

07.3;08.3;15.2

Температурное падение эффективности мощных синих InGaN/GaN-светодиодов

© Н.М. Шмидт¹, Е.И. Шабунина¹, А.Е. Черняков², А.Е. Иванов², Н.А. Тальнишних², А.Л. Закгейм²¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия² Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: natalia.shmidt@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 14 августа 2020 г.

В окончательной редакции 17 сентября 2020 г.

Принято к публикации 17 сентября 2020 г.

Температурное падение внешней квантовой эффективности синих InGaN/GaN-светодиодов в максимуме при $j < 10 \text{ A/cm}^2$, усиливающееся с ростом температуры до 400 К, вызвано возрастанием потерь на безызлучательную рекомбинацию при туннелировании носителей заряда с участием ловушек и фононов. С открытием p - n -перехода при $j > 40 \text{ A/cm}^2$ падение внешней квантовой эффективности в непрерывном и импульсном режимах определяется потерями при неравновесном заполнении делокализованными носителями состояний, связанных с латеральными неоднородностями состава твердого раствора в квантовых ямах вне области объемного заряда, а также потерями на взаимодействие делокализованных носителей с протяженными дефектами.

Ключевые слова: InGaN/GaN-светодиоды, наноструктуры, падение внешней квантовой эффективности.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.24.50429.18512

Эффект температурного падения внешней квантовой эффективности (ВКЭ) синих светодиодов (СД) на основе InGaN/GaN, наблюдаемый в широких диапазонах температур (от 15 до 450 К) и плотностей тока j (от нескольких nA/cm^2 до нескольких kA/cm^2), препятствует повышению экономичности СД-освещения и ограничивает применение СД при повышенных температурах. Для объяснения этого явления предложен ряд механизмов [1–4]. Однако устранить падение ВКЭ СД не удалось до сих пор. Кроме того, не нашло объяснения усиление падения ВКЭ в практически значимом температурном интервале 300–400 К, а также падение ВКЭ с током, не зависящее от температуры, в непрерывном и импульсном режимах при $j > 30 \text{ A/cm}^2$ [3]. Исследования, проведенные в настоящей работе, направлены на выяснение причин отмеченных явлений, которые пока не нашли общепринятого объяснения.

Исследования проводились на коммерческих InGaN/GaN-светодиодах, излучающих в спектральном диапазоне 450–460 nm, с максимальными значениями ВКЭ (45–50%) и площадью светодиодных чипов $1 \times 1 \text{ mm}$. Для выяснения вклада делокализованных носителей заряда в падение ВКЭ InGaN/GaN-светодиодов при низкой ($j \sim 1 \text{ A/cm}^2$) и высокой ($j > 30 \text{ A/cm}^2$) плотностях тока в диапазоне температур 50–450 К изучались спектры электролюминесценции, зависимости ВКЭ от плотности тока как в непрерывном, так и в импульсном режиме (при длительности импульсов 100 ns и частоте 50 Hz), исключая саморазогрев. Кроме того, исследовались вольт-амперные характеристики (ВАХ) СД, а также распределения пиковых значений ВКЭ и ширины спектра на полувысоте

(FWHM) по длинам волн с одновременным контролем соответствующих значений напряжения и тока.

