

PHYSICS OF DEVICES, ELEMENTS AND SYSTEMS ФІЗИКА ПРИЛАДІВ, ЕЛЕМЕНТІВ І СИСТЕМ

УДК 537.874.46

DOI:10.30837/rt.2025.3.222.19

*Є.М. ОДАРЕНКО, д-р фіз.-мат. наук, С.О. ЮХНО, Є.В. СУЛИМА,
О.С. ГНАТЕНКО, канд. фіз.-мат. наук*

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЛАСНИХ РЕЖИМІВ ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНОГО ХВИЛЕВОДУ З РЕШІТКОЮ КАГОМЕ

Вступ

Фотонно-кристалічні хвильоводи та резонатори складають основу для побудови різноманітних пристроїв оптичного, терагерцового та мікрохвильового діапазонів. Функціональність цих пристроїв забезпечується механізмами локалізації електромагнітної енергії в локальних або лінійних дефектах періодичності фотонних кристалів. Зазвичай виділяються два основних механізми: повне внутрішнє відбиття та наявність фотонних заборонених зон [1, 2]. Важливою особливістю фотонно-кристалічних хвильоводів є можливість використання пустотілого хвильоводного каналу, що дозволяє реалізовувати інтенсивну взаємодію електромагнітних хвиль з різноманітними речовинами, в тому числі активними та нелінійними, а також транспортувати лазерне випромінювання. В цьому випадку хвильоводний режим забезпечується лише механізмом фотонної забороненої зони. Характеристики забороненої зони визначаються розмірами елементів, які формують фотонний кристал, їх матеріальними параметрами та конфігурацією решітки, у вузлах якої ці елементи розташовані. Одним із перспективних варіантів конфігурації решітки фотонних кристалів є решітка Кагоме, яка переважно застосовується в оболонках фотонно-кристалічних волоконних хвильоводів [3, 4]. Завдяки унікальним електродинамічним характеристикам, такі хвильоводи застосовуються в системах формування суперконтинууму [5], дозволяють отримувати кероване ультрафіолетове випромінювання [6], забезпечують широкосмугову передачу даних з низьким рівнем втрат [7], використовуються для побудови сучасних волоконних гіроскопів [8, 9]. Характерною відмінністю фотонно-кристалічних хвильоводів з решіткою Кагоме є наявність специфічного для них механізму локалізації енергії, який пов'язаний із слабкою взаємодією мод пустотілого хвильоводного каналу та мод фотонно-кристалічної оболонки [7, 10, 11]. Саме цей механізм обумовлює широкосмуговість таких волоконних хвильоводів в умовах, коли фотонні заборонені зони відсутні. В той же час залишається відкритим питання існування такого специфічного механізму локалізації енергії в умовах наявності фотонних заборонених зон.

В роботі досліджуються механізми реалізації власних режимів фотонно-кристалічного хвильовода з решіткою Кагоме у випадку, коли оболонка пустотілого хвильоводного каналу має фотонні заборонені зони. Розглянуто структуру оболонки, сформована решіткою з діелектричних циліндрів.

Дисперсійні характеристики фотонного кристалу з решіткою Кагоме

Розглянемо нескінченний двовимірний фотонний кристал, який сформований діелектричними циліндрами, розташованими у вузлах решітки Кагоме (рис. 1, *а*). Нормований радіус циліндрів $r/a = 0,15$ (a – період структури). Діелектрична проникність матеріалу циліндрів $\epsilon = 11,5$. Штриховим контуром на рис. 1, *а* позначено три елементарні комірки періодичної структури. Трансляція комірки здійснюється уздовж двох напрямків, кут між якими становить $\pi/3$, з періодом a . Розрахунки дисперсійних характеристик фотонного кристалу проводилися з використанням програмного пакету MIT Photonic Bands, що вільно розповсюджується [12]. В цьому пакеті використовується метод розкладання по плоским хвилям, який добре апробований в задачах дослідження різноманітних періодичних структур. Розрахунки проводяться в межах першої зони Бріллюена досліджуваної решітки, яка представлена на рис. 1, *б*. Буквами на рисунку позначено точки високої симетрії, які обмежують так звану незвідну зону Бріллюена (irreducible Brillouin zone).

