

07

Шумовая спектроскопия тока в ультрафиолетовых светодиодах на основе InGaN/GaN-структур с квантовыми ямами

© А.М. Иванов, А.В. Клочков

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: alexandr.ivanov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 10 октября 2025 г.

В окончательной редакции 10 октября 2025 г.

Принято к публикации 29 ноября 2025 г.

Спектральная плотность низкочастотного токового шума резко возрастает и меняет характер зависимости от частоты при понижении температуры ниже 150 К, вплоть до температуры жидкого азота. Объяснения предложены на основе изменений в механизмах транспорта носителей и возрастания роли безызлучательной рекомбинации.

Ключевые слова: низкочастотный токовый шум, квантовые ямы, туннельное сопротивление.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.06.62464.20523

Температурные исследования характеристик твердотельных светодиодов (например, на основе InGaN) представляют несомненный научный интерес, так как выявляют возможности использования оптоэлектронных приборов в особых климатических условиях, позволяют прогнозировать продолжительность бесперебойной работы светодиодов и лазеров в различной аппаратуре, применяемой в медицине, промышленности, сельском хозяйстве, санитарии, а также в твердотельных источниках освещения. В ходе эксплуатации светоизлучательные приборы испытывают нагрев; изменение характеристик приборов при нагревании в диапазоне температур $T = 280\text{--}500\text{ К}$ наблюдалось в [1,2]. Меньше исследований посвящено процессам, происходящим в лазерах и светодиодах при охлаждении [3,4]. Устойчивость их поведения в условиях крайне низких температур очень важна для использования в авиации и космонавтике, для осуществления спутниковой связи и формирования изображений в открытом космосе в полетах к планетам Солнечной системы [5].

В большинстве работ отмечается улучшение параметров светодиодов и лазеров при охлаждении. Рост люминесценции и эффективности наблюдался с понижением T от 300 до 160 К в [6]. Внешняя квантовая эффективность (ВКЭ) возрастает, так как увеличивается перекрытие волновых функций электрона и дырки в квантовых ямах (КЯ).

Охлаждение используется для снижения шумов в полупроводниковых приборах [7]. Шумовая спектроскопия позволяет прогнозировать сроки безотказной работы оптоэлектронных приборов, идентифицировать энергетические уровни локализованных центров, определять в конструкции приборов местоположение дефектов [8,9], ответственных за надежность их работы и структурные изменения при их деградации. Цель работы — на основе исследований низкочастотного шума в ультрафиолетовых InGaN-светодиодах определить изменения механиз-

мов прохождения токов и формирования токовых шумов при охлаждении, а также показать, что уменьшение низкочастотного шума с охлаждением не всегда характерно для светодиодов.

Исследование низкочастотного токового шума при охлаждении до температуры жидкого азота выполнялось на промышленных ультрафиолетовых светодиодах на основе структур InGaN/GaN с КЯ и длиной волны излучения $\lambda = 375\text{ nm}$. Использовались светодиоды фирмы Nichia NSPU510CS с ВКЭ $\eta = 30\%$, пиковой энергией излучения $h\nu_{\text{QW}} = 3.31\text{ eV}$, активной площадью 10^{-3} cm^2 и номинальным током 20 мА. Кремниевый фотодиод ФД-7К в режиме короткого замыкания использовался для относительных измерений люминесценции и ВКЭ. Описание установки и методики измерения шума приведено в [10,11].

На рис. 1, а воспроизведены зависимости плотности низкочастотного токового шума S_I от частоты f при $T = 295$ и 77.4 К. При токе $I \sim 1\text{ }\mu\text{A}$ зависимости S_I почти не различаются. С увеличением I плотность шума существенно возрастает: для $T = 295\text{ К}$ в 30 раз при $\sim 2\text{ mA}$ и еще на порядок при $\sim 16\text{ mA}$. Более резкий рост S_I наблюдается при 77.4 К. Характер зависимости шума от частоты для двух температур резко различается. При 295 К наблюдается резкий спад шума на частотах $f < 100\text{ Hz}$ с переходом на гауссовый белый частотно-независимый шум. При $T = 77.4\text{ К}$ во всем диапазоне измерений сохраняется зависимость $S_I \propto 1/f^b$, существенно превосходящая плотность шума при 295 К.

