

## Влияние хвостов локализованных состояний в InGaN на уменьшение эффективности GaN-светодиодов с ростом плотности тока

© Н.И. Бочкарева, В.В. Вороненков\*, Р.И. Горбунов, А.С. Зубрилов, Ф.Е. Латышев<sup>†</sup>, Ю.С. Леликов, Ю.Т. Ребане, А.И. Цюк, Ю.Г. Шретер<sup>¶</sup>

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

\* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251 Санкт-Петербург, Россия

<sup>†</sup> НИИ физики им. В.А. Фока физического факультета СПбГУ, 198504 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 25 января 2012 г. Принята к печати 31 января 2012 г.)

Изучается механизм уменьшения внутренней квантовой эффективности InGaN/GaN структур с множественными квантовыми ямами при плотностях тока до 40 А/см<sup>2</sup> в мощных светодиодах. Показано, что существует корреляция между уменьшением эффективности и уширением высокоэнергетичного края спектра излучения с ростом плотности тока. Показано также, что эффективность является спектрально зависимой величиной и эффективность эмиссии фотнов с более высокой энергией начинает уменьшаться при большей плотности тока. Рассмотрено влияние туннельного и активационного механизмов термализации носителей, захваченных в мелкие состояния хвостов в запрещенной зоне InGaN, на эффективность и форму спектра излучения. Анализ результатов позволяет сделать вывод, что причиной падения эффективности при высокой плотности тока является относительное возрастание вклада безызлучательной рекомбинации через состояния дефектов в результате роста заселенности глубоких состояний хвостов зон в InGaN. Показано, что близкий к теоретическому пределу коэффициент полезного действия может быть реализован при низковольтной туннельной инжекции в локализованные состояния хвостов зон в активной области InGaN.

### 1. Введение

Физический механизм эффекта уменьшения эффективности GaN-светодиодов с ростом плотности тока привлекает к себе внимание начиная с ранних работ по настоящее время. Несколько механизмов предложены в литературе для объяснения этого эффекта, включая электронный транспорт вдоль квантовой ямы InGaN/GaN из обогащенных индием областей к дислокациям [1], утечки тока по структурным дефектам [2,3], перелет электронов над квантовой ямой [4], инжекцию электронов из квантовой ямы в *p*-GaN [5], влияние встроенных пьезоэлектрических полей [6], оже-рекомбинацию [7].

Высокую эффективность GaN-светодиодов часто связывают с локализацией носителей в потенциальных ямах, создаваемых композиционными флуктуациями ширины запрещенной зоны в активной области InGaN [8–10] и образующих глубокие хвосты локализованных состояний в запрещенной зоне InGaN. Считается, что локализация подавляет латеральную диффузию к протяженным дефектам, препятствуя безызлучательной рекомбинации. В работах [11,12] был сделан вывод, что максимальную эффективность обеспечивает туннельная инжекция в глубоко локализованные состояния хвостов зон в InGaN. Падение эффективности при увеличении прямого напряжения связывалось с туннельной инжекцией носителей в слабо локализованные состояния хвостов и более высокой вероятностью туннелиро-

вать из них на дефектные состояния в квантовой яме InGaN/GaN [11] и в барьерах ямы [12].

В работах [11,12] исследовались голубые светодиоды с одиночной квантовой ямой InGaN/GaN и внешней квантовой эффективностью 11% при номинальном токе  $J = 20$  мА (плотность тока  $j = 30$  А/см<sup>2</sup>). В настоящей работе исследования проведены на коммерческих белых светодиодах с множественными квантовыми ямами со световой отдачей 120 лм/Вт и номинальными токами до 350 мА при плотностях тока до 40 А/см<sup>2</sup>.

Исследования показали, что уменьшение эффективности с ростом плотности тока коррелирует с уширением высокоэнергетичного края спектра излучения. Обращается внимание на то, что, судя по опубликованным данным [7,13], аналогичную связь между эффективностью и формой спектра излучения можно отметить и при оптической накачке „толстых“ слоев InGaN (толщиной 10–77 [7] и 100 нм [13]). Наблюдаемая корреляция между эффективностью и формой линии излучения с ростом уровня инжекции дает основания сомневаться в обоснованности выводов о доминирующем влиянии оже-рекомбинации на эффективность излучения слоев InGaN и квантовых ям InGaN/GaN [7]. Отметим также, что уменьшение эффективности рекомбинационного излучения из хвостов зон с ростом накачки наблюдалось ранее в аморфных полупроводниках и твердых растворах, например, в  $\alpha$ -Si:H [14,15] и GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> [16,17], причем первоначальные предположения о связи эффекта с оже-рекомбинацией [14,16] впоследствии сменялись

<sup>¶</sup> E-mail: y.shreter@mail.ioffe.ru

выводами о доминировании рекомбинации через безызлучательные центры [15,17]. Анализ результатов настоящей работы позволяет сделать вывод, что основным механизмом, ответственным за уменьшение эффективности с ростом уровня инжекции, является безызлучательная рекомбинация через состояния дефектов в активной области InGaN. Увеличение вклада безызлучательной рекомбинации, конкурирующей с излучательной рекомбинацией, происходит в результате увеличения заселенности глубоких уровней в хвостах зон. Корреляция между эффективностью и формой спектра излучения связывается с влиянием механизма термализации носителей, захваченных в мелкие состояния хвостов. При низких уровнях инжекции быстрая термализация носителей туннельными перескоками между локализованными состояниями хвостов зон приводит к отсечке спектра излучения со стороны высоких энергий и, увеличивая степень локализации, обеспечивает высокую эффективность. С увеличением уровня инжекции и постепенном заполнении глубоких состояний хвостов термализация происходит медленнее, в основном за счет термического выброса носителей на порог подвижности, в результате высокоэнергетичный край спектра уширяется и увеличивается поток носителей на безызлучательные центры в активной области InGaN.

