

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)

Кафедра Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА Пояснювальна записка

рівень вищої освіти перший (бакалаврський)
МОДЕЛЮВАННЯ ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНИХ ХВИЛЕВОДІВ
ТА ЇХ ОПТИМІЗАЦІЯ
(тема)

Виконав:
здобувач 4 року навчання,
групи МТІОЛСу-22-1
Микита СОЛОГУБ
(власне ім'я, прізвище)

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

Тип програми освітньо-професійна

Освітня програма «Інженерія оптичних та лазерних систем»
(повна назва освітньої програми)

Керівник проф. каф. ФОЕТ Євген ОДАРЕНКО
(посада, власне ім'я, прізвище)

Допускається до захисту

Завідувач кафедри ФОЕТ _____
(підпис)

Олександр ГНАТЕНКО
(власне ім'я, прізвище)

2025 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет _____ Електронної та біомедичної інженерії _____

Кафедра _____ Фізичних основ електронної техніки _____

Рівень вищої освіти _____ перший (бакалаврський) _____

Спеціальність _____ 152 Метрологія та інформаційно-вимірвальна техніка _____
(код і повна назва)

Тип програми _____ освітньо-професійна _____

Освітня програма _____ «Інженерія оптоінформаційних та лазерних систем» _____
(повна назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри _____
(підпис)

«_____» _____ 20 ____ р.

ЗАВДАННЯ

НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ

здобувачеві _____ Сологубу Микиті Костянтиновичу _____
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи _____ Моделювання фотонно-кристалічних хвилеводів та їх оптимізація _____

затверджена наказом університету від «23» _____ травня _____ 2025 р. № 409 Ст _____

2. Термін подання здобувачем роботи до екзаменаційної комісії _____ 15 _____ липня _____ 2025 р. _____

3. Вихідні дані до роботи _____ основні фізичні властивості двовимірних фотонних кристалів та хвилеводних структур на їх основі; дві конфігурації фотонно-кристалічних хвилеводів з різним заповненням хвилеводного каналу; методологія та програмні засоби для розрахунку характеристик власних режимів фотонних кристалів та фотонно-кристалічних хвилеводів. _____

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі _____

1 Основні поняття про фотонні кристали. 2 Фотонні кристали та пристрої на їх основі. _____

3 Переваги застосування фотонно-кристалічних структур в різних частотних діапазонах. _____

5 Фотонно-кристалічні хвилеводи. 6 Відкриті програмні пакети для моделювання фотонно-кристалічних структур. 7 Розрахунок дисперсійних та польових характеристик різних конфігурацій фотонно-кристалічних хвилеводів та визначення змінних параметрів для оптимізації електродинамічних характеристик. _____

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій
Демонстраційний матеріал – 14 слайдів

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Строк / терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел про фотонно-кристалічні хвилеводи та їх оптимізацію	06.05.25–21.05.25	Виконано
2	Дослідження фотонних кристалів за допомогою програмного пакету MPB	22.05.25–30.05.25	Виконано
3	Виконання чисельних розрахунків характеристик фотонно-кристалічних хвилеводів	02.06.25–11.06.25	Виконано
4	Аналіз результатів розрахунків фотонно-кристалічних хвилеводів	12.06.25–17.06.25	Виконано
5	Оформлення пояснювальної записки	18.06.25–27.06.25	Виконано
6	Оформлення демонстраційних матеріалів	28.06.25–02.07.25	Виконано
7	Проходження нормоконтролю та перевірки на академічний плагіат	03.07.25–11.07.25	Виконано
8	Отримання відгуку та рецензії	12.07.25–13.07.25	Виконано
9	Підготовка та захист кваліфікаційної роботи	15.07.25–17.07.25	

Дата видачі завдання 05 травня 2025 р.

Здобувач _____
(підпис)

Керівник роботи _____ проф. каф. ФОЕТ Євген ОДАРЕНКО
(підпис) (посада, власне ім'я, прізвище)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка кваліфікаційної роботи: 47 с., 30 рис., 1 додаток, 23 джерела.

ДВОВИМІРНИЙ ФОТОННИЙ КРИСТАЛ, ДИСПЕРСІЙНА ДІАГРАМА, ДИСПЕРСІЙНА ХАРАКТЕРИСТИКА, ФОТОННА ЗАБОРОНЕНА ЗОНА, ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНИЙ ХВИЛЕВІД.

Об'єкт дослідження – фотонно-кристалічні хвилеводи з різним заповненням хвилеводного каналу.

Мета роботи – визначення характеристик власних режимів різних конфігурацій фотонно-кристалічних хвилеводів та їх змінних параметрів, які можуть бути застосовані для оптимізації.

Методи дослідження – чисельні за допомогою спеціалізованих програмних пакетів, що вільно розповсюджуються.

Проведене ознайомлення з методами розрахунку та моделювання періодичних структур. Проведено чисельні розрахунки дисперсійних характеристик та просторових розподілів поля для двох конфігурацій фотонно-кристалічних хвилеводів. Визначено закономірності впливу змінних параметрів елементів хвилеводного каналу на характеристики фотонно-кристалічних хвилеводів, що дозволяє проводити їх оптимізацію.

ABSTRACT

Explanatory note of the qualification work: 47 p., 30 figs, 1 appendix, 23 sources.

DISPERSION DIAGRAM, DISPERSION CHARACTERISTICS, PHOTONIC BAND GAP, PHOTONIC CRYSTAL WAVEGUIDE, TWO-DIMENSIONAL PHOTONIC CRYSTAL.

The object of research is photonic crystal waveguides with different filling of the waveguide channel.

The purpose of the work is to determine the characteristics of the eigenmodes of various configurations of photonic crystal waveguides and their variable parameters that can be used for optimization.

Research methods are numerical using specialized software packages that are freely distributed.

An introduction to the methods of calculation and modeling of periodic structures is provided. Numerical calculations of dispersion characteristics and spatial field distributions for two configurations of photonic crystal waveguides have been performed. The regularities of the influence of variable parameters of waveguide channel elements on the characteristics of photonic crystal waveguides have been determined, which allows for their optimization.

ЗМІСТ

Вступ	7
1 Фотонні кристали та пристрої на їх основі	9
1.1 Основні поняття про фотонні кристали	9
1.2 Принципи вертикального обмеження поля у двовимірній хвилеводній конфігурації	10
1.3 Переваги застосування фотонно-кристалічних структур	12
1.4 Фотонно-кристалічні прилади	17
1.5 Перехід до мікрофотоніки з розмірністю 2,523	
2 Моделювання фотонно-кристалічних хвилеводів різних модифікацій вимірювань	28
2.1 Розрахунок характеристик власних режимів двовимірного фотонного кристалу	28
2.2 Розрахунок характеристик власних режимів двовимірного фотонного кристалу	30
2.3 Розрахунок характеристик фотонно-кристалічного хвилеводу з решіткою діелектричних циліндрів	36
Висновки	44
Перелік джерел посилання	45
Додаток А Демонстраційний матеріал	48

ВСТУП

Моделювання фотонно-кристалічних хвилеводів (ФКХ), побудованих на основі двовимірних фотонних кристалів, має вирішальне значення для розвитку інтегрованих фотонних пристроїв, що дозволяє точно контролювати поширення світла в різноманітних системах.

Використовуючи добре апробовані обчислювальні методи, такі як метод розкладання по плоских хвилях та скінченних різниць в часовій області, можна ефективно аналізувати зонну структуру та профілі мод ФКХ для оптимізації таких параметрів, як симетрія решітки, діаметр отворів, частка заповнення тощо. Цей процес оптимізації є важливим для мінімізації втрат через розсіювання та покращення локалізації електромагнітної енергії в дефектах періодичності, тим самим покращуючи найважливіші експлуатаційні характеристики.

В даній роботі розглядається дві конфігурації ФКХ, побудованих на основі двовимірних фотонних кристалів. Ці хвилеводи відрізняються елементами, що формують лінійний дефект періодичності, який виконує функції хвилеводного каналу. Досліджується вплив розмірів цих елементів на дисперсійні характеристики ФКХ. Отримані результати дозволяють визначити методики оптимізації електродинамічних характеристик розглянутих фотонно-кристалічних структур.

1 ФОТОННІ КРИСТАЛИ ТА ПРИСТРОЇ НА ЇХ ОСНОВІ

1.1 Основні поняття про фотонні кристали

Фотонний кристал – це середовище, оптичний індекс (показник заломлення) якого демонструє періодичну модуляцію з постійною ґратки порядку робочої довжини хвилі. Специфіка фотонних кристалів у більш широкому сімействі періодичних фотонних структур полягає у високому контрасті періодичної модуляції (зазвичай понад 200 %); ця особливість є головною для керування просторово-часовою траєкторією фотонів у масштабі їхньої довжини хвилі та тривалості їх періодичного коливання.

На рисунку 1.1 показано схематичне зображення різноманітних фотонних кристалів із розмірностями від 1D до 3D. Одновимірні фотонні кристали вже досить давно існують у галузі тонкоплівкової оптики; однак періодична структура в цьому випадку обмежена лише одним напрямком у просторі. Тому пристрої на основі одновимірних фотонних кристалів страждають від обмеженої кутової роздільної здатності, і їхній «бічний» розмір не можна зробити дуже компактним.

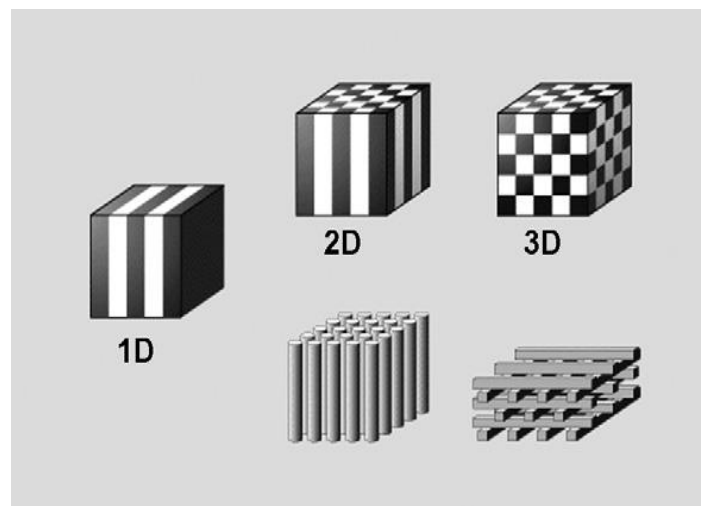


Рисунок 1.1 – Схематичний вигляд фотонних кристалів різної розмірності

На рисунку 1.2 показано схематичне зображення типового реального двовимірного фотонного кристалу та його фото з електронного мікроскопу.

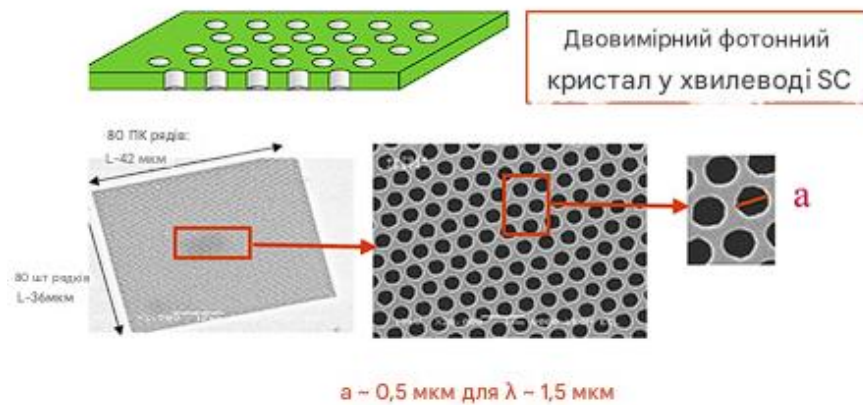


Рисунок 1.2 – Схематичний вигляд та мікрофотографія реального двовимірного фотонного кристалу, що складається з трикутної решітки отворів, утвореної в напівпровідниковій пластині

Концепція тривимірних фотонних кристалів була введена в 1987 році Е. Яблоновичем [1] і вперше експериментально продемонстрована в мікрохвильовому режимі у фотонному кристалі, який називається «Яблоновіт» [2].

