

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет _____ Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)

Кафедра _____ Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)

АТЕСТАЦІЙНА РОБОТА
Пояснювальна записка

рівень вищої освіти _____ другий (магістерський)

ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНИЙ ВУЗЬКОСМУГОВИЙ ФІЛЬТР

(тема)

Виконав:
студент 2 курсу, групи _____ ЛОЕТм-18-1
_____ Єфремова А. В.
(прізвище, ініціали)

Спеціальність 152 «Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка»
(код і повна назва спеціальності)

Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо -наукова)

Освітня програма «Лазерна і оптоелектронна техніка»
(повна назва освітньої програми)

Керівник проф. каф. ФОЕТ, Одаренко Є.М.
(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри

(підпис)

Мачехін Ю.П.
(прізвище, ініціали)

2019 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет _____ Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)
Кафедра _____ Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)
Рівень вищої освіти _____ другий (магістерський)
Спеціальність _____ 152 «Метрологія та інформаційно-вимірвальна техніка»
(код і повна назва)
Тип програми _____ освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)
Освітня програма _____ «Лазерна і оптоелектронна техніка»
(повна назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри _____
(підпис)

« _____ » _____ 20 ____ р.

ЗАВДАННЯ

НА АТЕСТАЦІЙНУ РОБОТУ

студентові _____ Єфремовій Анастасії Валентинівни
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи _____ Фотонно-кристалічний вузькосмуговий фільтр.

затверджена наказом університету від " 30 жовтня 2019 р. № 1576 Ст

2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії 18 грудня 2019 р.

3. Вихідні дані до роботи Конфігурації та дисперсійні характеристики фотонних кристалів з різними типами симетрії; центральна довжина хвилі випромінювання – 1550 нм; спектральні характеристики фотонно-кристалічних хвилеводів і резонаторів

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі 1 Фотонні кристали; типи фотонних кристалів. 2 Застосування фотонних кристалів. 3 Вузько смугові фільтри. 4 Вузько смугові фільтри на основі фотонних кристалів.

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій

Структурна оптична схема. Вимірювальна установка – А4 шт.

Демонстраційний матеріал – 12шт.

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел про фотонні кристали та їх характеристики	04.11.19 – 07.11.19	Виконано
2	Дослідження фотонних кристалів та нелінійної оптики	08.11.19 – 10.11.19	Виконано
3	Виконання чисельних розрахунків характеристик вузькосмугових фотонно-кристалічних структур	11.11.19 – 16.11.19	Виконано
4	Аналіз розрахунків та параметрів вузько смугових фільтрів	17.11.19 – 24.11.19	Виконано
5	Оформлення пояснювальної записки	25.11.19 – 28.11.19	Виконано
6	Оформлення графічних та демонстраційних матеріалів	29.11.19 – 02.12.19	Виконано
7	Проходження нормоконтролю і отримання рецензії	03.12.19 – 10.12.19	Виконано
8	Підготовка та захист атестаційної роботи	12.12.19 – 19.12.19	

Дата видачі завдання 03 листопада 2019 р.

Студент _____
(підпис)

Керівник роботи _____ проф. каф. ФОЕТ, Одаренко Є.М.
(підпис) (посада, прізвище, ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка атестаційної роботи: 67 с., 44 рис., 3 табл., 2 додатки, 22 джерела.

ФОТОННИЙ КРИСТАЛ, ВУЗЬКОСМУГОВИЙ ФІЛЬТР,
СПЕКТРАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА, ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНИЙ
РЕЗОНАТОР, ПАКЕТ МЕЕР, ПРОСТОРОВИЙ РОЗПОДІЛ ПОЛЯ

Об'єкт дослідження – фотонно-кристалічний вузько смуговий фільтр.

Мета роботи – визначення характеристик вузько смугових фотонно-кристалічних фільтрів на основі використання спеціалізованого програмного забезпечення.

Методи дослідження – чисельне моделювання методом кінцевих різниць у часовій області.

Розроблена комп'ютерна модель двох конфігурацій вузько смугових фотонно-кристалічних фільтрів. Отримані спектральні характеристики проходження сигналу с Гаусовим спектром через фільтри. Розраховані просторові розподіли амплітуди електричного поля для частот вхідного сигналу, що відповідають смугам пропускання та запирання на спектральних характеристиках.

ABSTRACT

Explanatory note certification work: 67 p., 44 fig., 3 tab., 2 applications, 22 sources

PHOTON CRYSTAL, NARROWBAND FILTER, SPECTRAL CHARACTERISTIC, PHOTON CRYSTAL RESONATOR, PACKAGE OF MEASURES, SPATIAL FIELD DECAY.

The object of study – is a photonic crystalline narrow-band filter.

The purpose of the work – is to determine the characteristics of narrow-band photonic crystal filters based on the use of specialized software.

Research methods – numerical simulation by the finite difference method in the time domain.

A computer model of two configurations of narrow-band photonic crystal filters has been developed. The obtained spectral characteristics of the passage of a signal from the Gaussian spectrum through filters. Designed to build the amplitude of the electric field for the frequencies of the input signal corresponding to the passband and locking on the spectral characteristics.

РЕФЕРАТ

Пояснительная записка аттестационной работы: 67 с., 44 рис., 3 табл., 2 приложения, 22 источника.

ФОТОННИЙ КРИСТАЛ, УЗКОПОЛОСНЫЙ ФИЛЬТР, СПЕКТРАЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА, ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР, ПАКЕТ МЕЕР, ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ РАСПАД ПОЛЯ

Объект исследования – фотонно-кристаллический узко полосовой фильтр.

Цель работы – определения характеристик узко полосных фотонно-кристаллических фильтров на основе использования специализированного программного обеспечения.

Методы исследования – численное моделирование методом конечных разностей во временной области.

Разработана компьютерная модель двух конфигураций узко полосных фотонно кристаллических фильтров. Полученные спектральные характеристики прохождения сигнала с Гауссовскому спектром через фильтры. Рассчитаны пространственные распределения амплитуды электрического поля для частот входного сигнала, соответствующие полосам пропускания и заграждения на спектральных характеристиках.

ЗМІСТ

Вступ.....	8
1 Фотонні кристали	9
1.1 Типи фотонних кристалів.....	12
1.2 Застосування фотонних кристалів.....	17
1.4 Фотонно-кристалічний резонатор ближнього ІЧ діапазону на кремнії	24
2 Властивості вузькосмугових фільтрів на основі фотонних кристалів	36
2.1 Модель двовимірного фотонного кристала.....	36
2.2 Властивості фотонно-кристалічного хвилеводу	37
2.3 Модель мікрорезонатора і його властивості	39
2.4 Електродинамічні властивості фотонно-кристалічних резонаторів.....	42
2.5 Датчик показника заломлення	47
2.6 Вузькосмугові фотонно-кристалічні фільтри	57
Висновки	65
Перелік джерел посилання	66
Додаток А Графічний матеріал.....	Ошибка! Закладка не определена.
Додаток Б Демонстраційний матеріал	Ошибка! Закладка не определена.

ВСТУП

Проблема створення ефективних функціональних пристроїв для керування властивостями випромінювання оптичного діапазону є однією з найважливіших у сучасній фотоніці та оптоелектроніці. Найбільш перспективними в цьому плані зараз вважаються так звані фотонні кристали, які фактично являють собою періодичні діелектричні структури. Сучасні технології дозволяють створювати такі структури різної розмірності – від одновимірних до тривимірних. Завдяки унікальним фізичним властивостям фотонних кристалів та пристроїв на їх основі реалізовані вискоефективні хвилеводи, резонатори, відгалужувачі, фільтри, сенсори та інші функціональні пристрої.

В основі функціонування цих пристроїв лежать особливості спектральних характеристик фотонних кристалів. В першу чергу це наявність фотонних заборонених зон, в яких виявляється неможливим розповсюдження світла у визначених напрямках. Це явище дозволяє реалізувати високі ступені просторової локалізації електромагнітної енергії на обмежених ділянках простору в межах дефектів періодичності таких структур. Отже виявляється можливим створення резонансних систем з дуже високими значеннями добротності. Такі резонансні структури є основою для розроблення смугових фільтрів та різноманітних сенсорів. Тому проблема підвищення добротності фотонно-кристалічних резонаторів є актуальною.

В даній роботі досліджується кілька різновидів смугових фотонно-кристалічних фільтрів з різними спектральними характеристиками. Визначаються їх конфігурації та спектральні характеристики. Проводяться чисельні розрахунки просторових розподілів поля. Це дозволяє визначити фізичні закономірності проходження світла через такі структури і визначити шляхи їх удосконалення.

1 ФОТОННІ КРИСТАЛИ

Бурхливий прогрес в мікроелектроніці і грандіозні проекти розвитку інформаційних технологій останнім часом все ближче стикаються з проблемою існування фундаментальних обмежень швидкої дії напівпровідникових пристроїв. У зв'язку з цим все більше число досліджень присвячується розробці принципових основ альтернативних напівпровідникової, електронної, областей – мікроелектроніці надпровідників, спінтроніці і фотоніці.

Основою багатьох пристроїв фотоніки можуть служити фотонні кристали – просторово впорядковані системи зі строго періодичною модуляцією діелектричної проникності (строго періодичною зміною коефіцієнта заломлення в масштабах, порівнянних з довжинами хвиль випромінювань у видимому і ближньому інфрачервоному діапазонах).

Зазначена періодичність, за аналогією з електронною зонною структурою в регулярній кристалічній ґратці, обумовлює виникнення фотонної забороненої зони – спектральної області, в межах якої поширення світла в фотонному кристалі придушене у всіх (повна фотонна заборонена зона) або в деяких обраних напрямках (будучи прозорими для широкого спектра електромагнітного випромінювання, фотонні кристали не пропускають світло з довжиною хвилі, яку можна порівняти з періодом структури фотонного кристала).

Наявність фотонної забороненої зони обумовлює ефект локалізації світла, що дозволяє здійснювати контроль спонтанного випромінювання всередині фотонного кристала і відкриває шлях до створення низькопорогових лазерних випромінювачів для видимого та ближнього інфрачервоного діапазонів. Крім того, використання фотонних кристалів при конструюванні телекомунікаційних систем може привести до зниження коефіцієнта загасання в оптичних волокнах і створення надшвидких, повністю оптичних, перемикачів потоків інформації, які не мають аналогів.

Лабораторії провідних компаній і університетів світу (IBM, NEC, Sandia National Laboratories, MIT, і ін.) протягом останніх 10 років прикладають

серйозні зусилля для виготовлення фотонних кристалів з оптичним контрастом і структурою, що задовольняють досягнення повної фотонної забороненої зони в видимій і ближній інфрачервоних областях спектра. Однак, використовуючи навіть найсучасніші й дорогі методи субмикронної електронної літографії і анізотропного іонного травлення, на цей момент вдалося штучно виготовити фотонні кристали з товщиною менше 10 структурних осередків. Оптичний спектр наданий на рис. 1.1, де мінімуми на спектрі пропускання відповідають фотонним забороненим зонам в різних напрямках.

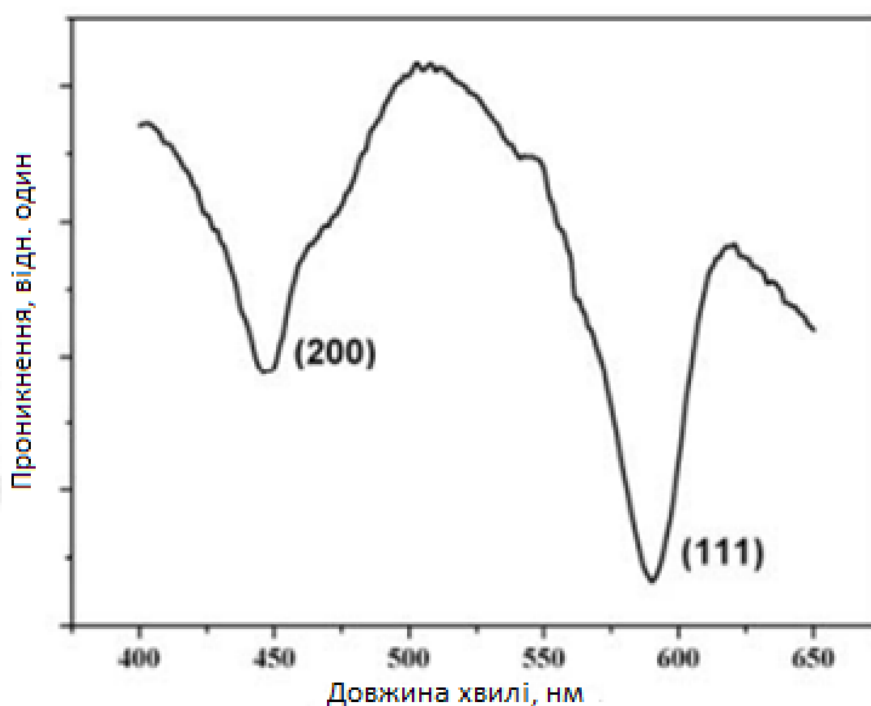


Рисунок 1.1 – Оптичний спектр фотонного кристала

Для отримання необхідних фотонно-кристалічних властивостей, вельми перспективними вважаються самовільно сформовані синтетичні опали і матеріали на їх основі. Видимим проявом існування фотонних заборонених зон є ірізація опалів, утворених монодисперсними мікросферами $\text{SiO}_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$ діаметром від 150 нм до 900 нм, упакованими в кубічну центровану ґрату.

Важливість розробки даного напрямку пов'язана з відсутністю фундаментальних обмежень на розміри зразків і можливістю контрольованої зміни їх оптичних властивостей. В даний час найбільший інтерес

представляють фотонні кристали, для яких заборонена зона лежить у видимій (400 – 700 нм) або в ближній інфрачервоній (1 – 1,5 мкм) областях. Створення тривимірного фотонного кристала із забороненою зоною в зазначеному вище інтервалі довжин хвиль залишається протягом останніх десяти років однією з головних задач матеріалознавства. На рис 1.2 зображені природні опали.

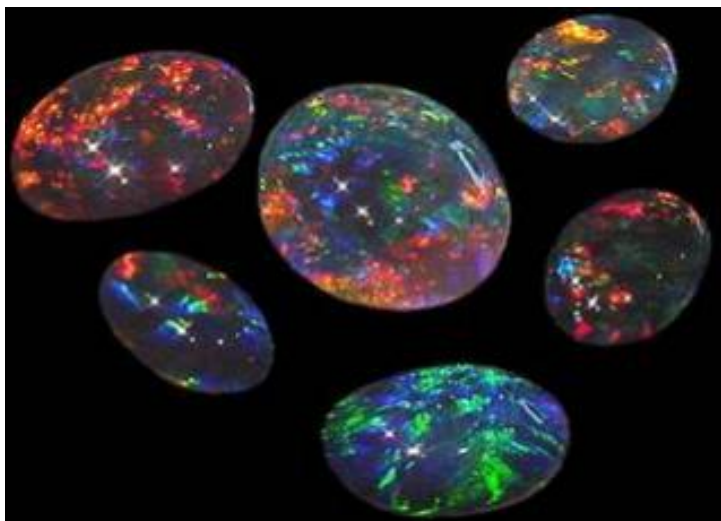


Рисунок 1.2 – Природні опали

З точки зору матеріалознавства, опалові матриці являють собою матеріали, отримання яких засновано на принципах самозбірки, в ряді випадках – на процесах самоорганізації в складних системах з багаторівневими взаємодіями між складовими її об'єктами – колоїдними частками.

Для фотонних кристалів принципово важливий ретельний контроль як фізико-хімічних, геометричних і діелектричних характеристик матеріалу «будівельних блоків» (саме збираються колоїдних частинок). Так і розробка нових методик їх отримання, що забезпечують істотне скорочення часу синтезу, мінімальний вміст різного роду дефектів, в тому числі кордонів блоків мозаїки, а також дають можливість легкої модифікації властивостей, зокрема, можливість створення поліфункціональних фотонних кристалів за рахунок крос-кореляції оптичних, магнітних, електричних і інших характеристик отриманого матеріалу.

Будучи певною мірою аналогом звичайних кристалів, фотонні кристали надзвичайно цікаві і з методичної точки зору як модель формування впорядкованих структур на основі дуже ретельних шарових упаковок, в яких можуть проявлятися і легко візуалізуватися аналоги точкових і протяжних дефектів, характерних для твердих тіл з «атомарною» будовою. Для практичного використання бездефектні області в фотонному кристалі повинні перевищувати 1000 мкм². Тому проблема впорядкування сфери є однією з найважливіших при створенні фотонних кристалів.

В даний час різними дослідниками запропоновано цілий ряд методів "збірки" фотонних кристалів з колоїдних мікрочасток, таких як природна седиментація, центрифугування, електрофорез, впорядкування частинок на рівномірно обертаємій підкладці під дією центробіжних сил і ряд інших. Сферичні кварцові мікрочастинки на штучно створеному рельєфі розглядаються в якості "опалових чіпів" (opal chips) – елементів для оптичних інтегральних схем на основі фотоніки.

