

# Влияние состояний на границах раздела на емкость и эффективность электролюминесценции InGaN/GaN-светодиодов

© Н.И. Бочкарева<sup>¶</sup>, Е.А. Жирнов\*, А.А. Ефремов<sup>+</sup>, Ю.Т. Ребане,  
Р.И. Горбунов, А.В. Клочков, Д.А. Лавринович, Ю.Г. Шретер

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

\* Department of Physics, Bath University, UK

<sup>+</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
194251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 3 ноября 2004 г. Принята к печати 25 ноября 2004 г.)

Проведены температурные (77–300 К) измерения вольт-фарадных характеристик и внешней квантовой эффективности электролюминесценции голубых GaN-светодиодов с InGaN-квантовой ямой. Результаты интерпретируются с учетом влияния локализованных на интерфейсе InGaN/GaN состояний, создаваемых дефектами структуры и примесями, на емкость GaN-светодиодов. Нелинейные  $C^{-2}(U)$ -характеристики, наблюдающиеся при малых прямых напряжениях, связываются с увеличением заряда на интерфейсе в результате туннелирования и захвата свободных электронов на состояния интерфейса. Согласно оценкам, на интерфейсе присутствуют состояния с плотностью порядка  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Рекомбинационный ток в области интерфейса приводит к подавлению инжекции носителей заряда в квантовую яму и падению эффективности электролюминесценции при больших прямых напряжениях. Процесс деградации оптической мощности светодиода, сопровождающийся ростом измеряемой емкости, связывается с увеличением плотности заряженных состояний на интерфейсе и изменением их распределения в запрещенной зоне.

## 1. Введение

Вольт-фарадные характеристики InGaN/GaN-светодиодов на основе  $p$ - $n$ -гетероструктур с квантовыми ямами обычно анализируются в рамках модели идеального гетероперехода Андерсона [1], предполагающей отсутствие на гетерограницах локализованных состояний. При этом вид  $C^{-2}(U)$ -характеристик светодиодов связывается с профилем легирующей примеси [2]. Однако на гетерограницах InGaN/GaN-светодиодов сопрягаются фазы с различными постоянными решетки. Так, рассогласование решеток между фазами GaN и  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  в голубых светодиодах составляет  $\sim 4\%$  [3]. Подобное рассогласование решеток должно приводить к высокой плотности граничных состояний [4,5]. Источником локализованных состояний в области интерфейса между  $n$ - и  $p$ -областями структуры могут быть также дефекты структуры и атомы примесей, сегрегированных на внутренних поверхностях гетероструктуры: на гетерограницах и границах зерен в слоях GaN, а также локализованные состояния на границах раздела фаз в InGaN-квантовой яме. Известно, что дислокации и границы зерен в GaN отрицательно заряжены [6]. Известна также сегрегация кислорода и водорода на протяженных дефектах в GaN [7–8]. Показано, что кислород, образуя комплексы с вакансиями галлия, создает глубокие акцепторные состояния на дислокациях в GaN [9]. На InGaN/GaN-гетерограницах присутствуют также поляризационные заряды [10], экранирование которых свободными носителями заряда должно приводить к изменению распределения электрического поля с ростом прямого напряжения [11]. Заряженные состояния,

локализованные между  $n$ - и  $p$ -областями структуры, могут создавать значительный изгиб зон. При этом зонная диаграмма гетероструктуры  $n$ -GaN/InGaN/ $p$ -GaN и электрические характеристики зависят не только от уровня легирования слоев  $n$ -GaN и  $p$ -GaN, но и от величины заряда, локализованного в области интерфейса [12].

В данной работе представлены результаты измерений вольт-фарадных  $C(U)$  характеристик светодиодов с InGaN/GaN-квантовой ямой в области температур 77–300 К, а также температурных измерений внешней квантовой эффективности электролюминесценции, проведенных до и после деградации оптической мощности. Данные анализируются с учетом влияния состояний, локализованных в области интерфейсов InGaN/GaN, на величину емкости и эффективности электролюминесценции. Вид  $C(U)$ -характеристик связывается с распределением плотности граничных состояний в запрещенной зоне. Деградационные явления объясняются увеличением плотности состояний на интерфейсах InGaN/GaN и изменением их распределения в запрещенной зоне в процессе деградации прибора.

