

doi: 10.17586/2226-1494-2024-24-6-892-898

УДК 535.41

Оптимизация геометрии двумерного фотоннокристаллического волновода для телекоммуникационных применений и сенсорики

Кристина Геннадьевна Еланская¹, Александр Иванович Сидоров²✉

^{1,2} Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, 197022, Российская Федерация

² Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация

¹ k@xarsis.ru, <https://orcid.org/0009-0008-0353-643X>

² sidorov@oi.ifmo.ru✉, <https://orcid.org/0000-0001-8730-4389>

Аннотация

Введение. Представлены результаты оптимизации геометрии двумерного фотоннокристаллического волновода с целью минимизации оптических потерь и стабилизации волноводных мод. Без учета поглощения основным фактором, приводящим к уменьшению пропускания фотоннокристаллического волновода, является возникновение брэгговского отражения. Брэгговское отражение может быть снижено путем уменьшения областей перекрытия участков фотонного кристалла с высоким показателем преломления и волноводом на границе фотонный кристалл–волновод. Для этого отверстия в фотонном кристалле на границе с волноводом могут быть изготовлены не целыми, а в виде половин отверстий. Для стабилизации волноводных мод выполнено изменение ширины волновода. **Метод.** Оптимизация проводилась путем численного моделирования с использованием метода конечных разностей во временной области в среде Comsol Multiphysics 5.5. Энергетическая зонная структура фотонного кристалла, окружающего волновод, вычислялась методом блоховских функций. При моделировании применена свободная треугольная сетка с качеством «extremely fine». Проведено исследование в области длин при частоте собственных значений равной 190–200 ТГц. Для решения поставленных задач использовались процедуры ARPACK FORTRAN, которые работают на основе итерации Арнольди. **Основные результаты.** Показано, что изменение геометрии фотоннокристаллического волновода на границе фотонный кристалл–волновод позволяет уменьшить модуляцию эффективного показателя преломления и за счет этого снизить брэгговское отражение от волновода. Расчеты показали, что примененная геометрическая оптимизация фотоннокристаллического волновода позволяет уменьшить брэгговское отражение в 1,75 раз. Установлено, что потери фотоннокристаллического волновода, в данном случае, не превышают 0,4 дБ/см. Показано, что уменьшение диаметра отверстий в фотонном кристалле при постоянном периоде фотоннокристаллической решетки приводит к уменьшению ширины фотонной запрещенной зоны. Установлено, что в волноводе оптимальной ширины модуляция волноводной моды сохраняется, но ее амплитуда значительно уменьшается. **Обсуждение.** Полученные результаты могут быть использованы при разработке интегрально-оптических устройств для телекоммуникаций и сенсорики с малыми оптическими потерями.

Ключевые слова

фотонный кристалл, волновод, фотонная запрещенная зона, телекоммуникации, сенсорики

Благодарности

Работа выполнена при поддержке программой «Приоритет 2030».

Ссылка для цитирования: Еланская К.Г., Сидоров А.И. Оптимизация геометрии двумерного фотоннокристаллического волновода для телекоммуникационных применений и сенсорики // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2024. Т. 24, № 6. С. 892–898. doi: 10.17586/2226-1494-2024-24-6-892-898

Optimization of geometry of two-dimensional photonic crystal waveguide for telecommunications and sensorics

Kristina G. Elanskaia¹, Alexander I. Sidorov²✉

^{1,2} Saint Petersburg Electrotechnical University “LETI”, Saint Petersburg, 197022, Russian Federation

² ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation

¹ k@xarsis.ru, <https://orcid.org/0009-0008-0353-643X>

² sidorov@oi.ifmo.ru✉, <https://orcid.org/0000-0001-8730-4389>

Abstract

The results of geometry optimization of the two-dimensional photonic crystal waveguide for minimization of optical losses and stabilization of waveguide modes are presented. The main factor (not including absorption) is the appearance of Bragg reflection. Bragg reflection can be decreased by the decrease of the regions of overlaps with high refractive index in photonic crystal. For this purpose, the holes in photonic crystal can be fabricated not as the whole holes but as the parts of the holes. For waveguide modes stabilization the varying of waveguide width was performed. Computer simulation was performed in Comsol Multiphysics 5.5. Energy zone structure of photonic crystal surrounding waveguide was computed by Bloch functions method. In modeling, the free-triangle grid with quality “extremely fine” was used. The frequency near which eigenvalues were looked for has range of 190–200 THz. For the solving of the problems procedures ARPACK FORTRAN were used which work on base of iteration of Arnoldi (IRAM). Modeling have shown that the used geometrical optimization makes possible to decrease the Bragg reflection by 1.75 times. It was established that the losses of photon crystal waveguide in this case do not exceed 0.4 dB/cm. It was shown that the decrease in the photonic crystal holes diameter with a constant period of the photonic crystal lattice leads to a decrease in the width of the photonic forbidden bandgap. It was shown also that in the waveguide with optimum width the modulation of waveguide mode is maintained but its amplitude decreases significantly. The obtained results can be used in the development of integrated-optical devices for telecommunications and sensorics with low optical losses.

