

06;07;12

## Анализ температуры перегрева активной области зеленых СИД на основе нитридов III группы

© Г.А. Сукач,<sup>1</sup> П.С. Смертенко,<sup>1</sup> П.Ф. Олексенко,<sup>1</sup> Suji Nakamura<sup>2</sup><sup>1</sup> Институт физики полупроводников НАН Украины, 03028 Киев, Украина<sup>2</sup> Nichia Chemical Industries Ltd., Tokoshima, Japan  
E-mail: sukach@isp.kiev.ua

(Поступило в Редакцию 19 июня 2000 г.)

Впервые установлена зависимость температуры перегрева  $\Delta T_{p-n}$  активной области зеленых светодиодов на основе нитридов III группы от амплитуды прямого постоянного тока  $I$ . Показано, что в отличие от светодиодов, вольт-амперные характеристики которых хорошо описываются известными теориями выпрямления  $p-n$ -переходов, где  $\Delta T_{p-n} \propto I$ , в исследованных структурах зависимость  $\Delta T_{p-n}(I)$  в области токов  $2 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-2}$  А носит квадратичный характер. При дальнейшем увеличении токов связь  $\Delta T_{p-n}$  и  $I$  в зеленых светодиодах на основе нитридов III группы, как и в светоизлучающих диодах на основе известных инфракрасных и красных структур  $A^3B^5$ , становится линейной.

### Введение

Последние достижения в области технологии газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОС гидридной эпитаксии) для промышленного изготовления гетероструктур на основе нитридов III группы позволили создать высокоэффективные светодиоды (СИД) практически полной цветовой гаммы излучения (в том числе и белого цвета). Этот прогресс, связанный в первую очередь с физико-технологическими разработками и исследованиями сотрудников фирмы Nichia Chemical Industries [1], открыл новые возможности для разработчиков средств оптической записи и отображения информации, изготовителей светосигнальной аппаратуры, в которой использование СИД в корне изменило технологию ее построения [2,3].

Одновременно стали предъявляться более жесткие требования к стабильности, надежности и деградационным характеристикам самих СИД как основных элементов такой аппаратуры. В связи с этим в последнее время проведены исследования инжекционно-термических механизмов деградации СИД на основе нитридов III группы при ускоренных импульсных [4,5] и длительных стационарных [6] испытаниях в широком диапазоне изменения внешней температуры  $T$ . Однако определение ключевого параметра, интегрально определяющего эти характеристики, а именно самой температуры перегрева  $\Delta T_{p-n}$  активной области СИД, обусловленной протеканием рабочего тока, и механизмов ее возникновения, не проводилось. Хотя известно, что  $\Delta T_{p-n}$  влияет как на внутренние генерационно-рекомбинационные процессы в СИД, так и на стабильность, надежность и срок службы прибора в целом [7]. Например, при повышении температуры  $p-n$ -перехода на каждые 10 К срок службы прибора сокращается в 2 раза [8].

В связи с вышеизложенным вопросы анализа тепловых процессов, механизмов, определяющих температуру  $\Delta T_{p-n}$ , и экспериментального определения ее величины

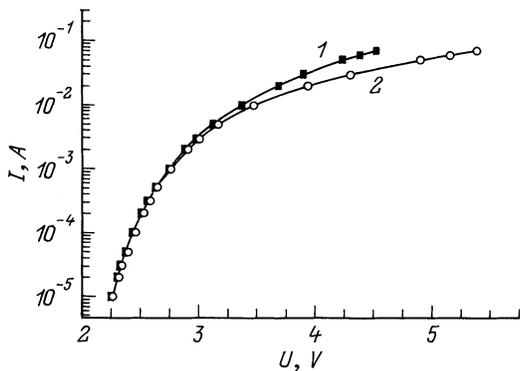
в условиях саморазогрева СИД протекающим током актуальны не только в научном, но и в прикладном аспекте.

### Методика и результаты измерений

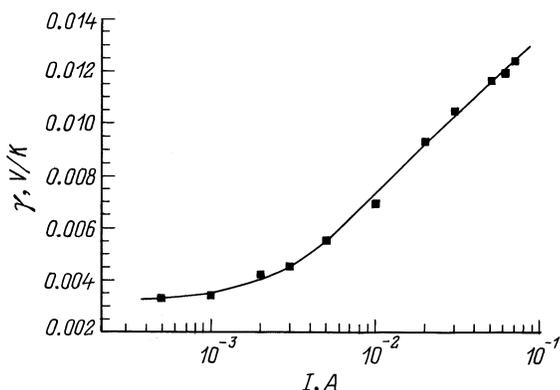
Исследовались зеленые СИД, представляющие собой гетероструктуру InGaN/AlGaIn/GaN с активным слоем — одиночной квантовой ямой  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  ( $x = 0.43$ , ширина запрещенной зоны  $E_g \approx 2.5$  eV), толщиной 2–4 nm. Эпитаксиальные структуры были выращены методом газофазной МОС гидридной эпитаксии в лаборатории фирмы Nichia Chemical Industries [1,5].

