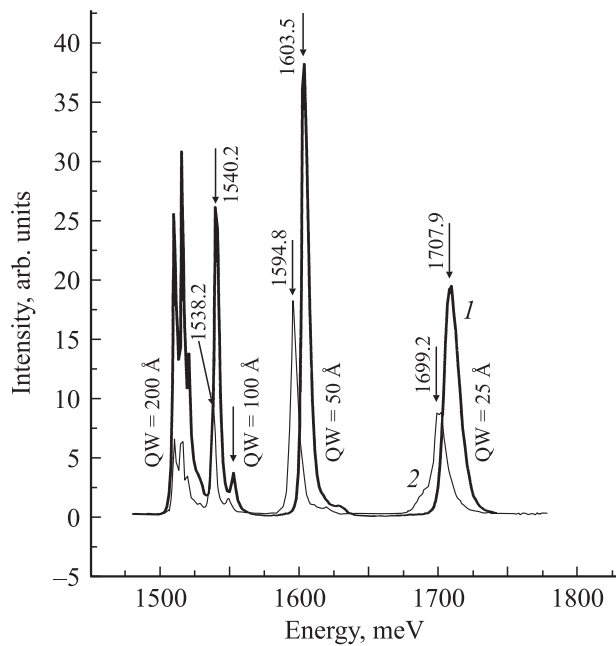
**Рис. 7.** Изменение интегральной интенсивности  $I_R$  линии фотолюминесценции в зависимости от величины разности энергий  $E_{Eu}^R - E_{QW}$ , отвечающих спектральному положению максимума линии излучения в исходных ( $E_{QW}$ ) и легированных Eu ( $E_{Eu}^R$ ) образцах типа *B*.

гий обусловлен деформацией сжатия. Действительно, радиус иона Eu заметно больше, чем радиус Ga на место которого он, как правило, встраивается, и это вызывает деформацию решетки.

Уменьшение интенсивности свидетельствует об уменьшении заселенности излучающих состояний, локализованных внутри ямы. Мы полагаем, что причиной такого изменения заселенности в результате легирования РЗИ является перенос носителей с уровней пространственного квантования на уровни, связанные с Eu. Вероятность переноса носителей зависит (в основном) от двух величин: 1) расстояния ( $R_{DA}$ ) между поставляющим и принимающим состояниями в реальном пространстве; 2) разности энергий ( $E_{QW} - E_{Eu}^R$ ) между этими состояниями. Величина (средняя)  $R_{DA}$  определяется концентрацией РЗИ в образце, и для данной серии образцов (типа *B*) ее можно полагать постоянной. Применительно к энергетическому положению уровней  $E_{Eu}$  необходимо заметить следующее: положение уровней, отвечающих спектру как возбужденных состояний, так и основного состояния иона Eu в GaN известно лишь приблизительно [7]. Кроме того, не исключено, что в результате гибридизации состояний РЗИ с состояниями других дефектов возникают состояния, энергетическое положение которых зависит в том числе от величины сильных встроенных электрических полей, присущих III-нитридам. Однако можно полагать, что энергетическое положение уровней Eu в данном материале (*n*-GaN) при идентичных технологических условиях эксперимента является величиной