## 2. Эксперимент

Исследовались голубые светодиоды с InGaN-квантовой ямой шириной 30 Å в гетероструктуре  $n$ -GaN/InGaN/ $p$ -GaN (с площадью  $S = 6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ ), изготовленной методом MOCVD [11,12]. Детали структуры светодиода приведены в [11,12].

Вольт-фарадные характеристики измерялись на частотах от 10 кГц до 1 МГц в области температур 77–300 К с помощью моста полных проводимостей, фазочувствительного (lock-in) нановольметра 232B Unipan,

<sup>¶</sup> E-mail: n.bochkareva@mail.ioffe.ru

бокскаринтегратора ВСИ-280, а также  $C(U)$ -анализатора 590 Keithley. Эффективность электролюминесценции,  $\eta_{EL} \equiv L/J$  ( $L$  — интенсивность электролюминесценции,  $J$  — ток светодиода), измерялась с помощью Si-фотодиода. Для измерений вольт-амперных  $J(U)$  и вольт-яркостных  $L(U)$  характеристик использовались Keithley 238 и вольтметр В7-40/1.

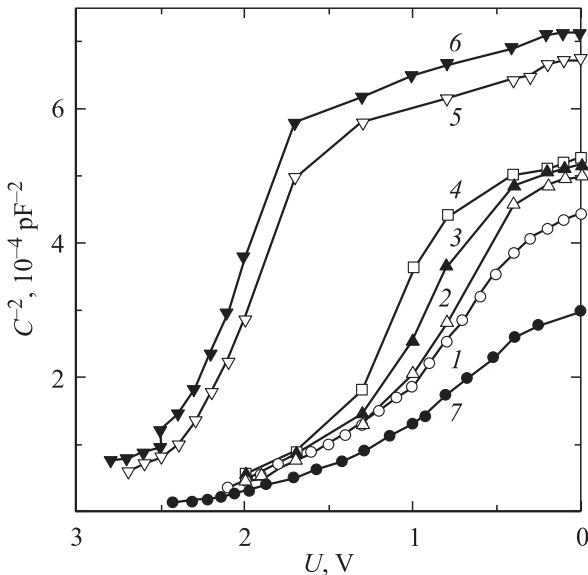
### 3. Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлены вольт-фарадные характеристики исследованных светодиодов в координатах  $C^{-2}(U)$  для различных температур, измеренные при малых прямых смещениях. Полученные зависимости  $C^{-2}(U)$  нелинейны. При комнатной температуре емкость резко (на 80–130 пФ) увеличивается при увеличении прямого смещения от  $\sim 0.5$  до  $\sim 1$  В. При приближении к напряжению отсечки наклон кривых  $C^{-2}(U)$  уменьшается. При понижении температуры до 150–90 К наиболее резкое изменение емкости наблюдается вблизи 1.7 В.

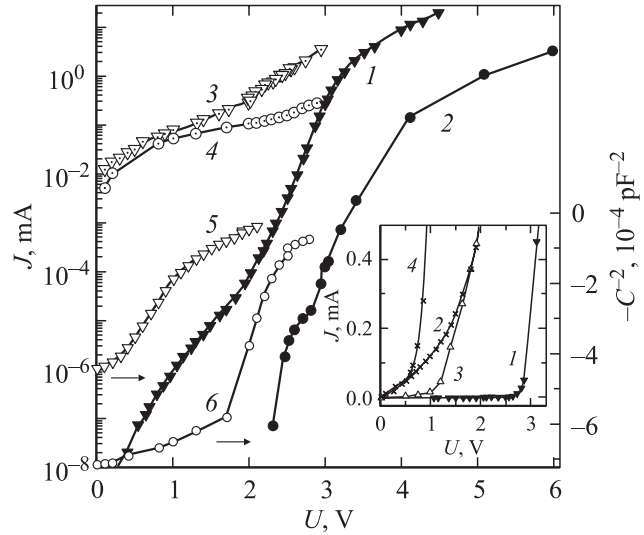
В исследованных светодиодах наблюдалась также активная компонента малосигнальной высокочастотной проводимости,  $G(U)$ . Высокочастотный активный ток

