

Влияние температуры на ампер-яркостные характеристики светодиодной структуры на основе InGaN

© Н.С. Грушко, Л.Н. Вострецова[¶], А.С. Амброзевич, А.С. Кагарманов

Ульяновский государственный университет,
432000 Ульяновск, Россия

(Получена 20 января 2009 г. Принята к печати 2 февраля 2009 г.)

Исследовались спектры электролюминесценции при постоянном токе в диапазоне температур 93–323 К светодиодной структуры на основе твердого раствора InGaN с содержанием In 11%. Установлено, что в спектрах электролюминесценции проявляются два максимума: с энергией 2.91 эВ, обусловленный рекомбинацией в квантовой яме InGaN, и с энергией 3.41 эВ при 153 К, вызванный межзонными излучательными переходами в GaN. Проанализированы ампер-яркостные характеристики при 93 и 293 К.

PACS: 78.55.Cr, 78.60.Fi, 78.67.De, 85.30.Kk, 85.60.Jb

1. Введение

Полупроводниковые приборы на основе InGaN и GaN обладают широким диапазоном рабочих температур. Эти материалы могут служить основой для устройств высокотемпературной оптоэлектроники. Сочетание высокой яркости излучения и всепогодного исполнения делают их идеальным решением для применения в светофорах, указателях пешеходных переходов, устройствах ограничения скорости, стадионных табло, рекламе и других устройствах с меняющейся информацией, а также в системах атмосферной оптической связи, охранных системах, системах автоматизации, оптопарах, оптореле и т. п. [1]. Преимуществом таких светодиодных осветительных приборов является малое потребление энергии, малое тепловыделение, вибростойкость, отсутствие специальных патронов, достаточная стойкость к γ -излучению, высокая долговечность, надежная работа в диапазоне температур от -40 до $+85^\circ\text{C}$. Светодиоды (СД) синего свечения используются для получения приборов белого свечения.

В работе [2] исследованы спектры электролюминесценции (ЭЛ) СД на основе многослойных гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN с тонким (2–3 нм) активным слоем из InGaN. Изменение температуры вызывает следующие преобразования спектра: при понижении температуры длинноволновый спад спектра в основной полосе практически не изменяется, а коротковолновый становится заметно резче.

В работах [3,4] исследовались зависимости спектров ЭЛ структуры InGaN/SiC с модулированным легированием от тока в интервале 10–85 мкА при 293 и 167 К. При комнатной температуре длина волны максимума излучения не изменялась с ростом тока и составила 480 нм, интенсивность излучения при этом увеличивалась. В спектрах ЭЛ обнаружены особенности, имеющие периодическую структуру и проявляющиеся регулярно при изменении тока через образец, которые связаны с зависимостью скорости рассеяния на поляр-

ных оптических (ПО) фонах от ширины квантовой ямы (КЯ). При температуре $T = 167$ К спектры ЭЛ не содержат ярко выраженных особенностей. Максимум излучения основной полосы (длины волн 478–485 нм) сдвигается в область больших энергий фотонов $\hbar\omega$ при увеличении тока через образец. Малый энергетический сдвиг (37 мэВ) говорит об экранировании пьезоэлектрических полей. С увеличением тока через образец на длинноволновом спаде спектра начинает проявляться вторая полоса излучения. Эти два максимума могут соответствовать двум материалам — InGaN и SiC.

В работах [5,6] исследовалась зависимость яркости излучения в диапазоне температур 148–273 К при постоянном токе через СД. Обнаружены сдвиг максимума излучения в область меньших энергий при понижении температуры и появление второй полосы излучения в длинноволновой области спектра. Сдвиг в область меньших энергий с понижением температуры происходит из-за внутренних электрических полей, которые влияют на уровни в области пространственного заряда (ОПЗ). При этом большую роль играют не туннельные, а полевые эффекты.

В работе [7] изучено влияние повышенной температуры на излучательные характеристики светодиодов на основе InGaN.

Цель данной работы состоит в анализе влияния температуры на процесс излучательной рекомбинации в исследуемых образцах. Для достижения поставленной цели были проанализированы спектры ЭЛ, вольт-амперные характеристики (ВАХ), ампер-яркостные характеристики (АЯХ) при различных температурах и токах через образец.

2. Спектры электролюминесценции структуры на основе твердого раствора InGaN

Эксперимент проводился на СД Hewlett Packard на основе твердого раствора InGaN. Исследуемая структура состоит из трех пар слоев InGaN/GaN, выращен-

[¶] E-mail: kapiton04@yandex.ru

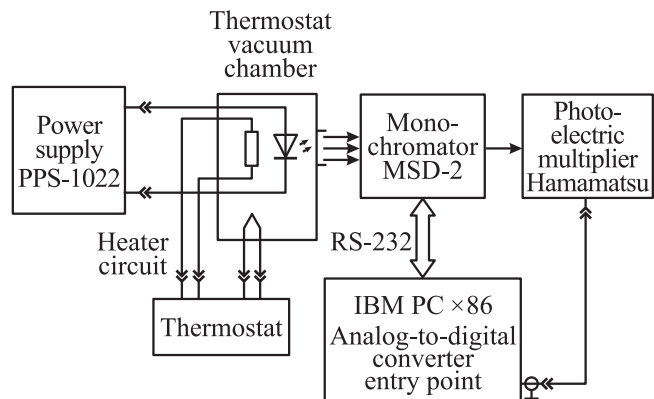


Рис. 1. Установка для измерения спектров электролюминесценции.