Температура перегрева активной области СИД определялась путем сопоставительного анализа стационарных и импульсных вольт-амперных характеристик (ВАХ) в диапазоне изменения токов  $I = 10^{-5} - 10^{-1}$  А, близких к номинальным режимам эксплуатации. Для исключения процессов разогрева структуры протекающим импульсным током скважность  $Q$  и длительность  $t_i$  импульсов выбирались из условий  $Q > 100$  и  $t_i < 10^{-6}$  с соответственно [7].

На рис. 1 представлены ВАХ, измеренные на постоянном и импульсном токах. Видно, что при импульсном питании ВАХ сдвигается в область более высоких напряжений  $U$ . Причем с ростом  $I$  наблюдается увеличение разности напряжений  $\Delta U_{p-n}$ , измеренных в стационарном  $U_s$  и импульсном режимах  $U_i$ . Следовательно, имеет место нелинейность зависимости  $\Delta U_{p-n}(I)$ , обусловленная в первую очередь инжекционно-термической нелинейностью ширины запрещенной зоны  $E_g$  и другими факторами, анализ которых представляет отдельный интерес. Для определения температуры перегрева активной области СИД  $\Delta T_{p-n} = T_{p-n} - T_E$  по сравнению с температурой окружающей среды ( $T_E$ ), где  $T_{p-n}$  — температура  $p-n$ -перехода, обусловленная протекающим током, проводилась предварительная калибровка прибора путем



**Рис. 1.** Прямые ветви статических (1) и импульсных (2) вольт-амперных характеристик зеленых СИД на основе нитридов III группы.



**Рис. 2.** Зависимость температурного коэффициента напряжения зеленых СИД от амплитуды постоянного тока.

измерения температурно зависимого параметра при ступенчатом изменении  $T_E$ . После этого рассчитывался температурный коэффициент напряжения  $\gamma$   $p-n$ -перехода с использованием выражения

$$\gamma = \Delta U_{p-n} \Delta T_E^{-1}. \quad (1)$$

Его величина рассчитывалась путем анализа стационарных ВАХ, измеренных при разных  $T_E$  и фиксированных  $I$  из заданного диапазона температур ( $T = 300-400$  К) и токов ( $I = 10^{-4}-10^{-1}$  А). Полученные зависимости  $\gamma(I)$ , имеющие монотонно возрастающий характер, представлены на рис. 2. Обращают на себя внимание малые величины изменения  $\gamma$  при  $I < 10^{-3}$  А и более существенный рост коэффициента  $\gamma$  в диапазоне токов  $I = 10^{-2}-10^{-1}$  А, так что при токах  $I > 5 \cdot 10^{-3}$  А наблюдается почти линейное увеличение  $\gamma$ .

С использованием полученных значений  $\gamma$  и измеренной разности напряжений на  $p-n$ -переходе  $\Delta U_{p-n}$  при пропускании через него стационарного и импульсного токов была определена температура перегрева активной области СИД

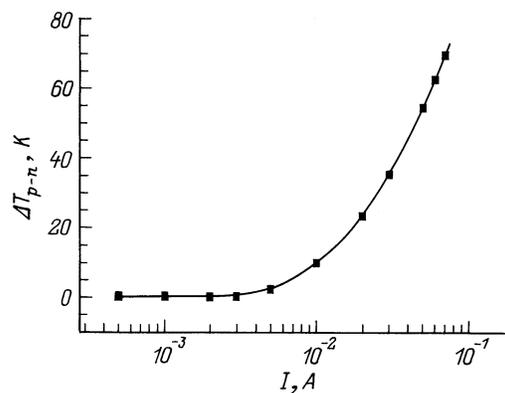
$$\Delta T_{p-n} = \Delta U_{p-n} \gamma^{-1}. \quad (2)$$

Полученные результаты представлены на рис. 3. Видно, что вплоть до  $I \sim 2 \cdot 10^{-3}$  А величина  $\Delta T_{p-n}$  в пределах ошибки эксперимента близка к нулю. При дальнейшем увеличении  $I$  наблюдается сначала сверхлинейный, а потом почти линейный рост  $\Delta T_{p-n} = f(I)$ .