$$J_{\sim}(U) = \int_0^U G(U) dU,$$

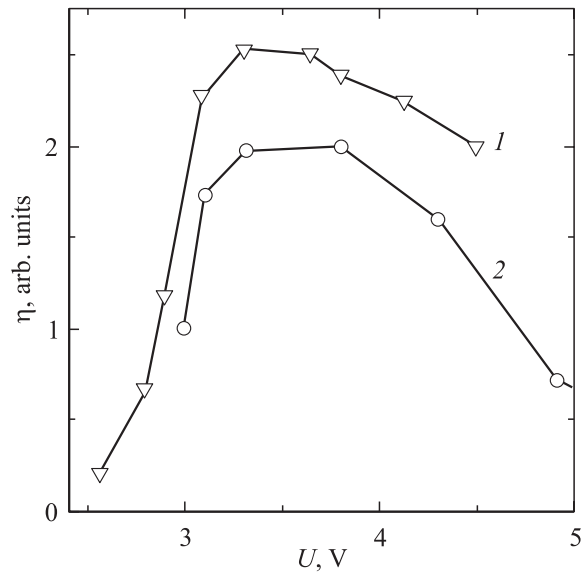
рассчитанный по результатам измерения  $G(U)$ , представлен на рис. 2 как функция напряжения смещения для 300 и 77 К (кривые 3–4). На рис. 2 представлены также статические  $J(U)$  характеристики (кривые 1 и 2). Характер нелинейности, наблюдающийся у статических  $J(U)$  и высокочастотных  $J_{\sim}(U)$  характеристик, типичен для захвата носителей заряда [11,12].



**Рис. 1.** Вольт-фарадные  $C^{-2}(U)$ -характеристики рабочего светодиода (1–6) и светодиода после года работы (7).  $T, K$ : 1, 7 — 300, 2 — 250, 3 — 230, 4 — 200, 5 — 150, 6 — 90.



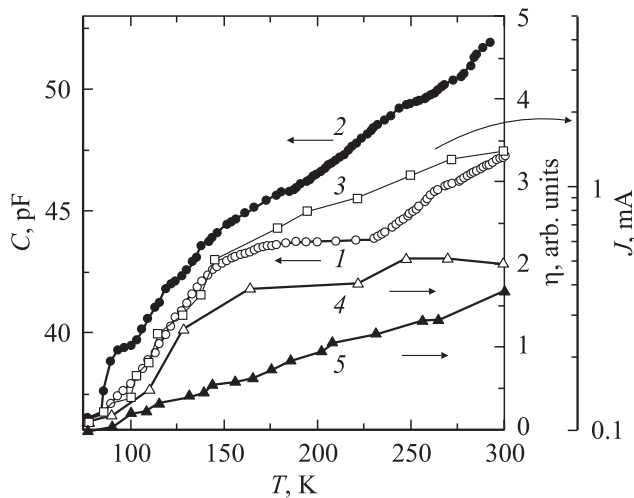
**Рис. 2.** Статические  $J(U)$  (1, 2), высокочастотные  $J_{\sim}(U)$  (3, 4) вольт-амперные и вольт-фарадные (5, 6) характеристики светодиода.  $T, K$ : 1, 3, 5 — 300, 2, 4, 6 — 77. На вставке —  $J(U)$  (1) и  $J_{\sim}(U)$  (2) характеристики рабочего (1) светодиода и изменение  $J-U$ -характеристики в процессе деградации (3, 4).



**Рис. 3.** Зависимость квантовой эффективности светодиода от напряжения при температуре 300 (1) и 77 К (2).

На рис. 3 представлены зависимости эффективности электролюминесценции светодиодов от напряжения. Зависимости  $\eta_{EL}(U)$ , измеренные при температурах 300 и 77 К, достигают максимума при напряжении, равном  $\sim 3.2$  В.

На рис. 4 приведены температурные зависимости емкости  $C_0(T)$ , измеренной при нулевом смещении (кривая 1). Из рисунка видно, что емкость ступенчато изменяется с температурой, причем наиболее резко в области температур 100–150 и 225–300 К, небольшая ступень на зависимостях  $C_0(T)$  наблюдается и при



**Рис. 4.** Температурные зависимости емкости (1, 2), тока при  $U = 3.05$  В (3) и эффективности при рабочем токе  $J = 20$  мА (4, 5) до (1, 3, 4) и после деградации оптической мощности (2, 5) светодиода. Масштаб по оси  $\eta$  для кривой 5 увеличен в 100 раз.

