

08

Лазерная генерация в дисковых микроструктурах InGaN/GaN/AlGaN на кремнии

© Э.И. Моисеев¹, С.Д. Комаров¹, К.А. Иванов¹, А.Ф. Цацуньников², Е.В. Луценко³,
А.Г. Войнилович³, А.В. Сахаров^{2,4}, Д.С. Артеев^{2,4}, А.Е. Николаев⁴, Е.Е. Заварин^{2,4},
Д.А. Масютин¹, А.А. Пивоварова⁴, Н.Д. Ильинская⁴, И.П. Смирнова⁴, Л.К. Марков⁴,
А.Е. Жуков¹, Н.В. Крыжановская¹

¹ Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, Санкт-Петербург, Россия

² НТЦ микроэлектроники РАН, Санкт-Петербург, Россия

³ Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

⁴ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: emoiseev@hse.ru

Поступило в Редакцию 26 февраля 2025 г.

В окончательной редакции 26 февраля 2025 г.

Принято к публикации 5 марта 2025 г.

Созданы микродисковые лазеры с использованием полупроводниковой структуры InGaN/GaN на подложке Si. Продемонстрирована лазерная генерация при комнатной температуре в микролазерах диаметром 5–8 μm , работающих при оптической накачке в импульсном режиме на модах шепчущей галереи. Продемонстрирован сдвиг длины волны генерации от 406 до 425 nm за счет уменьшения оптических потерь лазера при увеличении его диаметра в пределах полосы усиления активной области на основе квантовых ям InGaN/GaN.

Ключевые слова: дисковый резонатор, III-N-микролазер, моды шепчущей галереи, микролазер на кремнии.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.11.60487.20298

Растущий интерес к созданию III-N-микролазеров на основе кремния обусловлен возможностью использования их в качестве встроенного источника света в устройствах кремниевой фотоники [1]. При использовании дисковых или кольцевых резонаторов благодаря высокой добротности мод шепчущей галереи (МШГ), возникающих вследствие осевой симметрии резонатора, возможна реализация лазеров с малой занимаемой площадью, диаметром несколько микрометров (микролазеров) и низким порогом лазерной генерации [2,3]. Кроме того, микродисковый лазер может напрямую эффективно передавать излучение в связанный волновод, что дает большие преимущества при разработке интегральных оптических устройств [4]. В настоящее время лазеры полосковой геометрии с квантовыми ямами InGaN/GaN выращиваются на дорогих подложках GaN [5] либо на подложках сапфира или SiC. Использование подложек Si позволяет реализовать преимущества с точки зрения стоимости и размера, кристаллического качества пластины и т.д. Впервые лазерный эффект на эпитаксиальных слоях GaN и квантовых ямах InGaN/GaN, выращенных на подложках кремния, был получен в работах [6,7]. При росте структур InGaN/GaN на подложке Si исключительно важен контроль дефектов и напряжений в слоях [8]. Задачу формирования эпитаксиального слоя GaN на подложке Si можно решить, используя многослойные буферные слои со ступенчатым понижением состава $\text{AlN}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ между Si и GaN [9,10]. Другая не менее важная проблема связана с необходимостью уменьшения потерь на утечку оптической моды в погло-

щающую подложку (создание эффективного оптического ограничения в направлении роста структуры) и обеспечением достаточного перекрытия оптической моды с активной областью на основе квантовых ям InGaN/GaN (Г-фактора) [11]. Традиционным решением этой проблемы является формирование в процессе роста структуры дополнительных буферных слоев, обеспечивающих оптическое ограничение за счет контраста показателей преломления. Однако в нитридной системе материалов этот подход малоэффективен в связи с малым различием в коэффициентах преломления и значительным различием в постоянной кристаллической решетки материалов. Наиболее часто используемым методом для уменьшения оптических потерь в подложке для дисковых микролазеров III-N является удаление „жертвенного“ слоя и создания значительного контраста в показателе преломления на границе полупроводник/воздух. Такое селективное удаление материала обычно реализуется в структурах на сапфировой подложке за счет фотоэлектрохимического травления [12], а в структурах на кремниевой подложке — путем селективного травления кремния [13,14]. Оба эти метода достаточно сложны в реализации, а размер опор, расположенных под микрорезонаторами, сложно контролировать, что влияет на однородность, качество и воспроизводимость подобных микролазеров. В настоящей работе для создания III-N дисковых микролазеров на кремнии применен подход с использованием ступенчатого буфера, который эффективно выполняет роль нижней обкладки волновода и обеспечивает хорошую локализацию поля в активной области. Полу-