Детальное исследование зависимостей ВКЭ СД от плотности тока вплоть до $j = 7 \text{ kA/cm}^2$ в диапазоне температур 50–450 К в импульсном режиме показало, что общий вид зависимостей ВКЭ от тока хорошо согласуется с данными, ранее приведенными в работах [3,4]. На рис. 1 зависимости ВКЭ от тока синего СД при 280 и 400 К (кривые 1 и 2 соответственно) ограничены значением тока 2000 mA ($j = 0.2 \text{ kA/cm}^2$), так как в этом диапазоне наблюдаются все интересующие нас характерные области на зависимостях ВКЭ от тока. Представление зависимостей ВКЭ от тока в полулогарифмическом масштабе (рис. 1, b) позволило визуализировать несколько участков с разным характером зависимости ВКЭ от тока более детально, чем на рис. 1, a. Они отмечены на рис. 1, b римскими цифрами и позволяют предполагать участие нескольких конкурирующих механизмов. При этом значения ВКЭ, отмеченные пунктирной линией, соответствуют напряжению открытия p - n -перехода U_{th} . Значение U_{th} определяется по стандартной методике из прямой ветви ВАХ СД. Таким образом, участки I и II на зависимости ВКЭ от тока отражают процессы, происходящие в квантовых ямах (КЯ), находящихся в области объемного заряда (ООЗ) p - n -перехода, а участки III и IV — соответственно в КЯ вне ООЗ. Характер распределений пиковых значений ВКЭ и FWHM по длинам волн в непрерывном (рис. 2, a) и импульсном (рис. 2, b) режимах отражает рост ВКЭ с ростом тока на фиксированной длине волны (вертикальный участок кривой 1 на рис. 2, a) и отсутствие изменений FWHM (горизонтальный участок

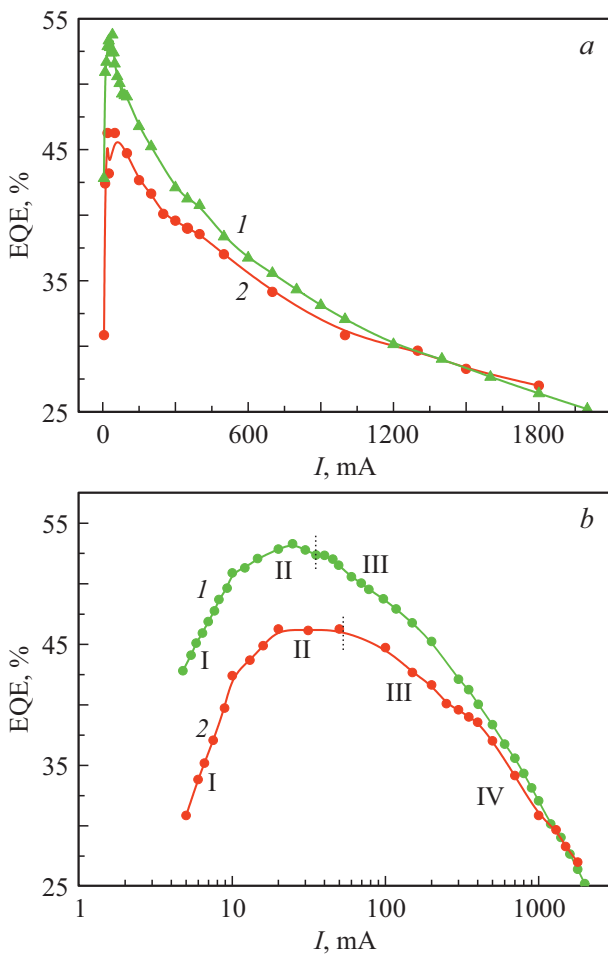


Рис. 1. Зависимости ВКЭ от тока при температурах 280 (*1*) и 400 К (*2*). *a* — в линейном, *b* — в полулогарифмическом масштабе. Вертикальными пунктирными линиями отмечены значения тока, при котором открывается *p-n*-переход, римскими цифрами обозначены характерные области изменения эффективности с ростом тока.

кривой 2 на рис. 2, *a*) и свидетельствует о равновесном заполнении носителями заряда квантовых состояний, их локализации и эффективной излучательной рекомбинации. При этом в диапазоне токов 5–10 мА (участок I) наблюдается быстрый рост ВКЭ с ростом тока $\propto I^{1/2}$ (рис. 1, *b*). На участке II увеличение тока от 10 до 30 мА при 280 К и до 20 мА при 400 К сопровождается слабым ростом ВКЭ (менее 3%). Более того, при 400 К рост тока от 20 до 60 мА не сопровождается увеличением значений ВКЭ. Эти особенности изменения ВКЭ с ростом тока позволяют предполагать, что часть носителей не локализуется в КЯ, а туннелирует в легированные области. Это предположение, как показано далее, находит подтверждение при анализе прямых ветвей ВАХ светодиода в интервале температур 200–450 К. При этом потеря носителей усиливается с ростом температуры (кривая 2 на рис. 1, *b*). Механизм, ответственный за потери, выявляется при анализе прямых ветвей ВАХ

