

Влияние миграции энергии на форму линии излучения в структурах с квантовыми ямами на основе InGaN/GaN

© В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

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

(Поступила в Редакцию 12 января 2006 г.)

Структуры с квантовыми ямами на основе InGaN/GaN с неоднородностями в латеральной плоскости использовались для изучения влияния механизма миграции электронных возбуждений и захвата носителей на формирование линии излучения квантовых ям. Исследованы стационарные и времязрешенные спектры фотолюминесценции в широком спектральном диапазоне при варьировании температуры измерения (4.2, 77, 300 К). Исследована анизотропия (поляризация) излучения в структурах InGaN/GaN с различными неоднородностями. Показана важность процессов обмена возбуждением между неоднородностями для формирования линии излучения системы квантовых ям.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН „Низкоразмерные квантовые структуры“.

PACS: 78.67.De, 78.55.Cr.

1. Введение

Интенсивные исследования гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ, MQW) на основе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ привели к созданию эффективных светоизлучающих диодов на их основе для различных областей спектра [1–4]. При этом существенной особенностью III-нитридов (в частности, MQW $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$) по сравнению с другими соединениями A^3B^5 является совокупность достаточно высокой эффективности излучения и большой концентрации разнообразных дефектов. Дефекты обусловлены тем, что гетероструктуры $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ имеют пространственные неоднородности, вызванные флуктуациями состава твердого раствора InGaN, вплоть до разделения фаз InN и GaN. Вследствие этого эффективность излучения светодиодов в зеленой области спектра (высокое содержание In) часто несколько ниже, чем в синей области спектра (малое содержание In). 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 КЯ. Кроме того, причиной различной эффективности излучения в образцах является наличие заметной концентрации центров безызлучательной рекомбинации (N_{NR}), в том числе обусловленных указанными дефектами. Следует заметить, что зависимость эффективности излучения от N_{NR} отвечает ситуации, когда процесс захвата носителя на центр ограничивается только скоростью энергетических потерь. Однако в кристаллах GaN, как и в наноструктурах InGaN/GaN, вследствие присутствия упомянутых выше неоднородностей возникают препятствия для транспорта неравновесных носителей к центрам безызлучательной рекомбинации, наличие которых уменьшает эффективность излучения. Еще одной существенной

особенностью III-нитридов и структур на их основе является наличие встроенных пьезоэлектрических полей [5–7], которые влияют на характеристики спектров излучения, поглощения и динамику носителей заряда InGaN/GaN [8–11]. Вклад встроенных пьезоэлектрических полей и разнообразных неоднородностей учитывается при описании богатых своим разнообразием спектров излучения структур с набором КЯ в III-нитридах (и в частности в системе InGaN/GaN) [12–16]. Важным является то, что встроенное электрическое поле может влиять на транспорт неравновесных носителей в таких структурах. Действительно, в работе [17] приводятся данные, свидетельствующие об увеличении диффузии неравновесных носителей в латеральной плоскости в результате существования в структурах вертикальных (направление роста — z) пьезоэлектрических полей. В этой связи при интерпретации спектров люминесценции структур с КЯ InGaN/GaN необходимо учитывать транспорт неравновесных носителей в латеральной плоскости. Однако роль механизмов переноса элементарного возбуждения (миграции энергии) между неоднородностями, которые вносят заметный вклад в заселение излучающих состояний и, следовательно, в формирование спектра излучения, изучена недостаточно.

Целью данной работы является экспериментальное исследование влияния процессов миграции энергии на особенности формирования и характеристики спектров излучения структур с КЯ InGaN/GaN.

2. Эксперимент

Для экспериментального моделирования различных ситуаций, реализующихся в структурах (MQW — InGaN/GaN), в настоящей работе исследовались спектры излучения большого ряда образцов с различными параметрами слоев. Во всех случаях объекты исследования

представляли собой выращенные методом MOCVD на подложке из сапфира набор из пяти КЯ, ширина каждой около 2.5 nm, разделенных барьерами около 7.0 nm. Материалом барьера являлся GaN или GaN:Si. КЯ представляли слои твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, где x — процентное содержание In. Спектры фотолюминесценции (PL) и электролюминесценции (EL) образцов изучались как при стационарном, так и при импульсном возбуждении. При этом регистрировались стационарные и задержанные во времени (временноразрешенные) спектры фотолюминесценции при разных температурах и углах φ между осью роста структуры (перпендикулярной плоскости образца z) и оптической осью спектрометра (направлением регистрации PL).

