

Влияние низкой температуры на электрофизические и шумовые характеристики ультрафиолетовых светодиодов на основе структур с квантовыми ямами InGaN/GaN

© А.М. Иванов, А.В. Клочков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: alexandr.ivanov@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 20 февраля 2022 г.

В окончательной редакции 24 марта 2022 г.

Принята к публикации 24 марта 2022 г.

Проведено сравнение оптической мощности, внешней квантовой эффективности в InGaN/GaN ультрафиолетовых светодиодах при комнатной температуре и температуре жидкого азота. Исследованы спектральные плотности токового низкочастотного шума. Рассмотрены механизмы транспорта носителей, формирования низкочастотного шума, зависимости скоростей излучательной и безызлучательной рекомбинации при комнатной и азотной температурах.

Ключевые слова: внешняя квантовая эффективность, низкочастотный шум, транспорт носителей, туннелирование по дефектам.

DOI: 10.21883/FTP.2022.06.52596.9817

1. Введение

В настоящее время объем производства ультрафиолетовых (УФ) светодиодов (и лазеров) на основе InGaN/GaN и AlGaIn/GaN существенно возрастает. Это связано с широкими областями применения светоизлучательных приборов этого диапазона, недоступными для полупроводниковых источников излучения видимого света. УФ светодиоды применяются в промышленности и стоматологии для ускорения процессов отвердевания, в криминалистике, банковском деле, растениеводстве, а также, что очень важно, в медицине, санитарии, косметологии. Стерилизация воды, обнаружение биологических агентов, скрытая связь и твердотельное освещение [1] используют оптоэлектронные приборы этого диапазона излучений.

Исследования, направленные на изучение физических механизмов и улучшение электрофизических характеристик, надежности и сроков службы в оптоэлектронных приборах этого диапазона излучений, представляют несомненный интерес и широко освещаются в современной литературе. Одним из менее изученных направлений исследования является поведение светодиодов в условиях низких температур.

Падение интенсивности люминесценции и внешней квантовой эффективности с ростом температуры наблюдалось в ряде работ в диапазонах: от 280 до 340 [1], от 300 до 500 [2], от 290 до 360 К [3]. В связи с этим исследование излучательных [4,5] и шумовых характеристик [6] светодиодов при пониженных температурах представляется перспективным, так как они могут использоваться при отрицательных температурах окружающей среды (в морозильных камерах). Понижение температуры увеличивает световой поток, снижает скорость деградации светодиодов, понижает плотность

шума полупроводниковых диодов. Происходит улучшение распределения носителей в фазовом пространстве для излучательной рекомбинации. Эффект заполнения фазового пространства вносит значительный вклад в изменение зависящих от температуры коэффициентов излучательной и безызлучательной рекомбинации [2].

Исследования плотности шума позволяют улучшать технологические процессы изготовления и конструирование устройств, делают возможным прогнозирование срока службы приборов [7], так как шумовые характеристики чувствительны к процессам деградации светодиодов.

В данной работе проведено сравнительное исследование УФ светодиодов при комнатной температуре и температуре жидкого азота. Цель работы — проверка работоспособности приборов в условиях низкой температуры и возможности улучшения их характеристик при пониженных температурах, отличных от комнатной. Обсуждаются рекомбинационные процессы, механизмы транспорта носителей и формирования шума.

2. Методика эксперимента

Эксперименты проводились на промышленно изготовленных УФ (UV-A) светодиодах с InGaIn/GaN квантовыми ямами фирмы Betlux (BL-L522VC с пиковой энергией излучения $h\nu_{QW} = 3.06$ эВ или длиной волны излучения $\lambda = 405$ нм, сила света — 180 мкд). Активная площадь светодиода составляла $\sim 10^{-3}$ см², номинальный ток $I = 20$ мА.

Светодиод и измерительный фотодиод располагались на фиксированном расстоянии. Для относительных изменений эффективности и энергии излучения использовался кремниевый фотодиод ФД-7К. Цифровым ампермет-

ром Щ300 измерялся фототок в режиме короткого замыкания. Также в экспериментах использовались источник питания постоянного тока GPS-4303 и высокоточный мультивольтметр Agilent 34401A.

