

05.2

Падение внешней квантовой эффективности при охлаждении и плотности шума при нагревании в InGaN-ультрафиолетовых светодиодах

© А.М. Иванов, А.В. Клочков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: alexandr.ivanov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 19 марта 2024 г.

В окончательной редакции 3 мая 2024 г.

Принято к публикации 3 мая 2024 г.

Показано, что для промышленных ультрафиолетовых InGaN/GaN-светодиодов в температурном интервале от -74 до 84°C может происходить уменьшение плотности низкочастотного шума при нагревании и падение внешней квантовой эффективности при охлаждении. Наблюдаемые особенности экспериментальных зависимостей объяснены на основе физических механизмов транспорта носителей, в первую очередь туннелирования по дефектам и хвостам плотности состояний в запрещенной зоне полупроводника.

Ключевые слова: низкочастотный шум, квантовая эффективность, транспорт носителей, скачковая туннельная проводимость.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.16.58536.19926

Исследования, направленные на изучение возможности замедления деградации твердотельных источников излучения, например вследствие образования центров безызлучательной рекомбинации в активных областях гетероструктур [1], деградации омического контакта или линзы светодиода [2], инкапсуляции [3], являются важными для ультрафиолетовых (УФ) светодиодов и лазеров, так как их старение происходит быстрее, чем старение приборов видимого диапазона излучения. Изменяя морфологию нитридных наноструктур, можно улучшать характеристики приборов на их основе, что замедлит их старение.

Известно, что с понижением температуры плотность низкочастотного шума уменьшается, замедляются процессы старения, в транспорте носителей возрастает роль туннелирования по дефектам [4] и примесям [5]. При нагреве происходит уменьшение люминесценции и внешней квантовой эффективности. Подчеркнем, что исследования электрофизических характеристик светодиодов и лазеров и особенно физических механизмов, ответственных за их изменения при нагреве ($280\text{--}500\text{ K}$) [6–8] и охлаждении [9], могут позволить улучшить их электрофизические параметры и замедлить старение приборов. В [10] показано, что эти закономерности могут нарушаться при низких температурах (77.4 K).

В работе изучались характеристики УФ InGaN-светодиодов в температурном диапазоне от -74 до 84°C с целью установления физических механизмов, отвечающих за их изменения. Использовались промышленные УФ-светодиоды с InGaN/GaN-квантовыми ямами (КЯ) фирмы Nichia (NSPU510CS, пиковая энергия излучения $h\nu_{\text{QW}} = 3.31\text{ eV}$, длина волны $\lambda = 375\text{ nm}$, внешняя квантовая эффективность $\eta \leq 30\%$, мощность $8200\text{ }\mu\text{W}$, корпус типа „T1 3/4“). Активная площадь $\sim 10^{-3}\text{ cm}^2$. При

номинальном токе $I = 20\text{ mA}$ увеличение температуры активной области светодиода составляет $\sim 10^\circ\text{C}$ [11]. Описание установки для измерения спектральной плотности низкочастотного токового шума S_I и определения внешней квантовой эффективности представлено в [10].

Рис. 1, *a* демонстрирует зависимость фототока I_{ph} фотодиода ФД-7К (располагался на расстоянии 4 cm от светодиода) от тока через УФ-светодиод при прямом смещении для четырех температур ($27, 2, -34, -74^\circ\text{C}$). При токах $I < 1\text{ mA}$ с уменьшением температуры происходит постепенное увеличение интенсивности излучения. При $I = 20\text{ mA}$ соотношение зависимостей с охлаждением меняется, и падение фототока при $T = -74^\circ\text{C}$ составляет 30% от его величины при $T = 27^\circ\text{C}$. На рис. 1, *b* при $I < 1\text{ mA}$ при уменьшении температуры η растет, что соответствует ранее полученным результатам. При $I > 1\text{ mA}$ и $T = -34^\circ\text{C}$ начинается падение η УФ-светодиодов. При $I = 20\text{ mA}$ и $T = -34, -74^\circ\text{C}$ эффективность становится меньше, чем при 27°C на 5 и 25% соответственно. Это противоречит известным представлениям о росте квантовой эффективности и люминесценции при охлаждении в этом температурном интервале [9,12].