Рис. 1, б представляет изменение частотной зависимости S_I от температуры при прямом смещении и токе 2 мА. При нагревании от $T = 77.4$ до 295 К в интервале 133–171 К происходит существенное падение плотности шума (на три порядка при $f = 1000\text{ Hz}$) и изменяется характер зависимости: при низких температурах плотность шума подчинялась закону $S_I \propto 1/f^b$,

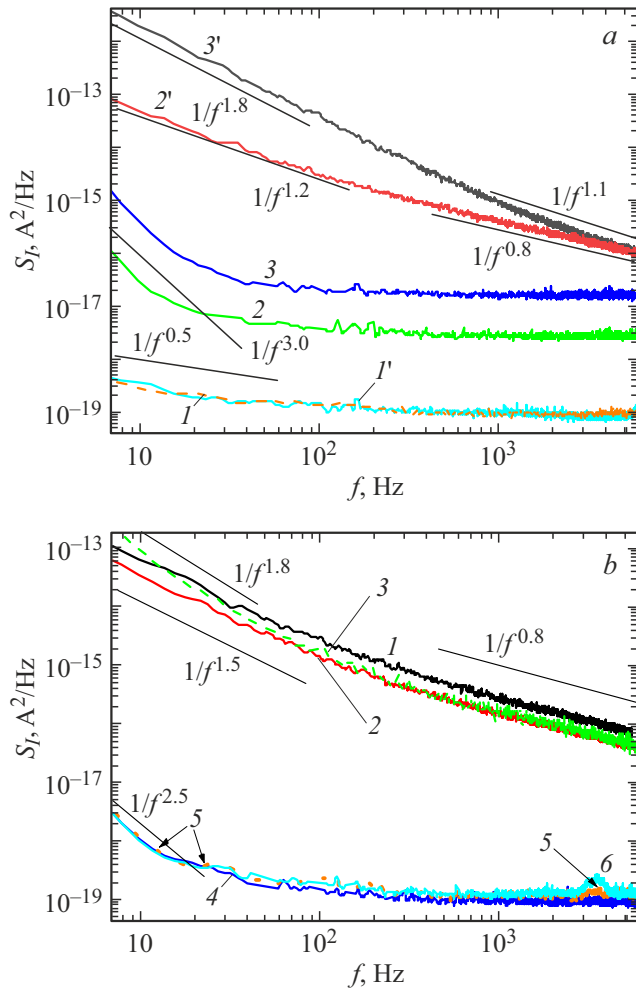


Рис. 1. Частотные зависимости спектральной плотности токового шума при различных температурах. T , К: *a* — 295 (1–3), 77.4 (1'–3'); *b* — 77.4 (1), 101 (2), 133 (3), 170 (4), 258 (5), 295 (6). I , мА: *a* — 0.001 (1), 0.0015 (1'), 2.3 (2), 2.0 (2'), 15.9 (3), 14.4 (3'); *b* — 2 (1–6).

при нагреве при частотах $f > 100$ Hz шум становится белым и незначительно возрастает с ростом температуры согласно традиционным представлениям.

Этот результат подтверждает рис. 2. Температурная зависимость S_I при $I = 2$ мА для четырех частот измерения показывает резкое уменьшение плотности шума при $T \approx 150$ К. Дальнейший нагрев слабо влияет на величину плотности шума для каждой частоты.

Основными механизмами токового частотно-зависимого шума в InGaN-светодиодах являются фликкер-шум ($1/f$ -шум), связанный с флуктуацией числа носителей при направленном движении и рассеянии [7], генерационно-рекомбинационный шум, создаваемый захватом и выбросом носителей с уровней в запрещенной зоне (33), и шум туннельного сопротивления, определяемый колебаниями числа носителей, участвующих в прыжковом переносе заряда

к КЯ:

$$S_I = S_{1/f} + S_{g-r} + S_{tun}. \quad (1)$$

Спектральная плотность $1/f$ -шума $S_{1/f} = (\alpha I^2)/(fN)$. Здесь α — постоянная Хоуге, N — число электронов, осуществляющих проводимость. Наблюдаемое возрастание S_I при охлаждении связано с уменьшением туннельной прыжковой проводимости и величины N .