ных при 650°C на высокотемпературном GaN толщиной 0.5 мкм. По методике [8] определено содержание In в твердом растворе InGaN, оно составило 11%.

Измерения спектров ЭЛ проводились на установке, изображенной на рис. 1. Измерения спектров полностью автоматизированы и управляются с помощью компьютера. Монохроматор управляется по шине RS-232; контроллер монохроматора был специально разработан в лаборатории Ульяновского государственного университета. С фотоумножителя Hamamatsu подается напряжение, пропорциональное количеству зарегистрированных фотонов, на скоростную плату АЦП компьютера. Измерительная программа позволяет получить спектры в автоматическом режиме и сохранять данные в файлы, а также использовать различные параметры работы прибора (время интегрирования АЦП, диапазон длин волн). Благодаря этому измерение одного спектра при использовании времени интегрирования АЦП, равного 20 мс, не превышает 3 мин.

Спектры ЭЛ исследуемой структуры в диапазоне температур $T = 93\text{--}323\text{ K}$ при токе $I = 15\text{ mA}$ приведены на рис. 2.

В спектрах ЭЛ наблюдаются два максимума: с энергией $\hbar\omega_{\max 1} = 2.91\text{ eV}$, который не сдвигается с ростом температуры, и с энергией $\hbar\omega_{\max 2} = 3.41\text{ eV}$ при $T = 153\text{ K}$, который с ростом температуры сдвигается в длинноволновую область. Температурная зависимость энергетического положения максимумов спектра ЭЛ свидетельствует об их различном происхождении. При формировании максимума с энергией $\hbar\omega_{\max 1} = 2.91\text{ eV}$ рекомбинация идет в КЯ InGaN. Температурное изменение энергетических расстояний между уровнями, участвующими в излучательной рекомбинации с максимумом при $\hbar\omega_{\max 1} = 2.91\text{ eV}$, и влияние электрических полей [2,9–11] уравниваются уменьшением энергии зонного перехода с ростом температуры, создавая наблюдаемое постоянство $\hbar\omega_{\max 1}$. Анализ зависимости энергетического положения второго максимума от температуры позволяет сделать вывод, что он связан

с межзонными излучательными переходами в GaN. С ростом температуры увеличивается доля носителей заряда, которые проскакивают КЯ и рекомбинируют в соседнем широкозонном слое GaN, длинноволновый сдвиг связан с уменьшением ширины запрещенной зоны с ростом температуры. Зависимость $\hbar\omega_{\max 2} = f(T)$ имеет линейный характер: $\hbar\omega_{\max 2} \sim E_g(0) - \chi T$, где $\chi = dE_g(T)/dT$ — температурный коэффициент ширины запрещенной зоны $E_g(T)$, $E_g(0) = 3.47\text{ eV}$ при $I = 25\text{ mA}$ и 3.48 eV при $I = 15\text{ mA}$. Если пренебречь нагревом образца при протекании через него тока, то $E_g(0) \approx 3.5\text{ eV}$,

