

Всеукраїнський конкурс студентських наукових робіт

Електроніка

СТУДЕНТСЬКА НАУКОВА РОБОТА

На тему: *«Модельовання фотонно-кристалічних хвилеводів із застосуванням пакетів MPB та MEER»*

Шифр: «Симетрія»

2021

АНОТАЦІЯ

студентської наукової роботи, шифр: «Симетрія»

Студентська наукова робота: 29 сторінок, 18 рисунків, 9 джерел.

Мета. Розроблення комп'ютерної моделі фотонно-кристалічних хвилеводів на основі лінійних дефектів періодичності фотонних кристалів та визначення на цій основі їх основних характеристик..

Методика. Для створення керуючих файлів комп'ютерної моделі використовувався язык програмування Scheme та вільно розповсюджені спеціалізовані пакети MIT Photonic Bands (MPB) та MEEP.

Результати. Визначено конструкції фотонно-кристалічних хвилеводів та створені їх двовимірної моделі із застосуванням методу суперкомірки. Розроблені керуючі файли для комп'ютерних пакетів MIT Photonic Bands (MPB) та MEEP. Розраховані дисперсійні характеристики фотонно-кристалічних хвилеводів та їх спектральні характеристики.

Наукова новизна. На основі використання самостійно розробленої моделі проведені розрахунки електродинамічних характеристик одномодових та багатомодових режимів роботи фотонно-кристалічних хвилеводів з пустотілими та діелектричними каналами.

Практичне використання. Розроблені моделі можуть використовуватися для проектування різноманітних схем фотонно-кристалічних хвилеводних пристроїв із наперед визначеними параметрами та складати основу для створення спеціалізованих додатків для розрахункових лабораторних робіт.

Ключові слова: ФОТОННИЙ КРИСТАЛ, ХВИЛЕВІД, ДИСПЕРСІЯ, МОДОВИЙ СКЛАД, СПЕКТРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ.

ЗМІСТ

Вступ.....	4
1 Основні властивості фотонних кристалів та хвилеводів на їх основі	5
1.1 Двовимірні фотонні кристали	8
1.2 Види і класи фотонно-кристалічних хвилеводів.....	11
1.2.1 Лінійні фотонно-кристалічні хвилеводи	14
2 Моделювання фотонно-кристалічних хвилеводів	16
2.1 Моделювання методом скінченних різниць в часовій області	16
2.2 Аналіз результатів чисельних розрахунків.....	20
Висновки	28
Перелік джерел посилання	29

ВСТУП

Сучасний розвиток оптичних інформаційних систем потребує створення відповідної елементної бази, придатної для розв'язання складних завдань. Найбільш перспективними в цьому аспекті вважаються пристрої, створені на основі оптичних волокон та фотонних кристалів. Вони забезпечують необхідний рівень мініатюризації та унікальні експлуатаційні характеристики, недосяжні при використанні звичайних оптичних елементів. На протязі кількох останніх десятиріч найбільша кількість експериментальних та теоретичних досліджень була присвячена саме пристроям на основі фотонно-кристалічних хвилеводів та резонаторів. Вони мають низку важливих переваг над волоконно-оптичними пристроями. Зокрема, це можливість створення хвилеводних поворотів з довільними кутами та передачі оптичних сигналів через пустотілі канали. Тому розроблення волоконно-оптичних та фотонно-кристалічних реалізацій різноманітних елементів оптичних трактів (хвилеводів, розгалужувачів, інтерферометрів, фільтрів) є актуальною проблемою.

В даній роботі розглядається один з важливих аспектів цієї проблеми – моделювання фотонно-кристалічних хвилеводів, які сформовані на основі лінійних дефектів періодичності двовимірних фотонних кристалів. Ці пристрої широко використовуються в сучасних пристроях інтегральної оптики та оптичних інформаційних системах як базові елементи для формування більш складних пристроїв.

1 ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ ФОТОННИХ КРИСТАЛІВ ТА ХВИЛЕВОДІВ НА ЇХ ОСНОВІ

Термін «фотонний кристал» (ФК) означає матеріал з показником діелектричної проникності (ϵ), що періодично змінюється, причому цей період можна порівняти з довжиною хвилі оптичного діапазону. У більшості випадків подібні структури є гетерофазні і складаються з елементів з різною ϵ , як правило, чисельних сфер або шарів різних матеріалів, розташованих певним чином. Періодичність конфігурації задається способом отримання ФК і може бути функцією однієї або декількох координат. В силу наявності дифракційних ефектів на періодичній структурі ФК має відповідну довжину хвилі відбитого випромінювання, що обумовлює характерний колір. Він визначається геометричними параметрами наноструктур, їх топологією і оптичними характеристиками матеріалу ФК. Наприклад, зміна постійної решітки (періоду), викликана механічним відгуком на зовнішній вплив хімічних сполук, призводить до зміни довжини хвилі максимуму відбитого випромінювання (відповідно, і кольору ФК). Зазначений ефект може бути використаний для детектування різних класів хімічних сполук. Крім того, цей ефект можна використовувати як елемент зворотнього зв'язку при управлінні деякими хімічними або біохімічними реакціями. Слід підкреслити, що зміна довжини хвилі у видимому діапазоні легко сприймається оком навіть недосвідченими операторами. Порівняно низька вартість подібних пристроїв обумовлює їх привабливість для використання в якості чутливих елементів різного призначення.

Незважаючи на субмікронні розміри складових елементів, фотонні кристали і тканини з їх включенням можна виявити в природі. Певні види метеликів і жуків використовують такі «технології» для мімікрії, виживання і захисту від різноманітних хижаків. При цьому види періодичних наноструктур змінюються як по типу, так і по просторовій розмірності: від одновимірної до тривимірної. Наприклад, у метеликів *Morpho rhetenor* крила покриті

невеликими лусочками, із зовнішнього боку яких розташовується періодична структура (рис. 1.1). Вона і є причиною безлічі різних відтінків, перехід між якими відбувається при зміні зовнішніх умов або кута огляду. Іншим прикладом природних ФК, що вже не відносяться до об'єктів тваринного світу, є напівкоштовне каміння, зокрема, благородні опали (рис. 1.2), що представляють собою упаковку сферичних частинок кремнезему діаметром в декілька сотень нанометрів, простір між якими заповнений повітрям або частіше – водою. Колір опала також визначається періодом решітки і кутом огляду.

При найближчому розгляді фотонний кристал – це періодична конфігурація оптично прозорих матеріалів з регулярною упаковкою елементів з показником заломлення, відмінним від показника заломлення матриці, в якій ці елементи розташовані. Структура влаштована таким чином, що через таку укладку при заданій конфігурації може пройти світло тільки з певною довжиною хвилі. Перші детальні дослідження розглянутих систем були проведені Яблоновичем [1].

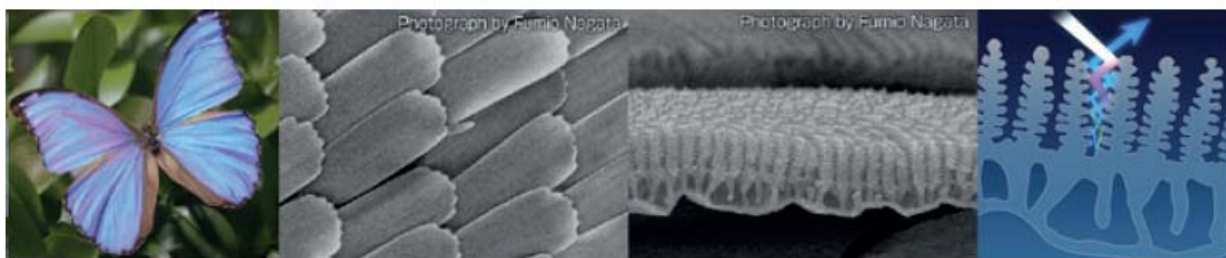


Рисунок 1.1 – Мікрофотографія крила метелика

Одновимірні ФК являють собою найпростішу конструкцію, де зміна діелектричної проникності відбувається тільки в одному напрямку [2]. Вони відомі під назвою Бреггівські відбивачі або Бреггівські канали, відображають одну конкретну довжину хвилі і, як правило, мають гладку поверхню подібно до дзеркала. Зазвичай ФК такого типу отримують за допомогою техніки

пошарового нанесення (багаторазового нанесення покриттів на підкладку) або методом фотолітографії. Відносна простота реалізації таких структур дозволяє використовувати їх для різних додатків. Наприклад, для створення чутливих елементів різного призначення [3].