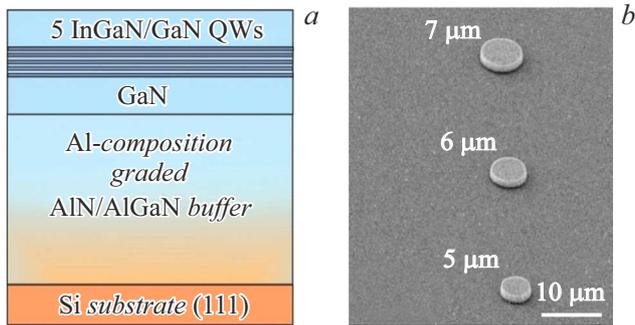


Рис. 1. Схематическое изображение слоев образца (а) и РЭМ-изображение фрагмента структуры с изготовленными микролазерами диаметром 5, 6 и 7 μm (b).

чена лазерная генерация при комнатной температуре в микролазерах диаметром 5–8 μm , работающих при оптической накачке в импульсном режиме.

Эпитаксиальная гетероструктура выращивалась методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложке кремния (111) (установка Dragon-125 с горизонтальным индукционно-нагреваемым реактором). Скорость роста измерялась с помощью многолучевой лазерной рефлектометрии, изгиб поверхности контролировался с помощью лазерной дефлектометрии. Триметилгаллий, триметилалюминий, триметилиндий и аммиак использовались в качестве прекурсоров, водород и азот — в качестве газов-носителей. Процесс роста эпитаксиальной структуры на подложке Si начинался с осаждения слоя AlN для предотвращения взаимодействия галлия и кремния с образованием эвтектики (так называемый meltback etching). После этого выращивались буферные слои со ступенчатым понижением состава AlN/Al_xGa_{1-x}N. При этом обеспечивается компенсация механических напряжений, возникающих при охлаждении структуры после эпитаксиального роста, и достигается плотность дислокаций не более 10^9 cm^{-2} [15]. Выращенная структура содержит слой AlN толщиной 200 nm, композицию буферных слоев AlGaIn переменного состава общей толщиной 770 nm, волноводный слой GaN толщиной 200 nm, пять квантовых ям In_{0,1}Ga_{0,9}N/GaN толщиной по 2 nm, разделенных между собой слоями GaN толщиной 8 nm, и покрывающего слоя GaN толщиной 200 nm. Схематическое изображение синтезированной эпитаксиальной гетероструктуры приведено на рис. 1, а.

Резонаторы диаметром 5–8 μm создавались с помощью плазмохимического травления через Ni-маску. Процесс травления проводился в хлорсодержащей плазме в смеси газов (Cl_2/BCl_3) при соотношении потоков 3:2 и рабочем давлении 5 mTorr, мощности источника индуктивно связанной плазмы $P_{\text{ICP}} = 500 \text{ W}$ и мощности источника плазмы диодного типа $P_{\text{RIE}} = 50 \text{ W}$. Соотношение газов выбиралось из условия необходимости получения одновременно вертикальной и гладкой стенки мезы. Для создания металлической маски применялся

метод „взрывной“ фотолитографии, который позволяет обеспечить практически вертикальную боковую стенку, что имеет ключевое значение при используемом методе травления. Металлическая маска формировалась путем последовательного термического испарения и магнетронного напыления никеля до толщины порядка 350 nm, измеренной с помощью стилусного профилометра Bruker DektakXT. Удаление никелевой маски проводилось методом жидкостного травления в составе на основе серной кислоты и перекиси водорода. При этом не происходит разрушения полупроводниковых слоев структуры и подложки кремния. Полученное методом растровой электронной микроскопии (РЭМ) изображение фрагмента изготовленного массива микролазеров диаметром 5, 6 и 7 μm приведено на рис. 1, b. Оптическая накачка микродисков осуществлялась с помощью импульсного лазера с акустооптическим модулятором добротности ($\lambda = 355 \text{ nm}$, длительность импульса 9 ns, частота 10 kHz). Лазерный луч фокусировался на одиночный микрорезонатор с помощью объектива Thorlabs LMU-5X-NUV (NA 0.12). Сбор излучения от микролазера осуществлялся микрообъективом Mitutoyo Plan Apo NUV 50X (NA 0.42). Исследования выполнялись при комнатной температуре. Детектирование спектров излучения микролазеров выполнялось с помощью монохроматора ANDOR (Shamrock 500i) и охлаждаемого Si многоканального детектора (DU401 BVF).

