

Особенности катодолюминесцентных спектров квантовых ям AlInGaN, вызванные влиянием фазового распада и внутренних электрических полей

© Я.В. Кузнецова*, В.Н. Жмерик*, Д.В. Нечаев*, А.М. Кузнецов⁺, М.В. Заморянская*

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

⁺ Санкт-Петербургский Академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий
Российской академии наук,
195220 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: yana@mail.ioffe.ru

(Получена 9 декабря 2015 г. Принята к печати 17 декабря 2015 г.)

Исследованы особенности спектров катодолюминесценции в гетероструктурах AlInGaN, вызванные влиянием фазового распада и внутренних электрических полей, наблюдаемые при варьировании плотности возбуждения катодолюминесценции. Показано, что эволюция вида спектра катодолюминесценции и изменение спектрального положения полос излучения наноразмерных слоев при изменении плотности тока первичного электронного пучка позволяет идентифицировать присутствие фазового распада в слое, а в случае его отсутствия — оценить величину электрического поля в активной области структуры.

1. Введение

Светоизлучающие диодные структуры на основе широкозонных соединений нитридов третьей группы (III-N) широко используются в качестве высокоэффективных источников спонтанного излучения в видимом (синезеленом) ($\lambda = 400\text{--}525$ нм) и ближнем ультрафиолетовом (УФ) ($\lambda = 360\text{--}400$ нм) диапазонах. Рабочие длины волн этих приборов определяются главным образом параметрами одиночных или множественных квантовых ям (КЯ) InGaN/GaN и GaN/AlGaN в активных областях соответствующих диодных гетероструктур. Однако эффективность и выходные мощности этих приборов резко снижаются при изменениях состава КЯ с целью расширения спектрального диапазона работы приборов как в сторону больших длин волн вплоть до $\lambda = 1800$ нм, так и в сторону меньших длин волн в УФ-диапазоне до $\lambda = 200$ нм [1].

Исследования последних лет показали, что люминесценция КЯ в соединениях III-N, в отличие от других полупроводников, определяется не только квантово-размерными эффектами в КЯ, но и сложным образом зависит от различных структурных характеристик материала. К ним в первую очередь относятся характеристики локализации носителей заряда в неоднородном потенциальном рельефе, развивающемся в различных направлениях при флуктуациях состава и толщин слоев твердых растворов тройных соединений в КЯ (прежде всего в InGaN) вследствие развития явлений фазового распада, упорядочивания, а также сегрегации индия на различных дефектах (прорастающих дислокациях, поверхностных дефектах и др.) [2–6]. Кроме того, в соединениях III-N вюрцитной модификации важно учитывать наличие спонтанной и пьезоэлектрической поляризации, которые зачастую приводят к высокой напряженности внутреннего электрического поля (~ 1 МВ/см) в гете-

роструктурах [1,7]. Это поле обуславливает квантово-размерный эффект Штарка (КРЭШ), смещающий излучение в диапазон больших длин волн и уменьшающий вероятность рекомбинации электронно-дырочных пар в КЯ [7].

Из сказанного следует, что при исследованиях люминесцентных свойств КЯ в соединениях III-N недостаточно простых измерений энергии перехода с фиксированными параметрами как самой КЯ, так и ее возбуждения. Поэтому, как правило, при таких исследованиях измеряются зависимости энергии перехода в КЯ от варьируемых параметров — ширины и(или) состава КЯ [8], плотности возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) [9,10], внешнего напряжения [11–15].

Изучение спектров катодолюминесценции (КЛ) активно используется для изучения оптических свойств III-N соединений. Достоинством этого метода является возможность исследования оптических свойств структур с КЯ с пространственным разрешением в ростовом и латеральных направлениях при изменениях энергии пучка и сканировании поверхности образца соответственно. Кроме того, с помощью этого метода возможно изучение люминесцентных спектров при изменении плотности возбуждения в широком диапазоне значений. Однако опубликовано сравнительно немного работ, в которых особенности КЛ III-N структур изучались при варьировании плотности возбуждения или внешнего напряжения [16–21]. Необходимо также отметить, что в большинстве работ изучалось поведение спектров КЛ при подаче смещения на светодиодную гетероструктуру с p - n -переходом.