Флуктуации напряжения на сопротивлении $R = 100 \text{ Ом}$ во времени фиксировались с помощью аналого-цифрового преобразователя. Исследуемая полоса частот $10 \text{ Гц} - 7.3 \text{ кГц}$. Мощность шума определялась в четырех полосах с центральными частотами $20, 70, 270$ и 1000 Гц . Подробнее об определении плотности низкочастотного токового шума и его спектральной зависимости с помощью полуавтоматической установки см. в работе [8]. Измерения тока, фототока и плотности низкочастотного токового шума выполнялись при комнатной ($T = 295 \text{ К}$) и азотной ($T = 77.4 \text{ К}$) температурах.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 1, *a* представлены результаты измерения оптической мощности (тока фотодиода) в зависимости от тока при прямом смещении I . При $T = 295 \text{ К}$ зависимость фототока носит традиционный характер $I_{\text{ph}} \propto I$. При $T = 77.4 \text{ К}$ зависимость имеет ряд особенностей: а) существенно меньший пороговый ток $I_{\text{th}} = 1.0 \text{ мкА}$; б) при $1 \leq I \leq 30 \text{ мкА}$ и при $1 \leq I \leq 20 \text{ мА}$ $I_{\text{ph}} \propto I$. При промежуточных значениях тока $30 \text{ мкА} \leq I \leq 0.6 \text{ мА}$ $I_{\text{ph}} \propto I^{0.5}$ зависимость фототока при низкой температуре сначала превосходит фототок при комнатной температуре, а после участка $I_{\text{ph}} \propto I^{0.5}$ становится меньше его.

На рис. 1, *b* представлены зависимости внешней квантовой эффективности от тока $\eta(I)$. При $T = 295 \text{ К}$ зависимость имеет обычный характерный вид с незначительным падением при токах $I > 10 \text{ мА}$. Эффективность при температуре жидкого азота: а) в максимуме в 2 раза превосходит эффективность при комнатной температуре; б) наиболее резкий спад приходится на участок токов, соответствующий зависимости $I_{\text{ph}} \propto I^{0.5}$. Рост эффективности при миллиамперных токах соответствует насыщению и началу падения эффективности при комнатной температуре. Зависимости нормированы на максимальное значение η при $T = 77.4 \text{ К}$.

Зависимости протекающего тока от прямого смещения на исследуемых светодиодах при $T = 295$ и 77.4 К представлены на рис. 2. Вольт-амперная характеристика при комнатной температуре носит традиционный характер. При понижении температуры до $T = 77.4 \text{ К}$ зависимость смещается в область больших напряжений.

Из измеренных вольт-амперных зависимостей (рис. 2) определялись расчетные зависимости тока от напряжения на $p-n$ -переходе $I(V_I)$. $V_I = V - Ir$, где r — последовательное сопротивление (14 Ом). Полученные зависимости аппроксимировались экспоненциальной функцией $I = I_0 \exp(qV_I/n_i(V_I)kT)$, где q — элементарный заряд, kT — тепловая энергия, $n_i(V_I)$ — фактор идеальности, который характеризует специфику протекания тока, рассматривался как $n_i(I) = (q/kT)/(d \ln I/dV_I)$.