Стационарная фотолюминесценция возбуждалась светом гелий-кадмиевого лазера ($\lambda = 3250 \text{ \AA}$). Для измерения задержанных во времени спектров и процессов затухания использовался импульсный азотный лазер типа ЛГИ-21 с длиной волны излучения $\lambda = 3371 \text{ \AA}$ и длительностью импульса (на полувысоте) $\tau \approx 10 \text{ ns}$. Оптические измерения проводились на дифракционном спектрометре СДЛ-2 с обратной линейной дисперсией 1.3 nm/mm в области краевой люминесценции GaN. Задержанные спектры регистрировались при изменении времени задержки t_d в интервале $t_d = (0-80) \mu\text{s}$ и во временном окне длительностью 5–10 μs . Измерения проводились при температурах $T = 300, 77, 4.2 \text{ K}$. Для корректного сравнения спектров излучения разных структур контролируемые параметры в каждой серии экспериментов — угол падения луча, интенсивность возбуждающего света, температура — были постоянными. При изучении электролюминесценции возбуждение осуществлялось инжекцией либо постоянного, либо импульсного тока.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Исследовались спектры PL и EL большого числа светодиодных структур (LED) с КЯ InGaN/GaN как при стационарном, так и при импульсном возбуждении. Переходя к рассмотрению спектров, необходимо отметить тот общеизвестный факт, что основными характеристиками линии излучения являются спектральное (энергетическое) положение, интенсивность, форма и полуширина (полная ширина на полувысоте — FWHM) линии излучения. Оказалось, что на основании перечисленных характеристик (спектральных критериев) все исследованные образцы можно разделить на несколько групп.

Типичные стационарные спектры PL четырех образцов, относящихся к разным группам, представлены на рис. 1. Эти спектры отражают особенности излучения образцов разных классов и характеризуются различным содержанием индия в слоях, отвечающих КЯ. При этом

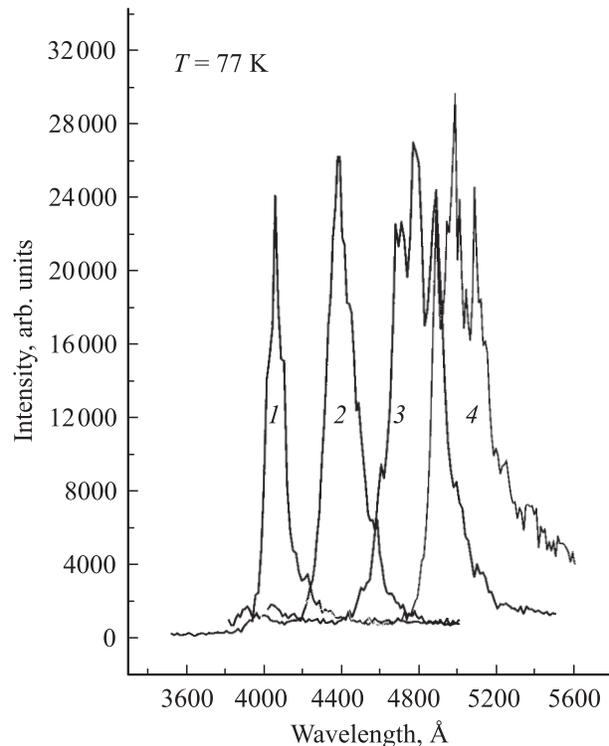


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции структур КЯ InGaN/GaN (образцы 1–4) при непрерывном возбуждении He–Ne-лазером ($\lambda = 325 \text{ nm}$), интенсивность возбуждения W_{ex} максимальная (W_0).

следует отметить следующее: 1) величины интенсивности излучения исследуемых структур могут отличаться друг от друга на порядки при практически одинаковом спектральном положении линии, соответствующей максимальной интенсивности; 2) в зеленой области спектра в образцах с высокой интенсивностью излучения (образцы № 3, 4 на рис. 1) линия PL (MQW) имеет сложную форму. Тем самым заметное различие формы линии излучения означает, что формирование излучения в каждом из этих образцов имеет свои характерные особенности.

Спектральное положение линии PL отвечает рекомбинации носителей, находящихся на уровнях пространственного квантования, и определяется составом твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ КЯ в каждом образце. На это указывает то обстоятельство, что положение линии практически не изменяется в диапазоне температур от 4.2 до 300 K (рис. 2), что и следует ожидать при реализующейся суммарной (для электронов и дырок) высоте барьера (минимальная величина около 300 meV).

Интенсивность, форма и ширина на полувысоте линии излучения в конкретном образце с КЯ определяются заселенностью уровней размерного квантования $N_z(E)$ (направление z) и особенностями функции распределения в латеральной плоскости $F(x, y; E)$. Можно с большой вероятностью полагать, что интенсивность из-