Чтобы подтвердить достаточное оптическое ограничение, обеспечиваемое со стороны подложки, а также оценить добротность и Г-фактор лазерных мод, методом конечных элементов были вычислены профили поля и собственные частоты МШГ [16] дискового резонатора диаметром 6 μm в диапазоне длин волн от 400 до 430 nm. Для учета вертикального оптического ограничения в волноводе была использована квазитрехмерная модель, т.е. двумерная геометрия сечения с учетом вращательной симметрии относительно оси диска. В модели была учтена зависимость показателей преломления Al_xGa_{1-x}N от длины волны согласно работе [17] и In_xGa_{1-x}N [18]. В результате моделирования был получен набор собственных мод с первым радиальным порядком. На рис. 2, а приведено распределение модуля электрического поля для одной из мод первого радиального порядка. Как видно, предложенная последовательность буферных AlGaIn-слоев, несмотря на невысокий контраст между соседними слоями, достаточно эффективно выполняет роль нижней обкладки волновода и обеспечивает хорошую локализацию поля в активной области. Благодаря этому симметричное расположение квантовых ям в волноводном слое обеспечивает достаточно большой фактор оптического ограничения в пределах от 4.15 до 4.35%. На рис. 2, b приведены спектр собственных мод, их добротности и факторы оптического ограничения. Добротность вычислена как отношение вещественной части собственной частоты к мнимой и определяется утечкой поля через границы структуры (потери на излучение) и поглощением в

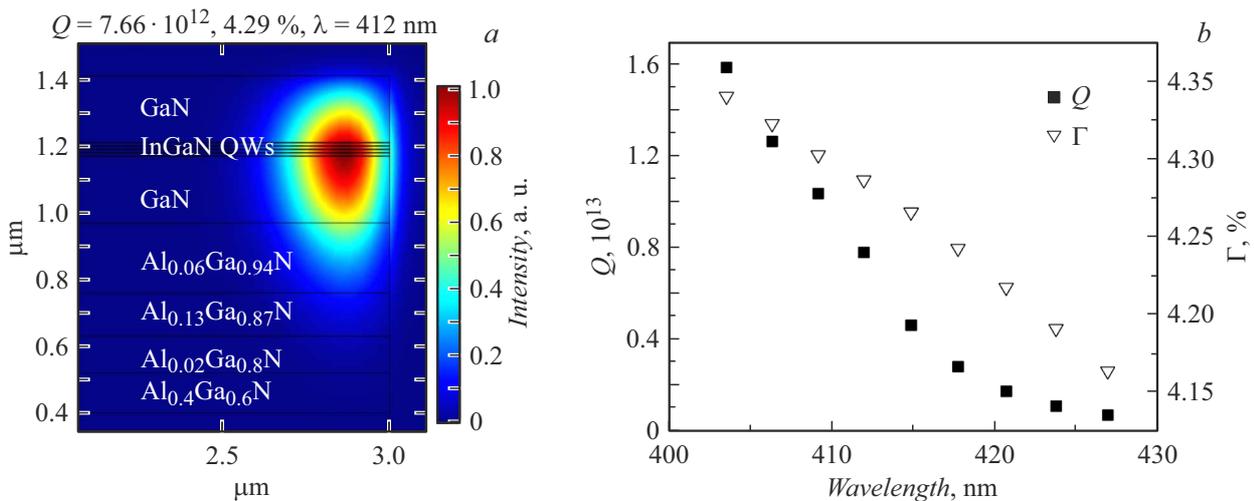


Рис. 2. *a* — пример распределения поля МШГ первого радиального порядка в сечении, проходящем через ось диска диаметром $6\ \mu\text{m}$ (ед. измерения цветовой шкалы); *b* — спектр добротностей Q (квадраты) и Γ -факторов (треугольники) собственных мод первого радиального порядка в диапазоне длин волн $400\text{--}430\ \text{nm}$. Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи.