Внутренняя квантовая эффективность $\eta_{int} = Bn^2/[An + Bn^2 + Cn^3 + k(n - n_0)^2 + \alpha I^p]$, где A, B и C — коэффициенты безызлучательной рекомбинации Шокли–Рида–Холла, излучательной и безызлучательной оже-рекомбинации соответственно, а два последних слагаемых учитывают делокализацию носителей в КЯ и возможный их отток из КЯ [13]. Модель ABC не поясняет наблюдаемого падения фототока и внешней квантовой эффективности (рис. 1), так как коэффициент излучательной рекомбинации B уменьшается с увеличением температуры [7]. Она не рассматривает допущение

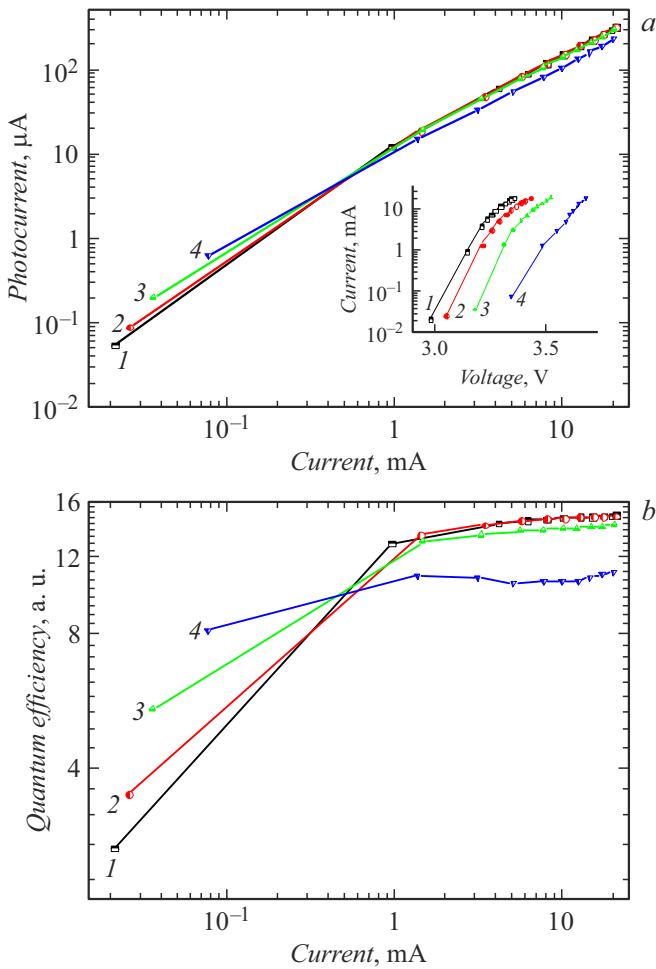


Рис. 1. Зависимости фототока измерительного фотодиода (a) и внешней квантовой эффективности (b) УФ-светодиода от тока при прямом смещении при охлаждении. На вставке — зависимость тока от монотонно возрастающего с охлаждением прямого смещения. $T = 27$ (1), 2 (2), -34 (3) и -74°C (4).

о существенном вкладе в транспорт носителей при таких токах механизма прыжковой проводимости по дефектам и хвостам плотности состояний в запрещенной зоне. Прыжковая проводимость $\sigma \propto \exp[-W_2/kT]$ (W_2 — энергия активации прыжка) растет с ростом температуры [14], увеличивая туннельный транспорт носителей. Этим можно объяснить рост эффективности при изменении температуры от -74 до 27°C . Носители, туннелирующие из барьеров в КЯ по уровням в запрещенной зоне, быстрее локализируются, что сокращает вероятность туннельной утечки из КЯ. Роль двух последних слагаемых в знаменателе формулы модели ABC при туннелировании носителей уменьшается по сравнению с забросом носителей в КЯ над барьером (механизм надбарьерной инжекции). Увеличение туннельной проводимости с ростом температуры препятствует локальному росту плотности тока, связанному с перераспределением носителей заряда и неравномерностью протекания тока в

светодиоде, что приводило бы к росту безызлучательной рекомбинации и падению квантовой эффективности.

По величине фактора идеальности m_I (рассчитывался на основе данных рис. 2, a) [10] можно судить о механизмах прохождения тока в светодиодах. При $I < 30 \mu\text{A}$ $m_I(I) \geq 2$ (рис. 2, b), что указывает на преобладание в токе туннелирования по дефектам и хвостам плотности состояний разрешенных зон [15]. При нагреве от 27 до 84°C туннельная проводимость возрастает, этому соответствует рост $m_I(I)$ (зависимости 1–3 на рис. 2, b).