Избыточный шум в полупроводниковых приборах вызван дефектами, структурными неидеальностями и несовершенствами изготовления [12], а также неравномерностью распределения дефектов в образце. Наблюдающаяся частотная зависимость плотности генерационно-рекомбинационного шума $S_I \propto 1/f^b$ объясняется наличием спектра дефектов в 33 полупроводника. В полупроводниковых приборах $1/f^b$ -типа флуктуации возникают в результате суперпозиции спектров лоренцевского типа из-за различных процессов захвата и испускания носителей заряда в дефектах с очень широким распределением времен релаксации [8].

Вид частотных спектров плотности токового шума, связанного с флуктуациями прыжкового сопротивления при тунелировании по дефектам и хвостам плотности состояний в 33 [13], определяется лоренцевской функцией $S_I(f) \propto (1 + (2\pi f \tau_r)^2)^{-1}$ ($\tau_r = \epsilon_0 \epsilon / \sigma_{hop}$ — локальная постоянная времени диэлектрической релаксации, где σ_{hop} — локальная прыжковая проводимость, ϵ_0 и ϵ — электрическая постоянная и относительная диэлектрическая проницаемость соответственно). Частота перескоков характеризуется широким спектром значений локальных времен перескоков, изменяющихся в области пространственного заряда от наносекунд до миллисекунд [14]. Прыжковая проводимость увеличивается с ростом температуры [15,16], а с понижением температуры возрастает туннельное сопротивление и растет шум, связанный с ним.

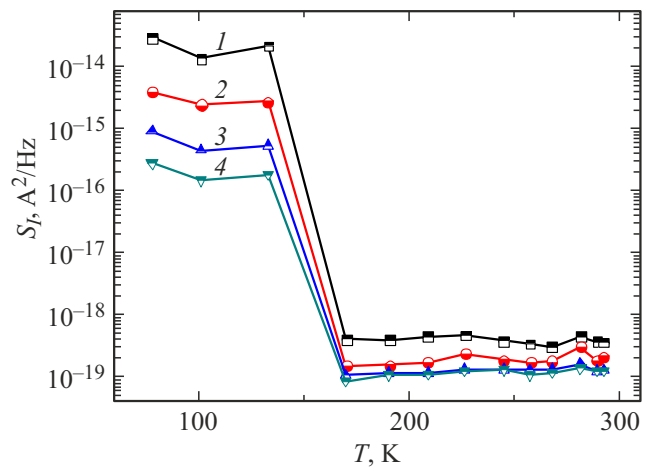


Рис. 2. Температурные зависимости спектральной плотности токового шума для различных частот анализа f при $I = 2$ мА. f , Hz: 1 — 20, 2 — 70, 3 — 270, 4 — 1000.

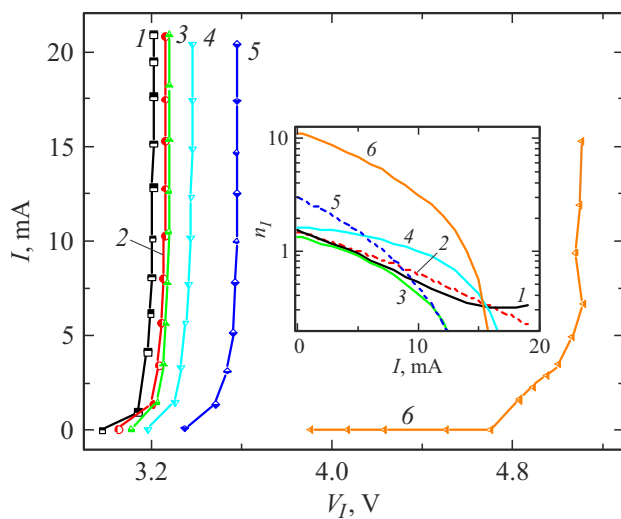


Рис. 3. Зависимости тока от напряжения на p – n -переходе $I(V_I)$. На вставке — зависимость фактора идеальности n_I от тока. T , К: 1 — 295, 2 — 275, 3 — 266, 4 — 240, 5 — 199, 6 — 77.4.