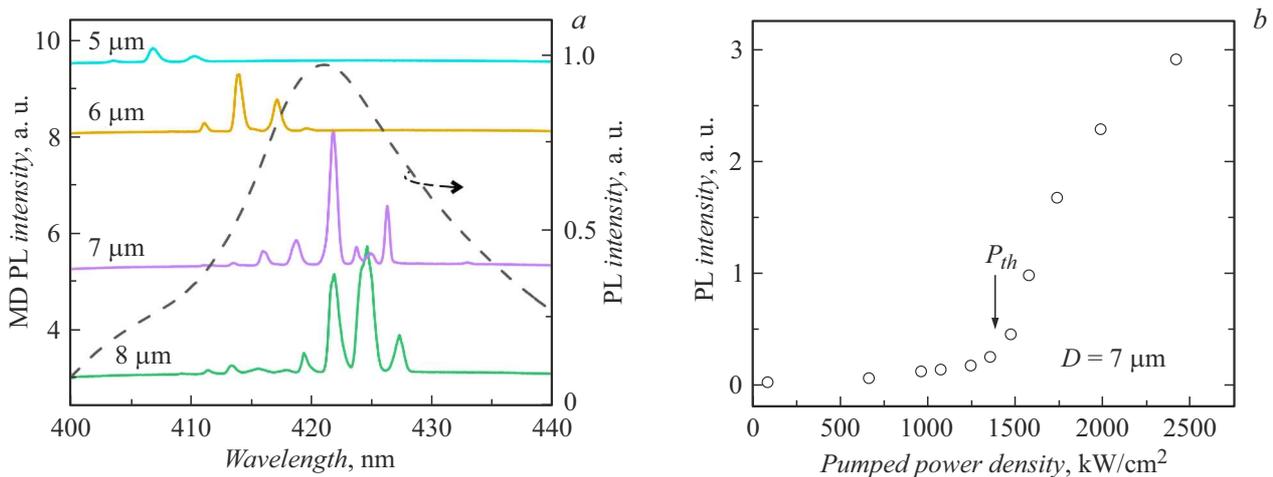


Рис. 3. Спектры генерации (левая ось ординат) при комнатной температуре для лазеров диаметром $5\text{--}8\ \mu\text{m}$ при мощности накачки $P \sim 2P_{th}$ (спектры смещены по оси ординат) и спектр спонтанного излучения In_{0.1}Ga_{0.9}N/GaN квантовых ям гетероструктуры (правая ось ординат) при плотности мощности накачки $\sim 70\ \text{kW}/\text{cm}^2$ (*a*) и зависимость интенсивности резонансной линии $422\ \text{nm}$ от плотности мощности оптической накачки для микролазера диаметром $7\ \mu\text{m}$ (*b*).

подложке. Как видно, во всем диапазоне добротность Q превышает величину 10^{12} , что указывает на незначительность потерь. Таким образом, полученные высокие значения Γ -фактора и добротности свидетельствуют о возможности получения низких порогов генерации в структуре с используемым дизайном слоев. Вычисленная добротность является верхней оценкой, реальная же ее величина определяется рассеянием излучения на шероховатостях поверхности, поглощением в III-N-слоях гетероструктуры и прочими потерями, что не учтено в моделировании и может иметь определяющее значение для порога генерации.

На спектре фотолюминесценции структуры, измеренном при плотности мощности оптической накачки

$70\ \text{kW}/\text{cm}^2$, наблюдается широкая (FWHM $\sim 20\ \text{nm}$) линия излучения с максимумом вблизи $422\ \text{nm}$, соответствующая спонтанной рекомбинации в квантовых ямах InGaN/GaN (рис. 3, *a*). При увеличении мощности оптической накачки в спектрах микролазеров возникают узкие линии, наиболее интенсивные из которых переходят в режим лазерной генерации (рис. 3, *a*), который подтверждается порогом на зависимости интенсивности линии от плотности мощности накачки. Пример такой зависимости приведен на рис. 3, *b* для микролазера диаметром $7\ \mu\text{m}$, для которого величина пороговой плотности мощности составила $\sim 1400\ \text{kW}/\text{cm}^2$.