При дальнейшем росте тока $m_I(I) \leq 2$ и начинает преобладать ток надбарьерной инжекции. Но при $I \geq 10 \text{ mA}$ замедляется рост тока с увеличением смещения (рис. 2, a), а m_I начинает расти, оставаясь меньше чем 2 (рис. 2, b). Это подразумевает увеличение роли туннелирования, а также отражает изменение последовательного сопротивления в цепи p – n -перехода, которое замедляет рост тока и не может рассматриваться как постоянный резистор [1].

На рис. 3 при $I < 100 \mu\text{A}$ на всех частотах наблюдается уменьшение плотности шума S_I при нагреве

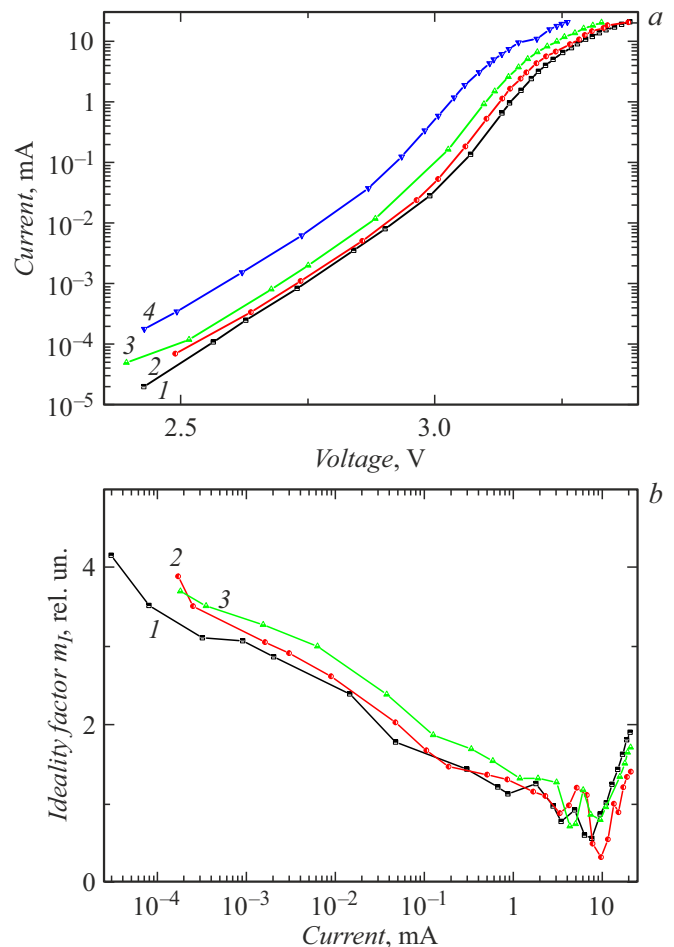


Рис. 2. Зависимости при нагреве УФ-светодиода: a — тока от прямого смещения при $T = 27$ (1), 40 (2), 50 (3), 84°C (4); b — фактора идеальности m_I от тока при $T = 27$ (1), 40 (2), 84°C (3).