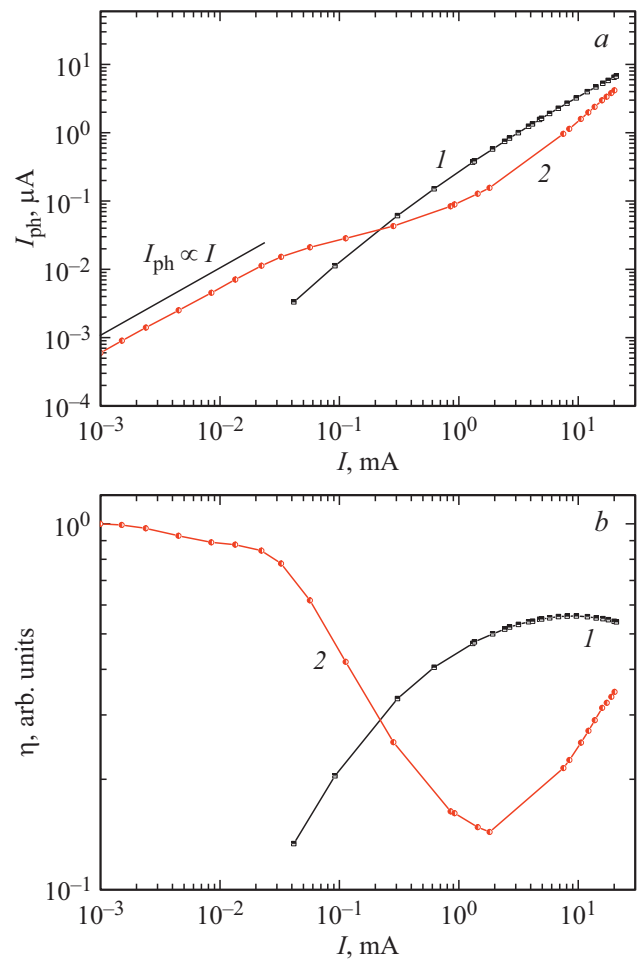


Рис. 1. Зависимости от тока при прямом смещении фототока (*a*) и внешней квантовой эффективности (*b*) УФ светодиода при $T, \text{ К}$: 1 — 295, 2 — 77.4.

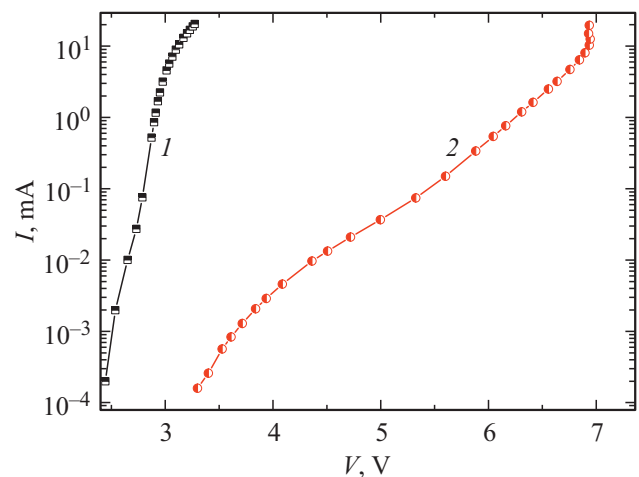


Рис. 2. Зависимости тока от напряжения $I(V)$ при $T, \text{ К}$: 1 — 295, 2 — 77.4.

На рис. 3 приведены зависимости спектральной плотности низкочастотного токового шума от тока при двух температурах для четырех частот анализа. Для каждой

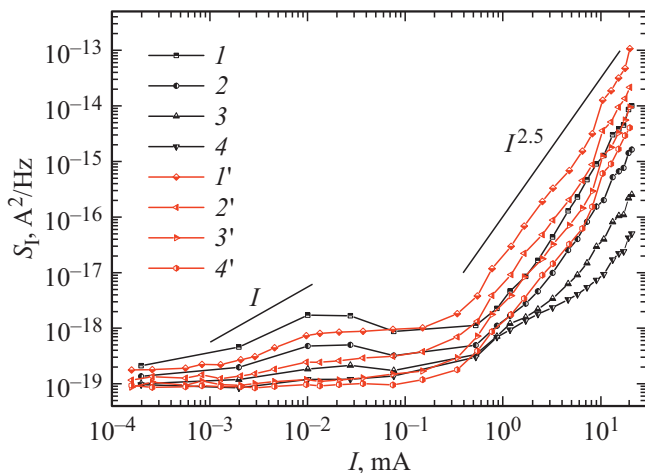


Рис. 3. Зависимости спектральной плотности токового шума для различных частот анализа при T, K : 1, 2, 3, 4 — 295, 1', 2', 3', 4' — 77.4. Частота анализа, f , Гц: 1, 1' — 20, 2, 2' — 70, 3, 3' — 270, 4, 4' — 1000.

