

07

Влияние трансформации точечных дефектов при джоулевом разогреве на эффективность светодиодов с квантовыми ямами InGaN/GaN

© Н.И. Бочкарева¹, А.М. Иванов¹, А.В. Клочков¹,
В.А. Тарала², Ю.Г. Шретер^{1,¶}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

² Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь

[¶] E-mail: y.shreter@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 19 апреля 2016 г.

Показано, что кратковременный джоулев разогрев активной области светодиодов с квантовыми ямами InGaN/GaN до 125°C при плотности тока 150 A/cm² стимулирует изменение энергетического спектра дефектных состояний в запрещенной зоне GaN и увеличение квантовой эффективности.

Значительный прогресс в совершенствовании технологии белых светодиодов с квантовыми ямами InGaN/GaN, достигнутый в последнее десятилетие, позволяет им достойно конкурировать на рынке с традиционными источниками освещения. Тем не менее эффективность коммерческих светодиодов на основе GaN почти вдвое уступает рекордным лабораторным образцам, эффективность которых приближается к теоретическому пределу. Так, для светодиодов холодного белого света достигнута эффективность 303 lm/W при теоретическом пределе 400 lm/W [1].

Одна из основных проблем GaN-светодиодов — падение квантовой эффективности η при высоких уровнях инжекции. Несмотря на многолетние исследования этого эффекта, до сих пор его причины являются предметом дискуссий в литературе [2]. В последние годы значительная часть исследователей считает причиной падения эффективности оже-рекомбинацию. В то же время в ряде работ обсуждаются возможные механизмы этого эффекта, связанные с высокой плотностью протяженных и точечных дефектов в GaN [2–5].

В данной работе показана возможность контролирования плотности глубоких рекомбинационных центров, ответственных за падение эффективности с ростом тока в светодиодных структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN, с целью повышения эффективности GaN-светодиодов. Обсуждается механизм трансформации рекомбинационно-активных точечных дефектов.

Эксперименты проводились на синих светодиодах с одиночной квантовой ямой $p\text{-AlGaIn}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/n\text{-GaIn}$ толщиной 30 Å и пиковой энергией излучения $h\nu_{\text{QW}} = 2.7 \text{ eV}$ [6]. Реальная площадь диодов составляет $\sim 10^{-3} \text{ cm}^2$. Максимальная внешняя квантовая эффективность диодов составляет $\eta_p = 15\%$ при пиковом токе $I_p = 0.4 \text{ mA}$. Учитывая, что в этих диодах не принято мер для увеличения эффективности экстракции света и $\eta_{\text{extr}} \approx 25\%$, получаем в качестве оценки для внутренней квантовой эффективности $\eta_{\text{int}} \approx 60\%$ [6].

В работе изучалось влияние на квантовую эффективность токового стресса, во время которого диод выдерживался в течение нескольких часов при постоянном токе $I = 80\text{--}150 \text{ mA}$. Теплоотвод располагался на выводах светодиода в 11 mm от ограничителей. При этом тепловое сопротивление между активной областью и теплоотводом составляло $R_{j-a} = 200 \text{ K/W}$. При рабочем токе 20 mA и напряжении на диоде $V = 3.2 \text{ V}$ перегрев активной области $\Delta T = (1 - \eta_{\text{int}})WR_{j-a}$ составлял 11°C (W — потребляемая мощность). При токе 150 mA и $V = 3.9 \text{ V}$ возникал значительный джоулев разогрев, при температуре окружающей среды 25°C температура активной области достигала 125°C , и диод подвергался не только электрическому, но и тепловому стрессу.