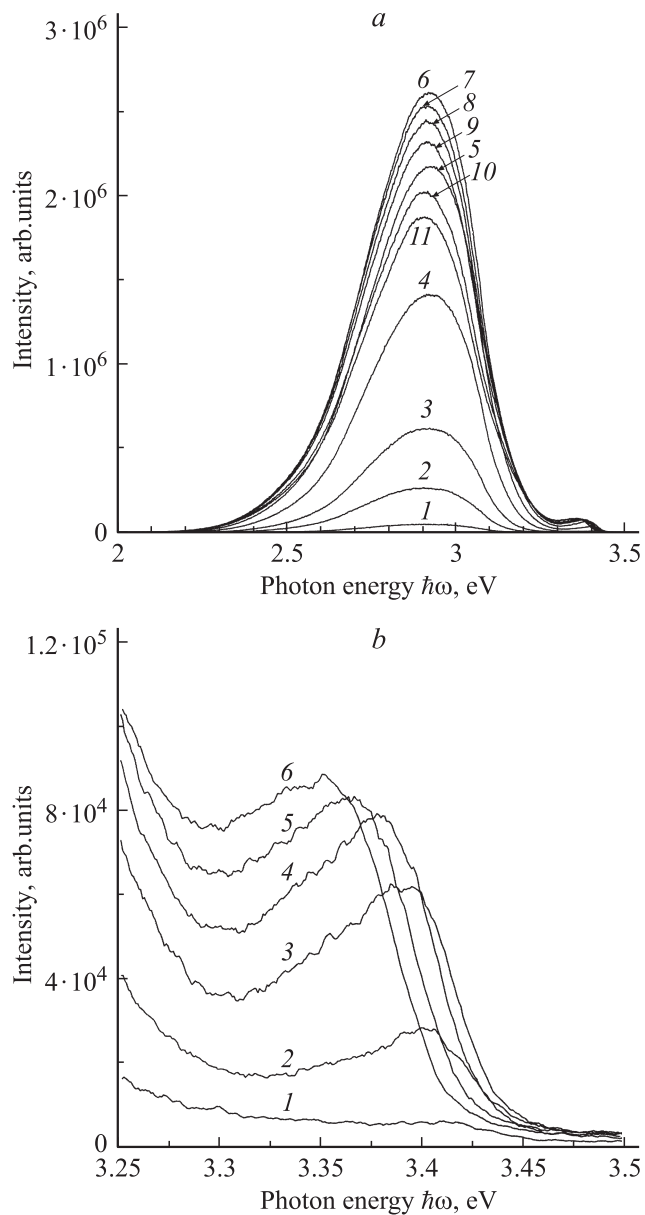


Рис. 2. Спектры электролюминесценции при токе $I = 15\text{ mA}$ и в диапазоне $\hbar\omega = 2\text{--}3.5\text{ eV}$ (a) и в области высокоэнергетического максимума (b). a: $T = 93$ (1), 123 (2), 153 (3), 183 (4), 213 (5), 243 (6), 273 (7), 283 (8), 293 (9), 313 (10), 323 K (11). b: $T = 173$ (1), 203 (2), 233 (3), 263 (4), 293 (5), 323 K (6).

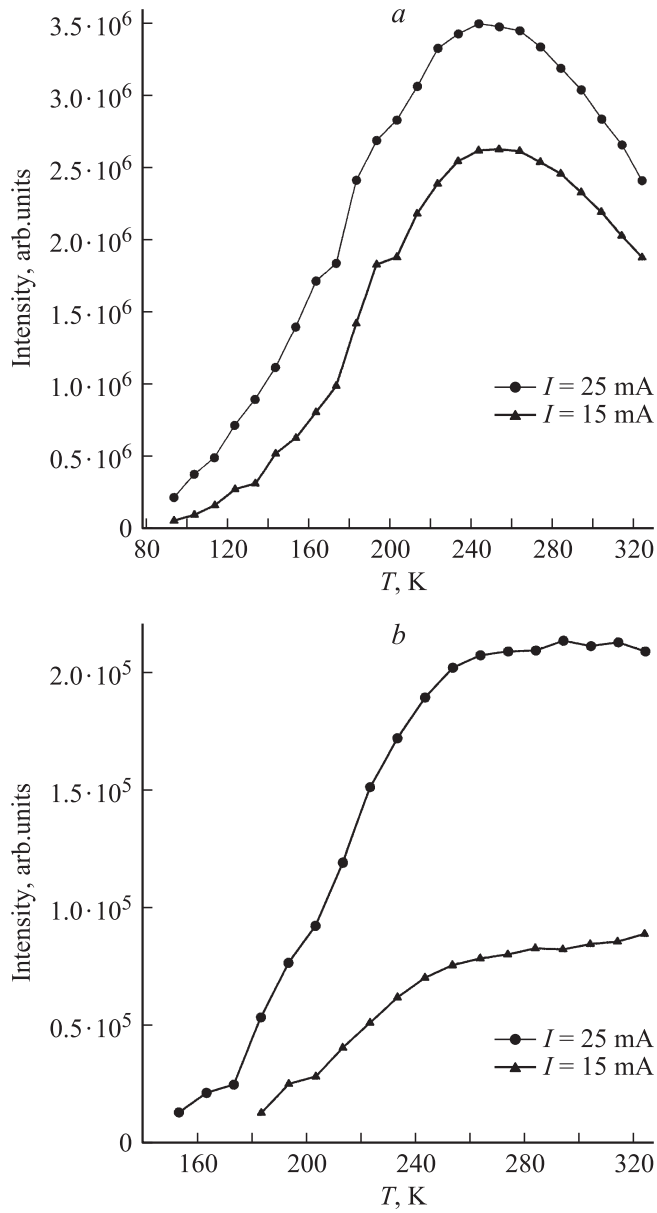


Рис. 3. Зависимость интенсивности максимумов спектра ЭЛ от температуры: *a* — максимум с $\hbar\omega_{\max 1} = 2.91$ эВ; *b* — максимум с $\hbar\omega_{\max 2} = 3.41$ эВ при $T = 153$ К.

что соответствует справочным значениям ширины запрещенной зоны при 0 К для GaN [12].

Амплитуда максимума с энергией $\hbar\omega_{\max 1} = 2.91$ эВ растет с увеличением температуры при $T \leq 243$ К, а при $T \geq 243$ К уменьшается с ростом температуры. Амплитуда максимума с энергией $\hbar\omega_{\max 2} = 3.41$ эВ при $T = 153$ К увеличивается с температурой в области $T \leq 253$ К, переходя при больших температурах в участок насыщения. Зависимости амплитуд максимумов спектра ЭЛ от температуры приведены на рис. 3.