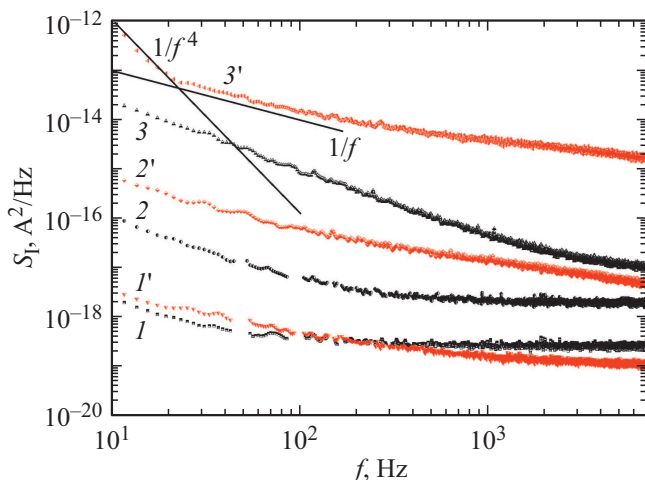


Рис. 4. Частотные зависимости спектральной плотности токового шума при T, K : 1, 2, 3 — 295, 1', 2', 3' — 77.4. При I, mA : 1 — 0.53, 1' — 0.34, 2 — 3.2, 2' — 3.3, 3 — 21.0, 3' — 20.0.

частоты характерно наличие точки пересечения, после которой зависимость плотности шума при температуре жидкого азота резко возрастает и в итоге на порядок или более превосходит соответствующую зависимость для комнатной температуры. На этих участках при $T = 77.4 K$ плотность токового шума $S_I \propto I^{2.5}$.

Сравнение частотных зависимостей спектральной плотности токового низкочастотного шума при двух температурах представлены на рис. 4. При миллиамперных токах наблюдается существенно большая плотность шума при $T = 77.4 K$, чем при $T = 295 K$. Зависимости при обеих температурах близки к $S_I \propto 1/f^\alpha$ ($\alpha \geq 1$) шуму. И только на самой низкой частоте зависимость при азотной температуре и $I = 20 mA$ резко растет ($S_I \propto 1/f^4$).

4. Обсуждение результатов

То, что внешняя квантовая эффективность при низких температурах превосходит эффективность при комнатной температуре (в нашем случае УФ светодиодов при $I \leq 0.2 mA$) объясняется а) уменьшением скорости безызлучательной рекомбинации; б) ростом излучательной рекомбинации за счет лучшего перекрытия волновых функций электрона и дырки (коэффициент излучательной рекомбинации зависит от температуры обратно пропорционально $T^{3/2}$ [9]); в) уменьшением туннельной утечки носителей из квантовой ямы (КЯ) сквозь область объемного заряда [10,11]; г) при $T < 80 K$ перенос части носителей в квантовые ямы является баллистическим или квазibalлистическим [5]. Это улучшает транспорт носителей в активные зоны.

Участку замедления роста фототока при азотной температуре соответствует участок резкого уменьшения квантовой эффективности, причем, в отличие от данных работы [12], она становится заметно меньше эффективности при $T = 295 K$. В работе [12] наблюдался монотонный рост эффективности с понижением температуры (но не ниже $T = 160 K$) в исследуемом нами интервале токов.

Согласно модели ABC (см., например, [13]), для внутренней квантовой эффективности

$$\eta_{int} = \frac{Bn^2}{An + Bn^2 + Cn^3},$$

где A, B, C — коэффициенты безызлучательной рекомбинации Шокли–Рида–Холла (ШРХ), излучательной рекомбинации и безызлучательной оже-рекомбинации соответственно; n — концентрация носителей. Для учета оттока носителей заряда из квантовой ямы в знаменатель добавляют четвертое слагаемое $F(n)$ [14]. Расчетные зависимости: а) коэффициентов A, B, C от температуры приведены в работе [2], б) скорости рекомбинации от тока для различных механизмов представлены в работе [15]. B и C растут с понижением температуры. Дополнительным фактором является концентрация носителей, которая возрастает с увеличением тока. С ростом n B уменьшается, а A возрастает. Это может объяснить спадающий участок квантовой эффективности при $T = 77.4 K$ (см. рис. 1, б). Последующий рост эффективности ($I > 2 mA$) связан с тем, что при этих токах скорость излучательной рекомбинации превалирует над скоростями безызлучательной рекомбинации [15].