$\sim 260$  К. Примерно в тех же температурных интервалах наблюдается более резкое увеличение тока и эффективности электролюминесценции (рис. 4, кривые 3 и 4).

На рис. 4 приведены также температурные зависимости емкости и эффективности светодиода, интенсивность электролюминесценции которого в процессе деградации упала более чем в 100 раз. Температурные зависимости емкости и эффективности становятся более монотонными (кривые 5 и 2). Емкость слабоизлучающего светодиода при температурах выше 200 К (рис. 4, кривая 2) увеличивается (см. также рис. 1, кривая 7).  $J(U)$ -характеристика слабоизлучающего светодиода смещена в сторону меньших напряжений и близка к зависимости  $J \sim (U)$  рабочего светодиода (вставка к рис. 2, кривые 3 и 2). Ток слабо зависит от температуры. При дальнейшей деградации наблюдается еще большее смещение  $J(U)$ -характеристики к нулевому напряжению (кривая 4).

## 4. Обсуждение результатов

В исследованных светодиодах слой  $n$ -GaN легирован значительно сильнее ( $N_d = 10^{18}$  см $^{-3}$ ), чем слой  $p$ -GaN ( $N_a = 2 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ ). С учетом большой эффективной массы дырок в GaN —  $2.2m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона) [13], в работе [12] нами предложена туннельно-рекомбинационная модель прохождения тока в GaN-светодиоде, включающая туннелирование электронов сквозь потенциальный барьер в  $n$ -области на состояния, локализованные в области интерфейсов InGaN/GaN, и термическую активацию дырок над потенциальным барьером в  $p$ -области. Учитывая, что в неидеальных  $p$ - $n$ -гетеропереходах изменение заряда на состояниях интерфейса с ростом напряжения, как

правило, имеет тот же знак, что и в обедненной слое более сильно легированной области перехода [5], а также учитывая, что дислокации и границы зерен в GaN отрицательно заряжены [14,6], мы предполагаем акцепторный характер состояний, локализованных в области границ раздела InGaN/GaN. Для упрощения анализа предполагается также, что состояния локализованы в одной плоскости — на интерфейсе InGaN/ $p$ -GaN.

### 4.1. Емкость и вид $C(U)$ -характеристики $p$ - $n$ -гетероструктуры с локализованными состояниями на интерфейсе

В отсутствие граничных состояний поле контактной разности потенциалов между  $n$ - и  $p$ -областями барьерной структуры экранируется зарядом ионизованных примесей ( $Q_n$  и  $Q_p$  соответственно). В этом случае диффузионные потенциалы в  $n$ - и  $p$ -областях гетероструктуры  $p$ -GaN/InGaN/ $n$ -GaN определяются уровнями легирования слоев  $n$ -GaN и  $p$ -GaN, и  $Q_n = -Q_p$ . В присутствии состояний на границе поле контактной разности потенциалов частично экранируется суммарным зарядом этих состояний,  $Q_i = \sum_j Q_j(U)$  ( $Q_j$  — плотность заряда в  $j$ -й зоне состояний интерфейса) и  $Q_n = -(Q_p + Q_i)$ . Учитывая, что  $Q_n = (2q\epsilon N_d U_n)^{1/2}$  и  $Q_p = -(2q\epsilon N_a U_p)^{1/2}$ , имеем для  $Q_i$ :  $Q_i = (2q\epsilon)^{1/2} [(N_a U_p)^{1/2} - (N_d U_n)^{1/2}]$ , где  $q$  и  $\epsilon$  — элементарный заряд и диэлектрическая проницаемость соответственно,  $U_{bi} - U = U_n + U_p$ ,  $U_{bi}$  — встроенное напряжение  $p$ - $n$ -гетероструктуры,  $U_n$  и  $U_p$  — части потенциала  $U_{bi} - U$  в  $n$ - и  $p$ -областях. Используя эти соотношения, можно получить выражение для дифференциальной емкости гетероструктуры  $C = dQ_n/dU = dQ_n/dU_n (dU_n/dU)$ , аналогичное выражению для емкости неидеального  $p$ - $n$ -гетероперехода [5], но в отличие от [5] при одной диэлектрической постоянной в  $p$ - и  $n$ -областях гетероструктуры. В случае  $N_d \gg N_a$  выражение для емкости как функции концентрации примесей в слоях  $n$ -GaN и  $p$ -GaN и величины заряда на интерфейсе InGaN/GaN может быть записано в компактной форме:

$$C = \left( \frac{\epsilon q N_a}{2 \left( U_{bi} - \frac{Q_i^2(U)}{2\epsilon q N_d} - U \right)} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{Q_i(U)}{\epsilon q N_d} \frac{dQ_i}{dU} \right). \quad (1)$$