Увеличение амплитуды максимума при $T \leq 243$ К связано с влиянием внутренних электрических полей на заполнение состояний, участвующих в излучательной

рекомбинации. Известное свойство нитридов элементов III группы — наличие встроенных пьезоэлектрических полей, которые способствуют локализации и делокализации носителей на флуктуациях гетерограницы. Если величина внутреннего поля в КЯ достаточно велика, то это приводит к смещению максимума волновых функций

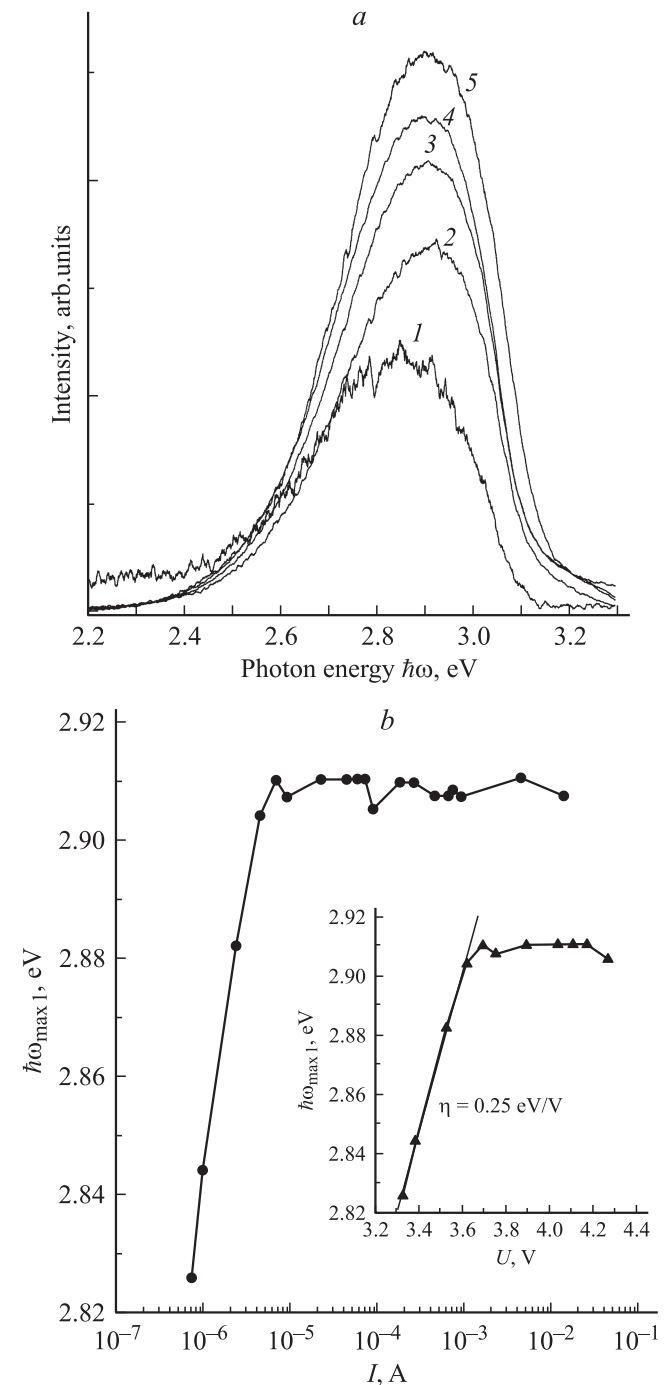


Рис. 4. *a* — спектры ЭЛ структуры на основе InGaN/GaN при $T = 93$ К и токе через образец I , А: 1 — 10^{-6} , 2 — 10^{-5} , 3 — 10^{-4} , 4 — 10^{-3} , 5 — $1.5 \cdot 10^{-2}$. *b* — зависимость энергетического положения максимума спектра от тока через образец $\hbar\omega_{\max 1} = f(I)$; на вставке — зависимость $\hbar\omega_{\max 1}$ от напряжения на образце.

в область гетерограниц, что порождает увеличение вероятности локализации носителей заряда на гетерогранице. С ростом температуры внутреннее поле в КЯ уменьшается, так как возрастает величина экранирования поля из-за увеличения концентрации носителей заряда. При этом уменьшается вероятность локализации носителей заряда на гетерогранице и, следовательно, увеличивается доля носителей заряда, участвующих в излучательной рекомбинации в КЯ. Рост доли носителей заряда, инжектированных в КЯ, приводит к увеличению амплитуды максимума с энергией $\hbar\omega_{\max 1} = 2.91$ эВ в спектре ЭЛ с увеличением температуры при $T \leq 243$ К. Уменьшение интенсивности максимума с $\hbar\omega_{\max 1} = 2.91$ эВ с ростом температуры при $T \geq 243$ К связано с температурным гашением электролюминесценции. Кроме того, уменьшение интенсивности максимума с $\hbar\omega_{\max 1} = 2.91$ эВ происходит при температурах, когда интенсивность максимума с $\hbar\omega_{\max 2} = 3.41$ эВ при $T = 153$ К достигает своего максимального значения. Можно предположить, что при $T \geq 243$ К преобладающую роль играют инжекционные потери из-за того, что увеличивается доля носителей заряда, проскакивающих КЯ и рекомбинирующих в широкозонном слое.