интервале температур 200–450 К (рис. 3). Они имеют вид, характерный для *p-n*-переходов, шунтированных проводящим каналом [5,6]. При этом проводимость шунта и уровень избыточных токов СД при 400 К (кривая 1 на вставке к рис. 3) существенно выше по сравнению с его проводимостью при 280 К (кривая 2 на вставке к рис. 3). Характер изменения токов с напряжением и температурой (рис. 3) коррелирует с рассчитанным в рамках модели туннелирования носителей заряда с участием ловушек и фононов вне ООЗ [5–7]. Согласно теоретическим оценкам в рамках данной модели, можно ожидать вклад этого канала в безызлучательную рекомбинацию при прямых смещениях до 2.5–3 В. Из рис. 3 видно, что при фиксированном напряжении из интервала 2–2.5 В температурная зависимость тока существенно слабее, чем должна была бы наблюдаться при безызлучательной рекомбинации по Шокли–Риду–Холлу. Вклад туннельных токов в этом диапазоне выявляется по „мяг-

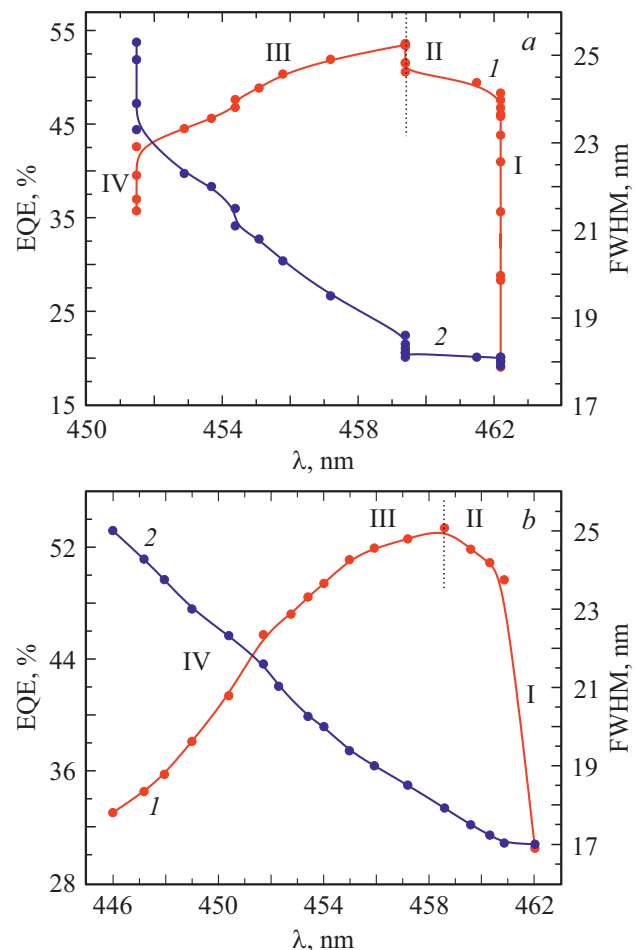


Рис. 2. Распределение пиковых значений ВКЭ (*1*) и значений FWHM (*2*) по длинам волн InGaN/GaN-светодиода при 280 К. *a* — на постоянном токе, *b* — в импульсном режиме. Вертикальными пунктирными линиями отмечены значения тока, при котором открывается *p-n*-переход, римскими цифрами обозначены характерные области изменения эффективности с ростом тока.