На рис. 3 представлены зависимости тока, протекающего через светодиод, от напряжения на p – n -переходе $I(V_I)$. С понижением температуры зависимости смещаются в область больших напряжений. Они аппроксимировались экспоненциальной функцией. Фактор идеальности рассчитывался как $n_I = (q/kT)/(d \ln I / dV_I)$, k — постоянная Больцмана, q — элементарный электрический заряд. Его зависимости от тока и температуры приведены на вставке к рис. 3. При $I > 10$ мА $n_I \leq 1$, и при всех температурах в протекании тока преобладает надбарьерная инжекция носителей в КЯ. График показывает тенденцию, не проявляющуюся строго: возрастание n_I при уменьшении I и понижении T . При $n_I > 2$ основным механизмом является туннелирование носителей в КЯ по дефектам.

На рис. 4, a, b приведены результаты относительных измерений оптической мощности (фототока фотодиода I_{ph} в режиме холостого хода) и ВКЭ при изменении температуры от 77.4 до 295 К и протекающих токах 2 и 20 мА. Эти зависимости испытывают резкое падение при температурах < 200 К, причем для $I = 2$ мА это падение происходит при более низких температурах. На температурной зависимости ВКЭ нет участков роста эффективности с понижением температуры. Подобное поведение противоречит устоявшимся представлениям [6], где охлаждение осуществлялось до 160 К. При $T < 150$ К уровни мелких дефектов (кислород на месте азота, вакансии азота) снижают интенсивность электролюминесценции путем захвата инжектированных носителей [17]. Светодиод практически не излучает.

Сравнивая полученные результаты с ранее опубликованными, нужно отметить, что ВКЭ и I_{ph} при 2 и 20 мА слабо различаются при температуре жидкого азота. В [10] при 77.4 К ВКЭ при 20 мА в несколько

раз превосходит величину при 2 мА, а I_{ph} при тех же условиях выше в 15 раз. При 295 К I_{ph} при 20 мА также на порядок превосходит его величину при 2 мА. Это объясняется ростом отношения концентрации носителей, перенесенных в глубокие и мелкие КЯ, с понижением температуры [3]. В [10] носители туннелировали в более глубокую КЯ, где количество носителей становится больше. В настоящем исследовании с более мелкой КЯ при 77.4 К превалирует ток, связанный с безызлучательной рекомбинацией: носители в основном рекомбинируют в барьерах или туннелируют под КЯ. Затруднена их локализация. В модели АВС для внутренней квантовой эффективности принимают во внимание утечку носителей из КЯ и возможную делокализацию [18]. Рассчитанный барьер выхода для электронов и дырок из КЯ понижается с уменьшением содержания индия x в КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ –GaN [19]. Эти явления сильнее проявляются в более мелких КЯ, а токи, их характеризующие, вносят вклад в формирование шума.

В диапазоне микроамперных токов на частоте 20 Нз значения плотности шума практически равны (рис. 1, a),

