07

Терагерцевая генерация в $p-n$-гетероструктурах a-Si:H/c-Si при возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами

© А.В. Андрианов[1], Е.И. Теруков[1–3], С.Н. Аболмасов[1,3]

[1] ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия
[2] Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия
[3] НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: alex.andrianov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 17 октября 2025 г.
В окончательной редакции 18 декабря 2025 г.
Принято к публикации 22 декабря 2025 г.

Приведены результаты исследования генерации терагерцевого (THz) излучения в $p-n$-гетероструктурах на основе a-Si:H/c-Si при их фотовозбуждении фемтосекундным лазерным излучением с длинами волн 400 и 800 nm. Обнаружено возрастание дифференциальной эффективности THz-генерации в несколько раз при переходе от длинноволновой к коротковолновой накачке. Наблюдается также уширение амплитудного спектра THz-излучения и увеличение его верхней граничной частоты (по уровню 0.01 от максимума) до значений порядка 2.7 THz.

Ключевые слова: терагерцевое излучение, гетероструктуры, фемтосекундное лазерное возбуждение, вторая гармоника, быстрый фототок.

DOI: 10.21883/0000000000

В последние несколько десятков лет бурное развитие получила и находит все новые области применения терагерцевая (THz) спектроскопия во временнóй области (THz time domain spectroscopy, THz-TDS), основанная на генерации и детектировании THz-излучения с использованием фемтосекундных лазерных импульсов и быстром Фурье-преобразовании волновых форм THz-излучения [1–5]. Изучение механизмов генерации THz-излучения в полупроводниках и разработка новых типов THz-эмиттеров на их основе составляют важную часть THz-исследований [6,7].

В работах [8,9] была обнаружена и исследована THz-генерация в $p-n$-гетероструктурах на основе a-Si:H/c-Si за счет возбуждения быстрого фототока неравновесных носителей заряда, созданных в области потенциального барьера в структурах излучением фемтосекундного лазера с длиной волны 800 nm. Быстрый фототок излучает электромагнитные THz-волны. Исследованные в [8,9] структуры были одновременно и достаточно эффективными солнечными элементами. Было установлено, что по интенсивности THz-излучение, генерируемое в обратносмещенных a-Si:H/c-Si $p-n$-гетероструктурах, сопоставимо с THz-излучением от кристаллов InAs, широко применяемых в качестве эмиттеров в THz-TDS-системах (см., например, [10–12]). Этот факт указывает на то, что солнечные элементы на основе a-Si:H/c-Si могут представлять интерес также для применения в THz-технологиях. В частности, на их основе могут быть построены THz-эмиттеры большой площади. Вместе с тем излучение фемтосекундного лазера накачки с длиной волны 800 nm, использованное в [8,9] для THz-генерации, не является оптимальным: такая накачка не приводит к возбуждению неравновесных носителей в слое аморфного кремния. Кроме того, длина поглощения возбуждающего света в слое кристаллического кремния составляет порядка 12 μm [13], что значительно больше размера области локализации электрического поля в исследованных структурах даже при напряжениях обратного смещения в несколько десятков вольт.

В настоящей работе приведены результаты исследований THz-генерации в a-Si:H/c-Si $p-n$-гетероструктурах в условиях возбуждения структур излучением второй гармоники фемтосекундного титан-сапфирового лазера (длина волны фотовозбуждения 400 nm). Установлено возрастание дифференциальной эффективности THz-генерации в несколько раз при переходе от первой ко второй гармонике излучения лазера накачки.

Эксперименты проводились на a-Si:H/c-Si $p-n$-гетероструктурах, полученных по технологии, в деталях описанной в [14], и аналогичных исследованным в работе [9]. На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки. Излучение фемтосекундного титан-сапфирового лазера (длительность импульса порядка 15 fs, частота повторения 80 MHz, центральная длина волны 800 nm, максимальная средняя мощность порядка 220 mW) преобразовывалось во вторую гармонику с помощью пластинки кристалла BBO (оксид бората бария) толщиной 0.15 mm (АО „ЛЛС“). Далее излучение с длиной волны 400 nm после прохождения фильтра на основе стекла СЗС-21, отсекающего первую гармонику лазерного излучения, фокусировалось на поверхность исследуемой структуры со стороны гетероперехода $(p)a$-Si:H/$(n)c$-Si в промежуток между полосками металлической (Ag) контактной сетки (рис. 2, a).