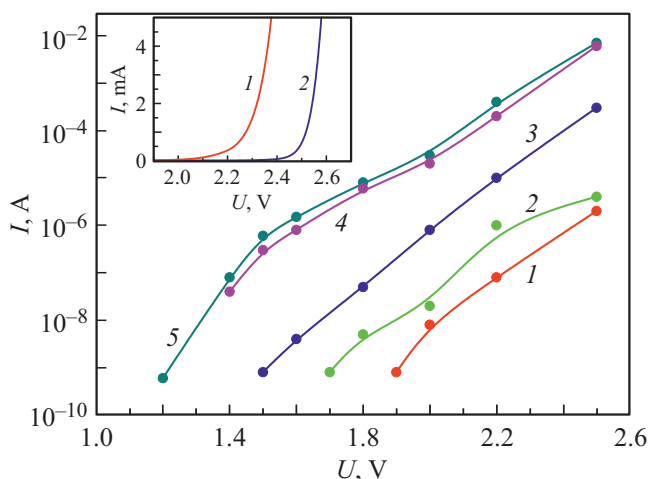


Рис. 3. ВАХ светодиода при температурах 200 (1), 300 (2), 350 (3), 400 (4), 450 К (5), измеренные в непрерывном режиме. На вставке — прямые ветви ВАХ светодиода при 400 (1) и 280 К (2), измеренные в импульсном режиме.

кому⁶ переходу прямой ветви к омической зависимости, что хорошо видно на вставке к рис. 3, и он существенно выше при 400 К. Максимальный рост туннельного тока наблюдается в диапазоне 350–400 К (кривые 3 и 4 на рис. 3). По-видимому, в этом диапазоне происходит процесс доактивации кремния в барьерах и границах зерен. Известно, что кремний вводится до концентраций около 10^{18} cm^{-3} для подавления собственных дефектов акцепторного типа. Энергия активации кремния составляет 20–30 meV, а для связанного кремния — 50 meV, поэтому дальнейшее повышение температуры до 450 К уже не влияет на этот процесс (кривая 5 на рис. 3). Падение эффективности начинается на участке III (рис. 1, b и 2) с момента открытия $p-n$ -перехода при $U > U_{th}$ и сопровождается ростом концентрации делокализованных носителей. При этом распределения пиковых значений ВКЭ и FWHM по длинам волн (кривые 1 и 2 на рис. 2) соответственно в непрерывном (рис. 2, a) и импульсном режиме (рис. 2, b) выявляют неравновесный характер заполнения состояний делокализованными носителями в КЯ, расположенных вне ООЗ, приводящий к коротковолновому сдвигу длины волны излучения. Неравновесный характер заполнения вызван присутствием в твердом растворе неоднородностей с латеральными размерами от нескольких нанометров до микрометра, что способствует быстрой рекомбинации носителей заряда в них до достижения равновесия [8]. В результате уменьшается вклад эффективной излучательной рекомбинации локализованных носителей заряда. Кроме того, формируется набор ям с разными локализующими потенциалами, в том числе и со сниженными значениями. Экспериментально при исследовании спектров электро- и фотolumинесценции наблюдалась величина локализующего потенциала 60 meV [8,9]. С увеличением напряжения сужается ширина ООЗ и увеличивается чис-

ло КЯ, находящихся вне ООЗ. Все упомянутые факторы определяют падение эффективности в этом диапазоне токов и напряжений. Вклад в падение ВКЭ процесса взаимодействия делокализованных носителей с разноразмерными латеральными случайными флуктуациями состава начинается с момента открытия $p-n$ -перехода при плотностях тока 2–4 A/cm^2 , при плотностях тока более 40 A/cm^2 он становится определяющим, так как концентрация делокализованных носителей при этих плотностях тока выше концентрации таких носителей, возникающих с ростом температуры и активацией кремния [8]. На участке IV (рис. 2, b) неравновесное заполнение продолжается, но добавляется механизм взаимодействия делокализованных носителей с протяженными дефектами, в том числе и границами зерен. Механизм аналогичен предложенному в работе [10], вызванному диффузией носителей заряда по протяженным дефектам с последующей безызлучательной рекомбинацией. Механизм наблюдался экспериментально при высоком уровне фотовозбужденных носителей в СД-структурах и объемном нитриде галлия.