В данной работе с помощью измерений спектров КЛ при различной плотности возбуждения изучаются оптические свойства гетероструктур с одиночными и множественными КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ ($x = 0.10\text{--}0.15$) и $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{N}$ (без p - n -переходов), которые

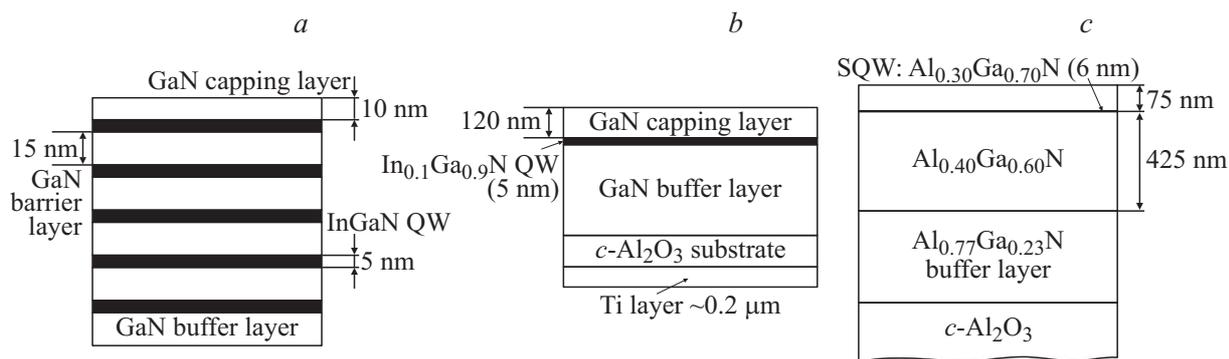


Рис. 1. Принципиальные схемы структуры A#S5QW (a), B#190 (b), C#597 и D#586 (c).

имели различные плотности дефектов, планарность интерфейсных границ. Полученные результаты используются для оценки однородности состава и толщин КЯ, а также численного расчета внутренних поляризационных полей в КЯ.

2. Методика эксперимента

Схемы исследовавшихся четырех структур с КЯ приведены на рис. 1. Структура B#190 выращивалась методом плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксии (ПА МПЭ) и состояла из одиночной КЯ $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$, расположенной в GaN на глубине 100 нм. Структура A#S5QW была выращена с помощью метода газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений и состояла из пяти КЯ $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$, разделенных барьерами GaN. Описание этих структур и технологий их роста приводится в работе [22].

Структуры с одиночными КЯ $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$ толщиной 6 нм, расположенными в барьерных слоях $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{N}$ на глубине 75 нм, выращены с помощью метода ПА МПЭ и имели различное качество интерфейсов активной области. В структуре C#597, выращенной в условиях двухмерного механизма роста, наблюдались планарные интерфейсные границы в КЯ. В то же время в структуре D#586, выращенной в условиях трехмерного механизма роста, все интерфейсные границы в КЯ были непланарными. Рост, структура и характеристики ФЛ этих КЯ подробно описываются в работе [23].

Для характеристики образцов методами рентгено-спектрального микроанализа (РСМА) использовалась установка „Сamebaх“ (Сameca, France), оснащенная четырьмя рентгеновскими волновыми спектрометрами. Для регистрации спектров КЛ использовалась система, описанная в [24]. Система позволяет проводить измерения в спектральном диапазоне 0.9–6.0 эВ с разрешением 0.1 нм в УФ и видимом диапазонах. Система КЛ совмещена с установкой РСМА, что позволяет проводить одновременные измерения обоими методами в одном и том же микрообъеме исследуемого образца. Энергия электронного пучка в экспериментах варьировалась в

пределах 1–20 кэВ при токе электронного пучка от 0.01 до 300 нА.

Важно отметить, что для оценки величины электрического поля необходимо знать состав КЯ с достаточно высокой точностью для расчета зонной структуры. В этих случаях использовалась разработанная методика РСМА [22] по определению состава одиночных и множественных КЯ.

Для оценки концентрации свободных носителей заряда, создаваемой электронным пучком, использовалась модель, согласно которой средняя энергия образования электронно-дырочной пары равна утроенному значению ширины запрещенной зоны [25]. Тогда для расчета концентрации свободных носителей заряда в единицу времени можно воспользоваться следующей формулой:

$$n = \frac{It}{qV} \frac{E}{3E_g},$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, E — энергия электронного пучка, I — ток электронного пучка, V — объем области возбуждения, t — время жизни носителей, $q = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл — заряд электрона. Изменяя условия эксперимента (ток электронного пучка, его диаметр и глубину проникновения электронов), можно варьировать создаваемую концентрацию свободных носителей заряда в AlInGaN от $\sim 10^{11}$ до $\sim 10^{20}$ cm^{-3} .