Выдержка диодов в течение нескольких часов при токе 80–120 mA приводила к уменьшению эффективности. Выдержка диодов при токе 150 mA в течение 1 h также приводила к уменьшению η_p и падению эффективности при рабочем токе на 10%, как видно из представленных на рис. 1 токовых зависимостей эффективности (кривые 1, 2). Однако

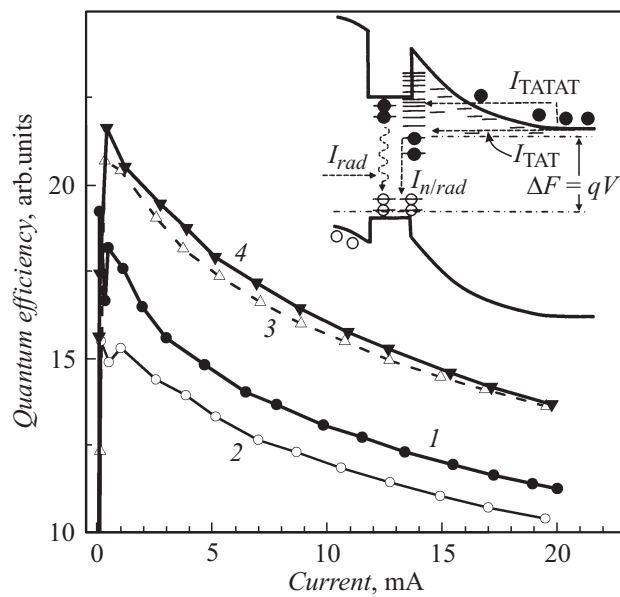


Рис. 1. Зависимости квантовой эффективности от тока диода до (1) и после (2–4) токового стресса: 2 — 150 mA/1 h, 3 — 150 mA/2 h, 4 — 150 mA/2.5 h. На вставке: иллюстрация механизма туннелирования с участием ловушек в $p-n$ -структуре с квантовой ямой InGaN/GaN.

дальнейшая выдержка при этом токе приводила сначала к восстановлению начальной величины эффективности, а затем после выдержки в течение 2–2.5 h наблюдалось возрастание эффективности на 20% по сравнению с начальной (кривые 3, 4).

Как видно из представленных на рис. 2 прямых ВАХ диодов (кривые 1–4), а также зависимостей интенсивности излучения от напряжения (кривые 1*–4*), токовый стресс 150 mA/1 h приводит к уменьшению тока и интенсивности излучения при напряжениях $V = 2.8–3.2$ V (кривые 2, 2*). Увеличение длительности стресса до 2 h также сопровождалось уменьшением тока (кривая 3), но интенсивность излучения незначительно возросла по сравнению с начальной (кривая 3*). При увеличении длительности стресса до 2.5 h наблюдалось значительное увеличение тока и интенсивности излучения при

1* Письма в ЖТФ, 2016, том 42, вып. 22

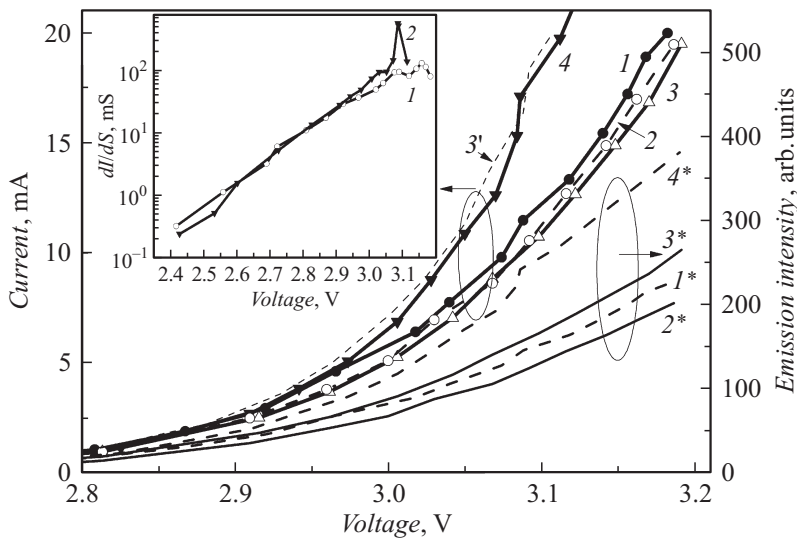


Рис. 2. Зависимости тока ($I-4$) и интенсивности излучения (I^*-4^*) от напряжения до (I, I^*), после ($2-4, 2^*-4^*$) токового стресса: $2, 2^*$ — $150 \text{ mA}/1 \text{ h}$, $3, 3^*$ — $150 \text{ mA}/2 \text{ h}$, $4, 4^*$ — $150 \text{ mA}/2.5 \text{ h}$; и ВАХ после хранения диода без напряжения в течение 3 h после стресса $150 \text{ mA}/2 \text{ h}$ ($3'$). На вставке: зависимости дифференциальной проводимости от напряжения до (1) и после (2) токового стресса $150 \text{ mA}/2.5 \text{ h}$.