Однак технологія виготовлення таких тривимірних структур в оптичній області надзвичайно складна. Єдині приклади масового виробництва таких структур можна знайти в природі завдяки чудесам природного морфогенезу.

Крім того, двовимірні фотонні кристали є набагато доступнішим, ніж тривимірні, оскільки вони можуть бути виготовлені за допомогою планарних технологічних схем, відомих у світі інтегрованої оптики та мікроелектроніки. Також вони забезпечують значну кількість нових ступенів свободи порівняно із одновимірними структурами.

Ідеальний двовимірний фотонний кристал не має, формально, реального існування. Його можна було б уявити у реальному тривимірному просторі як двовимірний його варіант, де єдині напрямки поширення електромагнітних хвиль, які слід розглядати, були б вздовж індексного «вектора градієнта». Це передбачає «нескінченне» співвідношення форми структури, що також не є реалістичним. Останній крок до реального двовимірного фотонного кристалу полягає в розгляді структури двовимірного об'єкта в тривимірному реальному просторі;

двовимірний об'єкт – це плоский діелектричний хвилевід, де фотони «керуються індексом», тобто вони залишаються вертикально обмеженими вертикальним профілем показника заломлення середовища.

1.2 Принципи вертикального обмеження поля у двовимірній хвилеводній конфігурації

Для забезпечення направляючого або вертикального утримання фотонів використовуються два підходи. У так званому підході «підкладки» вертикальне обмеження поля є слабким, що означає, що вертикальна структура оптичного індексу досягається за рахунок низького контрасту індексу між шарами діелектричної оболонки та сердечника. Зазвичай направляючий шар сердечника є напівпровідниковим шаром (в якому формується двовимірний фотонний кристал), нанесеним епітаксієм на напівпровідникову підкладку, з дещо нижчим оптичним показником. Напівпровідникова оболонка або бар'єрний шар (з трохи слабшим оптичним індексом, ніж підкладка) можуть бути вставлені між ними для точного регулювання вертикального електромагнітного розподілу. Це звичайна конфігурація для класичної інтегрованої оптоелектроніки на основі складних напівпровідників груп III–V. Тому підхід «підкладки» повністю сумісний із класичною технологією, яка зараз використовується. Він використовує переваги добре контрольованих схем зв'язку між пристроями та оптичними волокнами входу-виводу завдяки відносно комфортній товщині (близько 1–2 мкм, для одномодової роботи в діапазоні довжин хвиль 1,5 мкм) напрямної або вертикальної зони обмеження. Однак у цього підходу є недоліки: спочатку потрібно контролювати виготовлення отворів двовимірного фотонного кристалу; глибина отворів повинна значно перевищувати товщину напрямної зони таким чином, щоб мінімізувати оптичні втрати в напівпровідниковій підкладці [3]. Крім того, великий показник заломлення підкладки оболонки призводить до досить слабого нахилу так званої лінії світла на дисперсійній діаграмі (вона подібна до оптичного індексу), що залишає дуже мало місця для чистих хвилевідних мод без

втратах, яким не дозволяється зв'язуватися через дифракційні процеси, викликані структурою фотонного кристалу, з випромінюваними модами нижче світлової лінії.

У так званому «мембранному» підході вертикальне обмеження є сильним; спрямування світла досягається в напівпровідниковій мембрані з високим показником заломлення, оточеній оболонкою з низьким показником заломлення або бар'єрними шарами (наприклад, ізолятор, як кремнезем, або просто повітря).

Схематичне зображення основних будівельних блоків для «мембранного» підходу показано на рисунку 1.3.

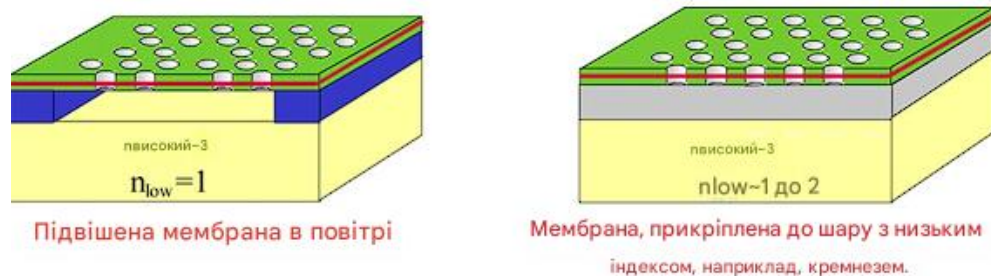


Рисунок 1.3 – Основні будівельні блоки мембранного підходу

Мембрана, включаючи фотонний кристал, може бути підвішена в повітрі; це «ідеальна» ситуація з точки зору базового дослідження. Для практичних застосувань, де необхідно ретельно враховувати теплові витрати, слід застосовувати склеювання мембрани на підкладці з низьким показником заломлення (наприклад, кремнезем). В останньому випадку перевага може бути отримана, крім того, від покращеної механічної стабільності, а також від полегшених технологічних умов (наприклад, для електричного контакту пристроїв).

Переваги та недоліки таких підходів: в умовах одномодової роботи товщина мембрани дуже мала, близько часток мікрметра. Це призводить до того, що нелегко досягнути схеми з'єднання з низькими втратами за допомогою оптичного волокна, але позитивна протилежність полягає в пом'якшених технологічних обмеженнях для виготовлення двовимірного фотонного кристалу

(отвори зі співвідношенням форми близько одиниці). Крім того, можна покладатися на «резервуар» хвилевідних мод під лінією світла, що набагато зручніше, ніж у підході «підкладки». Крім того, сильне вертикальне обмеження, що призводить до зменшення обсягу оптичних мод, сприяє створенню дуже компактних структур, що важливо для роботи активних пристроїв ціною дуже низької введеної потужності. Ще один важливий актив мембранного підходу зараз інтенсивно досліджується. Двовимірні фотонні кристали мають досить непогані перспективи за умови, що вони не будуть суворо обмежені хвилеводним функціонуванням у площині, та що вони можуть бути відкриті для третього виміру, зокрема за так званими схемами мікрофотоніки з розмірністю 2,5.

1.3 Переваги застосування фотонно-кристалічних структур

Основна мотивація для періодичного структурування простору з високим індексом контрасту, що призводить до утворення фотонного кристала, лежить у загальній меті мікро- та нанофотоніки, яка полягає в контролі оптичних мод, тобто фотонів у найменшому просторі (V) протягом максимально тривалого періоду часу (τ).

Згідно з наведеним вище визначенням мікрофотоніки, видається природним надання оптичного режиму з коефіцієнтом переваги (F), який кількісно визначає властивості оптичної моди в термінах співвідношення часу протягом якого вона залишається під контролем (або протягом свого життя з точки зору спостерігача/користувача) над середнім реальним обсягом простору, який вона заповнює протягом свого існування.

Час існування моди – це часовий інтервал, коли користувач може розраховувати на когерентний режим, фаза якого залишається детермінованою, в межах обсягу, де він намагається його контролювати та обмежувати. Коефіцієнт переваги можна зробити безрозмірним, якщо нормалізувати його на співвідношення T/λ^3 , де T – період коливань, λ – довжина хвилі у вакуумі:

$$F = \frac{\tau}{T} \cdot \frac{\lambda^3}{\nu} \quad (1.1)$$

або

$$Q = \frac{2\pi\tau}{T}, \quad (1.2)$$

де Q – традиційний фактор якості моди (добротність).

Величина F пропорційна фактору Парселла, який виражає відносне збільшення швидкості спонтанної рекомбінації активного середовища в результаті його зв'язку з оптичною модою порівняно з неструктурованим вакуумом.

Слід зазначити, що існують різноманітні способи структурування простору, які полягають у запобіганні поширенню фотонів в одному або кількох напрямках, що призводить до фотонних структур зі зниженою «розмірністю» та обмеженням оптичної моди. Явище заломлення, наприклад, широко використовується в оптоелектроніці для спрямування фотонів або їх захоплення в мікропорожнини, як показано на рисунку 1.4.

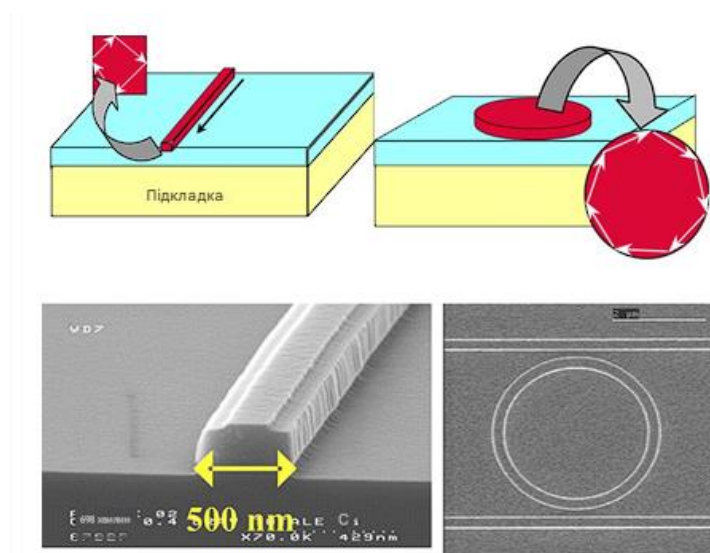


Рисунок 1.4 – Направлення та захоплення фотонів на основі схем утримання

Управління «траєкторією» фотона базується на повному внутрішньому відбитті, яке він зазнає на межі між зовнішнім світом і середовищем з вищим індексом, де він має бути обмежений. Фотонні кристали пропонують нову стратегію обмеження оптичної моди на основі явищ дифракції.

Новий шлях, відкритий цими штучними середовищами, полягає в діапазоні ступенів свободи, який вони надають для контролю кінетики фотонів (захоплення, уповільнення) з точки зору кутової, просторової, часової та частотної селекції.

Основні характеристики фотонних кристалів проявляються в так званих дисперсійних характеристиках періодично структурованого середовища, що пов'язують частоту ω (власне значення) до константу розповсюдження k (власний вектор) оптичних мод, які є власними розв'язками рівнянь Максвелла, що відповідають просторовому розподілу електромагнітного поля, яке є стаціонарним у масштабі часу.

Тут доречно використовувати термінологію, яка стосується дисперсійних поверхонь $\omega(k) = \omega(k_x, k_y)$, оскільки простір є двовимірним.

У неструктурованій однорідній діелектричній мембрані дисперсійна поверхня класично пов'язана з хвилеводними модами пластинчастого хвилеводу та демонструє кругову симетрію.

Для фотонних кристалів, які є сильно гофрованими періодичними структурами (періодична модуляція показника заломлення), виникає сильний дифракційний зв'язок між хвилеводними модами (індукованими двовимірною періодичною структурою з високим контрастом показника заломлення); ці дифракційні процеси істотно впливають на дисперсійні поверхні, або так звану зонну структуру, відповідно до термінології фізики твердого тіла. Основні прояви цих явищ полягають у таких процесах:

- відкриття різноспрямованих і широких фотонних заборонених зон;

– наявність плоских країв фотонних частотних смуг, де групова швидкість дорівнює нулю.