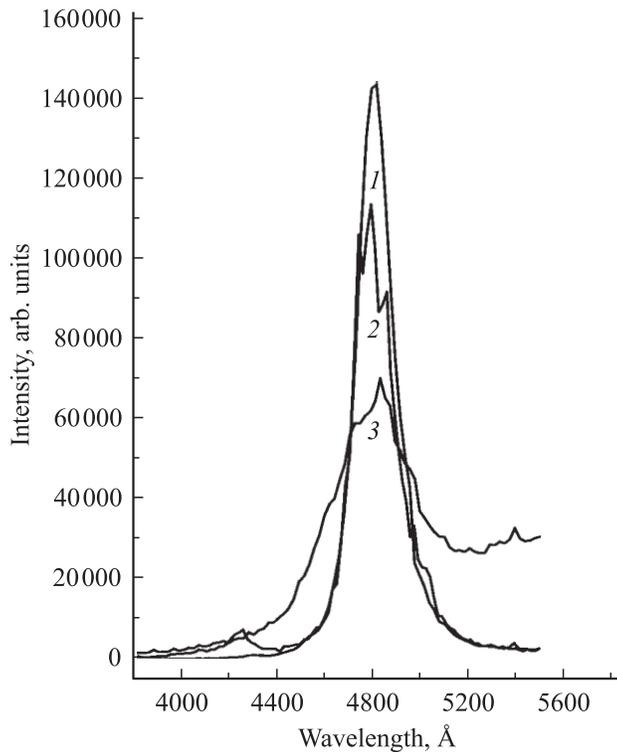


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции при различных температурах T : 1 — 4,2, 2 — 77, 3 — 300 К ($W_{\text{ex}} = W_0$).

лучения из области КЯ определяется $N_z(E)$, а форма линии — видом функции $F(x, y; E)$. Достаточно большая величина FWHM (форма линии описывается функцией распределения Гаусса) указывает на неоднородный характер уширения линии. Существенным фактором, определяющим неоднородную ширину линии излучения, является сложный пространственный рельеф случайного потенциала (в основном в латеральной плоскости x, y), в котором находятся носители (экситоны) в КЯ. Этот случайный потенциал обусловлен как флуктуациями толщины в пределах одного-двух монослоев КЯ, так и электрическим полем примесей в барьерах. Тем самым форма (и величина FWHM) линии излучения отражает вид пространственно-энергетической функции $F(x, y; E)$ распределения излучающих состояний в каждом конкретном образце. В этой связи можно считать вполне естественным увеличение величины FWHM линии при увеличении длины волны излучения от 400 до 500 nm по мере увеличения содержания In в твердом растворе, поскольку при этом возрастает неоднородность кристаллической решетки, обусловленная флуктуациями состава твердого раствора (InGaN), образующего КЯ [3,18]. Флуктуации состава твердого раствора в системе InGaN могут приводить к образованию областей макроскопических размеров — кластеров с отличающимся от среднего составом In в слое (вплоть до разделения фаз InN и GaN). При характерных размерах кластеров ($L > 1 \mu\text{m}$), заметно превышающих радиус экситонов a_{ex} ($L > a_{\text{ex}}$),

экситоны (носители) в результате захвата локализуются на флуктуациях потенциала в пределах каждого кластера. При условии большого количества кластеров в пределах пятна возбуждения спектр излучения будет представлять собой (при определенных условиях) ряд линий в пределах контура неоднородного уширения (рис. 1). При условии ограничения на транспорт возбуждения в латеральной плоскости пространственная компонента функции $F(x, y; E)$ будет иметь выраженный немонотонный характер. В таком случае интенсивность каждой линии будет определяться количеством, а величина FWHM — особенностями пространственно-энергетической функции распределения излучающих состояний в пределах каждого кластера — $F_{\text{cl}}(x, y; E)$ (такое явление наблюдается в КЯ в системе GaAs/AlGaAs, выращенных с прерыванием [19]). Вследствие изложенного выше наличие узких линий в пределах контура неоднородного уширения и соотношение их интенсивностей определяется параметрами кластеров. Это в первую очередь величина $\delta E = E_{\text{QW}} - E_{\text{cl}}$, характеризующая изменение уровня размерного квантования в кластере E_{cl} по отношению к уровню размерного квантования E_{QW} КЯ (однородной в латеральной плоскости). Для ансамбля кластеров, кроме величины энергии локализации δE , особенности формирования и эволюции линии излучения будут определяться размерами кластеров L_{cl} и средним расстоянием между ними ($R_0 = N_{\text{cl}} \text{cm}^{-2}$). Зависимость от $\delta E = E_{\text{QW}} - E_{\text{cl}}$ экспериментально проявляется в различной форме линии излучения при температурах

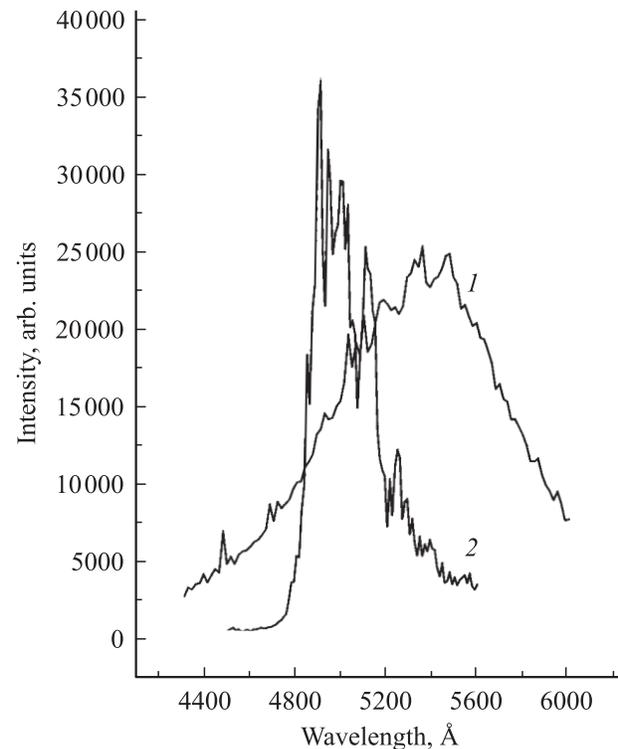


Рис. 3. Линия фотолюминесценции образца № 4 при максимальной интенсивности возбуждения: 1 — $T = 300$, 2 — 77 К.