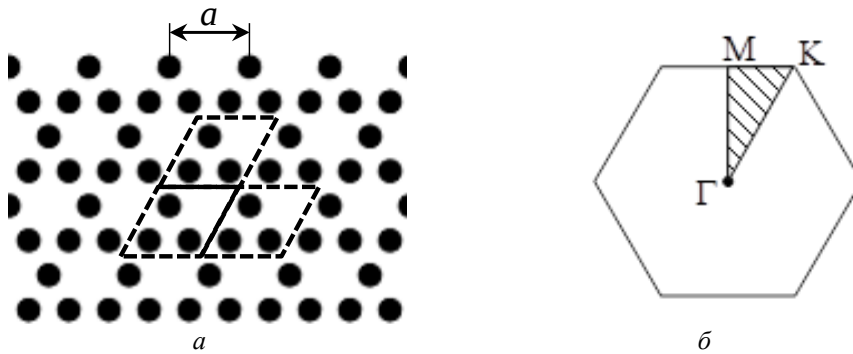


Рис. 1. *a* – схема фотонного кристалу з решіткою КагOME; *б* – перша зона Бріллюена з позначеними точками високої симетрії

На рис. 2 представлено результати чисельних розрахунків дисперсійної діаграми двовимірного фотонного кристалу з решіткою КагOME. Уздовж осі ординат відкладена нормована частота, яка обчислюється як $\omega a / (2\pi c)$, де c – це швидкість світла у вакуумі. Фактично нормована частота представляє собою відношення періоду структури до довжини хвилі випромінювання у вакуумі. Дисперсійна діаграма на рис. 2 побудована для ТМ поляризації випромінювання. В цьому випадку існує лише одна координатна компонента електричного поля, спрямована уздовж діелектричних циліндрів. Компоненти магнітного поля знаходяться у площині рисунку. Для ТЕ поляризації випромінювання (з одною компонентою магнітного поля) фотонні заборонені зони для досліджуваної структури практично відсутні.

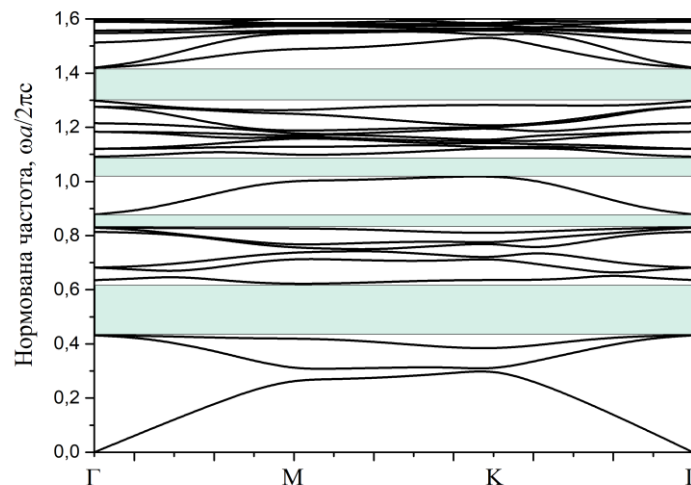


Рис. 2. Дисперсійна діаграма фотонного кристалу з решіткою КагOME

Горизонтальними смугами на рис. 2 позначено фотонні заборонені зони, тобто інтервали значень нормованої частоти, в яких неможливе розповсюдження електромагнітних хвиль в фотонному кристалі в будь-якому напрямку на площині зони Бріллюена. В даному випадку реалізується чотири заборонені зони, три з яких є відносно широкими. Крім того, з рис. 2 видно, що для даного фотонного кристалу існують заборонені зони при значеннях нормованої частоти, більших за одиницю. Це означає, що в даному випадку довжина хвилі випромінювання є меншою за період структури, але залишається більшою за відстань між найближчими циліндрами. Слід також відзначити, що дисперсійні властивості фотонного кристалу суттєво залежать від нормованого радіусу циліндрів та діелектричної проникності матеріалу, з якого вони виготовлені. Це типова ситуація для таких структур [13]. Зокрема, при збільшенні значення параметру r/a кількість фотонних заборонених зон та їх ширина зменшуються.