Изображения просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) были получены на электронном микроскопе EM-420 (энергия электронного пучка 100 кэВ) и JEOL 2100A (энергия электронного пучка 200 кэВ). Образцы были подготовлены по общепринятой процедуре предварительного утонения с помощью механического шлифования–полирования. Измерения методом рентгеновской дифракции (РД) проводились на дифрактометре высокого разрешения D8 Discover фирмы „Bruker“.

3. Результаты и обсуждение

При изучении зависимости спектров КЛ от плотности возбуждения необходимо различать вклады различных

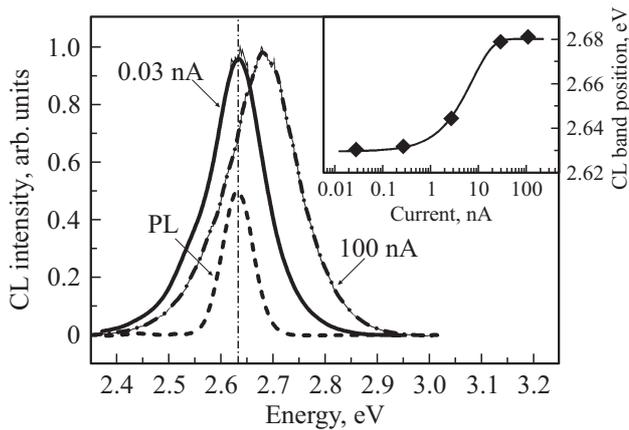


Рис. 2. Синий сдвиг положения максимума КЛ структуры A#S5QW при увеличении плотности возбуждения и сравнение со спектром фотолюминесценции (PL). На вставке — зависимость положения максимума КЛ от плотности возбуждения (тока пучка).

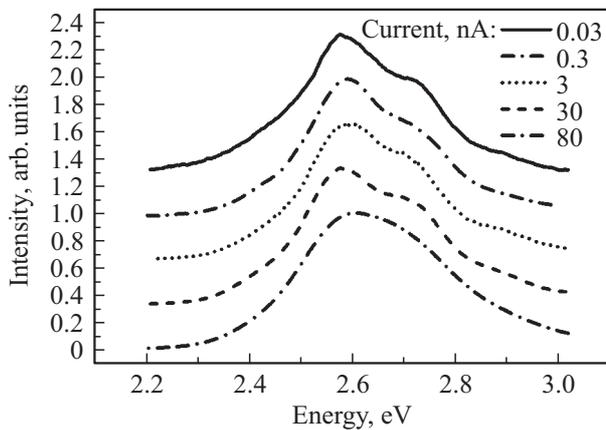


Рис. 3. Спектры КЛ структуры V#190 с одиночной КЯ при различной плотности возбуждения (токе пучка).

факторов. Вид спектров КЛ в нитридных полупроводниках определяется главным образом неоднородностями состава и толщин КЯ. Далее будет показано, как исследование спектров КЛ позволяет сделать вывод о природе полос КЛ и степени однородности КЯ.

На рис. 2 и 3 представлены результаты, полученные на структурах A#S5QW и V#190. В работе [22] с помощью ПЭМ и РД было детально показано, что структура A#S5QW характеризуется высокой однородностью состава и толщин КЯ вследствие отсутствия фазового распада в КЯ InGaN с относительно небольшим содержанием In (15 мол%) и значительными упругими (сжимающими) напряжениями, низкой плотностью объемных дефектов (прежде всего прорастающих дислокаций) в активной области ($< 10^9 \text{ см}^{-2}$).

На рис. 3 приводится спектр КЛ структуры A#S5QW, который состоит из одной полосы люминесценции с полушириной $\sim 120 \text{ мЭВ}$. Из спектра видно, что в этой структуре наблюдается синий сдвиг максимума

люминесценции на $\sim 50 \text{ мЭВ}$ при увеличении плотности возбуждения с 0.03 до 100 нА, что соответствует возрастанию концентрации носителей заряда от 10^{13} до 10^{17} см^{-3} . Спектральное положение максимума КЛ при минимальной плотности возбуждения совпадает с положением максимума ФЛ. При этом не наблюдалось заметного увеличения полуширины полосы КЛ при высокой плотности возбуждения, что означает, что наблюдавшийся сдвиг не связан с переходами с более высоких уровней в КЯ.