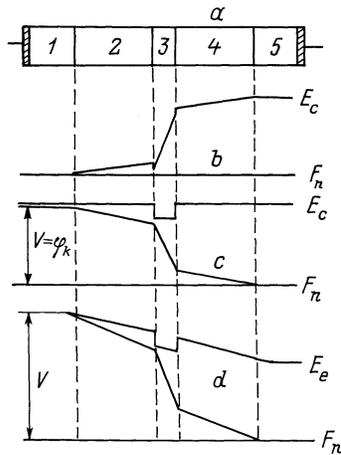
### Обсуждение результатов эксперимента

Анализ зависимости  $\Delta T_{p-n}(I)$  проведем с привлечением результатов работ [9,6], в которых исследовались изменения электрофизических параметров подобных СИД при длительной наработке. Путем исследования распределения профиля ионизированной примеси в работе [10] установлено, что в структурах на основе InGaN/AlGaIn/GaN имелись довольно широкие компенсированные GaAlN области толщиной приблизительно по 10 nm каждая, простирающиеся слева и справа от активного слоя квантовой ямы (рис. 4, a). Значение длины свободного пробега электронов  $\lambda = 20-30$  nm, оцененное в [9], свидетельствует о том, что электроны, попавшие в компенсированные области, имеют большую вероятность рассеяния на собственных атомах решетки, т.е. отдачи своей энергии фононам без преодоления области, в которой наблюдается изменение потенциала (суммарная толщина двух компенсированных областей и квантовой ямы). Это еще один факт, свидетельствующий в пользу того, что все тепловые процессы разыгрываются в этой тонкой ( $\sim 30$  nm) области СИД. Следовательно, механизмы перегрева активной области СИД в большей мере обусловлены процессами в электронной подсистеме путем увеличения кинетической энергии электронов за счет передачи им подводимой к системе электрической энергии. Затем эта энергия передается решетке путем взаимодействия инжектированных (как правило, горячих) электронов сначала с длинноволновыми, а затем и со всеми акустическими фононами [11,12].

При  $U = 0$  ширина области объемного пространственного заряда сравнима с суммой толщин двух компенсированных областей и ширины квантовой ямы (рис. 4, b). Причем в области токов  $I = 1 \cdot 10^{-5}-2 \cdot 10^{-3}$  А тем-



**Рис. 3.** Зависимость температуры перегрева активной области (InGaIn) зеленых СИД от амплитуды постоянного тока.



**Рис. 4.** Схема структуры слоев зеленого СИД (*a*) и энергетические диаграммы (*b–d*) гетероструктуры  $n\text{-GaIn}/i\text{-GaIn}/p\text{-GaIn}$  с активной областью в виде одиночной квантовой ямы.  $U$ :  $b - 0$ ,  $c - \varphi_k$ ,  $d - > \varphi_k$ ; 1 —  $n\text{-GaIn}$ ; 2, 4 —  $i\text{-GaIn}$  (компенсированные области); 3 —  $i\text{-GaIn}$  (активный слой); 5 —  $p\text{-GaIn}$ .

пература  $\Delta T_{p-n}$  в пределах ошибки экспериментальной методики близка к нулю ввиду незначительной величины мощности, подводимой к СИД.

По мере приближения величины напряжения, приложенного к структуре, к величине контактной разности потенциалов  $\varphi_k \cong E_g/e$  относительный вклад падения напряжения на компенсированную область (в  $p$ - и  $n$ -областях) по сравнению с падением напряжения на квантовой яме уменьшается, так что при  $U = \varphi_k \cong E_g/e$  все приложенное к структуре напряжение выделяется на квантовой яме (рис. 4, *c*). Такая ситуация способствует тому, что по мере роста  $I$  величина  $\Delta T_{p-n}$  начинает возрастать и может быть экспериментально определена (рис. 3), при этом  $U$  изменяется от 2.5 до 3.2 В (в этом диапазоне с учетом суммарного падения напряжения на двух компенсированных областях наблюдается равенство  $U \cong E_g/e$ ).

В диапазоне токов  $I = 2 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-2}$  А, где наблюдается практически постоянство дифференциального сопротивления  $p-n$ -перехода  $R = dU/dI$ , мощность  $P$ , подводимая к СИД, увеличивается квадратично с ростом тока  $P = I^2 R$ . Такая ситуация способствует квадратичному росту  $\Delta T_{p-n} \sim P$  с увеличением  $I$ . При дальнейшем увеличении тока сопротивление  $R$  начинает постепенно уменьшаться, что предопределяет постепенное спрямление нелинейности  $\Delta T_{p-n} = f(I)$ . Это связано с большими величинами коэффициента неидеальности ВАХ ( $\beta > 6$ ) СИД на основе широкозонных полупроводников, в частности нитридов III группы [9, 13, 14]. Необычность ВАХ, не поддающейся теоретическому описанию с применением известных теорий, проявляется также в отсутствие выпрямления при обратном смещении [13]. По-видимому, неполная ясность природы компенсированной области, большие энергии ионизации примесей, малые