Це основні складові, які є основою двох схем оптичного обмеження (локалізації електромагнітної енергії), що забезпечуються фотонними кристалами, і які роблять їх найбільш прийнятними кандидатами для виробництва широкого спектру компактних фотонних структур.

У схемі фотонної забороненої зони (дисперсійна діаграма на рисунку 1.5) поширення фотонів заборонено принаймні в певних напрямках. Це особливо чітко проявляється, коли вони захоплені в так званому локалізованому дефекті або мікропорожнині, а відповідні оптичні моди локалізовані. В цьому випадку поширення фотонів повністю заборонено у всіх можливих напрямках в періодичній структурі. Відкриття широких фотонних заборонених зон (у спектральному діапазоні), що забезпечується фотонним кристалом, дозволяє дуже ефективно захоплювати фотони, які можуть бути сильно локалізовані у вільному просторі.

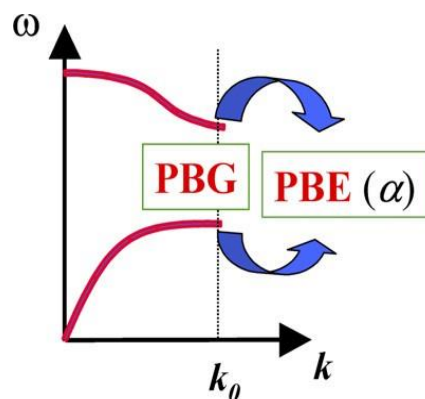


Рисунок 1.5 – Схематичне зображення фотонної забороненої зони і відповідних країв цієї зони у дисперсійних характеристиках фотонного кристала

На рисунку 1.6 показаний типовий приклад пастки або локалізованого стану, що складається з мікропорожнини шестикутної форми, утвореної в

трикутній решітці. Ця мікропорожнина може містити різноманітні локалізовані оптичні моди.

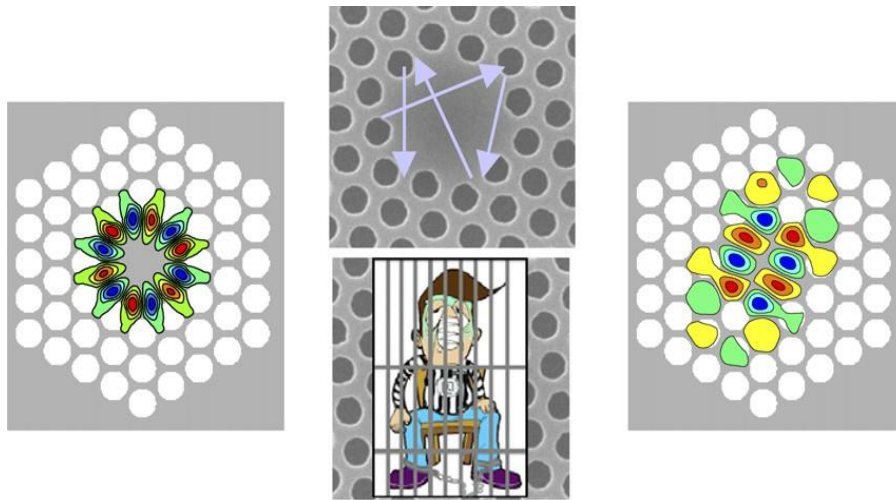


Рисунок 1.6 – Схема реалізації механізму фотонної забороненої зони. Фотони затримуються в гексагональній мікропорожнині, утвореній у фотонному кристалі з трикутною решіткою

Великий коефіцієнт локалізованих оптичних мод може бути досягнуто зі схемою утримання на основі механізму фотонної забороненої зони, враховуючи, що об'єм моди, який практично збігається з об'ємом мікропорожнини, можна зробити дуже малим, а час захоплення фотона або час життя фотона τ можна точно відрегулювати та зробити дуже великим.

У схемі фотонно-кристалічна структура працює навколо екстремуму дисперсійних характеристик, де групова швидкість фотонів дорівнює нулю. Слід зазначити, однак, що дисперсійні характеристики застосовуються строго для нескінченної періодичної структури та часу, і що концепція нульової групової швидкості повністю вірна лише за цих конкретних екстремальних умов. Тому доречніше говорити в термінах уповільнення оптичних мод (так звані моди Блоха для періодичної структури), які залишаються делокалізованими.

Можна показати, що середня групова швидкість оптичних мод у фотонній структурі, що працює навколо екстремумів дисперсійних характеристик, зменшується з часом і дорівнює:

$$v_g \approx \sqrt{\frac{\alpha}{t}}, \quad (1.3)$$

де α – кривизна дисперсійних характеристик в області екстремуму.

Раніше було показано, що вертикальне утримання електромагнітної енергії в діелектричних структурах ґрунтується на явищах заломлення (повне внутрішнє відбиття).

Однак повне обмеження фотонів у хвилеводній пластині мембрани досягається лише для оптичних мод, які працюють нижче лінії світла (рис. 1.7, а). Цей режим роботи обмежено пристроями, які призначені для роботи в єдиному хвилеводному режимі, де хвилеводним модам заборонено взаємодіяти або поєднуватися з випромінюваними модами.

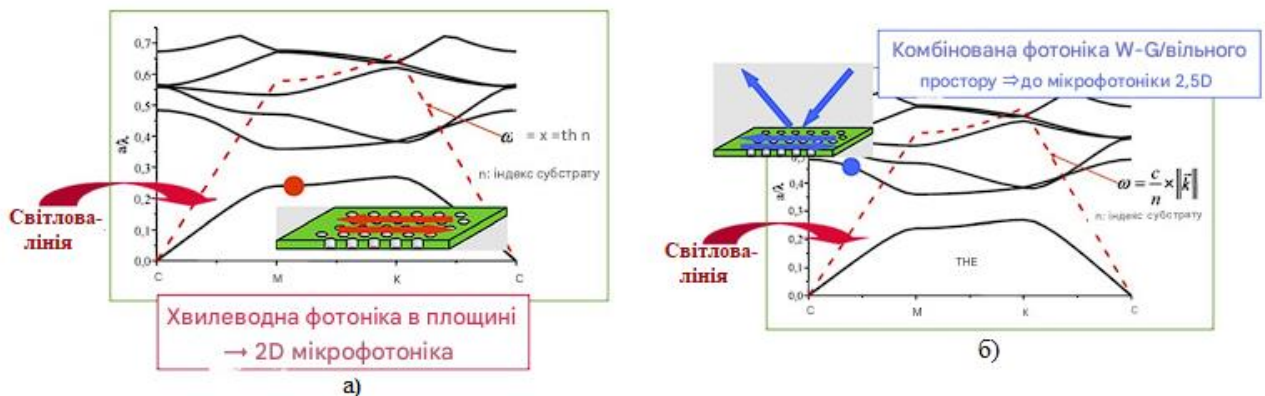


Рисунок 1.7 – Дисперсійні діаграми фотонних структур на основі двовимірних фотонних кристалів

Для хвилеводних мод, дисперсійні характеристики яких лежать вище лінії світла, стає можливим з'єднання з випромінюваними модами, хвилевідний «стан»

пов'язаних фотонів є перехідним, і фотонна структура може працювати як у хвилеводному режимі, так і в режимі вільного простору (рис. 1.7, б).

1.4 Фотонно-кристалічні прилади

Основними будівельними блоками фотонних компонентів для роботи в площині за схемою з фотонною забороненою зоною є мікропорожнини [4] і хвилеводи [5].

Ці будівельні блоки були одними з найперших структур, заснованих на двовимірних фотонних кристалах у цій галузі: вони були предметом значної кількості публікацій з кінця 1990-х років і призвели до виробництва різноманітних пристроїв, включаючи нанорезонатори з дуже високими значеннями добротності для квантової електродинаміки [6], хвилеводи з дуже низькими втратами [7], мікролазери [8], каналні загороджувальні фільтри [9] тощо.

Схема локалізації поля за рахунок плоских екстремумів дисперсійних характеристик стала предметом більш пізнього та менш широкого використання, ніж схема локалізації на основі використання фотонної забороненої зони. Однак це вже призвело до появи різноманітних пристроїв. Були продемонстровані як активні, так і пасивні пристрої. Перші – це мікролазери, розроблені для випромінювання в площині. Вони використовують трикутну решітку отворів, сформовану в активній мембрані InP (двовимірний фотонний кристал) [10]. Також були запропоновані такі пасивні структури, як каналні краплинні фільтри. Головна перевага їх перед аналогом, заснованим на схемі з фотонною забороненою зоною, полягає в їх «природній» схильності забезпечувати спрямоване падіння [11]. Переконливою ілюстрацією високої просторової/кутової роздільної здатності, яку пропонує двовимірний фотонний кристал навколо екстремумів дисперсійних характеристик, є так званий ефект суперзаломлення або суперпризми, який проявляється у вигляді сильної кутової дисперсії спектральних компонентів багатоколірного падаючого променя, що падає

на фотонний кристал. Це явище можливо може бути використане для ефективного просторового розділення компонентів різної довжини хвилі в окремі промені [12]. Інше використання цих явищ дисперсії було запропоновано для жорсткого контролю групової швидкості або динаміки фотонів, що призвело до демонстрації компактних пристроїв для зміни форми імпульсів випромінювання [13].

Основна причина полягає в тому, що для роботи над світловим конусом дисперсійної діаграми, тобто у вільному просторі, потрібна кутова роздільна здатність, яка навряд чи пропонується схемою з фотонною забороненою зоною. Наприклад, мікропорожнинні джерела на основі двовимірних фотонних кристалів не піддаються спрямованому випромінюванню у вільному просторі, враховуючи, що всі компоненти хвильового вектору доступні для режимів порожнини, яка поводить ся як локалізований дефект. Запропоновано інший спосіб виділення довжин хвиль із хвилеводу за допомогою радіаційних оптичних втрат у вільному просторі локалізованого дефекту, пов'язаного з провідником; незважаючи на привабливість, цей підхід навряд чи приведе до спрямованої роботи. Однак у роботі показано, що діаграма випромінювання у вільному просторі мікропорожнини (яку можна розглядати як мікроантену) може бути сформована на вимогу шляхом ретельного проектування структури, що передбачає дуже хороший контроль над розміром і положенням отворів фотонного кристалу навколо порожнини.

Фотонні пристрої, засновані на двовимірних фотонних кристалах, поки що були в основному спрямовані на формування основних будівельних блоків інтегрованої фотоніки та призначені для роботи в плоскому хвилеводі.

До проблеми оптичних втрат, які перешкоджають роботі фотонних інтегральних схем на основі двовимірних фотонних кристалів, можна підійти з зовсім іншої точки зору: замість того, щоб намагатися повністю обмежити світло хвилеводними структурами, двовимірні структури можна навмисно відкрити до третього виміру простору за допомогою контрольованого зв'язку між хвилеводним і випромінювальним режимами. У цьому підході використання

оптичної потужності досягається шляхом точного узгодження оптичного випромінювання з вільним простором.

Ілюстрацією цього підходу є використання простої фотонно-кристалічної мембрани як селективного передавача/відбивача за довжиною хвилі: коли світло потрапляє на цю фотонну структуру в неплюському (нормальному або нахиленому) напрямку, можна спостерігати резонанси в спектрі відбитого випромінювання. Ці резонанси, так звані резонанси Фано [14, 15], виникають через зв'язок зовнішнього випромінювання зі спрямованими модами в структурах, коли є гарне узгодження між площинним компонентом хвильового вектора падаючої хвилі та напрямлених мод (рис. 1.8).