Совершенно иная зависимость от плотности тока возбуждения, как показано на рис. 2, наблюдалась для спектров КЛ структуры V#190 с одиночной КЯ $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$. Во-первых, эти спектры КЛ характеризовались значительной полушириной ($\sim 330 \text{ мЭВ}$) и структурированностью полос, что позволяет утверждать об усилении флуктуирующего потенциала в КЯ, приводящего к локализации носителей заряда в областях с повышенным содержанием индия. Во-вторых, при увеличении плотности возбуждения от 0.03 до 80 нА, соответствующем возрастанию концентрации носителей заряда от $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ до 10^{17} см^{-3} , наблюдалось увеличение относительной интенсивности более высокоэнергетических полос спектра.

Такое поведение спектров можно объяснить неоднородным распределением In в КЯ и относительно небольшой концентрацией областей с повышенной концентрацией In [26]. Действительно, в этих условиях при увеличении плотности возбуждения наблюдается насыщение интенсивности люминесценции из областей с повышенным содержанием In, которые связаны с низкоэнергетическими полосами спектра КЛ, и усиление коротковолновой КЛ. При этом не происходит смещение положения максимума полос КЛ, которое могло бы быть вызвано экранированием внутренних электрических полей [27].

Наблюдаемое неоднородное распределение In в КЯ структуры V#190 связано, скорее всего, с высокой плотностью различных дефектов в этих структурах и с плотностью прорастающих дислокаций (согласно данным ПЭМ) в активной области $10^{10} - 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Данная структура была выращена ПА МПЭ на стандартных подложках $c\text{-Al}_2\text{O}_3$ с использованием тонких ($\sim 1 \text{ мкм}$) буферных слоев GaN без дополнительных мер по снижению этих дислокаций. Действительно, имеется несколько теоретических [2] и экспериментальных работ [3–6], в которых описывается перераспределение In вокруг прорастающих дислокаций и других дефектов. По видимому, в структуре V#190 произошло образование отдельных островков с повышенным и пониженным содержанием In с характерным размером значительно меньше 10 нм.

Таким образом, сравнение спектров КЛ при различной плотности возбуждения позволяет определять наличие неоднородностей состава и толщин в активной области гетероструктур с КЯ InGaN/GaN.

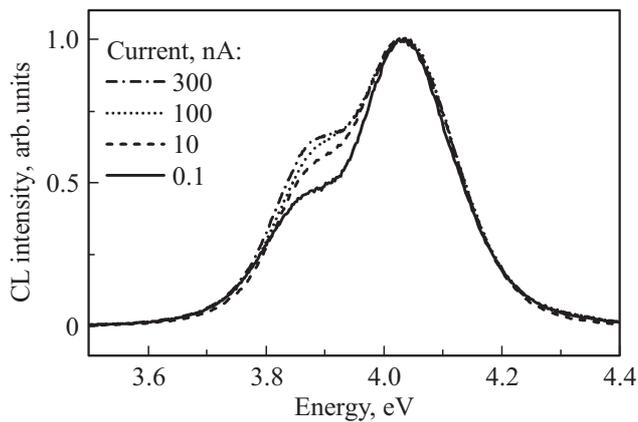


Рис. 4. Спектры КЛ структуры D#586 при различной плотности возбуждения (токе пучка).

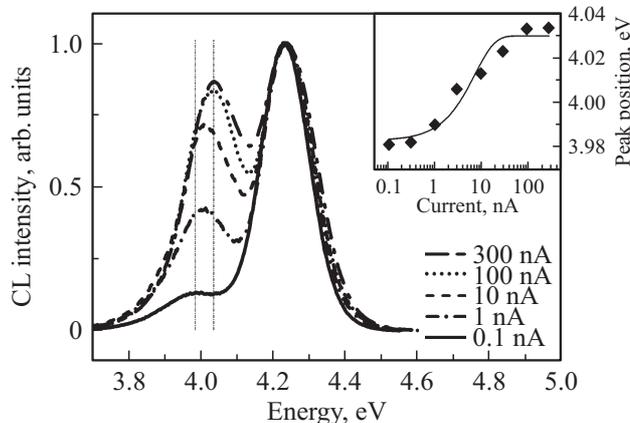


Рис. 5. Спектры КЛ структуры C#597 при различной плотности возбуждения (токе пучка). На вставке — зависимость положения максимума КЛ от плотности возбуждения (тока пучка).