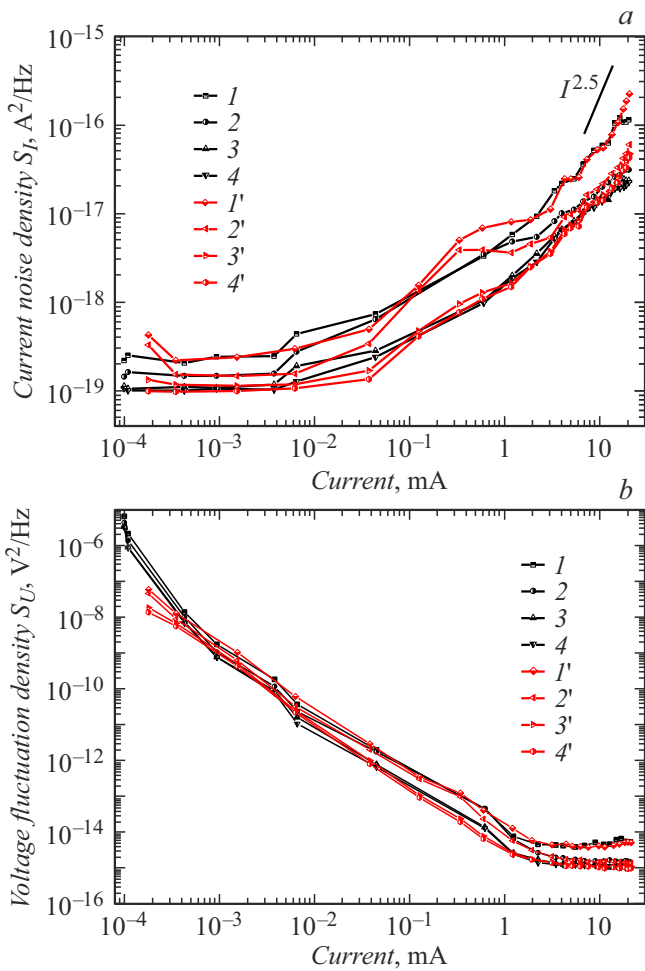


Рис. 3. Зависимости спектральной плотности токового шума S_I (a) и плотности флуктуаций напряжения S_U (b) от тока для частот анализа $f = 20$ (1, 1'), 70 (2, 2'), 270 (3, 3'), 1000 Hz (4, 4') при $T = 27$ (1–4) и $84^\circ C$ (1'–4') для УФ-светодиода.

до $84^\circ C$ (для плотности флуктуаций напряжения S_U при $I < 500$ nA и $40 \mu A < I < 1$ mA). На этом участке транспорт носителей в КЯ связан с туннелированием по дефектам. Согласно формуле Хоуге, спектральная плотность токового $1/f$ -шума $S_I = (\alpha I^2)/(fN)$, где N — количество электронов, осуществляющих проводимость, f — частота, α — постоянная Хоуге. Уменьшение плотности шума при нагреве связано с возрастанием туннельной прыжковой проводимости и величины N . Плотность токового шума S_I возрастает примерно в 2 раза при $I \sim 20$ mA с повышением температуры от 27 до $84^\circ C$ для четырех частот измерения (рис. 3, a). Для S_U при этом токе характерно примерное равенство плотности шума для всех частот измерения при росте температуры до $84^\circ C$. При таких величинах тока в движении носителей по сечению светодиода в КЯ существенную роль начинают играть надбарьерная инжекция и рекомбинация в барьерах. При $I < 100 \mu A$ важную роль в формировании низкочастотного шума

играет шум туннельного сопротивления, определяемый неравномерностью заполнения уровней туннелирования в запрещенной зоне [4]. Этот шум уменьшается с ростом температуры. С ростом тока его роль становится меньше. Большой вклад вносят другие механизмы, например генерационно-рекомбинационный шум или дробовой шум, связанный с фотонным излучением [16].

При $I > 10$ mA и температуре $84^\circ C$ спектральная плотность токового шума $S_I \propto I^{2.5}$ для частот 20, 70, 270 и 1000 Hz (рис. 3, a). Такая зависимость может свидетельствовать о перестройке или образовании точечных дефектов в светоизлучающей структуре [17]. Образующиеся дефекты могут играть двойственную роль в светоизлучающих структурах с КЯ. Их накопление проявляется в увеличении скорости безызлучательной рекомбинации и падении квантовой эффективности. С другой стороны, они обеспечивают скачковую туннельную проводимость, осуществляя транспорт носителей заряда в КЯ.

Отметим в заключение, что выполненные исследования промышленных УФ-светодиодов показали, что в отличие от устоявшихся представлений при охлаждении рост внешней квантовой эффективности проявлялся только при малых токах, а при номинальных токах и отрицательных температурах эффективность начинала снижаться. Незначительный рост плотности низкочастотного шума происходил при нагреве до $84^\circ C$ при $I > 10$ mA, а при малых токах ($I < 100 \mu A$) наблюдалось ее падение. Наблюдаемые изменения объяснены с привлечением туннелирования по дефектам как механизма транспорта носителей, что представляет научную новизну в объяснении природы наблюдаемых особенностей.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Ф.И. Маняхин, ФТП, **52** (3), 378 (2018). DOI: 10.21883/FTP.2018.03.45625.8341 [F.I. Manyakhin, Semiconductors, **52** (3), 359 (2018). DOI: 10.1134/S1063782618030168].
- [2] R. Abbasnejad, D. Kacprzak, Clean. Eng. Technol., **9**, 100518 (2022). DOI: 10.1016/j.clet.2022.100518
- [3] H. Xiu, Y. Zhang, J. Fu, Z. Ma, L. Zhao, J. Feng, Curr. Appl. Phys., **19** (1), 20 (2019). DOI: 10.1016/j.cap.2018.10.019
- [4] Н.И. Бочкарева, Ю.Г. Шретер, ФТТ, **64** (3), 371 (2022). DOI: 10.21883/FTT.2022.03.52099.241 [N.I. Bockkareva, Y.G. Shreter, Phys. Solid State, **64** (3), 371 (2022). DOI: 10.21883/PSS.2022.03.53193.241].
- [5] Н.А. Поклонский, С.А. Вырко, И.И. Анисеев, А.Г. Забродский, ФТП, **56** (11), 1046 (2022). DOI: 10.21883/FTP.2022.11.54254.9945 [N.A. Poklonski, S.A. Vyrko, I.I. Anikeev, A.G. Zabrodskii, Semiconductors, **56** (11), 823 (2022). DOI: 10.21883/SC.2022.11.54957.9945].