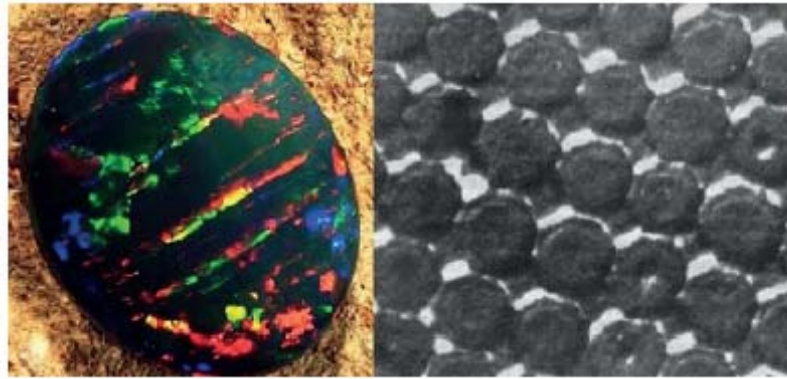


Рисунок 1.2 – Чорний австралійський опал (зліва) і його мікрофотографія при збільшенні $\times 50k$ (праворуч)

Двовимірна структура, в свою чергу, характеризується періодичністю властивостей в двох просторових напрямках. Двовимірні ФК формуються більш складними техніками, найбільш відомими з яких є фотолітографія і різні методи травлення. Ці наноструктури можуть відрізнятися за формою, порядком, розмірами, а також за дефектами, що призводить до можливості управління їх властивостями. Тривимірної конфігурації ФК відповідає періодичність упаковки в трьох вимірах. Зазвичай прикладами 3D структур вважають опали і інвертовані опали. Один з найбільш поширених методів формування тривимірних фотонних кристалів ґрунтується на самоорганізації нанорозмірних мікросфер з вузьким розподілом по діаметру частинок з суспензії. 3D мікросфери в основному виготовляють з кремнезему, оксиду цинку, діоксиду титану або органічних полімерів.

1.1 Двовимірні фотонні кристали

Двовимірний випадок цікавий тим, що, з одного боку, це істинно фотонно-кристалічна структура з притаманними їй властивостями, а з іншого боку, вона не настільки складна, як тривимірні ФК. Почнемо знову з структури з малим, близьким до одиниці, оптичним контрастом. Для прикладу візьмемо систему паралельних діелектричних стрижнів (рис. 1.3) [4].

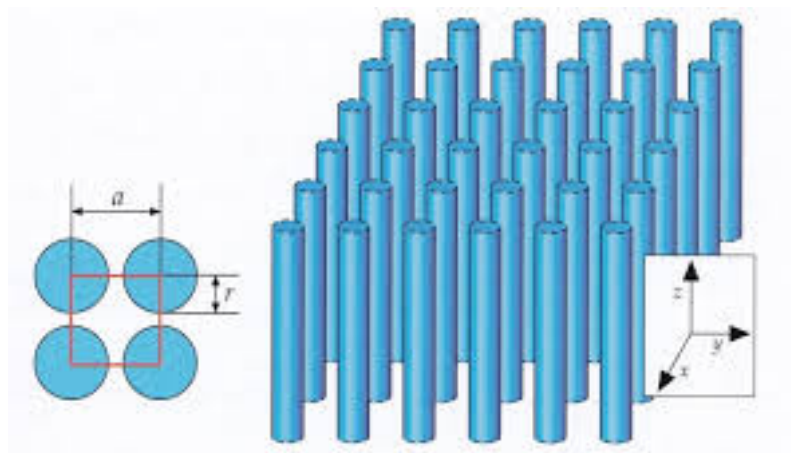


Рисунок 1.3 – Двовимірний ФК з системи паралельних циліндрів [4]

Припустимо, що світло поширюється за такою системою в площині, перпендикулярній стрижням. Залежно від напрямку поширення хвиля буде взаємодіяти зі структурою, яка демонструє різні періоди модуляції оптичних властивостей.

Як і в одновимірних фотонних кристалах, все різноманіття хвильових векторів зводиться до першої зони Бріллюена, тільки тепер вона стає двовимірною. Для квадратної кристалічної решітки зоною Бріллюена є квадрат, але існуючий не в звичайному просторі, а в просторі хвильових векторів (рис. 1.4).

Хвильовий вектор \vec{k} для хвиль, що поширюються у фіксованій площині, визначається двома координатами. Однак на дисперсійній діаграмі його

необхідно відкласти уздовж однієї осі, тому прийняли правило однозначної відповідності точок на прямій і хвильових векторів з першої зони Бріллюена.

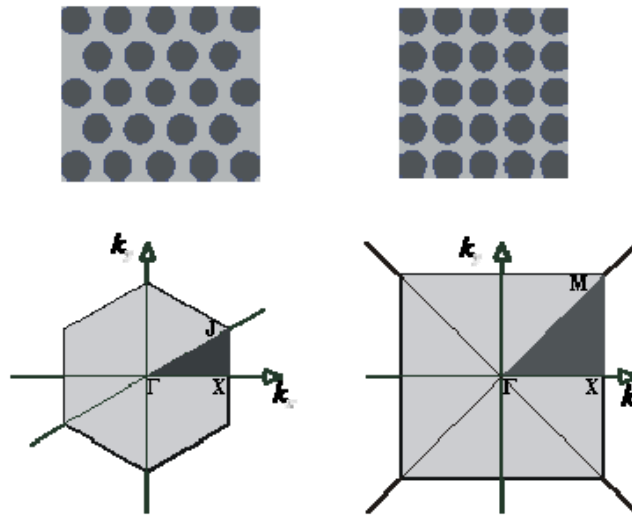


Рисунок 1.4 – Схеми фотонних кристалів та перші зони Бріллюена в просторі хвильових чисел

Основні значення координат двовимірного вектора позначають великими літерами грецького алфавіту. Так, точка Γ має координати $(0, 0)$, тобто $k_x = 0$ і

$k_y = 0$, точка X – координати $\frac{\pi}{a}, 0$, тобто $k_x = \frac{\pi}{a}$ і $k_y = \frac{\pi}{a}$, а точка M – $\left(\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}\right)$,

тобто $k_x = \frac{\pi}{a}$. Врахування симетрії дозволяє зовсім звузити діапазон векторів,

необхідних для отримання повної фотонної картини, до так званої першої зони Бріллюена. Виявляється, що для передачі різноманіття найбільш важливих хвильових векторів в фотоніці досить перебрати значення координат хвильового вектора уздовж зони Бріллюена траєкторії $\Gamma X M \Gamma$.

