

Датчик температуры на основе одномерного фотонного кристалла с дефектом

© А.И. Сидоров^{1,2}, Ю.О. Видимина²

¹ Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“,
197376 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: sidorov@oi.ifmo.ru

Поступила в редакцию 05.03.2022 г.

В окончательной редакции 08.04.2022 г.

Принята к публикации 08.04.2022 г.

Представлены результаты численного моделирования оптических свойств одномерного (1D) фотонного кристалла с дефектом на основе слоев полупроводник-диэлектрик. В качестве полупроводника рассматривались кремний и германий. Изучено влияние температуры на спектральное положение полосы пропускания дефекта. Показано, что для фотонного кристалла на основе кремния температурная чувствительность фотонного кристалла составляет 0.07 nm/K и 2.6 dB/K в зависимости от метода измерений. Для фотонного кристалла на основе германия — 0.37 nm/K и 7.8 dB/K. Это делает данные фотонные кристаллы перспективными для использования в датчиках температуры в качестве чувствительного элемента.

Ключевые слова: датчик температуры, фотонный кристалл, фотонная запрещенная зона, передаточная матрица.

DOI: 10.21883/OS.2022.09.53310.3355-22

Введение

Измерение температуры повсеместно используется в технологических процессах, позволяя выбирать оптимальный режим работы или контролировать изменения состояния материала. Температурный режим одинаково важен как в быту, так и в химической, пищевой промышленности, медицине и других областях человеческой деятельности. Отклонение от технологических режимов может приводить к авариям и травмированию людей. Поэтому разработка новых методов измерения и новых датчиков температуры является важной прикладной задачей.

Использование фотонных кристаллов и оптического волокна для создания датчиков температуры основано на термооптических эффектах. Например, это могут быть спектральный сдвиг полосы люминесценции или ее тушение при изменении температуры [1], температурное изменение коэффициента поглощения [2] или показателя преломления [3]. Высокой температурной чувствительностью (до 20 nm/K) обладают датчики с чувствительным элементом на основе оптических волокон [2]. Для измерения температуры используют различные типы интерферометров, например интерферометр Маха-Цендера [4]. В работе [5] описан датчик температуры, представляющий собой кольцевой резонатор на основе фотонного кристалла, изготовленный из поликристаллического кремния. Чувствительность такого датчика составляет 0.0653 nm/K. В качестве чувствительного элемента датчика температуры может быть использован интерферометр Саньяка на основе фотонно-кристалли-

ческих волокон [6]. Для измерения криогенных температур в работах [7,8] использованы одномерные фотонные кристаллы. Датчик температуры, описанный в [7], обладает чувствительностью, равной 0.15375 nm/K. Сформированные в оптическом волокне брэгговские длиннопериодные решетки, представляющие собой 1D-фотонный кристалл, используются в качестве чувствительных элементов в датчиках температуры [8]. 1D-фотонные кристаллы с дефектом являются перспективными для сенсорных применений благодаря их простоте, технологичности и спектральной чувствительности полосы пропускания дефекта к внешним воздействиям [9–12]. В работе [13] показана перспективность использования 1D-фотонного кристалла с дефектом в качестве чувствительного элемента датчика температуры.

1D-фотонные кристаллы с дефектом могут быть использованы не только для измерения температуры, но и для измерения других характеристик сред, например для измерения показателя преломления аналита [14,15].

Целью данной работы было исследование методами численного моделирования, оптических характеристик одномерного фотонного кристалла с дефектом, с точки зрения возможности его использования в качестве чувствительного элемента в датчике температуры.

Геометрия фотонного кристалла и методика численного моделирования

Геометрия 1D-фотонного кристалла для ближнего ИК диапазона показана на рис. 1,а. Он состоит из

