

# Электрические свойства и спектры люминесценции светодиодов на основе гетеропереходов InGaN/GaN с модулированно-легированными квантовыми ямами<sup>1</sup>

© С.С. Мамакин, А.Э. Юнович<sup>¶</sup>, А.Б. Ваттана\*, Ф.И. Маняхин\*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (Физический факультет),  
119992 Москва, Россия

\* Московский институт стали и сплавов,  
117936 Москва, Россия

(Получена 2 сентября 2002 г. Принята к печати 6 сентября 2002 г.)

Исследованы распределение заряженных центров  $N(w)$ , квантовый выход излучения и спектры люминесценции голубых и зеленых светодиодов на основе  $p-n$ -гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN. Множественные квантовые ямы InGaN/GaN были модулированно легированы донорами Si в GaN-барьерах. Концентрации доноров и акцепторов на границах перехода, определенные гетеродинным методом динамической емкости, были порядка  $N_A \geq 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \gg N_D \geq 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Функции  $N(w)$  имели максимумы и минимумы, с периодом 11–18 нм ( $\pm 2-3$  нм). Построена энергетическая диаграмма структур. Сдвиги спектральных максимумов с изменением тока ( $J = 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-2} \text{ А}$ ) малы (3–12 мэВ для голубых и 20–50 мэВ для зеленых диодов), меньше, чем для диодов с нелегированными барьерами (до 150 мэВ). Это объясняется экранированием пьезоэлектрических полей в ямах электронами. Квантовый выход излучения в зависимости от тока коррелирует с распределением зарядов и особенностями вольт-амперных характеристик диодов.

## 1. Введение

Механизмы излучательной рекомбинации в светодиодах (СД) на основе гетероструктур типа InGaN/AlGaIn/GaN с квантовыми ямами зависят от сильных электрических полей в структурах. Эти поля обусловлены не только легированием обеих сторон  $p-n$ -перехода, но и пьезоэлектрической и спонтанной поляризацией структур гексагональных кристаллов [1–3].

Электрическое поле поляризации в квантовых ямах InGaN направлено противоположно полю  $p-n$ -перехода, если структуры выращены эпитаксиально на поверхности с Ga-полярностью. Это поле разделяет электроны и дырки в ямах, если их толщина сравнима или больше, чем радиус экситона. В этом случае люминесценция зависит от эффекта Штарка с квантовым ограничением; этот эффект уменьшает вероятность излучательной рекомбинации [4–5]. Поле поляризации в GaN- и AlGaIn-барьерах направлено в том же направлении, что и поле  $p-n$ -перехода, так что суммарное электрическое поле в структурах достигает значений порядка  $10^6 \text{ В/см}$ . Такие сильные поля обуславливают туннельные эффекты в гетероструктурах на основе GaN [6,7].

Если барьеры в множественных квантовых ямах (МКЯ) легировать донорами, то электроны с доноров переходят в квантовые ямы. Они экранируют поверхностные заряды на гетерограницах, и электрические поля в структурах могут быть существенно уменьшены.

<sup>¶</sup> E-mail: yunovich@scon175.phys.msu.su

<sup>1</sup> Работа частично доложена на Всероссийской конференции „Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы“ (М., МГУ, ноябрь 2001 г.), на сессии Материаловедческого общества (MRS Spring Meeting, San Francisco, April 2002) и на Международной конференции „Оптика, оптоэлектроника и технологии“ (Ульяновск, июнь 2002 г.).

Уменьшается влияние эффекта Штарка; одновременно уменьшаются туннельные токи утечки. Таким образом, квантовый выход излучения в СД с модулированно-легированными ямами может быть заметно увеличен, как было показано в работе Гарднера и др. [1].

Цель настоящей работы — исследование механизмов излучательной рекомбинации в InGaN/AlGaIn/GaN  $p-n$ -гетероструктурах с модулированно-легированными МКЯ. Экспериментальные методы, которые ранее применялись для изучения свойств СД на основе GaN [6–11], были применены для изучения СД, разработанных группой фирмы ЛюмиЛедс (LumiLeds Lighting) [1,12,13].

## 2. Методика экспериментов

Были исследованы голубые и зеленые СД на основе гетероструктур типа  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$ , выращенных эпитаксией из металлорганических соединений на сапфировых подложках. Базовый слой  $n$ -GaN был легирован Si,  $N_D \approx (1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . На базовом слое были выращены четыре периода квантовых ям  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  (2.5–3 нм), разделенных барьерами GaN (12–14 нм). Содержание In было в пределах  $x = 0.10-0.15$  и  $x = 0.17-0.22$  соответственно для голубых и зеленых СД. Барьеры были легированы Si-донорами,  $N_D \approx (1-1.5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Слой  $p$ -AlGaIn толщиной 50–80 нм и верхний слой GaN были легированы Mg,  $N_A \approx (1-2) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . СД, изготовленные из этих структур, имели площадь  $S = 4.66 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2}$  и пластиковый купол диаметром 5 мм.

Было исследовано 40 образцов СД, подробные данные в диапазоне токов  $J = 10^{-7} - 3 \cdot 10^{-2} \text{ А}$  при комнатной температуре были получены для 4 СД из каждой группы.