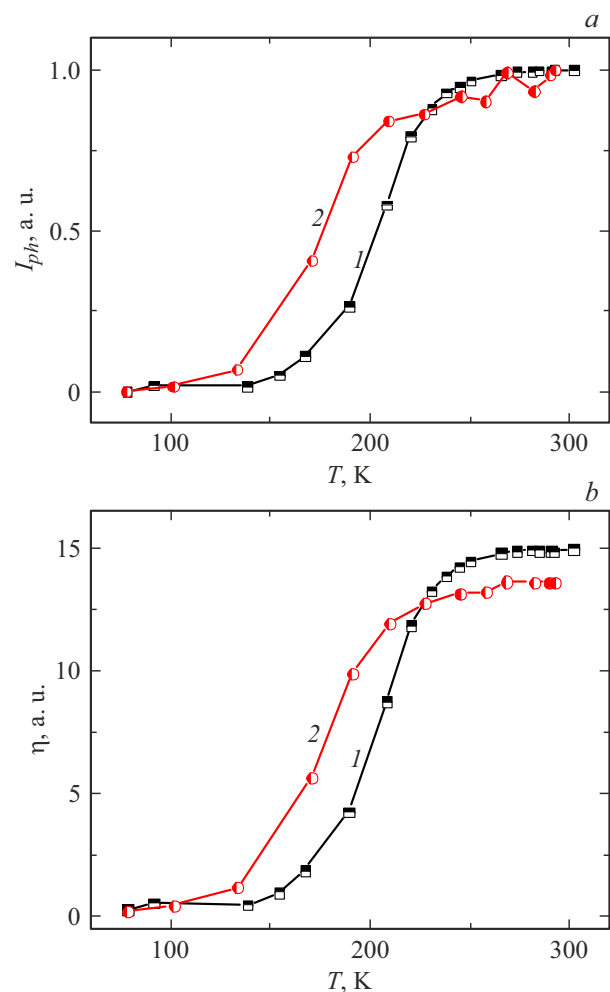


Рис. 4. Температурная зависимость фототока, нормированного на максимальное значение (a), и внешней квантовой эффективности (b) при $I = 20$ (1) и 2 мА (2).

а в [10] при 295 К она выше, чем при 77.4 К. При токе 3 мА в [10] при 77.4 К плотность шума на порядок выше, чем при комнатной температуре. В настоящем исследовании при токе 2 мА с охлаждением плотность шума возрастает на три-пять порядков. Шум проявляется сильнее в токах, связанных с безызлучательными процессами.

С понижением температуры все слагаемые в (1) возрастают. При надбарьерной инжекции и при туннелировании носителей в КЯ с последующей их локализацией и излучательной рекомбинацией механизмы формирования токового частотно-зависимого шума проявляются слабее, так как случайные процессы испускания фотонов приводят к оптическому дробовому шуму [20]. По мере уменьшения температуры перенос носителей в КЯ может принимать баллистический или квазibalлистический характер [3]. Кроме того, при охлаждении вольт-амперные зависимости смещаются в область больших напряжений (рис. 3): растет напряженность поля E ($J = \sigma E$, где J — плотность тока, σ — удельная проводимость). Существенное уменьшение рассеяния и ускоренный перенос носителей обеспечивают заданную плотность тока при меньшем числе носителей заряда. Это, согласно Хоуге, увеличивает S_I . Кроме того, вероятность туннелирования в более глубокие КЯ выше, а высокий уровень шума может быть связан с дефектами за пределами КЯ, увеличивающими утечки из активной области [9].

В целом следует отметить, что поведение светодиодов при охлаждении сильно зависит от содержания индия в InGaN-структурах. С понижением количества In и уменьшением глубины КЯ при значительном снижении температуры понижается барьер выхода электронов и дырок из КЯ, в токе при прямом смещении возрастают доля безызлучательной рекомбинации в барьерах и сквозное туннелирование под КЯ, утечка носителей из КЯ. Эти процессы существенно усиливают токовый шум: фликкер-шум, генерационно-рекомбинационный шум и шум туннельного сопротивления. В описании транспорта носителей в структурах InGaN/GaN учитывается различие в глубине КЯ, при этом механизм туннельного транспорта носителей является для авторов приоритетным.