1.1 Типи фотонних кристалів

Описано три типи фотонних кристалів: одновимірні, двовимірні і тривимірні. Одновимірний періодичний фотонний кристал можна створити шляхом нанесення смуги кремнію з прямокутним перетином на підкладку SiO₂ і витравлення в ній отворів, розташованих на одній лінії вздовж смуги на рівній відстані один від одного (рис. 1.3). Така структура формує заборонену зону, у чомусь аналогічну забороненій зоні в напівпровідникових матеріалах.

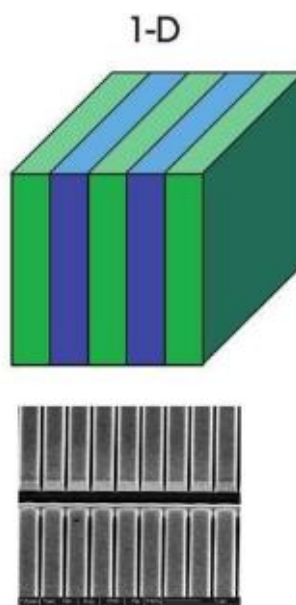


Рисунок 1.3 – Одновимірний тип фотонних кристалів

Для створення точкового дефекту (резонансної порожнини) відстань між двома отворами має дещо перевищувати зазначений період структури. Так, для прототипу фотонного кристала з резонансною довжиною хвилі 4500 нм відстань між щілинними (з поздовжньою віссю щілини уздовж поздовжньої осі смуги) отворами становить 1800 нм [2].

Приблизно такою ж була довжина щілини в поздовжньому напрямку. В іншому прототипі (з центральною резонансною довжиною хвилі 1540 нм) на кремнієвій смузі витравлювалося вісім отворів діаметром 200 нм з періодом 220 нм, крім інтервалу між четвертим і п'ятим (центральносиметричними) отворами, який був трохи більше.

Точковий дефект (резонансна порожнину) діє таким чином. Білий світ, який увійшов з торця планарного хвилеводу (кремнієвої смуги) поширюється вздовж нього. Хвиля з резонансною частотою захоплюється між двома центральними отворами (завдяки сформованій в структурі забороненої зони) і багаторазово відбивається назад-вперед між цими отворами (внутрішнє відбиття через дзеркальний ефект в резонансній порожнині). Оптичні коливання на резонансній частоті посилюються, за рахунок енергії надходить світло аналогічно тому, як це відбувається, наприклад, в оптичних

підсилювачах Фабрі-Перо. Інші ж спектральні компоненти експоненціально згасають (через забороненої зони).

При достатньому посиленні світло резонансної частоти виривається з резонансної порожнини і виходить з торця хвилеводу. Наприклад, для другого прототипу резонансна смуга довжин хвиль, яка може скласти 400 нм: від 1300 нм до 1700 нм з центральною довжиною хвилі 1540 нм, що практично перекриває використовувані для оптичного зв'язку останні два вікна прозорості. Дзеркальний ефект обумовлений значною різницею в коефіцієнтах заломлення Si (високий) і SiO_2 (низький). Двовимірний періодичний фотонний кристал отримують, формуючи періодичну структуру вертикальних діелектричних (Si) стрижнів, посаджених "квадратно-гніздовим способом" на підкладці з двоокису кремнію. Осередком двовимірного фотонного кристалу може служити симетрична решітка з дев'яти стрижнів, оптичний дефект в якій викликаний зміною діаметра центрального стрижня на 50 % (рис. 1.4) [3].

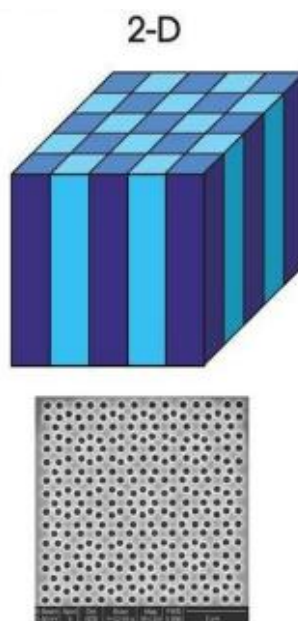


Рисунок 1.4 – Двовимірний тип фотонних кристалів

Двовимірна регулярно-симетрична решітка також формує заборонену зону, яка перешкоджає проходженню оптичного променя уздовж стрижнів. У двовимірному фотонному кристалі можна створити не тільки точковий, а й

лінійний дефект, який дозволяє задавати напрямок поширення променя на резонансній частоті.

Тривимірний періодичний фотонний кристал – це тривимірна регулярно-симетрична решітка, що створює тривимірну заборонену зону, що перешкоджає проходженню світла через фотонний кристал. В такому фотонному кристалі можна створити просторовий дефект, що сприяє проходженню світла певної частоти в заданому напрямку в просторі. З огляду на складності створення тривимірного фотонного кристала його частоту моделюють двовимірним фотонним кристалом, створити який значно простіше.

Перший тривимірний фотонний кристал був отриманий Яблоновичем в 1991 році для роботи в мікрохвильовому діапазоні. Як заготовки використовувався куб діелектрика, на поверхню якого наносилася маска з масивом отворів, кожне з яких потім розсвердлюють за трьома напрямками під кутом 35° до вертикалі 120° один до одного так, щоб в горизонтальному перетині формувалися масиви з трьох отворів, розташованих у вершинах рівностороннього трикутника (рис. 1.5).

Дана структура отримала назву кристала Яблоновича. З огляду на складність виготовлення такого кристала, були зроблені інші спроби його отримання. Так, в 1994 році Фан (Fan) його колеги запропонували структуру кубічного фотонного кристала, розрахованого на субмікронній технології зібраного пошарово з двох різних діелектричних матеріалів (Si і SiO_2).

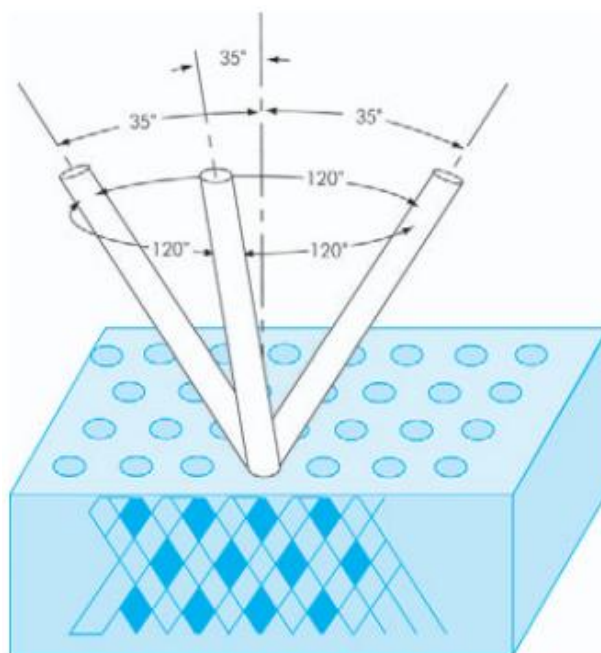


Рисунок 1.5 – Структура тривимірного фотонного кристала Яблоновіча

Канали з матеріалу з низьким коефіцієнтом діелектричної проникності ϵ розташовані в шаховому порядку і проходять через матеріал з високим ϵ . У кубі витравлюють строго вертикальні отвори, формують у площині ту ж трикутну структуру, що і в ФК Яблоновіча (рис. 1.6).

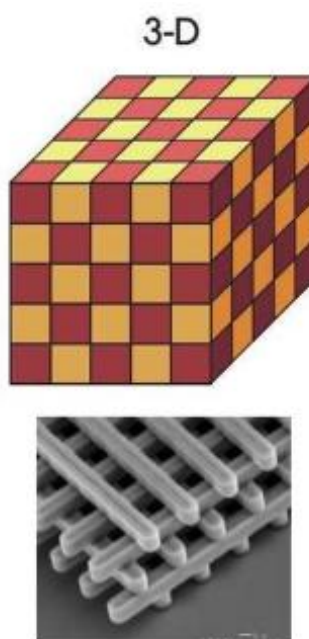


Рисунок 1.6 – Тривимірний тип фотонних кристалів. Остов тривимірного фотонного кристала Ліна-Флемінга

Однак найбільш технологічна структура тривимірного фотонного кристалу – це структура, яка формується за методом Ліна-Флемінга (Shawn Lin і Jim Fleming з Scandia Lab.) [4]. На кремнієву підкладку наносять перший шар SiO_2 , в якому нарізають паралельні борозни, які заповнюються полікремнієм. Цей процес повторюють, але так, щоб в кожному наступному шарі двоокису кремнію напрямом нарізки борозен був перпендикулярно попередньому. Після виготовлення багатошарової заготовки (спочатку в лабораторії була отримана шестишарові структура) двоокис кремнію видаляють, залишаючи тривимірний кістяк із поля кремнієвих стрижнів (рис. 1.6).

Ефективність захоплення світлового потоку такою структурою – 95 %. Однак найбільша ефективність досягається при дев'ятишаровій структурі. Для створення світлового каналу в цій структурі (наприклад, для ефективного повороту світлового потоку під кутом 90°) з неї потрібно видалити один або кілька стержнів, що непросто, але цілком можливо в рамках описаного технологічного процесу.

1.2 Застосування фотонних кристалів

Фотонні кристали знайдуть широке застосування в фотонних (оптичних) інтегральних технологіях для створення фотонних інтегральних схем (ФІС). Ці схеми необхідні не тільки для перспективного обладнання оптичних мереж зв'язку, а й для надшвидкодійних комп'ютерних систем. Так, використовуючи систему пов'язаних лінійних і просторових дефектів, можна формувати складну геометрію просторового оптичного хвилеводу, аналогічно топології електричних зв'язків в електричних інтегральних схемах (ЕІС).

Отже, технологія формування фотонних кристалів може бути використана для виготовлення фотонних інтегральних схем, здатних в майбутньому замінити електричні інтегральні схеми в мікропроцесорній техніці. Така заміна дозволить різко скоротити високе енергоспоживання, характерне для всіх електричних інтегральних схем, а також збільшити тактові частоти і швидкість передачі даних за рахунок більш високої швидкості

поширення оптичного променя в порівнянні з фазовою швидкістю електричного сигналу.

Крім того, фотонні кристали застосовні в ряді складних, хоча і приватних функціональних завданнях, таких як поворот оптичного променя на 90° , перетин в площині двох оптичних хвильоводів з мінімальними перехідними перешкодами і ефективна фільтрація окремої оптичної несучої. Поворот оптичного променя в оптичному хвильоводі без істотних втрат можливий тільки за умови, що радіус повороту значно більше довжини хвилі променя світла.

Дотримання цієї умови в інтегральній оптиці важко, а то й неможливо, особливо для діапазону, відповідного третього вікна прозорості – 1550 нм. Поворот променя зручніше розглядати в площині і стосовно до двовимірного фотонного кристала. Заборонена зона перешкоджає проходженню світла (певної спектральної смуги) в шарі матеріалу. Для проходження променя формується не точковий, а лінійний дефект структури (наприклад, забирається один ряд стрижнів).

Для повороту променя на 90° формують два лінійних дефекти, з'єднаних під прямим кутом. Фізично це зводиться до видалення ряду стрижнів на передбачуваному шляху проходження променя, – в періодичній двовимірній структурі створюють прямокутний канал (рис. 1.7), виходу випромінювання з якого перешкоджає заборонена зона.

Теоретично проходженню променя перешкоджають відображення, однак фактично ефективність передачі може бути близька до 100 %.

Як видно з рис. 1.7, радіус повороту має порядок $2a$, (де a – період решітки), що менше довжини хвилі променя. Такий поворот можна розглядати як явище, аналогічне одновимірному резонансу тунельного ефекту в квантовій механіці.

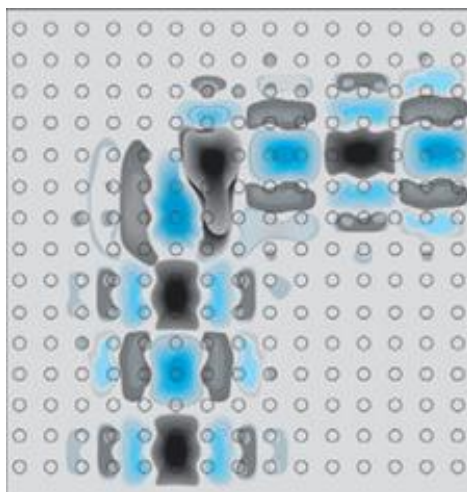


Рисунок 1.7 – Схема повороту оптичного променя на 90°

Інша проблема, пов'язана зі створенням фотонних інтегральних схем – це перетин оптичних хвильоводів в одній площині. В електричних інтегральних схемах вона вирішується шляхом створення багатошарових структур і зв'язку шарів із перемичок. Якщо просто перехрестити два оптичних хвильоводи в одній площині, то рівень перехідної перешкоди, викликаной взаємодією променів, досягне 30 – 40 %. Також великі втрати через відбиття сигналу від центру перетину хвильоводів.

Для того щоб усунути причини цих втрат в двовимірному фотонному кристалі, необхідне дотримання трьох умов [5]:

- хвильоводи повинні мати дзеркальну симетрію щодо своїх осей і бути одномодовими;
- резонансна порожнина в центрі перетину хвильоводів не повинна порушувати дзеркальні площини обох світловодів;
- резонансні моди хвильоводів повинні відрізнятися по парності (парна і непарна мода, рис. 1.8).

Резонансна порожнина має (в проекції) вид осередку двовимірного фотонного кристалу – симетрична решітка з дев'яти стрижнів з діаметром центрального стрижня, на 50 % перевищує інші. Перехідна перешкода при дотриманні зазначених умов може зменшитися на вісім порядків[5]. Можливо і застосування фотонного кристалу як фільтру, що виділяє певну оптичну

несучу, наприклад, з набору несучих потоку WDM, в оптичних мультиплексорах введення та виведення і пристроях оптичної маршрутизації.

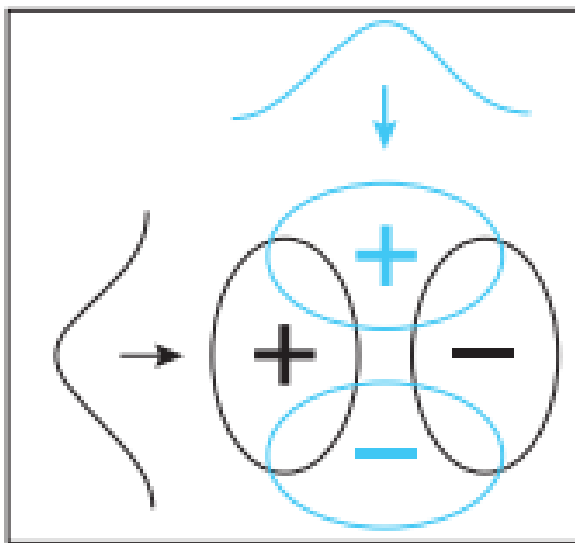


Рисунок 1.8 – Перетин оптичних хвелеводів: профіль і парність резонансних мод

Проблема фільтрації оптичної несучої або хвилі з певною довжиною дискретного спектру довжин хвиль виникла в оптиці і вирішувалася різними, як правило традиційно оптичними, засобами. Загальний недолік звичайних смугових оптичних фільтрів (СОФ) – відносно велика ширина смуги і низька добротність, а значить – низькі роздільна здатність і вибірковість. Смугові оптичні фільтри були прийнятні для систем з WDM і DWDM, коли рознос несучих становив 200 ГГц ($\sim 1,6$ нм). При 100 ГГц ($\sim 0,8$ нм) вони стала критичними, а при 50 ГГц ($\sim 0,4$ нм) – незадовільними.

У зв'язку з цим останнім часом паралельно вирішуються два завдання: створення систем введення та виведення несучих для щільних (DWDM) і високо щільних (HDWDM) систем WDM і розробка високо добротних вузько-смугових фільтрів, які могли б забезпечити необхідні параметри цих систем. Загальна проблема виділення оптичної несучої (каналу) може бути вирішена за допомогою наведеної на рис. 1.9 схеми з фільтром каналу виведення (ФКВ, CDF - Channel Drop Filter) [6], що використовує резонансну порожнину або, в

загальному випадку, оптичну резонаторну систему (ОРС). Схема виведення складається з двох оптичних хвиловодів: загальної шини (bus) і шини виводу (drop), пов'язаних між собою оптичною резонаторною системою.