$V = \text{const}$ (кривые 4 и 4^*). Отметим, что к такому же увеличению тока (кривая $3'$) и интенсивности излучения приводило и хранение диода без напряжения в течение нескольких часов после стресса $150 \text{ mA}/2 \text{ h}$.

Как показали измерения плотности низкочастотного $1/f$ шума (рис. 3), повышение эффективности после токового стресса $150 \text{ mA}/2-2.5 \text{ h}$ сопровождается ростом плотности токового шума в широкой области токов.

Точечные и протяженные дефекты формируют глубокие хвосты плотности состояний в запрещенной зоне GaN, облегчающие подбарьерное туннелирование носителей. Так как туннельный ток ограничивается плотностью состояний вблизи границ с квантовой ямой, то зависимости тока от прямого смещения определяются энергетическим распределением состояний $N_t(E) \sim \exp(-E/E_0)$ (E_0 — характеристиче-

ская энергия) на границах с квантовой ямой (вставка к рис. 1). В случае $E_0 \gg kT$ плотность состояний $N_t(E)$ слабо растет при приближении к краям зон, носители туннелируют в основном по состояниям вблизи квазиуровней Ферми $\Delta E_t = \Delta F$ (trap-assisted tunneling, ТАТ) и основной ток диода $I_{\text{ТАТ}}$. Если $E_0 \approx kT$, $N_t(E)$ быстро растет при приближении к краям зон и термоактивированные носители могут туннелировать и по „транспортным“ состояниям выше электронного и ниже дырочного квазиуровней Ферми $\Delta E_t > \Delta F$ (thermally activated trap-assisted tunneling, ТАТАТ). Эффективный инжекционный барьер снижается, увеличивается вклад тока $I_{\text{ТАТАТ}}$ в полный ток диода $I = I_{\text{ТАТ}} + I_{\text{ТАТАТ}}$. Это отражается в увеличении крутизны ВАХ и эффективности, так как безызлучательное время жизни определяется числом рекомбинационных центров между квазиуровнями Ферми [6].

Уменьшение крутизны ВАХ в результате стресса 150 мА/1 ч указывает на уменьшение туннельной прозрачности барьеров, вызванное уменьшением плотности мелких дефектных состояний. Доля тока $I_{\text{ТАТАТ}}$ в полном токе уменьшается, и эффективность падает (рис. 1).

Отметим, что уменьшение эффективности в процессе деградации светодиодов обычно сопровождается увеличением тока при малых напряжениях и уменьшением крутизны ВАХ. Предполагается, что причиной падения эффективности является генерация рекомбинационных центров [7,8]. Однако проведенное выше обсуждение указывает на неоднозначную роль дефектов в GaN. Благодаря тому, что дефектные состояния способствуют инжекции носителей, уменьшение крутизны ВАХ и эффективности может вызываться и уменьшением плотности дефектных состояний при эксплуатации приборов.

При увеличении длительности токового стресса до 2 ч интенсивность света растет по сравнению с исходной лишь при $V \geq 3$ В, в области, где наблюдается возрастание крутизны ВАХ. Рост крутизны ВАХ свидетельствует об увеличении термоактивационной компоненты тока $I_{\text{ТАТАТ}}$ и ее вклада в излучение, что и приводит к возрастанию эффективности. Увеличение длительности токового стресса до 2.5 ч приводит к росту и тока при $V = \text{const}$, и интенсивности света, что согласуется с увеличением крутизны ВАХ.