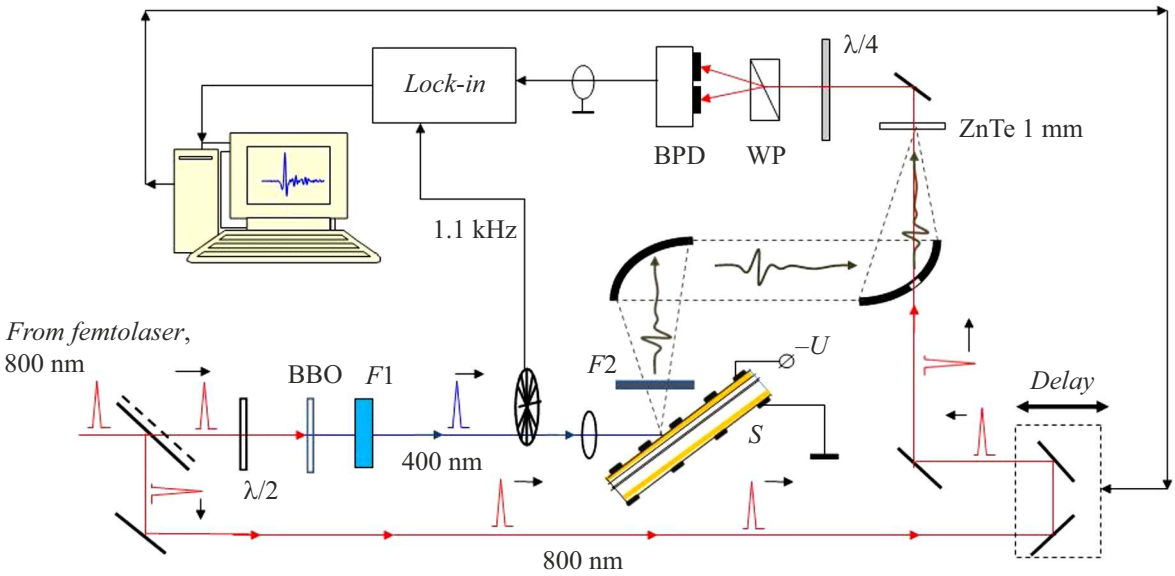

Рис. 1. Схема экспериментальной установки. BBO — пластинка нелинейно-оптического кристалла β-BaB_2O_4, $\lambda/2$ и $\lambda/4$ — соответственно полуволновая и четвертьволновая пластинки на длину волны 800 nm, $F1$ — фильтр на основе стекла СЗС-21, $F2$ — фильтр из черного полиэтилена, WP — призма Волостона, BPD — балансный фотодиодный детектор, *Delay* — управляемая от компьютера оптическая линия задержки, S — исследуемая структура, на которую подается напряжение смещения.

Исследуемая структура, состав ее слоев и их размеры показаны на рис. 2, *a*. На рис. 2, *b* схематически показаны распределение полного электрического поля и распределение интенсивности возбуждающего лазерного излучения в структуре. Размер области фотовозбуждения составлял порядка 200 μm, p-поляризованное возбуждающее лазерное излучение падало на структуру под углом, близким к 45°. THz-излучение из a-Si:H/c-Si $p-n$-гетероструктур собиралось в направлении зеркального отражения от поверхности структуры и детектировалось методом электрооптического стробирования волновых форм THz-излучения [2] в пластинке (110) ZnTe с использованием lock-in техники. Исследования проводились при комнатной температуре на открытом воздухе при влажности порядка 56 %.

На рис. 3, *a* показана характерная волновая форма THz-излучения, генерируемого в исследуемых структурах при накачке фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны 400 nm, при напряжении обратного смещения 9 V и средней мощности возбуждающего излучения 11 mW (максимальная мощность второй гармоники титан-сапфирового лазера, которую удалось получить с имеющимся кристаллом BBO). Здесь же приведена характерная волновая форма THz-сигнала при возбуждении структур излучением с длиной волны 800 nm при таком же напряжении обратного смещения и средней мощности фотовозбуждения порядка 70 mW, при которой, согласно результатам работы [9], эффект динамического экранирования электрического поля в структурах еще несуществен и сигнал THz-излучения остается практически линейным по мощности возбуждающего излучения. На рис. 3, *b* приведены амплитудные спектры THz-излучения. В спектрах проявляется влияние поглощения THz-излучения на парах воды, а также влияние отражений THz-излучения, генерируемого в структуре, от ее внутренних слоев.