Оскільки практично всі фотонно-кристалічні хвилеводні та резонансні пристрої працюють в межах фотонних заборонених зон, то застосування решітки КагOME для формування таких пристроїв може розширити їх функціональні можливості.

Фотонно-кристалічний хвильовід

Зазвичай фотонно-кристалічні хвильоводи формуються шляхом внесення дефекту періодичності в структуру. На основі двовимірних фотонних кристалів існують два різновиди хвильоводів: волоконні (фотонно-кристалічні волоконні хвильоводи), в яких хвилі розповсюджуються в напрямку, в якому структура є регулярною, і лінійні фотонно-кристалічні хвильоводи, які формуються лінійним дефектом періодичності. Цей лінійний дефект виконує функцію хвильоводного каналу. В роботі розглядається другий тип хвильоводу, схема якого представлена на рис. 3. Зрозуміло, що для решітки КагOME існують кілька варіантів внесення дефекту періодичності в структуру. Результати дослідження одного з таких варіантів показали незвичайні електродинамічні властивості такого хвильоводу, які дозволяють отримувати надзвичайно малі значення групової швидкості хвиль, і, відповідно, реалізовувати вузькосмугову фільтрацію [14].

З рис. 3 видно, що в даному випадку дефект періодичності фотонного кристалу реалізується видаленням одного горизонтального ряду діелектричних циліндрів. В результаті формується пустотілий хвильоводний канал з періодичними границями, сформованими двома рядами циліндрів. Відстань між центрами цих граничних циліндрів дорівнює $a/2$. Таким чином, досліджуваний хвильовід відрізняється від фотонно-кристалічних хвильоводів з квадратними, трикутними та шестикутними решітками, де період елементів на границях хвильоводного каналу зазвичай співпадає з періодом фотонного кристалу.

Слід відзначити, що наявність дефекту періодичності порушує правила застосування методу розкладання по плоским хвилям. Структура перестає бути періодичною в одному напрямку. Тому для моделювання таких структур застосовується метод так званої надкомірки (supercell) [15, 16]. Тобто формується нова періодична структура з більшою коміркою, для якої можливе застосування методу розкладання по плоским хвилям. Ця надкомірка показана на рис. 3 пунктирним контуром. В результаті отримуємо періодичну структуру, яка містить нескінченну кількість періодично розташованих хвильоводних каналів, відстань між якими становить шість періодів базового фотонного кристалу. Тепер при розрахунку власних режимів нового фотонного кристалу необхідно враховувати той факт, що вірогідні результати будуть отримуватися лише для режимів, які характеризуються високим ступенем електромагнітної ізоляції між сусідніми дефектами періодичності фотонного кристалу.

Результати розрахунків дисперсійної діаграми фотонно-кристалічного хвильоводу з решіткою КагOME представлені на рис. 4. Уздовж осі абсцис відкладені значення нормованого поздовжнього хвильового числа $\beta a/2\pi$ в межах першої зони Бріллюена. Порівняння з рис. 2 показує, що в кожній забороненій зоні фотонного кристалу, який формує оболонку хвильоводного каналу, реалізується одна хвильоводна мода. Дисперсійні криві, які відповідають цим модам, позначені червоними пунктирними кривими. В даному випадку одномодовий режим роботи хвильоводу є цілком очікуваним, оскільки ширина хвильоводного каналу мінімальна для даної конфігурації. Крім того, цей канал є пустотілим, що виключає з розгляду механізм локалізації електромагнітної енергії, обумовлений повним внутрішнім відбиттям.