Распределение плотности состояний $dN_t(E)/dE$ отражается в зависимостях дифференциальной проводимости $G_d(V) = dI/dV$ от напряжения (вставка к рис. 2). Аппроксимация зависимостей $\log G(V)$ экспоненциальной функцией $G_d(V) \sim \exp(qV/n_I - \gamma kT)$ показывает, что

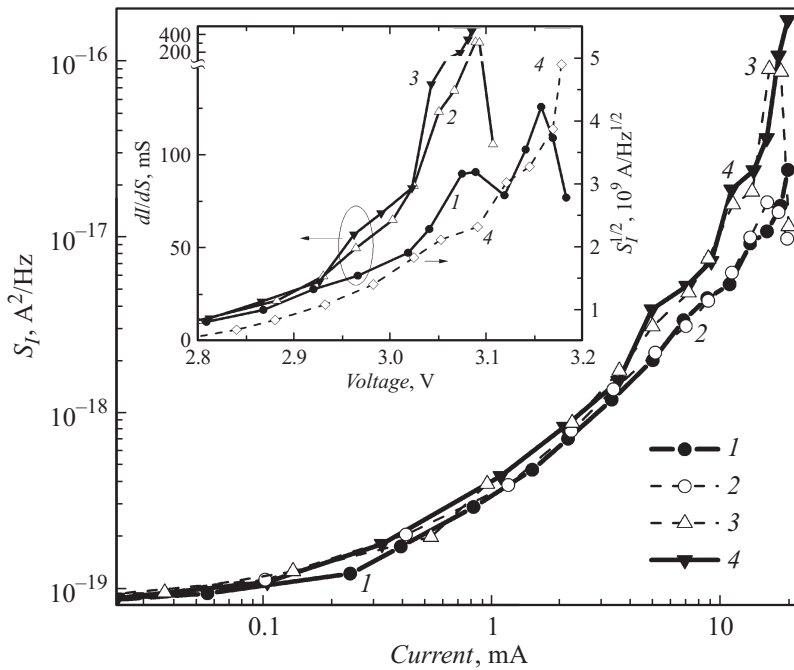


Рис. 3. Зависимости плотности токового шума до (1) и после (2–4) токового стресса от тока: 2 — 150 мА/1 ч, 3 — 150 мА/2 ч, 4 — 150 мА/2.5 ч. На вставке: зависимости дифференциальной проводимости от напряжения до (1) и после (2, 3) токового стресса: 2 — 150 мА/2 ч, 3 — 150 мА/2.5 ч; и зависимость плотности шумового тока от напряжения $S_I^{1/2}(V)$ до стресса (4).

фактор идеальности n_{I-V} в результате токового стресса уменьшается от $n_{I-V} = 6$ до $n_{I-V} = 4$. Это позволяет сделать вывод, что в результате токового стресса плотность глубоких состояний в запрещенной зоне GaN уменьшается и увеличивается плотность мелких состояний. Зависимость $G_d(V)$ имеет максимумы в окрестности напряжений $V_p = 2.95, 3.09$ и 3.16 В (вставка к рис. 3), свидетельствующие о немонотонном увеличении туннельной прозрачности барьеров с ростом смещения. В окрестности этих напряжений наблюдается и ступенчатое увеличение плотности токового шума (current noise density) S_I , как

видно из представленных на вставке к рис. 3 зависимостей плотности шумового тока (noise current density) от напряжения $S_I^{1/2}(V)$. Этот результат предполагает, что энергетическое распределение состояний $N_t(E)$ имеет ряд максимумов, обусловленных группами состояний, образующими перекрывающиеся полосы $N_t(\Delta E_t)$ шириной более 100 meV с максимумами распределения вблизи пиковых энергий $\Delta E_p = qV_p$.