$T = 77$ и 300 К. Действительно, как показано на рис. 3, формы линии излучения (образец № 4 на рис. 1) при $T = 300$ (а) ($\delta E < k_B T$) и $T = 77$ К ($\delta E > k_B T$) (б) кардинально различаются. Это различие обусловлено изменением величины отношения $\delta E/k_B T$, (где k_B — постоянная Больцмана), от которого (в том числе) зависит вероятность локализации (делокализации) экситонов и носителей и, следовательно, заселенности состояний в пределах кластера.

В диапазоне сравнительно невысоких возбуждений заселенность состояний в первую очередь определяется интенсивностью возбуждающего света (W_{ex}). На рис. 4 представлена эволюция формы линии излучения образца № 4 в зависимости от интенсивности возбуждения при $T = 300$ и 77 К (рис. 4, а и б соответственно). Из сравнения вида эволюции при разных температурах видно, что при $T = 300$ К реализуется ситуация $\delta E < k_B T$, при которой функция $F_{trap}(x, y; E)$, описывающая пространственно-энергетическое распределение ловушек (излучающих состояний), имеет монотонный характер, а при $T = 77$ К наблюдается обратная ситуа-

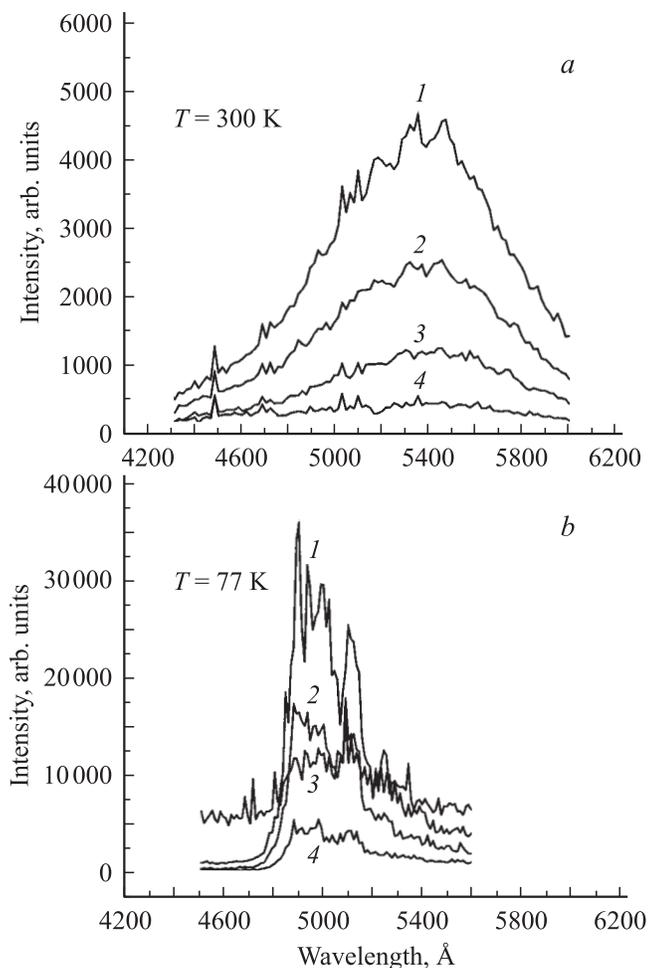


Рис. 4. Форма линии фотолюминесценции образца № 4 при температуре $T = 300$ (а) и 77 К (б) и разных интенсивностях возбуждения W_{ex} : 1 — W_0 , 2 — 0.8 , 3 — 0.5 , 4 — $0.25W_0$.