В работе [13] показано, что зависимость $\partial J/\partial \hbar\omega = f(\hbar\omega)$ (J — интенсивность излучения) имеет резко выраженный минимум при энергии фотона $\hbar\omega = 3.06$ эВ ($E_g - \hbar\omega = 0.14$ эВ), амплитуда которого возрастает с ростом напряжения (U) и температуры (T) образца. В температурной зависимости производной термостимулированной емкости (ТСЕ) $\partial C/\partial T = f(T)$ наблюдается максимум при температуре $T_{\max} = 182$ К, который соответствует уровню с энергией 0.2 эВ. Основная ошибка в определении энергии по $\partial J/\partial \hbar\omega = f(\hbar\omega)$ связана со значением ширины запрещенной зоны и отношением масс носителей заряда для твердого раствора InGaN исследуемой структуры. Определение энергии по максимуму производной ТСЕ не связано со значением ширины запрещенной зоны и поэтому более достоверно. Таким образом, надо полагать, что в ТСЕ и зависимости $\partial J/\partial \hbar\omega = f(\hbar\omega)$ проявляется один и тот же уровень с энергией 0.2 эВ. Увеличение темпа рекомбинации через уровень с энергией 0.2 эВ и вызывает температурное гашение максимума ЭЛ с $\hbar\omega_{\max 1} = 2.91$ эВ.

Как видно из рис. 4, при температуре 93 К и токах $I \leq 1 \cdot 10^{-5}$ А наблюдается „синий“ сдвиг основного максимума ЭЛ с ростом тока, при бóльших токах положение максимума изменяется слабо. На вставке к рис. 4, *b* изображена зависимость $\hbar\omega_{\max 1} = f(U)$ в области „синего“ сдвига. Зависимость $\hbar\omega_{\max 1} = f(U)$ линейна, но ее наклон $\eta = 0.25 < 1$ эВ/В, что объясняется, согласно [11], заполнением состояний, участвующих в излучательной рекомбинации, неравновесными носителями заряда. Малое смещение максимума спектра ЭЛ при $I \geq 1 \cdot 10^{-5}$ А объясняется экранированием пьезоэлектрических полей в КЯ.

3. Ампер-яркостные характеристики при 93 и 293 К

На рис. 5 представлены АЯХ исследуемой структуры при 93 и 293 К.

При 93 К и токе $I = 7 \cdot 10^{-7} - 5 \cdot 10^{-6}$ А на АЯХ наблюдается участок роста интенсивности излучения ЭЛ с увеличением тока через образец с наклоном в двойных логарифмических координатах $m = 1.85$ ($\gamma = 5.24$ В⁻¹).

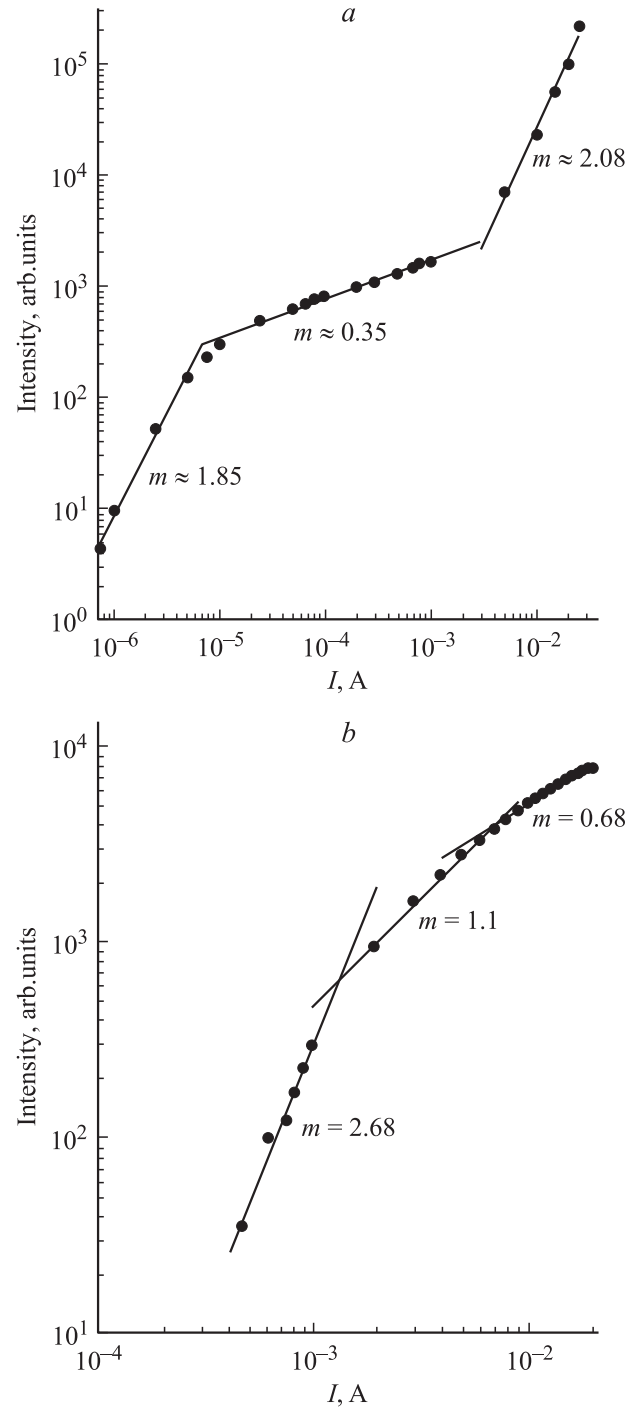


Рис. 5. Ампер-яркостная характеристика исследуемого образца при температуре $T = 93$ (a) и 293 К (b).