Проведенные в работе исследования выявили механизмы безызлучательной рекомбинации, различающиеся по своей природе в КЯ, находящихся в ООЗ и вне ее. Эффективная излучательная рекомбинация локализованных носителей в синих InGaN/GaN-светодиодах при малых плотностях тока реализуется в КЯ, находящихся в ООЗ. Температурное падение максимума ВКЭ в интервале 300–400 К при плотности тока $j < 10 \text{ A/cm}^2$ вызвано усилением потерь на безызлучательную рекомбинацию при туннелировании носителей заряда с участием ловушек и фононов. С открытием $p-n$ -перехода при $U > U_{th}$ начинается падение ВКЭ, связанное с потерями на безызлучательную рекомбинацию делокализованных носителей при неравновесном заполнении латеральных разноразмерных неоднородностей состава твердого раствора в КЯ, находящихся вне ООЗ. С ростом напряжения уменьшается ширина ООЗ, и число таких КЯ увеличивается. Падение ВКЭ с ростом тока в непрерывном и импульсном режимах при $j > 40 \text{ A/cm}^2$ не зависит от температуры и определяется вкладом безызлучательной рекомбинации, вызванной взаимодействием делокализованных носителей с протяженными дефектами, в том числе границами зерен. Для подавления падения ВКЭ необходимо снижение концентрации фоновых примесей, а также совершенствование организации наноматериала СД-структур, во многом определяющей случайные флуктуации состава твердого раствора, свойства границ зерен и протяженных дефектов и, как следствие, интенсивность безызлучательной рекомбинации.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *De Santi C., Meneghini M., La Grassa M., Galler B., Zeisel R., Goano M., Dominici S., Mandurrino M., Bertazzi F., Robidas D., Meneghesso G., Zanoni E.* // J. Appl. Phys. 2016. V. 119. P. 094501.
- [2] *Hopkins M.A., Allsopp D.W.E., Kappers M.J., Oliver R.A., Humphreys C.J.* // J. Appl. Phys. 2017. V. 122. P. 234505.
- [3] *Titkov I.E., Karpov S.Yu., Yadav A., Zerova V.L., Zulonas M., Galler B., Strassburg M., Pietzonka I., Lugauer H.-J., Rafailov E.U.* // IEEE J. Quant. Electron. 2014. V. 50. P. 911–920.
- [4] *Tian P., McKendry J.J.D., Herrnsdorf J., Watson S., Ferreira R., Watson I.M., Gu E., Kelly A.E., Dawson M.D.* // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. P. 171107.
- [5] *Mandurrino M., Goano M., Dominici S., Vallone M., Bertazzi F., Ghione G., Bernabei M., Rovati L., Verzellesi G., Meneghini M., Meneghesso G., Zanoni E.* // Proc. SPIE. 2015. V. 9571. P. 95710U.
- [6] *Петров В.Н., Сидоров В.Г., Тальнишних Н.А., Черняков А.Е., Шабунина Е.И., Шмидт Н.М., Усиков А.С., Helava H., Макаров Ю.Н.* // ФТП. 2016. Т. 50. В. 9. С. 1195–1201.
- [7] *Mandurrino M., Goano M., Vallone M., Bertazzi F., Ghione G., Verzellesi G., Meneghini M., Meneghesso G., Zanoni E.* // J. Comput. Electron. 2015. V. 14. P. 444–455.
- [8] *Бер Б.Я., Богданова Е.В., Грешинов А.А., Закгейм А.Л., Казанцев Д.Ю., Карташова А.П., Павлюченко А.С., Черняков А.Е., Шабунина Е.И., Шмидт Н.М., Якимов Е.Б.* // ФТП. 2011. Т. 45. В. 3. С. 425–432.
- [9] *Бадгутдинов М.Л., Юнович А.Э.* // ФТП. 2008. Т. 42. В. 4. С. 438–446.
- [10] *Aleksiejūnas R., Nomeika K., Miasojedovas S., Nargelas S., Malinauskas T., Jarašiūnas K., Tuna O., Heuken M.* // Phys. Status Solidi B. 2015. V. 252. P. 977–982.