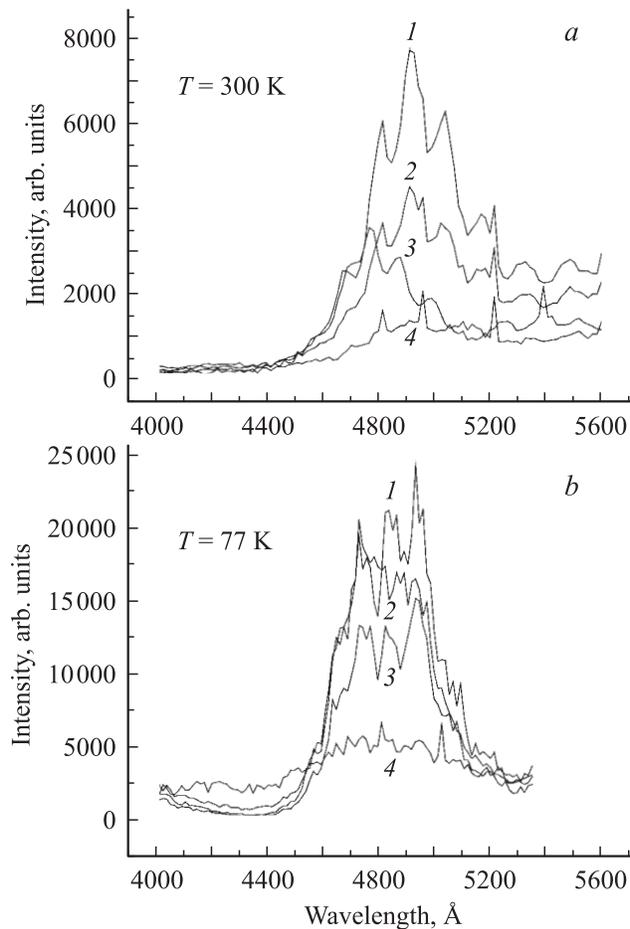


Рис. 5. Форма линии фотолюминесценции образца № 3 при температуре $T = 300$ (а) и 77 К (б) и разных интенсивностях возбуждения W_{ex} : 1 — W_0 , 2 — 0.8 , 3 — 0.5 , 4 — $0.25W_0$.

ция $\delta E > k_B T$, и немонотонная $F_{trap}(x, y; E)$. Ситуация, отличная от предыдущего случая, реализуется в другом образце (№ 3). При высокой температуре ($T = 300$ К) его линия излучения (в отличие от предыдущего случая) уже имеет тонкую структуру. Зависимость PL от интенсивности возбуждения для этого образца представлена на рис. 5 при $T = 300$ и 77 К. При температуре $T = 77$ К величина $\delta E > k_B T$, локализация увеличивается и миграция экситонов (носителей) затруднена. Поэтому при малой интенсивности возбуждения заселяется только небольшая часть излучающих состояний и в пределах неоднородного контура наблюдается только одна широкая линия (кривая 1 на рис. 5). При $T = 77$ К повышение интенсивности возбуждения (W_{ex}) приводит к тому, что, начиная с некоторой пороговой величины W_{ex}^{th} , в пределах контура неоднородного уширения возникает ряд сравнительно узких интенсивных линий. Это свидетельствует в пользу того, что в формировании излучения (как и в предыдущем случае) важную роль играют кластеры в латеральной плоскости и особенности кинетики неравновесных носителей, которая определяет заселение излучающих состояний в этих кластерах.

Для выяснения влияния особенностей кинетики неравновесных носителей на формирование линии излучения исследовалась эволюция времяразрешенных спектров люминесценции упомянутых выше образцов при возбуждении импульсным (азотным) лазером и изменением времени задержки t_d . При этом выяснились следующие особенности поведения формы линии излучения: во всех образцах наблюдается длительное послесвечение (наличие спектра) при $t_d \geq 10 \mu\text{s}$; при равной (специально подобранной) интенсивности импульсного (N_2 -лазер) и непрерывного (He-Cd -лазер) возбуждения. При этом следует отметить тот факт, что в различных образцах эволюция формы линии при изменении времени задержки t_d является различной. В одном случае наблюдается сдвиг линии в сторону меньших энергий, а в другом случае в пределах контура неоднородного уширения наблюдается дублетная структура. Сдвиг линии при увеличении времени задержки t_d означает релаксацию возбуждения по ряду локализованных состояний в сторону меньших энергий, как это наблюдается в твердых растворах в случае соединений A^2B^6 [20] и донорно-акцепторной рекомбинации [21]. Наблюдаемый сдвиг линии в сторону больших энергий указывает на присутствие фактора, ограничивающего направление релаксации.

Ключом к пониманию этой ситуации является известное свойство III-нитридов, а именно наличие спонтан-

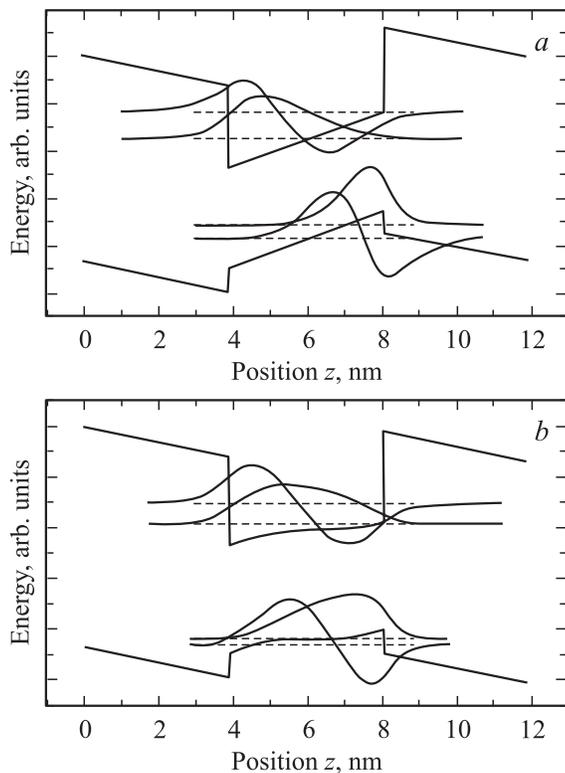


Рис. 6. Энергетическая схема структур с КЯ и огибающих волновых функций носителей в присутствии встроенных электрических полей различной величины (а и б) согласно [7].