Параметры светодиодов

| №   | Параметры   | Голубые |       |       |       | Зеленые |       |       |       |
|-----|---|---------|-------|-------|-------|---------|-------|-------|-------|
|     |   | b067    | b169  | b093  | b026  | g029    | g176  | g188  | g038  |
| I   | $w_0(10^{-6})$ , см   | 1.26    | 2.07  | 2.1   | 2.85  | 2.85    | 1.35  | 2.55  | 1.68  |
|     | $N_i(10^{17})$ , см <sup>-3</sup>   | 2.43    | 1.11  | 2.8   | 3.45  | 1.4     | 6.22  | 2.0   | 4.0   |
|     | $\varphi_{kn}$ , В  | 1.33    | 0.906 | 0.816 | 0.66  | 0.49    | 0.87  | 0.704 | 1.05  |
| II  | $\nu$   | 1.5     | 3.0   | 2.0   | 1.8   | 2.5     | 2.3   | 3.5   | 2.8   |
|     | $m = dV/d(\ln J) \cdot (e/kT)$ (min)  | 1.7     | 1.9   | 1.7   | 3.0   | 4.1     | 3.8   | 2.8   | 3.3   |
|     | $U_{\min}$ , В  | 2.0     | 2.4   | 2.45  | 2.5   | 2.1     | 2.8   | 2.2   | 2.2   |
|     | $\varphi_{kJ}$ , В  | 2.2     | 1.8   | 2.0   | 1.9   | 1.35    | 1.7   | 1.8   | 1.9   |
|     | $e\varphi_k, (F_n - F_p)$ , эВ  | 3.07    | 3.08  | 2.92  | 3.32  | 3.22    | 3.45  | 3.00  | 3.31  |
|     |   |         |       |       |       |         |       |       |       |
| III | $\eta_{\max}$ , %   | 4.8     | 10.5  | 8.8   | 6.5   | 2.9     | 4.4   | 5.9   | 4     |
|     | $(J_{\max}, \text{мА})$   | 3       | 3     | 0.5   | 2     | 2       | 10    | 2     | 3     |
|     | $\eta$ , %  | 4.4     | 8.9   | 6.1   | 5.4   | 2.4     | 4.4   | 4.4   | 3.7   |
|     | $(J = 10 \text{ мА})$   |         |       |       |       |         |       |       |       |
| IV  | $\hbar\omega_{\max}$ , эВ<br>( $J = 20 \text{ мА}$ )  | 2.784   | 2.678 | 2.655 | 2.618 | 2.421   | 2.413 | 2.380 | 2.349 |
|     | $\Delta\hbar\omega_{\max}$ , мэВ<br>( $J = 10^{-6} \Rightarrow 2 \cdot 10^{-2} \text{ А}$ ) | -2      | -3    | 5     | 14    | 42      | 48    | 19    | 17    |
|     | $\Delta(\hbar\omega)_{1/2}$ , эВ  | 0.13    | 0.11  | 0.12  | 0.12  | 0.13    | 0.15  | 0.14  | 0.14  |
|     | $E_1$ , мэВ<br>( $J = 20 \text{ мА}$ )  | -31     | -35   | -35   | -35   | -31     | -40   | -39   | -39   |
|     | $E_0$ , мэВ<br>( $J = 20 \text{ мА}$ )  | 59      | 52    | 54    | 60    | 50      | 54    | 54    | 53    |
|     |   |         |       |       |       |         |       |       |       |

Методика измерений спектров люминесценции и электрических свойств СД описана в [6–11]. Внешний квантовый выход излучения  $\eta_e(J)$  и коэффициент полезного действия  $\eta_p(J)$  СД определялись из измерений мощности излучения.

### 3. Экспериментальные результаты

#### 3.1. Распределение заряженных центров в активной области структур

Зависимость дифференциальной емкости от напряжения  $C(V) = (dV/dQ)$  и производная этой зависимости  $(d^2V/dQ^2)$  измерялись гетеродинамическим методом динамической емкости [8,9]. Распределение заряженных центров  $N(w)$  и толщина области пространственного заряда  $w$  рассчитывались по формулам

$$w = \varepsilon\varepsilon_0 S / (dV/dQ); \quad N(w) = (\varepsilon\varepsilon_0 S^2) (d^2V/dQ^2). \quad (1)$$

В расчетах принималось значение диэлектрической проницаемости  $\varepsilon = 9.0$ . Отметим, что от значений  $\varepsilon$  и  $S$  зависят абсолютные значения  $w$  и  $N$ , но не характер распределения  $N(w)$ .

На рис. 1, *a, b* показаны распределения  $N(w)$  для двух голубых и двух зеленых СД. Хорошо выраженные максимумы и минимумы  $N(w)$  соответствуют модулированному легированию МКЯ с периодом 11–18 нм. Амплитуда колебаний варьировалась от образца к образцу, она была больше для больших значений  $N_{\max}(w)$ . На рисунках

и в таблице (раздел I) показаны значения толщины области пространственного заряда  $w_0$  при  $V = 0$ . Обсуждение результатов с технологами показало [1,13], что вариации распределений  $N(w)$  обусловлены неконтролируемыми условиями роста.