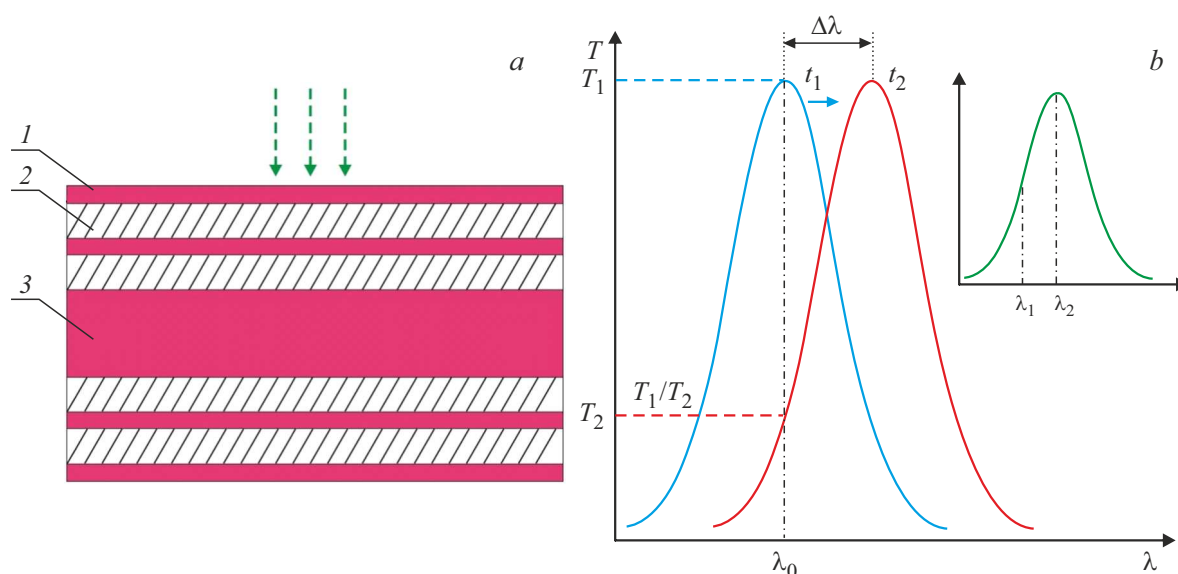


Рис. 1. (а) Геометрия 1D-фотонного кристалла с дефектом. 1 — полупроводник, 2 — диэлектрик, 3 — дефект (полупроводник); (b) методы измерения температуры (пояснения в тексте).

четырёх чередующихся полупроводниковых и диэлектрических слоев толщиной $10\ \mu\text{m}$. Центральная полупроводниковая пластина толщиной $200\ \mu\text{m}$ образует дефект фотонного кристалла. Данная пластина может быть изготовлена из монокристаллического кремния ($n = 3.4$, $dn/dt = 1.62 \cdot 10^{-4}\ \text{K}^{-1}$) или германия ($n = 4$, $dn/dt = 6 \cdot 10^{-4}\ \text{K}^{-1}$). Выбор толщины слоев и дефекта, значительно превышающих $\lambda/4$, обусловлен следующим. В случае большого периода фотонного кристалла в нем формируется не одна, а несколько запрещенных зон. Это упрощает выбор рабочей длины волны зондирующего источника излучения. Кроме того, при большой толщине дефекта и полупроводниковых слоев увеличивается чувствительность датчика температуры. В качестве полупроводниковых слоев, образующих фотонный кристалл, были использованы поликристаллические кремний ($n = 3.15$, $dn/dt = 1.6 \cdot 10^{-4}\ \text{K}^{-1}$) и германий ($n = 3.9$, $dn/dt = 6 \cdot 10^{-4}\ \text{K}^{-1}$). В качестве диэлектрического слоя в первом случае использовался SiO_2 ($n = 1.46$). При использовании германия, прозрачного для $\lambda > 2\ \mu\text{m}$, использовался CaF_2 ($n = 1.42$), так как в этом спектральном интервале SiO_2 уже имеет заметное поглощение. При численном моделировании были использованы оптические константы материалов из [16,17]. Температурные коэффициенты показателей преломления диэлектрических слоев при расчетах не учитывались. Как видно из приведенных данных, при использовании в фотонном кристалле указанных материалов обеспечивается высокий контраст между показателями преломления полупроводниковых и диэлектрических слоев. Это позволяет уменьшить в фотонном кристалле количество пар слоев полупроводник-диэлектрик до 4 без ущерба для оптических характеристик фотонного кристалла. Для изготовления полупроводниковых и ди-

электрических слоев может быть использован метод вакуумного напыления. При этом полупроводниковая пластина, образующая дефект, будет служить подложкой.