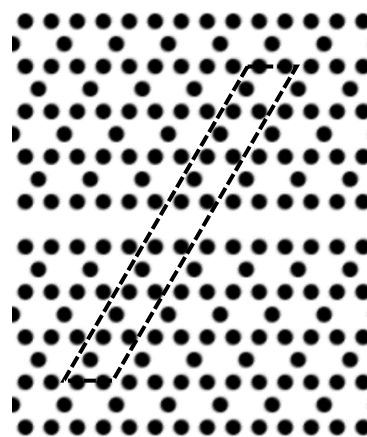


Рис. 3. Схема фотонно-кристалічного хвильоводу з позначеною надкоміркою

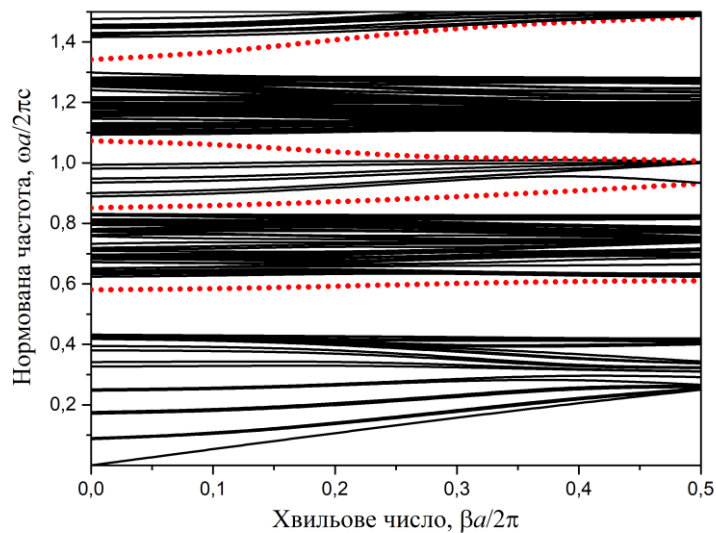


Рис. 4. Дисперсійна діаграма фотонно-кристалічного хвильоводу

На рис. 5 представлено результати розрахунків просторових розподілів електричного поля, які відповідають наведеному вище критерію вірогідності власних режимів структури, з відповідними значеннями власних частот. Тобто для цих розподілів характерною є локалізація енергії електромагнітного поля в хвильоводних каналах з відповідною відсутністю зв'язку між сусідніми каналами. Результати на рис. 5 отримані для значення нормованого поздовжнього хвильового числа $\beta a / 2\pi = 0,2$. Видно, що в досліджуваному діапазоні частот реалізуються п'ять власних режимів фотонно-кристалічного хвильоводу. Чотири з них відповідають фотонним забороненим зонам оболонки хвильоводного каналу. Але один з визначених режимів (рис. 5, *г*) має власну частоту $\omega a / (2\pi c) = 1,212$, яка знаходиться за межами фотонних заборонених зон. Тому можна зробити припущення, що в цьому випадку реалізується інший