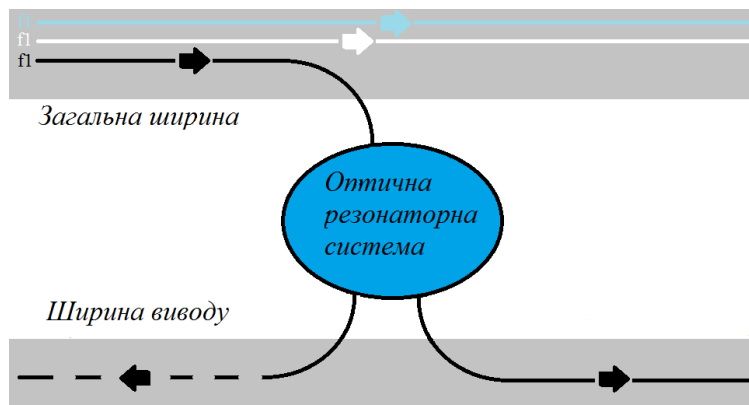


Рисунок 1.9 – Схема фільтра каналу виведення з оптичної резонаторної системи

Оптична хвиля, що розповсюджується в загальній шині в прямому напрямку, збуджує в резонаторі певну моду (або моди) коливань, яка переходить з резонатора в шину виводу в результаті взаємодії з нею і поширюється в прямому або зворотному напрямку. Конструкція цієї системи визначає параметри фільтру (наприклад, число мод) і ефективність передачі енергії із загальної шини в шину виводу. На відміну від інших конструктивних рішень для резонаторів, тільки мікропорожнини в фотонному кристалі дозволяють отримати одну резонансну моду і забезпечити мінімум втрат на випромінювання, доводячи передачу енергії і ефективність до 100 %.

При реалізації схеми, наведеної на рис. 1.9, виникає проблема проникнення в загальну шину сигналу відбиття моди, збудженої в резонаторі. Цей сигнал поширюється як в прямому, так і зворотному напрямку. Для його компенсації можна створити дві дзеркально симетричні (парні і непарні) моди однієї частоти, які дозволили б компенсувати складові сигналу, що поширюються в зворотному напрямку в обох шинях. Одне з схемних рішень

фільтра каналу виведення з системи на основі фотонного кристала показано на рис. 1.10 [6].

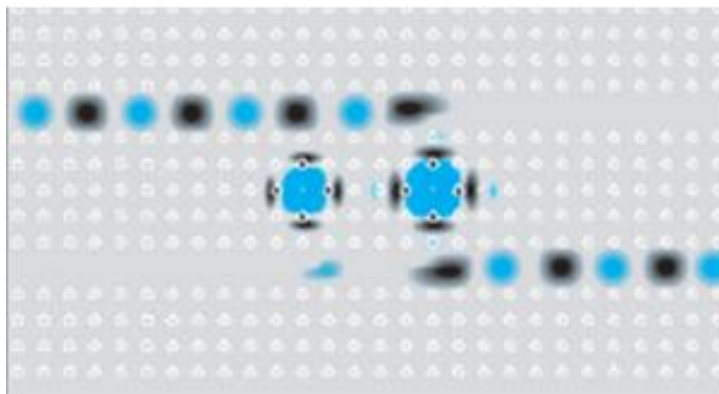


Рисунок 1.10 – Схемне рішення для реалізації фільтра на основі фотонного кристалу

Решітка двовимірного фотонного кристалу утворена двома типами стрижнів: чотири стрижні з $\epsilon = 9,5$ (чорні кружки) і інші, у яких $\epsilon = 11,56$ (білі кружки). Діаметр стрижнів $0,2a$, де a – постійна ґратки. В ґратках сформовані два паралельних хвильоводу: загальна шина і шина виведення. Дві однакові резонансні порожнини симетрично розташовані між хвильоводами (між чорними стрижнями). Вони мають вигляд осередку двовимірного фотонного кристалу з точковим дефектом в центрі (діаметр центрального стрижня $0,05a$, $\epsilon = 6,6$). Відстань між осередками, дорівнює $5a$, вибрана для зрівняння їх добротності, яка досягає 1000. Два резонатори потрібні для створення двох мод, однакових по частоті, але дзеркально симетричних щодо площини, перпендикулярної до лінії хвильовода.

На рис. 1.10 показано розподіл напруженості поля в стаціонарному стані. Синій колір відповідає позитивному максимуму, чорний – негативному мінімуму, світло-сірий – нульовому рівню напруженості поля. Проведене машинне моделювання [6] показало, що при вибраних параметрах фотонного кристала сигнали, що поширюються в зворотному напрямку в шині виведення, практично повністю компенсуються (на рисунку їх слідів не видно), а амплітуди сигналів, що поширюються в прямому напрямку становлять 99 % від

резонансних в шині виведення і практично відсутні – в загальній шині (на рисунку їх також не видно). В [6] описано і інше схемне рішення, засноване на більш складному розрахунку механізму компенсації, де потрібна тільки одна резонаторна порожнина при діаметрі центрального стрижня $0,6a$ та інших співвідношеннях оточуючих стрижнів.

1.3 Фотонний кристал з керованою шириною забороненої зони

Описані вище фотонні кристали формувалися так, що ширина їх забороненої зони була фіксованою. У 1999 р. зусиллями групи Саджіва Джона (Sajeev John з університету Торонто) вдалося створити структуру фотонного кристала з керованою шириною забороненої зони. Фотонний кристал побудований на основі штучного кристала опала, причому повітряні порожнечі кристала заповнюють кремнієм, потім субстанцію опала витравлюють, формуючи інверсну опалу кристалічну структуру з періодично розташованими сферичними порожнинами (рис. 1.11) [7].

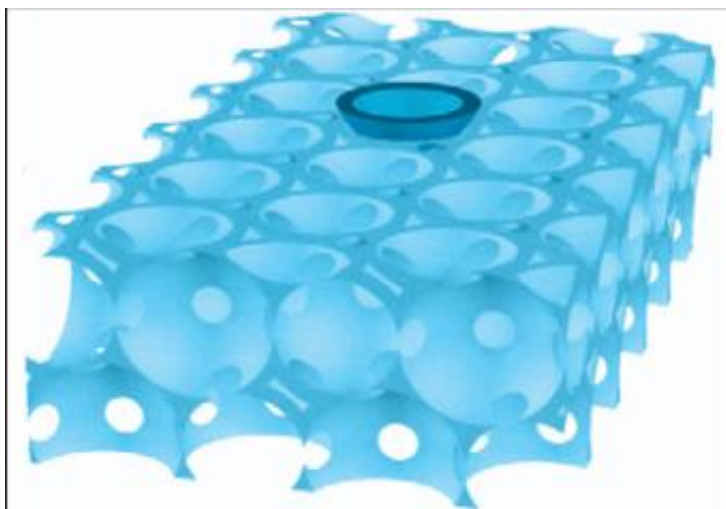


Рисунок 1.11 – Структура фотонного кристала з керованою шириною забороненої зони

Заборонена зона даної структури перешкоджає поширенню довжин хвиль в діапазоні від 1380 нм до 1620 нм (8 % відносно центральної довжини хвилі

1500 нм). Для управління шириною забороненої зони внутрішні поверхні сфер покривалися (методом інфільтрації) рідкокристалічним нематиком з низьким коефіцієнтом заломлення (темно-блакитна півсфера на верхньому зрізі кристала, рис. 1.10). В результаті відносна ширина забороненої зони зменшилася з 8 % до 1,6 %. Крім того, прикладаючи зовнішнє магнітне поле, можна управляти шириною забороненої зони в діапазоні від 1,6% до 5%.

Цей ефект можна порівняти з керуванням потоком електронів в напівпровіднику за допомогою електричного поля. Управління шириною забороненої зони за допомогою магнітного поля дозволить створити більш ефективні і прості, ніж на основі фільтрів каналу виведення, структури комутаторів (в тому числі і розподілені, так як світло може комутуватися в потрібному напрямку шляхом прикладення поля до певної області фотонного кристалу).

Крім того, можливо більш точно управляти положенням променя, що проходить через розподілену структуру фотонного кристала, що полегшує його маршрутизацію – динамічну або статичну, в площині або просторі. Проте ще належить подолати такі проблеми, як управління ступенем інфільтрації рідких кристалів і рівномірність їх розподілу по внутрішніх поверхнях сфер.

1.4 Фотонно-кристалічний резонатор ближнього ІЧ діапазону на кремнії

Важливим елементом пристроїв нанофотоніки є оптичний резонатор [3,4]. Основними параметрами резонатора є добротність, частота і модовий склад. Високодобротні резонатори з малим модовим об'ємом дозволяють посилити взаємодію світла з середовищем, зменшити розміри фотонного елемента і оптимізувати його дисперсійні характеристики. Нанорезонатори формуються на основі фотонних кристалів [5].

Високодобротні нанорезонатори дозволяють створювати, наприклад, оптичні перемикачі, фільтри, модулятори, когерентні джерела світла з низькою пороговою потужністю [6]. Виготовлення нанорезонатора всередині тривимірного фотонного кристала є технологічно складним завданням. Тому

часто використовують двовимірні фотонні кристали у вигляді мембрани. У такій мембрані світло поширюється за допомогою повного внутрішнього відбиття (ПВВ) [7,8].

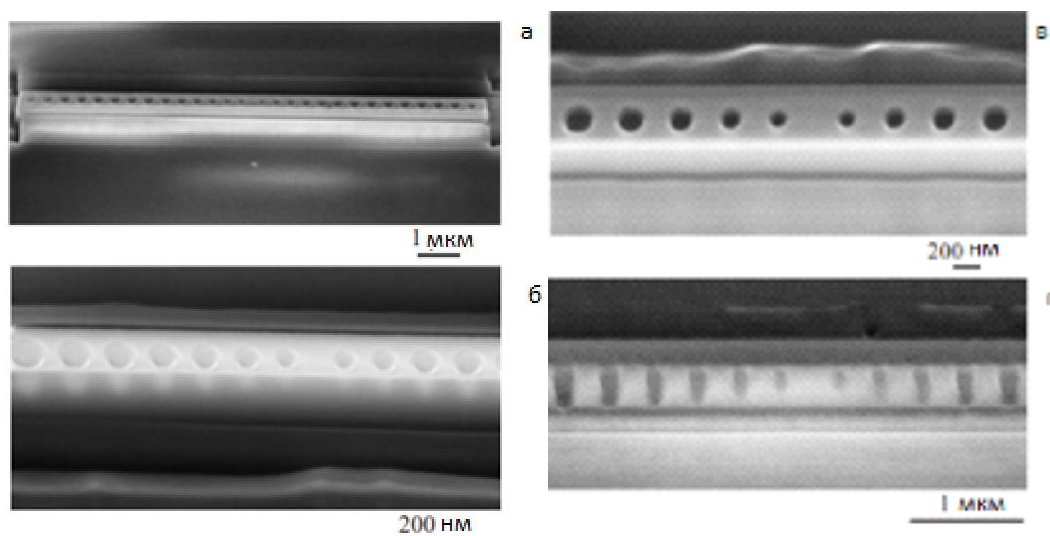
Подальшим спрощенням завдання є використання гребінчастих (ridge) фотонно-кристалічних хвильоводів. У таких хвильоводах ПВВ перешкоджає поширенню світла в поперечних напрямках. У поздовжньому напрямку локалізацію світла в нанорезонаторі забезпечує фотонний кристал [9,10].

Структура такого хвильоводу складається з трьох частин. По-перше, це фотонно-кристалічні дзеркала, представлені однаковими, рівновіддаленими один від одного отворами в хвильоводі, що формують ґрати фотонного кристала. Другим елементом структури є перехідна зона між фотонно-кристалічним хвильоводом і областю власне резонатора. Ця зона використовується для зменшення втрат енергії в резонаторі. Перехідна зона містить кілька отворів, радіуси і положення яких оптимізовані з точки зору можливості зменшення втрат. Третім елементом структури є сам резонатор. Підвищення добротності гребінчастого фотонно-кристалічного резонатора досягається зменшенням втрат як в поздовжньому, так і в поперечних напрямках. До зменшення втрат в поздовжньому напрямку призводить просте збільшення числа періодів фотонного кристала [11,12]. Щоб зменшити втрати в поперечних напрямках, необхідна більш тонка оптимізація структури нанорезонатора.

Резонатори формувалися на стандартних підкладках SOI (Silicon On Insulator) з товщиною "похованого" шару оксиду кремнію $d_{\text{SiO}_2} \sim 1 \mu\text{м}$ і верхнього, "несучого" шару кремнію $h_{\text{Si}} \sim 220 \text{ нм}$. Для формування рисунку на підкладку попередньо наносився двошаровий позитивний резист (PMMA 495 і PMMA 950), сумарна товщина якого складала $\sim 200 \text{ нм}$. В результаті цих процедур формувалися кремнієві смужки – заготовки для хвильоводів, з розмірами трохи більше необхідних.

Остаточна обробка сформованих хвильоводів, а саме – формування смужок необхідних розмірів, отворів в них і торцевих поверхонь з заданими параметрами, проводилася локальним травленням за допомогою гостро сфокусованого іонного пучка. На рис. 1.12 наведені мікрофотографії фотонно-

кристалічних резонаторів, сформованих за цією методикою, отримані відразу після фінального етапу травлення в скануючому мікроскопі.



а – резонатор цілком;

б – центральна частина резонатора, знята при куті нахилу зразка 54° ;

в – центральна частина резонатора – вид зверху;

г – поперечний зріз резонатора уздовж центральної осі хвилеводу.

Рисунок 1.12 – Мікрофотографії ФК резонатора хвилеводу з різним збільшенням

Зображення отримані у вторинних електронах за допомогою електронного зонда при різних кутах нахилу зразка. Довжина хвилеводу становила 11,5 мкм, ширина 0,5 мкм, діаметр отворів варіювався, збільшуючись від центру хвилеводу до його края. Як показано на рисунку, на зображеннях резонаторів, отриманих при куті нахилу зразка 54° (рис. 1.12, б), проявляється характерний колірний контраст, який свідчить про конусні форми отворів резонатора.

Моделювання фотонно-кристалічних резонаторів проводилося методом кінцевих різниць у часовій області (FDTD - Finite Difference Time Domain Method). Фотонно-кристалічні резонатори розраховувалися для

телекомунікаційного діапазону довжин хвиль $\sim 1,5$ мкм. На кордонах трьохвимірної розрахункової області використовувався поглинаючий шар відповідно до методу PML (Perfectly Matched Layers). Товщина цього шару становила половину резонансної довжини хвилі.

Як джерело випромінювання використовувався Гаусів імпульс. Ширина даного імпульсу в частотній області становила близько 10 % від значення резонансної частоти. На рис. 1.13 показані геометричні параметри модельованого фотонно кристалічного резонатора: a_1 , a_2 – радіуси отворів, b_1 , b_2 – відстань від центру і між сусідніми отворами відповідно.

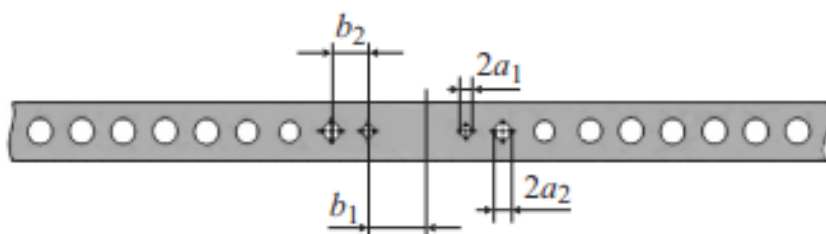


Рисунок 1.13 – Геометричні параметри фотонно-кристалічного резонатору

У табл. 1.1 наведені значення цих параметрів. Модельований фотонно-кристалічний резонатор містить вісім отворів в центральній перехідній зоні і вісім регулярних отворів з кожного боку від центральної зони. Фотонно-кристалічний хвильовод має ширину $w = 500$ нм, висоту $h = 260$ нм, складається з кремнію з показником заломлення 3,45, лежить на шарі оксиду кремнію з показником заломлення 1,45 і навколо знаходиться повітря.

Таблиця 1.1 – Значення радіусів отворів в фотонних кристалах хвильоводу і відстаней між ними

нм								
b_1	a_1	b_2	a_2	b_3	a_3	b_4	a_4	b_5
200	65	290	82	310	90	305	85	345

Отвори в регулярній частині хвильоводу заповнені повітрям, мають діаметр 185 нм і відстоять один від одного на $a = 350$ нм. Довжина хвилі резонансної моди в резонаторі з такими параметрами відповідає $\lambda = 1457,41$ нм (наводяться значення довжини хвилі в вакуумі). Добротність резонатора, який має вісім регулярних отворів з кожної сторони дорівнює 69064. Залежність добротності і довжини хвилі резонансної моди від висоти хвильоводу показує, що зміна висоти фотонного кристала хвильоводу (h) призводить до зміни ширини "забороненої зони" фотонного кристалу і, як наслідок, частотної області резонатора.

Результати чисельного моделювання показують, що існує оптимальна величина h , для якої розмір "забороненої зони" максимальний. Отримані в результаті теоретичних розрахунків значення добротності і довжини хвилі резонансної моди фотонно-кристалічного резонатора в залежності від висоти хвильоводу наведені в табл. 1.2.

Результати моделювання, наведені в таблиці, показують, що максимальні значення добротності фотонно-кристалічного резонатора досягаються за умови, що відношення h до періоду решітки фотонного кристала (a) приблизно дорівнює 1.