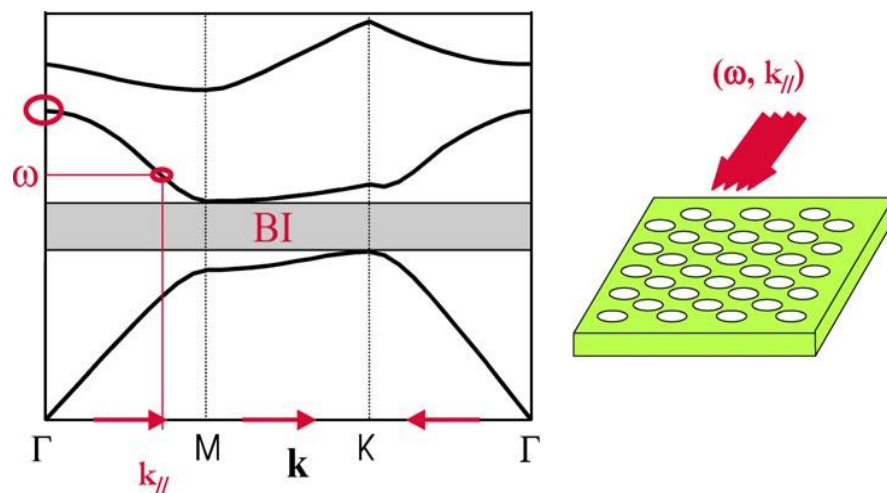


Рисунок 1.8 – Ілюстрація резонансного зв'язку між хвилеводною та випромінюваною модами

Формування спектральних характеристик резонансів Фано (форма, спектральна ширина) стає можливим завдяки конструкції фотонно-кристалічної мембрани. Якщо просторовий розмір освітленої мембрани нескінченний, спектральна ширина резонансу схожа на величину, зворотну її часу життя τ , тобто час життя хвилеводного режиму, $\tau = \tau_c$, де τ_c – це просто постійна часу зв'язку між хвилеводними та випромінюваними модами плоскої хвилі.

У реальних пристроях бічний розмір освітленої області обмежений, а час життя резонансу також контролюється швидкістю бічного виходу $1/\tau_g$ хвилеводної моди поза цією областю; цю швидкість виходу можна розглядати як механізм втрати для пристроїв, які розроблені та призначені для роботи «вертикально». У цих реальних умовах час життя резонансу можна записати, за певних умов, таким чином:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_c} \approx \delta\omega, \quad (1.4)$$

де $\delta\omega$ – спектральне розширення резонансу.

Здатність фотонних кристалів з високим індексом контрастності уповільнювати фотони та обмежувати їх просторово, особливо у високих точках симетрії (або екстремумах) дисперсійних характеристик, дозволяє дуже добре контролювати бічні втрати на вихід і дозволяє створювати дуже компактні пристрої.

Наприклад, повідомлялося про дуже компактні пасивні рефлектори, що демонструють велику смугу пропускання (кілька сотень нанометрів) і складаються з простої фотонно-кристалічної мембрани, сформованої з кремнію на кремнеземі [16]. Велика смуга пропускання досягається для конкретних конструкцій двовимірних фотонних кристалів, які забезпечують дуже велику швидкість зв'язку $1/\tau_c$ хвилеводних режимів з континуумом випромінювання.

Двовимірна фотонно-кристалічна мембрана також може бути розроблена таким чином, щоб отримати дуже сильні резонанси Фано, тобто для малої швидкості електромагнітного зв'язку $1/\tau_c$. Використання таких сильних резонансів Фано було зроблено для демонстрації лазера з дуже низьким порогом і дуже компактною поверхнею, що випромінює Блохівську моду [17].

Активна двовимірна мембрана з графітовою решіткою, яка використовується для поверхневого лазерного випромінювання, є надзвичайно загальною і може застосовуватися для великої кількості інших типів активних пристроїв за дуже невелику ціну за рахунок незначних змін у конструкції

двовимірного фотонного кристалу. У цьому напрямі відомо про демонстрації різноманітних пристроїв, у тому числі оптичних підсилювачів [18] і повністю оптичних мікроперемикачів [19]. Для останнього використовується електронний ефект Керра за допомогою фотоін'єкції носіїв у квантових ямах, щоб маніпулювати резонансами Фано в спектральній області.

Фотонний кристал складається з графітової решітки (рис. 1.9), яку можна розглядати як масив порожнистих отворів, сформований в трикутну решітку. Графік залежності випромінюваної потужності від потужності накачування показаний на рисунку 1.10.

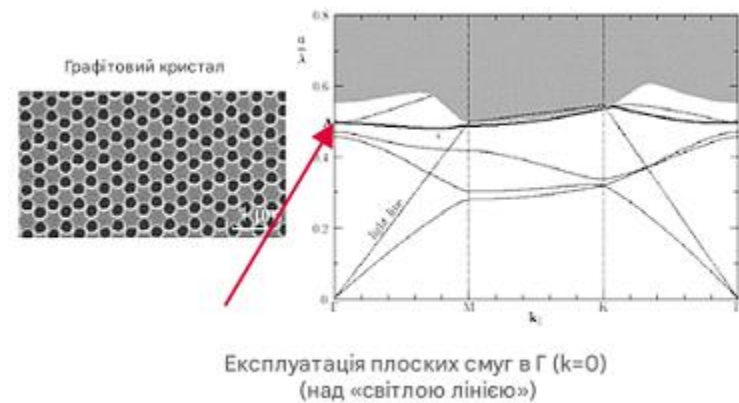


Рисунок 1.9 – Смогова структура та поверхневе випромінювання лазера на моді Блоха, сформованого в графітовому фотонному кристалі

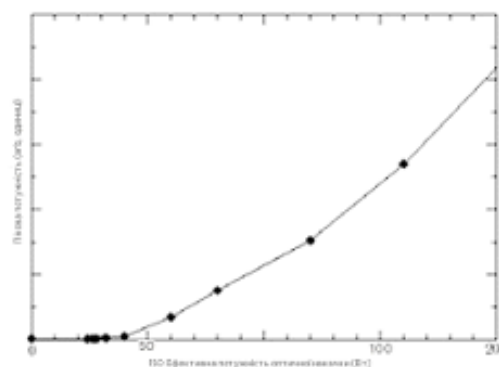


Рисунок 1.10 – Графік залежності випромінюваної потужності від потужності накачування показує порогову потужність 40 мкВт

Цей конкретний двовимірний фотонний кристал демонструє крайні межі смуги на точці Γ з дуже низькою кривизною (рис. 1.9). Одна з цих крайнощів використовується для вертикального лазерного випромінювання. Зв'язок між хвилевідними та випромінюваними модами дозволений, але його швидкість контролюється точно, що дозволяє вертикальне випромінювання, зберігаючи параметри резонансу та досягаючи дуже низької порогової потужності (40 мкВт).

Пристрій оптично накачується в квазістаціонарному режимі та працює при кімнатній температурі. Область накачування, де відбувається процес стимульованого випромінювання, дуже обмежена (від 2 мкм до 4 мкм) у діаметрі: це наочна демонстрація здатності двовимірних фотонних кристалів обмежувати повільні моди за схемою з використанням екстремумів дисперсійних характеристик.

1.5 Перехід до мікрофотоніки з розмірністю 2,5

Нещодавно було запропоновано значне розширення можливостей планарної технології за допомогою використання третього («вертикального») виміру за допомогою так званого багат шарового підходу, де просторовий візерунок із високим індексом контрасту шарів буде поєднуватися з вертикальним одновимірним візерунком з високим індексом контрасту: тут доцільніше використати терміни «2,5-вимірних» фотонних структур, у яких відбувається взаємодія між обмеженими фотонами, спрямованими хвилею, і випромінюваними фотонами [15]. Розповсюдження відбувається через плоску багат шарову структуру.

Якщо розглядати багат шарову структуру, сильна вертикальна одновимірна модуляція оптичного індексу дозволяє точно й ефективно «вирізати» щільність і вертикальний розподіл поля випромінюваних мод, використовуючи обмежену кількість шарів. Як наслідок, різноманітність схем зв'язку між оптичними модами значно розширюється, відкриваючи широкі шляхи до нової фотонної функціональності.

Пристрої мікрофотоніки з розмірністю 2,5, що поєднують двовимірні фотонні кристали і вертикальні одновимірні фотонні кристали, мають забезпечувати дуже хороший контроль над електромагнітним випромінюванням, тобто над розподілом оптичних мод у реальному тривимірному просторі та часі, за набагато менших витрат, ніж повний тривимірний підхід з точки зору технологічної здійсненності: технологічні схеми, які будуть прийняті, сумісні з підходами, які зазвичай описуються як планарні. Цей багатошаровий або багаторівневий підхід знайомий у світі кремнієвої мікроелектроніки, коли мова йде, наприклад, про виготовлення кількох рівнів електричних з'єднань. Його використання для мікрофотоніки виходить далеко за ці рамки, з точки зору значного розширення діапазону нових доступних функцій і характеристик.

Підхід на основі мікрофотоніки з розмірністю 2,5 був успішно застосований для виробництва мікролазерів з дуже низькою пороговою потужністю [20] і нового класу оптичних бістабільних пристроїв на основі ефекту Керра [21]. Основний загальний будівельний блок для цих пристроїв показаний на рисунку 1.11. Він складається з активної фотонно-кристалічної мембрани з графітовою решіткою, подібної до представленої вище, прикріпленої до верхньої частини рефлектора Брегга, утвореного висококонтрастними шарами кремнію та двоокису кремнію. Можна показати, що товщина t_G верхнього SiO_2 «проміжного» шару, який підтримує зв'язану фотонно-кристалічну мембрану, є важливою для роботи обох типів пристроїв з точки зору необхідної порогової потужності. Це пов'язано з тим, що швидкість резонансного зв'язку в Γ -точці хвилевідного повільного режиму, який використовується в цих пристроях, сильно залежить від t_G . Швидкість зв'язку зменшується для значень t_G порядку непарної кількості чвертей довжини хвилі, що призводить до збільшення резонансу повільної Блохівської моди i , отже, до значного зниження порогової потужності приладу (і навпаки для порядку цілого числа половини довжини хвилі).

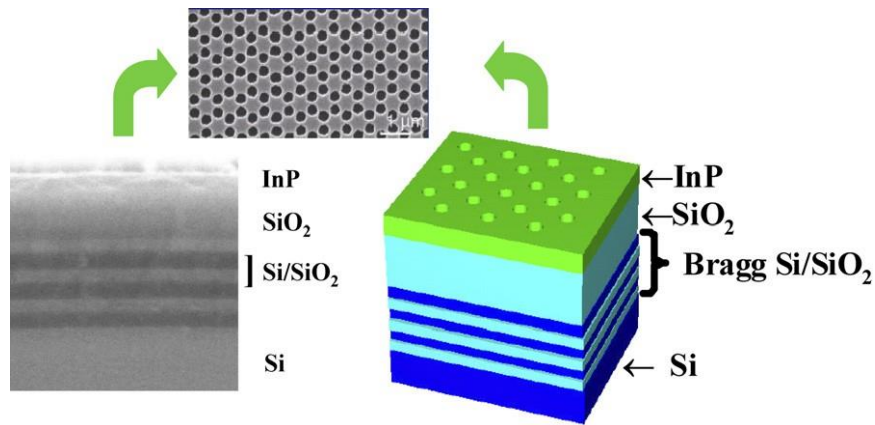


Рисунок 1.11 – Фотонно-кристалічна мембрана, прикріплена поверх рефлятора Брегга

Це ілюструється на рисунку 1.12, де показано характеристики посилення мікролазера для двох значень параметру t_G (чверть довжини хвилі або половина довжини хвилі).