Keywords

photonic crystal, waveguide, photonic bandgap, telecommunications, sensorics

Acknowledgements

This study was performed as part of the “Priority 2030” Program.

For citation: Elanskaia K.G., Sidorov A.I. Optimization of geometry of two-dimensional photonic crystal waveguide for telecommunications and sensorics. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2024, vol. 24, no. 6, pp. 892–898 (in Russian). doi: 10.17586/2226-1494-2024-24-6-892-898

Введение

Двумерные (2D) фотоннокристаллические (ФК) волноводы находят широкое применение в фотонике, телекоммуникациях и сенсорике [1–3]. ФК представляют собой периодические структуры из диэлектрика или полупроводника. Если на ФК падает излучение с длиной волны, близкой к периоду структуры ФК, электромагнитные волны, многократно отраженные от периодических неоднородностей, интерферируют между собой, формируя зонную структуру для фотонов. В том случае, если диэлектрические постоянные материалов, формирующих фотонный кристалл, имеют резкий контраст, в ФК возникает фотонная запрещенная зона для определенных направлений излучения и поляризации. 3D ФК имеют более широкие функциональные возможности [4–9]. Однако их изготовление является весьма сложным, с точки зрения технологии. Технологии изготовления 2D ФК значительно проще, и они могут быть изготовлены стандартными методами фотолитографии. При этом 2D ФК сохраняют многие полезные свойства 3D ФК. В идеальном случае, 2D ФК представляет бесконечную периодическую структуру с модуляцией диэлектрической постоянной в плоскости. 2D ФК волновод является полосковым волноводом с двух сторон окруженным 2D ФК. Достоинство 2D ФК волноводов — для них допустим резкий изгиб, например, под прямым углом. Это позволяет существенно уменьшить габариты интегрально-оптических

устройств, по сравнению с устройствами на основе обычных оптических волноводов.

В настоящее время простота технологии изготовления 2D ФК волноводов привлекает все больше исследователей и разработчиков в области телекоммуникаций и сенсорики [10–12]. В частности, на основе 2D ФК волноводов могут быть изготовлены сенсоры температуры, давления, а также химические сенсоры и биосенсоры [13–18]. Важными параметрами ФК волноводов являются минимальные оптические потери и стабилизация волноводных мод.

Для численного моделирования спектральных характеристик прошедшего и отраженного излучений наиболее часто используется метод конечных разностей во временной области (Finite Difference Time Domain, FDTD), учитывающий сложную геометрию моделируемого объекта и позволяющий решать нестационарные задачи [19].

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования 2D ФК волновода методом FDTD. Цели численного моделирования: минимизация отражения от ФД волновода и реализация минимальных потерь при прохождении излучения через волновод путем оптимизации геометрии волновода. Кроме того, оптимизация ширины волновода позволила обеспечить максимальную стабильность волноводных мод. Моделирование проводилось в приближении полубесконечного ФК в спектральном интервале около длины волны 1,55 мкм (193 ТГц), соответствующем телекоммуникационному диапазону длин волн.

Методы численного моделирования

2D ФК волновод представляет собой тонкую пленку кремния, показатель преломления которой (n) равен 3,48. В тонкой пленке методами фотолитографии сформирован полосковый волновод, с двух сторон окруженный периодически расположенными отверстиями ($n = 1$), которые формируют ФК (рис. 1). Толщина волновода выбрана равной 800 нм. Период ФК решетки $a = 0,65$ мкм. Ширина волновода d_1 изменялась от 0,77 до 1,42 мкм. Толщина и период ФК решетки, а также ширина ФК волновода выбраны на основе предварительного моделирования как оптимальные. Так, период примерно соответствует $\lambda/4$ для длин волн около 1,5 мкм. Для определения фактора заполнения ФК (f) использовалось выражение $f = d_2/a$, где d_2 — диаметр отверстий в ФК. Фактор заполнения находился в диапазоне 0,35–0,45. Моделирование проводилось вблизи длины волны 1,55 мкм (частота 193 ТГц).