Проявление незначительного увеличения плотности токового шума ($S_I \propto I$) на частотах 20 и 70 Гц на начальном участке ($I \leq 10 mA$) зависимости от тока (рис. 3) не позволяет сделать вывод о наличии в образцах фрактально-перколяционной системы [6]. Существенный рост шума при $I > 0.5 mA$ для обеих температур ($S_I \propto I^{2.5}$) может объясняться перестройкой или формированием новых дефектов [16,17], протекающим током высокой плотности из-за неравномерного распределения потока носителей по сечению светодиодной

структуры [6,16]. Такие изменения спектра дефектов возможны за счет энергии, выделяющейся при безызлучательной рекомбинации, т.е. ШРХ и оже-рекомбинации, так как выделяется энергия, близкая ширине запрещенной зоны [15,18].

Рис. 4 подтверждает рост плотности низкочастотного шума при $T = 77.4$ К по сравнению с комнатной температурой для миллиамперного диапазона токов (кривые 2, 2', 3, 3'). Эти зависимости при большем токе имеют более резкий наклон ($\propto 1/f^\alpha$) в низкочастотной части, $\alpha \geq 1$. Особенно выделим зависимость 3' ($I = 20$ мА $T = 77.4$ К), у которой на самых низких частотах ($f < 30$ Гц) $\alpha \approx 4$; при $30 \text{ Гц} < f < 1000$ Гц $\alpha \approx 2$, т.е. имеющую лоренцевый характер. Возрастание плотности шума с ростом величины тока при частотах > 3000 Гц может свидетельствовать об увеличении гауссового шума. Шум с „белым“ спектром на этих частотах связан с дробовым шумом из-за случайного фотонного излучения [7].

Наблюдаемые частотные зависимости плотности шума с $\alpha \geq 2$ предполагают сложение нескольких видов шумов различной природы. Этими шумами могут являться фликкер-шум, генерационно-рекомбинационный (у которого $S_I \propto I^2$ [19]), телеграфный и шум, связанный с туннелированием по дефектам.

Роль дефектов в нитридных наноструктурах на основе GaN часто неоднозначна. В светодиодных структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN высокая плотность дефектов с глубокими уровнями обеспечивает туннелирование носителей заряда (trap-assisted tunneling (TAT), модель представлена в работе [20]) через потенциальные барьеры к активной области. С понижением температуры этот вид транспорта носителей становится доминирующим [21,22]. Двойственность проявления дефектов в области пространственного заряда ОПЗ заключается в участии в ШРХ рекомбинации и обеспечении транспорта носителей.

В отличие от резонансного туннелирования, при TAT механизмом критичным является расстояние между примесями и дефектами, а не ширина области пространственного заряда ОПЗ. Этот механизм реализуется не только в InGaN/GaN светодиодах, но и, как было показано ранее, в $p-i-n$ -диодах на аморфном кремнии ($a\text{-Si:H}$) [23]. Это позволяет говорить о возможном прыжковом транспорте, где носители туннелируют на расстоянии 3–5 мкм. Туннелирование происходит по хвостам зон и дефектам, плотность которых минимальна непосредственно у КЯ.

Модель механизма формирования низкочастотного шума на основе флуктуации занятости центров при горизонтальных по энергии переходах [8], несмотря на физическое различие, описывается с помощью тех же математических представлений (шумовой спектр лоренцевого вида), что и генерационно-рекомбинационный шум [24], связанный с вертикальными по энергии переходами между центрами и свободными зонами. Флуктуации определяются случайным распределением

центров по глубине ОПЗ барьеров и экспоненциальной зависимостью частоты перескоков от расстояния между центрами, определяющегося плотностью состояний на уровне туннелирования [25,26], что вызывает флуктуации заполнения центров и токовый шум.