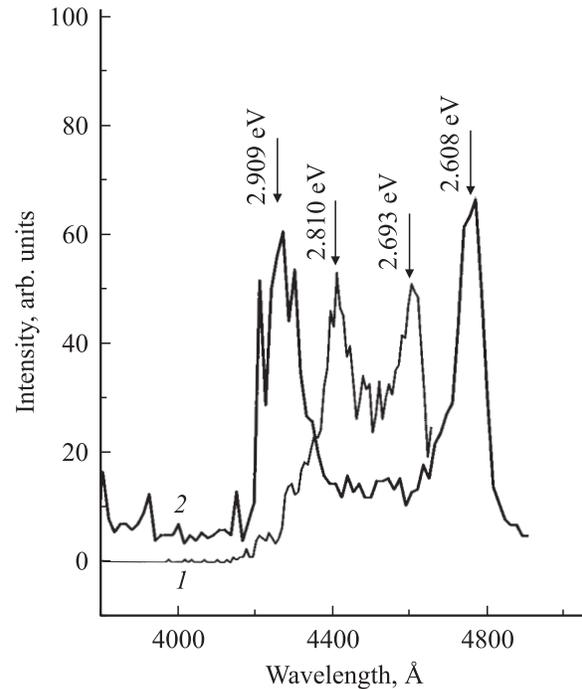


Рис. 7. Изменение величины спектрального интервала между компонентами дублета при варьировании температуры измерения: спектр 1 — $T = 77$, 2 — 4.2 K ; $t_d = 60 \mu\text{s}$.

ных пьезоэлектрических полей [6,7]. Поэтому, прежде чем переходить к анализу особенностей эволюции спектров в образцах с КЯ, обратимся к общей энергетической схеме КЯ при наличии поперечного электрического поля (перпендикулярного слоям) (рис. 6). Этот рисунок иллюстрирует ситуацию, возникающую в структуре при наличии электрического поля. Если величина напряженности поля F_{pz} достаточно велика, то это приводит к центрированию волновых функций вблизи гетерограниц, что порождает изменение (увеличение) вероятности локализации носителей на случайном потенциале гетерограниц. В таком случае дублетная форма линии излучения в задержанных спектрах (рис. 7) свидетельствует о наличии встроенного электрического поля, влияющего на заселение локализованных состояний, а спектральный интервал между линиями дублета отражает эффективную величину этого поля. Величина пьезоэлектрического поля по определению зависит от механических напряжений, существующих в образце. В свою очередь величина механического напряжения (пьезоэлектрического поля) зависит от температуры образца. В таком случае следует ожидать, что изменение величины механического напряжения в зависимости от температуры может привести к изменению пьезоэлектрического поля и как следствие к изменению вида задержанных спектров PL. Действительно, при изменении температуры от 77 до 4.2 K и как следствие при увеличении напряженности встроенного пьезоэлектрического поля (F_{pz}) в образцах наблюдается увеличение спектрального

интервала между компонентами дублета. Кроме того, эффективную величину электрического поля в КЯ можно изменить: 1 — варьируя уровень возбуждения (W_{ex}), определяющего вследствие разной концентрации инжектированных носителей величину экранирования поля; 2 — приложением к структуре с КЯ обратного электрического поля V_b (величина обратного смещения V_b). В этих случаях изменение эффективного электрического поля внутри структуры приводит к изменению формы линии в задержанных спектрах люминесценции, которое сводится к заметному уменьшению интенсивности одной линии дублета [15].

В условиях непрерывного возбуждения характер изменения формы неоднородно уширенной линии PL в зависимости от W_{ex} (рис. 4 и 5) другой. А именно в отличие от случая импульсного возбуждения не изменяется соотношение между интенсивностями отдельных линий в пределах неоднородно уширенной линии PL. Наблюдается пороговое изменение формы линии в зависимости от W_{ex} при $T = 77$ К. Такое изменение формы линии в зависимости от W_{ex} свидетельствует об изменении заселенности различных кластеров. Из сравнения формы линии излучения при разных температурах (77 и 300 К) в зависимости от W_{ex} видно, что эволюция формы линии определяется величиной $\delta E/k_B T$, от которой зависит перенос электронных возбуждений между неоднородностями. Поэтому при рассмотрении процессов формирования линий излучения необходимо принимать во внимание процессы миграции энергии (возбуждения), которые вносят вклад в заселение излучающих состояний.