#### 3.2. Вольт-амперные характеристики

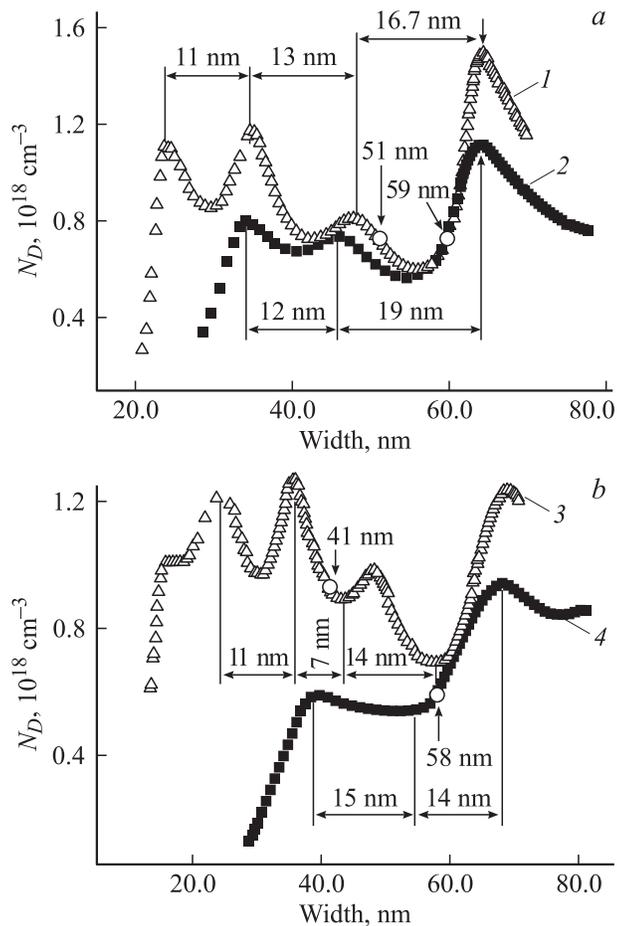
Вольт-амперные характеристики (ВАХ) голубых и зеленых СД показаны на рис. 2, *a, b*. Они имеют участок туннельного тока (тока утечки) при малых напряжениях ( $V < V_1 \approx 1.9\text{--}2.1$  В для голубых и  $V < V_1 \approx 1.6\text{--}1.9$  В для зеленых СД). При увеличении  $V$  экспоненциальный рост тока в диапазоне  $J = 0.1\text{--}10$  мА соответствует инжекции неосновных носителей — дырок — в активную часть структуры с МКЯ. Производная кривых  $V_J = dV/d(\ln J)$  в этой области имеет значения  $V_J = 40\text{--}75$  мВ и  $V_J = 80\text{--}100$  мВ для голубых и зеленых СД соответственно. При больших напряжениях  $V$  сказывалось последовательное сопротивление  $R_s$ , оно зависело от тока  $J$ :

$$J = J_0 \exp[e(V - J \cdot R_s(J))] / (m \cdot kT). \quad (2)$$

В таблице (II) представлены минимальные значения „фактора неидеальности“  $m = V_J(e/kT)$  для голубых и зеленых СД. В области больших токов ВАХ были представлены также в виде степенных зависимостей:

$$J = A(V - V_2)^\nu, \quad (2a)$$

показатель  $\nu$  имел значения от 1.5 до 3.5 (таблица, (II)).



**Рис. 1.** Распределение заряженных центров в области пространственного заряда. *a* — для двух голубых СД; кружками отмечены значения  $w_0$  при  $V = 0$ . Максимальная концентрация для диода 1 —  $N_D = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при  $z = 65 \text{ нм}$ , кпд — 8.7% при  $J = 0.5 \text{ мА}$ ; для диода 2 —  $N_D = 1.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при  $z = 64 \text{ нм}$ , кпд — 6.4% при  $J = 2 \text{ мА}$ . *b* — для двух зеленых СД; кружками отмечены значения  $w_0$  при  $V = 0$ . Максимальная концентрация для диода 3 —  $N_D = 1.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при  $z = 36 \text{ нм}$ , кпд — 4.4% при  $J = 10 \text{ мА}$ ; для диода 4 —  $N_D = 9.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  при  $z = 68 \text{ нм}$ , кпд — 3.1% при  $J = 3 \text{ мА}$ .

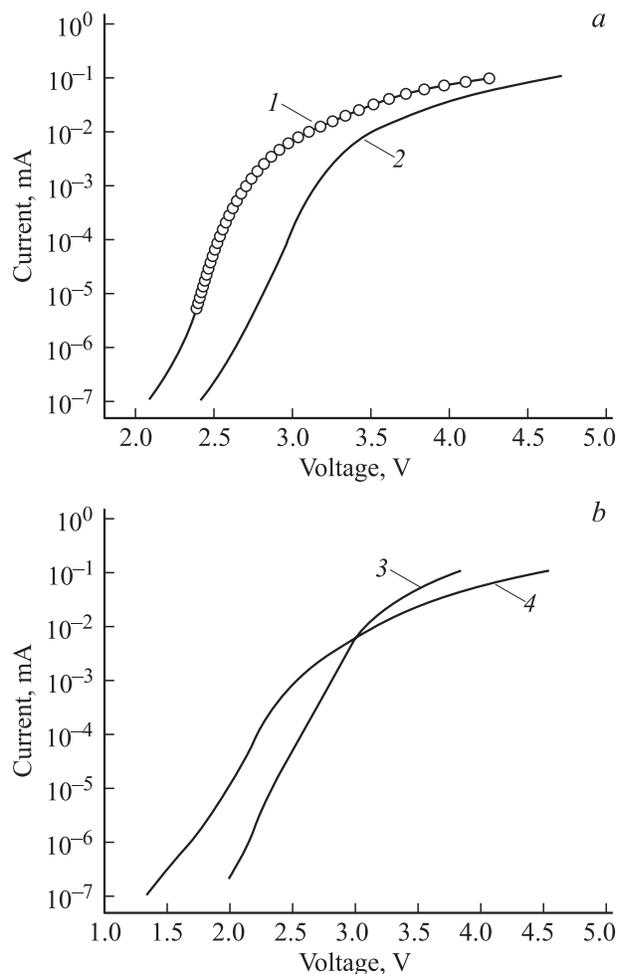
### 3.3. Мощность излучения и коэффициент полезного действия СД