Влияние заряда состояний на интерфейсе на величину емкости несимметричной  $p$ - $n$ -гетероструктуры определяется концентрацией примеси в сильно легированном слое. С увеличением плотности граничных состояний и ростом заряда на интерфейсе емкость гетероструктуры все в большей степени определяется зарядом на интерфейсе и в меньшей степени уровнями легирования. В присутствии граничных состояний емкость барьерной структуры увеличивается, наклон  $C(U)$ -характеристики

также увеличивается:

$$\frac{\partial(C^{-2})}{\partial U} = -\frac{2}{\varepsilon q N_a} \left( 1 + \frac{Q_i(U)}{\varepsilon q N_d} \sum_j \frac{\partial Q_j(U)}{\partial U} \right). \quad (2)$$

Как следует из (1), плотность заряженных состояний интерфейса нормируется на плотность объемного заряда в обедненной области при  $U_n = 1$  В:  $Q_0 \equiv Q_n^2/U_n = 2\varepsilon q N_d$ . Отсюда можно оценить характерную плотность состояний интерфейса при  $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , обуславливающих значительное увеличение емкости гетероструктуры, как  $N_i = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Из (2) следует, что изменение наклона  $C^{-2}(U)$ -характеристики зависит от распределения состояний интерфейса в запрещенной зоне, и резкое изменение наклона может наблюдаться при пиннинге уровня Ферми на границе раздела и  $dQ_n/dU \gg Q_0$ .

При предельном заполнении зоны состояний на границе, когда квазиуровень Ферми пересекает верхнюю границу зоны граничных состояний, а концентрация дырок на интерфейсе еще мала, рост емкости с увеличением прямого напряжения замедляется, наклон  $C^{-2}(U)$ -характеристики начинает определяться уровнями легирования и ее наклон уменьшается. Таким образом, наклон  $C(U)$ -характеристики в координатах  $C^{-2}(U)$  увеличивается при увеличении заряда  $Q_i$  с напряжением смещения и уменьшается при предельном заполнении зоны граничных состояний. Высказанные соображения позволяют сделать вывод, что изменения наклона  $C^{-2}(U)$ -характеристики, наблюдающиеся в районе  $\sim 0.5$  и  $1.5$  В (рис. 1 и 2), могут быть связаны с заполнением двух групп состояний.

В модели туннельного транспорта носителей заряда через область объемного заряда в присутствии граничных состояний зависимости  $\lg J(U)$  и  $-C^{-2}(U)$  нелинейны:  $\lg J \propto U - U_{bi} + \alpha Q_i(U)$  и  $-C^{-2} \propto U - U_{bi} + \alpha Q_i(U)$ , где  $\alpha = (2q\varepsilon(N_d + N_a))^{-1}$ . Таким образом, в присутствии граничных состояний должны наблюдаться схожие нелинейные зависимости  $-C^{-2}(U)$  и  $\lg J(U)$ . На рис. 2 сравниваются эти кривые для 300 (кривые 1 и 5) и 77 К (кривые 2 и 6). Как видно из рисунка, они имеют подобный вид, что подтверждает предлагаемый механизм прохождения тока и формирования  $J-U$ - и  $C-U$ -характеристик.