На рис. 1, b показаны методы измерения температуры с использованием данного фотонного кристалла. Так как при изменении температуры происходит спектральный сдвиг полосы пропускания дефекта, то для определения температуры может определяться величина этого сдвига $\Delta\lambda$. Для этих целей может быть использован спектрофотометр. Однако для увеличения чувствительности и уменьшения габаритов измерительной части датчика предпочтительнее использование в качестве источников излучения узкополосных перестраиваемых DFB (Distributed Feedback) полупроводниковых лазеров. В качестве приемника излучения в этом случае может быть использован фотодиод. Второй метод заключается в измерении изменения пропускания на фиксированной длине волны (длине волны зондирующего лазера λ_0). Однако в данном случае возникает неопределенность в определении знака изменения температуры. Для устранения этой неопределенности могут быть использованы два зондирующих лазера с длинами волн, незначительно отличающихся друг от друга (см. вставку в рис. 1, b).

При численном моделировании использовался метод передаточной матрицы [18] для нормального падения излучения. В данном методе амплитуды полей на входе (E_1, H_1) и на выходе (E_2, H_2) границ слоев в общем виде описываются следующими матрицами:

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\alpha & -i\frac{\sin\alpha}{U} \\ -iU\sin\alpha & \cos\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix} = M_1 \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix},$$

$$U = n\sqrt{\epsilon_0/\mu_0} \cos\theta.$$

Здесь n — показатель преломления слоя, θ — угол падения (в нашем случае $\theta = 0$), $\alpha = 2\pi/\lambda nd \cos \theta$ — задержка фазы при прохождении волной слоя, d — толщина слоя. Передаточная матрица M всей многослойной структуры с N слоями описывается как $M = M_1 \cdot M_2 \cdot M_3 \cdot M_{2N}$.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 показан общий вид фотонной запрещенной зоны для фотонного кристалла с дефектом на основе Si–SiO₂. Спектральная ширина запрещенной зоны равна 0.15 μm . Полоса пропускания дефекта расположена внутри запрещенной зоны, а ее ширина на полувысоте примерно равна 0.1–0.2 nm. Следует отметить, что так как толщина полупроводниковых слоев значительно превышает рабочую длину волны, то на спектре вне запрещенной зоны появляются дополнительные интерференционные полосы, вызванные интерференцией внутри этих слоев. При отсутствии поглощения в фотонном кристалле коэффициент пропускания в максимуме полосы пропускания дефекта равен 100%. На спектре отражения дефекту будет соответствовать минимум с коэффициентом отражения, равным 0.

На рис. 3 показано влияние изменения температуры Δt на спектральное положение полосы пропускания дефекта для фотонного кристалла на основе Si–SiO₂. Ширина полосы пропускания дефекта на полувысоте в данном случае равна 0.1 nm. Из рисунка видно, что при увеличении температуры происходит спектральный сдвиг полосы пропускания дефекта в сторону больших длин волн. Амплитуда полосы пропускания дефекта при этом не изменяется. Причиной ее спектрального сдвига является увеличение показателя преломления полупроводниковых слоев и дефекта. После достижения

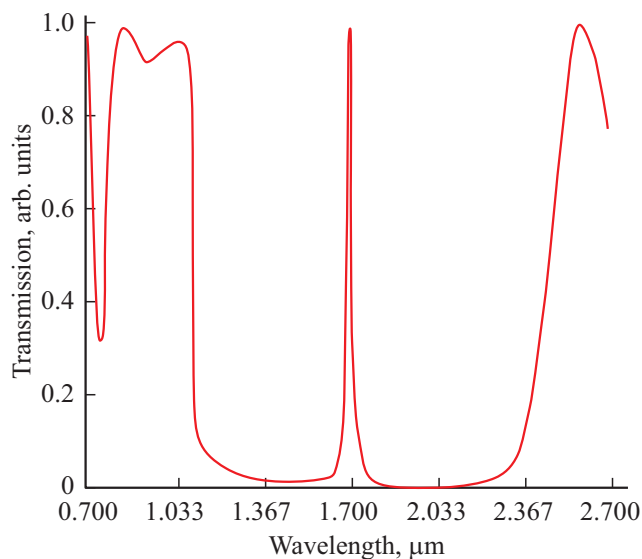


Рис. 2. Общий вид фотонной запрещенной зоны для геометрии фотонного кристалла, показанной на рис. 1, а.