Миграция энергии (перенос возбуждения) при определенных условиях оказывает влияние на величину степени линейной поляризации люминесценции P_{lin} [22]. С целью исследования этого эффекта измерялась величина линейной поляризации, которая определялась из выражения $P_{\text{lin}} = (I_x - I_y)/(I_x + I_y)$, где I_x и I_y — компоненты интенсивности люминесценции с электрическим вектором, направленным вдоль осей x и y соответственно (направление наблюдения вдоль оси z). Для исключения эффектов выстраивания возбуждение осуществлялось неполяризованным светом.

В результате было обнаружено, что излучение, возникающее в КЯ, обладает линейной поляризацией. При этом величина P_{lin} не зависит от угла между волновым вектором возбуждающего (излучаемого) света и осью C_{6v} (осью z). 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 $N_{\text{ne}} (\sim W_{\text{ex}})$, температуры ($U_{\text{ph}}/k_B T$) и

расстояния R_0 в латеральной плоскости между неоднородностями, зависящего от средней концентрации кластеров N_{cl} . Поскольку U_{ph} и R_0 в разных образцах отличаются, зависимость P_{lin} от W_{ex} и T отражает особенности миграции возбуждения в каждом образце.

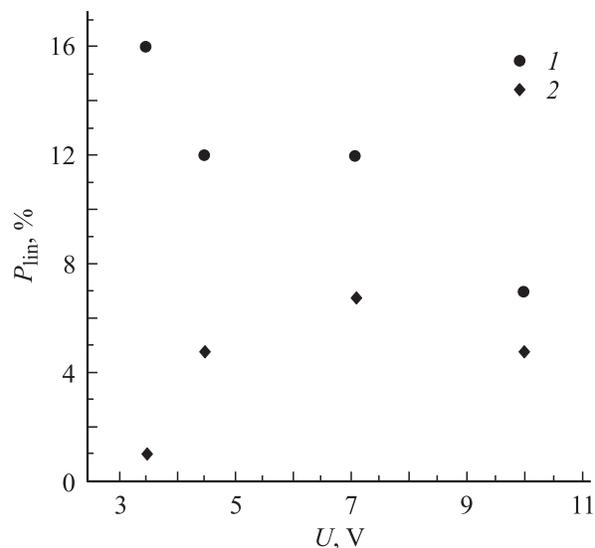


Рис. 8. Степень линейной поляризации (P_{lin}) линии электролюминесценции образца № 3 в зависимости от приложенного прямого смещения (инжекции) при $T = 300$ (1) и 77 К (2).

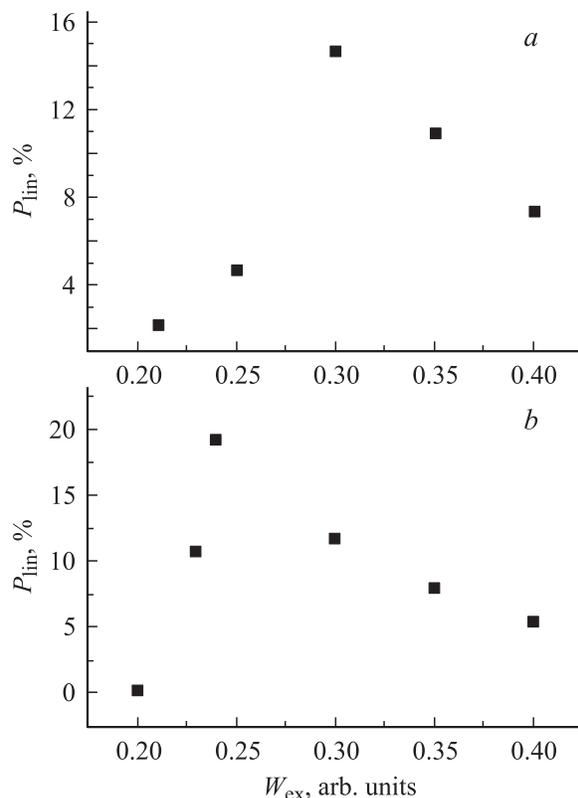


Рис. 9. Степень линейной поляризации (P_{lin}) линии фотолюминесценции образца № 3 (a) и 4 (b) при 77 К.

Для электролюминесценции зависимость P_{lin} от W_{ex} для температур 77 и 300 К образца № 3 приведена на рис. 8. 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 InGa_{1-x}N, в формировании линии излучения структур с КЯ InGa_{1-x}N/GaN. В случае фотолюминесценции зависимость P_{lin} от W_{ex} при $T = 77$ К для двух образцов (№ 2 и 4) представлена на рис. 9. Как видно из рис. 9, P_{lin} сначала увеличивается, а затем уменьшается с увеличением интенсивности возбуждения, но наибольшее значение P_{lin} , после которого начинается деполяризация, соответствует различным значениям W_{ex} . Разные значения W_{ex} , с которых начинается деполяризация излучения, вероятно, обусловлены различным значением уровня протекания в этих образцах. Поскольку деполяризация люминесценции происходит вследствие усреднения распределения возбужденных состояний, относящихся к различным неоднородностям [23], в образцах с меньшим количеством неоднородностей среднее расстояние R_0 между ними больше, и вследствие этого вероятность миграции меньше, а величина P_{lin} больше, чем в образцах с большим количеством неоднородностей (меньшим R_0). Другими словами, различная величина P_{lin} при одинаковой интенсивности возбуждения W_{ex} отражает известный для растворов [24] эффект концентрационной деполяризации, возникающий в результате миграции энергии.