Возможное формирование дефектов и изменение спектра глубоких центров в запрещенной зоне InGaN/GaN структур с квантовыми ямами при $I > 0.5$ мА проявляется в росте туннельного транспорта носителей по дефектам и флуктуации прыжкового сопротивления. Неравномерность в распределении локального прыжкового сопротивления вызывает модуляцию сквозного тока и увеличение низкочастотного шума.

Расчитанное значение фактора идеальности n_I (из вольт-амперной зависимости при $T = 295$ К, см. рис. 2) не превосходит 3, в диапазоне 100 мкА–1 мА уменьшается до 1.4, а при $I > 10$ мА падает до 1. Это означает, что по мере роста прямого смещения доля туннельного тока по дефектам сокращается, а доля надбарьерной инжекции носителей в КЯ растет, увеличивается излучательная рекомбинация в КЯ. При температуре жидкого азота величина n_I практически во всем интервале измеряемых токов $n_I > 7$ и в токе превалирует туннелирование по дефектам, рекомбинация в барьерах уменьшает эффективность по сравнению с комнатной температурой. Соответственно при комнатной температуре в лоренцевом шуме превалирует генерационно-рекомбинационный шум, а при $T = 77.4$ К существенна доля шума туннельного сопротивления.

5. Заключение

1) Проведенное тестирование показало работоспособность УФ светодиодов в условиях низких температур ($T = 77.4$ К).

2) Существенное увеличение плотности токового шума при $T = 77.4$ К предполагает снижение надежности работы InGaN/GaN светодиодов в этих условиях. В транспорте носителей важную роль играет туннелирование по дефектам.

3) Несмотря на возрастание внешней квантовой эффективности при малых токах (< 100 мкА) при температуре жидкого азота, при номинальных токах произошло падение эффективности. Дополнительные исследования необходимы для определения граничной температуры положительных и отрицательных изменений при охлаждении.

Таким образом, проведенный анализ характеристик коммерческих светодиодов УФ диапазона на основе InGaN/GaN структур с квантовыми ямами при комнатной температуре и температуре жидкого азота выявил существенное падение внешней квантовой эффективности и возрастание плотности низкочастотного токового шума при номинальных токах и $T = 77.4$ К. Представлены возможные физические механизмы, объясняющие наблюдаемые эффекты. При $T = 77.4$ К в транспорте