Основной фактор (без учета поглощения), приводящий к уменьшению пропускания ФК волновода — возникновение брэгговского отражения. Этот эффект вызван периодическим увеличением ширины волновода в промежутках между отверстиями ФК. Результатом является периодическая модуляция эффективного показателя преломления волновода, при которой появляется брэгговское отражение. Наличие брэгговского отражения приводит к увеличению потерь ФК волновода. Брэгговское отражение может быть уменьшено путем уменьшения областей перекрытия участков ФК с высоким показателем преломления и волноводом на границе ФК–волновод. Для этого отверстия в ФК на границе с волноводом могут быть изготовлены не целыми отверстиями, а в виде половин отверстий (рис. 1, *b*).

При численном моделировании использовалось решение гармонических уравнений для амплитуды электрической компоненты (E) и магнитной (H) компоненты электромагнитного поля:

$$\begin{aligned}\nabla \times (\mu^{-1} \nabla \times E) - \omega^2 \epsilon_c E &= 0, \\ \nabla \times (\epsilon_c^{-1} \nabla \times H) - \omega^2 \mu H &= 0,\end{aligned}$$

где μ и ϵ_c — магнитная и диэлектрическая постоянные; ω — частота электромагнитной волны.

При моделировании заданы граничные условия для рассеянной волны, чтобы обеспечить прозрачность

границы ФК. Типами рассеянных волн, для которых граничные условия выполняются, являются:

$$E = E_{sc} e^{-jk(nr)} + E_0 e^{-jk(kr)}$$

— для плоской рассеянной волны,

$$E = E_{sc} \frac{e^{-jk(nr)}}{\sqrt{r}} + E_0 e^{-jk(kr)}$$

— для цилиндрической рассеянной волны,

$$E = E_{sc} \frac{e^{-jk(nr)}}{r_s} + E_0 e^{-jk(kr)}$$

— для сферической рассеянной волны.

В формулах k и r — волновое число и координата; E — амплитуда электрической компоненты прошедшей волны; E_{sc} и E — амплитуды рассеянной и падающей волн; E_0 — амплитуда падающей волны.

Численное моделирование проводилось в среде Comsol Multiphysics 5.5. Энергетическая зонная структура ФК, окружающего волновод, вычислялась методом блоховских функций. При моделировании использовалась свободная треугольная сетка с качеством «extremely fine». Было проведено исследование в области длин волн. Частота, около которой осуществлялся поиск собственных значений, равна 190–200 ТГц. Для решения поставленных задач использовались процедуры ARPACK FORTRAN, которые работают на основе итерации Арнольди.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 показаны энергетические зонные диаграммы ФК для ТЕ-, ТМ- и ТЕМ-поляризаций электромагнитного поля. Из рисунка видно, что для ТЕ- и ТЕМ-поляризаций тип поляризации слабо влияет на величину энергетического зазора. Для ТМ-поляризации происходит его увеличение. Диапазон волновых чисел, соответствующих запрещенной зоне, слабо изменяется для ТМ- и ТЕМ-поляризаций. В случае ТЕ-поляризации происходит его уменьшение.

На рис. 3 показана фотонная запрещенная зона ФК для ТМ-поляризации электромагнитной волны. Видно, что фотонная запрещенная зона занимает частотный интервал от 150 ТГц до 210 ТГц. Это позволяет исполь-

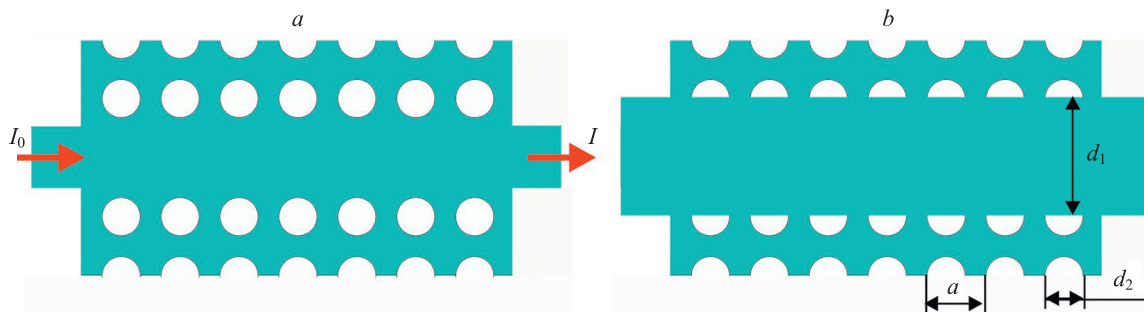


Рис. 1. Геометрии фотоннокристаллического волновода (вид сверху): без оптимизации (*a*) и с оптимизацией (*b*).