4. Выводы

Таким образом, разнообразие спектров люминесценции определяется неоднородным пространственно-энергетическим распределением неравновесных носителей, обусловленным различием пространственного распределения и типом структурных неоднородностей, эффективным электрическим полем и процессами переноса возбуждения как к излучающим состояниям, так и от них к диссипативной подсистеме. На основании исследования поляризации линии излучения MQW в структурах, имеющих различные величины R_0 и $\delta E/k_B T$, можно сделать вывод о том, что разное значение $P_{\text{lin}} \sim W_{\text{ex}}$ свидетельствует о том, что миграция энергии обусловлена процессами с переносом заряда. Форма линии PL КЯ 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.

Авторы признательны В.В. Лундину за предоставленные образцы.

Список литературы

- [1] S. Nakamura, S.F. Chichibu. Introduction to Nitride Semiconductor Blue Lasers and Light Emitting Diodes. Taylor & Francis, N. Y. (2000).
- [2] H. Morkoc. Nitride Semiconductors and Devices. Springer Ser. Mater. Sci. **32**, Springer, Berlin (1999). Vol. 32.
- [3] Yung-Chen Cheng, En-Chiang Lin, Cheng-Ming Wu, C.C. Yang, Jer-Ren Yang, Adreas Rosenauer, Kung-Jen Ma, Shin-Chen Shi, L.C. Chen, Chang-Chi Pan, Jen-Inn Chyi. Appl. Phys. Lett. **84**, 2506 (2004).
- [4] C. Skierbiszewski, Z.R. Wasilewski, M. Siewek, A. Feduniewicz, P. Perlin, P. Wisniewski, J. Borysiuk, I. Grzegory, M. Leszczynski, T. Suski, S. Porowski. Appl. Phys. Lett. **86**, 011 114 (2005).
- [5] M. Leroux, N. Grandjean, M. Laugt, J. Massies, B. Gil, P. Lefebvre, P. Bigenwald. Phys. Rev. B **58**, R13371 (1998).
- [6] Y.D. Jho, J.S. Yahng, E. Oh, D.S. Kim. Phys. Rev. B **66**, 035 334 (2002).
- [7] S. Kalliakos, P. Levebvre, T. Taliercio. Phys. Rev. B **67**, 205 307 (2003).
- [8] Yukio Narukawa, Yochi Kawakami, Shizuo Fujita, Shigeo Fujita, Shuji Nakamura. Phys. Rev. B **55**, R1938 (1997).
- [9] Akihiro Satake, Yasuake Masumoto, Takao Miyajima, Tsunenori Asatsuma, Fumihiko Nakamura, Masao Ikeda. Phys. Rev. B **57**, R2041 (1998).
- [10] Jin Seo Im, H. Kollmer, J. Off, A. Sohmer, F. Scholz, A. Hangleiter. Phys. Rev. B **57**, R9435 (1998).
- [11] W. Chow, M. Kira, S.W. Koch. Phys. Rev. B **60**, 1947 (1999).
- [12] K.S. Ramaiah, Y.K. Su, S.J. Chang, C.H. Chen, F.S. Juang, H.P. Liu, I.G. Chen. Appl. Phys. Lett. **85**, 401 (2004).
- [13] В.Е. Кудряшов, А.Э. Юнович. ЖЭТФ **124**, 1133 (2003).
- [14] X.A. Cao, S.D. Arthur. Appl. Phys. Lett. **85**, 3971 (2004).
- [15] В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина. ФТТ **47**, 1338 (2005).
- [16] F. Widmann, J. Simon, B. Daudin, G. Feuillet, J.L. Rouviere, N.T. Pelekanos, G. Fishman. Phys. Rev. B **58**, R15989 (1998).
- [17] S.J. Xu, Y.Y. Wang, Q. Li, X.H. Zhang, W. Liu, S.J. Chua. Appl. Phys. Lett. **86**, 071 905 (2005).
- [18] W. Lu, C.R. Li, Z. Zhang. Appl. Phys. Lett. **86**, 041 902 (2005).
- [19] F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt. Phys. Rev. B **56**, R10024 (1997).
- [20] S. Permogorov, A. Reznitsky, S. Verbin, V. Lysenko. Solid Stat. Commun. **47**, 5 (1983).
- [21] D.G. Thomas, J.J. Hopfield, W.N. Augutyaniak. Phys. Rev. **140**, 202 (1965).
- [22] В.М. Агранович, М.Д. Галанин. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. Наука, М. (1978). Гл. II, § 1.
- [23] П.П. Феофилов. Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов. Физматгиз (1959). Гл. IV, V.
- [24] Н.Д. Жевандров. ДАН СССР **83**, 677 (1952).