Коэффициент γ определялся по наклону ВАХ СД. В общем случае коэффициент γ есть [14]

$$\gamma = \frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar} \sqrt{\frac{2\varepsilon_s N_a^2}{N_d [N_a + (\varepsilon_1/\varepsilon_2) N_d]^2}} \quad (1)$$

(m^* — эффективная масса электронов, $\varepsilon_s = \varepsilon_0 \varepsilon_1$, ε_0 — электрическая постоянная, ε_1 — диэлектрическая проницаемость GaN, ε_2 — диэлектрическая проницаемость InGaN, N_d — концентрация доноров, N_a — концентрация акцепторов в исследуемой структуре) и используется при описании зависимости вероятности туннелирования w от напряжения U в структурах с квантовыми ямами:

$$w(U) = w_0 [\exp(\gamma U)] n_N, \quad (2)$$

где n_N — концентрация носителей заряда, создающих туннельный поток, w_0 — постоянная. Здесь же наблюдается „синий“ сдвиг максимума спектра ЭЛ. Рост интенсивности излучения в этом диапазоне токов связан с заполнением локализованных состояний неравновесными носителями. Участок слабого изменения интенсивности ЭЛ с ростом тока при $I = 10^{-5} - 10^{-3}$ А ($m = 0.35$) связан с насыщением концентрации носителей заряда, участвующих в излучательной рекомбинации. При $I = (5-25) \cdot 10^{-3}$ А ($\gamma = 7.09 \text{ В}^{-1}$) наблюдается увеличение темпа роста интенсивности излучения ЭЛ с $m = 2.08$, что связано с попаданием уровня Ферми в область с большей плотностью состояний, участвующих в излучательной рекомбинации (коэффициент γ пропорционален концентрации легирующей примеси).

В неоднородных полупроводниковых материалах электроны и дырки пространственно разделены. Рекомбинация возможна, только если одна из стадий процесса является туннельной.

В [15] в рамках обобщенной модели рекомбинации (ОМР) получено выражение для приведенной скорости рекомбинации, когда одной из стадий процесса является туннелирование:

$$\begin{aligned} R_{np} &= \frac{I_r(U)(U_k - U)}{2kT S d(U) n_i [\exp(qU/2kT) - 1]} \\ &= \frac{w N^2 c_n c_p n_i [\exp(qU/2kT) + 1]}{c_n c_p [n(U) + n_1] [p(U) + p_1] + \omega N \{c_n [n(U) + n_1] + c_p [p(U) + p_1]\}} \end{aligned} \quad (3)$$

где I_r — ток при прямом напряжении смещения, U — приложенное напряжение, U_k — контактная разность потенциалов (определялась по вольт-фарадным характеристикам $C(U)$), S — площадь p - n -перехода, $d(U)$ — ширина области пространственного заряда, w — вероятность туннелирования, N — концентрация глубоких уровней, $c_n(c_p)$ — коэффициент захвата электронов (дырок) локализованными состояниями, k — постоянная Больцмана, $n_1 = N_c \exp[-(E_c - E)/kT]$ — концентрация электронов, выброшенных в результате эмиссии в зону

проводимости E_c , $p_1 = N_v \exp[-(E - E_v)/kT]$ — концентрация дырок, выброшенных в результате эмиссии в валентную зону E_v ;

$$\begin{aligned} n(U) &= n_i \sqrt{\frac{c_p(c_n n_1 + wN)}{c_n(c_p p_1 + wN)}} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right), \\ p(U) &= n_i \sqrt{\frac{c_n(c_p p_1 + wN)}{c_p(c_n n_1 + wN)}} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) \end{aligned} \quad (4)$$

— значения концентраций носителей заряда (электронов и дырок) в максимуме приведенной скорости рекомбинации.

Предполагаем, что скорость рекомбинации одинакова во всех точках ОПЗ и равна максимальной, тогда

$$\frac{\partial R_{np}}{\partial U} = 0. \quad (5)$$

Условие максимума приведенной скорости рекомбинации имеет вид

$$c_n c_p n_i^2 \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) = c_n c_p n_1 p_1 + w N c_n n_1 + w N c_p p_1. \quad (6)$$

С учетом (6) получаем из (3):

$$\begin{aligned} R_{np} &= c_n c_p w N^2 n_i \left[\exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) + 1 \right] / \left\{ c_n c_p n_i^2 \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) \right. \\ &\quad \left. + 2 \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) n_i \sqrt{c_n c_p (c_p p_1 + wN)(c_n n_1 + wN)} \right. \\ &\quad \left. + w N c_n n_1 + w N c_p p_1 + c_n c_p n_1 p_1 \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Считаем, что

$$wN \gg c_n n_1, \quad \exp(qU/2kT) \gg 1. \quad (8)$$

После применения условий (8) и (6) получаем

$$R_{np} = \frac{w N^2 \sqrt{c_n c_p}}{2 [\sqrt{c_n c_p} n_i \exp(qU/2kT) + wN]}. \quad (9)$$

В зависимости от приложенного напряжения меняются условия заполнения центров. Возможны два случая.