I_0 — интенсивность излучения на входе; I — интенсивность излучения на выходе

Fig. 1. Geometry of photonic crystal waveguide (top view): without optimization (*a*); with optimization (*b*)

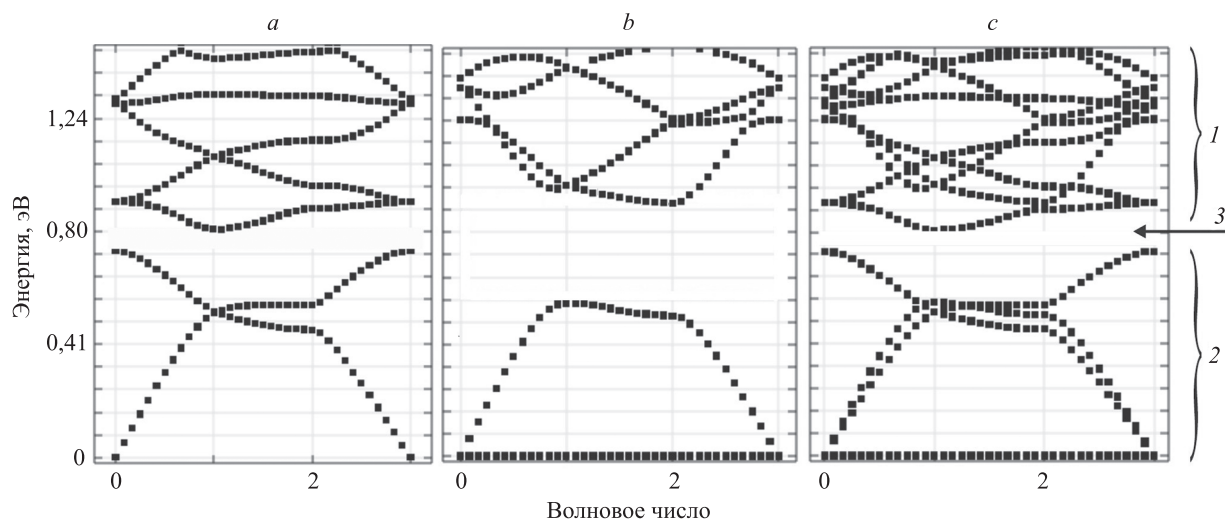


Рис. 2. Энергетические зонные диаграммы фотонного кристалла для поляризации электромагнитного поля TE (a), TM (b) и TEM (c).

1 — зона 1; 2 — зона 2; 3 — запрещенная зона

Fig. 2. Energy zone diagrams of photonic crystal for TE (a), TM (b) and TEM (c) polarizations of electromagnetic field.

1 — zone 1, 2 — zone 2, 3 — band gap

зовать ФК с данными параметрами в ФК волноводе в телекоммуникационном диапазоне длин волн. В частности, на длине волны 1,5 мкм. Изменение поляризации электромагнитной волны слабо влияет на ширину фотонной запрещенной зоны.

Для определения диапазона возможностей варьирования соотношения диаметра отверстий в ФК и периода ФК были построены зависимости ширины запрещенной зоны ФК от фактора заполнения для различных поляризаций электромагнитной волны (рис. 4). Из рисунка видно, что в случае ТМ-поляризации ширина запрещенной зоны больше в большем диапазоне фак-

торов заполнения. Уменьшение диаметра отверстий в ФК, при постоянном периоде ФК решетки, приводит к уменьшению ширины фотонной запрещенной зоны. При дальнейшем моделировании основное внимание уделялось ТМ-поляризации электромагнитных волн в ФК и в волноводе.

Влияние ширины ФК волновода на отражение от волновода и его оптические потери для ТМ волноводных мод показано на рис. 5. Из рисунка видно, что при ширине волновода 1,1 мкм для длины волны 1,5 мкм обеспечиваются минимумы отражения от волновода и оптических потерь волновода. Потери ФК волновода в данном случае не превышают 0,4 дБ/см. Расчет показал, что в ФК волноводе шириной 1,1 мкм без оптимизации (рис. 1, a) потери составляют 0,7 дБ/см.

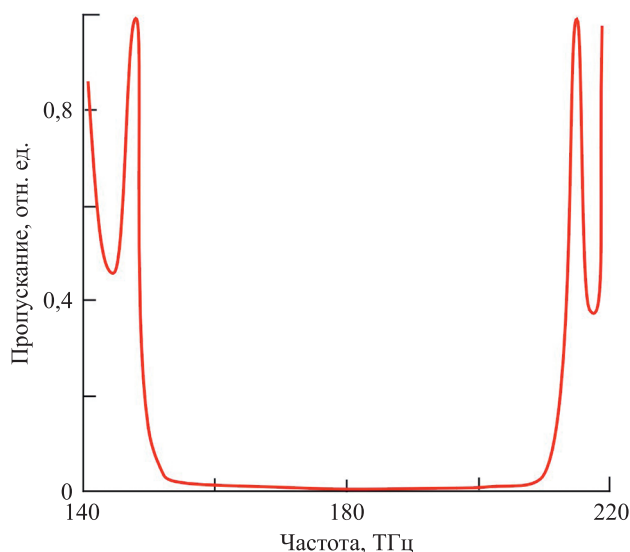


Рис. 3. Частотная зависимость коэффициента пропускания 2D фотонного кристалла вблизи фотонной запрещенной зоны для ТМ-поляризации