## 2. Эксперимент

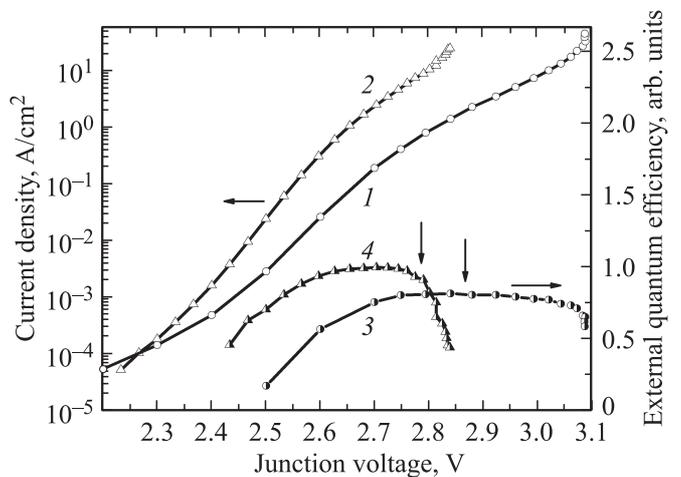
Для изучения механизма уменьшения эффективности с ростом плотности тока были выбраны белые светодиоды двух типов, с более чем на порядок отличающейся плотностью тока при одинаковом прямом смещении  $p-n$ -перехода. Напряжение на  $p-n$ -переходе  $U_J = U - JR_S$  ( $U$  — приложенное прямое напряжение) определялось с учетом падения напряжения на последовательном сопротивлении светодиода  $R_S$ , величина которого оценивалась с помощью экстраполяции зависимости  $dU/dJ(1/J)$  к  $1/J \rightarrow 0$ . Характер изменения плотности тока при прямом смещении  $p-n$ -перехода в исследуемых светодиодах демонстрирует рис. 1 (кривые 1,2).

В светодиодах *A* пиковая энергия излучения активной области составляет  $h\nu_{\max} = 2.85$  эВ. В рабочем режиме ( $U = 3.45$  В) напряжение на  $p-n$ -переходе составляет  $U_J = 3.08$  В (кривая 1). При этом напряжении разность квазиуровней Ферми  $\Delta F \equiv qU_J = 3.08$  эВ ( $q$  — элементарный заряд) близка к эффективной ширине запрещенной зоны активной области  $E_{g, \text{InGaN}} \approx 3.06$  эВ, приближенно оцененной по величине сдвига [18]. В светодиодах *B* (кривая 2) в рабочем режиме ( $U = 3.15$  В)  $U_J = 2.85$  В. При этом напряжении, как видно из рис. 1, плотность тока в светодиодах *B* более чем на порядок превышает плотность тока в светодиодах *A*, а разность квазиуровней Ферми  $\Delta F < E_{g, \text{InGaN}} \approx 3$  эВ лишь незначительно превышает пиковую энергию излучения  $h\nu_{\max} = 2.79$  эВ.

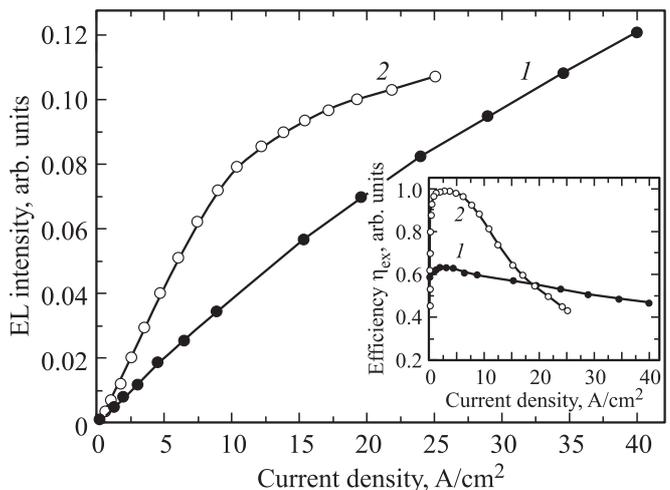
## 3. Результаты эксперимента

### 3.1. Зависимости эффективности от смещения $p-n$ -перехода и плотности тока

Можно отметить общие закономерности в характере зависимостей  $\log j(U_J)$  в исследованных светодиодах (рис. 1). Кривые  $\log j(U_J)$  имеют  $S$ -образную двухступенчатую форму. Слабый наклон при напряжениях, меньших порогового  $U_J < U_{\text{th}}$  (фактор идеальности больше 2), обусловлен протеканием туннельного избыточного тока [12,19,20]. Увеличение крутизны кривых  $\log j(U_J)$  при  $h\nu_{\max}/q > U_J > U_{\text{th}}$  связано с ростом тун-



**Рис. 1.** Зависимости плотности тока (1–2) и внешней квантовой эффективности (3–4) от напряжения на  $p-n$ -переходе для светодиодов *A* (1,3) и *B* (2,4). Стрелками отмечены значения  $U_J = h\nu_{\max}/q$ .



**Рис. 2.** Зависимости интенсивности излучения от плотности тока для светодиодов *A* (1) и *B* (2). На вставке — зависимости нормированной внешней квантовой эффективности от плотности тока для светодиодов *A* (1) и *B* (2).