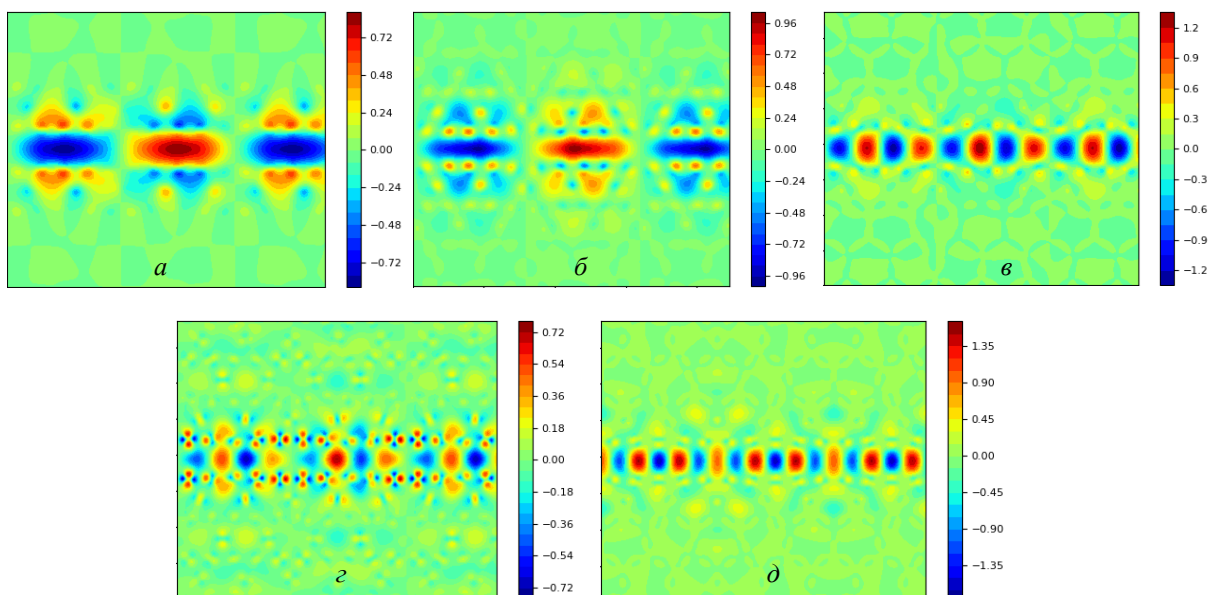


Рис. 5. Просторові розподіли електричного поля для хвильоводних мод фотонно-кристалічної структури; $\omega a / (2\pi c) = 0,592; 0,871; 1,036; 1,212; 1,408$ для *a – д* відповідно

механізм локалізації енергії в хвильоводному каналі, який відсутній для інших конфігурацій фотонних кристалів. Дійсно, при дослідженні фотонно-кристалічних волоконних хвильоводів з решіткою КагOME було виявлено додатковий механізм, який отримав назву “пригнічений зв'язок” (inhibited coupling) [7, 10, 11]. Для цього механізму локалізації енергії характерне суттєве послаблення зв'язку між модами хвильоводного каналу (осердя волокна) та модами оболонки. Це послаблення відбувається через порушення узгодження між поперечними компонентами полів мод каналу та оболонки, яке обумовлене швидкими фазовими осциляціями полів мод оболонки. Слід враховувати, що означений механізм пригніченого зв'язку був реалізований для решітки КагOME, сформованої тонкими прямолінійними перетинками між вузлами решітки. Така структура є характерною для волоконних хвильоводів. В цьому випадку поле мод оболонки було сконцентровано саме в цих перетинках і швидко загасало при віддаленні від них у вільний простір. Якщо решітка КагOME сформована з окремих діелектричних циліндрів, розташованих у вузлах цієї решітки, то поле мод оболонки не концентрується переважно в циліндрах (рис. 5, *г*) і на даному етапі досліджень можна говорити лише про вплив загальної симетрії фотонного кристалу на його унікальні електродинамічні властивості. Дійсно, в фотонно-кристалічних волоконних хвильоводах зі звичайною трикутною решіткою, яка формується тонкими перетинками, реалізуються лише два механізми локалізації енергії – повне внутрішнє відбиття та фотонна заборонена зона. Отже наявність механізму пригніченого зв'язку обумовлена не формою елементів, які формують фотонний кристал, а саме конфігурацією решітки з цих елементів.

На рис. 6 представлено відповідні до рис. 5 просторові розподіли нормованої інтенсивності електричного поля хвильоводних мод в перетині, площина якого перпендикулярна поздовжній осі фотонно-кристалічного хвильоводу. Вертикальними штриховими лініями позначені границі пустотілого хвильоводного каналу, тобто місце розташування граничних рядків діелектричних циліндрів. Уздовж осі абсцис відкладена відстань від центру каналу D ,