Зрозуміло, що в двовимірному фотонному кристалі неможливо існування повних заборонених зон – адже у світла завжди є можливість поширюватися не строго уздовж площини, перпендикулярної стрижнів, а під кутом до неї. Але, як впливає з отриманої дисперсійної діаграми, в фотонному кристалі з дуже

незначним оптичним контрастом відсутні навіть квазіпольні заборонені зони. Під квазіпольною забороненою зоною мається на увазі інтервал частот, для яких заборонено розповсюдження хвиль по кристалу уздовж всіх напрямків, що лежать в площині, перпендикулярній стрижням. Якщо контраст структури збільшити, то такі заборонені зони з'являться. Причому, як і для одновимірних кристалів, чим вище оптичний контраст, тим більше ширина зон. Вид діаграми залежить від типу хвилі, що розповсюджується. У двовимірних кристалах зазвичай виділяють два незалежних типи хвиль – ТЕ-хвилі (поперечні електричні) і ТМ-хвилі (поперечні магнітні). Для хвиль класу ТМ характерно, що вектор електричного поля спрямований строго перпендикулярно площині поширення, а вектор магнітного поля лежить в цій площині (рис. 1.8). Ситуація з ТЕ-хвилями аналогічна, але з точністю до навпаки: магнітне поле перпендикулярно площині поширення, а електричне поле паралельно їй.

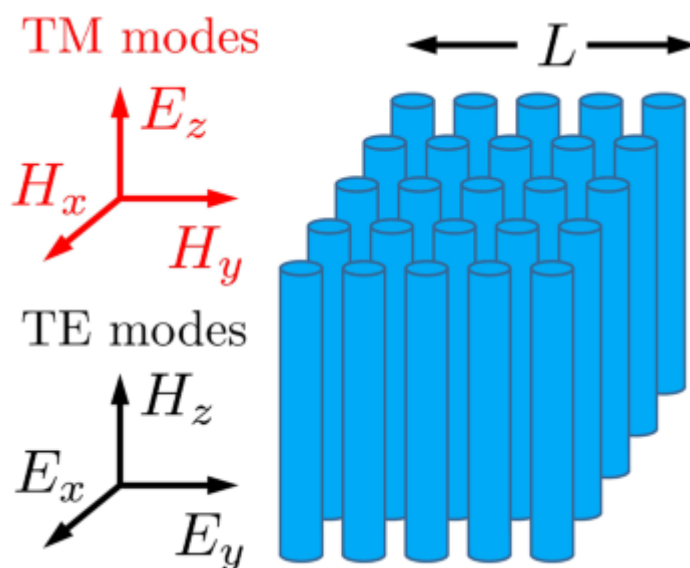


Рисунок 1.8 – ТЕ- і ТМ- хвилі у двовимірному фотонному кристалі

Дисперсійна діаграма для ТМ-хвилі, що біжить по двовимірному фотонному кристалу в площині, перпендикулярній створюючим його циліндрам показана на рис. 1.9. Видно, що існує кілька квазіповних заборонених зон.

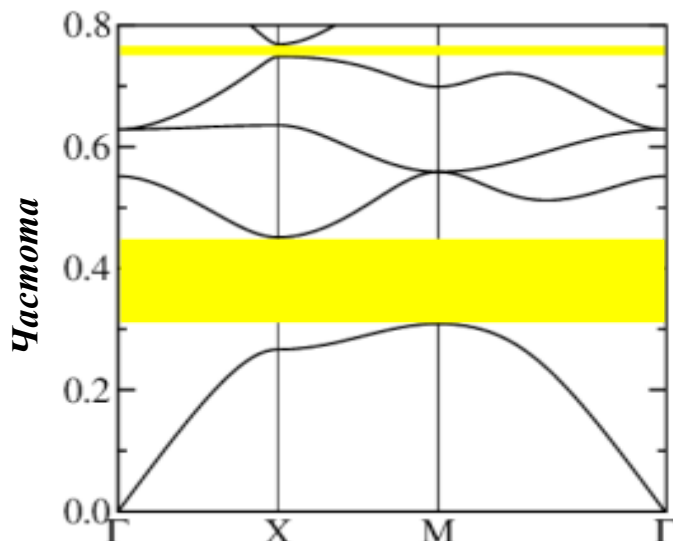


Рисунок 1.9 – Дисперсійна діаграма двовимірного фотонного кристала з квазізабороненими зонами

Легко помітити, що поблизу меж інтервалів заборонених частот дисперсійні криві загинаються і безпосередньо на межах мають горизонтальну дотичну. Це відбувається в основних точках зони Бріллюена (точки Γ , X, M). Можна зробити висновок, що для цих високосиметричних точок групова швидкість випромінювання наближається до нуля і формуються стоячі хвилі.

1.2 Види і класи фотонно-кристалічних хвилеводів

Концепція ФК була запропонована наприкінці 80-х років минулого століття. Структура фотонного кристала має просторово-модульовану діелектричну постійну середовища, період модуляції якої можна порівняти з довжиною хвилі взаємодіючого випромінювання. За характером зміни коефіцієнта заломлення фотонні кристали можна розділити на три основні класи: одновимірні, двовимірні і тривимірні. У одновимірних кристалах коефіцієнт заломлення періодично змінюється в одному просторовому напрямку. Такі фотонні кристали складаються з паралельних один одному шарів різних матеріалів з різними коефіцієнтами заломлення і можуть проявляти свої властивості в одному просторовому напрямку –

перпендикулярно шарам. Прикладом одновимірних фотонних кристалів є брегівські структури – періодичні структури з діелектричних шарів товщиною $\frac{\lambda}{4}$ з двома різними показниками заломлення. Двовимірні фотонні кристали мають коефіцієнт заломлення, періодично змінний в двох просторових напрямках, і можуть проявляти свої властивості також в двох просторових напрямках. У тривимірних фотонних кристалах коефіцієнт заломлення періодично змінюється в трьох просторових напрямках, тому вони можуть проявляти свої властивості в трьох координатах, і їх можна представити як масив об'ємних областей (сфер, кубів і т.д.), упорядкованих в тривимірній кристалічній решітці.

Як і електричні середовища, фотонні кристали можна розділити на провідники – речовини, які здатні проводити світло на великі відстані з малими втратами, діелектрики – практично ідеальні дзеркала, напівпровідники – речовини, здатні, наприклад, вибірково відображати фотони певної довжини хвилі, і надпровідники, в яких фотони завдяки колективним явищам здатні поширюватися практично на необмежені відстані.

Будь-яка неоднорідність в фотонному кристалі називається дефектом фотонного кристала, оскільки порушує його періодичність. Область порушення періодичності кристала фактично є мікрорезонатором або хвилеводом, в якому електромагнітна хвиля обмежена в двох вимірах і убуває експоненціально за інтенсивністю вглиб кристалу [5, 6]. Довжина хвилі основної моди випромінювання, зосередженого всередині дефекту структури, може змінюватися в межах ширини забороненої зони за допомогою зміни розміру або форми дефекту.

Лінійний дефект в фотонному кристалі фактично створює хвилевід. На даному принципі утримання електромагнітного випромінювання в дефекті фотонного кристала створені провідники оптичного випромінювання, звані фотонно-кристалічними хвилеводами. Термін «фотонно-кристалічні хвилеводи», введений Ф. Расселлом в 1995 р., узагальнює типи оптичних

хвилеводів зі складною структурною оболонкою, перетин якої є двовимірний фотонний кристал [6]. Оптичний хвилевід, структурна оболонка якого відтворює геометрію одновимірного фотонного кристала, називається Бреґгівським хвилеводом. Ідея створення оптичних волокон з періодичною оболонкою була висловлена ще в 1978 р. Її новизна полягала у формуванні багат шарової оболонки, концентричні шари якої мають змінюване (високий/низький) значення показника заломлення [7]. У такій структурі формуються радіальні фотонні заборонені зони, які обумовлюють нові направляючі властивості хвилеводу. Відзначимо, що хоча перші публікації по бреґівським хвилеводам відносяться до 1978 року, реальні роботи в цій галузі почалися порівняно недавно, в 1999 – 2000 рр.