Мощность  $P$  и коэффициент полезного действия СД ( $\eta_p = P/JV$ ) немонотонно зависели от тока с максимумом  $\eta_p = \eta_{\text{max}}$  в интервале  $J = 1\text{--}10 \text{ мА}$  (рис. 3, *a, b* и таблица, (III)). Значения  $\eta_{\text{max}}$  приведены также на рис. 1 для сравнения с распределениями  $N(w)$ . Следует заметить, что большие значения  $\eta_{\text{max}}$  соответствовали более сильному легированию барьеров и ярко выраженным периодическим изменениям  $N(w)$ . Эти значения приблизительно вдвое превышают значения  $\eta_{\text{max}}$ , наблюдавшиеся для СД со структурами без модулированного легирования [9–11].

### 3.4. Спектры люминесценции светодиодов

Спектры электролюминесценции голубого и зеленого СД в широком диапазоне постоянных токов представлены на рис. 4, *a, b*. Как и для исследованных ранее СД без модулированного легирования [9–11], спектры имеют экспоненциальные спады с обеих сторон. Спад со стороны высоких энергий имеет показатель  $E_1 = mkT$  около 35 мэВ ( $m \approx 1.3$ ). Спад со стороны низких энергий  $E_0$  был около 55 мэВ. Ширина спектров на половине интенсивности составляла 115–120 и 135–140 мэВ соответственно для голубых и зеленых СД (рис. 4, *a, b* и таблица, (IV)).

Сдвиги максимумов спектров  $\hbar\omega_{\text{max}}$  в коротковолновую область с изменением тока ( $J = 10^{-6}\text{--}2 \cdot 10^{-2} \text{ А}$ ) были сравнительно малы; для диодов на рис. 4, *a, b* они достигали 5 и 50 мэВ, для голубого и зеленого СД, соответственно. Это существенно меньше, чем для СД с нелегированными МКЯ (до 150 мэВ [9–11]), исследованными ранее. При больших токах в спектрах голубых



**Рис. 2.** Вольт-амперные характеристики для голубых (*a*) и двух зеленых (*b*) светодиодов. Точки на рис. 2, *a* — описание кривых уравнением (2), параметры модели:  $V_j = mkT/e = 0.0398 \text{ В}$ ,  $J_0 = 0.0104 \text{ А}$ ,  $R_s = 1.685 \text{ Ом}$ ,  $k = 4.113$ ,  $\phi_k = 2.668 \text{ В}$ .

СД наблюдался небольшой сдвиг в длинноволновую область, обусловленный нагревом (таблица, (IV)). Для одного из голубых СД на рис. 4, *a* показано, что в области низких энергий при малых токах нет длинноволновых полос, связанных с туннельным излучением; сигнал обусловлен только шумами.

## 4. Обсуждение результатов

### 4.1. Распределение заряженных центров в гетероструктурах

Периодические изменения распределения заряженных центров в модулированно-легированных структурах с квантовыми ямами исследовались ранее для случая структур типа GaAs/AlGaAs [14,15]. Однако для структур типа InGaN/GaN с масштабом по координате порядка нанометров (рис. 1) такие изменения наблюдаются, по-видимому, впервые. Поэтому следует обсудить физический смысл и точность определения координат на рис. 1. Величина  $w$  — толщина истощенной области пространственного заряда — может быть определена из

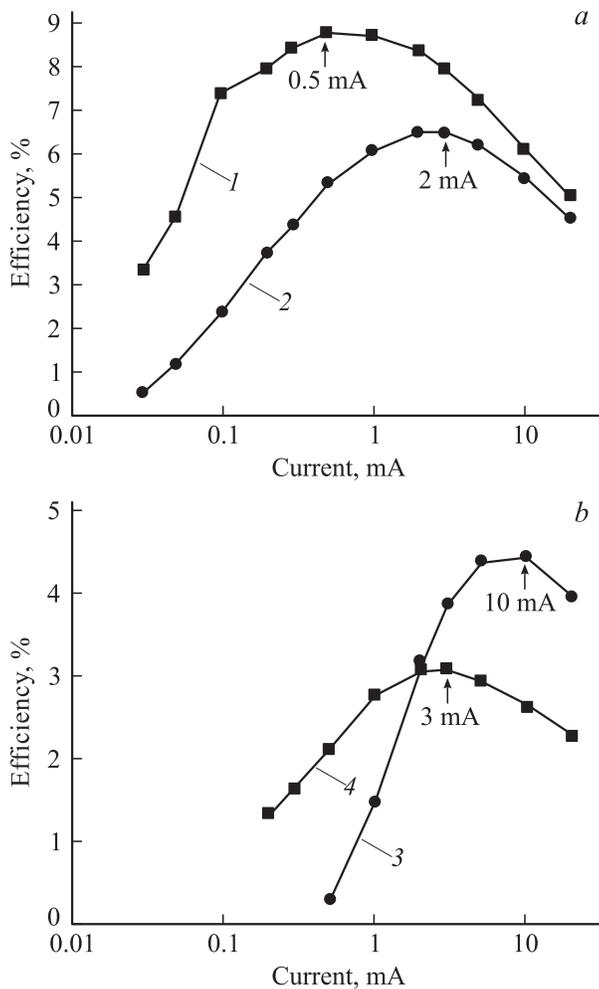


Рис. 3. Коэффициент полезного действия двух голубых СД (*a*) и двух зеленых СД (*b*) в зависимости от тока.