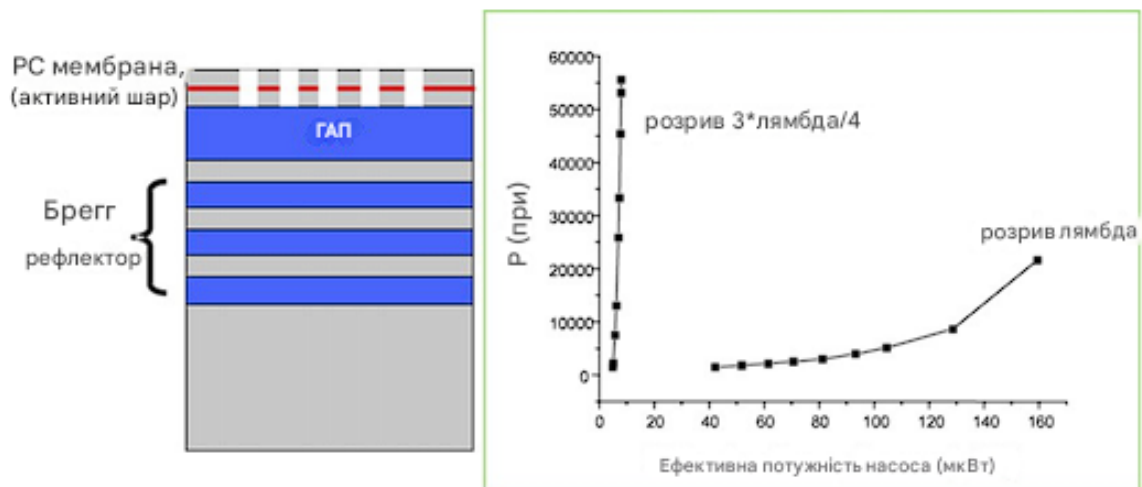


Рисунок 1.12 – Фотонно-кристалічний мікролазер на основі фотонно-кристалічної структури з розмірністю 2,5

Оптична бістабільність може бути продемонстрована для випадку однієї чверті довжини хвилі (рис. 1.13), що відповідає найсильнішому утриманню (локалізації) моди (послаблення зв'язку з континуумом випромінювання).

Слід зазначити, що єдина відмінність між цими двома категоріями пристроїв полягає в особливій конструкції двовимірного графіту. Для мікролазера здійснюється керування резонансом повільної Блохівської моди, довжина хвилі якого знаходиться поблизу максимуму підсилення активного середовища. В той же час, для бістабільних пристроїв резонансна довжина хвилі знаходиться поблизу країв кривої підсилення активного середовища.

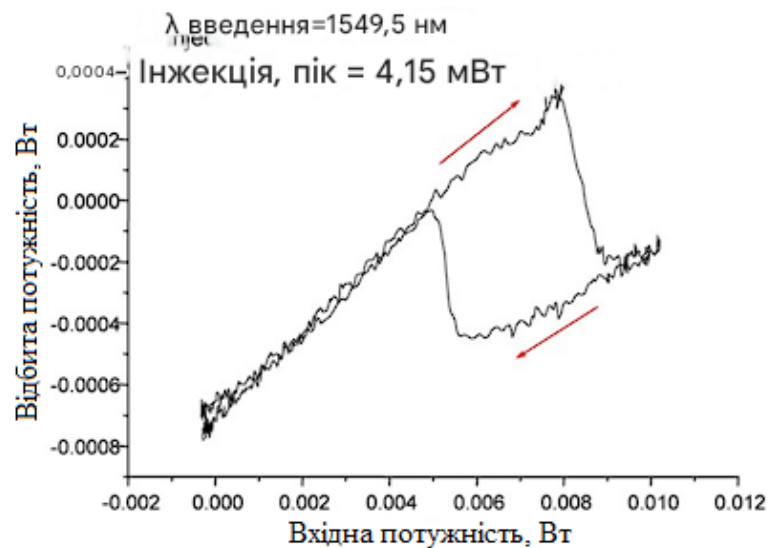


Рисунок 1.13 – Ефект оптичної бістабільності в структурі з розмірністю 2,5D, яку показано на рисунку 1.11

На рисунку 1.14 показано приклади таких 2,5-вимірних структур.

Ці нові типи фотонних структур можна застосовувати в різних сферах, включаючи оптичні телекомунікації (наприклад, селективні пристрої, які регулюються або перемикаються за довжиною хвилі та використовують переваги додаткової кутової роздільної здатності, що забезпечується фотонними кристалами).

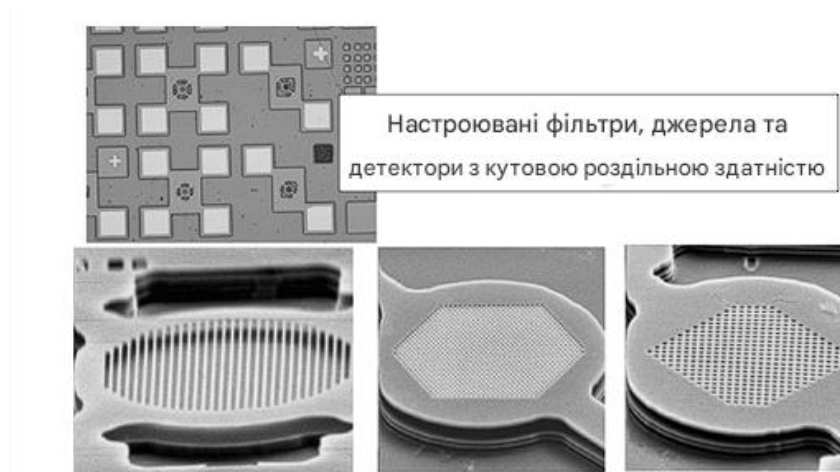


Рисунок 1.14 – Новий клас пристроїв, що включають кілька мембран InP, підвішених у повітрі, з 1D і 2D фотонними кристалами, сформованими у верхній мембрані

Також були продемонстровані фільтри, побудовані на основі фотонно-кристалічних структур з розмірністю 2,5, які характеризуються високою селективністю та можуть бути регульовані в досить широкому частотному діапазоні [22].

2 МОДЕЛЮВАННЯ ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНИХ ХВИЛЕВОДІВ РІЗНИХ МОДИФІКАЦІЙ

В цьому розділі розглядаються різноманітні конфігурації фотонно-кристалічних хвилеводів, побудованих на основі двовимірного фотонного кристалу, який сформований квадратною решіткою діелектричних циліндрів [23]. Робочий діапазон частот цих хвилеводів знаходиться в межах фотонної забороненої зони базового фотонного кристалу. Саме цим обумовлюється механізм локалізації енергії поля в лінійному дефекті періодичності структури, який фактично виконує функцію хвилеводного каналу. Тому спочатку проводиться розрахунок дисперсійних характеристик фотонного кристалу.

2.1 Розрахунок характеристик власних режимів двовимірного фотонного кристалу

Чисельні розрахунки проводилися на основі проекту, побудованого в пакеті MIT Photonic Bands, який вільно розповсюджується. Використовувалася on-line версія цього пакету, розташована на порталі panoHub.org.

На рисунку 2.1 представлена схема двовимірного фотонного кристалу, яка містить дев'ять елементів структури, а отже і дев'ять елементарних комірок.

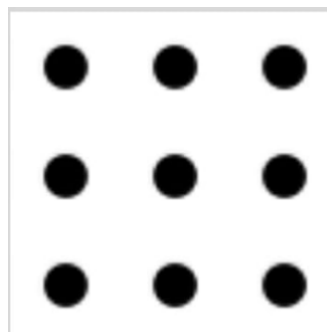


Рисунок 2.1 – Схема фотонного кристалу

Чорним кольором на рисунку позначено діелектрик з проникністю $\varepsilon = 12$, а білим кольором – вакуум. Нормований на період структури радіус циліндрів складає $r/a = 0,2$.

На рисунку 2.2 представлено результати розрахунку дисперсійної діаграми фотонного кристалу. Уздовж вісі абсцис відкладено значення хвильового числа в межах першої зони Бріллюена. Уздовж осі ординат відкладено нормовану частоту $\omega a/2\pi c$.

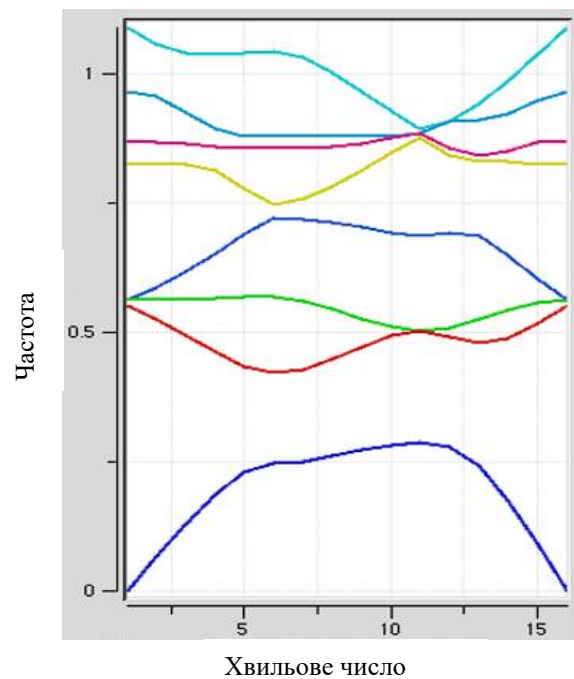


Рисунок 2.2 – Дисперсійна діаграма двовимірного фотонного кристалу для ТМ поляризації випромінювання

Діаграма на рисунку 2.2 розрахована для випадку ТМ поляризації випромінювання, тобто у випадку, коли поле має тільки одну координатну компоненту, спрямовану уздовж осей діелектричних циліндрів (перпендикулярно до площини рис. 2.1). Саме для такої поляризації даний фотонний кристал має досить широку заборонену зону. Для ТЕ поляризації випромінювання заборонені зони відсутні і тому така поляризація не розглядається в роботі.

На рисунку 2.2 добре видно діапазон частот, в якому взагалі відсутні дисперсійні криві. Це ї є так звана фотонна заборонена зона фотонного кристалу. В даному випадку вона розташовується між першою та другою дисперсійними кривими. Саме в цьому частотному діапазоні зазвичай працюють всі пристрої, побудовані на основі даного фотонного кристалу.

2.2 Розрахунок характеристик фотонно-кристалічного хвилеводу з діелектричною пластиною

Розглянемо фотонно-кристалічний хвилевід, який сформований лінійним дефектом періодичності. В даному випадку дефект періодичності представляє собою діелектричну пластину, розташовану замість одного горизонтального ряду діелектричних циліндрів. Схема хвилеводу представлена на рисунку 2.3. Нормована на період структури товщина діелектричної пластини складає $D/a = 0,4$.

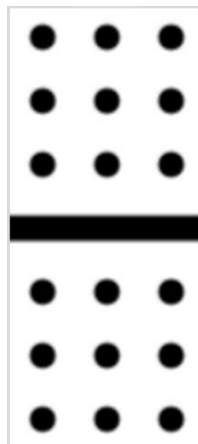


Рисунок 2.3 – Схема фотонно-кристалічного хвилеводу

Оскільки діелектрична пластина сама представляє собою хвилевід, то в даній структурі поєднуються два механізми локалізації енергії поля – повне внутрішнє відбиття, характерне для діелектричних хвилеводів, і фотонна заборонена зона. Слід відзначити, що механізм фотонної забороненої зони на

відміну від механізму повного внутрішнього відбиття дозволяє локалізувати енергію поля не тільки в діелектрику, а і у вільному просторі.