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 Photon. J.*, **12** (1), 8200108 (2020). DOI: 10.1109/JPHOT.2019.2958311
- [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** (17), 171107 (2014). DOI: 10.1063/1.4900865
- [3] S. Marcinkevicius, R. Yapparov, L.Y. Kuritzky, Y.-R. Wu, S. Nakamura, J.S. Speck, *Phys. Rev. B*, **101**, 075305 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevB.101.075305
- [4] 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
- [5] M.L. Lee, P.S. Hsieh, C.S. Chen, H.Z. Zhang, P.Y. Chen, C.Y. Yang, M.J. Wu, C.F. Lin, H.W. Hsu, M.Y. Kuo, H. Chen, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.*, **32**, 28287 (2021). DOI: 10.1007/s10854-021-07205-6
- [6] 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]
- [7] L. Wan, X. Shao, Y. Ma, S. Deng, Y. Liu, J. Chen, Y. Gu, T. Li, X. Li, *Infrared Phys. Technol.*, **109**, 103389 (2020). DOI: 10.1016/j.infrared.2020.103389
- [8] J. Glemža, S. Pralgauskaitė, V. Palenskis, J. Matukas, *Lith. J. Phys.*, **59** (3), 146 (2019). DOI: 10.3952/physics.v59i3.4081
- [9] B. Saulys, J. Matukas, V. Palenskis, S. Pralgauskaitė, G. Kulikauskas, *Acta Phys. Pol. A*, **119** (4), 514 (2011). DOI: 10.12693/APhysPolA.119.514
- [10] А.М. Иванов, А.В. Ключков, *ФТП*, **56** (6), 596 (2022). DOI: 10.21883/FTP.2022.06.52596.9817 [A.M. Ivanov, A.V. Klochov, *Semiconductors*, **56** (6), 431 (2022). DOI: 10.21883/SC.2022.06.53546.9817]
- [11] A.M. Ivanov, G.V. Nenashev, A.N. Alešhin, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.*, **33**, 21666 (2022). DOI: 10.1007/s10854-022-08955-7
- [12] J. Glemža, J. Matukas, S. Pralgauskaitė, V. Palenskis, *Lith. J. Phys.*, **58** (2), 194 (2018). DOI: 10.3952/physics.v58i2.3749
- [13] A.M. Ivanov, A.V. Klochov, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **2103**, 012189 (2021). DOI: 10.1088/1742-6596/2103/1/012189
- [14] Н.И. Бочкарева, В.В. Вороненков, Р.И. Горбунов, М.В. Вирко, В.С. Коготков, А.А. Леонидов, П.Н. Воронцов-Вельяминов, И.А. Шеремет, Ю.Г. Шретер, *ФТП*, **51** (9), 1235 (2017). DOI: 10.21883/FTP.2017.09.44888.8528 [N.I. Bochkareva, V.V. Voronenkov, R.I. Gorbunov, M.V. Virko, V.S. Kogotkov, A.A. Leonidov, P.N. Vorontsov-Velyaminov, I.A. Sheremet, Yu.G. Shreter, *Semiconductors*, **51** (9), 1186 (2017). DOI: 10.1134/S1063782617090068]
- [15] 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]
- [16] Н.И. Бочкарева, Ю.Т. Ребане, Ю.Г. Шретер, *ФТП*, **49** (12), 1714 (2015). [N.I. Bochkareva, Yu.T. Rebane, Yu.G. Shreter, *Semiconductors*, **49** (12), 1665 (2015). DOI: 10.1134/S1063782615120040]
- [17] J. Liu, W.S. Tam, H. Wong, V. Filip, *Microelectron. Reliab.*, **49** (1), 38 (2009). DOI: 10.1016/j.microrel.2008.10.002
- [18] Q. Lv, J. Gao, X. Tao, J. Zhang, C. Mo, X. Wang, C. Zheng, J. Liu, *J. Lumin.*, **222**, 117186 (2020). DOI: 10.1016/j.jlumin.2020.117186
- [19] M. Buffolo, A. Caria, F. Piva, N. Roccato, C. Casu, C. De Santi, N. Trivellin, G. Meneghesso, E. Zanoni, M. Meneghini, *Phys. Status Solidi A*, **219**, 2100727 (2022). DOI: 10.1002/pssa.202100727
- [20] S. Pralgauskaitė, V. Palenskis, J. Matukas, J. Glemža, G. Muliuk, B. Šaulys, A.A. Trinkūnas, *Microelectron. Reliab.*, **55** (1), 52 (2015). DOI: 10.1016/j.microrel.2014.09.027