Fig. 3. Frequency dependence of transmission coefficient near photonic bandgap of 2D photonic crystal for TM polarization

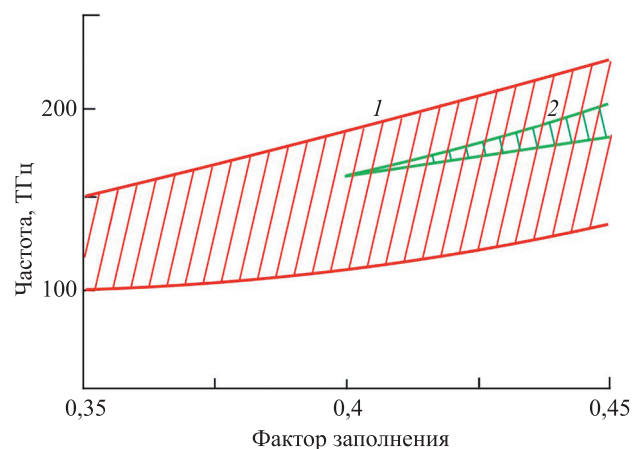


Рис. 4. Зависимость ширины запрещенной зоны фотонного кристалла от фактора заполнения для областей: 1 — ТМ-поляризация; 2 — ТЕ- и ТЕМ-поляризации

Fig. 4. Dependence of photonic crystal bandgap width on filling factor. 1 — TM polarization, 2 — TE and TEM polarizations

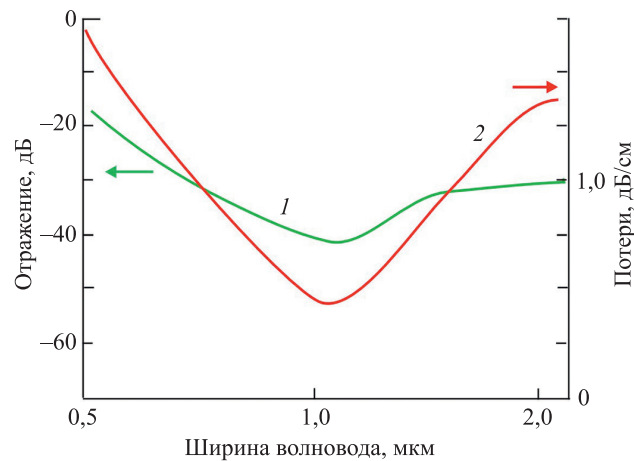


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения (кривая 1) и оптических потерь (кривая 2) от ширины оптимизированного фотоннокристаллического волновода для ТМ волноводных мод

Fig. 5. Dependence of reflection coefficient (1) and optical losses (2) on waveguide width for optimized photonic crystal waveguide for TM waveguide modes

При моделировании обнаружено, что использованная оптимизация ФК волновода позволяет уменьшить брэгговское отражение в 1,75 раз. В результате этого потери на отражение уменьшаются до 0,4 дБ/см.

Минимум потерь при определенной толщине оптимизированного волновода определен двумя факторами: уменьшением брэгговского отражения за счет изменения геометрии ФК на границе с волноводом (рис. 1, б) и оптимальным согласованием условий возбуждения направляемых волноводных мод в ФК волноводе и максимального возврата энергии электромагнитной волны из ФК в волновод.

Одним из требований к волноводам, используемым в интегрально-оптических устройствах, является стабильность волноводных мод. На рис. 6 показано распределение амплитуды поля ТЕ волноводной моды

в волноводе без и с ФК при разной ширине волновода, с учетом оптимизации геометрии ФК на его границе.

Из рис. 6, а видно, что распространение волноводной моды в волноводе без ФК сопровождается сильной модуляцией амплитуды поля электромагнитной волны. Такая нестабильность связана с нарушением условия фазового синхронизма [20], определяющего формирование направляемых волноводных мод. В волноводе с оптимизированным ФК модуляция сохраняется, но ее амплитуда значительно уменьшается (рис. 6, б, с). В данном случае модуляция является результатом электромагнитного взаимодействия двух резонансных систем: волновода и ФК. Из рис. 6, б, с видно, что уменьшение ширины волновода приводит к уменьшению амплитуды модуляции, т. е. к увеличению стабильности волноводной моды.