При исследованиях КЯ на основе III-N соединений эффект сдвига люминесценции в коротковолновую область при увеличении плотности возбуждения возникает не только из-за неоднородностей состава и толщин КЯ, но и может быть связан с подавлением КРЭШ вследствие экранирования электрического поля в активной области свободными носителями заряда.

По-видимому, данный эффект был определяющим при исследованиях двух одиночных КЯ $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{N}$, в которых, как было показано в работе [18], КРЭШ присутствовал только в одной из них с *c*-планарной морфологией (C#597), а в другой (D#586) этот эффект был подавлен вследствие ее трехмерной морфологии.

Спектры КЛ соответствовали сделанным предположениям — в спектрах структуры с подавленным КРЭШ (D#586) при повышении плотности возбуждения в 3000 раз с 0.1 до 300 нА, что соответствовало возрастанию концентрации носителей заряда от $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$

до $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, не наблюдалось значительного изменения формы спектров, как показано на рис. 4. И напротив, для спектров КЛ образца с сильно выраженным КРЭШ (C#597), которые приводятся на рис. 5, при изменении плотности возбуждения в тех же пределах наблюдался коротковолновый сдвиг 50 мэВ. Из этого рисунка видно, что при малых плотностях возбуждения (ток пучка менее 1 нА) положение максимума КЛ практически неизменно (3.98 эВ), но при возрастании плотности возбуждения происходит плавный спектральный сдвиг положения максимума КЛ в более коротковолновую область. Дальнейшее увеличение плотности возбуждения (при токах пучка 100 нА и более) не приводит к изменению спектрального положения максимума КЛ, т.е. достигается насыщение сдвига положения КЛ. Поэтому было сделано предположение, что наблюдавшийся сдвиг можно интерпретировать как частичную экранировку внутреннего электрического поля.

Для проверки этого предположения была сделана оценка величины внутреннего электрического поля в КЯ. Суммарная поляризация складывается из спонтанной и пьезоэлектрической поляризации, векторы которых в случае Ga-полярного роста барьерного слоя и напряженной КЯ антипараллельны [28]. Спонтанная поляризация для тройных соединений рассчитывалась в соответствии с параметрами загиба из работы [29]. Для модельной структуры с составом, соответствующим составу структуры C#597, были получены значения суммарного электрического поля в КЯ $\sim 1.0 \text{ МВ/см}$ и плотности заряда на интерфейсе $1.1 \cdot 10^{-6} \text{ Кл} \cdot \text{см}^{-2}$, что соответствует двумерной концентрации заряда $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Необходимо отметить идентичное положение полос КЛ (4.03 эВ) при большой плотности накачки для обоих исследовавшихся структур. Поскольку в одной из них (D#586) КРЭШ был подавлен, то можно предположить, что положение КЛ КЯ в структуре C#597 при высокой плотности возбуждения соответствует случаю экранировки внутреннего электрического поля за счет большого количества носителей заряда. Из этого можно оценить электрическое поле в структуре при малой плотности возбуждения, необходимое для наблюдавшегося красного сдвига на величину 50 мэВ.

Был сделан расчет уровней размерного квантования в яме. Для этого вначале определялось положение уровня Ферми путем решения уравнения электронейтральности. После этого строилась зонная структура, на основании которой из уравнения Шредингера находились энергетические положения нескольких первых уровней для электронов и дырок [30]. Уровни размерного квантования находились в двух предположениях.

В первом случае находились уровни размерного квантования в яме без учета наличия спонтанной и пьезоэлектрической поляризации. Согласно расчетам, для структуры $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{N}$ энергия основного перехода составляет 4.03 эВ.

Во втором случае решалась обратная задача: подбирались такое электрическое поле в КЯ, для которого

величина штарковского сдвига основного уровня составляла 50 мэВ, т.е. энергия основного перехода для структуры $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{N}$ составляла 3.98 эВ. Согласно расчетам, суммарная величина внутреннего электрического поля составляет 0.6–0.7 МВ/см.