У таких хвилеводах реалізується новий метод управління показником заломлення оболонки, що залежать від параметрів її структури. При зменшенні показника заломлення оболонки хвилеводу вступає в силу закон повного внутрішнього відбиття, що лежить в основі механізму утримання оптичного випромінювання в таких хвилеводах. Хвилеводи даного типу відносяться до класу фотонно-кристалічних хвилеводів з твердою серцевиною (рис. 1.10, а).

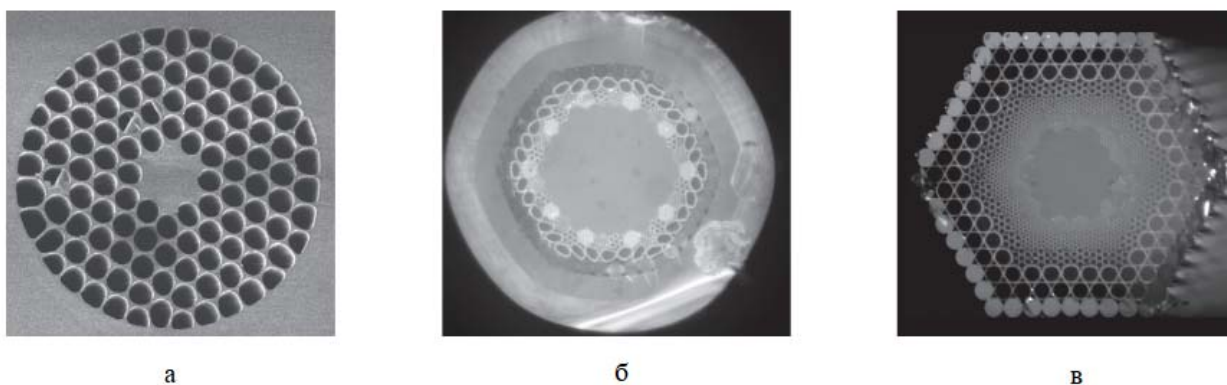


Рисунок 1.10 – Фотонно-кристалічне волокно з твердою (а) і порожнистою (б, в) серцевинами

Другий великий клас фотонно-кристалічних хвилеводів – це хвилеводи з порожнистою серцевиною (рис. 1.10, б, в). У таких хвилеводах локалізація

оптичного випромінювання в серцевині внаслідок повного внутрішнього відбиття неможлива. Направляючі властивості фотонно-кристалічних хвилеводів з порожнистою серцевиною обумовлені наявністю фотонної забороненої зони у періодичній структурі, яка формує оболонку. В основі механізму відбиття світла від межі розділу серцевина – оболонка лежить брегівське відбиття від двовимірної періодичної діелектричної структури. Оптичне випромінювання з резонансними частотами, що лежать в межах забороненої зони кристала, не проходить крізь структурну оболонку хвилеводу, і поширюється вздовж порожнистої серцевини.

1.2.1 Лінійні фотонно-кристалічні хвилеводи

Багато в чому розробка ефективних хвилеводів значно простіша, ніж проектування резонансних порожнин, оскільки необхідне утримання світла від фотонного кристалу тільки в одному напрямку всередині пластини. Існують дві умови для розповсюдження мод в будь-якому хвилеводі, будь то метал, діелектрик або фотонний кристал: по-перше, стінки повинні бути відбивні, а друга фазова умова повинна бути задоволена. Остання вимога призводить до дискретного спектру керованих режимів. Порожні металеві хвилеводи використовуються для керування мікрохвилями, оскільки метали мають відносно низьке поглинання на цих частотах і вони відбивають хвилі для всіх кутів падіння. Діелектричні хвилеводи, з іншого боку, покладаються на повне внутрішнє відбиття (ПВВ), тому вони працюють у режимах, які задовольняють умовам ПВВ на всіх стінках. Фотонно-кристалічні хвилеводи використовують фотонні заборонені зони і ПВВ для локалізації електромагнітної енергії. Оскільки фотонні кристали відбивають світло для всіх кутів нахилу, фотонно-кристалічні хвилеводи мають багато подібного з металевими хвилеводами, а деякі концепції мікрохвильової схеми, такі як узгодження імпедансу, були застосовані до фотонних кристалів. Існує певна дискусія щодо того, чи дають хвилеводи для фотонного кристала будь-які переваги над контрастними

діелектричними хвилеводами з високим індексом, наприклад, на основі добре встановленої технології SOI. Для простого перенесення світла з однієї частини оптичної схеми на іншу, хвилеводи SOI не тільки мають тенденцію до зниження втрат, але й можуть бути розташовані в будь-якому місці, а не відповідно до решітки фотонного кристалу. З іншого боку, фотонно-кристалічні хвилеводи можуть бути безпосередньо інтегровані з іншими структурами фотонних кристалів, такими як порожнинні, для створення функціональних пристроїв [8].

На рис. 1.11 представлені схема та мікрофотографія фотонно-кристалічного хвилеводу на основі лінійного дефекту періодичності. Зазвичай такі хвилеводи виготовляються з кремнію або арсеніду галію, що забезпечує необхідний контраст показників заломлення в інфрачервоному діапазоні.

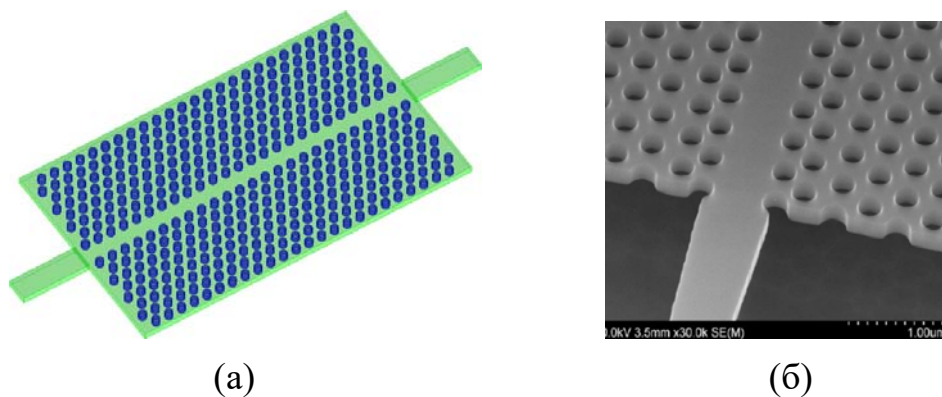


Рисунок 1.11 – Фотонно-кристалічний хвилевід. (а) схема; (б) мікробібраження

На рисунку представлені варіанти з трикутною симетрією ґратки фотонного кристалу, оскільки саме така конфігурація забезпечує максимальну ширину фотонної забороненої зони. Але існують також варіанти фотонно-кристалічних хвилеводів з квадратною симетрією ґратки, які є більш прийнятними для низки випадків. Зокрема, для формування фотонного кристалу з діелектричних циліндрів.

2 МОДЕЛЮВАННЯ ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНИХ ХВИЛЕВОДІВ

2.1 Моделювання методом скінченних різниць в часовій області

Моделювання електродинамічних систем методом скінченних різниць в часовій області – це фактично моделювання в часовій області для різноманітних електромагнітних задач. Ця методика використовує скінченні різниці як наближення до просторових та часових похідних електромагнітних полів E та H , які фігурують у рівняннях Максвелла, як це наведено в рівняннях (2.1) та (2.2). У цьому моделюванні зазвичай припускається, що середовище є лінійним, ізотропним та недисперсним (властивості, що не залежать від поля, напрямку та частоти), щоб спростити постановку та розв'язання задач.