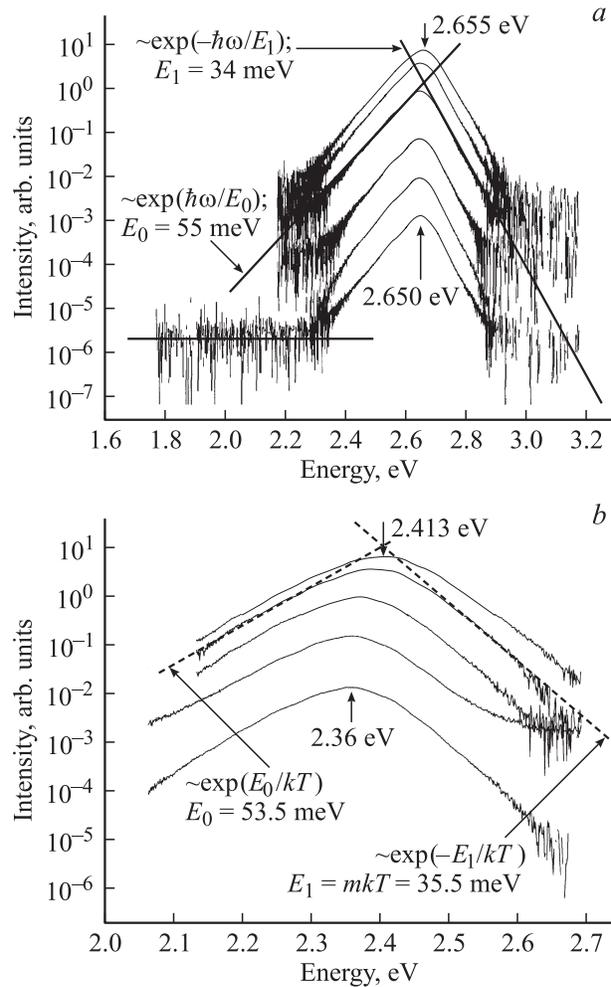


Рис. 4. *a* — спектры голубого СД № 1 в диапазоне токов от 10 мкА до 20 мА; *b* — спектры зеленого СД № 3 в диапазоне токов от 0.5 до 20 мА.

измерений динамической емкости с точностью порядка дебаевской длины экранирования:

$$L_{Dn} = [\varepsilon\varepsilon_0(kT/e)/en_0]^{1/2}, \quad (3)$$

где  $n_0$  — концентрация электронов со стороны слабее легированной  $n$ -стороны  $p$ - $n$ -гетероперехода. В нашем случае  $L_{Dn} \approx 2.5$  нм. Вот почему в опытах наблюдаются не ступенчатые зависимости, предполагающие резкое легирование барьеров, а гладкие кривые  $N(w)$  с периодом  $d = 12$ – $15$  нм. Значения  $N(w)$  — приведенной концентрации заряженных примесей — соответствуют концентрации доноров с  $n$ -стороны перехода  $N_D(z)$  с точностью порядка отношения концентраций с двух сторон  $p$ - $n$ -перехода,  $N_D/N_A \approx 0.1$ . Это означает, что  $N_D(z)$  выше, чем значения  $N(w)$  на рис. 1, а расстояние  $z$  в МКЯ меньше, чем значения абсциссы  $w$  на рис. 1:

$$N_D(z) = N(w)(1 + N_D/N_A); \quad dz = dw/(1 + N_D/N_A). \quad (4)$$

Приняв это во внимание, мы видим, что распределение зарядов зависит от детальных условий роста. Толщина слоя пространственного заряда  $w_0$  (кружки на рис. 1) изменялась от образца к образцу в пределах от 40 до 60 нм. Период  $N(w)$  тем меньше, чем больше величина  $N(w)$ . Описанные опыты доказывают, что МКЯ расположены со стороны  $n$ -области структуры и частично заполнены электронами в равновесии.

### 4.2. Энергетическая диаграмма

Проинтегрируем уравнение Пуассона для потенциала  $\Psi$ :

$$d^2\Psi/dz^2 = (-e/\varepsilon\varepsilon_0)N_D(z),$$

зная из опытов распределение  $N(w)$  и приняв во внимание формулу (4). Граничные условия: в точке  $z = w_0$  потенциал  $\Psi$  относительно однородной  $n$ -области равен  $\Psi_{n0} = -kT/e$ , а электрическое поле  $E_{(z=w_0)} = -d\Psi/dz = -kT/eL_{Dn}$ . Первый интеграл дает распределение поля  $E_z$  от точки  $w_0$  ( $V = 0$ ) до точки  $w_1$ , в которой  $N_D(z)$  пренебрежимо мало (рис. 1), а поле равно

$$(d\Psi/dz)_{w_1} = -E_{w_1} = (-e/\varepsilon\varepsilon_0) \int_{w_1}^{w_0+L_{Dn}} N_D^+(z) dz. \quad (5)$$

Второй интеграл дает распределение потенциала  $\Psi(z)$  в том же интервале и величину контактного потенциала в точке  $w_1$   $n$ -области,  $\varphi_{kn}$  (таблица, (I)).