Из расчетов видно, что рассчитанные величины внутренних электрических полей отличаются почти в 2 раза. Известно, что первый расчет дает завышенное значение величины электрического поля, так как не учитывается экранировка заряженными примесями и свободными носителями заряда. Более того, решение уравнения Шредингера для дырок при такой величине электрического поля уже не дает уровня размерного квантования в КЯ. Поэтому второй расчет дает более правдоподобную величину электрического поля в КЯ. Эта величина хорошо согласуется с величиной электрического поля, рассчитанной методом матриц переноса (0.69 МВ/см) [23].

Как уже упоминалось выше, при малых плотностях возбуждения отсутствует смещение полосы КЛ в коротковолновую область и ее спектральное положение совпадает с положением полосы ФЛ. Это позволяет предположить, что минимальная плотность электронного пучка значительно меньше концентрации заряженных примесей. И в самом деле, при минимальном токе пучка (0.03 нА) создаваемая концентрация носителей заряда составляет не более $2.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, что приблизительно соответствует двумерной концентрации $\sim 10^9 \text{ см}^{-2}$. Это на 4 порядка меньше, чем расчетная плотность заряда на интерфейсе. Таким образом, основной причиной несоответствия расчетного и экспериментального сдвига КЛ является наличие заряженных примесей на интерфейсе.

Аналогичные расчеты были сделаны для структуры A#S5QW с активной областью InGaN. Расчет зонной структуры и уровней размерного квантования носителей заряда в яме показал, что наблюдаемому сдвигу КЛ соответствует внутреннее электрическое поле 1.35 МВ/см. Причиной синего сдвига положения КЛ при увеличении плотности возбуждения (в случае отсутствия фазового распада КЯ) также являются электрические поля.

Таким образом, анализ спектров КЛ (спектрального положения, интенсивности и полуширины полос) при различной плотности возбуждения позволяет корректно интерпретировать природу уширения полос люминесценции и их спектрального сдвига при изменении плотности возбуждения. Описанная методика позволяет определить наличие флуктуаций состава и оценить величину внутренних электрических полей в активной области светодиодной или лазерной структуры.

4. Заключение

Исследовано изменение вида спектров КЛ в гетероструктурах AlInGaN с различными пьезоэлектрическими полями. Продемонстрировано, что отсутствие сдвига полосы КЛ квантовой ямы при увеличении плотности

возбуждения свидетельствует о наличии флуктуаций состава в активной области. Показано, что сдвиг полосы КЛ при увеличении плотности возбуждения связан с экранированием электрического поля в квантовой яме носителями заряда и уменьшением квантово-размерного эффекта Штарка. Предложен способ оценки величины поляризованного поля в структурах по измерениям спектров КЛ при различных плотностях возбуждения.

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований президиума РАН „Фундаментальные и прикладные проблемы фотоники и физика новых оптических материалов“ I.42П при частичной поддержке грантов РФФИ 15-02-05206а. МПЭ рост структур выполнен при поддержке РНФ (проект № 14-22-00107). Исследования проводились с использованием оборудования ЦКП „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“ при поддержке Министерства образования и науки РФ (Соглашение о предоставлении субсидии № 14.621.21.0007 id RFMEFI62114X0007).

Авторы выражают благодарность А.А. Ситниковой за ПЭМ исследования.

Список литературы

- [1] P. Ruterana, M. Albrecht, J. Neugebauer. *Nitride semiconductors: handbook on materials and devices* (Wiley-VCH, Weinheim, 2003).
- [2] H. Lei, J. Chen, P. Ruterana. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 161 901, (2010).
- [3] N. Duxbury, U. Bangert, P. Dawson, E.J. Thrush, W. Van der Stricht, K. Jacobs, I. Moerman. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 1600 (2000).
- [4] F. Bertram, S. Srinivasan, L. Geng, F.A. Ponce, T. Riemann, J. Christen. *Appl. Phys. Lett.*, **80** (19), 3524 (2002).
- [5] M.-H. Doan, J. Lee. *Adv. Condens. Matter Phys.*, **2014**, 67 210 (2014).
- [6] M.K. Horton, S. Rhode, S.-L. Sahonta, M.J. Kappers, S.J. Haigh, T.J. Pennycook, C.J. Humphreys, R.O. Dusane, M.A. Moram. *Nano Lett.*, **15**, 923 (2015).
- [7] M. Feneberg, K. Thonke. *J. Phys.: Condens. Matter*, **19**, 403 201 (2007).
- [8] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, L.F. Eastman. *J. Phys.: Condens. Matter*, **14**, 3399 (2002).
- [9] J. Mickevicius, G. Tamulaitis, M. Shur, M. Shatalov, J. Yang, R. Gaska. *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 011 906 (2013).
- [10] G. Tamulaitis, J. Mickevicius, J. Jurkevicius, M.S. Shur, M. Shatalov, J. Yang, R. Gaska. *Physica B*, **453**, 40 (2014).
- [11] F. Rossi, G. Salviati, M. Pavesi, M. Manfredi, M. Meneghini, E. Zanoni, U. Zehnder. *J. Appl. Phys.*, **103**, 093 504 (2008).
- [12] T. Wang, T. Sugahara, S. Sakai, J. Orton. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 1376 (1999).
- [13] U. Jahn, S. Dhar, M. Ramsteiner, K. Fujiwara. *Phys. Rev. B*, **69**, 115 323 (2004).
- [14] K.L. Bunker, R. Garcia, P.E. Russell. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 082 108 (2005).