- [6] Z. Peng, W. Guo, T. Wu, Z. Guo, Y. Lu, Y. Zheng, Y. Lin, Z. Chen, *IEEE Photon. J.*, **12** (1), 8200108 (2020). DOI: 10.1109/JPHOT.2019.2958311
- [7] P. Tian, J.J.D. McKendry, J. Herrnsdorf, S. Watson, R. Ferreira, I.M. Watson, E. Gu, A.E. Kelly, M.D. Dawson, *Appl. Phys. Lett.*, **105** (17), 171107 (2014). DOI: 10.1063/1.4900865
- [8] D. Monti, M. Meneghini, C. De Santi, G. Meneghesso, E. Zanoni, *IEEE Trans. Dev. Mater. Reliab.*, **16** (2), 213 (2016). DOI: 10.1109/TDMR.2016.2558473
- [9] D.S. Arteev, A.V. Sakharov, A.E. Nikolaev, W.V. Lundin, A.F. Tsatsulnikov, *J. Lumin.*, **234**, 117957 (2021). DOI: 10.1016/j.jlumin.2021.117957
- [10] А.М. Иванов, А.В. Клочков, *ФТП*, **56** (6), 596 (2022). DOI: 10.21883/FTP.2022.06.52596.9817 [А.М. Ivanov, A.V. Klochkov, *Semiconductors*, **56** (6), 431 (2022). DOI: 10.21883/SC.2022.06.53546.9817].
- [11] Н.И. Бочкарева, А.М. Иванов, А.В. Клочков, В.А. Тарала, Ю.Г. Шретер, *Письма в ЖТФ*, **42** (22), 1 (2016). DOI: 10.21883/pjtf.2016.22.43932.16303 [N.I. Bochkareva, A.M. Ivanov, A.V. Klochkov, V.A. Tarala, Yu.G. Shreter, *Tech. Phys. Lett.*, **42** (11), 1099 (2016). DOI: 10.1134/S1063785016110146].
- [12] А.С. Павлюченко, И.В. Рожанский, Д.А. Закгейм, *ФТП*, **43** (10), 1391 (2009). [A.S. Pavluchenko, I.V. Rozhansky, D.A. Zakheim, *Semiconductors*, **43** (10), 1351 (2009). DOI: 10.1134/S1063782609100170].
- [13] P. Sahare, B.K. Sahoo, *Mater. Today: Proc.*, **28**, 74 (2020). DOI: 10.1016/j.matpr.2020.01.303
- [14] Н.И. Солин, С.В. Наумов, *ФТТ*, **45** (3), 460 (2003). [N.I. Solin, S.V. Naumov, *Phys. Solid State*, **45** (3), 486 (2003). DOI: 10.1134/1.1562235].
- [15] M. Auf der Maur, B. Galler, I. Pietzonka, M. Strassburg, H. Lugauer, A. Di Carlo, *Appl. Phys. Lett.*, **105** (13), 133504 (2014). DOI: 10.1063/1.4896970
- [16] B. Šaulys, J. Matukas, V. Palenskis, S. Pralgauskaitė, G. Kulikauskas, *Acta Phys. Pol. A*, **119** (4), 514 (2011). DOI: 10.12693/APhysPolA.119.514
- [17] A.E. Chernyakov, M.E. Levinshtein, N.A. Talnishnikh, E.I. Shabunina, N.M. Schmidt, *J. Cryst. Growth.*, **401**, 302 (2014). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2013.11.097