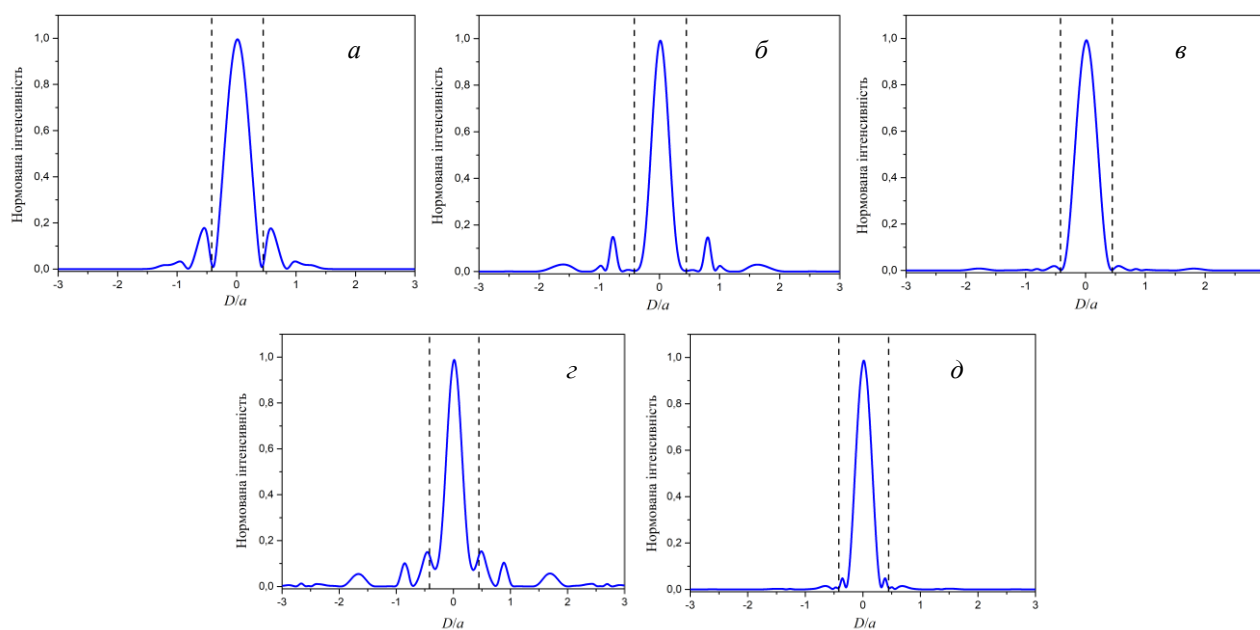


Рис. 6. Просторові розподіли нормованої інтенсивності електричного поля

нормована на період фотонного кристалу a . Графіки на рис. 6, *а*, *б*, *в*, *г* відповідають модам, розташованим у межах фотонних заборонених зон оболонки хвильоводу. В цих випадках реалізується практично експоненційне загасання інтенсивності поля при заглибленні в оболонку хвильоводного каналу. Це звичайний результат для механізму фотонної забороненої зони.

В цих зонах Блохівське хвильове число має уявну частину, яка обумовлює експоненційне загасання поля хвилі при розповсюдженні в фотонному кристалі. В результаті на границях надкомірки інтенсивність поля практично дорівнює нулю. На рис. 6, з спостерігається інша ситуація. Окрім також доволі суттєвого загасання поля при віддаленні від хвильоводного каналу спостерігаються невеликі осциляції інтенсивності поля в межах надкомірки фотонного кристалу. Результати додаткових розрахунків показують, що ці осциляції зберігаються при збільшенні відстані між сусідніми хвильоводами. Це свідчить про існування в цьому випадку окремих мод оболонки хвильоводу подібно до фотонно-кристалічних волоконних хвильоводів з решіткою КагOME.

Висновки

Електродинамічні характеристики лінійного фотонно-кристалічного хвильоводу чисельно розраховані з використанням методу розкладання по плоским хвилям, який імплементовано в пакет MIT Photonic Bands. Оболонка пустотілого хвильоводного каналу сформована діелектричними циліндрами, розташованими у вузлах решітки КагOME. Дисперсійні характеристики хвильоводу демонструють існування хвильоводних мод в фотонних заборонених зонах оболонки хвильоводу, а також за їх межами, що дозволяє зробити висновок про реалізацію додаткового механізму локалізації електромагнітної енергії в пустотілому хвильоводному каналі. Виходячи з результатів розрахунків просторових розподілів електричного поля власних режимів фотонно-кристалічного хвильоводу, зроблено припущення про спорідненість цього додаткового механізму та відомого для фотонно-кристалічних волокон з решіткою КагOME механізму послабленого електродинамічного зв'язку між модами пустотілого осердя волокна та фотонно-кристалічної оболонки. Отримані результати дозволяють розробляти функціональні пристрої на основі фотонно-кристалічних хвильоводів з решіткою КагOME, зокрема, для вузькосмугової фільтрації сигналів в сучасних оптичних телекомунікаційних системах.