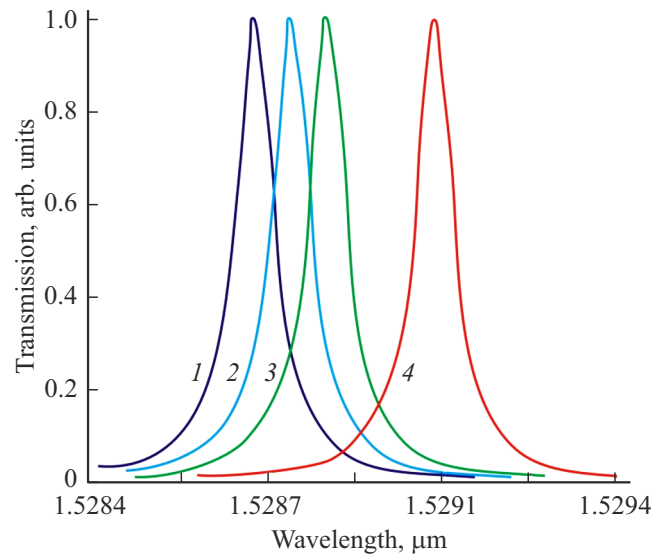


Рис. 3. Влияние изменения температуры Δt на спектральное положение полосы пропускания дефекта для фотонного кристалла на основе Si–SiO₂. Δt : 1 — 0°C, 2 — 1°C, 3 — 2°C, 4 — 5°C.

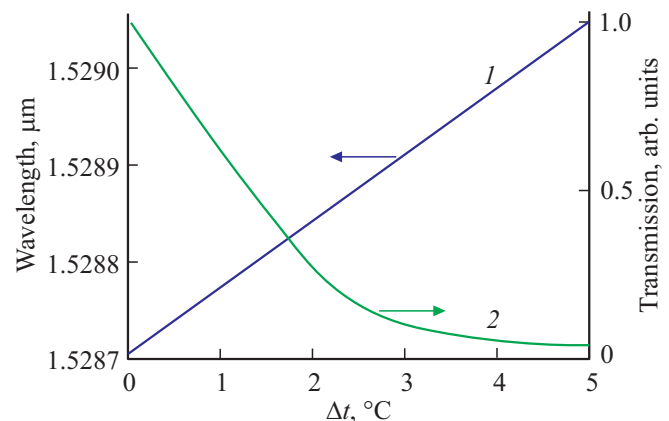


Рис. 4. Влияние изменения температуры на: 1 — спектральное положение максимума полосы пропускания дефекта, 2 — пропускание на фиксированной длине волны. Фотонный кристалл на основе Si–SiO₂.

полосой пропускания дефекта длинноволнового края фотонной запрещенной зоны на противоположном ее крае появляется новая полоса пропускания дефекта. Это может приводить к неоднозначности определения температуры.

Спектральный сдвиг полосы пропускания дефекта для фотонного кристалла на основе Si–SiO₂ линейно зависит от изменения температуры (рис. 4, кривая 1). Чувствительность к изменению температуры такого фотонного кристалла равна 0.07 nm/K, что превышает чувствительность ряда датчиков температуры на основе фотонных кристаллов, описанных в литературе (например, [5,13]). На рис. 4 (кривая 2) показана зависимость пропускания от температуры на фиксированной длине

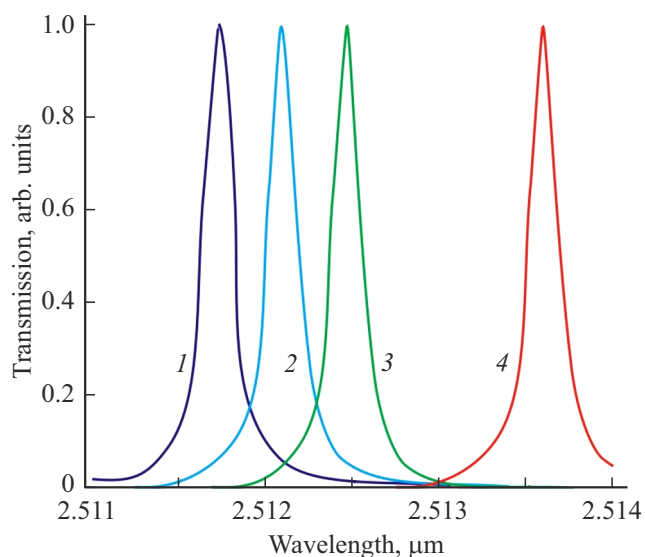


Рис. 5. Влияние изменения температуры Δt на спектральное положение полосы пропускания дефекта для фотонного кристалла на основе Ge–CaF₂. Δt : 1 — 0°C, 2 — 1°C, 3 — 2°C, 4 — 5°C.