На рис. 4, *a* показана зависимость амплитуды THz-сигнала (амплитуды положительного всплеска в волновой форме THz-излучения) от средней мощности возбуждающего излучения с длиной волны 400 nm при напряжении обратного смещения 9 V. Можно видеть, что эта зависимость близка к линейной в диапазоне интенсивностей фотовозбуждения, используемых в данном эксперименте.

Данные, приведенные на рис. 3, *a*, позволяют сделать вывод, что эффективность THz-генерации g_{THz}, которую можно определить как $g_{\mathrm{THz}} = S_{\mathrm{THz}}/P_{exc}$ (S_{THz} — регистрируемый сигнал THz-излучения, а P_{exc} — мощность возбуждающего излучения), при накачке исследуемых структур излучением с длиной волны 400 nm заметно выше, чем при фотовозбуждении структур излучением с длиной волны 800 nm. Возрастание эффективности THz-генерации составляет величину порядка 2.4.

Амплитудный спектр генерируемого в структурах THz-излучения, как видно из рис. 3, *b*, шире в случае фотовозбуждения с длиной волны 400 nm, чем при возбуждении излучением с длиной волны 800 nm (полуширина спектра (FWHM) возрастает от величины порядка 0.7 THz до значений порядка 1.1 THz). Кроме того, спектр THz-генерации при коротковолновой накачке простирается до частот порядка 2.7 THz (такое значение верхней граничной частоты соответствует уровню 0.01 от максимума).