Полный заряд акцепторов (от глубины  $p$ -области до границы легирования  $w_2$ ), в силу нейтральности системы в целом, равен полному заряду доноров с обратным знаком. Поэтому значения вектора электрической индукции  $\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}$  в точках  $w_1$  и  $w_2$  должны быть равны

$$\begin{aligned} \varepsilon_2(d\Psi/dz)_{w_2} &= -\varepsilon_2 E_{w_2} \\ &= -\varepsilon_1 E_{w_1} = (+e/\varepsilon_0) \int_{-L_{Dp}}^{w_2} N_A^-(z) dz. \quad (6) \end{aligned}$$

Строгие расчеты, связанные с различием  $\varepsilon$  в разных слоях структуры и с полями поляризации, выходят за рамки настоящей работы; мы принимали, что  $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_2$ .

Условие, трудно контролируемое в технологии и не регистрируемое в наших опытах, — это распределение заряженных акцепторов Mg,  $N_A^-(z)$ . Акцепторы в  $p$ -области могут быть частично компенсированы донорами (концентрация доноров  $N_{Dp} \approx (1-5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). Mg имеет сравнительно глубокий уровень ( $\Delta E_A = 160 \text{ мэВ}$  при  $N_A \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ), и для теоретических расчетов  $N_A^-(z)$  надо учитывать неполную ионизацию, так что концентрация дырок в  $p$ -области  $p_0 \approx (1-3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Первый интеграл уравнения Пуассона от глубины  $p$ -области до точки  $w_2$  при таких предположениях дает

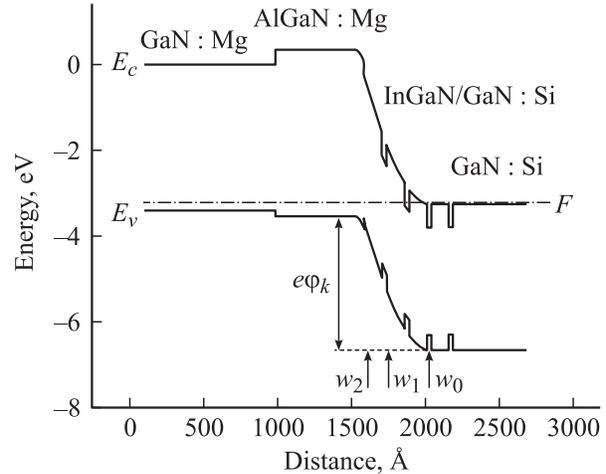


Рис. 5. Энергетическая диаграмма структур с модулированно-легированными МКЯ для голубого диода.

связь между величинами  $\varphi_{pk}$  и  $(d\Psi/dz)_{w_2}$ :

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\Psi}{dz}\right)_{w_2} &= +\frac{kT}{e p_0^{1/2} L_{Dp}} \left\{ p_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{e\varphi_{pk}}{kT}\right) \right] \right. \\ &\quad \left. + (N_A - N_{Dp}) \frac{e\varphi_{pk}}{kT} + N_A \ln \frac{1 + g \cdot \exp\left(-\frac{e\varphi_{pk}}{kT}\right)}{1 + g \cdot \exp\left(\frac{e(\Psi_A - \Psi_0)}{kT}\right)} \right\}^{1/2}, \quad (7) \end{aligned}$$

где  $p_0 = N_v \exp(-e\Psi_0/kT)$  и  $e\Psi_0 = F_p - E_{v0}$  — концентрация дырок и положение уровня Ферми в  $p$ -области,  $\Psi_A = \Delta E_A/kT$ ;  $g = 4$  — фактор вырождения акцепторного уровня,  $L_{Dp} = [2\varepsilon\varepsilon_0(kT/e)/ep_0]^{1/2}$  — длина экранирования в  $p$ -области. Расчет показал, что сумма  $(\varphi_{pk} + \varphi_{kn})$  меньше контактного потенциала  $\varphi_k \approx 3.0-3.3 \text{ В}$ , определенного из концентраций  $N_A$  и  $N_D$  по обе стороны перехода и из вольт-амперных характеристик (см. далее). Отсюда можно заключить, что в середине структуры есть нейтральный компенсированный  $i$ -слой толщины  $w_i = w_2 - w_1$ , в котором равновесное падение потенциала равно

$$\varphi_i = \varphi_k - (\varphi_{kn} + \varphi_{kp}). \quad (8)$$

Если принять, что в  $i$ -слое потенциал изменяется линейно, можно рассчитать параметры энергетической диаграммы структур аналогично работам [9,11]. В отличие от этих работ МКЯ расположены не в  $i$ -области, а на границе  $n$ -области, а точка  $w_0$  привязана к определенной координате в МКЯ. На рис. 5 показана диаграмма, полученная так для голубого СД.

Количественное расхождение между диаграммой на рис. 5 и данными на рис. 1 и в таблице требует дополнительного анализа. Если рассчитать падение потенциала в  $i$ -слое по линейному закону

$$\varphi_i = (-E_{w1})w_i, \quad (9)$$

где  $w_i$  взято из экспериментальных данных, то результат оказывается меньше вычисленного по формуле (8) приблизительно на 1.2–1.6 В (таблица, (II)).