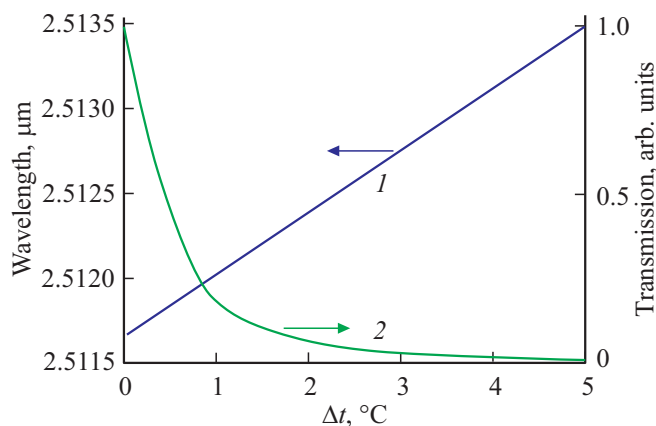


Рис. 6. Влияние изменения температуры на: 1 — спектральное положение максимума полосы пропускания дефекта, 2 — пропускание на фиксированной длине волны. Фотонный кристалл на основе Ge–CaF₂.

волны, соответствующей максимуму пропускания полосы пропускания дефекта при $\Delta t = 0$. Из рисунка видно, что при $\Delta t < 2.5^\circ\text{C}$ зависимость близка к линейной. При изменении температуры на 2.5°C коэффициент пропускания фотонного кристалла на фиксированной длине волны уменьшается в 5 раз. Это соответствует температурной чувствительности 2.6 dB/K . Данная величина значительно превышает чувствительность ряда датчиков температуры, описанных в литературе (например, [19]). Очевидно, что при данном методе измерения температуры температурный диапазон измерений не превышает 2.5°C . При использовании для измерений двух фиксированных длин волн (см. вставку в рис. 1, б)

температурный диапазон измерений температуры увеличивается в 2 раза.

На рис. 5 показано влияние изменения температуры Δt на спектральное положение полосы пропускания дефекта для фотонного кристалла на основе Ge–CaF₂. Ширина полосы пропускания дефекта на полувысоте равна 0.17 nm . Как и в предыдущем случае, при увеличении температуры происходит спектральный сдвиг полосы пропускания дефекта в сторону больших длин волн. Амплитуда полосы пропускания дефекта при этом не изменяется.

Температурная зависимость спектрального сдвига полосы пропускания дефекта для фотонного кристалла на основе Ge–CaF₂ линейна (рис. 6, кривая 1). Чувствительность к изменению температуры такого фотонного кристалла равна 0.37 nm/K , что превышает чувствительность фотонного кристалла на основе Si–SiO₂ в 5 раз. Причиной этого является больший температурный коэффициент германия по сравнению с кремнием. На рис. 6 (кривая 2) показана зависимость пропускания от температуры на фиксированной длине волны, соответствующей максимуму пропускания полосы пропускания дефекта при $\Delta t = 0$. Из рисунка видно, что при $\Delta t < 1^\circ\text{C}$ зависимость близка к линейной. При изменении температуры на 1°C коэффициент пропускания фотонного кристалла на фиксированной длине волны уменьшается в 6 раз. Это соответствует температурной чувствительности 7.8 dB/K , что превышает чувствительность фотонного кристалла на основе Si–SiO₂ в 3 раза. При данном методе измерения температуры температурный диапазон измерений не превышает $1\text{--}2^\circ\text{C}$.