Спектральное расстояние между ближайшими резонансными линиями на спектрах лазеров (free spectral

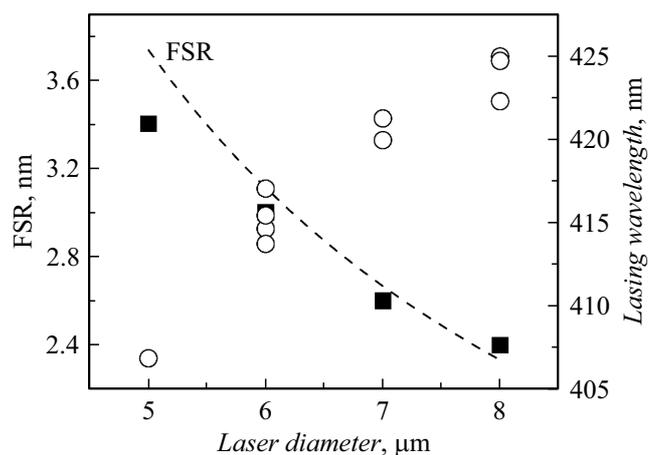


Рис. 4. Экспериментальная (квадраты) и расчетная зависимость FSR (штриховая линия), а также спектрального положения длины волны генерации (кружки) от диаметра резонатора.

range, FSR) увеличивается при уменьшении диаметра резонатора (рис. 4). Оценка величины FSR для оптических мод шепчущей галереи

$$FSR \approx \frac{\lambda_0^2}{\pi D(n - \lambda_0 \frac{dn}{d\lambda})},$$

где λ_0 — длина волны резонанса, λ — длина волны, D — диаметр резонатора, n — эффективный показатель преломления волновода. С учетом используемого дизайна волновода в качестве оценочного значения n может быть взят показатель преломления GaN. Если принять показатель преломления GaN равным 2.5 и $\lambda_0 \frac{dn}{d\lambda} = -0.5$ [17], то экспериментальные значения FSR хорошо совпадают с указанной зависимостью. С уменьшением диаметра резонатора от 8 до 5 μm происходит смещение спектрального положения резонансов в сторону более коротких длин волн от 425 до 406 nm, что указывает на увеличение оптических потерь при уменьшении диаметра и сдвиг длины волны генерации в сторону максимума спектра усиления квантовых ям InGaN/GaN.

Таким образом, в результате оптимизации дизайна эпитаксиальной структуры III-N/Si и технологии создания дисковых резонаторов получена лазерная генерация при комнатной температуре и оптической накачке в лазерах диаметром 5–8 μm с возможностью перестройки длины волны генерации в пределах полосы усиления активной области на основе квантовых ям InGaN/GaN.

Благодарности

Оптические измерения проводились на Уникальной научной установке „Комплексный оптоэлектронный стенд“ НИУ ВШЭ-Санкт-Петербург.