Дисперсійна діаграма фотонно-кристалічного хвилеводу представлена на рисунку 2.4. Тут вздовж осі абсцис відкладені значення поздовжньої компоненти хвильового вектору, тобто так звана постійна розповсюдження.

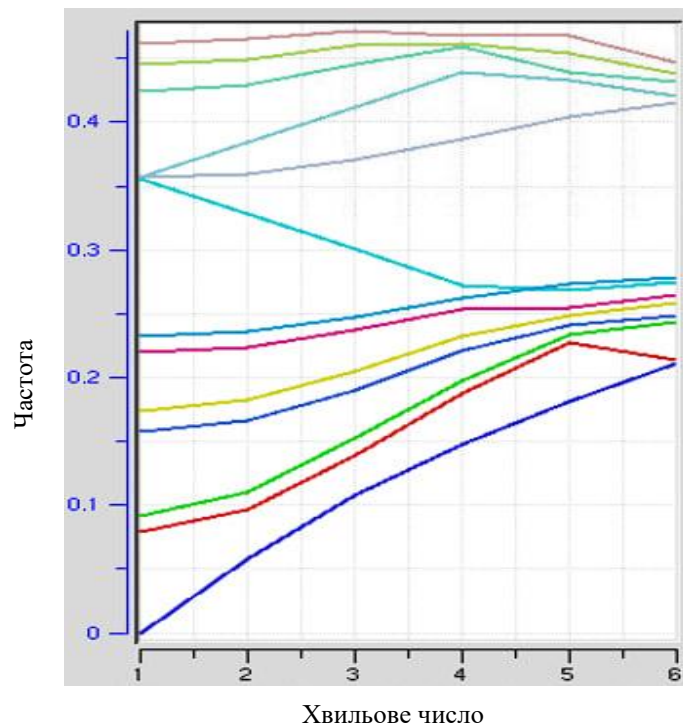


Рисунок 2.4 – Дисперсійна діаграма фотонно-кристалічного хвилеводу

З порівняння дисперсійних діаграм на рисунках 2.2 та 2.4 видно, що в межах забороненої зони фотонного кристалу у випадку хвилеводу розташовується кілька дисперсійних кривих. Ці криві відповідають власним режимам структури, які можна ідентифікувати, як хвилеводні. Можна передбачити, що для цих режимів буде реалізовуватися локалізація поля в межах хвилеводного каналу.

Цей висновок можна візуалізувати за допомогою побудови просторових розподілів електричного поля для різних дисперсійних кривих. На рисунку 2.5 представлені результати розрахунків таких розподілів для трьох дисперсійних кривих, які розташовані в межах фотонної забороненої зони.

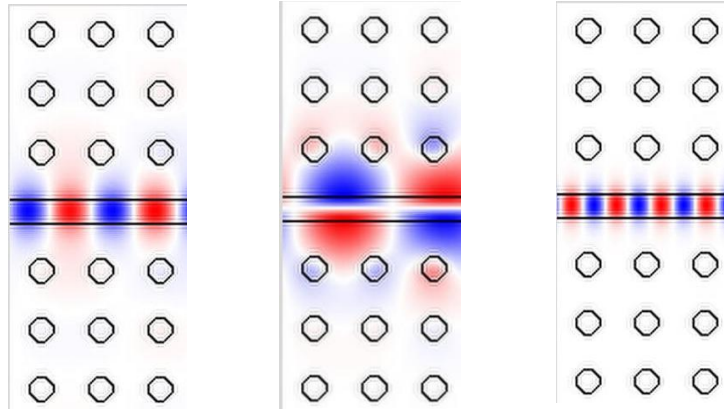


Рисунок 2.5 – Просторові розподіли електричного поля
для хвилеводних режимів структури

На рисунку білий колір відповідає нульовому значенню поля. Червоний та синій кольори відповідають позитивному та негативному напівперіодам поля.

Отже, в даному випадку реалізується тримодовий фотонно-кристалічний хвилевід. З рисунку 2.4 також видно, що дисперсійні криві перекривають всю фотонну заборонену зону. Тобто досліджувана структура не має частотних заборонених зон. З іншого боку, кожна дисперсійна крива, тобто кожна хвилеводна мода має певний частотний діапазон, який є вужчим за фотонну заборонену зону.

Розглянемо далі трансформацію електродинамічних характеристик фотонно-кристалічного хвилеводу при зміні нормованої товщини діелектричної пластини D/a .

На рисунку 2.6 представлені результати розрахунку дисперсійної діаграми фотонно-кристалічного хвилеводу для значення $D/a = 0,6$. З рисунку видно, що збільшення товщини діелектричної пластини досить суттєво впливає на дисперсійні характеристики фотонно-кристалічного хвилеводу. Змінюється конфігурація дисперсійних кривих в межах фотонної забороненої зони. Також виникає частотна заборонена зона, в якій фотонно-кристалічний хвилевід не пропускає сигнали.

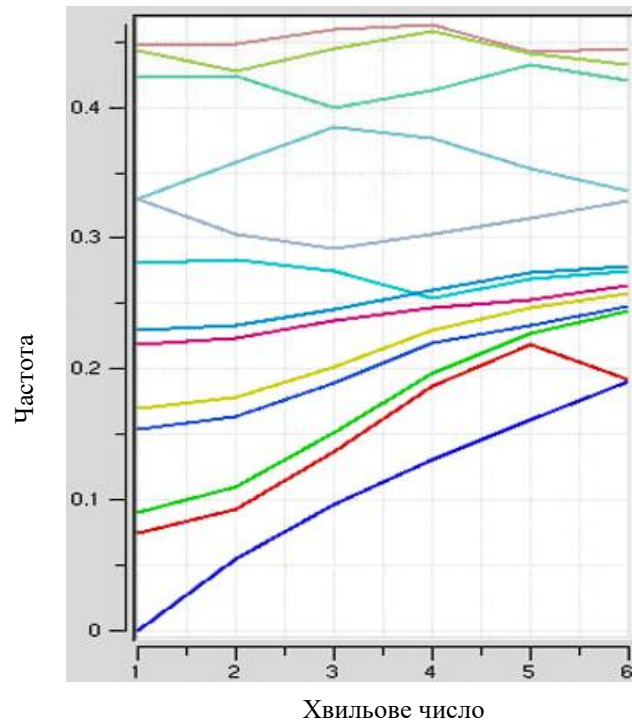


Рисунок 2.6 – Дисперсійна діаграма фотонно-кристалічного хвилеводу для значення товщини пластини $D/a = 0,6$

На рисунку 2.7 представлені результати розрахунків просторових розподілів електричного поля для хвилеводних мод досліджуваної структури.

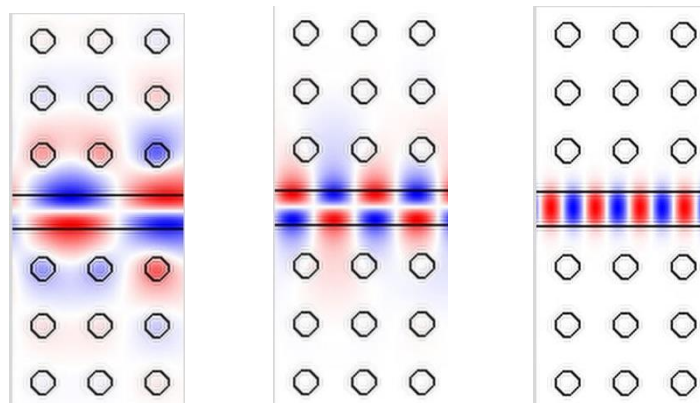


Рисунок 2.7 – Просторові розподіли електричного поля для значення товщини пластини $D/a = 0,6$

Як і в попередньому випадку, фотонно-кристалічний хвилевід є тримодовим. Але модовий склад відрізняється.

Для значення нормованої товщини діелектричної пластини $D/a = 0,6$ спостерігається лише одна мода з мінімальною кількістю поперечних варіацій поля в хвилеводному каналі. Поле цієї моди практично повністю локалізоване в межах діелектричної пластини. Тому можна зробити висновок про те, що ця мода відповідає механізму локалізації поля на основі повного внутрішнього відбиття.

Для інших мод значна енергія поля знаходиться за межами діелектричної пластини. Отже, в цих випадках реалізується механізм фотонної забороненої зони. Для нього є характерним проникнення деякої частки енергії поля вглиб фотонного кристалу.

Розглянемо далі трансформацію електродинамічних характеристик фотонно-кристалічного хвилеводу при зміні нормованої товщини діелектричної пластини D/a .

На рисунку 2.8 представлені результати розрахунку дисперсійної діаграми фотонно-кристалічного хвилеводу для значення $D/a = 0,8$. З рисунку видно, що збільшення товщини діелектричної пластини досить суттєво впливає на дисперсійні характеристики фотонно-кристалічного хвилеводу. Змінюється конфігурація дисперсійних кривих в межах фотонної забороненої зони, що призводить до зміни спектральних характеристик фотонно-кристалічного хвилеводу.

Слід відзначити, що загальні закономірності дисперсійних кривих в межах та поблизу фотонної забороненої зони зберігаються при зміні товщини діелектричної пластини. Відбувається їх зсув уздовж частотної осі та незначна деформація форми. Зокрема, частотна смуга запирання фотонно-кристалічного хвилеводу, яка знаходиться в межах фотонної забороненої зони, розширюється і зсувається у бік більш низьких частот. Це дає змогу налаштування спектральних характеристик фотонно-кристалічного хвилеводу з діелектричною пластиною, розташованою уздовж хвилеводного каналу.

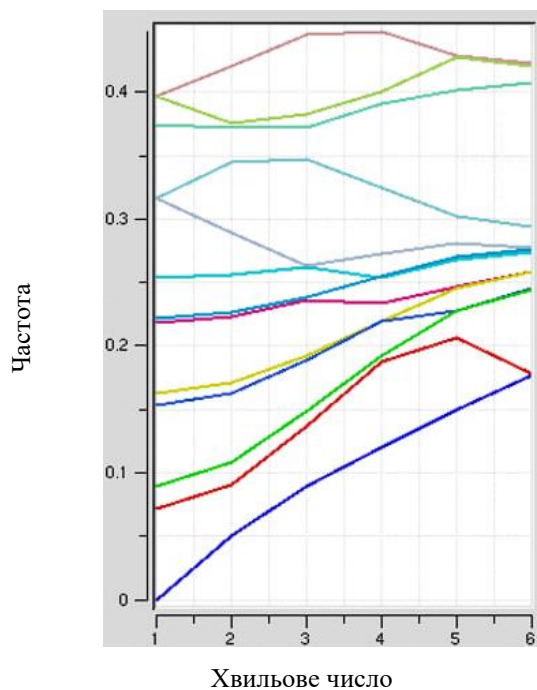


Рисунок 2.8 – Дисперсійна діаграма фотонно-кристалічного хвилеводу для значення товщини пластини $D/a = 0,8$

На рисунку 2.9 представлені результати розрахунків просторових розподілів електричного поля для хвилеводних мод досліджуваної структури. Як і в попередньому випадку, фотонно-кристалічний хвилевід є тримодовим. Але модовий склад відрізняється.