1. Пусть

$$\sqrt{c_n c_p} n_i \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) \ll wN, \quad (10)$$

тогда выражение (9) принимает вид

$$R_{np} = \frac{w N^2 \sqrt{c_n c_p}}{2wN} = \frac{N(U) \sqrt{c_p c_n}}{2}. \quad (11)$$

Выражение (11) описывает зависимость приведенной скорости рекомбинации, когда ограничивающей стадией процесса токопереноса является рекомбинация носителей заряда в квантовой яме исследуемой структуры.

При увеличении напряжения на образце возрастает доля делокализованных носителей заряда, т.е. растет количество ионизованных глубоких центров. Следовательно, R_{np} возрастает с ростом напряжения на образце.

2. Пусть

$$\sqrt{c_n c_p} n_i \exp(qU/2kT) \gg wN, \quad (12)$$

тогда выражение (9) примет вид

$$\begin{aligned} R_{np} &= \frac{wN^2 \sqrt{c_n c_p}}{2n_i \sqrt{c_n c_p} \exp(qU/2kT)} \\ &= \frac{wN^2}{2n_i} \exp\left(-\frac{qU}{2kT}\right). \end{aligned} \quad (13)$$

В [16] указывается, что в выражении (2) используется вероятность туннелирования, отнесенная к единичной концентрации состояний N , по которым идет перенос:

$$w(U) \rightarrow w(U)/N. \quad (14)$$

Тогда

$$\begin{aligned} R_{np} &= \frac{w_0 N(U)}{2n_i} n_N \exp\left(\gamma U - \frac{qU}{2kT}\right) \\ &= \frac{w_0 N(U)}{2n_i} n_N \exp\left[-\left(\gamma - \frac{q}{2kT}\right)U\right] \\ &= \frac{w_0 N(U)}{2n_i} n_N \exp(-\alpha U). \end{aligned} \quad (15)$$

Выражение (15) описывает зависимость приведенной скорости рекомбинации от напряжения, когда ограничивающей стадией процесса рекомбинации является туннелирование.

По температурным зависимостям прямых ВАХ исследуемой структуры на основе InGaN установлено, что основным механизмом токопереноса при напряжении $U < 3$ В является туннелирование ($E_a < [E_g(0) - qU]/2$, $E_g(0) = 3.38$ эВ [4], $E_a = k\beta$ — энергия активации тока, β — тангенс угла наклона зависимости $\ln I = f(1/T)$).

Установлено, что зависимость $R_{np} = f(U)$, рассчитанная по (3), для исследуемой структуры на основе InGaN уменьшается с ростом напряжения на образце, в логарифмическом масштабе представляет собой прямую, $R_{np} \propto \exp(-\alpha U)$, и следовательно, механизм токопереноса при $U \leq 3.2$ В — туннелирование.

Из ОМР (3) с учетом (15) получаем следующее выражение для тока при прямом напряжении смещения:

$$\begin{aligned} I_r &= \frac{2kT}{U_k - U} Sd(U) n_i \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) R_{np}(U) \\ &= \frac{kT}{U_k - U} Sd(U) w_0 N(U) n_N \exp(\gamma U). \end{aligned} \quad (16)$$

Таким образом, из зависимости $\ln I = f(U)$ определялся коэффициент γ как тангенс угла наклона этой зависимости.

При $T = 293$ К участок роста интенсивности излучения при $I = (0.4-1.5) \cdot 10^{-3}$ А с $m = 2.68$, как и при $T = 93$ К, связан с увеличением концентрации носителей заряда из-за процесса инжекции. Участок с $m = 1.1$ при $I = (1.5-7) \cdot 10^{-3}$ А соответствует постоянному внутреннему квантовому выходу, т.е. излучательный и безызлучательный каналы рекомбинации характеризуются постоянными временами жизни. Третий участок АЯХ дальнейшего уменьшения темпа роста интенсивности ЭЛ с увеличением тока через СД ($m = 0.68$ при $I = (7-20) \cdot 10^{-3}$ А) связан с тем, что с ростом напряжения на образце увеличивается доля напряжения, падающего на компенсированном слое. Происходит замедление понижения потенциального барьера, что и уменьшает темп роста интенсивности излучения с ростом тока. Также начинает сказываться утечка носителей заряда из активной области в соседние слои GaN. Данное предположение подтверждается ходом ВАХ при 293 К, на которой не наблюдается участка резкого увеличения тока в области высоких напряжений.