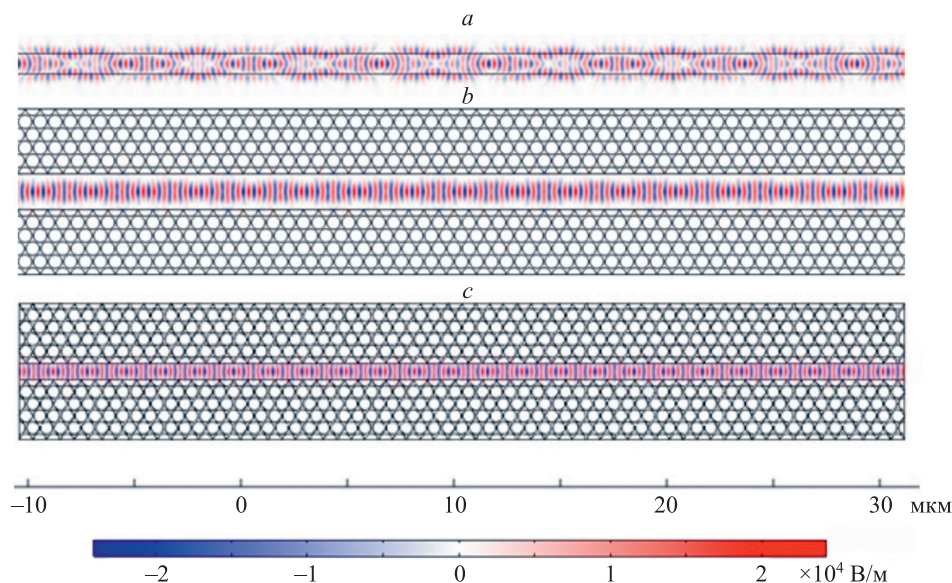


Рис. 6. Распределение амплитуды поля E -компоненты ТЕ волноводной моды в волноводе без фотонного кристалла (а) и с фотонным кристаллом при разной ширине волновода: 0,9 мкм (а); 1,4 мкм (б); 0,77 мкм (с)

Fig. 6. Distribution of E -component of TE waveguide mode electrical strength in waveguide without photonic crystal (a), and with photonic crystal for different waveguide width: 0.9 μm (a), 1.4 μm (b), 0.77 μm (c)

Заключение

Методами численного моделирования показано, что оптимизация геометрии фотоннокристаллического волновода на границе фотонный кристалл–волновод позволяет уменьшить модуляцию эффективного показателя преломления вдоль волновода и, за счет этого, уменьшить брэгговское отражение от волновода. Это дает возможность уменьшить оптические потери 2D фотоннокристаллического волновода на прохождение оптического сигнала. Выполненное моделирование

показало, что использованная оптимизация фотонного кристалла волновода позволяет уменьшить брэгговское отражение в 1,75 раз. При оптимальной геометрии фотонного кристалла на границе фотонный кристалл–волновод и оптимальной ширине волновода оптические потери не превышают 0,4 дБ/см. Определена оптимальная ширина волновода, обеспечивающая максимальную стабильность волноводной моды. Результаты численного моделирования могут быть использованы при разработке интегрально-оптических устройств для телекоммуникаций и сенсорики.