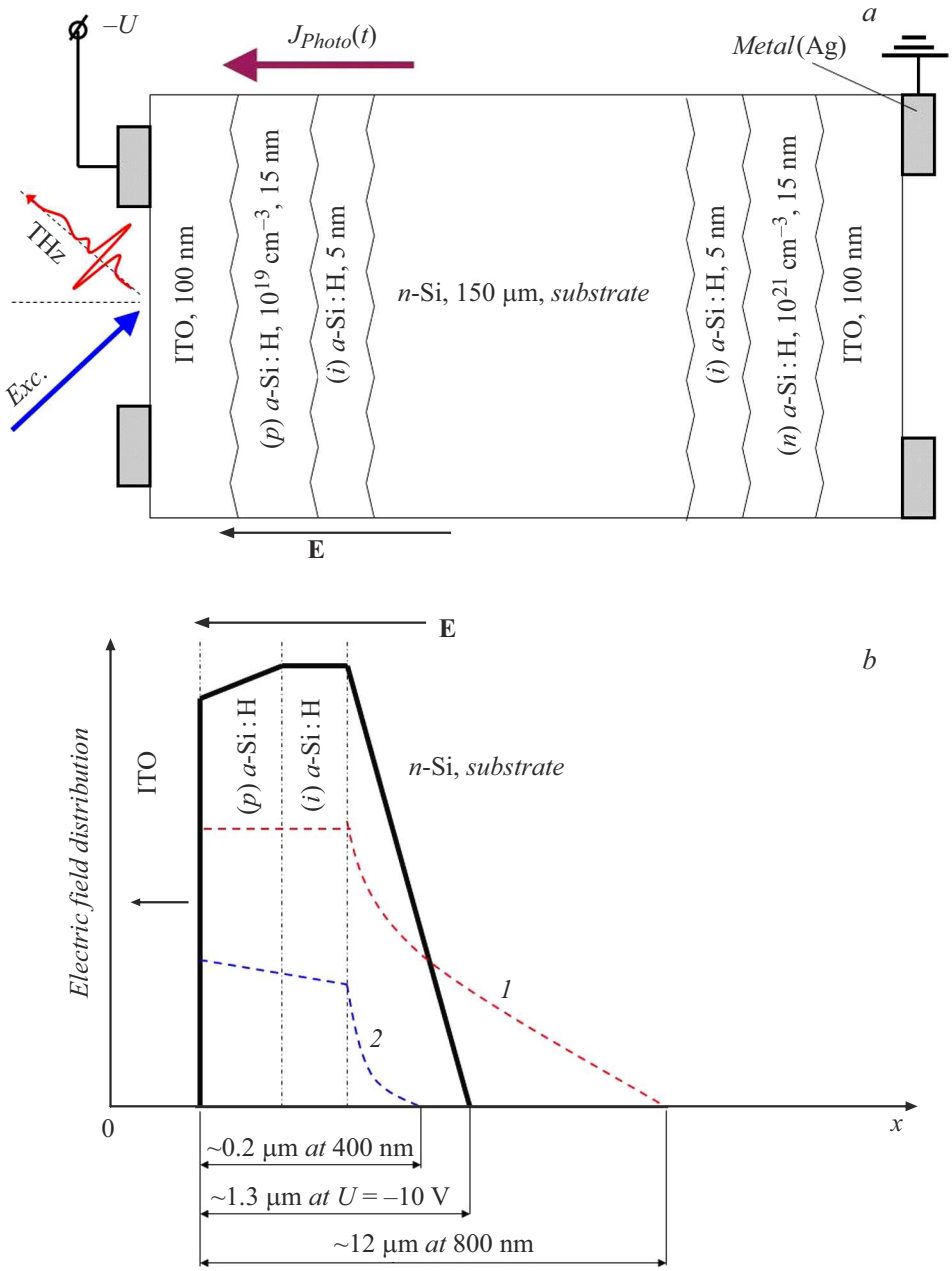

Рис. 2. *a* — схема исследуемой *a*-Si:H/*c*-Si *p*–*n*-гетероструктуры под обратным смещением, состав и толщины ее слоев. Структура сформирована на текстурированной с двух сторон подложке *n*-кремния с удельным сопротивлением 1.5 Ω · cm. *b* — схематические распределения полного электрического поля в структуре **E** (сплошная жирная линия) и интенсивности возбуждающего лазерного излучения (штриховые линии) с длинами волн 800 (*1*) и 400 nm (*2*). Глубины проникновения в структуру возбуждающего лазерного излучения с длинами волн 800 и 400 nm указаны на основании литературных данных [13,15] (ширина запрещенной зоны *a*-Si:H составляет порядка 1.8 eV [14]), размер области локализации полного электрического поля указан на основании результатов оценок.

Безусловно, при увеличении мощности накачки с длиной волны 400 nm выше 11 mW сигнал THz-излучения будет нарастать, но, вероятно, также выйдет на насыщение или даже будет спадать вследствие проявления динамического эффекта экранирования электрического поля [9]. Определение оптимальной мощности возбуждающего излучения с длиной волны 400 nm, т. е. мощности накачки, при которой сигнал THz-генерации максимален, представляет собой отдельную задачу, выходящую за рамки настоящей работы.

Увеличение эффективности THz-генерации в *p*–*n*-гетероструктурах на основе *a*-Si:H/*c*-Si при переходе от длины волны фемтосекундной накачки 800 nm к 400 nm обусловлено двумя факторами. Во-первых, в случае коротковолновой накачки генерация неравновесных носителей происходит также и в слое