### 4.3. Вольт-амперные характеристики

Аналитическое описание вольт-амперных характеристик (ВАХ) должно принимать во внимание существование  $i$ -слоя и зависимость последовательного сопротивления от тока. Если сопротивление  $i$ -слоя при больших токах уменьшается, то часть тока может быть описана квадратичной зависимостью от напряжения на этом слое (см. теории двойной инжекции [16]).

В этом случае уравнение (2) для эмпирического описания ВАХ будет включать четыре независимых подгоночных параметра ( $V_J, R_s, k, \phi_{kJ}$ ):

$$V = V_J \cdot \ln(J/J_1) + k \cdot J^{1/2} + J \cdot R_s + \phi_{kJ}. \quad (10)$$

Параметр  $J_1$  описывает инжекционную часть тока, параметр  $k$  — квадратичную часть. Пример описания формулой (9) см. на рис. 2, а; он не включает туннельных утечек при малых  $J$ . Параметр  $\phi_{kJ}$  имеет физический смысл потенциала, который надо преодолеть дыркам для инжекции в активный слой МКЯ, он взаимозависим с комбинацией параметров  $-V_J \cdot \ln(J_1)$ . Он заметно меньше контактного потенциала  $\phi_k$  (таблица, (II)), определенного из экстраполяции ВАХ (2, а) к значениям напряжений  $V - J \cdot R_s(J) \approx m \cdot kT$ .

### 4.4. Эффективность светодиодов

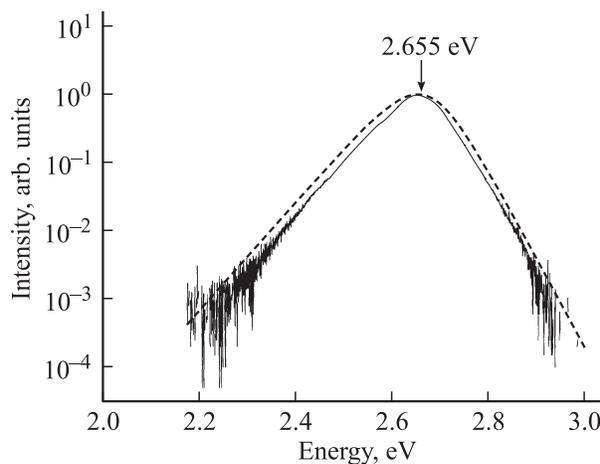
В работах [1–5] было показано, что пьезоэлектрические поля в структурах InGaN/GaN приводят к пространственному разделению электронов и дырок в ямах. Поэтому легирование барьеров донорами и экранировка электронами этих полей должны увеличивать вероятность излучательной рекомбинации в квантовых ямах. Такова одна из причин наблюдаемого увеличения коэффициента полезного действия  $\eta_p$  исследованных СД по сравнению с исследованными ранее светодиодами без модулированного легирования.

Уменьшение суммарного электрического поля в барьерах уменьшает вероятность безызлучательных туннельных токов. Это также способствует увеличению квантового выхода излучения. Важно, что максимум  $\eta_p$  при токах  $J = 1–10$  мА (плотность  $j = J/S \approx 2–20$  А/см<sup>2</sup>) показывает возможность увеличения мощности СД при том же  $j$  за счет увеличения площади  $S$ .

### 4.5. Спектры люминесценции

Наиболее важный результат спектральных исследований — меньший сдвиг максимумов  $\hbar\omega_{\max}$  с током, чем для СД без легирования МКЯ. Этот факт подтверждает результаты [1], что электроны экранируют поля пьезоэлектрической и спонтанной поляризации. Сдвиг  $\hbar\omega_{\max}$  в [7–11] был обусловлен главным образом экранировкой полей инжектированными электронами.

Модель рекомбинации в 2D-структурах с хвостами плотности состояний, обусловленными флуктуациями



**Рис. 6.** Сравнение формы спектров с моделью рекомбинации в 2D-структурах с экспоненциальными хвостами плотности состояний. Точки — описание спектра моделью [9,11]; параметры:  $E_{\max} = 2.652 \pm 0.011$  эВ,  $E_g = 2.655_8 + 0.0005$  эВ,  $E_0 = 0.054$  эВ,  $E_1 = m k T = 0.033 \pm 0.0004$  эВ,  $\Delta F_p = 0.029_1$  эВ.

потенциала [7–11], описывает экспоненциальные спады спектров, но спектры имеют меньшую ширину, чем теоретическая модель (рис. 6). Различие требует анализа, учитывающего пьезоэлектрические эффекты.

Отсутствие полосы туннельного излучения в спектрах можно объяснить экранировкой пьезоэлектрических полей при модулированном легировании и уменьшении эффективных электрических полей в  $p$ - $n$ -гетероструктурах.

## 5. Заключение

– Гетеродинный метод динамической емкости дает сведения о периодическом распределении зарядов в модулированно-легированных  $p$ - $n$ -гетероструктурах InGaN/GaN с квантовыми ямами,  $N(w)$ . Легирование барьеров в МКЯ  $\text{Si}_D$  в интервале  $(1–2) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> коррелирует с повышением эффективности СД.

– Расчет распределения электрических полей и потенциала из  $N(w)$  показывает, что активный слой МКЯ расположен на  $n$ -границе области пространственного заряда. Он свидетельствует о компенсированном  $i$ -слое в структуре типа  $p$ - $i$ - $n$ .

– Для объяснения ВАХ СД надо учитывать изменение последовательного сопротивления структур вследствие двойной инжекции носителей в  $i$ -слой.