Зазвичай розглядається хвильове рівняння або рівняння Гельмгольца, як традиційний метод розв'язання електромагнітних задач, але, зрештою, метод скінченних різниць в часовій області безпосередньо стосується рівнянь Максвелла. Для того, щоб чисельно опрацювати рівняння Максвелла та розробити схему моделювання, закони Ампера та Фарадея можна записати у такому спеціальному вигляді:

$$\partial_{\alpha} H_{\beta} - \partial_{\beta} H_{\alpha} = \sigma E_{\gamma} + \varepsilon \partial_t E_{\gamma}, \quad (\alpha, \beta, \gamma = x, y, z), \quad (2.1)$$

$$\partial_{\alpha} E_{\gamma} - \partial_{\gamma} E_{\alpha} = \mu \partial_t H_{\beta}, \quad (2.2)$$

де $\partial_{\alpha} = \partial / \partial \alpha$ і т.д. Ці шість диференціальних рівнянь першого порядку утворюють пов'язану систему, придатну для чисельних обчислень, і їх можна безпосередньо перетворити в алгоритми моделювання, які обчислюють розповсюдження поля скрізь матеріальне середовище у певний час або визначають поля в точці зонда у всі моменти часу, тобто фактично імпульсну характеристику.

Розглянемо основні концепції методу скінченних різниць в часовій області, обмежившись найпростішим випадком, щоб можна було використати

їх пізніше у конкретних задачах. Для простоти, та розширення до 2D та 3D випадків, ми припускаємо далі одновимірну систему з виділеним напрямком z -поляризованого x -спрямованого поля у середовищі без втрат ($\sigma = 0$). У цьому випадку розповсюдження не має змін у напрямках \hat{y} і \hat{z} , тобто $\partial_x \neq 0$, $\partial_y = 0$, і $\partial_z = 0$. Це дозволяє переписати рівняння (2.1) та (2.2) у формі:

$$\partial_x H_y = \varepsilon \partial_t E_z \quad (2.3)$$

$$\partial_x E_z = \mu \partial_t H_y \quad (2.4)$$

для існуючих полів E_z і H_y . Просторова похідна працює на обох полях для значень координат, встановлених на кожному часовому наборі, що описані нижче.

Використовуючи кінцеві різниці першого порядку похідних та рис. 2.1 як орієнтир для дискретизації у просторі та часі з алгоритмом стрибків, диференціали в рівняннях (2.3) та (2.4) можуть бути реалізовані у формі скінченних різниць в часовій області. На рис. 2.1 показана просторова діаграма алгоритму Yee, що показує просторове зміщення між електричним та магнітним полями. Компоненти E_z позначені як замкнуті кола, а компоненти H_y як відкриті кола на осі x . Напрямок вектора Умова-Пойтінга (потік світлової енергії) – уздовж осі x . Ціле число представляє просторовий індекс $x = i\Delta x$, а затим представляє часовий крок $t = n\Delta t$, де Δx та Δt , відповідно, описують просторові та часові зсуви.

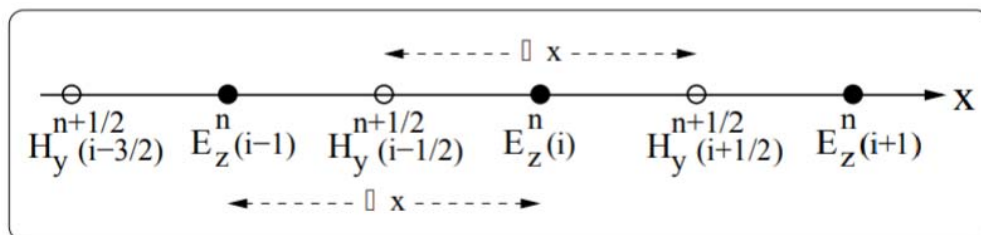


Рисунок 2.1 - Типова схема моделювання скінченних різниць в часовій області

Часто використовують кінцево-різницеву (фактично центрально-різницеву) апроксимацію похідної функції у точці x_0 : $\partial_x f(x)|_{x_0} \approx [f(x_0 + \Delta x / 2) - f(x_0 - \Delta x / 2)] / (\Delta x) - 1$ з точністю другого порядку, тобто похибка становить $O[(\Delta x)^2]$. Тут функція (у напрямку x), що представляє поля фактично не дискретизується в x_0 . Натомість функція дискретизується у сусідніх точках $x_0 \pm \Delta x / 2$. Ця ідея була першою використана Уее для розробки чисельного алгоритму скінченних різниць в часовій області для полів в обчислювальній сітковій схемі, відомій як решітка Уее. Типовий приклад цього для 1D-випадку наведено на рис. 2.1, де різниця двох сусідніх компонентів розділена Δx і розташована на відстані $\pm \Delta x / 2$ по обидві сторони від H -компонента, і навпаки. Тут компоненти E та H чергуються в просторі решітки з інтервалами $\Delta x / 2$. Ця умова дає чисельне наближення для похідної поля. Наприклад, похідна поля E , $\partial E / \partial x$, дозволяє здійснювати ступінчасте складання компонента H .

Використовуючи вищезазначену ідею кінцевих різниць як у похідних за простором, так і за часом, і, провівши кілька алгебраїчних кроків, включаючи $\lambda = \Delta t / \varepsilon$ і $\Lambda = \Delta t / \mu$, ми можемо дійти до ітераційного алгоритму для поля E_z і поля H_y , які поширюються з кроком у часі:

$$E_z^{n+1}(i) = E_z^n(i) + \lambda \partial_x H_y^{n+\frac{1}{2}}, \quad (2.5)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+1/2) + \Lambda \partial_x E_z^n, \quad (2.6)$$

Треба звернути увагу, що обчислення розташовані в різних шарах як у просторі, так і в часі. Наприклад, нове значення E_z за часовий крок $n+1$ обчислюється з попереднього значення E_z за n і нових значень H_y за $n+1/2$.

Це основна парадигма методу скінченних різниць в часовій області. Зауважимо, що індекси часу $n, n+1, n+1/2, n-1/2, n-1/2$ у верхньому індексі рівнянь (2.5) та (2.6) випадають із комп'ютерного коду, оскільки час є неявним у вибраному методі моделювання. Вони з'являються лише за ітеративний часовий цикл, що характеризує розповсюдження поля. Хвильове рівняння може бути реалізовано безпосередньо для розповсюдження полів, беручи наближення кінцевої різниці для похідних другого порядку. Однак методи визначення полів, як випливає з рівнянь (2.5) та (2.6), вважаються надійними методами, оскільки вони залучають обидва поля в алгоритмі.

Діаграма на рис. 2.2 пояснює процес моделювання скінченних різниць в часовій області для комп'ютерного експерименту у обчислювальному просторі.

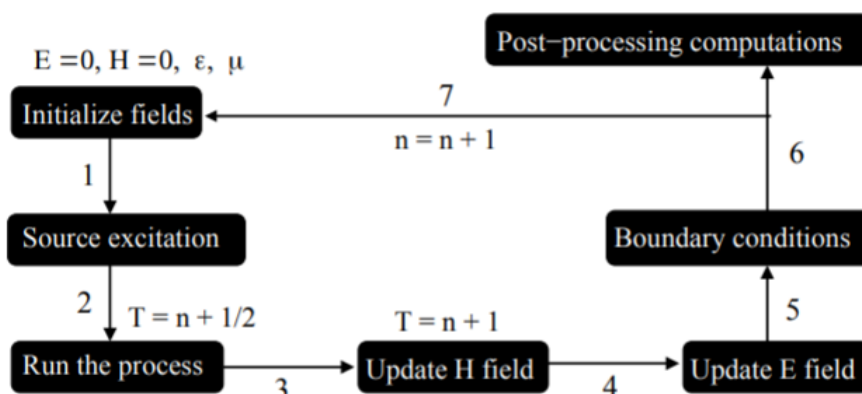


Рисунок 2.2 - Діаграма, що показує процес моделювання

Поля E та H зазвичай ініціалізуються від нуля, ϵ та μ надаються в задачі. n або T являють собою дискретні часові кроки, в яких коефіцієнт $1/2$ позначає часовий крок, відповідний режиму поля.