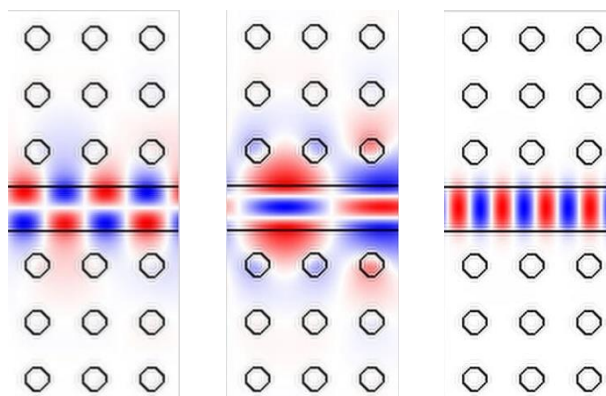


Рисунок 2.9 – Просторові розподіли електричного поля для значення товщини пластини $D/a = 0,8$

Для значення нормованої товщини діелектричної пластини $D/a = 0,8$ спостерігається лише одна мода з мінімальною кількістю поперечних варіацій поля в хвилеводному каналі. Поле цієї моди практично повністю локалізоване в межах діелектричної пластини. Тому можна зробити висновок про те, що ця мода відповідає механізму локалізації поля на основі повного внутрішнього відбиття.

Для інших мод значна енергія поля знаходиться за межами діелектричної пластини. Отже, в цих випадках реалізується механізм фотонної забороненої зони. Для нього є характерним проникнення деякої частки енергії поля вглиб фотонного кристалу.

Таким чином, зміна товщини діелектричної пластини в каналі фотонно-кристалічного хвилеводу дозволяє керувати електродинамічними властивостями цього пристрою і здійснювати його оптимізацію з точки зору заданих характеристик.

2.3 Розрахунок характеристик фотонно-кристалічного хвилеводу з решіткою діелектричних циліндрів

Розглянемо далі фотонно-кристалічний хвилевід, який сформований дефектом періодичності у вигляді ряду діелектричних циліндрів збільшеного радіусу. В даному випадку, як і в попередньому, змінюється питома кількість діелектрику в хвилеводному каналі. Але існує суттєва відмінність, яка полягає в періодичному характері розміщення діелектричних елементів в цьому каналі.

Схема хвилеводу представлена на рисунку 2.10. Нормований на період структури радіус діелектричних циліндрів, що формують дефект періодичності структури, дорівнює $r/a = 0,3$. Слід зауважити, що просторовий період розташування «дефектних» циліндрів в хвилеводному каналі дорівнює просторовому періоду базового фотонного кристалу.

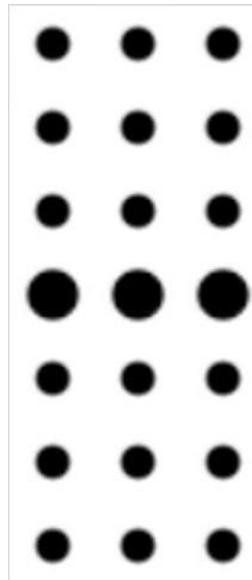


Рисунок 2.10 – Схема фотонно-кристалічного хвилеводу

В даному випадку також можна висунути гіпотезу про існування двох механізмів локалізації поля – повне внутрішнє відбиття, характерне для діелектричних хвилеводів, і фотонна заборонена зона. Слід відзначити, що механізм фотонної забороненої зони на відміну від механізму повного внутрішнього відбиття дозволяє локалізувати енергію поля не тільки в діелектрику, а і у вільному просторі.

Дисперсійна діаграма фотонно-кристалічного хвилеводу представлена на рисунку 2.11.

З порівняння дисперсійних діаграм на рисунках 2.2 та 2.11 також видно, що в межах забороненої зони фотонного кристалу у випадку хвилеводу розташовується кілька дисперсійних кривих. Ці криві відповідають власним режимам структури, які раніше ідентифіковані, як хвилеводні. Звичайно, що для цих режимів буде реалізовуватися локалізація поля в межах хвилеводного каналу. Крім того, слід відзначити, що «хвилеводні» дисперсійні криві не охоплюють всю фотонну заборонену зону, тобто смуга пропускання фотонно-кристалічного хвилеводу менша за ширину цієї зони.

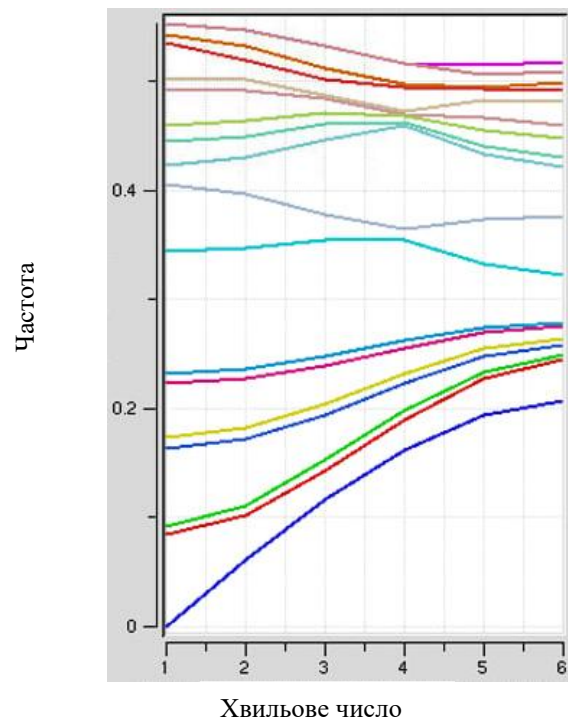


Рисунок 2.11 – Дисперсійна діаграма фотонно-кристалічного хвилеводу

Цей висновок можна візуалізувати, як і в попередніх випадках, за допомогою побудови просторових розподілів електричного поля для різних дисперсійних кривих.

На рисунку 2.12 представлені результати розрахунків таких розподілів для двох дисперсійних кривих, які розташовані в межах фотонної забороненої зони. Отже, в даному випадку реалізований двомодовий фотонно-кристалічний хвилевід.

З рисунка 2.12 видно, що отримані просторові розподіли відповідають модам з різною кількістю варіацій поля в поперечному перерізі хвилеводу. В цьому сенсі можна назвати ці моди симетричною та антисиметричною (або парною та непарною). В той же час, якщо розглядати просторовий розподіл поля в межах «дефектних» циліндрів збільшеного радіусу, то можна зробити висновок про так зване виродження цих мод.

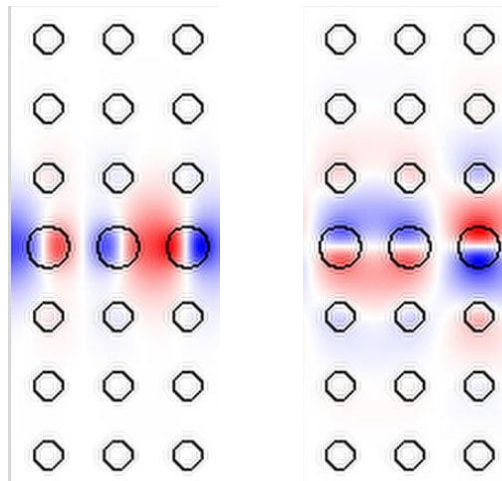


Рисунок 2.12 – Просторові розподіли електричного поля в фотонно-кристалічному хвилеводі

Для обраного значення радіусу циліндрів хвилеводного каналу $r/a = 0,3$ спостерігається проникнення енергії мод за межі цих циліндрів. Отже, і в цих випадках реалізується механізм фотонної забороненої зони, оскільки спостерігається проникнення деякої частки енергії поля вглиб фотонного кристалу.

Розглянемо далі трансформацію електродинамічних характеристик фотонно-кристалічного хвилеводу при зміні нормованого радіусу циліндрів хвилеводного каналу r/a .

На рисунку 2.13 представлені результати розрахунку дисперсійної діаграми фотонно-кристалічного хвилеводу для значення $r/a = 0,4$. З рисунку видно, що збільшення радіусу діелектричних циліндрів також досить суттєво впливає на дисперсійні характеристики фотонно-кристалічного хвилеводу. Змінюється конфігурація дисперсійних кривих в межах фотонної забороненої зони. Порівняння з рисунком 2.11 показує зсув дисперсійних кривих в межах фотонної забороненої зони в бік менших частот. Крім того, в забороненій зоні з'являються додаткові дисперсійні криві, що свідчить про збільшення кількості хвилеводних мод в досліджуваній структурі.

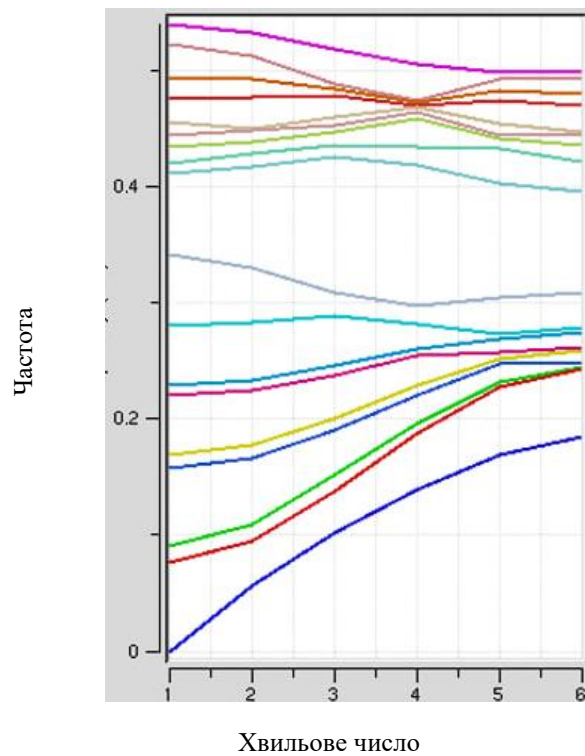


Рисунок 2.13 – Дисперсійна діаграма фотонно-кристалічного хвилеводу для значення радіусу циліндра $r/a = 0,4$

Крім того, на рисунку 2.13 видно, що між двома групами хвилеводних мод існує досить широка заборонена зона.

На рисунку 2.14 представлені результати розрахунків просторових розподілів електричного поля для хвилеводних мод досліджуваної структури. В цьому випадку існує чотири моди, які характеризуються ефективною локалізацією поля в лінійному дефекті періодичності структури, тобто у хвилеводному каналі.

Порівняння просторових розподілів електричного поля на рисунках 2.12 та 2.14 показує, що для перших двох мод ці розподіли поля практично співпадають. Це цілком природній результат, оскільки зберігається конфігурація дисперсійних кривих. Тут реалізується дипольний розподіл поля в діелектричних циліндрах для двох нижчих мод. Видно, що третя мода має характерний квадрупольний просторовий розподіл електричного поля в середині «дефектних» циліндрів.

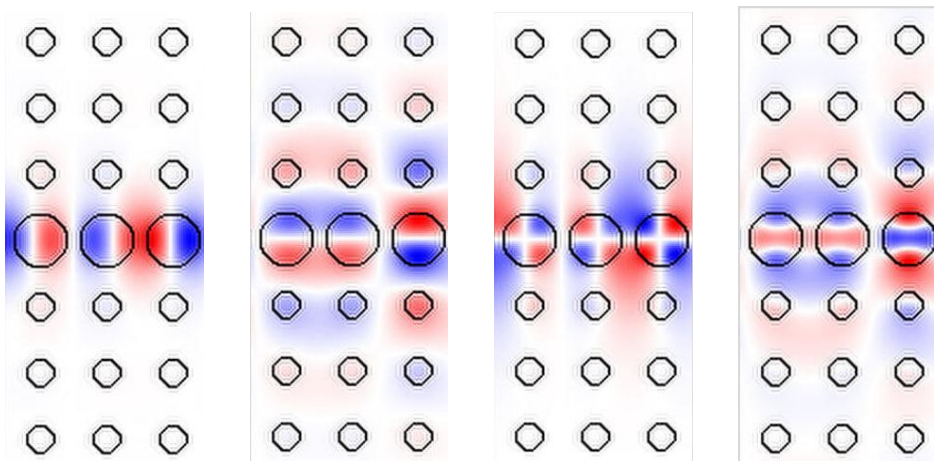


Рисунок 2.14 – Просторові розподіли електричного поля для значення радіусу діелектричних циліндрів $r/a = 0,4$

Четверта, найбільш високочастотна мода, вже не має типового розподілу поля, як перші три. Її можна ідентифікувати як симетричну (парну) моду. Таким чином, для даної конфігурації фотонно-кристалічного хвилеводу існує дві парні і дві непарні хвилеводні моди.