Таблиця 1.2 – Залежності параметрів ФК резонатора від висоти хвильоводу

Висота h , нм	Довжина хвилі, нм	Добротність
220	1423,59	54482
240	1439,17	62153
260	1457,41	69064
280	1476,52	74530
300	280	1476,52
330	1516,72	79201
370	1541,73	75742
410	1562,43	73472
450	1579,71	60487
490	1594,31	45135
510	1451,56	6768

Резонансна довжина хвилі зростає зі збільшенням висоти фотонно-кристалічного хвилеводу і при великих значеннях h виходить за межі "забороненої зони" фотонного кристала. Так, значенням $h = 510$ нм, наведеним в табл. 1.2, відповідає вже інша резонансна мода з добротністю істотно (на порядок) нижче добротності попередньої моди.

1.5 Вузькосмугові фільтри у видимому спектральному діапазоні на основі пористого фотонного кристала

Наразі відомо кілька видів світлофільтрів, призначених для виділення певної області спектра в видимому діапазоні. До таких фільтрів відносяться:

- абсорбційні фільтри, які характеризуються різкою зміною коефіцієнта поглинання в певному спектральному діапазоні;
- інтерференційні фільтри, що відбивають або пропускають певну область спектра за рахунок багатопроменевої інтерференції;
- поляризаційні світлофільтри, в яких здійснюється управління інтенсивністю поляризованого електромагнітного випромінювання; поляризаційні світлофільтри з лінійною поляризацією пропускають світло з поляризацією в площині, що збігається з напрямком площини поляризації;
- Notch-фільтри, що представляють собою об'ємні голограми, що забезпечують сильне придушення електромагнітного випромінювання в дуже вузькій смузі частот.

За типом виділеної спектральної частини електромагнітного випромінювання світлофільтри поділяють на вузько-смугові, односторонні, двосторонні і коригувальні. Notch-фільтри є вузько-смуговими [5 – 7], що дозволяє використовувати їх для придушення лазерного випромінювання при реєстрації спектрів вторинного випромінювання: фотолюмінесценції, комбінаційного розсіювання, оптичних гармонік. Однак Notch-фільтр є досить дорогим і складним при виготовленні. Цей фільтр здатний відбивати певну спектральну смугу випромінювання, що залежить від кута падіння. Альтернатива Notch-фільтрам – це порісті фотонні кристали.

Важлива особливість фотонного кристала – присутність в його спектрі заборонених зон, що представляють собою інтервал частот, в межах якого світло, що поширюється в певних напрямках, експоненціально загасає. В області стоп-зон спостерігається сильне відбиття електромагнітного випромінювання від поверхні фотонного кристала [9]. Фізичний механізм утворення стоп-зони для фотонів в кристалах такий же, як і для електронів в твердих тілах. В його основі лежить дифракція електромагнітної хвилі в середовищі з періодичним потенціалом [10 – 12].

Приклад тривимірного фотонного кристала – глобулярний фотонний кристал, що формується в результаті щільної упаковки монорозмірних куль (наноглобул), розмір яких варіюється в різних кристалах в діапазоні значень від 200 нм до 600 нм. У глобулярному фотонному кристалі коефіцієнт заломлення періодично змінюється в трьох просторових напрямках. Дослідженням композитних фотонних кристалів на основі штучних опалів з різними впровадженнями присвячені роботи [13 – 16].

Схема експериментальної установки для дослідження спектральних характеристик наведена на рис.1.14. Як джерело широкосмугового випромінювання використана галогенна лампа 1. Випромінювання від цієї лампи за допомогою світловоду 2 підводилося до досліджуваного зразка – фотонного кристалу 3, розміщеного на фторопластовій пластині 7. Кут падіння випромінювання на поверхню фотонного кристала був близький до нормального. Випромінювання, відбите від поверхні фотонного кристала в зворотному напрямку, збиралося світловодом 6 і прямувало до малогабаритного волоконно-оптичного спектрометру 4. Цифрова обробка сигналів відбитого випромінювання здійснювалася за допомогою комп'ютера 5.

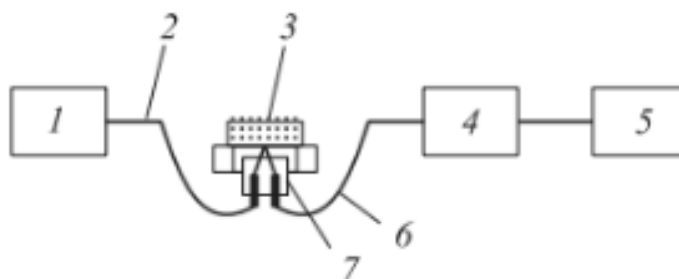


Рисунок 1.14 – Схема експериментальної установки з використанням світлофільтра на основі глобулярного фотонного кристала

Експериментальний спектр відбиття досліджуваного фотонного кристала в області першої стоп-зони (першої оптичної гармоніки) наведено на рис. 1.15. Максимум інтенсивності експериментальний спектр відбиття досягає при довжині хвилі $\lambda = 537$ нм. У зв'язку з цим необхідно створити вузькосмуговий світлофільтр на основі глобулярного фотонного кристала для відбиття випромінювання на довжині хвилі, що відповідає першій оптичній гармоніці лазера на алюмоітрієвому гранаті (YAG: Nd³⁺).

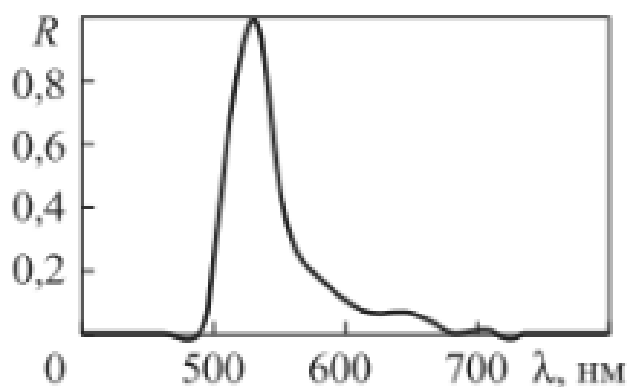


Рисунок 1.15 – Експериментально отриманий спектр відбиття широкосмугового випромінювання поверхнею опалової матриці

На рис. 1.16 зображена схема експериментальної установки для дослідження вторинного випромінювання з використанням вузькосмугового світлофільтра на основі глобулярного фотонного кристала: 1 – лазер; 2 – відбивальний елемент; 3 – лінза; 4 – досліджуваний зразок; 5 – підкладка; 6 –

спектрометр; 7 – комп'ютер; 8 – фотонний кристал в діелектричних середовищах з використанням такого світлофільтру.

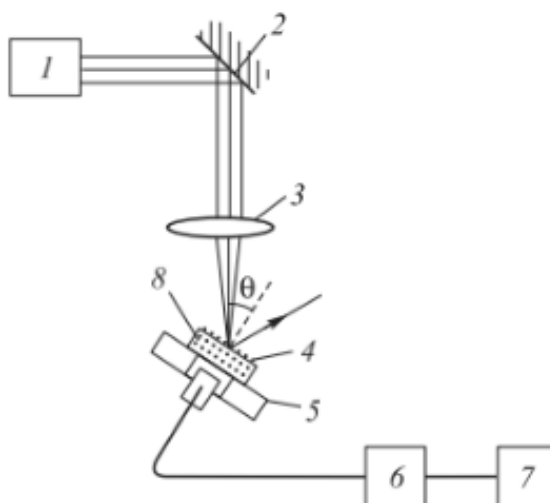


Рисунок 1.16 – Схема експериментальної установки для дослідження вторинного випромінювання з використанням вузькосмугового світлофільтру на основі глобулярного фотонного кристала

Глобулярний фотонний кристал наближено можна розглядати як одновимірну структуру, еквівалентну двошаровому фотонному кристалу з двома показниками заломлення n_1 і n_2 . З урахуванням умов періодичності кристалічної решітки фотонного кристала, що складається з двох речовин з різними показниками заломлення, і граничних умов, дисперсійна залежність електромагнітних хвиль в розглянутому фотонному кристалі може бути представлена у вигляді:

$$\left| \cos k_1 \cdot a_1 \right| \cdot \left| \cos k_2 \cdot a_2 \right| - \frac{1}{2} \left(\frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1} \right) \cdot \left| \sin k_1 \cdot a_1 \right| \cdot \left| \sin k_2 \cdot a_2 \right| = \cos ka \quad (1.1)$$

де $k_1 = (\omega n_1)/c$;

$k_2 = (\omega n_2)/c$,

ω – циклічна частота електромагнітної хвилі;

$c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ – швидкість світла у вакуумі;

$a_1 = (1-\eta)a, a_2 = \eta a$ – ефективні товщини шарів;

$n_1 = 1,36$ – показник заломлення першого середовища (кремнезему);

n_2 – показник заломлення другого середовища (речовини, введенного в пори фотонного кристала).

З урахуванням відомих структурних характеристик штучних опалів показник заломлення дорівнює $n_1 = 0,26$. На основі отриманої залежності $k(\omega)$ визначається ефективний показник заломлення $n(\omega) = (ck)/\omega$. Коефіцієнт відбиття фотонного кристала знаходять за формулою:

$$R(\omega) = \left(\left| \frac{\frac{k(c\omega)}{\omega} - 1}{\frac{k(c\omega)}{\omega} + 1} \right| \right)^2 \quad (1.2)$$

Для того, щоб керувати оптичними властивостями фотонного кристала, необхідно в його пори вводити речовини з різними показниками заломлення. Спектральне положення стоп-зони для одновимірного фотонного кристала при похилому падінні випромінювання на його поверхню задають співвідношенням [18]:

$$2a \cdot \sqrt{|n_{ef}|^2 - \sin^2 \theta} = \lambda_B$$

$$n_{ef}^2 = n_1^2 \eta + n_2^2 (1 - \eta), \quad (1.3)$$

де n_{ef} – ефективний показник заломлення;

θ – кут падіння світлового випромінювання на поверхню фотонного кристала (або кут повороту опалової матриці).

Для нормального падіння випромінювання на поверхню глобулярного фотонного кристала з діаметром глобул D справедлива формула [19]:

$$\lambda_B := 2an_{ef} = 2\sqrt{\frac{2}{3}}Dn_{ef} \quad (1.4)$$

Для розрахунку характеристик вузько-смугового фільтра показник середовища, що вводиться в пори фотонного кристала, повинен бути близький до значення показника заломлення аморфного кварцу (кремнезему), тобто 1,36. З урахуванням формул (1.1), (1.2) визначається значення показника заломлення другого середовища $n_2 = 1,36416$. Відповідно до формули (1.2) для довжини хвилі 532 нм при нормальному падінні випромінювання діаметр глобул повинен складати 250 нм.

Залежності коефіцієнта відбиття R випромінювання від довжини хвилі λ при різних значеннях діаметра глобул і показника заломлення другого середовища представлені на рис. 1.17, а: $D = 249$ нм; $n_2 = 1,37189$ і на рис. 1.17, б: $D = 250$ нм; $n_2 = 1,36416$; (1) і (2) – це експериментальна і теоретична криві залежності коефіцієнта відбиття R штучного опала від довжини хвилі λ .

Спостерігається область відбиття на заданій довжині хвилі інтенсивного лазерного випромінювання (рис. 1.17, б); значення ширини стоп-зони при цьому дорівнює 0,5 нм (5Å). Чим менше різниця значень n_1 і n_2 , тим вужче ширина стоп-зони фотонного кристала. Теоретична крива 2 була отримана для нескінченного кристала без урахування загасання. Спостерігається якісне узгодження експериментальної і теоретичної залежностей. Наявні відмінності кривої 1 від кривої 2 обумовлені тим, що в процесі відбиття реальний внесок дає лише кінцеве число шарів внаслідок присутності дефектів і неоднорідностей в опаловій матриці. Теоретична крива 2 (рис. 1.17, в) спектра відбиття фотонного кристала була розрахована відповідно до одновимірної моделі досліджуваного фотонного кристала, справедливої для нормального падіння випромінювання на поверхню. При цьому в розрахунках зазначених залежностей використані формули (1.2) – (1.3). Діаметр глобул кремнезему $D = 250$ нм, показник заломлення першого середовища (глобул кремнезему) $n_1 = 1,36$, показник заломлення введеного в пори кристала речовини (в даному випадку повітря) $n_2 = 1,0$.

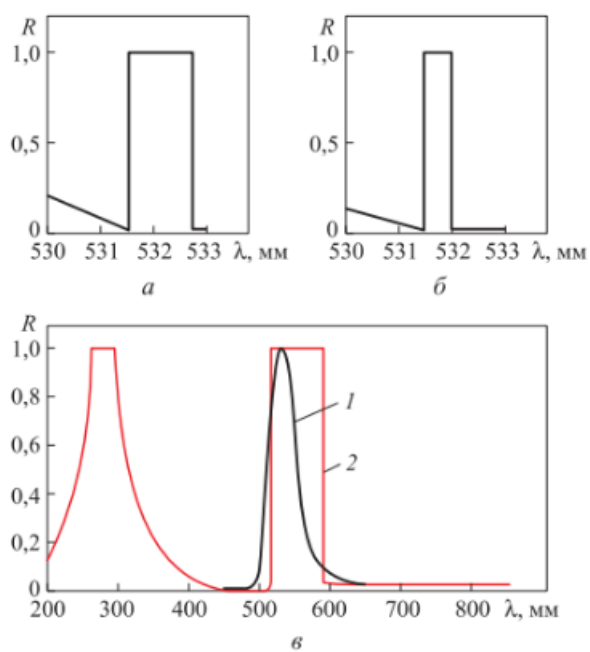


Рисунок 1.17 – Залежності коефіцієнта відбиття R випромінювання від довжини хвилі

2 ВЛАСТИВОСТІ ВУЗЬКОСМУГОВИХ ФІЛЬТРІВ НА ОСНОВІ ФОТОННИХ КРИСТАЛІВ

2.1 Модель двовимірного фотонного кристала

Розглянемо фотонні кристали, що складаються з 2D масивів діелектричних стрижнів. Ці масиви утворюють квадрат або трикутник із ґрат, вони вбудовані в паралельному металевому хвилеводі. Рис. 2.1 ілюструє випадок для квадратної ґратки. На цій основі можна створити хвилевід, в який введено дефект періодичності всередині кристалу, оточений кінцевим числом рядів N , де періодично зустрічаються діелектричні стрижні.

Добре відомо, що хвилі, які направляють ці 2D фотонні кристали (хвилеводи), може бути розкладена на поперечні електричні (ТЕ: E_x , E_y , H_z) і поперечні магнітні (ТМ: E_x , E_y , H_z) моди, які можуть також позначатися як Н-поляризовані і Е-поляризовані моди, відповідно. Різні чисельні методи використовуються для аналізу смугової структури і характеристик передачі для фотонно-кристалічних пристроїв. Зокрема, досить широко застосовується метод розкладання по плоским хвилям. Для отримання точних результатів з помилкою менше 1 %, потрібна значна кількість складових хвиль.

Структура, зображена на рис. 2.1, містить дві хвилеводні ділянки, які поєднані через вигин фотонно-кристалічного хвилеводу. Для мінімізації втрат на вигині фотонно-кристалічного хвилеводу застосовується спеціальна вставка, які забезпечує значне зниження радіаційних втрат. Крім того, в цій схемі використовується локальний дефект, який забезпечує резонансний зв'язок між ділянками хвилеводу.

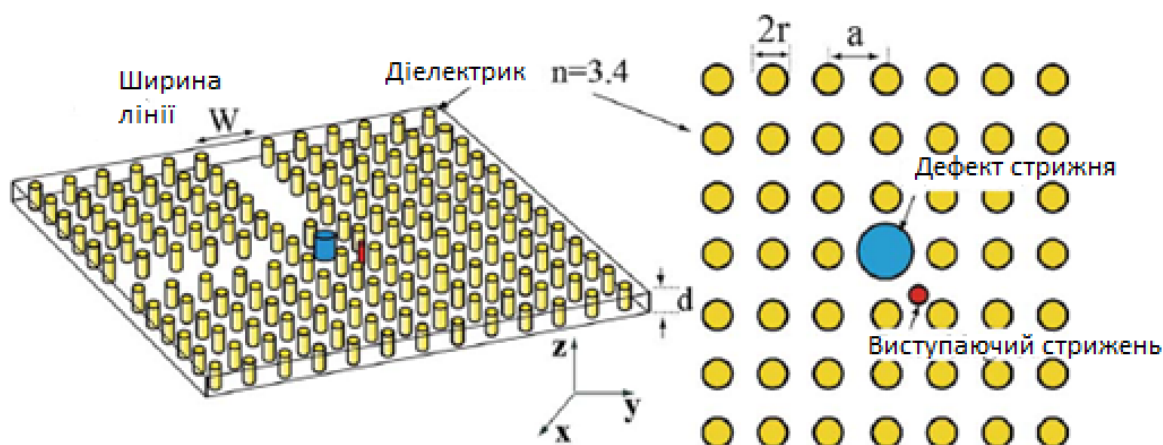


Рисунок – 2.1 Двовимірний фотонний кристал [5]

2.2 Властивості фотонно-кристалічного хвелеводу

Для отримання характеристик передачі фотонно-кристалічного хвелеводу зазвичай виконується моделювання в різноманітних програмних пакетах [6]. Розглянемо один конкретний випадок. Фотонний кристал побудований на сітці розміру $N_x = 919$, $N_y = 219$ з ідеально підібраними шарами (PML) на кордонах обчислювального вікна. Лінійний дефект періодичності був створений шляхом видалення одного ряду діелектричних стрижнів, як показано на рис. 2.2, а, [7, 8], на якому показана частотна залежність потужності передачі (S_{21}) для 1, 2 і 3 рядів, на рис. 2.2, б – коефіцієнти передачі (S_{21} , чорний) і відбиття (S_{11} , червоний) для 3 рядків, на рис. 2.2, в – розподіл Ez-полів, на рис. 2.2, г – дисперсія домінуючого режиму (робочої моди структури). Слід відзначити, що частотні характеристики фотонно-кристалічного хвелеводу досить суттєво залежать від його конфігурації. Зокрема, від ширини хвелеводного каналу, який формується на основі лінійного дефекту періодичності фотонного кристалу.