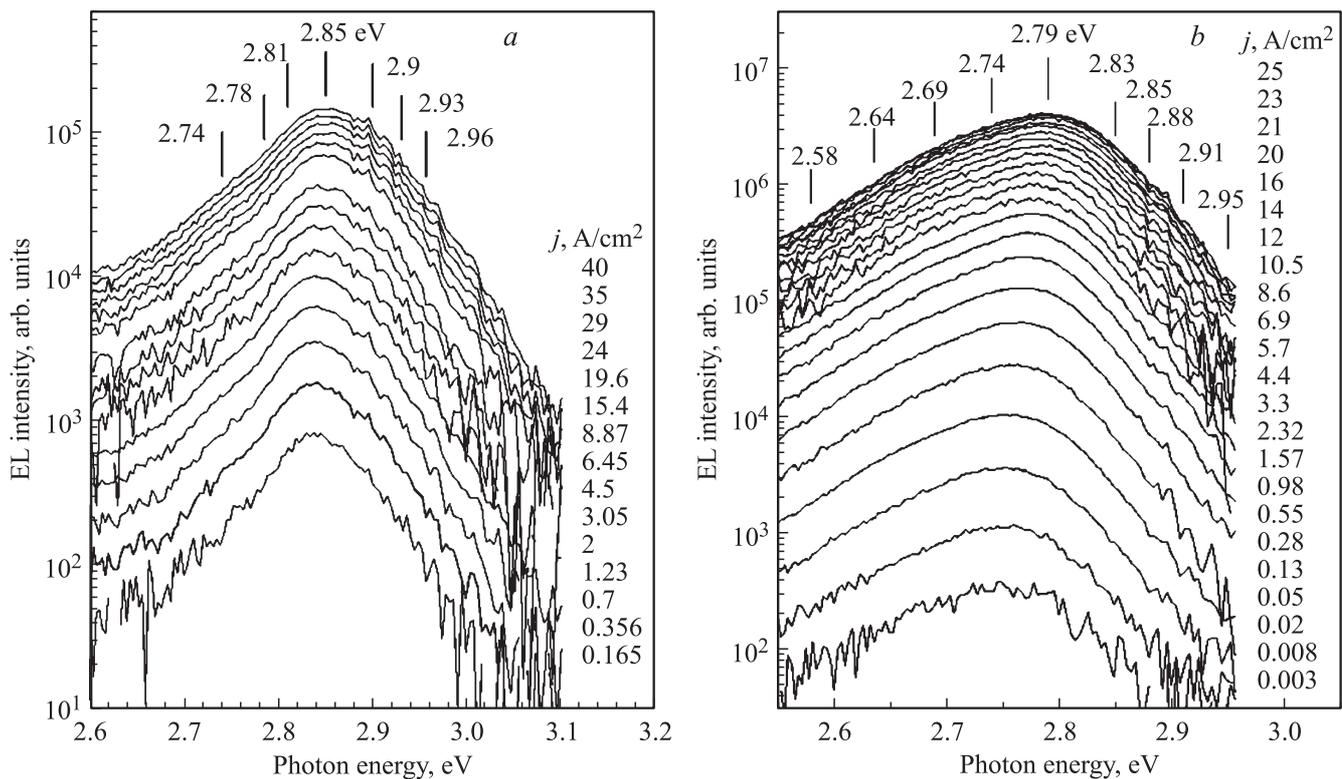


Рис. 3. Спектры излучения активной области светодиодов А (а) и В (b) при различной плотности тока.

нельной инжекции носителей в хвосты зон активной области InGaN [11,12]. В GaN-светодиодах уменьшение наклона вольт-амперной характеристики  $\log J(U)$  при токах, близких к рабочим, обычно объясняют падением напряжения на последовательном сопротивлении  $R_S$ . Однако, как видно из рис. 1, участок со слабым наклоном сохраняется и на кривых  $\log j(U_j)$ , что связано с недостаточной туннельной прозрачностью барьеров к активной области [12]. Крутой участок при  $j > 10 \text{ A/cm}^2$  отражает инжекцию носителей в разрешенные зоны InGaN через „пички“, обусловленные разрывами зон между InGaN и GaN [12]. Так как в рабочем режиме в исследованных светодиодах  $U_j \leq E_{g,\text{InGaN}}/q$ , туннельная инжекция через „пички“ преобладает над термически активированной.

На рис. 1 приведены также зависимости внешней квантовой эффективности  $\eta_{\text{ex}}$  (кривые 3–4) от напряжения на  $p$ – $n$ -переходе. В обоих светодиодах эффективность достигает максимальной величины при  $U_j \approx hv_{\text{max}}/q$ , когда доминирует туннельная инжекция в хвосты зон в InGaN. На рис. 2 приведены зависимости интенсивности излучения  $I_{\text{EL}}$  и эффективности  $\eta_{\text{ex}}$  исследуемых светодиодов от плотности тока. Как видно из рис. 2, эффективность в светодиодах А и В падает примерно при одной плотности тока  $j \approx 10 \text{ A/cm}^2$ . Это указывает на доминирующее влияние плотности инжектированных носителей на эффективность в рабочем режиме светодиодов.

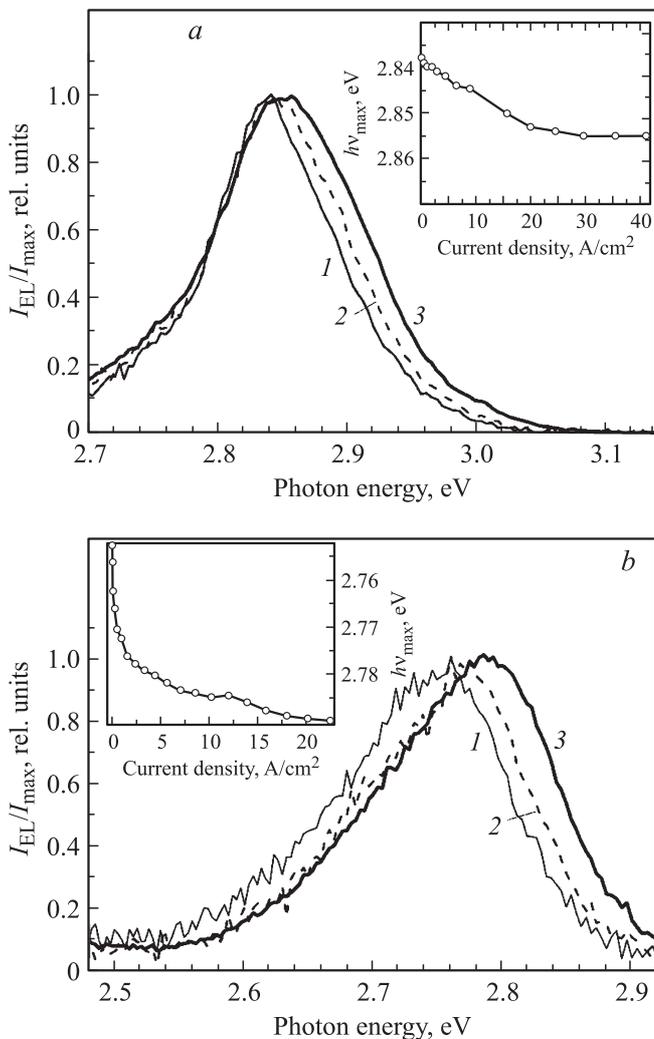
### 3.2. Спектры излучения активной области InGaN и зависимости спектральной эффективности от плотности тока

Эволюция спектров излучения активной области светодиодов А и В при изменении плотности тока представлена на рис. 3, а, b. Спектры имеют типичную, как для квантовых ям InGaN/GaN, так и для толстых слоев InGaN, асимметричную форму с резким спадом на высокоэнергетичном крыле. Как видно из приведенных на рис. 4, а, b нормированных спектров излучения, у обоих светодиодов наблюдается голубой сдвиг пика спектра при увеличении уровня инжекции. Причем кривые  $hv_{\text{max}}(j)$ , так же как и кривые  $\log j(U_j)$ , имеют две ступени: при  $j < 10 \text{ A/cm}^2$  и при  $j > 10 \text{ A/cm}^2$  (см. вставки к рис. 4, а, b), что позволяет различить два механизма, обуславливающих голубой сдвиг пика: туннельную инжекцию в хвосты зон и в разрешенные зоны активной области InGaN.