– Максимум КПД СД при токах  $J = 1–10$  мА ( $j = J/S \approx 2–20$  А/см<sup>2</sup>) показывает возможность увеличения мощности при том же  $j$  за счет  $S$ .

– Сдвиги спектральных максимумов с током в СД с модулированным легированием МКЯ намного меньше, чем в СД без легирования. Результат свидетельствует, что электроны с доноров экранируют пьезоэлектрические поля в КЯ. Это важно для применений СД в белых излучателях.

Авторы выражают благодарность С. Штокману, М. Мисра, В. Гоеццу, Н. Гарднеру (фирма „LumiLeds Lighting“) за предоставление образцов и обсуждение результатов, В.Е. Кудряшову и С.С. Обыденной за помощь в экспериментах.

Авторы благодарят РФФИ (проект N 00-02-16418) и Министерство промышленности и науки (Гос. контракт № 108-23(00)) за финансовую поддержку.

## Список литературы

- [1] N. Gardner, C. Kocot, W. Goetz, M. Huerschen, C. Flory, D. Bour, T. Takeuchi, S. Stockman, M. Misra, Yu.-C. Shen, M. Krames, R.S. Kern. *4th Int. Conf. on Nitride Semicond.* (Denver, July, 2001) Book of Abstract, p. 38, PM B6.1.
- [2] P. Lefebvre, J. Allegre, B. Gil, H. Mathieu, N. Grandjean, M. Leroux, J. Massies, P. Bigenwald. *Phys. Rev. B*, **59**, 15 363 (1999).
- [3] F. Bernardini, V. Fiorentini. *Phys. Rev. B*, **57** (16), R9427 (1998).
- [4] S.F. Chichibu, S.P. DenBaars, K. Wada, M. Aritta, T. Sota, S. Nakamura. *Mater. Sci. Eng.* **59**, 298 (1999).
- [5] A. Hangleiter, J.S. Im, H. Kollmer, O. Gfroerer, J. Off, F. Scholz. *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.*, **4S11**, G6.20 (1999).
- [6] В.Е. Кудряшов, К.Г. Золина, А.Н. Ковалев, Ф.И. Маняхин, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович. *ФТП*, **31**, 1304 (1997).
- [7] А.Н. Ковалев, Ф.И. Маняхин, В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович. *ФТП*, **32**, 63 (1998).
- [8] В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович, А.Н. Ковалев, Ф.И. Маняхин. *ФТП*, **33**, 445 (1999).
- [9] В.Е. Кудряшов, С.С. Мамакин, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович, А.Н. Ковалев, Ф.И. Маняхин. *ФТП*, **35**, 861 (2001).
- [10] А.Е. Yunovich, V.E. Kudryashov, S.S. Mamakin, A.N. Turkin, A.N. Kovalev, F.I. Manyakhin. *Phys. St. Sol. (a)*, **176**, 125 (1999).
- [11] А.Е. Yunovich, V.E. Kudryashov. *Phys. St. Sol. (b)*, **228**, 141 (2001).
- [12] Ф.И. Маняхин, А.Б. Ватгана, С.С. Мамакин, А.Э. Юнович. *Тез. докл. Всеросс. конф. „Нитриды галлия, алюминия и индия — структуры и приборы“* (М., МГУ, 2001) с. 27.
- [13] А.Е. Yunovich, S.S. Mamakin, F.I. Manyakhin, N. Gardner, W. Goetz, M. Misra, S. Stockman. *MRS Spring Meeting 2002* (San Francisco, 2002) Abstract, Book, K2.4.
- [14] P.N. Broukov, T. Benyattou, G. Guillot. *J. Appl. Phys.*, **80**, 864 (1996).
- [15] P. Blood. *Semicond. Sci. Technol.*, **1**, 7 (1986).
- [16] Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. *Токи двойной инжекции в полупроводниках* (М., Сов. радио, 1978) § 3.2.

Редактор Л.В. Беляков

## Electrical properties and luminescence spectra of light-emitting diodes based on InGaN/GaN heterostructures with modulation-doped quantum wells

S.S. Mamakin, A.E. Yunovich, A.B. Wattana\*, F.I. Manyakhin\*

Moscow State Lomonosov University,  
Department of Physics,  
119992 Moscow, Russia

\* Moscow Institute of Steel and Alloys,  
117235 Moscow, Russia

**Abstract** Charge distributions  $N(w)$ , quantum efficiency and electroluminescence spectra of blue and green light-emitting diodes based on InGaN/AlGaIn/GaN heterostructures were investigated. Multiple quantum wells were modulation doped by Si donors in GaN barriers. Acceptor and donor concentrations near the  $p$ - $n$  junction determined by dynamical capacitance heterodyne method were of  $N_A \geq 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} \gg N_D \geq 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Functions  $N(w)$  have 4 maxima and minima and a period of 10–15 nm ( $\pm 2$ –3 nm), according to the details of growth. The extrema reflect charge distributions on the  $n$ -side of the junctions. An energy diagram of the structures is calculated. Shifts of spectral maxima with current ( $J = 10^{-6}$ – $3 \cdot 10^{-2}$  A) are comparatively low (3–12 meV for blue LEDs and 20–50 meV for green diodes), less than for previously studied green ones (up to 150 meV). This behavior is explained by screening of piezoelectric fields by electrons in the wells. Quantum efficiency versus current is correlated with  $N(w)$  distributions and current-voltage characteristics.