величины времен жизни и подвижностей носителей заряда не позволяют применять существующие теории  $p-n$ -переходов к широкозонным полупроводниковым гетероструктурам. Последний из перечисленных факторов способствует резкому уменьшению длины диффузии  $L_D$ , что приводит к нарушению условия  $L_D > L_e$  ( $L_e$  — длина экранирования Дебая), положенного в основу практически всех известных теорий выпрямления. Такая ситуация приводит к тому, что зависимость  $\Delta T_{p-n}(I)$  для исследованных СИД существенным образом отличается от зависимостей подобного типа для красных СИД на основе структур GaAs/GaAlAs [15] и инфракрасных СИД на основе GaInAsSb [11], в которых ВАХ в широком диапазоне токов имеет экспоненциальные участки, связанные с диффузионной или рекомбинационной составляющими тока в  $p-n$ -переходах. В то же время наблюдается качественное подобие кривых  $\Delta T_{p-n}(I)$  для СИД на основе нитридов III группы, исследованных в данной работе, и синего цвета свечения [13]. Однако количественно нагрев зеленых СИД при максимальных токах приблизительно в 2 раза меньше, что, по-видимому, обусловлено меньшими величинами электрических полей в них.

При  $U > E_g/e$  все приложенное к структуре напряжение распределяется между двумя компенсированными областями и квантовой ямой на три приблизительно равные части, так как области  $n$ - и  $p$ -эмиттеров сильно легированы. Причем одна треть его выделяется на квантовой яме, несмотря на то, что толщина ее в несколько раз меньше, чем толщина той или иной части компенсированной области. Такая ситуация связана с тем фактом, что квантовая яма имеет исходно неспрямленный потенциальный барьер, обусловленный скачком потенциала (разрывом зон) на границе раздела GaInN–GaAlN (рис. 4, *d*). Это приводит к почти линейному росту  $\Delta T_{p-n} = f(I)$ , что обусловлено фактом уменьшения величины  $R \sim I^{-m}$ , где  $m \leq 1$ .

Существенной особенностью этого участка зависимости  $\Delta T_{p-n}(I)$  является неизменность падений напряжения на самой квантовой яме (при  $U > E_g/e$ ). Это обстоятельство способствует тому, что линейная связь  $\Delta T_{p-n} = f(I)$  в принципе должна сохраняться вплоть до теплового разрушения прибора.

Таким образом, в работе впервые определена и установлена зависимость температуры перегрева активной области зеленых СИД на основе нитридов III группы от амплитуды прямого постоянного тока. Показано, что в отличие от СИД, ВАХ которых хорошо описывается известными теориями выпрямления  $p-n$ -переходов, в исследованных структурах зависимость  $\Delta T_{p-n}(I)$  в области токов  $2 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-2}$  А носит квадратичный характер, постепенно переходящий в линейный, характерный для других СИД с кубической решеткой.

Авторы выражают глубокую благодарность А.Ю. Богословской за помощь в проведении экспериментов.

## Список литературы

- [1] Nakamura S., Mukai T., Senoh M. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 34. P. 8189–8192.
- [2] Юнович А.Э. // Светотехника. 1996. № 5–6. С. 2–7.
- [3] Ponce F.A., D.P. Bour D.P. // Nature. 1997. Vol. 386. P. 351–375.
- [4] Osinski M., Perlin P., Eliseev P.G., Lui G., Burton D. // MRS Symp. Proc. 1997. Vol. 449. P. 179–183.
- [5] Nakamura S., Senoh M., Iwasa M. et al. // Jap. J. Appl. Phys. 1995. Vol. 34. Pt 2. N 10b. P. L1332–L1335.
- [6] Ковалев А.Н., Маняхин Ф.И., Кудряшов В.Е. и др. // ФТП. 1999. Т. 33. Вып. 2. С. 224–232.
- [7] Сукач Г.А. // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. Вып. 26. С. 30–53.
- [8] Зигель Б. // Электроника. 1978. Т. 51. № 14. С. 43–51.
- [9] Ковалев А.Н., Маняхин Ф.И., Кудряшов В.Е. и др. // Материалы электронной техники. 1998. № 3. С. 60–64.
- [10] Маняхин Ф.И. // Измерительная техника. 1996. № 11. С. 49–52.
- [11] Колчанова Н.М., Попов А.А., Сукач Г.А., Богословская А.Б. // ФТП. 1994. Т. 28. Вып. 12. С. 2065–2072.
- [12] Вавилов В.С. // УФН. 1997. Т. 167. № 3. С. 407–421.
- [13] Свечников С.В., Олексенко П.Ф., Сукач Г.О. и др. // УФЖ. 1998. Т. 43. № 10. С. 1290–1294.
- [14] Кудряшов В.Е., Золин К.Л., Туркин А.Н. и др. // ФТП. 1997. Т. 31. С. 1304–1309.
- [15] Свечников С.В., Сукач Г.А., Сыпко Н.И., Николаенко В.В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 11. С. 2265–2266.