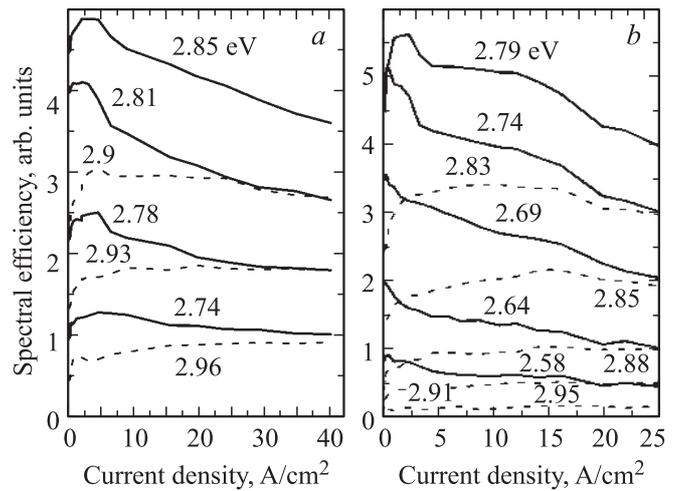
В светодиодах В с ростом плотности тока до  $\sim 5 \text{ A/cm}^2$ , когда доминирует туннельная инжекция в хвосты зон в InGaN и эффективность растет, голубой сдвиг пика спектра быстро увеличивается до 30 мэВ, а форма спектра меняется слабо. У светодиодов А голубой сдвиг спектра при  $j < 5 \text{ A/cm}^2$  мал и составляет 7 мэВ. При  $j > 10 \text{ A/cm}^2$ , когда доминирует туннельная инжекция в разрешенные зоны InGaN и

эффективность падает, голубой сдвиг пика спектра в обоих светодиодах мал и составляет 10 мэВ. Обращает на себя внимание уширение высокоэнергетического крыла спектра с ростом плотности тока, которое составляет на половине высоты пика  $\Delta h\nu_b = 18$  мэВ у обоих светодиодов.

На рис. 5 представлены зависимости спектральной эффективности излучения  $\eta_{hv} = I_{hv}/J$  от плотности тока,  $I_{hv}$  — интенсивность излучения фотонов с энергией  $h\nu$  определялась из спектров излучения (рис. 3). С увеличением плотности тока эффективность  $\eta_{hv}$  при  $h\nu \leq h\nu_{max}$  возрастает лишь при малых плотностях тока и затем падает, тогда как при  $h\nu > h\nu_{max}$  преобладает тенденция к росту эффективности (рис. 5). При  $j > 10$  А/см<sup>2</sup> эффективность  $\eta_{ex}$  уменьшается (рис. 2) в результате падения эффективности излучения с энергией  $h\nu \leq h\nu_{max}$ . При  $j > 20$  А/см<sup>2</sup> в светодиодах А спектральное поло-



**Рис. 4.** Нормированные спектры излучения активной области InGaN светодиодов А (а) и В (б). Плотность тока, А/см<sup>2</sup>: а) 1 — 0.35, 2 — 6.5, 3 — 40; б) 1 — 0.008, 2 — 2.3, 3 — 25. На вставках — зависимости спектрального положения пика спектра от плотности тока.



**Рис. 5.** Зависимости спектральной эффективности излучения от плотности тока при различных энергиях фотона, отмеченных маркерами на рис. 3 для светодиодов А (а) и В (б).

жение пика спектра не изменяется (рис. 4, а), при этом эффективность  $\eta_{ex}$  продолжает монотонно уменьшаться с увеличением плотности тока (рис. 2). Спектральная эффективность  $\eta_{hv}$  для энергий  $h\nu < h\nu_{max} = 2.85$  эВ при  $j > 20$  А/см<sup>2</sup> продолжает монотонно уменьшаться, а также начинает уменьшаться и  $\eta_{hv}$  на высокоэнергетическом крыле спектра при  $2.96$  эВ  $> h\nu > h\nu_{max}$  (рис. 5, а). Однако при  $h\nu > 2.96$  эВ эффективность  $\eta_{hv}$  слабо растет, что соответствует уширению спектра на высокоэнергетической границе. Аналогичная закономерность наблюдается и для светодиодов В (рис. 4, б и 5, б).

Корреляция между уменьшением эффективности и уширением высокоэнергетического крыла спектра подразумевает единый физический механизм этих эффектов.

## 4. Обсуждение результатов

### 4.1. Форма спектров излучения

Форма спектров излучения квантовых ям InGaN/GaN определяется заселенностью урбаховских хвостов локализованных состояний в зоне проводимости и валентной зоне [18,20,21]. Оптическая плотность состояний  $M(E)$  экспоненциально убывает в глубь запрещенной зоны [18,20]:

$$M(E) = \frac{M_0}{E_U} \frac{1}{1 + \exp((E_{me} - E)/E_U)}, \quad (1)$$

где  $E_{me} \equiv E_{g,InGaN}$  — порог подвижности;  $E_U$  — энергия, характеризующая глубину хвостов зон;  $M_0$  — полное число локализованных состояний. Рост интенсивности излучения с энергией при  $E \equiv h\nu \leq h\nu_{max}$  отражает плотность локализованных состояний и  $I_{EL}(E) \propto \exp((E - E_{me})/E_U)$ . Параметр  $E_U$ , определенный по наклону кривых  $\ln I_{EL}(h\nu)$ , составил  $E_U = 70$  мэВ

для обоих светодиодов. Оцененная по высокоэнергетичной границе спектров излучения, величина  $E_{me}$  составила  $E_{me} \approx 3.1$  и  $3\text{эВ}$  для светодиодов  $A$  и  $B$  соответственно.