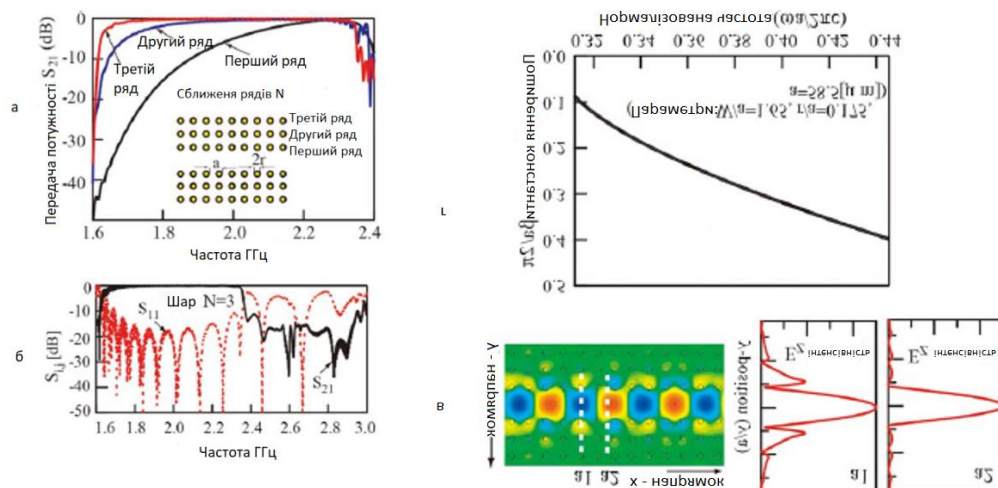


Рисунок 2.2 – Властивості прямолінійного хвилеводу.

Хвилевод збуджується ТМ поляризованим Гауссівським модульованим імпульсом з центральною частотою $0,35a/\lambda$. Ключовим фактором при розробці хвилеводу на основі фотонного кристалу є коефіцієнт передачі S_{21} . Моделювання виконується для хвилеводів з різною шириною каналу і потім аналізується збіжності втрат передачі, як функції кількості рядків N , використаних для формування лінійного дефекту фотонного кристала (рис. 2.2, а).

Потім отримуються спектри пропускання і відбиття для фотонного кристала з трьома рядами діелектричних стрижнів, як показано на рис 2.2 , б: хвилевод з $N=3$ має сильне обмеження для режиму ТМ хвиль в діапазоні частот від 1,7 ТГц до 2,3 ТГц. Слід зазначити, що цей лінійний дефект хвилеводу є одномодовим. На рис 2.2, г показана відповідна дисперсійна залежність.

На рис. 2.3 представлена зонна структура фотонного кристала, що складається з кремнієвих стрижнів в повітрі, розрахована з використанням метода розкладання по плоским хвилям з утриманням хвилі. В цьому випадку нормований радіус циліндрів складає $r/a=0,175$.

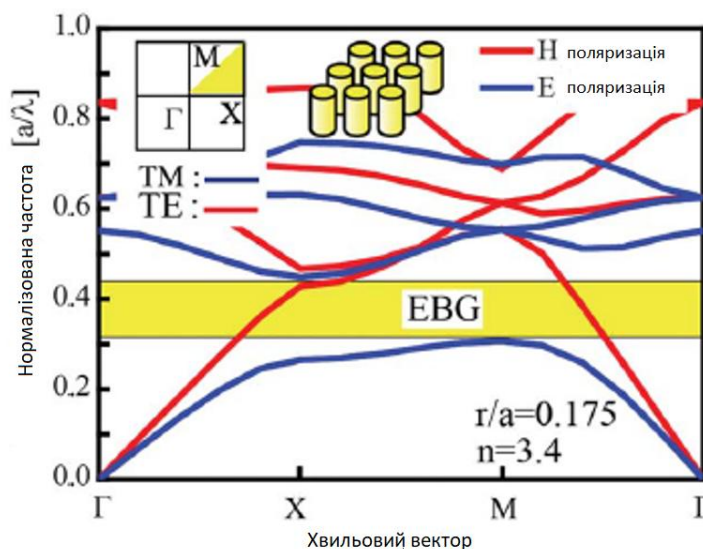


Рисунок 2.3 – Зонна структура фотонного кристала

2.3 Модель мікрорезонатора і його властивості

У багатьох сучасних застосуваннях терагерцових хвиль важливу роль грають різноманітні частотно-селективні елементи. Зокрема, існує попит на функціональні, високопродуктивні компоненти, такі як фільтри, в мережах високошвидкісних систем зв'язку малого радіусу дії.

Розглянемо основні характеристики кількох прикладів фотонно-кристалічних резонаторів, які використовуються в таких пристроях. Ці резонатори зазвичай формуються на основі локальних (точкових) дефектів періодичності фотонних кристалів різної розмірності.

Резонансні моди таких структур розраховуються з використанням наближення супер-комірки. На рис 2.4, а представлено схему вузькосмугового мікрорезонаторного фільтра на основі фотонного кристалу з діелектричних стрижнів. На рис. 2.4, б представлено розподіл поля для довжини хвилі 58,5 мкм і нормованого радіусу циліндрів $r = 0,175a$. На рис. 2.4, в наведені характеристики відбиття (червоний колір) і пропускання (чорний колір) в залежності від частоти. Радіус дефектних стрижнів R_d дорівнює $0 < R_d < 2,5r$. Постійна решітки складає 58,5 мкм. Область супер-комірок має дрібну сітку з числом осередків в розмірах x і y , що становлять $N_x=191$ і $N_y=191$ відповідно.

На межі структури використовується сім шарів PML-структури для поглинання всієї енергії, що виходить.

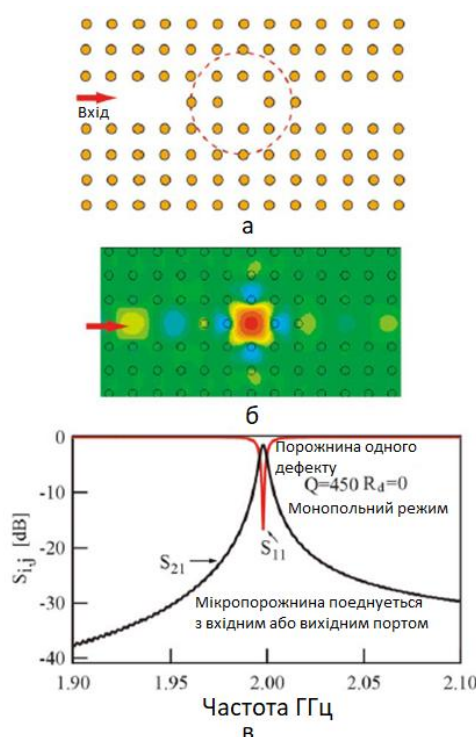


Рисунок 2.4 – Вузькосмуговий мікрорезонаторний фільтр

Дві вироджені диполеподібні режими можуть існувати незалежно один від одного за рахунок збурення порожнини фотонно-кристалічного резонатора через введення додаткового діелектричного стержня (рис 2.5). На рис. 2.5. а представлено схему такого пристрою, де точковий дефект формується додатковим кремнієвим стрижнем з радіусом $R_d = 51,6r$. На рис. 2.5, б представлено розподіл поля для $a = 558,5$ мкм і $r = 50,175a$. На рис. 2.5, в представлено частотні характеристики відбиття (червоний колір) і пропускання (чорний колір). Коли немає ніяких збурень, тільки один TM_{210} або TM_{120} подібний режим збуджується в фотонно-кристалічному резонаторі через хвилевід. Додавання невеликого стрижня збурення радіуса R_d викликає зміну просторового розподілу поля за рахунок виродження мод фотонно-кристалічного резонатора.

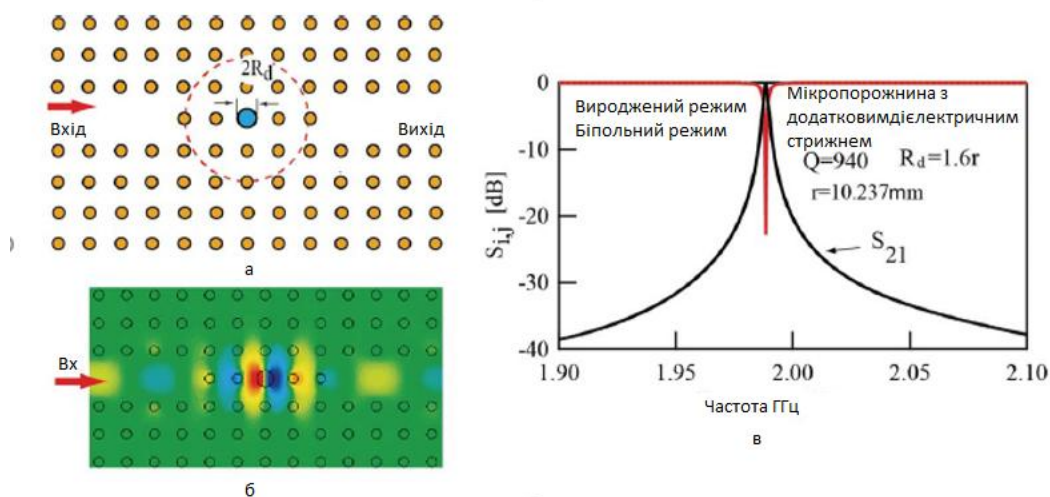


Рисунок 2.5 – Точковий дефект вузькосмугового мікрорезонаторного фільтра з додатковим кремнієвим діелектричним стрижнем

При збільшенні радіусу R_d дефектного стрижня виникає квадрупольний резонанс (мода), частота якого знаходиться в забороненій зоні. Однак цей квадрупольний режим не узгоджується з основним режимом портів введення та виведення. Далі розглянемо характеристики передачі двох типів мікропорожнин, узгоджених з лінійними дефектами періодичності, що формують хвилеводи. Схеми порожнин (що складаються з квадратних решіток Si стрижнів в повітрі), а також результати моделювання показані на рис. 2.6. Зрозуміло, що конфігурація структури досить сильно впливає на спектральні характеристики. Просторовий розподіл поля локальних дефектів обумовлює ступінь зв'язку між вхідним та вихідним хвилеводами. Друга схема забезпечує існування кількох досить сильних резонансів проходження. Отже, на цій основі можна розробляти доволі вузько смугові фільтри в інфрачервоному та терагерцовому діапазонах.

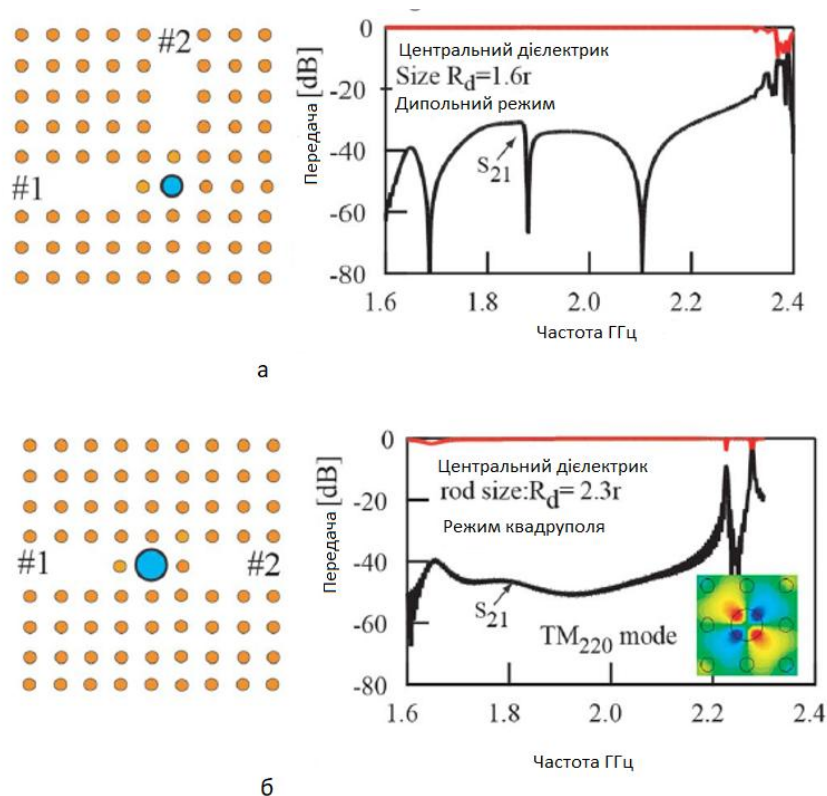


Рисунок 2.6 – Структура мікропорожнин точкових дефектів

2.4 Електродинамічні властивості фотонно-кристалічних резонаторів

З точки зору структури дефектів періодичності фотонно-кристалічні резонатори (ФКР) можна розділити на L_n ($n \geq 3$) резонатори, H_m ($m = 0, 1, 2$) резонатори, резонатори на фотонній забороненій зоні, кільцеві резонатори і резонатори на зв'язаних хвилеводах. Схеми цих різновидів представлені на рис. 2.7 [38, 39].

Якщо розглянути в якості базової структури резонатор на зв'язаних хвилеводах, то можна проаналізувати резонансні властивості і принципи функціонування цих варіантів ФКР.

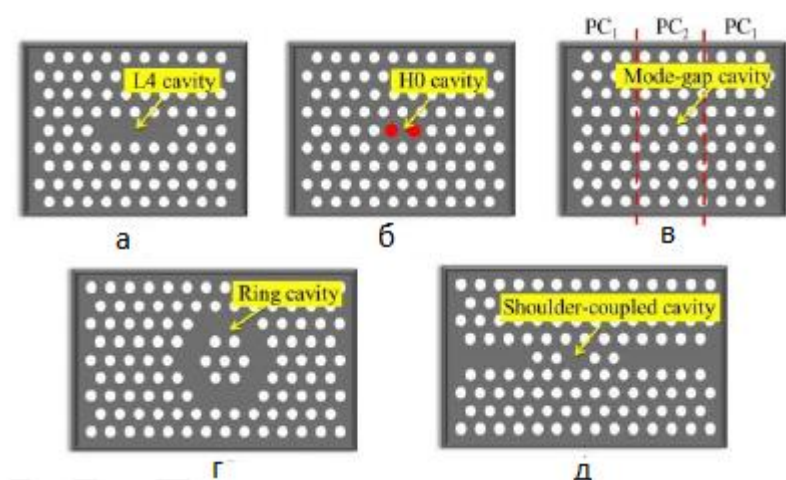


Рисунок 2.7 – Схематичні зображення резонансних структур [38, 39]

Для початку проаналізуємо властивості фотонно-кристалічного хвилеводу, який формується шляхом видалення центрального ряду повітряних отворів від ідеального фотонного кристалу вздовж напрямку x , як показано на рис. 2.8, а, де a – постійна ґратки, r – радіус повітряних отворів, d – ширина хвилеводу, а h – товщина плити [39].

Його основна властивість в тому, що світло може направлятися тільки уздовж лінійного дефекта, так як світло обмежено в інших напрямках за рахунок повного внутрішнього відбиття через відмінності показника заломлення між різними шарами та ефекту фотонної забороненої зони. На рис. 2.8, б показано розрахунковий розподіл електричного поля. Частота передачі світла знаходиться в межах фотонної забороненої зони, яка зазвичай визначається з використанням вільних пакетів MPB та MEER [40].

Очевидно, що ТЕ-поляризоване світло може бути сильно обмежено в області хвилеводу як у горизонтальному напрямку, так і у вертикальному напрямку, і витік світла за межі хвилевода дуже малий. Проте, коли чотири порожні отвори вводяться в центрі цього хвилевода, щоб сформувати резонатор, узгоджений з хвилеводом, то велика частина світлової енергії буде сильно локалізована в центральній частині ФКР, як показано на рис. 2.9, а.