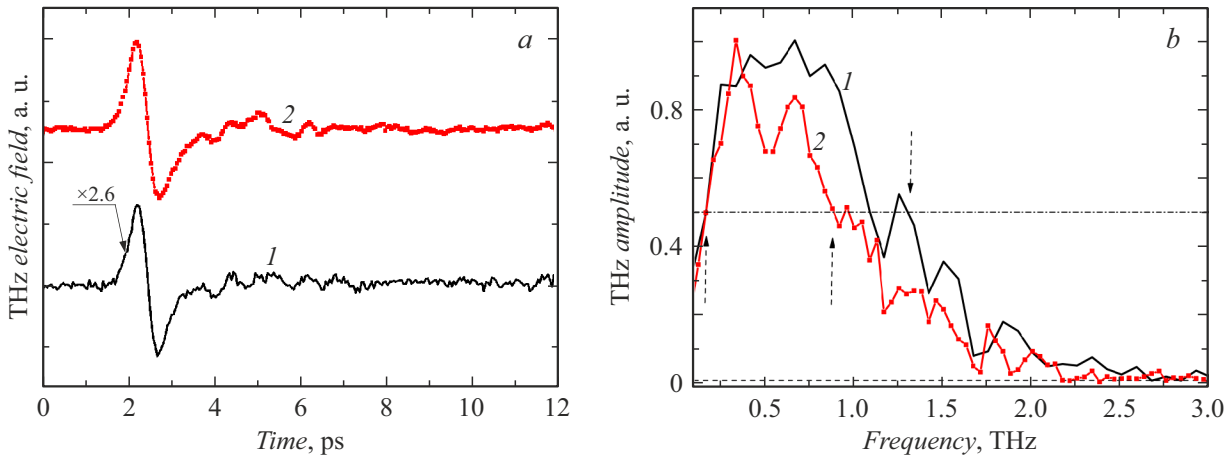

Рис. 3. *a* — характерные волновые формы THz-излучения, генерируемого в $p-n$-гетероструктуре a-Si:H/c-Si при напряжении обратного смещения 9 V в условиях фемтосекундного лазерного возбуждения. Кривая *2* смещена по вертикали для ясности. *b* — нормированные на максимум амплитудные спектры THz-излучения. Спектральное разрешение 0.1 THz. Штриховая линия соответствует уровню сигнала 0.01 от максимума, штрихпунктирная — уровню сигнала 0.5 от максимума. Стрелками показаны частоты, при которых уровень THz-сигнала достигает значений 0.5 от максимума. *1* — длина волны возбуждения 400 nm, средняя мощность возбуждения 11 mW. *2* — длина волны возбуждения 800 nm, средняя мощность 70 mW.

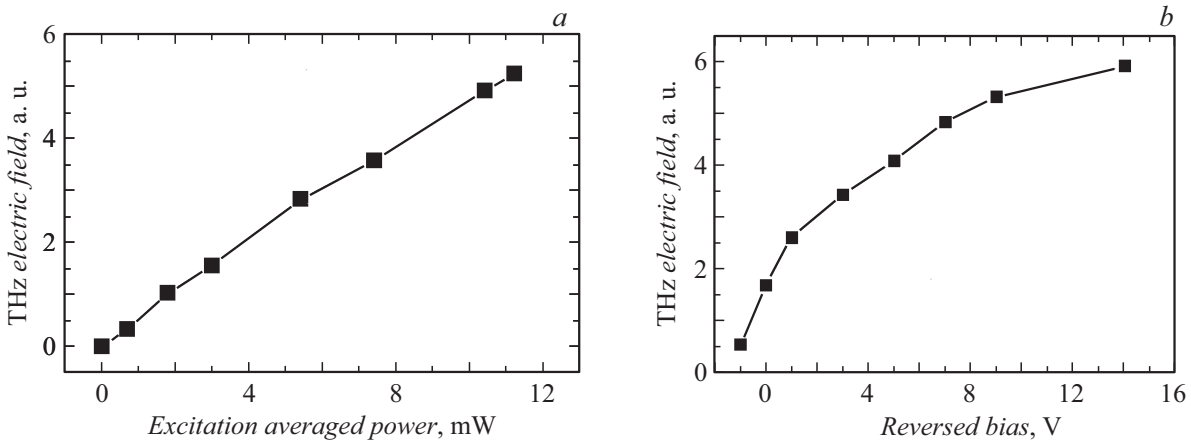

Рис. 4. *a* — зависимость амплитуды THz-сигнала от средней мощности возбуждающего излучения с длиной волны 400 nm при напряжении обратного смещения 9 V. *b* — зависимость амплитуды THz-сигнала от напряжения смещения на структуре. Длина волны фотовозбуждения 400 nm, средняя мощность 11 mW.

аморфного кремния, что приводит к возрастанию быстрого фототока, ответственного за THz-излучение. Во-вторых, в случае фотовозбуждения с длиной волны 400 nm глубина проникновения накачки в слой c-Si становится порядка 0.2 μm [15]. В результате практически все созданные в этом слое неравновесные носители принимают участие в формировании быстрого фототока, так как все они рождаются в области локализации электрического поля, причем даже при напряжениях смещения, близких к нулю.

На рис. 4, *b* показана характерная зависимость амплитуды THz-сигнала от напряжения смещения на исследуемой $p-n$-гетероструктуре при возбуждении излучением с длиной волны 400 nm. Сигнал THz-генерации, как видно, возрастает с ростом обратного смещения, но это возрастание более плавное, чем в случае накачки с длиной волны 800 nm [9]. При этом имеется заметный сигнал THz-излучения при нулевом смещении. Слабый THz-сигнал наблюдается также при небольшом прямом смещении (порядка 1 V). Наблюдаемая зависимость сигнала THz-излучения от напряжения смещения также обусловлена тем, что практически во всем интервале напряжений смещения неравновесные носители генерируются в области, размер которой меньше области локализации электрического поля в структуре. Поэтому наблюдаемый рост амплитуды THz-сигнала с ростом напряжения смещения связан в основном с возрастанием ускорения и скорости движения неравновесных носителей заряда при увеличении напряженности электрического поля в структуре.