З рисунка 2.14 також видно, що різні хвилеводні моди характеризуються різними рівнями локалізації поля в каналі фотонно-кристалічного хвилеводу. Найбільш ефективна локалізація поля спостерігається для основної (першої) моди. Це означає, що при роботі фотонно-кристалічного хвилеводу на цій моді втрати енергії будуть найменшими.

Розглянемо далі зміну електродинамічних характеристик фотонно-кристалічного хвилеводу при подальшому збільшенні нормованого радіусу «дефектних» циліндрів r/a .

На рисунку 2.15 представлені результати розрахунку дисперсійної діаграми фотонно-кристалічного хвилеводу для значення $r/a = 0,48$. З рисунку видно, що подальше збільшення нормованого радіусу «дефектних» діелектричних циліндрів також призводить до змін дисперсійних характеристик фотонно-кристалічного хвилеводу. Зокрема, відбувається суттєве звуження смуги запирання хвилеводу, яка розташована в межах фотонної забороненої зони.

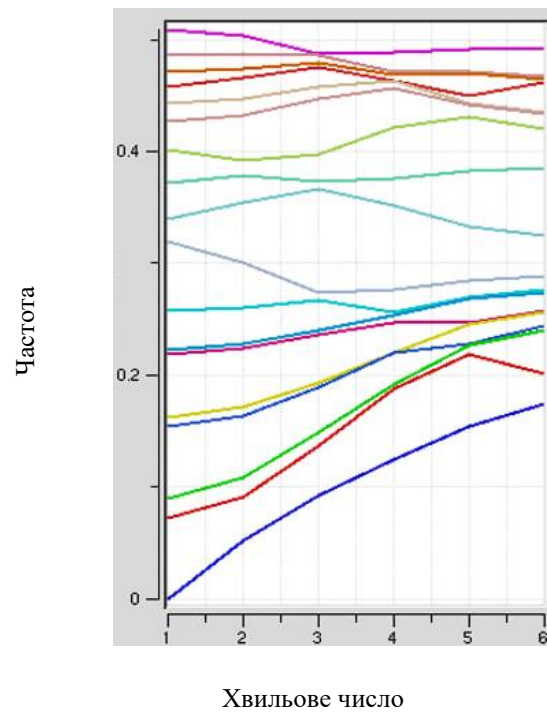


Рисунок 2.15 – Дисперсійна діаграма фотонно-кристалічного хвилеводу для значення радіусу циліндрів $r/a = 0,48$

На рисунку 2.16 представлені результати розрахунків просторових розподілів електричного поля для хвилеводних мод досліджуваної структури. В цьому випадку фотонно-кристалічний хвилевід є тримодовим. Але модовий склад відрізняється від попередніх випадків

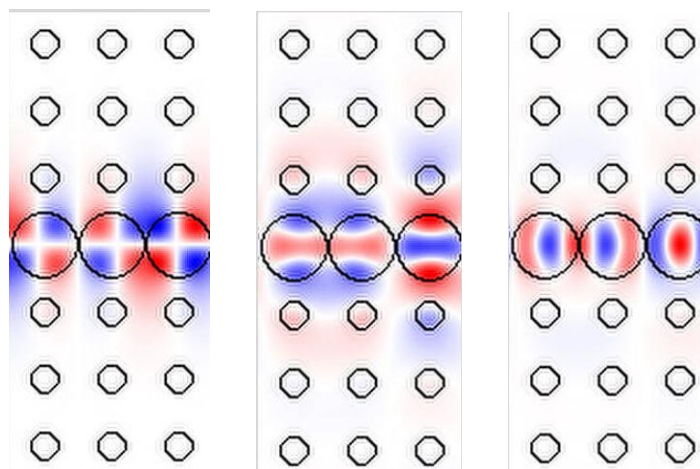


Рисунок 2.16 – Просторові розподіли електричного поля для значення решітки діелектричного циліндра $r/a = 0,48$

Перша хвилеводна мода характеризується квадрупольним просторовим розподілом поля в межах «дефектних» діелектричних циліндрів. Отже в цьому випадку відсутні хвилеводні моди з дипольним розподілом поля.

Друга хвилеводна мода має просторовий розподіл поля, подібний до четвертої моди попередньої конфігурації фотонно-кристалічного хвилеводу. Третя хвилеводна мода характеризується симетричним просторовим розподілом поля відносно поздовжньої вісі хвилеводу. Частота цієї моди знаходиться за межами фотонної забороненої зони. Це дозволяє зробити висновок про те, що у даному випадку локалізацію енергії поля забезпечує механізм повного внутрішнього відбиття, характерний для звичайних діелектричних хвилеводів.

Таким чином, результати проведених чисельних розрахунків показали можливість керування електродинамічними характеристиками фотонно-кристалічних хвилеводів через розташування в хвилеводних каналах різноманітних діелектричних елементів. Зміна розмірів цих елементів призводить до зміни дисперсійних характеристик та модового складу фотонно-кристалічних хвилеводів.

ВИСНОВКИ

Зроблено аналітичний огляд науково-технічної літератури з питань, що стосуються структури та електродинамічних властивостей фотонних кристалів та різноманітних пристроїв на їх основі. Основну увагу приділено структурам на основі двовимірних фотонних кристалів.

Розроблено розрахункові проекти для визначення характеристик власних режимів різноманітних схем фотонно-кристалічних хвилеводів на основі застосування методу розкладання по плоским хвилям. Для чисельних розрахунків використовувався програмний пакет MIT Photonic Bands, що вільно розповсюджується.

Розраховані дисперсійні діаграми фотонного кристалу та кількох модифікацій хвилеводів на його основі. Діаграми розраховувалися в межах незвідної частини першої зони Бріллюена двовимірного фотонного кристалу. Дисперсійні характеристики фотонно-кристалічних хвилеводів розраховані в межах зміни поздовжньої компоненти хвильового вектору.

Досліджено закономірності зміни електродинамічних характеристик фотонно-кристалічних хвилеводів при зміні параметрів діелектричних елементів. Отримані результати дозволяють запропонувати засоби керування характеристиками фотонно-кристалічних хвилеводів та їх оптимізації.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.* E 1987. Vol. 63. 2059.
2. E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, K.M. Leung, Photonic bandgap structure: the face-centered-cubic case employing nonspherical atoms, *Phys. Rev. Lett.* 1991. Vol. 67. 2295.
3. P. Lalanne, H. Benisty, Out-of-plane losses of two-dimensional photonic crystals waveguides: Electromagnetic analysis. *J. Appl. Phys.* 2001. Vol. 89, No. 2. P. 1512–1514.
4. P. Pottier, Ch. Seassal, X. Letartre, J.L. Leclercq, P. Viktorovitch, D. Cassagne, Ch. Jouanin, Triangular and hexagonal high Q -factor 2D photonic bandgap cavities on III–V suspended membranes, *J. Lightwave Technol.* 1999. Vol. 17. 2058.
5. X. Letartre, Ch. Seassal, Ch. Grillet et al. Group velocity and propagation losses measurement in a single line photonic crystal waveguide on InP membranes. *Appl. Phys. Lett.* 2001. Vol. 79. P. 2312–2314.
6. Y. Akahane, T. Asano, B.S. Song, S. Noda, High- Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal. *Nature.* 2003. Vol. 425. 944.
7. Sharee McNab, Nikolaj Moll, Yurii Vlasov, Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides. *Opt. Express.* 2003. Vol. 11. 2927.
8. O. Painter, R.K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J.D. O'Brien, P.D. Dapkus, L. Kim, Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser. *Science.* 1999. Vol. 284. 1819.
9. S. Fan, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos, H.A. Hauss, Channel drop tunneling through localized states. *Phys. Rev. Lett.* 1998. Vol. 80. 960.
10. C. Monat, Ch. Seassal, X. Letartre et al. InP based 2D Photonic Crystal on silicon: in-plane Bloch mode laser. *Appl. Phys. Lett.* 2002. Vol. 81, No. 27. P. 5102–5104.

11. E. Drouard, H.T. Hattori, C. Grillet et al. Directional channel-drop filter based on a slow Bloch mode photonic crystal waveguide section. *Opt. Express*. 2005. Vol. 13, No. 8. P. 3037–3048.
12. Lupu, E. Cassan, S. Laval, L. El Melhaoui, P. Lyan, J. Fedeli, Experimental evidence for superprism phenomena in SOI photonic crystals, *Opt. Express* 23 (2004) 5690.
13. T. Karle, Y.J. Chai, C.N. Morgan, I.H. White, T.F. Krauss, Observation of pulse compression in photonic crystal coupled cavity waveguides. *J. Lightwave Technol.* 2004. Vol. 22. 514.
14. V.N. Astratov, D.M. Whittaker, L.S. Culshaw et al. Photonic band structure effects in the reflectivity of periodically patterned waveguides. *Phys. Rev. B*. 1999. Vol. 60. R16255.
15. X. Letartre, J. Mouette, J.-L. Leclercq et al. Switching devices with spatial and spectral resolution combining Photonic Crystal and MOEMS structures. *J. Lightwave Technol.* 2003. Vol. 21, No. 7. P. 1691–1699.
16. S. Boutami, B. Ben Bakir, H. Hattori et al. Broadband and compact 2D photonic crystal reflectors with controllable polarization dependence. *IEEE Photonics Technology Letters*. 2006. Vol. 18, No. 7. P. 835–837.
17. J. Mouette, Ch. Seassal, X. Letartre et al. Very low threshold vertical emitting laser operation in InP graphite photonic crystal slab on silicon. *Electronics Lett.* 2003. Vol. 39, No. 6. 526.
18. F. Raineri, G. Vecchi, C. Cojocaru et al. Optical amplification in two-dimensional photonic crystals, *Appl. Phys. Lett.* Vol. 86 (2005) 091111.
19. F. Raineri, C. Cojocaru, P. Monnier et al. Ultrafast dynamics of the third-order nonlinear response in a two-dimensional InP-based photonic crystal *Appl. Phys. Lett.* Vol. 85 (2004) 1880–1882.
20. B. Ben Bakir, Ch. Seassal, X. Letartre et al. Surface-emitting microlaser combining two-dimensional photonic crystal membrane and vertical Bragg mirror. *Appl. Phys. Lett.* (2006), Vol. 88, No. 8. 081113.

21. A.M. Yacomotti, F. Raineri, G. Vecchi et al. All-optical bistable band-edge Bloch modes in a two-dimensional photonic crystal. *Appl. Phys. Lett.* (2006), Vol. 88. 231107.

22. S. Boutami, B. Ben Bakir, J.-L. Leclercq et al. Highly selective and compact tunable MOEMS photonic crystal Fabry-Perot filter. *Optics Express*. 2006. Vol. 14, No. 8. P. 3129–3127.

23. Y.V. Sashkova, E.N. Odarenko, A.A. Shmat'ko, N.G. Shevchenko. Analysis of Slow Wave Modes in Modified Photonic Crystal Waveguides Using the MPB Package // *IEEE International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory*. 2018, July 2-5, Kyiv, Ukraine, P. 164–167.