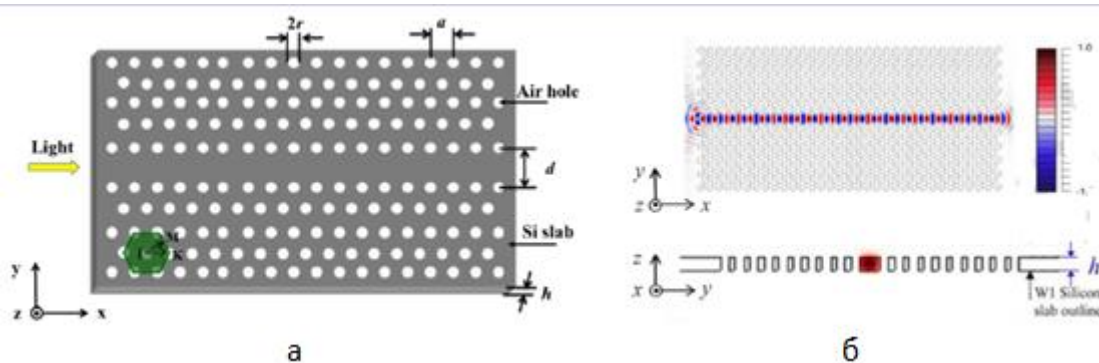


Рисунок 2.8 – Схематична структура хвилеводу (а) і відповідний їй розподіл електричного поля (б)

Відповідна спектральна характеристика представлена на рис. 2.9, б. Очевидно, що фотонно-кристалічний хвилевід має доволі широкий частотний діапазон, в якому має досить високий коефіцієнт пропускання. В той же час спектр пропускання ФКР представляється дуже вузькою кривою Лоренца з певною резонансною частотою. А саме, тільки світлова енергія на резонансній частоті може витікати з ФКР у вихідний хвилевід.

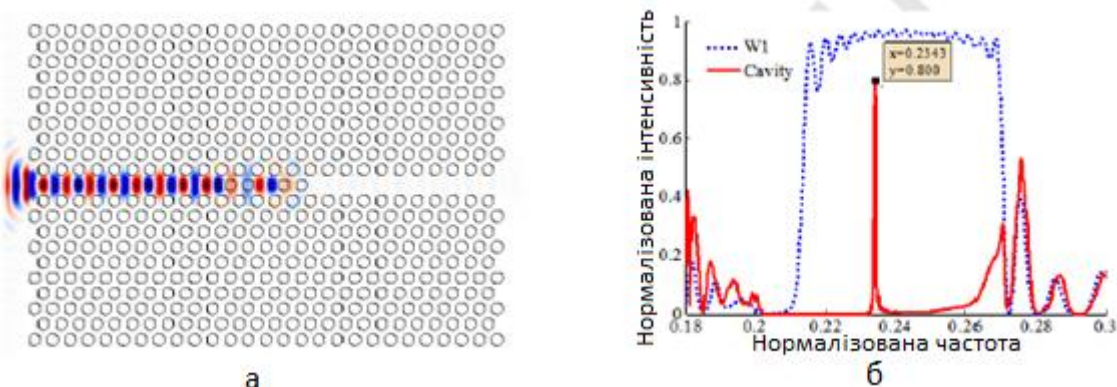


Рисунок 2.9 – Розподіл електричного поля фотонно-кристалічного резонатора (а) і спектри пропускання хвилеводу і ФКР (б)

Зв'язок між нормованою інтенсивністю передачі електромагнітної енергії через ФКР і робочою частотою ω можна представити приблизно як функцію Лоренца [39]:

$$T(\omega, \omega_0) = \frac{\left(\frac{\omega_0}{2Q}\right)^2}{\left(\frac{\omega_0}{2Q}\right)^2 + (\omega - \omega_0)^2}, \quad (2.1)$$

де ω_0 – резонансна частота;

Q – добротність цього ФКР:

$$Q := \left(\frac{1}{Q_\omega} + \frac{1}{Q_r} \right)^{-1} = \frac{Q_r \cdot Q_\omega}{Q_\omega + Q_r} \quad (2.2)$$

де Q_ω – час життя світла, що попадає з резонатора в хвилевід;

Q_r – час життя світла що випромінюється з ФКР в навколишнє середовище.

Через унікальні властивості сильного обмеження поля і високу добротність ФКР, резонанс цієї структури дуже чутливий до змін навколишнього середовища. Резонансна довжина хвилі λ_0 ($\lambda_0 = a / \omega_0$) ФКР буде зсуватися зі зміною показника заломлення дефектних отворів фотонного кристалу, так як показано на рис. 2.10. Аналогічно резонатору Фабрі-Перо, зсув резонансної довжини хвилі задовольняє умові:

$$\Delta\lambda := S \cdot \Delta n, \quad (2.3)$$

де S майже постійна, коли довжина резонансної хвилі змінюється в невеликому діапазоні, і є чутливістю вимірювання датчика на основі ФКР.

Дефектні отвори також можуть викликати зсув резонансної довжини хвилі. Таким чином, виникає можливість розробки високочутливих і ультракомпактних оптичних датчиків на основі ФКР [33, 36, 38, 39].

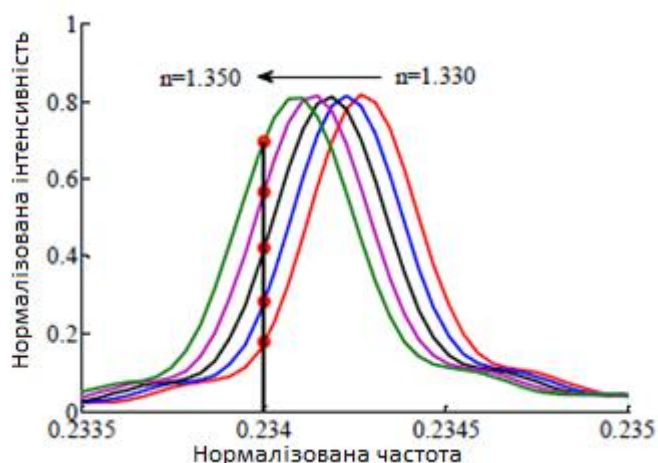


Рисунок 2.10 – Спектри пропускання ПКК при зміні показника заломлення дефектних дірок з 1,330 до 1,350 з інтервалом 0,005

Крім того, межа виявлення C датчика на основі ФКР може бути розрахована за допомогою чутливості вимірювання (S) і мінімального зсуву довжини хвилі фотонного кристалу ($\Delta\lambda_{min}$):

$$C := \frac{\Delta\lambda_{min}}{S}. \quad (2.4)$$

Для фотонного кристала співвідношення між $\Delta\lambda_{min}$ і добротністю Q виглядає наступним чином:

$$\Delta\lambda_{min} := \frac{\lambda_0}{10Q}. \quad (2.5)$$

Тому маємо:

$$\Delta\lambda_{min} := \frac{\lambda_0}{10Q \cdot S}. \quad (2.6)$$

З цього рівняння ми бачимо, що в даному випадку потрібні висока чутливість до зміни показника заломлення та висока добротність системи для поліпшення чутливих властивостей сенсорів на основі ФКР.

2.5 Датчик показника заломлення

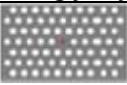
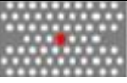
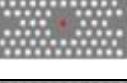
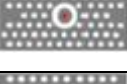
Як відомо, ФКР характеризуються сильною локалізацією поля і мають великий час життя фотона, який створює оптичну моду з резонансною довжиною хвилі, яка дуже чутлива до зміни показника заломлення середовища, що проникло в повітряні отвори структури. Таким чином можна реалізувати різні датчики на основі фотонного кристалу. Вимірювання зміни показника заломлення гліцерину у воді шляхом моніторингу резонансних зсувів довжин хвилі було вперше продемонстроване в [43].

Пропонований ФКР був сформований шляхом зменшення радіуса одного центрального отвору і мав добротність близько 400. Для вимірювання показника заломлення ультра-компактний датчик (чутлива область якого близько 10 мкм^2) продемонстрував чутливість вимірювання 200 нм (одиниці показника заломлення) і межу виявлення 0,002. Згідно з цим принципом, різні оптимізовані фотонні кристали були розроблені для подальшого поліпшення сенсорних властивостей датчиків. У таблиці 2.1 узагальнено структурні схеми ФКР і відповідні їм сенсорні властивості. У той же час був розроблений хвилевод нового типу, тобто щілинний фотонно-кристалічний хвилевод, теоретично запропонований і експериментально продемонстрований в [50].

Цей хвилевід має унікальні характеристики спрямування і локалізації світла у вузької щілини з низьким показником заломлення. Через розрив електричного поля і велику різницю показника заломлення на межі розділу кремнію і щілини, режим резонатора всередині щілини може бути значно посилений. У 2008 р. був запропонований новий фотонно-кристалічний хвилевід, в якому порожнина була сформована шляхом локальної модифікації декількох отворів, прилеглих до хвилеводу [51–53]. Результати моделювання показали, що високий рівень добротності може бути отриманий в таких

резонансних структурах ($2 \cdot 10^5$). Потім в 2009 р. було експериментально продемонстровано, що висока добротність до 50000 і сильна чутливість до 1500 нм можуть бути досягнуті в структурах, які формувалися шляхом зміни кроку навколишнього фотонного кристалу уздовж осі щілинного хвилеводу.

Таблиця 2.1 – Порівняння різних ФКР, які використовуються для датчиків і їх сенсорні властивості

Схематична структура	Добротність	Чутливість (нм)	Межа виявлення	Експеримент/ моделювання	Рік
	400	200	0,002	експеримент	2004
	3820	330	0,001	моделювання	2008
	400	155	0,018	експеримент	2008
	3000	63	0,006	експеримент	2008
	17890	500	0,0001	моделювання	2013
	2966	131,7	$3,797 \cdot 10^7$	моделювання	2014
	10^7	330	$1,24 \cdot 10^5$	моделювання	2014
	10^7	160	$8,75 \cdot 10^5$	моделювання	2015
	50000	1500	$7,8 \cdot 10^6$	експеримент	2009
	7500	370	$2,3 \cdot 10^5$	експеримент	2013
	2500	235	$1,25 \cdot 10^5$	експеримент	2014

Вищевказані результати показали, що ФКР з сильною локалізацією поля і високою добротністю можуть використовуватися для вимірювання показника заломлення поряд із зсувом довжини хвилі резонансного піку.

Результати вимірювань також можуть бути основою для розроблення деяких інших датчиків, таких як біосенсори, хімічні датчики, механічні датчики

і датчики газу, в яких зміна вимірюваних параметрів може бути перетворена в варіації показника заломлення.

2.6 Аналіз результатів розрахунків

2.6.1 Смугові фотонно-кристалічні фільтри

Розробка різних пристроїв оптоелектроніки та фотоніки базується на фізичних властивостях хвильоводних і резонансних структур. Саме ці базові елементи визначають експлуатаційні характеристики більш складних систем. В даний час велика увага дослідників приділяється фотонно-кристалічним структурам, які здатні забезпечувати дуже високу ступінь просторової локалізації електромагнітної енергії. Основн. фізичною причиною цього є наявність фотонних заборонених зон. У цих частотних діапазонах світлові хвилі не можуть розповсюджуватися в фотонних кристалах незалежно від напрямку. Практично всі фотонно-кристалічні хвильоводи й резонатори працюють в межах фотонних заборонених зон.

У зв'язку з цим рішення будь-якої задачі, пов'язаної з дослідженнями і розробкою пристроїв фотоніки, починається з визначення дисперсійних властивостей фотонних кристалів, на основі яких вони будуються. Зазвичай фотонно-кристалічні структури виготовляються з матеріалів з добре вивченими фізичними властивостями – кремнію і арсеніду галію. Важливо враховувати, що всі матеріали, які використовуються для створення оптичних хвильоводів і резонаторів, повинні бути прозорими для електромагнітних хвиль цього діапазону.

У зв'язку з широким розповсюдженням волоконно-оптичних ліній передачі практично всі пристрої фотоніки проектується для роботи в діапазоні 1550 нм, який відповідає вікнам прозорості матеріалу серцевини волокна. У цьому діапазоні діелектрична проникність кремнію і арсеніду галію може прийнята як 12. Причому в цьому випадку можна не враховувати її залежність від частоти сигналу і вважати постійної в усьому розглянутому діапазоні.

На практиці реалізуються в основному два види симетрії фотонних кристалів: квадратна і трикутна. Кожна з них має свої переваги і недоліки. Однак фотонні кристали з трикутною симетрією мають важливу перевагу – вони мають найбільш широкі фотонні заборонені зони, що значно розширює можливості їх застосування.

Схематичні зображення двовимірних фотонних кристалів з квадратною і трикутною симетрією показані на рис. 2.11. Чорним кольором позначено діелектрик, білим кольором позначено повітря. Отже, дані рисунки фактично характеризують просторовий розподіл діелектричної проникності.



(a) – квадратна симетрія; (б) – трикутна симетрія.

Рисунок 2.11 – Типи симетрії фотонних кристалів

У даній роботі розглядається конфігурація фотонного кристала, складена з діелектричних циліндрів круглого поперечного перерізу, виготовлених з арсеніду галію. Така структура може мати фотонні заборонені зони для ТМ поляризації випромінювання. У цьому випадку вектор напруженості електричного поля спрямований уздовж утворюючих діелектричних циліндрів (перпендикулярно площині малюнка). Фотонний кристал, сформований масивом діелектричних стрижнів, є найбільш зручним варіантом для практичної реалізації у вигляді дослідного макета в лабораторії.

Розробка вузькосмугового фільтра починається з вибору конфігурації хвилеводної структури, яка забезпечує перенесення електромагнітної енергії через пристрій, і резонансної структури, яка забезпечує частотно-селективні властивості пристрою в цілому. У якості хвилеводу використовується лінійний дефект в фотонному кристалі, який формується шляхом видалення одного ряду діелектричних циліндрів. В принципі, для формування хвилеводу досить змінити матеріал одного або декількох рядів циліндрів. На рис. 2.12 представлена схема лінійного фотонно-кристалічного хвилеводу з порожнистим каналом для передачі електромагнітної енергії.

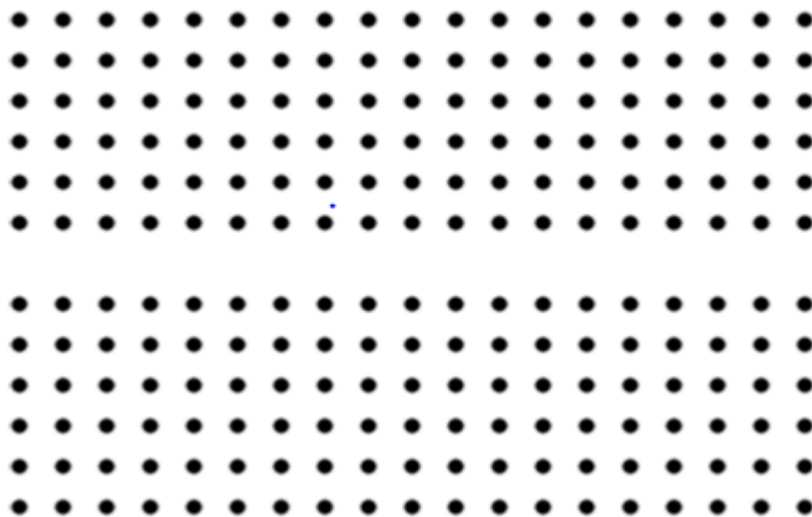


Рисунок 2.12 – Схема фотонно-кристалічного хвилеводу

Для дослідження спектральних властивостей і польових характеристик даного фотонно-кристалічного хвилеводу використовувався вільно розповсюджуваний комп'ютерний пакет МЕЕР, в основі якого лежить метод кінцевих різниць у часовій області (FDTD). Дисперсійні характеристик такого роду структур досить добре вивчені і можуть бути взяті з науково-технічної літератури.

На першому етапі досліджень необхідно визначити смугу пропускання даного хвилеводу. Очевидно, що ця смуга пропускання повинна збігатися з фотонною забороненою зоною фотонного кристала, на основі якого

сформовано хвилевід. Саме в цьому частотному діапазоні відбувається просторова локалізація енергії електромагнітного сигналу в області хвилеводного каналу.

При створенні комп'ютерної моделі використовувалися два порти: для подачі енергії в хвилевід (генератор) і детектування сигналу (приймач). На вхід хвилеводу подавався сигнал з Гауссівською огибаючою частотного спектра. Безрозмірна центральна частота вихідного сигналу вибиралася рівною 0,3, що є зворотною величиною від довжини хвилі випромінювання, вираженої в вибраних одиницях вимірювання довжини.

Очевидно, що в даному випадку відбувається нормування на швидкість світла у вакуумі, яка в обраній системі дорівнює одиниці. Наприклад, для того, щоб центральна довжина хвилі сигналу становила приблизно 1,5 мкм, слід вибрати просторовий масштаб моделі (одиницю виміру відстані) 0,5 мкм. На рис. 2.13 представлена спектральна характеристика фотонно-кристалічного хвилеводу, яка ілюструє залежність величини енергії, що пройшла через нього, від нормованої частоти.