Резкий спад интенсивности излучения при  $h\nu > h\nu_{\max}$  связывается с тем, что большая часть носителей, захваченных на мелкие состояния с  $E > h\nu_{\max}$ , не успевает рекомбинировать излучательно. Предполагается, что носители или термически выбрасываются на порог подвижности и повторно захватываются, равномерно заполняя состояния хвостов зон [22], или термализуются в более глубокие состояния туннельными перекоками между состояниями хвостов [23,24]. Предложенные в [22–25] модели термализации предсказывают экспоненциальный спад интенсивности излучения на высокоэнергетичном краю спектра. Но экспериментальные зависимости  $I_{EL}(h\nu)$  при  $h\nu > h\nu_{\max}$  не являются, строго говоря, экспоненциальными (рис. 3). Спектры при плотности тока до  $j = 7\text{--}9\text{ А/см}^2$  имеют хорошо выраженную отсечку со стороны высоких энергий и наклон кривых  $\ln I_{EL}(h\nu)$  увеличивается с увеличением энергии излучения. С ростом плотности тока зависимости  $\ln I_{EL}(h\nu)$  при  $h\nu > h\nu_{\max}$  приближаются к линейным, что позволяет характеризовать зависимости  $I_{EL}(h\nu)$  экспоненциальной функцией  $I_{EL} \propto \exp(-E/E_{app})$  лишь при высокой плотности тока ( $j = 25\text{--}40\text{ А/см}^2$ ).

Рассмотрим, как заполняются состояния хвостов зон активной области InGaN с ростом уровня инжекции, в предположении, что носители инжектируются в разрешенные зоны квантовых ям, а туннельная инжекция в хвосты зон и туннельная утечка носителей на безызлучательные центры в барьерах пренебрежимо малы.

Интенсивность излучения  $I_{EL}(E)$  пропорциональна произведению плотности состояний хвостов зон  $M(E)$  и заселенности  $f(E) = m/M$ . Заселенность состояний хвостов определяется балансом скоростей захвата носителей из разрешенных зон InGaN, а также безызлучательными переходами носителей из более мелких состояний, и скоростей излучательной рекомбинации носителей и безызлучательных переходов в более глубокие состояния. Изменение концентрации электронно-дырочных пар  $m$  на уровне хвостов локализованных состояний с энергией  $E \equiv h\nu$  можно записать в следующем виде:

$$\frac{dm}{dt} = \gamma n(M - m) + \sum_{h\nu' > h\nu} w_{h\nu' \rightarrow h\nu} m_{h\nu'} - \frac{m}{\tau_r} - \sum_{h\nu' < h\nu} w_{h\nu \rightarrow h\nu'} m, \quad (2)$$

где  $\gamma$  — коэффициент захвата,  $n$  — плотность инжектированных свободных электронно-дырочных пар в InGaN,  $\tau_n$  — излучательное время жизни,  $m_{h\nu'}$  — концентрация носителей на состояниях с энергией  $h\nu'$ ,  $w_{h\nu' \rightarrow h\nu}$  и  $w_{h\nu \rightarrow h\nu'}$  — скорости туннельных переходов носителей в состояния с энергией  $E = h\nu$  из более мелких состояний

и из состояний с энергией  $E = h\nu$  в более глубокие состояния  $E_{h\nu'}$  соответственно.

#### 4.2. Неравновесная заселенность состояний хвостов при термическом выбросе слабо локализованных носителей на порог подвижности

Пренебрегая туннельными переходами между состояниями хвостов, получаем, используя (2), форму спектра излучения в стационарном состоянии в виде

$$m(E) = M(E) \frac{\gamma n}{\gamma n + \gamma n_1 + \tau_r^{-1}} = M(E) \left[ 1 + \frac{\tau_f}{\tau_{th}} + \frac{\tau_f}{\tau_r} \right]^{-1}, \quad (3)$$

где  $\tau_f = (\gamma n)^{-1} = (\gamma N_{me})^{-1} \exp[(E_{me} - \Delta F_{QW})/kT]$  и  $\tau_{th} = (\gamma N_{me})^{-1} \exp[(E_{me} - E)/kT]$  — характерные времена захвата носителей и теплового выброса захваченных носителей на порог подвижности соответственно;  $\Delta F_{QW}$  — разность электронного и дырочного квазиуровней Ферми в активной области InGaN,  $N_{me}$  — плотность состояний на пороге подвижности.

Электронно-дырочные пары, инжектированные в активную область, первоначально захватываются на локализованные состояния, равномерно заполняя их по всей глубине хвостов. Для глубоких состояний время излучательной рекомбинации  $\tau_r$  меньше времени теплового выброса на порог подвижности  $\tau_r < \tau_{th}$ , и захваченные носители рекомбинируют излучательно. Для мелких состояний  $\tau_{th} < \tau_r$ , и захваченные носители в основном не успевают рекомбинировать излучательно, так как быстро выбрасываются в зоны, откуда повторно захватываются на состояния хвоста, равномерно увеличивая их заселенность.

Ширина спектра на половине высоты составляет 140 и 160 мэВ, а на 0.1 высоты 355 и 400 мэВ в светодиодах  $A$  и  $B$  соответственно. Из-за большой ширины спектра и малого времени излучательной рекомбинации ( $\tau_r \approx 1\text{ нс}$ ) на большей части глубины хвостов  $\tau_r < \tau_{th}$  и заселенность состояний неравновесна. Квазиравновесно могут быть заселены лишь мелкие состояния хвостов. Демаркационная энергия  $E_d$  отделяет равномерно заселенные состояния (заселенность  $f = \text{const}(E)$ ) от состояний, заселенных квазиравновесно. Для состояний с демаркационной энергией  $\tau_{th} = \tau_r$  и

$$\tau_r = (\gamma N_{me})^{-1} \exp[(E_{me} - E_d)/kT]. \quad (4)$$

Отсюда

$$E_d = E_{me} - kT \ln(\tau_r \gamma N_{me}). \quad (5)$$

Учитывая (1) и (4), получаем из (3) для формы спектра излучения:

$$m(E) = \frac{M_0}{E_U} \times \frac{1}{\left(1 + \exp\left(\frac{E_{me}-E}{E_U}\right)\right) \left(1 + \exp\left(\frac{E_d-\Delta F_{QW}}{kT}\right) + \exp\left(\frac{E-\Delta F_{QW}}{kT}\right)\right)}. \quad (6)$$

При  $\Delta F_{QW} < E_d$  и  $\tau_r < \tau_f$  получаем из (6), учитывая (3) и (4):

$$m(E) = \frac{M(E)}{\tau_f} \frac{\tau_r}{1 + \exp\left(\frac{E-E_d}{kT}\right)}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что в случае, если скорость захвата носителей из зоны меньше скорости излучательной рекомбинации ( $\tau_r < \tau_f$ ), форма спектра не зависит от уровня инжекции. Интенсивность излучения увеличивается линейно с концентрацией носителей в активной области, пока  $n \ll (\gamma\tau_r)^{-1}$  и  $F_{QW} < E_d$ .