#### 4.2. Высокочастотная активная проводимость

Ранее при измерениях емкости в гетероструктурах светодиодов на основе GaN наблюдалась и активная компонента высокочастотной проводимости  $G$  [2,11,12]. Значительная величина активной проводимости, а также особенности температурных и частотных зависимостей емкости связывались с конечной скоростью обмена зарядами между энергетическими зонами и состояниями в запрещенной зоне, создаваемыми основной легирующей примесью [2]. Однако при туннелировании электронов на состояния, локализованные на интерфейсе, скорость

перезарядки состояний интерфейса определяется величиной туннельного электронного тока. Эквивалентная схема структуры может быть представлена в виде двух последовательно включенных емкостей, с параллельно включенными сопротивлениями обедненных слоев, в  $n$ - и  $p$ -областях,  $C_n$ ,  $C_p$  и  $R_n$ ,  $R_p$  соответственно. Характерное время перезарядки состояний интерфейса может быть записано как:  $\tau = (R_n R_p / (R_n + R_p))(C_n + C_p)$ . Запаздывание перезарядки состояний интерфейса туннельным током объясняет возникновение активной высокочастотной проводимости. Процесс перезарядки неэкспоненциален во времени, так как изменение заряда на интерфейсе сопровождается изменением высоты барьера и соответственно всех сопротивлений и емкостей эквивалентной схемы.

Отметим также, что в случае образования проводящих каналов через обедненную область  $p-n$ -гетероструктуры (например, при образовании локального  $p^+-n^+$ -перехода) граница зерна с сегрегированными примесями может играть роль затвора канала. При этом захват электронов на границу зерна сужает канал, компенсируя первоначальное увеличение проводимости при увеличении прямого напряжения. Этот процесс может приводить к увеличению измеряемой емкости и проводимости светодиода.

#### 4.3. Эффективность электролюминесценции в гетероструктуре с состояниями, локализованными на интерфейсе

Как видно из рис. 2, величина статического тока с увеличением напряжения до  $\sim 3$  В постепенно приближается к величине активной компоненты высокочастотного тока. В этой области напряжений наблюдается и максимальная квантовая эффективность электролюминесценции, как это видно из рис. 3. Это позволяет сделать вывод, что ловушки на интерфейсе полностью заполняются при напряжении предельного заполнения  $U_{TFL} \approx 3.2$  В, и концентрация носителей заряда, инжектированных в квантовую яму, растет.

С ростом концентрации дырок туннелирование и рекомбинация дырок с электронами, захваченными в локализованные состояния на интерфейсе, определяет распределение прямого напряжения в структуре, что приведет к подавлению инжекции носителей заряда в квантовую яму и снижению эффективности электролюминесценции при  $U > U_{TFL}$  [12]. В результате эффективность, достигая максимума при относительно малых токах  $\sim 1-3$  мА, значительно уменьшается уже при рабочих токах 20 мА.

При низких температурах при  $U = U_{TFL}$  термоактивный ток дырок мал. В результате при низких температурах уже при малых токах начинается падение эффективности с ростом напряжения, а при постоянном токе светодиода с понижением температуры эффективность уменьшается (рис. 4, кривая 4). Наблюдающаяся корреляция зависимостей  $\eta_{EL}(T)$ ,  $C(T)$  и  $J(T)$  позволяет

сделать вывод, что причиной снижения эффективности при охлаждении является температурное изменение изгиба зон и плотности заряженных состояний на интерфейсе.

У деградировавшего светодиода наблюдалось увеличение утечек до величины активного высокочастотного тока в рабочем светодиоде, т. е. до величины туннельного тока в состоянии на границе раздела, и падение эффективности. Корреляция температурных зависимостей эффективности и емкости наблюдалась и после деградации. Зависимости  $\eta_{EL}(T)$  и  $C(T)$  более монотонны (рис. 4, кривые 5 и 2). Это позволяет сделать вывод, что в процессе деградации плотность заряженных состояний на интерфейсе растет, а их распределение в запрещенной зоне изменяется.

## 5. Заключение

Анализ результатов измерений вольт-фарадных характеристик голубых GaN-светодиодов показал, что локализованные на интерфейсе InGaN/GaN-состояния, создаваемые дефектами структуры и примесями, оказывают значительное влияние на емкость светодиодов. Согласно оценкам, на интерфейсе присутствуют состояния с плотностью порядка  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Нелинейные  $C^{-2}(U)$ -характеристики, наблюдающиеся при малых прямых напряжениях, связываются с увеличением плотности заряженных состояний интерфейса в результате туннелирования и захвата свободных электронов. Пиннинг уровня Ферми на интерфейсе приводит к падению эффективности электролюминесценции с ростом прямого напряжения. Наблюдавшаяся корреляция температурных зависимостей эффективности и емкости позволяет сделать вывод, что причиной снижения эффективности при охлаждении является температурное изменение изгиба зон и плотности заряженных состояний на интерфейсе. Процесс деградации оптической мощности, сопровождающийся ростом измеряемой емкости светодиода, связывается с увеличением плотности состояний на интерфейсе и изменением их распределения в запрещенной зоне.