Литература

1. Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. Princeton: Princeton Academic Press, 1995. 304 p.
2. Kakimi R., Fujita M., Nagai M., Ashida M., Nagatsuma T. Capture of a terahertz wave in a photonic-crystal slab // *Nature Photonics*. 2014. V. 8. N 8. P. 657–663. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2014.150>
3. Fujita M., Nagatsuma T. Photonic crystal technology for terahertz system integration // *Proceedings of SPIE*. 2016. V. 9856. P. 98560P. <https://doi.org/10.1117/12.2225151>
4. Schilling J., Müller F., Matthias S., Wehrspohn R.B., Gösele U., Busch K. Three-dimensional photonic crystals based on macroporous silicon with modulated pore diameter // *Applied Physics Letters*. 2001. V. 78. N 9. P. 1180–1182. <https://doi.org/10.1063/1.1351533>
5. Birner A., Wehrspohn R.B., Gösele U.M., Busch K. Silicon-based photonic crystals // *Advanced Materials*. 2001. V. 13. N 6. P. 377–388. [https://doi.org/10.1002/1521-4095\(200103\)13:6<377::AID-ADMA377>3.0.CO;2-X](https://doi.org/10.1002/1521-4095(200103)13:6<377::AID-ADMA377>3.0.CO;2-X)
6. Noda S., Tomoda K., Yamamoto N., Chutinan A. Full three-dimensional photonic bandgap crystals at near-infrared wavelengths // *Science*. 2000. V. 289. N 5479. P. 604–606. <https://www.science.org/doi/10.1126/science.289.5479.604>
7. Blanco A., Chomski E., Grubbs S., Ibasate M., John S., Leonard S.W., Lopez C., Meseguer F., Miguez H., Mondia J.P., Ozin G.A., Toader O., Van Driel H.M. Large-scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap near 1.5 micrometres // *Nature*. 2000. V. 405. N 6785. P. 437–440. <https://doi.org/10.1038/35013024>
8. Jamois C., Wehrspohn R.B., Andreani L.C., Hermann C., Hess O., Gösele U. Silicon-based two-dimensional photonic crystal waveguides // *Photonics and Nanostructures — Fundamentals and Applications*. 2003. V. 1. N 1. P. 1–13. <https://doi.org/10.1016/j.photonics.2003.10.001>
9. Kafesaki M., Soukoulis C.M., Agio M. Losses and transmission in two-dimensional slab photonic crystals // *Journal of Applied Physics*. 2004. V. 96. N 8. P. 4033–4038. <https://doi.org/10.1063/1.1790068>
10. Johnson S.G., Fan S., Villeneuve P.R., Joannopoulos J.D., Kolodziejski L.A. Guided modes in photonic crystal slabs // *Physical Review B*. 1999. V. 60. N 8. P. 5751–5758. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.60.5751>
11. Villeneuve P.R., Fan S., Johnson S.G., Joannopoulos J.D. Three-dimensional photon confinement in photonic crystals of low-dimensional periodicity // *IEEE Proceedings — Optoelectronics*. 1998. V. 145. N 6. P. 384–390. <https://doi.org/10.1049/ip-opt:19982467>
12. Olivier S., Benisty H., Rattier M., Weisbuch C., Qiu M., Karlsson A., Smith C.J.M., Houdre R., Oesterle U. Resonant and nonresonant transmission through waveguide bends in a planar photonic crystal // *Applied Physics Letters*. 2001. V. 79. N 16. P. 2514–2516. <https://doi.org/10.1063/1.1410338>
13. Massaro A. *Photonic Crystals: Introduction, Applications and Theory*. Intech Open, 2012. 358 p.
14. Benmerkhia A., Bounouioua A., Bouchemat M., Bouchemat T. Analysis of a photonic crystal temperature sensor based on Z-shaped ring resonator // *Optics and Quantum Electronics*. 2021. V. 53. N 1. P. 41. <https://doi.org/10.1007/s11082-020-02730-w>
15. Ghosh R., Ghosh K.K., Chakraborty R. High resolution wide range pressure sensor using hexagonal ring and micromachined cantilever

References

1. Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. Princeton: Princeton Academic Press, 1995. 304 p.
2. Kakimi R., Fujita M., Nagai M., Ashida M., Nagatsuma T. Capture of a terahertz wave in a photonic crystal slab. *Nature Photonics*, 2014, vol. 8, no. 8, pp. 657–663. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2014.150>
3. Fujita M., Nagatsuma T. Photonic crystal technology for terahertz system integration. *Proceedings of SPIE*, 2016, vol. 9856, pp. 98560P. <https://doi.org/10.1117/12.2225151>
4. Schilling J., Müller F., Matthias S., Wehrspohn R.B., Gösele U., Busch K. Three-dimensional photonic crystals based on macroporous silicon with modulated pore diameter. *Applied Physics Letters*, 2001, vol. 78, no. 9, pp. 1180–1182. <https://doi.org/10.1063/1.1351533>
5. Birner A., Wehrspohn R.B., Gösele U.M., Busch K. Silicon-Based Photonic Crystals. *Advanced Materials*, 2001, vol. 13, no. 6, pp. 377–388. [https://doi.org/10.1002/1521-4095\(200103\)13:6<377::AID-ADMA377>3.0.CO;2-X](https://doi.org/10.1002/1521-4095(200103)13:6<377::AID-ADMA377>3.0.CO;2-X)
6. Noda S., Tomoda K., Yamamoto N., Chutinan A. Full three-dimensional photonic bandgap crystals at near-infrared wavelengths. *Science*, 2000, vol. 289, no. 5479, pp. 604–606. <https://www.science.org/doi/10.1126/science.289.5479.604>
7. Blanco A., Chomski E., Grubbs S., Ibasate M., John S., Leonard S.W., Lopez C., Meseguer F., Miguez H., Mondia J.P., Ozin G.A., Toader O., Van Driel H.M. Large-scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap near 1.5 micrometres. *Nature*, 2000, vol. 405, no. 6785, pp. 437–440. <https://doi.org/10.1038/35013024>
8. Jamois C., Wehrspohn R.B., Andreani L.C., Hermann C., Hess O., Gösele U. Silicon-based two-dimensional photonic crystal waveguides. *Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications*, 2003, vol. 1, no. 1, pp. 1–13. <https://doi.org/10.1016/j.photonics.2003.10.001>
9. Kafesaki M., Soukoulis C.M., Agio M. Losses and transmission in two-dimensional slab photonic crystals. *Journal of Applied Physics*, 2004, vol. 96, no. 8, pp. 4033–4038. <https://doi.org/10.1063/1.1790068>
10. Johnson S.G., Fan S., Villeneuve P.R., Joannopoulos J.D., Kolodziejski L.A. Guided modes in photonic crystal slabs. *Physical Review B*, 1999, vol. 60, no. 8, pp. 5751–5758. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.60.5751>
11. Villeneuve P.R., Fan S., Johnson S.G., Joannopoulos J.D. Three-dimensional photon confinement in photonic crystals of low-dimensional periodicity. *IEEE Proceedings — Optoelectronics*, 1998, vol. 145, no. 6, pp. 384–390. <https://doi.org/10.1049/ip-opt:19982467>
12. Olivier S., Benisty H., Rattier M., Weisbuch C., Qiu M., Karlsson A., Smith C.J.M., Houdre R., Oesterle U. Resonant and nonresonant transmission through waveguide bends in a planar photonic crystal. *Applied Physics Letters*, 2001, vol. 79, no. 16, pp. 2514–2516. <https://doi.org/10.1063/1.1410338>
13. Massaro A. *Photonic Crystals: Introduction, Applications and Theory*. Intech Open, 2012, 358 p.
14. Benmerkhia A., Bounouioua A., Bouchemat M., Bouchemat T. Analysis of a photonic crystal temperature sensor based on Z-shaped ring resonator. *Optics and Quantum Electronics*, 2021, vol. 53, no. 1, pp. 41. <https://doi.org/10.1007/s11082-020-02730-w>
15. Ghosh R., Ghosh K.K., Chakraborty R. High resolution wide range pressure sensor using hexagonal ring and micromachined cantilever