При высоком уровне инжекции  $E_{me} > \Delta F_{QW} > E_d$  и  $\tau_f < \tau_r$  получаем из (6):

$$m(E) = M(E) \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E-\Delta F_{QW}}{kT}\right)}. \quad (8)$$

С ростом уровня инжекции спектр сдвигается в сторону высоких энергий,  $f \rightarrow 1$  и состояния насыщаются. При  $\Delta F_{QW} = E_{me}$  состояния хвоста полностью заполнены.

Голубой сдвиг спектра излучения квантовых ям InGaN/GaN с ростом накачки обычно объясняется квазиравновесным заполнением хвостов зон [19,20,22]. При этом форма высокоэнергетического крыла спектра должна определяться фермиевской функцией.

Как показывает проведенное рассмотрение, голубой сдвиг спектра может наблюдаться только при насыщениях глубоких состояний урбаховских хвостов. Как видно из рис. 3, насыщения глубоких состояний, формирующих низкоэнергетическое крыло спектра, не наблюдается. С ростом накачки вначале уширяется максимум спектра, затем уширяется преимущественно высокоэнергетическая граница спектра.

Учитывая, что при высоком уровне инжекции  $I_{EL}(E) \propto \exp(-E/E_{app})$  для  $E > hv_{max}$  и  $m(E) = f(E)M(E)$ , где  $M(E) \propto \exp(E/E_U)$ , а  $f \propto \exp(-E/E_0)$ , получаем  $E_0 = E_{app}/(1 + E_{app}/E_U)$ . Используя экспериментальные значения  $E_U = 70$  мэВ и  $E_{app} = 41$  мэВ, получаем  $E_0 = 26$  мэВ, что позволяет считать, что заселенность высокоэнергетических состояний хвостов зон приближается к бальмановской ( $E_0 = kT$ ) лишь при высокой плотности тока.

### 4.3. Неравновесная заселенность состояний хвостов при туннельной термализации носителей

В ряде работ доминирующая роль в формировании высокоэнергетического крыла спектра излучения квантовых ям InGaN/GaN отводится быстрой термализации захваченных носителей из мелких состояний хвоста в более глубокие посредством туннельных перескоков носителей между состояниями хвоста [23,24]. Скорость термализации предполагается пропорциональной числу состояний хвоста с энергией, меньшей, чем начальная, что приводит к зависимости времени жизни носителей от энергии [25]:

$$\tau(E) = \frac{\tau_r}{1 + \exp((E - E^*)/E_0)}, \quad (9)$$

где  $E^* < E_{me}$  — энергия, определяющая пик спектра излучения; характерная энергия  $E_0 < E_U$  [25]. Однако, как отмечалось выше, в спектрах наблюдается отсечка при высоких энергиях и зависимости  $I_{EL}(E)$  при  $E > hv_{max}$  экспоненциальны только при высоких накачках.

Отсечку спектра излучения при высоких энергиях можно объяснить в рамках модели термализации носителей в хвостах зон, учитывающей дисперсию в пространстве координат [26]. В этом случае скорость термализации быстро уменьшается с энергией и зависимость времени жизни от энергии описывается функцией [26]

$$\tau_{hop} = \tau_0 \exp[-2\gamma M_0^{-1/3} \exp(-E/3E_U)], \quad (10)$$

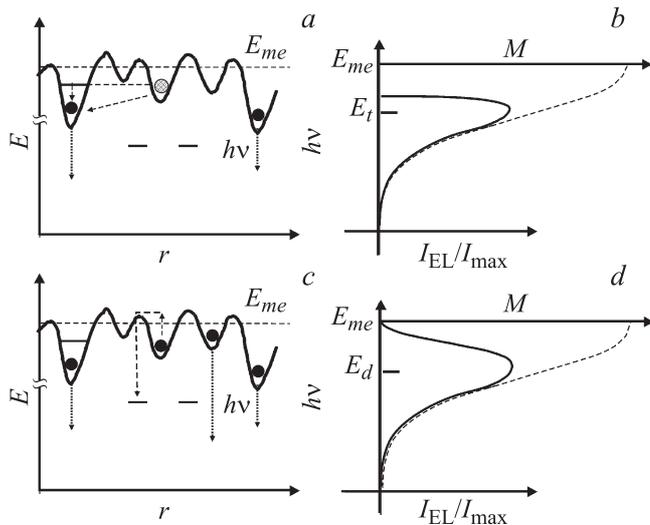
где  $\tau_0 = 1/\nu_0$  ( $\nu_0 = 10^{12}$  Гц — частотный фактор попыток освобождения захваченного носителя),  $\gamma$  — длина спада волновой функции носителя заряда на состояниях хвоста.

Характерное время термализации на уровень протекания  $E_t$ , когда прыжки носителей вверх и вниз по энергиям становятся равновероятны, равно  $\tau_S = \tau_0 \exp(3E_U/kT)$  [26]. Для  $E_U = 70$  мэВ  $\tau_S \approx \tau_r$ . Глубина уровня протекания, оцененная по формуле  $E_t \approx E_{me} - 3kT_0 \ln(E_U/kT)$  [26], для  $E_{me} = 3.1$  эВ дает значение  $E_t \approx 2.89$  эВ, близкое к спектральному положению максимума спектра в светодиодах А, равное  $hv_{max} = 2.85$  эВ.

Таким образом, при туннельном механизме термализации между состояниями хвоста зон термализующиеся носители преимущественно рекомбинируют излучательно в состояниях, формирующих максимум спектра (рис. 6, a, b).

### 4.4. Уширение высокоэнергетического крыла спектра и внутренняя квантовая эффективность

В рамках модели туннельной термализации уширение высокоэнергетического крыла спектра с ростом накачки можно связать с постепенным заполнением состояний



**Рис. 6.** Иллюстрация механизмов термализации носителей (*a,c*) и формирования высокоэнергетического крыла спектров излучения (*b,d*) при низком (*a,b*) и высоком (*c,d*) уровне инжекции: *a* — схема туннельных переходов в более глубокое состояние с участием фононов, *c* — термический выброс на порог подвижности и последующий захват на центр безызлучательной рекомбинации; *b,d* — спектры — сплошные линии, плотность состояний — штриховые линии.