Таким образом, проведены исследования генерации электромагнитного излучения терагерцевого частотного

диапазона в a-Si:H/c-Si $p-n$-гетероструктурах при фотовозбуждении фемтосекундными лазерными импульсами с длинами волн 400 и 800 nm. Установлено, что в условиях возбуждения структур излучением с длиной волны 400 nm дифференциальная эффективность THz-генерации возрастает в несколько раз по сравнению со случаем фотовозбуждения с длиной волны 800 nm. Возрастание эффективности THz-генерации при коротковолновом фотовозбуждении структур связано с более эффективным возбуждением неравновесных электронов и дырок в областях структуры, в которых сосредоточено электрическое поле, что в результате приводит к возрастанию быстрого фототока, ответственного за генерацию THz-излучения. Обнаружены также уширение амплитудного спектра THz-излучения и увеличение его верхней граничной частоты (по уровню 0.01 от максимума) до значений порядка 2.7 THz в случае коротковолнового фотовозбуждения.

Благодарности

Авторы выражают благодарность А.О. Захарьину за полезное обсуждение работы.

Финансирование работы

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РНФ 24-62-00022.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] *Terahertz spectroscopy and imaging*, ed. by K.-E. Peiponen, J.A. Zeitler, M. Kuwata-Gonokami (Springer, Berlin–Heidelberg, 2013). DOI: 10.1007/978-3-642-29564-5
[2] J. Neu, C.A. Schmuttenmaer, J. Appl. Phys., **124**, 231101 (2018). DOI: 10.1063/1.5047659
[3] J.F. Lampin, G. Mouret, S. Dhillon, J. Mangeney, Photoniques, **101**, 33 (2020). DOI: 10.1051/photon/202010133
[4] M. Koch, D.M. Mittleman, J. Ornik, E. Castro-Camus, Nat. Rev. Meth. Primers, **3**, 48 (2023). DOI: 10.1038/s43586-023-00232-z
[5] H. Huang, Z. Liu, M.T. Ruggiero, Z. Zheng, K. Qiu, S. Li, Zu. Zhang, Zi. Zhang, Cryst. Growth Des., **25**, 3578 (2025). DOI: 10.1021/acs.cgd.4c01423
[6] *Terahertz optoelectronics*, ed. by K. Sakai (Springer, Berlin–Heidelberg, 2005). DOI: 10.1007/b80319
[7] А.В. Андрианов, ФТТ, **65** (10), 1633 (2023). DOI: 10.61011/FTT.2023.10.56311.142 [A.V. Andrianov, Phys. Solid State, **65** (10), 1563 (2023). DOI: 10.61011/PSS.2023.10.57208.142].
[8] А.В. Андрианов, А.Н. Алешин, С.Н. Аболмасов, Е.И. Теруков, Е.В. Берегулин, Письма в ЖЭТФ, **116** (12), 825 (2022). DOI: 10.31857/S1234567822240016 [A.V. Andrianov, A.N. Aleshin, S.N. Abolmasov, E.I. Terukov, E.V. Beregulin, JETP Lett., **116** (12), 859 (2022). DOI: 10.1134/S0021364022602585].
[9] А.В. Андрианов, А.Н. Алешин, С.Н. Аболмасов, Е.И. Теруков, А.О. Захарьин, ФТТ, **65** (5), 848 (2023). DOI: 10.21883/FTT.2023.05.55503.27 [A.V. Andrianov, A.N. Aleshin, S.N. Abolmasov, E.I. Terukov, A.O. Zakhar'in, Phys. Solid State, **65** (5), 814 (2023). DOI: 10.21883/PSS.2023.05.56054.27].
[10] H.-T. Chen, R. Kersting, G.C. Cho, Appl. Phys. Lett., **83**, 3009 (2003). DOI: 10.1063/1.1616668
[11] A.V. Andrianov, A.N. Aleshin, V.N. Truhin, A.V. Bobylev, J. Phys. D, **44**, 265101 (2011). DOI: 10.1088/0022-3727/44/26/265101
[12] C. Song, P. Wang, Y. Qian, G. Zhou, R. Nötzel, Opt. Express, **28**, 25750 (2020). DOI: 10.1364/OE.400590
[13] А.А. Вольфсон, В.К. Субашиев, ФТП, **1**, 397 (1967).
[14] A.S. Abramov, D.A. Andronikov, S.N. Abolmasov, E.I. Terukov, in *High-efficient low-cost photovoltaics*, ed. by V. Petrova-Koch, R. Hezel, A. Goetzberger (Springer, Cham, 2020), ch. 7, p. 113–132. DOI: 10.1007/978-3-030-22864-4_7
[15] G.E. Jellison, Jr., F.A. Modine, Appl. Phys. Lett., **41**, 180 (1982). DOI: 10.1063/1.93454