На рисунку видна чітко виражена смуга пропускання хвилеводу, обмежена значеннями нормованої частоти 0,3 і 0,43. У цій смузі пропускання спостерігаються осциляції енергії сигналу через неоднорідність хвилеводу в поздовжньому напрямку. Оцінімо реальну ширину смуги пропускання такого хвилеводу в розглянутому діапазоні. Різниця безрозмірних частот на межах смуги пропускання дорівнює 0,13, що дає різницю в довжинах хвиль 1,008. Отже, ширина смуги пропускання становить приблизно 0,5 мкм.

Таким чином, даний фотонно-кристалічний хвилевід є смуговим фільтром з досить широкою смугою пропускання. Для формування вузькосмугового фільтра дану структуру необхідно доповнити резонатором. Необхідно відзначити, що власна частота цього резонатора повинна знаходитися в смузі пропускання хвилеводу.

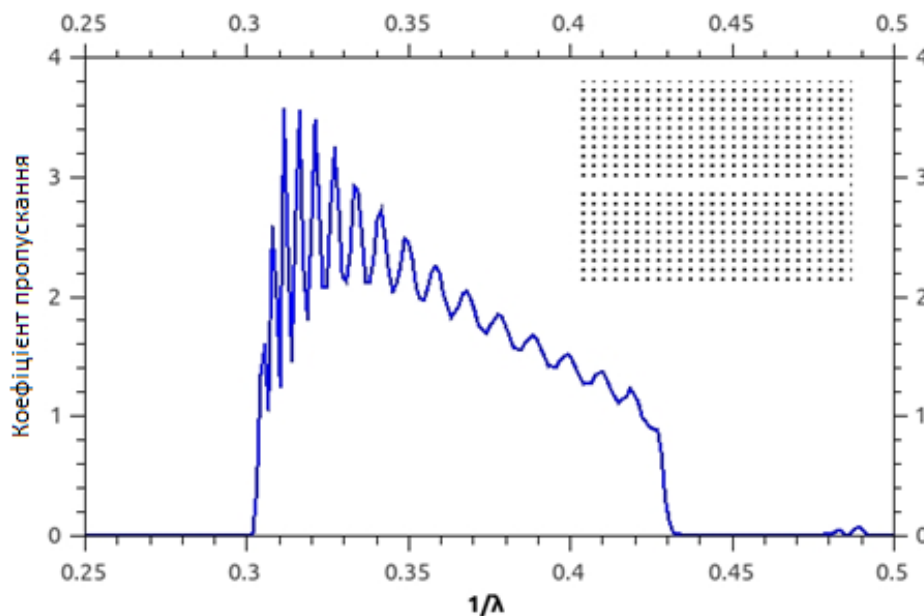


Рисунок 2.13 – Залежність енергії на виході фотонно-кристалічного хвилеводу від нормованої частоти

Зазвичай, фотонно-кристалічні резонатори формуються шляхом створення локальних дефектів в фотонних кристалах. Резонансна частота в цьому випадку визначається розмірами локального дефекту і його діелектричною проникністю аналогічно звичайним об'ємним резонаторам. Однак слід зауважити, що по своїй фізичній суті фотонно-кристалічні резонатори є відкритими.

На рис. 2.14 представлена схема, яка містить фотонно-кристалічний хвилевід і резонатор, сформований шляхом видалення одного діелектричного циліндра зі структури. Зі співставлення цієї структури і хвилеводної схеми мікрохвильового діапазону можна зробити припущення про наявність вузької смуги запирання в межах смуги пропускання хвилеводу.

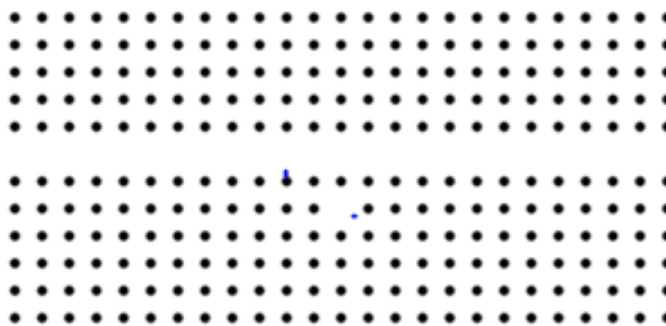


Рисунок 2.14 – Схема смугового фотонно-кристалічного фільтру

Ця смуга запирання визначається резонансною частотою приєднаного до хвильоводу резонатора. Результати чисельних розрахунків, представлені на рис. 2.15, повністю підтверджують це припущення. З спектральної характеристики видно, що в околиці частоти 0,378 спостерігається різкий спад енергії сигналу на виході фотонно-кристалічного хвильоводу. Отже, власна частота фотонно-кристалічного резонатора дорівнює 0,378 і на цій частоті відбувається найбільш ефективна локалізація енергії електромагнітного поля в області дефекту періодичності структури.

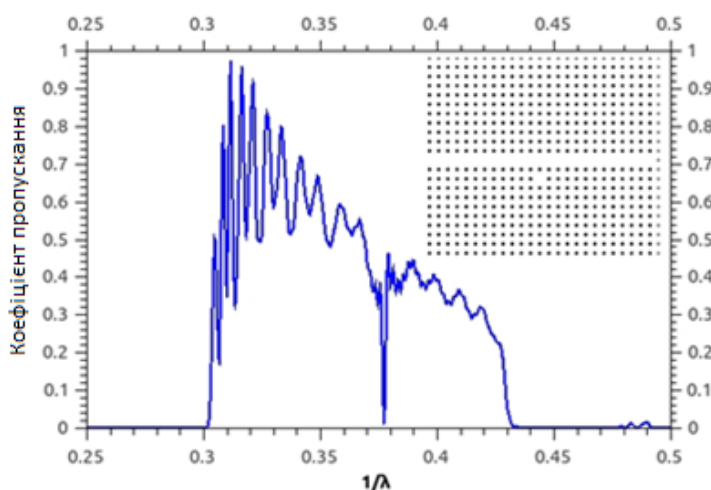


Рисунок 2.15 – Спектральна характеристика фотонно-кристалічного фільтру

На рис. 2.16 представлено просторовий розподіл напруженості електричного поля в досліджуваній структурі. Даний розподіл побудовано для

моменту часу, коли в структурі встановився деякий стійкий стан і енергія на виході хвилеводу не змінюється в часі. Для чисельних розрахунків використовувався монохроматичне джерело сигналу, частота якого дорівнює резонансній частоті фільтра (0,378).



Рисунок 2.16 – Просторовий розподіл амплітуди електричного поля в фотонно-кристалічній структурі

Очевидно, що в даному випадку реалізується резонанс в локальному дефекті фотонного кристала і відбувається «відкачування» енергії з хвилеводу в резонатор. Амплітуда поля в хвилеводі після проходження резонатора різко зменшується.

З рисунка видно, що в резонаторі реалізується основна мода. Розрахунки показують, що власна частота першої вищої моди такого резонатора знаходиться за межами фотонної забороненої зони. Тому даний фотонно-кристалічний резонатор є одномодовим.

Розглянемо далі конфігурацію фільтра з фотонно-кристалічним резонатором більшого об'єму. Його схема представлена на рис. 2.17. В даному випадку резонатор сформований шляхом видалення чотирьох діелектричних циліндрів. Відповідно відбувається збільшення резонансної довжини хвилі цього пристрою.

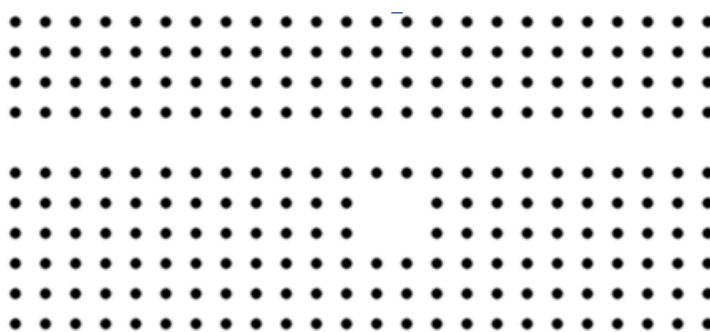


Рисунок 2.17 – Схема фотонно-кристалічного фільтру зі збільшеним резонатором

На рис. 2.18 представлена спектральна характеристика такого фотонно-кристалічного фільтру. На рисунку видно, що в околиці безрозмірної частоти 0,385 реалізуються два мінімуми проходження енергії сигналу через хвилевід. Оскільки відстань між цими мінімумами невелика, то можна припустити, що ці вузькі смуги запирання пов'язані з виродженим вищим типом коливань резонатора.

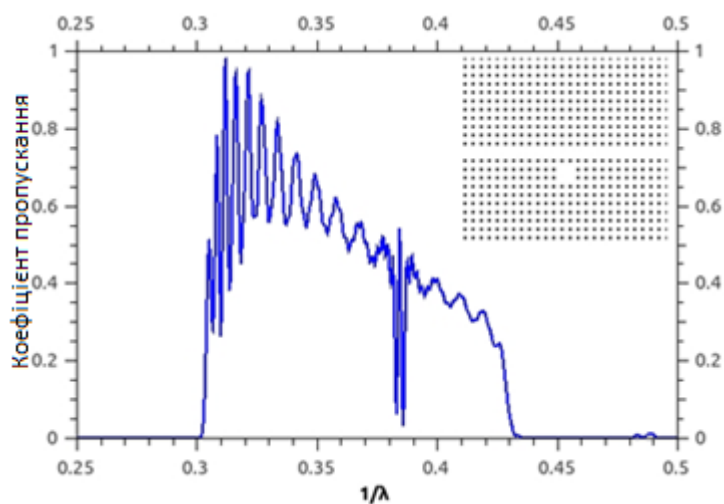


Рисунок 2.18 – Спектральна характеристика фотонно-кристалічного фільтру

Для перевірки цього припущення було проведено чисельні розрахунки просторового розподілу поля в структурі для двох частот, відповідних мінімуму проходження енергії сигналу через структуру. Результати цих розрахунків

представлені на рис. 2.19. Представлено тільки один розподіл поля, оскільки другий розподіл практично повністю з ним збігається.

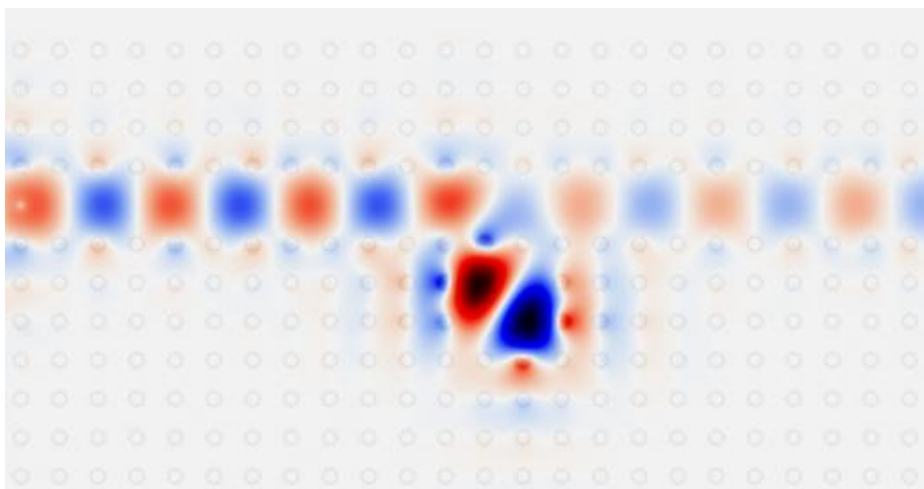


Рисунок 2.19 – Спектральна характеристика фотонно-кристалічного фільтру

З графіка видно, що в резонаторі реалізується перша вища мода з двома варіаціями поля уздовж кордонів локального дефекту періодичності. Додаткові розрахунки показують, що частота основної моди такого резонатора знаходиться за межами смуги пропускання фотонно-кристалічного хвилеводу.

Таким чином, в даному випадку реалізується фільтр з двома вузькими смугами запирання. Однак ефективність цих смуг запирання нижче, ніж для фільтра з одномодовим резонатором.

2.6 Вузькосмугові фотонно-кристалічні фільтри

Вузькосмугові фільтри знаходять широке застосування в спектроскопії і телекомунікаційних системах. Тому їх розробці та вдосконаленню постійно приділяється велика увага. Розвиток технологій виготовлення фотонно-кристалічних структур дав новий поштовх процесу удосконалення конструкцій і створення нових вузькосмугових фільтрів з поліпшеними експлуатаційними характеристиками.

Розглянемо одну з базових схем такого фотонно-кристалічного фільтра. Його схематичне зображення представлено на рис. 2.20. Видно, що в цьому випадку фотонно-кристалічний резонатор розташовується безпосередньо в хвилеводному каналі. Тому ширина смуги пропускання такого фільтра буде визначатися характеристиками резонатора. Чим більше періодів структури обмежує локальний дефект, тим більша добротність резонатора і вужча смуга пропускання фільтра.



Рисунок 2.20 – Схема вузькосмугового фотонно-кристалічного фільтра

Однак при цьому відбувається істотне зменшення енергії, що передається через фільтр. Тому необхідно знаходити компроміс між шириною смуги пропускання фотонно-кристалічного фільтра і коефіцієнтом пропускання пристрою в цілому. Як показують дослідження, результати яких наведені в літературі, в конфігурації фільтра досить обмежитися двома періодами структури, яка обмежує локальний дефект. Саме така схема розглядається в атестаційній роботі.

На рис. 2.21 представлена спектральна характеристика фотонно-кристалічного фільтра, показаного на рис. 2.20. На характеристиці виділяється вузький пік коефіцієнта проходження енергії сигналу через структуру. Слід зазначити, що центральна частота цього піку практично збігається з центральною частотою мінімуму проходження сигналу на рис. 2.13, що пояснюється схожістю конфігурацій фотонно-кристалічних резонаторів, які використовуються в цих схемах.

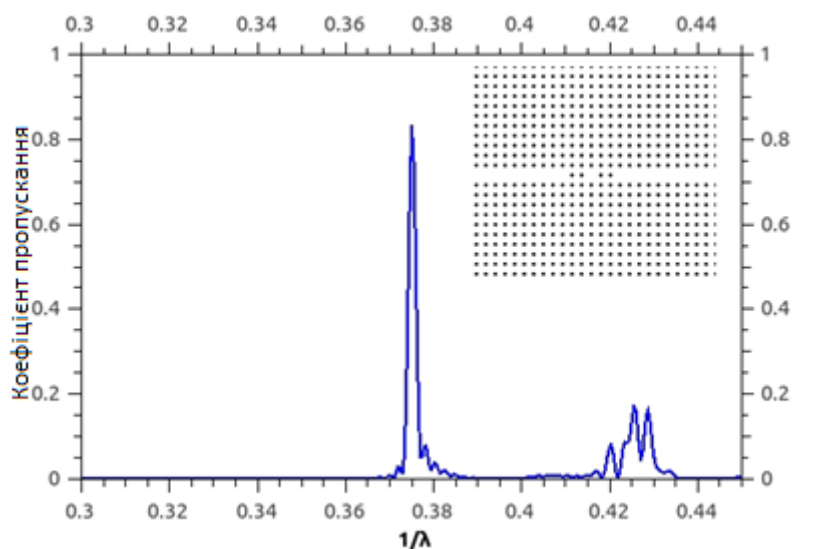


Рисунок 2.21 – Спектральна характеристика фотонно-кристалічного фільтру

Принцип дії цього фільтру дуже схожий на принцип дії загороджувального фільтру, розглянутого раніше. Відмінність полягає лише в закономірностях обміну енергією з фотонно-кристалічним хвильоводом. У загороджувальному фільтрі енергія забиралася з хвильоводу і накопичувалася в резонаторі. У вузькосмуговому фільтрі накопичення енергії в резонаторі забезпечує її передачу в вихідну частину хвильоводу. Для ілюстрації цього процесу були проведені чисельні розрахунки просторового розподілу амплітуди електричного поля в структурі для двох характерних значень частоти.

На рис. 2.22 представлено просторовий розподіл поля для резонансної частоти, яка в даному випадку дорівнює 0,375. Очевидно, що високий рівень проходження енергії в вихідний хвильовід забезпечується за рахунок резонансу в фотонно-кристалічному резонаторі. Відбиття енергії від резонансної структури практично не відбувається. Крім того, в даному випадку резонатор також збуджується на основній моді і зберігає симетрію розподілу поля в фотонно-кристалічному хвильоводі. Максимум амплітуди електричного поля реалізується в центрі резонатора, що відповідає поперечному розподілу поля в хвильоводі.