хвостов зон с энергией  $E < E_d$  и сдвигом уровня протекания вверх по энергии. Относительная роль термической активации носителей на порог подвижности в процессе термализации начинает преобладать (рис. 6, *c,d*). В присутствии в активной области дефектов, обуславливающих безызлучательную рекомбинацию, увеличивается и конкуренция между захватом инжектированных носителей на безызлучательные центры и состояния хвостов зон с энергией  $E < E_d$ . Число состояний хвостов зон с энергией  $E < E_d$  в  $\exp((E_{me} - E_d)/E_U)$  раз меньше полного числа состояний. Для  $E_d = h\nu_{max} = 2.85$  эВ,  $E_{me} = 3.1$  эВ и  $E_U = 70$  мэВ число уровней с энергией  $E < E_d$  составляет менее  $0.1M_0$ .

Внутренняя квантовая эффективность  $\eta_{int}$  определяется отношением скорости захвата носителей в состояния хвостов зон с энергией  $E < E_d$ ,  $v_d$ , к скорости захвата на безызлучательные центры  $v_{tr}$ :  $\eta_{int} = v_d / (v_d + v_{tr}) \approx v_d / v_{tr}$ . Скорость захвата  $v_d$  равна сумме скорости захвата из разрешенных зон  $v_{th}$  и скорости туннельной термализации из более мелких состояний хвоста  $v_{hop}$ :  $v_d = v_{th} + v_{hop}$ . При малых уровнях инжекции  $v_d$  максимальна и равна  $v_d = v_{th} + v_{hop} = v_{max}$ . При рабочих плотностях тока  $v_d \approx v_{th}$ . При этом  $v_{th}/v_{max} \approx 1 - v_{hop}/v_{th}$  и при рабочих плотностях тока  $\eta_{int} = \eta_{max}(1 - v_{hop}/v_{th})$ , где  $\eta_{max} = v_{max}/v_{trap}$ .

Так как уширение высокоэнергетического крыла спектра с ростом уровня инжекции происходит в результате уменьшения  $v_{hop}$  и  $v_{hop}/v_{th} = \exp(\Delta h\nu_b/E_U) - 1$ , эффективность линейно уменьшается с уширением высоко-

энергетического крыла спектра:

$$\eta_{int} = \eta_{max} [1 - (\exp(\Delta h\nu_b/E_U) - 1)]. \quad (11)$$

При энергетическом сдвиге высокоэнергетического крыла спектра с ростом тока  $\Delta h\nu_b = 18$  мэВ получаем из формулы (11) для светодиода типа А  $\eta_{ex} = 0.71\eta_{max}$  (уменьшение эффективности на 29%) при возрастании плотности тока от 1.2 до 40 А/см<sup>2</sup>. Экспериментально наблюдаемое падение эффективности при возрастании плотности тока от 1.2 до 40 А/см<sup>2</sup> составляет 26% и  $\eta_{ex} = 0.74\eta_{max}$  (рис. 2).

#### 4.5. Туннельная инжекция и внутренняя квантовая эффективность

Как видно из рис. 2, максимальная эффективность выше в светодиодах В с более высоким уровнем туннельной инжекции. Это подтверждает сделанный в [11] вывод о том, что туннельная инжекция обеспечивает максимальную эффективность.

Форма спектра при туннельной инжекции в хвосты зон определяется зависимостью от энергии произведения плотности свободных носителей в барьерах к активной области, плотности состояний хвоста и туннельной прозрачности барьеров. Плотность свободных носителей определяется их болцмановским распределением в барьерах и уменьшается как  $\exp(-E/kT)$ . Плотность состояний в хвосте увеличивается с энергией более медленно  $M \propto \exp(E/E_U)$ , что несколько компенсируется увеличением туннельной прозрачности барьера с энергией. Из рис. 3, *b* видно, что ширина спектра в светодиоде В при туннельной инжекции в хвосты зон на 20 мэВ меньше (рис. 3, *b*, кривая 1), чем при инжекции в разрешенные зоны активной области (рис. 3, *b*, кривая 3). Спектр излучения при низких накачках сдвинут в низкоэнергетичную область на 30 мэВ. Голубой сдвиг спектра при  $j > 2.5$  А/см<sup>2</sup> связан со сканированием квазиуровнями Ферми хвостов зон в InGaN. Эффективность падает и высокоэнергетичное крыло спектра уширяется при туннельной инжекции в слабо локализованные состояния хвоста.

Туннельная инжекция обеспечивает преимущественное заполнение глубоких состояний хвостов зон и, следовательно, минимальный сток носителей на центры безызлучательной рекомбинации. При этом максимальная эффективность обеспечивается при минимальном напряжении, близком к теоретическому пределу, без учета активации, равном  $U_j = h\nu_{max}/q$ , что позволяет достигнуть максимального коэффициента полезного действия. В исследованных светодиодах плотность туннельного тока значительно ниже рабочей. Возможность реализации высокоэффективных низковольтных светодиодов с туннельной инжекцией подтверждается анонсами о рекордных экземплярах светодиодов со сверхвысокой светоотдачей (249 лм/Вт) при рабочем напряжении  $U = h\nu_{max}/q$  и плотности тока 12 А/см<sup>2</sup> [27].

## 5. Заключение

Изучена эволюция формы спектров излучения при падении внешней квантовой эффективности с ростом плотности тока в мощных белых GaN-светодиодах с различным уровнем туннельной инжекции. Показано, что максимальная эффективность наблюдается при напряжении на  $p-n$ -переходе вблизи  $U_j = hv_{\max}/q$  и достигается за счет туннельной инжекции в хвосты локализованных состояний квантовых ям InGaN/GaN. Уменьшение эффективности при плотности тока  $j > 10 \text{ A/cm}^2$  вызвано ростом плотности носителей, инжектированных в активную область InGaN, и коррелирует с уширением высокоэнергетического края спектра излучения. Соответственно эффективность эмиссии фотонов с более высокой энергией начинает уменьшаться при большей плотности тока.

Рассмотрено влияние механизмов термализации носителей из мелких состояний хвостов в запрещенной зоне InGaN на эффективность и форму спектра излучения. Туннельные переходы между состояниями хвостов увеличивают заполнение глубоких состояний, увеличивая и степень локализации инжектированных носителей, что обеспечивает высокую эффективность и в то же время приводит к отсечке спектра излучения со стороны высоких энергий. С ростом плотности тока и увеличением заселенности глубоких состояний хвостов доминирует термическая активация носителей на порог подвижности с последующим захватом как на состояния хвостов, так и на центры безызлучательной рекомбинации, создаваемые дефектами в активной области InGaN. В результате внутренняя квантовая эффективность падает, а форма высокоэнергетического крыла спектра начинает определяться бальмановской функцией.