Після визначення та дискретизації обчислювальної області у вузли моделювання скінченних різниць в часовій області, початкові значення полів E та H у вузлах слід призначати перед початком обчислення. Зазвичай поля E та H ініціалізуються за нульових значень. Тому спочатку є два заповнені масиви з нулями в одновимірному випадку. Подібним чином, чотири масиви виникають

в 2D, а шість масивів виникають у 3D-випадках. Ці масиви оновлюються шляхом розповсюдження полів з кроком часу через цикл, позначений 1–2–3–4–5–6–7, що відповідає термінології, описаній у кожній з чорних кнопок на рис. 2.2, так що масиви, сформовані в циклі, містять інформацію про значення компонентів поля з відповідними координатами.

Після процесу ініціалізації джерело випромінювання слід вводити в елемент масиву одного з полів. Алгоритм моделювання скінченних різниць в часовій області підтримує будь-які типи вихідних сигналів, такі як Гаусівські, гармонічні тощо. Джерело випромінювання змінюється в часі, тому вузли джерела повинні ініціалізуватися на кожному часовому кроці. Іншим найважливішим фактором у процесі моделювання скінченних різниць в часовій області є реалізація граничних умов. Основною концепцією є те, що граничні умови дозволяють розглядати кінцевий розмір фотонного кристала як нескінченну систему.

2.2 Аналіз результатів чисельних розрахунків

В даній роботі розглядаються дві схеми лінійного фотонно-кристалічного хвилевода. Вони відрізняються шириною хвилеводного каналу. Спочатку розглянемо випадок коли хвилеводний канал є пустотілим. Локалізація електромагнітної енергії в хвилеводі реалізується за рахунок його періодичної оболонки. Ця оболонка представлена двовимірним фотонним кристалом який сформовано трикутною сіткою пустотілих отворів з періодом a в масиві діелектрика.

Хвилеводний канал формується через видалення одного ряду циліндрів із цієї періодичної структури. В результаті формується так званий лінійний дефект періодичності фотонного кристалу.

Аналіз таких структур звичайно починається з побудови дисперсійної діаграми. Це завдання розв'язувалося шляхом чисельних розрахунків в спеціалізованому пакеті MIT Photonic Bands (MPB) [9]. Ця програма дозволяє

розраховувати власні частоти фотонно-кристалічних структур різної розмірності на основі застосування методу розкладання по плоским хвилям.

Треба відзначити, що при розрахунках дисперсії фотонно-кристалічних хвилеводів достатньо обмежитися лише одним напрямком хвильового вектору. Зрозуміло, що це напрямок розповсюдження хвилі уздовж хвилеводу.

Результати розрахунків представлені на рис. 2.3. На цьому рисунку наведена схема фотонно-кристалічного хвилеводу та його дисперсійна діаграма. Дисперсійна діаграма побудована в межах першої зони Бріллюена. Це означає, що по вісі абсцис на цій діаграмі відкладені значення нормованого хвильового вектора уздовж координатної вісі Ox . По вісі ординат відкладена нормована частота. Горизонтальна полоса показує фотонну заборонену зону оболонки фотонно-кристалічного хвилеводу. Саме в цьому частотному діапазоні можлива локалізація енергії в хвилеводному каналі. З рис. 2.3 видно, що в межах фотонної забороненої зони реалізується одна дисперсійна крива, що відповідає хвилеводним режимам цієї структури. Слід зазначити, що в даному випадку ці режими обмежені як про частоті так і по фазовій швидкості хвилеводної хвилі.

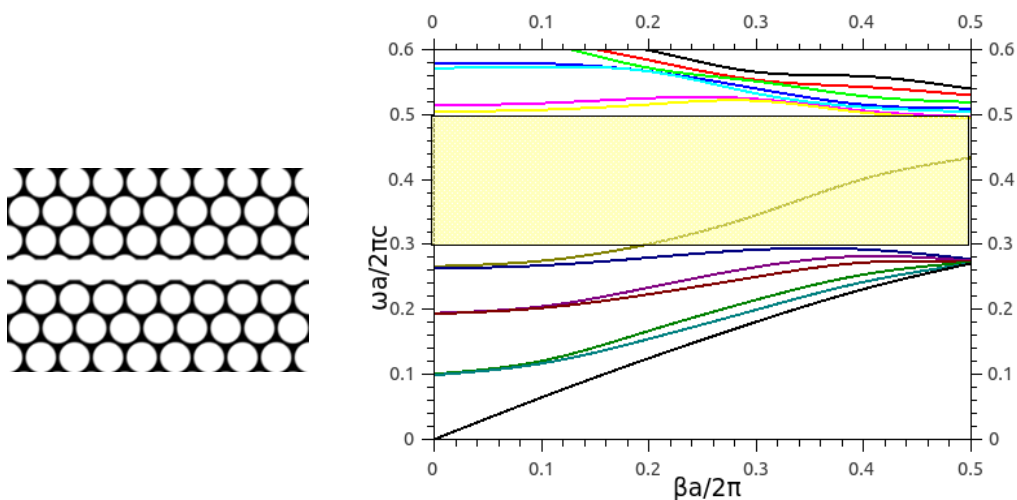


Рисунок 2.3 – Схема фотонно-кристалічного хвилеводу та його дисперсійна діаграма

З дисперсійної діаграми також видно, що хвилеводні режими в такій структурі можливі як для швидких хвиль так і для сповільнених хвиль. Ці хвилі розрізняються фазовою швидкістю. Швидкі хвилі мають фазову швидкість більшу за швидкість світла у вакуумі. Сповільнені хвилі мають фазову швидкість меншу за швидкість світла.

З дисперсійної діаграми на рис. 2.3 можна визначити частотний діапазон роботи фотонно-кристалічного хвилеводу: $\frac{\omega a}{2\pi c} = 0,3 \div 0,5$. Саме в цьому діапазоні існують розв'язки дисперсійного рівняння цієї структури, що відповідають хвилеводним режимам.

Ця інформація є попередньою для аналізу спектральних характеристик фотонно-кристалічного хвилеводу. Для розрахунку цих характеристик використовувався інший спеціалізований програмний пакет MEEP [10]. Цей пакет використовує метод скінченних різниць у часовій області (FDTD).

Результати розрахунку представлені на рис. 2.4. Уздовж вісі абсцис відкладена нормована частота, уздовж вісі ординат – коефіцієнт пропускання. З цього рисунку видно, що хвилевод пропускає електромагнітну енергію в діапазоні частот: $\frac{\omega a}{2\pi c} \approx 0,29 \div 0,44$. Порівняння з рис. 2.3 вказує на досить хорошу відповідність результатів розрахунку в різних пакетах.

Розрахунки спектральних характеристик проводилися за наступним алгоритмом. Спочатку формується обмежена хвилеводна структура. При її побудові треба враховувати, що в межах фотонної забороненої зони поле електромагнітної хвилі загасає в фотонному кристалі за експоненціальним законом. Відомо, що для достатнього загасання треба щонайменше шість періодів структури. Тому з кожного боку хвилевода було сформовано фотонно-кристалічні структури з шістьма періодами уздовж вісі Оу. На наступному етапі побудови моделі формується джерело випромінювання яке розміщується на одному з країв хвилеводу. Для того, щоб отримувати результати розрахунку в певному частотному діапазоні, джерело випромінювання повинно бути

Гаусовим. Це означає, що воно випромінює сигнал з Гаусівським спектром. Для прийому цього сигналу на іншому кінці хвилеводу треба розташувати детектор. Оскільки детектор повинен приймати більшу частину енергії випромінювання джерела, то розмір цього детектора повинен бути більшим ніж ширина хвилеводного каналу. Слід зазначити, що вся структура повинна бути оточена поглинаючою поверхнею – так званим PML шаром.