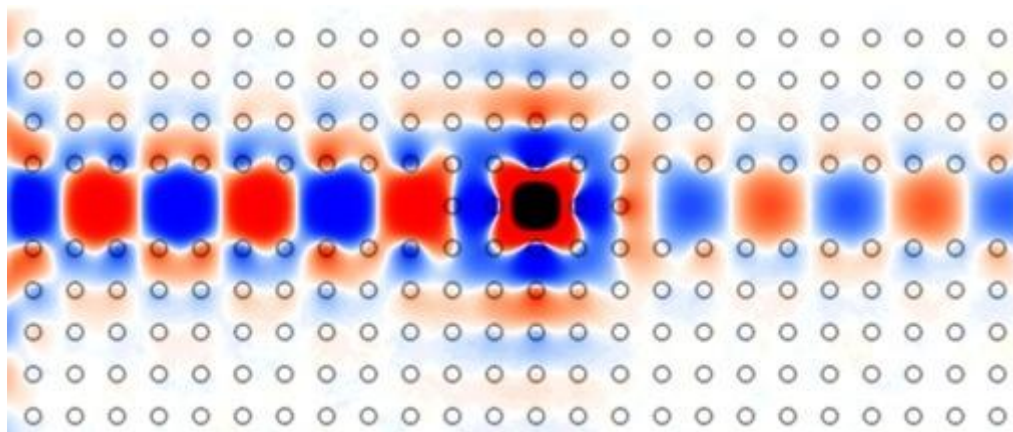


Рисунок 2.22 – Просторовий розподіл електричного поля в режимі пропускання фотонно-кристалічного фільтру

З рисунку видно, що розподіл поля в структурі є фактично симетричним, тобто наявність резонатора в фотонно-кристалічному хвилеводі практично не вносить спотворень в структуру хвилеводної моди. Крім того, симетричним є також розподіл поля в фотонно-кристалічному резонаторі.

Просторовий розподіл поля, зображений на рис. 2.23, відповідає безрозмірній частоті 0,36, яка не збігається з жодною з власних частот фотонно-кристалічного резонатора. Тому в даному випадку ефективно збудження резонатора не відбувається, і енергія електромагнітного поля практично не передається в вихідний хвилевід. Максимуми поля формуються в хвилеводі, за яким енергія сигналу подається в структуру. Це свідчить про сильне відбиття енергії від фотонно-кристалічного резонатора і формування стоячої хвилі на цій ділянці хвилеводу. Крім того, тут спостерігається асиметричний просторовий розподіл поля в області фотонно-кристалічного резонатора.

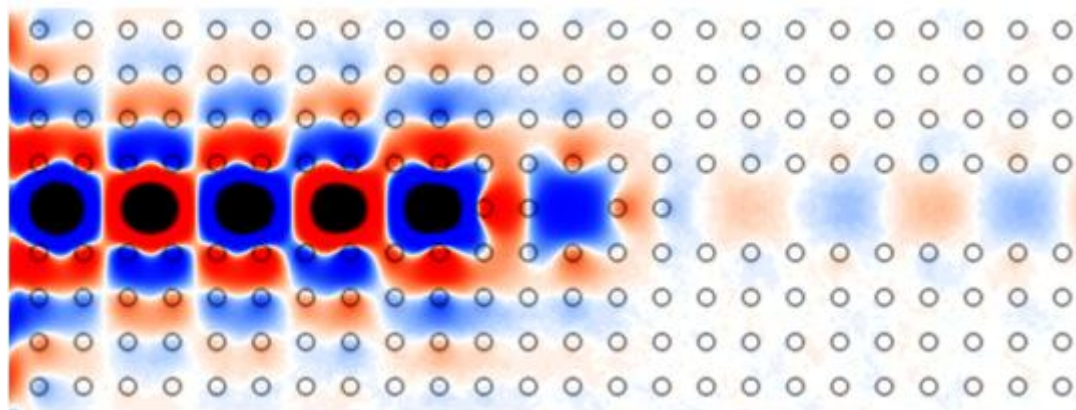


Рисунок 2.23– Просторовий розподіл електричного поля в режимі запирання фотонно-кристалічного фільтру

Розглянемо далі іншу схему смугового фільтру на основі фотонно-кристалічного резонатора (рис. 2.24). В цьому випадку резонатор формується шляхом видалення двох сусідніх діелектричних циліндрів. Відповідно відбувається збільшення ефективного об'єму резонатора і зміна спектра його власних частот. Очевидно, що частота основної моди зменшиться щодо значення для попередньої схеми резонатора.



Рисунок 2.24 – Схема вузькосмугового фільтру з модифікованим фотонно-кристалічним резонатором

Залежність коефіцієнта проходження сигналу через фільтр від частоти сигналу представлена на рис. 2.25, на якому спостерігаються дві вузькі смуги пропускання, причому в високочастотній смузі при значенні нормованої частоти 0,4107 відбувається практично повне проходження потужності сигналу

через фільтр. На частоті 0,3366 реалізується другий пік пропускання, однак максимальне значення коефіцієнта проходження тут менше, ніж у першому випадку (приблизно 0,15). Очевидно, що на частоті 0,4107 реалізується більш ефективний енергетичний зв'язок між вхідною і вихідною ділянками фотонно-кристалічного хвилеводу. Це може бути пов'язано з просторовою конфігурацією резонансної моди фотонно-кристалічного резонатора.

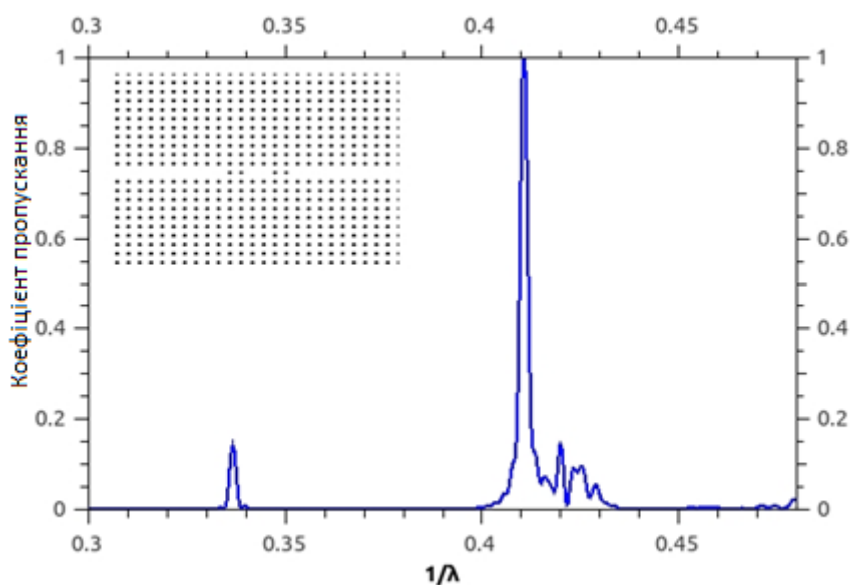


Рисунок 2.25 – Спектральна характеристика фотонно-кристалічного фільтру

Для визначення режимів збудження фотонів-кристалічного резонатора були проведені чисельні розрахунки просторового розподілу електричного поля в досліджуваній структурі. На рис. 2.25 представлені результати розрахунку для значення нормованої частоти сигналу 0,3366, що відповідає низькочастотній смузі пропускання фільтра. В даному випадку спостерігається збудження основної моди фотонно-кристалічного резонатора. Максимум інтенсивності електричного поля реалізується в центрі резонатора. З рисунка видно, що в системі відбувається досить сильне відбиття від фотонно-кристалічного резонатора, що зв'язує дві ділянки хвилеводу. Амплітуда поля в вихідному хвилеводі значно менше, ніж у вхідному, де за рахунок сильного відбиття

формується стояча хвиля. Отже, на основній моді фотонно-кристалічного резонатора ефективність передачі енергії сигналу в вихідний хвильовід досить низька.

На рис. 2.26 представлено просторовий розподіл електричного поля в структурі на частоті 0,4107, що відповідає практично повному проходженню енергії сигналу через фільтр. З рисунка видно, що в резонаторі реалізується дві варіації поля, тобто відбувається його збудження на першій вищій моді.

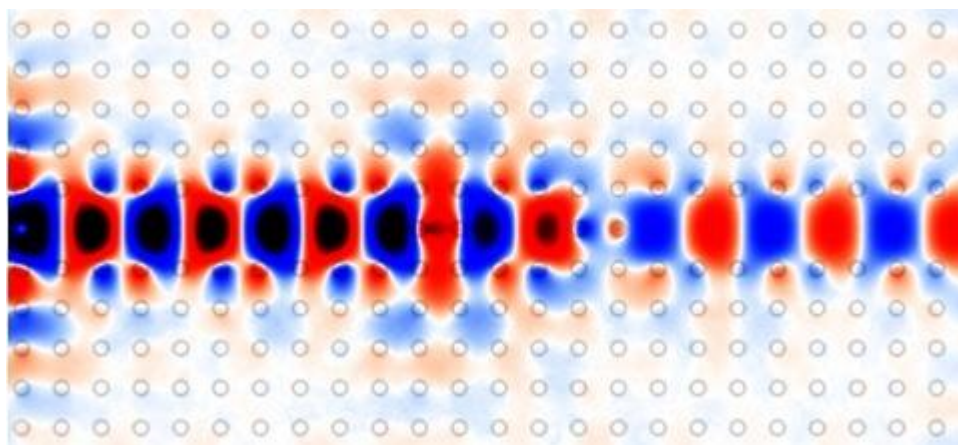


Рисунок 2.26 – Просторовий розподіл електричного поля в фільтрі для високочастотної смуги пропускання

Така конфігурація поля дозволяє ефективно збуджувати коливання в вихідній секції фотонно-кристалічного хвильоводу. Причиною цього є зміщення максимум інтенсивності електричного поля в резонаторі до його меж і відповідна зміна розподілу поля на межі між резонатором і вихідним хвильоводом. Слід зазначити, що і в даному випадку відбувається відбиття частини енергії сигналу від фотонно-кристалічного резонатора. Однак амплітуда поля на виході фільтра значно перевищує значення, отримане раніше для значення нормованої частоти 0,3366.

Розподіл поля, представлений на рис. 2.27, відповідає випадку, коли сигнал не проходить через систему і фільтр працює в режимі запирання (нормована частота 0,38). Дана частота не є власною для розглянутого фотонно-кристалічного резонатора.

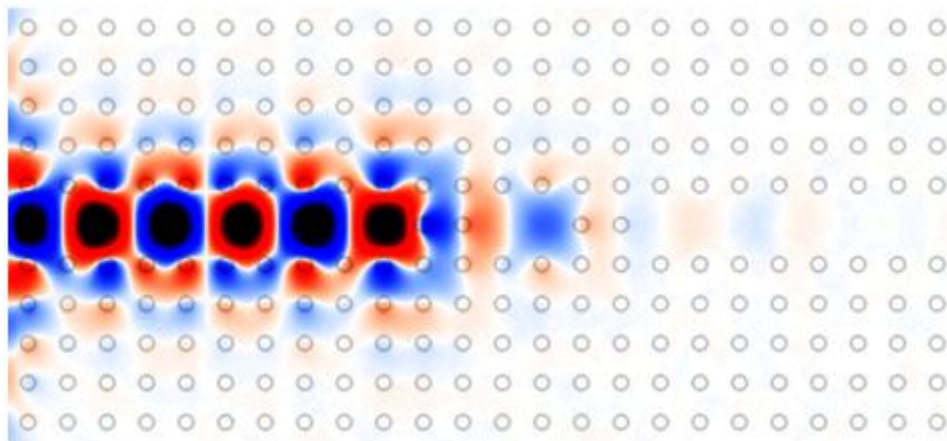


Рисунок 2.27 – Просторовий розподіл електричного поля в фільтрі для смуги запирання

Отже, в даному випадку не відбувається збудження резонатора і амплітуда поля в ньому невелика. Відповідно практично відсутній зв'язок між вхідною і вихідною ділянками фотонно-кристалічного хвилеводу. Відбувається практично повне відбиття сигналу від резонансної структури, розташованої в хвилеводному каналі.

Таким чином, в даній конфігурації фотонно-кристалічного резонатора в смугу пропускання хвилеводу потрапляє основна і перша вища моди. Найкращим режимом з енергетичної точки зору є використання фотонно-кристалічного резонатора на першій вищій моді. Це обумовлено особливостями просторового розподілу поля в фотонно-кристалічному резонаторі.

ВИСНОВКИ

В атестаційній роботі проведено огляд науково-технічної літератури з питань, що стосуються фізичних властивостей фотонно-кристалічних структур, їх практичної реалізації, формування хвильоводних і резонаторних систем на основі фотонних кристалів, проведено розрахунок цих спектральних і польових характеристик.

Вивчено основні конфігурації фотонно-кристалічних смугових фільтрів і фізичні принципи, які лежать в основі їх принципу дії.

Вивчено базові можливості комп'ютерного пакету MEER для моделювання та розрахунку різних експлуатаційних характеристик фотонно-кристалічних хвильоводів та резонаторів.

Розроблено моделі смугових пропускаючих і загороджувальних вузькосмугових фільтрів на основі фотонно-кристалічних резонаторів.

На основі результатів чисельних розрахунків отримано спектральні характеристики фотонно-кристалічних фільтрів і просторові розподіли електричного поля в цих структурах.

Визначено найбільш ефективні режими збудження фотонно-кристалічних резонаторів, які забезпечують функціонування вузькосмугових фільтрів.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. E.Yablonovich. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics // Phys. Rev. Lett., 58 (1987) 2059.
2. A.S.Sinitskii, A.V.Knot'ko, Yu.D.Tretyakov. Silica photonic crystals: synthesis and optical properties. Solid State Ionics, Vol. 172, 2004, P. 477-479.
- 3.A.S.Sinitskii, S.O.Klimonsky, A.V.Garshev, A.E.Primenko, Yu.D.Tretyakov. Synthesis and microstructure of silica photonic crystals., Mend. Comm., Vol. 14, 2004, P. 165-167.
4. A.S.Sinitskii, A.V. Knot'ko, Yu.D. Tretyakov. Synthesis of Photonic Crystals via Self-Assembly of Monodisperse Co.
5. Perfect Waveguide Intersection. – <http://jdl.mit.edu/photons/cross.html>.
(Полностью материал см. в работе: Johnson S.G., Manolatu Ch., Fan Sh., Villeneuve P.R., Joannopoulos J.D., Haus H.A. Elimination of Crosstalk in Waveguide Intersections. – Optics Letters, 1998, Dec, №23.
6. Fan Sh., Villeneuve P.R., Joannopoulos J.D., Haus H.A. Channel Drop Filters in Photonic Crystals. – Optics Express 4, 1998, 6 July, Vol. 3, №1.
7. Gaughan Richard. Researchers Create Tunable Photonic Bandgap Crystal. – Photonics Spectra, 2000, Jan. Vol. 34, №1.
8. Подгорный И. N4PC: Низкочастотный фильтр // Радиолобитель. 1996. № 2. С. 29.
9. Попов С.И. Активный низкочастотный CW/Notch-фильтр // Радио-Дизайн. 1993.№ 1. С. 6–10.
10. Горелик В.С. Оптические и диэлектрические свойства наноструктурированных фотонных кристаллов, заполненных сегнетоэлектриками и металлами // Физика твердого тела. 2009. Т. 51. № 7. С. 1252–1257.
11. Белотелов В.И., Звездин А.К. Фотонные кристаллы и другие метаматериалы. Сер.Библиотечка «Квант». М.: Бюро Квантум, 2006. 140 с.

12. Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics // Phys. Rev. Lett. 1987. №. 58. P. 2059.
13. Блохин С.А., Усов О.А. Оптические исследования двумерного фотонного кристалла с квантовыми точками InAs/InGaAs в качестве активной области // Физика и техника полупроводников. 2006. Т. 40. № 7. С. 833–838.
14. Ивченко Е.Л., Поддубный А.Н. Резонансные трехмерные фотонные кристаллы // Физика твердого тела. 2006. № 48 (3). С. 540–547.
15. Войнов Ю.П., Горелик В.С., Злобина Л.И., Филатов В.В. Спектры отражения опалов с порами, заполненными золотом или серебром // Неорганические материалы. 2009. Т. 45. № 10. С. 1211–1216.
16. Горелик В.С., Филатов В.В. Закон дисперсии акустических волн в фоновых кристаллах, заполненных диэлектриком или металлом // Краткие сообщения по физике. 2010. № 2. С. 42–44.
17. Горелик В.С., Пудовкин А.В. Резонансные глобулярные фотонные кристаллы, заполненные наночастицами $\text{Al}_2\text{O}_3:(\text{Cr}^{3+})$ // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2013. № 2. С. 43–49.
18. Горелик В.С., Вошинский Е.А. Конверсионное отражение света от поверхности глобулярных фотонных кристаллов с люминесцирующими центрами // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2012. № 3. С. 20–30.
19. Быков В.П. Спонтанное излучение в периодической структуре // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. Вып. 2. С. 505–513.
20. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Теоретическая физика. Т. IV. Квантовая электродинамика. М.: Физматлит, 2002. 720 с.
21. MEEP: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method [Text] / A. F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, and others; Computer Physics Communications. – 2010. – Vol. 181. – P. 687–702.
22. Joannopoulos J. D. Photonic Crystals. Molding Flow of Light [Text] / J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, Winn J. N., R. D. Meade. – by Princeton University, 2008. – 305 p.