## Список литературы

- [1] R.L. Anderson. Sol. St. Electron., **5**, 341 (1962).
- [2] Y. Zohta, H. Kuroda, R. Nii, S. Nakamura. J. Cryst. Growth, **189/190**, 816 (1998).
- [3] O. Ambacher. J. Phys. D: Appl. Phys., **31**, 2653 (1998).
- [4] W.G. Oldham, A.G. Milnes. Sol. St. Electron., **7**, 153 (1964).
- [5] J.P. Donnelly, A.G. Milnes. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-14**, 63 (1967).
- [6] J. Oila, K. Saarinen, A.E. Wickenden, D.D. Koleske, R.L. Henry, M.E. Twigg. Appl. Phys. Lett., **82**, 1021 (2003).
- [7] K.S.A. Butcher, H. Timmers, Afifuddin, P.P.-T. Chen, T.D.M. Weijers, E.M. Goldys, T.L. Tanslay, R.G. Elliman, J.A. Freitas, jr. J. Appl. Phys., **92**, 3397 (2002).
- [8] I. Arslan, N.D. Browning. Phys. Rev. Lett., **91**, 165 501 (2003).
- [9] J. Elsner, R. Jones, M.I. Heggie, P.K. Sitch, M. Haugk, Th. Frauenheim, S. Oberg, P.R. Briddon. Phys. Rev. B, **58**, 12 571 (1998).
- [10] T. Takeuchi, C. Wetzel, S. Yamaguchi, H. Sekai, H. Amano, I. Akasaki, Y. Kaneko, S. Nakagawa, Y. Yanaoka, N. Yamada. Appl. Phys. Lett., **73**, 1691 (1998).
- [11] Y.T. Rebane, N.I. Bochkareva, V.E. Bougrov, D.V. Tarkhin, Y.G. Shreter, E.A. Girnov, S.I. Stepanov, W.N. Wang, P.T. Chang, P.J. Wang. Proc. SPIE, **4996**, 113 (2003).
- [12] Н.И. Бочкарева, Е.А. Зhirnov, А.А. Ефремов, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, Ю.Г. Шретер. ФТП, **39** (5), 627 (2005).
- [13] J.S. Im, A. Moritz, F. Steuber, V. Harle, F. Scholz, A. Hangleiter. Appl. Phys. Lett., **70**, 631 (1997).
- [14] G. Koley, M.G. Spencer. Appl. Phys. Lett., **78**, 2873 (2001).

Редактор Л.В. Беляков

## Effects of interface states on capacitance and efficiency of electroluminescence in InGaN/GaN light-emitting diodes

N.I. Bochkareva, E.A. Zhirnov\*, A.A. Efremov<sup>+</sup>,  
Y.T. Rebane, R.I. Gorbunov, A.V. Klochkov,  
D.A. Lavrinovich, Y.G. Shreter

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

\* Department of Physics, Bath University,  
Bath BA2 7AY, UK

<sup>+</sup> St. Petersburg State Polytechnical University,  
194251 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Measurements of capacitance-voltage characteristics and external quantum efficiency of electroluminescence in blue GaN light-emitting diodes with InGaN quantum well in the temperature region 77–300 K are carried out. The results are interpreted taking into account the effects of InGaN/GaN interface states of structural defects and impurities on the capacitance. Nonlinear  $C^{-2}(U)$ -characteristics observed at low forward bias are related to the increasing of interface charge with voltage as a result of tunneling and trapping of free electrons at the interface states. According to estimates, the states with density of approximately  $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  are presented at the interface. Recombination current on the interface leads to the suppression of charge carrier injection in the quantum well and to the decrease of the electroluminescence efficiency at large forward bias. The process of optical power degradation of light-emitting diode accompanied by the increase of apparent capacitance is believed due to the increase of charged interface states density and changes of their distribution in the energy gap.