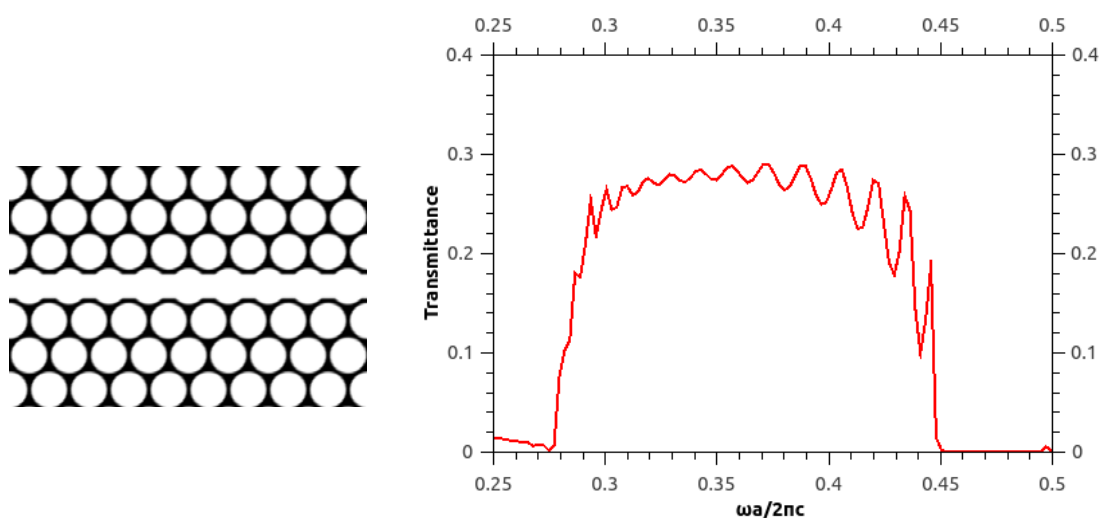


Рисунок 2.4 – Схема одномодового фотонно-кристалічного хвилеводу та його спектральна характеристика

На рис. 2.4 видно, що спектральна характеристика має дещо нерівномірний характер. Спостерігаються численні максимуми та мінімуми проходження, що за своєю природою являються інтерференційними. Це звичайний результат для фотонно-кристалічних хвилеводів такої конфігурації, оскільки його стінки фактично є періодично неоднорідними.

Таким чином, у випадку одномодового фотонно-кристалічного хвилеводу можна зробити висновок, що його робочий діапазон частот менший ніж ширина фотонної забороненої зони. Це може обмежувати можливості застосування такої структури для передачі широкосмугових сигналів. Розглянемо далі один із методів розширення частотного діапазона фотонно-кристалічного хвилеводу. Збільшимо ширину хвилеводного каналу шляхом видалення ще двох рядків пустотілих циліндрів. Таким чином ширина пустотілого каналу збільшується майже в три рази. Схема такого хвилеводу представлена на рис. 2.5 зліва. На рис. 2.5 представлена також дисперсійна діаграма. Видно, що в цьому випадку в межах фотонної забороненої зони реалізуються три дисперсійні криві, які по частоті охоплюють весь діапазон цієї забороненої зони, але треба відзначити, що в залежності від фазової швидкості хвилеводних хвиль ця структура може бути не тільки трьохмодовою, але й двомодовою та одномодовою.

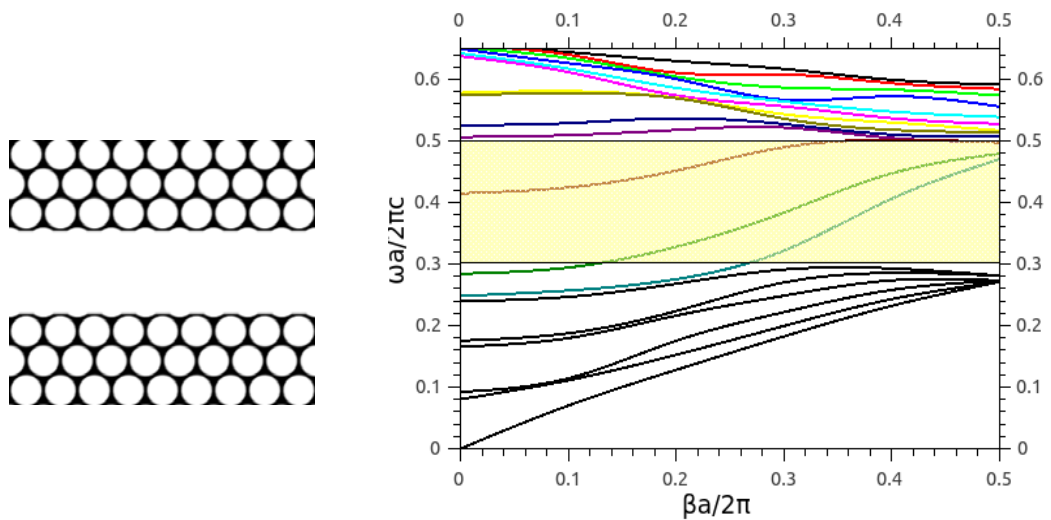


Рисунок 2.5 – Схема фотонно-кристалічного хвилеводу та його дисперсійна діаграма

Таким чином можна очікувати, що робочий діапазон цього хвилеводу буде ширшим у порівнянні з попереднім варіантом. Результати розрахунків спектральної характеристики наведені на рис. 2.6. З рисунка видно що, дійсно, діапазон частот в якому хвилевід пропускає електромагнітну енергію розширився і охопив практично всю фотонну заборонену зону.

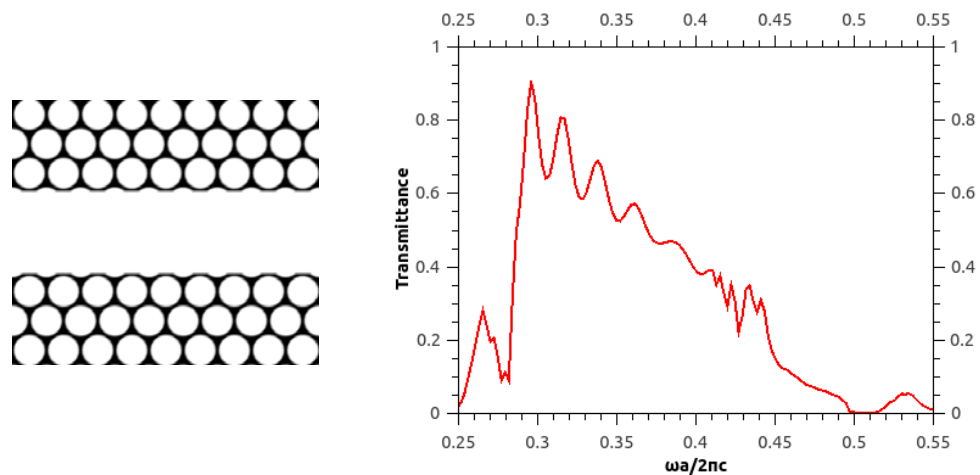


Рисунок 2.6 – Схема багатомодового фотонно-кристалічного хвилеводу та його спектральна характеристика

Але на відміну від одномодового хвилеводу залежність коефіцієнту пропускання від частоти є досить нерівномірною. В низькочастотній частині фотонної забороненої зони спостерігається майже повне проходження електромагнітної енергії. З підвищенням частоти коефіцієнт пропускання зменшується приблизно за лінійним законом. Таким чином для отримання більш рівномірної спектральної характеристики необхідно робити модифікацію структури фотонно-кристалічного хвилеводу.