- tips on 2D silicon photonic crystal // *Optics Communications*, 2019, V. 431, P. 93–100. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2018.09.016>
16. Zaky Z.A., Ahmed A.M., Shalaby A.S., Aly A.H. Refractive index gas sensor based on the Tamm state in a one-dimensional photonic crystal: theoretical optimisation // *Scientific Reports*, 2020, V. 10, P. 9736. <https://doi.org/10.1038/s41598-020-66427-6>
 17. Podder E., Hossain M.B., Jibon R.H., Bulbul A.A.-M., Mondal H.S. Chemical sensing through photonic crystal fiber: sulfuric acid detection // *Frontiers of Optoelectronics*, 2019, V. 12, N 4, P. 372–381. <https://doi.org/10.1007/s12200-019-0903-8>
 18. Miyan H., Agrahari R., Gowre S.K., Mahto M., Jain P.K. Computational study of a compact and high sensitive photonic crystal for cancer cells detection // *IEEE Sensors Journal*, 2022, V. 22, N 4, P. 3298–3305. <https://doi.org/10.1109/jsen.2022.3141124>
 19. Sullivan D.M. *Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method*. New York: Willey-IEEE Press, 2013, 192 p. <https://doi.org/10.1002/9781118646700>
 20. Okamoto K. *Fundamentals of Optical Waveguides* / 2nd ed. New York: Academic Press, 2006, 561 p. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-525096-2.X5000-4>

Авторы

Еланская Кристина Геннадьевна — аспирант, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, 197022, Российская Федерация, <https://orcid.org/0009-0008-0353-643X>, k@xarsis.ru

Сидоров Александр Иванович — доктор физико-математических наук, доцент, ведущий научный сотрудник, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация; профессор, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, 197022, Российская Федерация, <https://orcid.org/0000-0001-8730-4389>, ai.sido@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 07.04.2024
Одобрена после рецензирования 04.10.2024
Принята к печати 15.11.2024

Authors

Kristina G. Elanskai — PhD Student, Saint Petersburg Electrotechnical University “LETI”, Saint Petersburg, 197022, Russian Federation, <https://orcid.org/0009-0008-0353-643X>, k@xarsis.ru

Alexander I. Sidorov — D.Sc. (Physics & Mathematics), Associate Professor, Leading Researcher, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation; Professor, Saint Petersburg Electrotechnical University “LETI”, Saint Petersburg, 197022, Russian Federation <https://orcid.org/0000-0001-8730-4389>, ai.sido@yandex.ru

Received 07.04.2024
Approved after reviewing 04.10.2024
Accepted 15.11.2024



Работа доступна по лицензии
Creative Commons
«Attribution-NonCommercial»