По мере того как при $V > 2.9$ V ток диода все больше ограничивается величиной туннельного сопротивления барьеров, зависимость плотности токового $1/f$ шума от тока переходит от линейной, характерной для прямосмещенного диода, к квадратичной, характерной для сопротивления (рис. 3, кривые 1, 2) [9]. При увеличении напряжения и уменьшении ширины области объемного заряда уменьшается и число центров, определяющих прыжковый перенос носителей. Плотность токового шума $S_I(I)$ растет с уменьшением среднего числа носителей, принимающих участие в проводимости [9]. Это объясняет сильный рост токового шума при увеличении эффективности светодиода после более длительного стресса 150 mA/2–2.5 h (кривые 3, 4). Ступенчатый характер зависимостей $S_I(I)$ указывает на вклад различных групп дефектных состояний в плотность шума. Сопоставление хода зависимостей от напряжения дифференциальной проводимости $G_d(V)$ и плотности шумового тока $S_I^{1/2}(V)$ диода до стресса (кривые 1, 4 на вставке к рис. 3) показывает, что ступенчатый рост плотности шума коррелирует по напряжению с максимумами дифференциальной проводимости. Рост плотности шума после стресса свидетельствует о снижении уровня надежности диода [9].

Энергетическое положение максимумов в распределении дефектных состояний в запрещенной зоне GaN $N_t(\Delta E_t)$, определенное в данной работе из измерений зависимостей $G_d(V)$ и $S_I(I)$, хорошо совпадает со спектральным положением полос дефектной фотолюминесценции в GaN, связываемых с комплексами, включающими гидрогенизированные вакансии галлия [10]. Анализ ВАХ показывает, что токовый стресс вызывает трансформацию энергетического спектра состояний в запрещенной зоне GaN — уменьшение плотности глубоких состояний ($\Delta E_t = 2.8–3$ eV) и увеличение плотности мелких состояний ($\Delta E_t > 3–3.2$ eV). Результаты позволяют предположить, что изменение туннельной прозрачности барьеров и повышение эффективности связано с присутствием в GaN слабосвязанного водорода и трансформацией водородсодержащих комплексов, стимулированной захватом электронов

вакансиями галлия во время токового стресса при $j = 150 \text{ A/cm}^2$ и джоулевым разогревом до 125°C .

Таким образом, в светодиодах с квантовыми ямами InGaN/GaN при токовом стрессе, сопровождающемся джоулевым разогревом, выбором длительности стресса, величины тока и теплового сопротивления диода, можно стимулировать процессы трансформации точечных дефектов, альтернативные деградационным и сопровождающиеся уменьшением плотности глубоких рекомбинационных центров и увеличением плотности мелких транспортных центров, вызывая увеличение эффективности светодиода.

Список литературы

- [1] <http://www.cree.com/News-and-Events/Cree-News/Press-Releases/2014/March/300LPW-LED-barrier>
- [2] *Calciatti M., Goano M., Bertazzi F.* et al. // AIP Adv. 2014. V. 4. P. 067 118.
- [3] *Mirotani H., Yamada Y., Honda Y., Amano H.* // Phys. Status Solidi. B. 2015. V. 252. P. 940.
- [4] *Bochkareva N.I., Rebane Y.T., Shreter Y.G.* // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. P. 191 101.
- [5] *Badcock T.J., Hammersley S., Watson-Parris D.* et al. // Jap. J. Appl. Phys. 2013. V. 52. P. 08JK10.
- [6] *Бочкарева Н.И., Ребане Ю.Т., Шретер Ю.Г.* // ФТП. 2015. Т. 49. В. 12. С. 1714–1719. [*Bochkareva N.I., Rebane Yu.T., Shreter Yu.G.* // Semiconductors. 2015. V. 49. N 12. P. 1665–1670.]
- [7] *Chen T.T., Wang C.P., Fu H.K.* et al. // Opt. Express. 2014. V. 22. N S5. P. A1328–A1333.
- [8] *De Santi C., Meneghini M., Trivellin N.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. P. 213 506.
- [9] *Бочкарева Н.И., Иванов А.М., Клочков А.В.* et al. // ФТП. 2015. Т. 49. В. 6. С. 847–855. [*Bochkareva N.I., Ivanov A.M., Klochkov A.V.* et al. // Semiconductors. 2015. V. 49. N 6. P. 827–835.]
- [10] *Reshchikov M.A., Morkoç H.* // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 061 301.