Заключение

Численное моделирование показало, что для 1D-фотонного кристалла с дефектом на основе слоев полупроводник-диэлектрик спектральное положение полосы пропускания дефекта зависит от температуры. Для фотонного кристалла на основе Si–SiO₂ температурная чувствительность фотонного кристалла составляет 0.07 nm/K и 2.6 dB/K в зависимости от метода измерений. Для фотонного кристалла на основе Ge–CaF₂ — 0.37 nm/K и 7.8 dB/K . Это делает описанные фотонные кристаллы перспективными для использования в датчиках температуры в качестве чувствительного элемента. Данные фотонные кристаллы с дефектом могут быть использованы, например, для поддержания температуры химических реакций в узком интервале. Измерения температуры могут проводиться как в режиме измерения пропускания, так и в режиме измерения отражения. Достоинством такого датчика температуры является то, что его чувствительный элемент может располагаться отдельно и удаленно от измерительной части датчика. Например, фотонный кристалл может располагаться в термостатируемой камере, снабженной окнами для ввода и вывода зондирующего излучения.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке программы „Приоритет 2030“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] X. Wang, O.S. Wolfbeis, R.J. Meier. *Chem. Soc. Rev.*, **42**, 7834–7869 (2013). DOI: 10.1039/c3cs60102a
- [2] G. Adamovsky, N.D. Piltch. *Appl. Opt.*, **25**, 4439–4443 (1986). DOI: 10.1364/AO.25.004439
- [3] T. Wei, Y. Han, Y. Li, H.L. Tsai. *Opt. Expr.*, **16**, 5764–5769 (2008). DOI: 10.1364/OE.16.005764
- [4] S. Gao, C. Ji, Q. Ning, W. Chen, J. Li. *Opt. Fiber Technol.*, **56**, 102202 (2020). DOI: 10.1016/j.yofte.2020.102202
- [5] M. Radhouene, M. Kumar, C.M. Najjar, S. Robinson, B. Suthar. *Phot. Sens.*, **7**, 311–316 (2017). DOI: 10.1007/s13320-017-0443-z
- [6] F. Rabbi, M.T. Rahman, A. Khaleque, M. Rahman. *Sens. Bio-Sens. Res.*, **31**, 100396 (2021). DOI: 10.1016/j.sbsr.2021.100396
- [7] Z. Baraket, J. Zaghdoudi, M. Kanzari. *Opt. Mater.*, **64**, 147–151 (2017). DOI: 10.1016/j.optmat.2016.12.005
- [8] E. Chehura, S.W. James, R.P. Tatam. *Opt. Comm.*, **275**, 344–347 (2007). DOI: 10.1117/12.835132
- [9] C.J. Wu, Z.H. Wang. *Progr. Electromagn. Res.*, **103**, 169–184 (2010). DOI: 10.2528/PIER10031706
- [10] V. Tolmachev, T. Perova, K. Berwick. *Appl. Opt.*, **42**, 5679–5683 (2003). DOI: 10.1364/AO.42.005679
- [11] A.N. Kamaliev, N.A. Toropov, T.A. Vartanyan, M.A. Baranov, P.S. Parfenov, K.V. Bogdanov, Y.A. Zharova, V.A. Tolmachev. *Semicond.*, **52**, 632–635 (2018). DOI: 10.21883/FTP.2018.05.45862.51
- [12] H.T. Hsu, C.J. Wu. *Progr. Electromagn. Res.*, **9**, 101–107 (2009). DOI: 10.2528/PIER109032803
- [13] Y.-H. Chang, Y.-Y. Jhu, C.-J. Wu. *Opt. Comm.*, **285**, 1501–1504 (2012). DOI: 10.1016/j.opt.com.2011.10.053
- [14] A.I. Sidorov, L.A. Ignatieva. *Optik.*, **245**, 167685 (2021). DOI: 10.1016/j.ijleo.2021.167685
- [15] F. Segovia-Chaves. *Optik.*, **231**, 166408 (2012). DOI: 10.1016/j.ijleo.2021.166408
- [16] E.D. Palik. *Handbook of optical constants of solids*. V. 3. (Academic press, San Diego, 1998).
- [17] V.V. Gavrushko, A.S. Ionov, V.A. Lastkin, I.S. Telina. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 1658, 012016 (2020). DOI: 10.1088/1742-6596/1658/1/012016
- [18] M. Born, E. Wolf. *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light* (Cambridge University Press, 2000).
- [19] D.S. Agafonova, E.V. Kolobkova, A.I. Sidorov. *Techn. Phys. Lett.*, **39**, 629–631 (2013). DOI: 10.1134/S1063785013070158