- [15] Y.D. Jho, J.S. Yahng, E. Oh, D.S. Kim. *Phys. Rev. B*, **66**, 035 334 (2002).
- [16] F. Rossi, G. Salviati, M. Pavesi, M. Manfredi, M. Meneghini, E. Zanoni, U. Zehnder. *J. Appl. Phys.*, **103**, 093 504 (2008).
- [17] T. Wang, T. Sugahara, S. Sakai, J. Orton. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 1376 (1999).
- [18] U. Jahn, S. Dhar, M. Ramsteiner, K. Fujiwara. *Phys. Rev. B*, **69**, 115323 (2004).
- [19] K.L. Bunker, R. Garcia, P.E. Russell. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 082108 (2005).
- [20] Y.D. Jho, J.S. Yahng, E. Oh, D.S. Kim. *Phys. Rev. B*, **66**, 035 334 (2002).
- [21] B.K. Ridley. *Phys. Rev. B*, **41**, 12 190 (1990).
- [22] Ya.V. Kuznetsova, M.V. Baidakova, E.Yu. Flegontova, A.M. Kuznetsov, A.A. Sitnikova, M.V. Zamoryanskaya. *Phys. Status Solidi A*, **208** (4), 749 (2011).
- [23] E.A. Shevchenko, V.N. Jmerik, A.M. Mizerov, A.A. Sitnikova, S.V. Ivanov, A.A. Toropov. *Semiconductors*, **46** (8), 998 (2012).
- [24] M.V. Zamoryanskaya, S.G. Konnikov, et al. *Instruments, Experimental Techniques*, **47** (4), 477 (2004).
- [25] M.R. Phillips. *Microchimica Acta*, **155** (1), 51 (2006).
- [26] K.G. Belyaev, M.V. Rakhlin, V.N. Jmerik, A.M. Mizerov, Ya.V., M.V. Zamoryanskaya, S.V. Ivanov, A.A. Toropov. *Phys. Status Solidi C*, **10** (3), 527 (2013).
- [27] K.A. Bulashevich, S.Yu. Karpov, R.A. Suris. *Phys. Status Solidi B*, **243** (7), 1625 (2006).
- [28] O. Ambacher. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **31**, 2653 (1998).
- [29] F. Bernardini, V. Fiorentini. *Phys. Rev. B*, **64**, 085 207 (2001).
- [30] P. Harrison. *Quantum Wells, Wires and Dots: Theoretical and Computational Physics of Semiconductor Nanostructures* (John Wiley & Sons, 3rd edn, 2011).

Редактор А.Н. Смирнов

Peculiarities of AlInGaN quantum wells cathodoluminescent spectra caused by phase separation and inner electrical fields influence

Ya.V. Kuznetsova*, V.N. Jmerik*, D.V. Nechaev*,
A.M. Kuznetsov⁺, M.V. Zamoryanskaya*

* Ioffe Institute,

194021 St. Petersburg, Russia

⁺ Saint Petersburg Academic University —

Nanotechnology Research and Education Centre,

Russian Academy of Sciences,

195220 St. Petersburg, Russia

Abstract The aim of the work was examination of cathodoluminescent (CL) spectra peculiarities of AlInGaN heterostructures observed by different levels of CL excitation. Attention was mainly focused on CL spectra alteration caused by phase separation and influence of piezoelectric fields. It was shown that CL spectra evolution and modification of CL bands spectral position during electron beam density variation allow identifying phase separation in nanodimensional layer. In the case of no phase separation it is possible to estimate value of electric field in the active layer from CL data.