Финансирование работы

Работа подготовлена в ходе проведения исследования в рамках проекта „Международное академическое сотрудничество“ НИУ ВШЭ.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M. Athanasiou, R. Smith, B. Liu, T. Wang, *Sci. Rep.*, **4**, 7250 (2014). DOI: 10.1038/srep07250
- [2] M. Feng, J. Liu, Q. Sun, H. Yang, *Prog. Quantum Electron.*, **77**, 100323 (2021). DOI: 10.1016/j.pquantelec.2021.100323
- [3] W.Y. Fu, H.W. Choi, *Prog. Quantum Electron.*, **95**, 100516 (2024). DOI: 10.1016/j.pquantelec.2024.100516
- [4] F. Tabataba-Vakili, L. Doyennette, C. Brimont, T. Guillet, S. Rennesson, B. Damilano, E. Frayssinet, J.-Y. Duboz, X. Checoury, S. Sauvage, M. El Kurdi, F. Semond, B. Gayral, P. Boucaud, *Sci. Rep.*, **9**, 18095 (2019). DOI: 10.1038/s41598-019-54416-3
- [5] S. Nakamura, M. Senoh, S.-I. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **37**, L309 (1998). DOI: 10.1143/JJAP37.L309
- [6] G.P. Yablonskii, E.V. Lutsenko, V.N. Pavlovskii, V.Z. Zubialevich, A.L. Gurskii, H. Kalisch, A. Szymakowski, R.A. Jansen, A. Alam, Y. Dikme, B. Schineller, M. Heuken, *Phys. Status Solidi A*, **192**, 54 (2002). DOI: 10.1002/1521-396X(200207)192:1<54::AID-PSSA54>3.0.CO;2-2
- [7] E.V. Lutsenko, V.N. Pavlovskii, V.Z. Zubialevich, A.I. Stognij, A.L. Gurskii, V.A. Hryshanau, A.S. Shulenkov, G.P. Yablonskii, O. Schön, H. Protzmann, M. Lünenbürger, B. Schineller, Y. Dikme, R.H. Jansen, M. Heuken, *Phys. Status Solidi C*, **0** (1), 272 (2002). DOI: 10.1002/pssc.200390041
- [8] A. Dadgar, A. Strittmatter, J. Bläsing, M. Poschenrieder, O. Contreras, P. Veit, T. Riemann, F. Bertram, A. Reiher, A. Krtischil, A. Diez, T. Hempel, T. Finger, A. Kasic, M. Schubert, D. Bimberg, F.A. Ponce, J. Christen, A. Krost, *Phys. Status Solidi C*, **0** (6), 1583 (2003). DOI: 10.1002/pssc.200303122
- [9] K. Cheng, M. Leys, S. Degroote, B. Van Daele, S. Boeykens, J. Derluyn, M. Germain, G. Van Tendeloo, J. Engelen, G. Borghs, *J. Electron. Mater.*, **35**, 592 (2006). DOI: 10.1007/s11664-006-0105-1
- [10] B. Leung, J. Han, Q. Sun, *Phys. Status Solidi C*, **11** (3), 437 (2014). DOI: 10.1002/pssc.201300690
- [11] L.Q. Zhang, D.S. Jiang, J.J. Zhu, D.G. Zhao, Z.S. Liu, S.M. Zhang, H. Yang, *J. Appl. Phys.*, **105**, 023104 (2009). DOI: 10.1063/1.3068182
- [12] T.J. Puchler, A. Woolf, T. Zhu, D. Gachet, E.L. Hu, R.A. Oliver, *ACS Photon.*, **1** (2), 137 (2015). DOI: 10.1021/ph500426g
- [13] E.V. Lutsenko, A.V. Danilchuk, N.P. Tarasuk, V.N. Pavlovskii, A.L. Gurskii, G.P. Yablonskii, L. Rahimzadeh Khoshroo, H. Kalisch, R.H. Jansen, Y. Dikme, B. Schineller, M. Heuken, *Superlat. Microstruct.*, **41** (5-6), 400 (2007). DOI: 10.1016/j.spmi.2007.03.021

- [14] M. Athanasiou, R.M. Smith, J. Pugh, Y. Gong, M.J. Cryan, T. Wang, *Sci. Rep.*, **1** (7), 10086 (2017). DOI: 10.1038/s41598-017-10712-4
- [15] A.V. Sakharov, D.S. Arteev, E.E. Zavarin, A.E. Nikolaev, W.V. Lundin, N.D. Prasolov, M.A. Yagovkina, A.F. Tsatsulnikov, S.D. Fedotov, E.M. Sokolov, V.N. Statsenko, *Materials*, **12** (16), 4265 (2023). DOI: 10.3390/ma16124265
- [16] М.Л. Городецкий, *Оптические резонаторы с гигантской добротностью* (Физматлит, М., 2011).
- [17] N. Antoine-Vincent, F. Natali, M. Mihailovic, A. Vasson, J. Leymarie, P. Disseix, D. Byrne, F. Semond, J. Massies, *J. Appl. Phys.*, **93** (9), 5222 (2003). DOI: 10.1063/1.1563293
- [18] S.A. Kazazis, E. Papadomanolaki, E. Iliopoulos, *IEEE J. Photovolt.*, **8** (1), 118 (2018). DOI: 10.1109/JPHOTOV.2017.2775164