постоянной. Поэтому для получения разности энергий ( $E_{QW} - E_{Eu}^R$ ), определяющей вероятность переноса носителей, в эксперименте варьировалось значение  $E_{QW}$  путем подбора образцов с различными значениями  $E_{QW}$  в серии структур, относящихся к типу *B*. Мы использовали подобранные таким образом образцы с целью выяснения особенностей процессов переноса, для чего измерялась интегральная интенсивность линии излучения в структурах, легированных Eu (MQW(Eu)), в зависимости от разности энергий ( $E_{QW} - E_{Eu}^R$ ). Полученная зависимость представлена на рис. 7. Из рисунка видно, что (как и для образцов типа *A*) в легированных Eu структурах *B*-типа существует корреляция между интегральной интенсивностью ( $I_R$ ) линии излучения и величиной  $\Delta E = (E_{QW} - E_{Eu}^R)$ , причем вид зависимости, как и для образцов типа *A*, указывает на резонансный характер переноса возбуждения. В отличие от предыдущего случая (образцы типа *A*) не наблюдается излучения, обусловленного изовалентными ловушками. Данное обстоятельство свидетельствует о том, что реализуется перенос на атомные состояния (core) иона Eu. Поэтому приведенная на рис. 7 зависимость интенсивности от величины  $\Delta E = (E_{QW} - E_{Eu}^R)$  отражает факт переноса носителей на уровни, обусловленные ионами Eu. В какое именно состояние, связанное с ионом Eu, осуществляется миграция и захват (с последующей рекомбинацией) носителей с уровней квантовой ямы, определить трудно. Из того факта, что самыми близкими к величине энергии ( $E_{QW} = 2.79 - 2.89$  eV) внутриямного перехода являются состояния иона Eu ( ${}^5D_2 - E = 2.66$  и  ${}^5D_1 - E = 2.35$  eV) [8] и, принимая во внимание резонансный характер зависимости  $I_R \sim (E_{QW} - E_{Eu}^R)$ , следует, что наиболее вероятно перенос осуществляется в состояния  ${}^5D_2$ ,  ${}^5D_1$  иона Eu. Из сравнения зависимости интегральных интенсивностей от величины ( $E_{QW} - E_{Eu}$ ) двух серий образцов, представленных на рис. 5, 7, видно, что в обоих случаях имеет место зависимость интегральной интенсивности линии ФЛ в структурах MQW(Eu) от величины ( $E_{QW} - E_{Eu}^R$ ). При этом из сравнения спектров после легирования РЗИ (рис. 2, 6) видно, что эволюция спектров имеет общую тенденцию, а именно линия сдвигается в сторону больших энергий. Однако механизмы этого явления различаются: в первом случае (образцы типа *A*) Eu образует изовалентную примесь в слоях GaN, которая захватывает носители из ям, при этом возникает полоса  $B_{RE}$ . Во втором случае (образцы типа *B*) сдвиг линии излучения обусловлен совокупным действием деформации и встроенного электрического поля. Необходимо отметить тот факт, что характер эволюции спектра излучения структур с квантовыми ямами при легировании РЗИ (MQW InGaN/GaN(Eu)) существенным образом зависит от структурных параметров („качества“) исходных структур. Аналогичный результат наблюдается при легировании Eu эпитаксиальных пленок GaN [2].

Для моделирования указанных выше процессов в достаточно совершенных структурах (типа *B*) с кван-



**Рис. 8.** Изменение спектра фотолуминесценции в результате легирования Eu структур с MQW GaAs/AlGaAs. 1 — спектр исходного образца, 2 — спектр образца, легированного Eu.  $T = 77$  К.

товыми ямами InGaN/GaN нами использовались структуры высокого качества GaAs/AlGaAs, выращенные в Ноттингемском университете и состоящие из туннельно-несвязанного набора квантовых ям GaAs шириной (20, 10, 7.5, 5 nm) и барьеров AlGaAs шириной 20 nm. Выбор структур GaAs/AlGaAs обусловлен следующими обстоятельствами: количество дефектов в них мало; квантовые ямы, как и в случае структур InGaN/GaN, являются несвязанными. Структуры GaAs/AlGaAs легировались Eu при технологических условиях, аналогичных использовавшимся для структур InGaN/GaN.

На рис. 8 представлен спектр как исходной структуры GaAs/AlGaAs, так и структуры, легированной Eu. Из сравнения спектров видно, что в результате легирования РЗИ структур GaAs/AlGaAs, как и в случае структур InGaN/GaN типа B, присутствует сдвиг линии ФЛ при сохранении формы и величины FWHM. Сдвиг линии ФЛ как для структур GaAs/AlGaAs, так и InGaN/GaN происходит вследствие возникновения деформации решетки в результате легирования РЗИ. Разная величина сдвига (в структурах InGaN/GaN она значительно больше) объясняется как различными параметрами кристаллической решетки, так и действием электрического поля, возникающего вследствие характерного для III-нитридов пьезоэффекта. Важным различием является то, что в структурах GaAs/AlGaAs, легированных Eu, интенсивность линии ФЛ по сравнению с InGaN/GaN изменяется сравнительно незначительно. Действительно, в структурах InGaN/GaN(Eu) максимальное изменение интенсивности оценивается в 5 раз, а в структурах GaAs/AlGaAs(Eu) — только в 1.7 раза. Такое

заметное различие в изменении интенсивности означает, что во втором случае (GaAs/AlGaAs(Eu)) вероятность уменьшения заселенности излучающих состояний в результате переноса из них носителей в другие состояния  $A_f$  существенно меньше. Причиной уменьшения вероятности переноса является уменьшение плотности конечных состояний  $A_f$  в заданном интервале энергий. Действительно, применительно к состояниям  $A_f$  необходимо заметить следующее: в случае структур InGaN/GaN(Eu) к ним следует отнести состояния Eu ( $^5D_2, ^5D_1 \approx 2.66-2.35$  eV), поскольку интегральная интенсивность внутриямной линии ФЛ зависит от величины  $(E_{QW} - E_{Eu}^R)$  — рис. 7; в случае GaAs/AlGaAs(Eu) энергетическое положение уровней пространственного квантования (1.5–1.7 eV) находится далеко от уровней  $^5D_2, ^5D_1$  иона Eu, и именно поэтому мала вероятность переноса носителей в эти состояния и соответственно меньше изменение интенсивности. Таким образом, из сравнения эволюции спектров структур с квантовыми ямами можно сделать следующие выводы: в достаточно совершенных структурах внедрение РЗИ приводит к появлению деформаций решетки (как правило, сжатия), что обуславливает сдвиг линий ФЛ; в процессе миграции возбуждения происходит (вероятно, резонансный) перенос неравновесных носителей на атомные уровни РЗИ, что порождает уменьшение интенсивности.