носителей возрастает роль туннелирования по дефектам, спектр которых может изменяться за счет энергии, выделяемой при рекомбинации. Токовые зависимости эффективности и плотности шума на промежуточных температурах представляют несомненный интерес.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Z. Peng, W. Guo, T. Wu, Z. Guo, Y. Lu, Y. Zheng, Y. Lin, Z. Chen. *IEEE Photonics J.*, **12** (1), 8200108 (2020).
- [2] 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**, 171107 (2014).
- [3] D. Monti, M. Meneghini, C. De Santi, G. Meneghesso, E. Zanoni. *IEEE Trans. Dev. Mater. Reliab.*, **16** (2), 213 (2016).
- [4] S. Marcinkevicius, R. Yapparov, L.Y. Kuritzky, Y-R. Wu, S. Nakamura, J.S. Speck. *Phys. Rev. B*, **101**, 075305 (2020).
- [5] D.S. Arteev, A.V. Sakharov, A.E. Nikolaev, W.V. Lundin, A.F. Tsatsulnikov. *J. Luminesc.*, **234**, 117957 (2021).
- [6] В.В. Емцев, Е.В. Гушина, В.Н. Петров, Н.А. Тальнишних, А.Е. Черняков, Е.И. Шабунина, Н.М. Шмидт, А.С. Усиков, А.П. Карташова, А.А. Зыбин, В.В. Козловский, М.Ф. Курдюров, А.В. Сахаров, Г.А. Оганесян, Д.С. Полоскин, В.В. Лундин. *ФТП*, **52** (7), 804 (2018).
- [7] V. Šaulys, J. Matukas, V. Palenskis, S. Pralgauskaite, G. Kulikauskas. *Acta Phys. Polon. A*, **119** (4), 514 (2011).
- [8] Н.И. Бочкарева, А.М. Иванов, А.В. Клочков, Ю.Г. Шретер. *ФТП*, **53** (1), 104 (2019).
- [9] Ф. Шуберт. *Светодиоды* (М., Физматлит, 2008) с. 77.
- [10] Н.И. Бочкарева, В.В. Вороненков, Р.И. Горбунов, А.С. Зубрилов, Ю.С. Леликов, Ф.Е. Латышев, Ю.Т. Ребане, А.И. Цюк, Ю.Г. Шретер. *ФТП*, **44** (6), 822 (2010).
- [11] Н.И. Бочкарева, В.В. Вороненков, Р.И. Горбунов, Ф.Е. Латышев, Ю.С. Леликов, Ю.Т. Ребане, А.И. Цюк, Ю.Г. Шретер. *ФТП*, **47** (1), 129 (2013).
- [12] А.С. Павлюченко, И.В. Рожанский, Д.А. Закгейм. *ФТП*, **43** (10), 1391 (2009).
- [13] S.Yu. Karpov. *Optical Quant. Electron.*, **47** (6), 1293 (2015).
- [14] Q. Lv, J. Gao, X. Tao, J. Zhang, C. Mo, X. Wang, C. Zheng, J. Liu. *J. Luminesc.*, **222**, 117186 (2020).
- [15] N. Renso, C. De Santi, A. Caria, F. Dalla Torre, L. Zecchin, G. Meneghesso, E. Zanoni, M. Meneghini. *J. Appl. Phys.*, **127**, 185701 (2020).
- [16] A.E. Chernyakov, M.E. Levinshtein, N.A. Talnishnikh, E.I. Shabunina, N.M. Shmidt. *J. Cryst. Growth*, **401**, 302 (2014).
- [17] Г.П. Жигальский. *УФН*, **173** (5), 465 (2003).
- [18] I.N. Yassievich. *Semicond. Sci. Technol.*, **9**, 1433 (1994).
- [19] I-H. Lee, A.Y. Polyakov, S-M. Hwang, N.M. Shmidt, E.I. Shabunina, N.A. Tal'nishnih, N.B. Smirnov, I.V. Shchemerov, R.A. Zinovyev, S.A. Tarelkin, S.J. Pearton. *Appl. Phys. Lett.*, **111**, 062103 (2017).
- [20] M. Auf der Maur, B. Galler, I. Pietzonka, M. Strassburg, H. Lugauer, A. Di Carlo. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 133504 (2014).
- [21] R.J. Molnar, T. Lei, T.D. Moustakas. *Appl. Phys. Lett.*, **62** (1), 72 (1993).
- [22] Н.И. Бочкарева, Ю.Г. Шретер. *ФТТ*, **64** (3), 371 (2022).
- [23] D. Han, K. Wang, C. Yeh, L. Yang, X. Deng, B. Von Roedern. *Phys. Rev. B*, **55** (23), 15619 (1997).
- [24] Н.В. Дьяконова, М.Е. Левинштейн, С.Л. Румянцев. *ФТП*, **25** (12), 2065 (1991).
- [25] Н.И. Бочкарева, Ю.Т. Ребане, Ю.Г. Шретер. *ФТП*, **49** (12), 1714 (2015).
- [26] N.I. Bochkareva, A.M. Ivanov, A.V. Klochkov, Y.G. Shreter. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1697**, 012203 (2020).

Редактор А.Н. Смирнов

Influence of low temperature on the electrophysical and noise characteristics of UV LEDs based on InGaN/GaN quantum well structures

A.M. Ivanov, A.V. Klochkov

Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Comparison of optical power, external quantum efficiency in InGaN/GaN UV LEDs at room temperature and liquid nitrogen temperature is carried out. The spectral densities of the current low-frequency noise have been investigated. The mechanisms of carrier transport, the formation of low-frequency noise, and the dependences of the rates of radiative and nonradiative recombination at room and nitrogen temperatures are considered.