Важливо відзначити, що в межах полоси пропускання такий хвилевід не має жодного провалу коефіцієнту проходження. Це важливо для передачі широкосмугових сигналів без суттєвого спотворення їх форм. Розглянемо далі інший варіант реалізації фотонно-кристалічного хвилеводу. Його схема представлена на рис. 2.7, а.

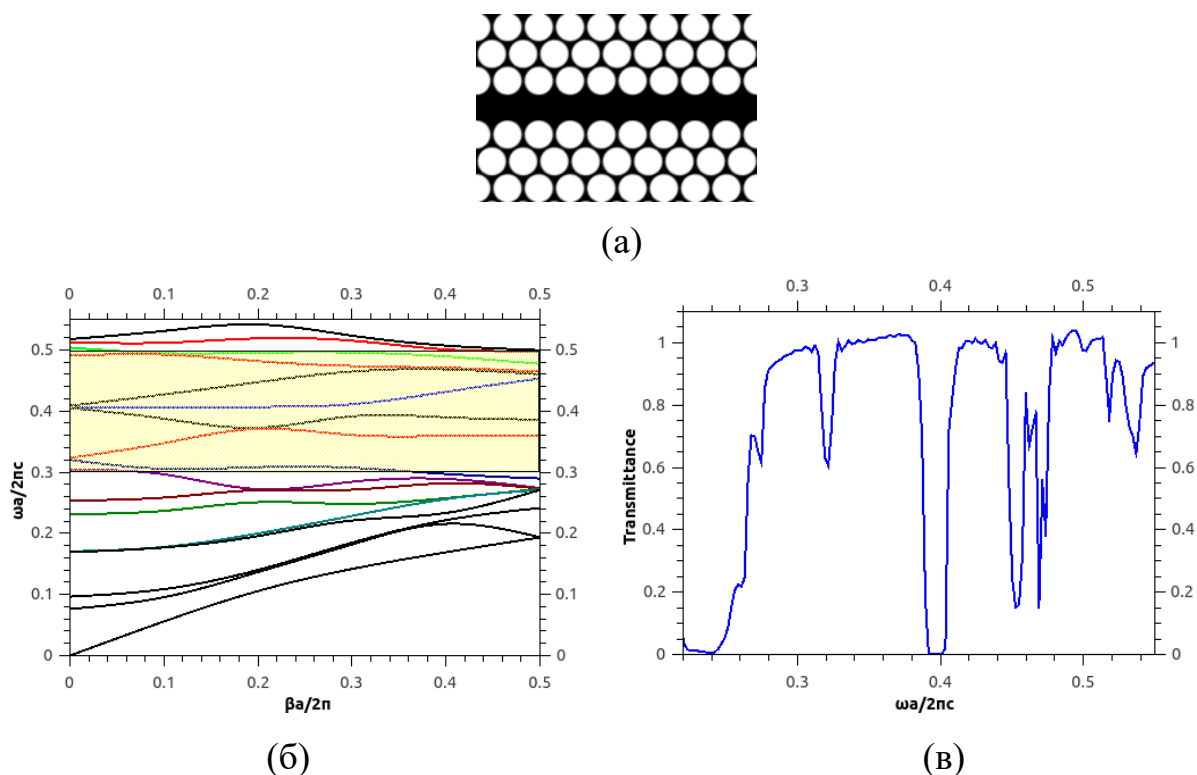


Рисунок 2.7 – Схема одномодового фотонно-кристалічного хвилеводу (а), його дисперсійна діаграма (б) та спектральна характеристика (в)

В цьому випадку хвилеводний канал є не пустотілим, а діелектричним. В цьому випадку існує два механізми локалізації електромагнітної енергії в цьому каналі. Перший механізм – це повне внутрішнє відбиття, аналогічно тому яке відбувається у звичайних діелектричних хвилеводах. Другий механізм – це фотонна заборонена зона, що характерна тільки для фотонно-кристалічних хвилеводів. Отже, в цьому випадку формуються хвилеводні режими структури які відповідають цим двом механізмам. Результати розрахунку дисперсійних характеристик такого фотонно-кристалічного хвилеводу представлені на рис. 2.7, б. Як і очікувалося в межах фотонної забороненої зони формується кілька дисперсійних кривих, які відповідають хвилеводним режимам різної природи. Хоча ці криві охоплюють весь частотний діапазон фотонної забороненої зони, це ще не означає що спектральна характеристика буде рівномірною. Це підтверджується результатами розрахунку представленим на рис. 2.7, в.

Очевидно, що спектральна характеристика містить досить глибокі

провали коефіцієнту проходження. Особливо для $\frac{\omega a}{\pi c} = 0,395$. Порівняння з дисперсійною діаграмою на рис. 2.7,б показує, що в околиці частоти 0,4 дисперсійні криві реалізуються тільки для дуже великих значень фазової швидкості, близьких до нескінченності. В цьому випадку групова швидкість сигналу практично дорівнює нулю і реалізується режим стоячих хвиль.

З іншого боку слід відзначити, що такий хвилевід може пропускати сигнали з частотою за межами фотонної забороненої зони.

Цей результат обумовлений наявністю хвилеводних режимів, що формуються завдяки повному внутрішньому відбиттю від меж хвилеводу.

Перевагою цього типу хвилеводу є можливість знаходження частотних смуг з практично однорідними спектральними характеристиками та повним проходженням енергії сигналу через хвилевід.

ВИСНОВКИ

В роботі зроблено аналітичний огляд науково-технічної літератури з питань пов'язаних з різними типами фотонно-кристалічних хвилеводів, їх принципом дії та конструкціями.

Розроблено керуючі файли для вільно розповсюджуваних комп'ютерний пакетів MPB та MEER, які дозволяють отримувати дисперсійні характеристики та спектральні характеристики фотонних кристалів та хвилеводів на їх основі.

Проведено чисельні розрахунки дисперсійних характеристик із застосуванням пакету MPB для кількох різновидів фотонно-кристалічних хвилеводів на основі лінійних дефектів періодичності.

Проведено чисельні розрахунки спектральних характеристик фотонно-кристалічних хвилеводів із застосуванням пакету MEER, що визначають можливості їх використання для передачі сигналів з різними смугами частот.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state electronics, *Physical Review Letters*, 1987, vol. 58 (20), 2059.
2. Bruyant A., Léron del G., Reece P.J., Gal M. All silicon omnidirectional mirrors based on one-dimensional photonic crystals, *Appl. Phys. Lett.*, 2003, vol. 82, pp. 3227–3229.
3. Nair R. V., Vijaya R. Photonic crystal sensors: An overview, *Progress in Quantum Electronics*, 2010, vol. 34, Issue 3, pp. 89-134.
4. Joannopoulos J. D., Johnson S. G., Meade R. D., and Winn J. N. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, Princeton, NJ, USA, 2nd edition, 2008.
5. Y. Akahane, T. Asano, B.S. Song, High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal, *Nat.* 425 (2003) 944–947.
6. Bjarklev A., Broeng J., Bjarklev A.S. *Fundamentals of Photonic Crystal Waveguides*. In: *Photonic Crystal Fibres*. 2003, Springer, Boston, MA.
7. Russel Ph. *Photonic Crystal Fibers*, *Science*, 2003, vol. 299, Issue 5605, pp. 358-362.
8. Beggs D. M., White T. P., O'Faolain L., and Krauss T. F. Ultracompact and low power optical switch based on silicon photonic crystals, *Opt. Lett.*, 2008, vol. 33(2), pp. 147–149.
9. Johnson S. G. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis, *Optics Express*, 2001, No 3. pp. 173–190.
10. Oskooi A. F. et al. MEEP: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method, *Computer Physics Communications*, 2010, Vol. 181, pp. 687–702.