Детальная причина того, что при введении Eu в одном случае (образцы типа A) образуются изовалентные ловушки, а в другом (образцы типа B) таких ловушек не возникает, не ясна. Однако, основываясь на результатах предыдущих исследований, следует привести данные, анализ которых позволит приблизиться к пониманию этой проблемы. Действительно, полученные ранее данные с помощью метода мессбауэровской спектроскопии на пленках  $\alpha$ -Si:H, легированных Eu, показали, что при концентрации носителей в полупроводниковой матрице  $< 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  [9] реализуется лишь одно зарядовое состояние —  $\text{Eu}^{3+}$ , а при увеличении концентрации носителей возникают два зарядовых состояния —  $\text{Eu}^{3+}$  и  $\text{Eu}^{2+}$ . Одной из причин образования разных состояний иона Eu, захватывающих неравновесные носители в образцах MQW, является то, что в образцах (InGaN/GaN) разных типов может существенно различаться соотношение между концентрациями  $\text{Eu}^{3+}$  и  $\text{Eu}^{2+}$ . Второй (возможно, связанной с первой) причиной такого различия является то, что в образцах типа B ион Eu, вероятно, не является примесью замещения (находится не на месте Ga). Кроме того, возможно образование различных комплексов, существующих в исходной матрице, дефектов с  $\text{Eu}^{3+}$  и  $\text{Eu}^{2+}$ . Совокупность этих факторов приводит к тому, что в случае образцов типа B ионы Eu не образуют изовалентных ловушек [10], а являются глубокими уровнями безызлучательной рекомбинации. При этом в образцах типа B наблюдается слабая линия ( $\lambda \approx 620$  nm), отвечающая внутрицентровому переходу  $^5D_2 - ^7F_2$  для  $\text{Eu}^{3+}$  и не замечено линий, отвечающих состояниям  $\text{Eu}^{2+}$ . Это означает, что заряд безызлучательно захватывается на состоянии лигандов иона Eu, после чего осуществляется перенос возбуждения (не заряда!) на атомные уровни Eu.

## 4. Заключение

Определена корреляция между спектрами фотолюминесценции и структурными параметрами наноструктур на основе InGaN/GaN, легированных Eu. Показано, что внедрение РЗИ приводит к появлению деформаций решетки (как правило, сжатия). В достаточно совершенных структурах в процессе миграции возбуждения происходит перенос неравновесных носителей на атомные уровни  ${}^5D_2$ ,  ${}^5D_1$  иона Eu. В менее совершенных структурах внедрение РЗИ приводит к образованию изо-валентных ловушек в барьере GaN, которые эффективно захватывают неравновесные носители, в результате чего интенсивность фотолюминесценции структуры возрастает на порядок. Последнее свойство можно использовать для коррекции параметров светодиодных структур и при определенных условиях увеличить эффективность работы светодиодов.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность сотруднику ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН В.В. Лундину и сотрудникам Ноттингемского университета за предоставленные образцы, а также С.А. Басуну за плодотворное обсуждение результатов.

## Список литературы

- [1] В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, А.В. Насонов, С.Н. Родин. ФТТ **45**, 1556 (2003).
- [2] В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, Ю.В. Кожанова, С.Н. Родин. ФТП **40**, 1033 (2006).
- [3] М.М. Мездрогина, В.В. Криволапчук. ФТТ **48**, 1182 (2006).
- [4] H.J. Lozykowski. Phys. Rev. B **48**, 17758 (1993).
- [5] D.G. Thomas, J.J. Hopfield. Phys. Rev. **150**, 680 (1968).
- [6] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. Наука, М. (1972). 584 с.
- [7] C.W. Thiel, H. Cruguel, H. Wu, Y. Sun, G.J. Lapeyre, R.L. Cone, R.W. Equell, R.M. McFarland. Phys. Rev. B **64**, 085 107 (2002).
- [8] J. Heikenfeld, M. Garter, D.C. Lee, R. Birkhahn, A.J. Steckl. Appl. Phys. Lett. **75**, 9, 1189 (1999).
- [9] М.М. Мездрогина, Е.И. Теруков, Н.П. Серегин, П.П. Серегин, И.Н. Трапезникова, Ф.С. Насрединов. ФТП **36**, 1252 (2002).
- [10] D.J. Robbins, P.J. Dean. Adv. In Phys. **27**, 499 (1978).