4. Заключение

В спектрах ЭЛ исследуемой структуры на основе твердого раствора InGaN, снятых в диапазоне температур 93–323 К при постоянном токе через образец, наблюдаются два максимума: первый, с энергией $\hbar\omega_{\max 1} = 2.91$ эВ, не сдвигается с ростом температуры и связан с рекомбинацией в КЯ InGaN; второй, с энергией $\hbar\omega_{\max 2} = 3.41$ эВ при $T = 153$ К, с ростом температуры сдвигается в длинноволновую область и связан с межзонными излучательными переходами в GaN.

Интенсивность максимума с энергией $\hbar\omega_{\max 1} = 2.91$ эВ с увеличением температуры растет при $T \leq 243$ К, а при $T \geq 243$ К уменьшается. Увеличение интенсивности при $T \leq 243$ К обусловлено влиянием внутренних полей в КЯ на локализацию и делокализацию носителей заряда на гетерограницах. Уменьшение интенсивности с ростом температуры при $T \geq 243$ К связано с эффектом температурного гашения ЭЛ.

Проанализировано влияние температуры на АЯХ исследуемой структуры. Установлено, что при $T = 93$ К и токах $I = (5-25) \cdot 10^{-3}$ А наблюдается увеличение темпа роста интенсивности излучения ЭЛ с током, что связано с попаданием уровня Ферми в область с большей плотностью состояний. При $T = 293$ К на АЯХ в указанном токовом диапазоне наблюдается уменьшение темпа роста интенсивности ЭЛ с увеличением тока через СД при $I = (7-20) \cdot 10^{-3}$ А, связанное с увеличением доли напряжения, падающего на компенсированном слое.

Список литературы

- [1] Л. Каган. Электронные компоненты, № 2, 22 (2000).
- [2] К.Г. Золина, В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович. ФТП, 31 (9), 1056 (1997).

- [3] Н.С. Грушко, Е.А. Логинова, Н.В. Дуванова. Уч. записки Ульяновского гос. ун-та. Сер. физ., вып. 1 (16), 3 (2004).
- [4] Н.С. Грушко, Е.А. Логинова, Н.В. Дуванова. Уч. записки Ульяновского гос. ун-та. Сер. физ., вып. 1 (16), 26 (2004).
- [5] Н.С. Грушко, Е.А. Логинова, Н.В. Дуванова. Уч. записки Ульяновского гос. ун-та. Сер. физ., вып. 1 (16), 30 (2004).
- [6] Е.А. Логинова. *Тез. докл. 6-й Всеросс. молодежной конф. по физике полупроводников и полупроводниковой оптики и наноэлектронике* (Санкт-Петербург, 2004) С. 90.
- [7] И.В. Акимова, П.Г. Елисеев, М. Осинский. Квант. электрон., № 11, 1013 (1998).
- [8] С.И. Петров, А.П. Кайдаш, Д.М. Красовицкий, И.А. Соколов, Ю.В. Погорельский, В.П. Чалый, А.П. Шкурко, М.В. Степанов, М.В. Павленко, Д.А. Баранов. Письма ЖТФ, **30** (14), 13 (2004).
- [9] В.В. Криволапчук, В.В. Лундин, М.М. Мездрогина. ФТТ, **45** (7), 1338 (2005).
- [10] В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович, А.Н. Ковалев, Ф.И. Маняхин. ФТП, **33** (4), 445 (1999).
- [11] С.С. Мамакин, А.Э. Юнович, А.Б. Ваттана, Ф.И. Маняхин. ФТП, **37** (9), 1131 (2003).
- [12] А.С. Зубрилов, Ю.В. Мельник, А.Е. Николаев, М.А. Якобсон, Д.К. Нельсон, В.А. Дмитриев. ФТП, **33** (10), 1173 (1999).
- [13] Н.С. Грушко, Л.Н. Потанахина, А.С. Хайрулина. Опт. и спектр., **101** (3), 432 (2006).
- [14] Е.А. Логинова. Автореф. канд. дис. (Ульяновск, 2005).
- [15] С.В. Булярский, Н.С. Грушко. ЖЭТФ, **118** (11), 1222 (2000).
- [16] С.В. Булярский, В.К. Ионычев, В.В. Кузьмин. ФТП, **37** (1), 117 (2003).

Редактор Л.В. Шаронова

Effect of temperature on current–intensity characteristics of the InGaN light-emitting diode structure

N.S. Grushko, L.N. Vostretsova, A.S. Ambrosevich, A.S. Kagarmenov

Ulyanovsk State University,
432000 Ulyanovsk, Russia

Abstract Electroluminescence spectra in the fixed-current regime in the temperature range 93–323 K of the light-emitting diode structure based on the InGaN solid solution with In content 11% have been investigated. It has been established the presence of two peaks in the electroluminescence spectra: with the energy $\hbar\omega_{\max 1} = 2.91$ eV, caused by recombination in the InGaN quantum well, and with the energy $\hbar\omega_{\max 2} = 3.41$ eV at 153 K, induced by the radiative interband transitions in GaN. Current–intensity characteristics at 93 and 293 K have been analysed.