Показано, что близкий к теоретическому пределу коэффициент полезного действия может быть реализован при низковольтной туннельной инжекции в локализованные состояния хвостов зон в активной области InGaN.

## Список литературы

- [1] T. Mukai, M. Yamada, S. Nakamura. Jpn. J. App. Phys., pt 1, **38**, 3976 (1999).
- [2] P.G. Eliseev, M. Osinski, H. Li, I.V. Akimova. Appl. Phys. Lett., **75**, 3838 (1999).
- [3] B. Monemar, B.E. Sernelius. Appl. Phys. Lett., **91**, 181 103 (2007).
- [4] A. Hori, D. Yasunaga, A. Satake, K. Fujiwara. Appl. Phys. Lett., **79**, 3723 (2001).
- [5] I.A. Pope, P.M. Smowton, P. Blood, J.D. Thomson, M.J. Kappers, C.J. Humphreys. Appl. Phys. Lett., **82**, 2755 (2003).
- [6] M.H. Kim, M.F. Schubert, Q. Dai, J.K. Kim, E.F. Schubert, J. Piprek, Y. Park. Appl. Phys. Lett., **91**, 183 507 (2007).
- [7] Y.C. Shen, G.O. Mueller, S. Watanabe, N.F. Gardner, A. Munkholm, M.R. Krames. Appl. Phys. Lett., **91**, 141 101 (2007).
- [8] S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota, S. Nakamura. App. Phys. Lett., **69**, 4188 (1996).
- [9] P. Perlin, V. Iota, B.A. Weinstein, P. Wisniewski, T. Suski, P.G. Eliseev, M. Osinski. Appl. Phys. Lett., **70**, 2993 (1997).
- [10] Y. Narukava, Y. Kavakami, S. Fujita, S. Nakamura. Phys. Rev. B, **59**, 10 283 (1999).
- [11] Н.И. Бочкарева, Д.В. Тархин, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, Ю.С. Леликов, И.А. Мартынов, Ю.Г. Шретер. ФТП, **41**, 88 (2007).
- [12] N.I. Bochkareva, V.V. Voronenkov, R.I. Gorbunov, A.S. Zubrilov, Y.S. Lelikov, P.E. Latyshev, Y.T. Rebane, A.I. Tsyuk, Y.G. Shreter. Appl. Phys. Lett., **96**, 133 502 (2010).
- [13] Y.H. Cho, T.J. Schmidt, S. Bidnyk, G.H. Gainer, J.J. Song, S. Keller, U.K. Mishra, S.P. DenBaars. Phys. Rev. B, **61**, 7571 (2000).
- [14] R.F. Street. Phys. Rev. B, **23**, 861 (1981).
- [15] W. Fuhs. J. Optoelectron. Adv. Mater., **7**, 1889 (2005).
- [16] S.T. Lai, M.V. Klein. Phys. Rev. B, **29**, 3217 (1984).
- [17] M. Oueslati, M. Zouaghi, M.E. Pistol, L. Samuelson, H.G. Grimmeiss, M. Balkanski. Phys. Rev. B, **32**, 8220 (1985).
- [18] R.W. Martin, P.G. Middleton, E.P. O'Donnell, W. Van der Stricht. Appl. Phys. Lett., **74**, 263 (1999).
- [19] H.C. Casey, Jr., J. Muth, S. Krishnankutty, J.M. Zavada. Appl. Phys. Lett., **68**, 2867 (1996).
- [20] В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Е. Юнович, А.Н. Ковалев, Ф.И. Маняхин. ФТП, **33**, 445 (1999).
- [21] P. Perlin, M. Osinski, P.G. Eliseev, V.A. Smagley, J. Mu, M. Banas, P. Sartori. Appl. Phys. Lett., **69**, 1680 (1996).
- [22] P.G. Eliseev, P. Perlin, J. Lee, M. Osinski. Appl. Phys. Lett., **71**, 569 (1997).
- [23] S.F. Chichibu, H. Marchand, M.S. Minsky, S. Keller, P.T. Fini, J.P. Ibbetson, S.B. Fleischer, J.S. Speck, J.E. Bowers, E. Hu, U.K. Mishra, S.P. DenBaars, T. Deguchi, T. Sota, S. Nakamura. Appl. Phys. Lett., **74**, 1460 (1999).
- [24] Y. Narukava, Y. Kawakami, S. Fujita, S. Nakamura. Phys. Rev. B, **55**, R1938 (1997).
- [25] C. Gourdon, P. Lavallard. Phys. Status Solidi B, **153**, 641 (1989).
- [26] Don Monroe. Phys. Rev. Lett., **54**, 146 (1985).
- [27] Y. Narukawa, M. Ichikawa, D. Sanga, M. Sano, T. Mukai. J. Phys. D: Appl. Phys., **43**, 354 002 (2010).

Редактор Л.В. Беляков

## Effect of InGaN localized band tail states on efficiency droop in GaN-based light-emitting diodes

*N.I. Bochkareva, V.V. Voronenkov\*, R.I. Gorbunov, A.S. Zubrilov, P.E. Latyshev<sup>+</sup>, Y.S. Lelikov, Y.T. Rebane, A.I. Tsyuk, Y.G. Shreter*

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* St. Petersburg State Polytechnical University,  
194251 St. Petersburg, Russia

<sup>+</sup> Fock Institute of Physics,  
St. Petersburg State University,  
198504 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The mechanism of the internal quantum efficiency droop of InGaN/GaN multiple quantum well structures at current densities up to  $40 \text{ A/cm}^2$  in the high output power light-emitting diodes is studied. The efficiency droop with increasing current is found to correlate with the broadening of the high-energy edge of the emission spectrum of the InGaN active region. It is shown that the efficiency is spectral dependent and the efficiency of the emission of higher energy photons begins to decrease at higher current densities. The effect of the tunnel and thermally activated mechanisms of the thermalization of the carriers captured in InGaN shallow band-tail states on the emission line shape and the efficiency is discussed. The experimental observations strongly indicate that the efficiency droop at high current densities is caused by relative enhancement of competing nonradiative recombination through defect states as InGaN deep band-tail states become gradually filled up. It is shown that the power efficiency close to theoretical limit may be achieved due to the realization of the low-voltage tunnel injection to the localized band-tail states in the InGaN active region.