Список літератури:

1. Joannopoulos J.D., Villeneuve P.R., and Fan S. Photonic crystals: putting a new twist on light // *Nature*. 1997. 386. P. 143–149. doi:10.1038/386143a0.
2. Soukoulis C.M. Photonic Crystals and Light Localization in the 21st Century. Springer Dordrecht, 2001. doi:10.1007/978-94-010-0738-2.
3. Saraceno C. J. et al. Kagome-type hollow-core photonic crystal fibers for beam delivery and pulse compression of high-power ultrafast lasers // *Proc. SPIE*. 2015. 9346; Components and Packaging for Laser Systems, 93460Z. doi:10.1117/12.2080749.
4. Couny F., Benabid F., and Light P.S. Large pitch kagome-structured hollow-core photonic crystal fiber // *Optics Letters*. 2006. Vol. 31. P. 3574–3576. doi:10.1364/OL.31.003574.
5. Ferreira M.F.S. Supercontinuum Generation // *Solitons in Optical Fiber Systems*. 2022. Wiley. P. 337–368. doi:10.1002/9781119506669.ch17.
6. Rodrigues S.M.G., Facão M., and Ferreira M.F.S. Ultraviolet light generation in gas-filled Kagome photonic crystal fiber // *Fiber and Integrated Optics*. 2015. Vol. 34(1–2). P. 76–89. doi:10.1080/01468030.2014.1001092.
7. Debord B., et al. Ultralow transmission loss in inhibited-coupling guiding hollow fibers // *Optica*. 2017. Vol.4. P. 209–217. doi:10.1364/OPTICA.4.000209.
8. Suo X., Yu H., Li J., and Wu, X. Transmissive resonant fiber-optic gyroscope employing Kagome hollow-core photonic crystal fiber resonator // *Optics Letters*. 2020. Vol.45. P. 2227–2230. doi:10.1364/OL.388274.
9. Odarenko E.N., and Hnatenko O.S. Photonic crystal fibers with triangular and Kagome structures for fiber optic gyroscopes // *Journal of Nano- and Electronic Physics*. 2024. Vol.16(6). P. 06029. doi:10.21272/jnep.16(6).06029.
10. Couny F., et al. Generation and photonic guidance of multi-octave optical-frequency combs // *Science*. 2007. Vol. 318. P. 1118. doi:10.1126/science.1149091.
11. Wang Y.Y., et al. Low loss broadband transmission in hypocycloid-core Kagome hollow-core photonic crystal fiber // *Optics Letters*. 2011. Vol. 36. P. 669–671. doi:10.1364/OL.36.000669.

12. Johnson S.G. and Joannopoulos J. D. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis // Optics Express. 2001. Vol. 8(3). P. 173–190. doi:10.1364/OE.8.000173.
13. Joannopoulos J. D. et al. Photonic Crystals: molding the flow of light. Princeton University Press, 2008.
14. Schulz S.A., Upham J., O'Faolain L., and Boyd R.W. Photonic crystal slow light waveguides in a kagome lattice // Optics Letters. 2017. Vol. 42(16). P. 3243–3246. doi:10.1364/OL.42.003243.
15. Zhi W., Guobin R., Shuqin L., and Shuisheng J. Supercell lattice method for photonic crystal fibers // Optics Express. 2003. Vol. 11(9). P. 980–991. doi:10.1364/OE.11.000980.
16. Cerjan A., and Fan Sh. Complete photonic bandgaps in supercell photonic crystals // Physical Review A. 2017. Vol. 96(5). P. 051802. doi:10.1103/PhysRevA.96.051802.

Надійшла до редколегії 17.07.2025

Відомості про авторів:

Одаренко Євген Миколайович – д-р фіз.-мат. наук, Харківський національний університет радіоелектроніки, професор кафедри фізичних основ електронної техніки, Україна; e-mail: yevhen.odarenko@nure.ua, ORCID: <http://orcid.org/0000-0001-7656-0440>

Юхно Сергій Олександрович – Харківський національний університет радіоелектроніки, аспірант кафедри фізичних основ електронної техніки, Україна; e-mail: serhii.iukhno@nure.ua; ORCID: <https://orcid.org/0009-0004-7930-9816>

Суліма Євген Валерійович – Харківський національний університет радіоелектроніки, аспірант кафедри фізичних основ електронної техніки, Україна; e-mail: yevhen.sulima@nure.ua; ORCID: <https://orcid.org/0009-0008-3233-2188>

Гнатенко Олександр Сергійович – канд. фіз.-мат. наук, Харківський національний університет радіоелектроніки, завідувач кафедри фізичних основ електронної техніки, Україна; e-mail: oleksandr.hnatenko@nure.ua; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-7722-0923>