

Міністерство освіти і науки України
Національний університет “Львівська політехніка”

На правах рукопису

Невінський Денис Володимирович

УДК 537.86/.87: 621.372.22

**Дослідження і розроблення нанорозмірних структур на
поверхневих плазмонах для пристроїв
інфокомунікаційних систем**

05.12.13 – радіотехнічні пристрої та засоби телекомунікацій

Дисертація на здобуття вченого ступеня
кандидата технічних наук

Науковий керівник:
кандидат технічних наук, професор
Павлиш Володимир Андрійович

Ідентичність всіх примірників дисертації

ЗАСВІДЧУЮ:

*Вчений секретар спеціалізованої
вченої ради*

/І.В. Демидов /

Львів - 2017

З М І С Т

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	6
ВСТУП.....	7
РОЗДІЛ 1. АНАЛІЗ СУЧАСНОГО СТАНУ ТА ПЕРСПЕКТИВ РОЗВИТКУ ПРИСТРОЇВ ІНФОКОМУНІКАЦІЙНИХ СИСТЕМ.....	16
1.1. Аналіз принципів побудови і функціонування оптичних комутаторів.....	16
1.2. Типи базових оптичних комутаторів	17
1.2.1. Механічні та електрооптичні комутатори	18
1.2.2. Оптоелектронні комутатори на основі НПОП.....	20
1.2.3. Інтегральні активно-хвилеводні комутатори	22
1.2.4. Комутатори на фотонних кристалах	25
1.2.5. Комутатори на багатошарових світлових рідкокристалічних матрицях	27
1.2.6. Комутатори на матрицях оптоелектронних вентилів, комутуючих лазерним променем.....	28
1.3. Оптичні мультиплексори вводу-виводу інформації.....	29
1.3.1. Структура оптичних мультиплексорів першого покоління	30
1.3.2. Структура оптичних мультиплексорів другого покоління.....	31
1.4. Нові технології оптичних мереж зв'язку	32
1.4.1. Характеристики промислових мультиплексорів WDM.....	33
1.5. Перспективи використання повністю оптичних мереж зв'язку	35
1.6. Технології створення нанорозмірних елементів.....	36
1.6.1. Наноімпринтінг (друк за допомогою штампа).....	36
1.6.2. Технологія отримання рисунка на базі скануючої зондової мікроскопії	37

	3
1.6.3. Молекулярно-променева епітаксія.....	38
1.6.4. Іонне бомбардування і вакуумне напилення.....	38
1.7. Висновки до 1-го розділу.	41
РОЗДІЛ 2. РОЗРОБЛЕННЯ МАТЕМАТИЧНОЇ МОДЕЛІ ПОШИРЕННЯ ПОВЕРХНЕВИХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННИХ ХВИЛЬ В 2D МЕТАЛЕВІЙ СТРУКТУРІ.	43
2.1. Математична модель мультиплектора з використанням поверхневих плазмон-поляритонів.	44
2.1.1. Дослідження математичної моделі мультиплектора з використанням поверхневих плазмон-поляритонів.	61
2.1.2. Числовий аналіз дисперсійного рівняння для моделі Друде.....	65
2.1.3. Числовий аналіз дисперсійного рівняння для плазмової частоти (модель хаотичних фаз).....	68
2.2. Моделювання руху поверхневого плазмон-поляритона у нанорозмірному мультиплексорі.....	72
2.2.1. Моделювання руху поширення ППП у чотирьохканальному розгалужувачі.	72
2.2.2. Моделювання руху поширення ППП у чотирьохканальному суматорі.....	73
2.3. Висновки до розділу 2.	76
РОЗДІЛ 3. ТЕХНОЛОГІЯ СТВОРЕННЯ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ПЛАЗМОННИХ НАНОРОЗМІРНИХ СТРУКТУР ДЛЯ ПРИСТРОЇВ ІНФОКОМУНІКАЦІЙ. ...	77
3.1. Створення нанорозмірних структур методом поетапної оптичної літографії.....	77
3.1.1. Процес зменшення розмірів структур у масштабі 10:1.	82
3.1.2. Процес зменшення розмірів структур у масштабі 100:1.	84

3.2. Експериментальне дослідження поширення поверхневого плазмон-поляритона у структурах довільної конфігурації.	87
3.2.1. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у лінійному хвилеводі.	87
3.2.2. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у лінійному хвилеводі при кутах повороту від 1 до 10 мкм.	94
3.2.3. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у хрестоподібному хвилеводі.	96
3.2.4. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у двоканальному розгалужувачі.	99
3.3. Висновки до розділу 3.	102

РОЗДІЛ 4. ПРАКТИЧНЕ ВИКОРИСТАННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСУ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ПОВЕРХНЕВОГО ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНА У НАНОРОЗМІРНОМУ МУЛЬТИПЛЕКСОРІ В СИСТЕМАХ ІНФОКОМУНІКАЦІЙ. 105

4.1. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у мультиплексорі з почасовою вибіркою імпульсів у режимі включення як розгалужувач.	105
4.1.1. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у розгалужувачу 1 до 4.	106
4.1.2. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у розгалужувачі 1 до 2 при зміні позиції лазерного променя.	110
4.1.3. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у розгалужувачі 1 до 2 при зміні поляризації лазерного променя.	112
4.1.4. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у розгалужувачі 1 до 1 при позиційно-поляризаційній зміні лазерного променя.	115

4.2. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у мультиплексорі з почасовою вибіркою імпульсів у режимі включення як суматора.	117
4.2.1. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у суматорі при використанні одного лазерного променя.	117
4.2.2. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону по суматору при використанні двох лазерних променів.	119
4.3. Дослідження адекватності моделі.	122
4.4. Практичне застосування результатів дослідження нанорозмірного мультиплексора.	124
4.5. Висновки до розділу 4.	126
ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ	128
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	131
Додаток А. Промислові системи з WDM.....	143
Додаток Б. Ілюстраційний матеріал дисертаційної роботи	156
Додаток В. Акти впровадження результатів дисертаційної роботи.....	172

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

ППП	Поверхневий плазмон-поляритон
ВОСП	Волоконно-оптичні системи передачі
НПОП	Напівпровідникові оптичні підсилювачі
ПОЛ	Поетапна оптична літографія
СВД	Світловипромінюючий діод
СЕМ	Скануючий електронний мікроскоп
РКМ	Рідкокристалічна матриця
БЕ	Базовий елемент
CAD	Computer-aided design — технологія автоматизованого проектування
KMLabs	Karpeyn-Murnane Laboratories
WDM	Wavelength Division Multiplexing – ущільнення за довжинами хвиль

ВСТУП

Інтенсивний розвиток нових інформаційних технологій в сімдесяті роки призвів до бурхливого розвитку мікропроцесорної техніки, яка стимулювала розвиток цифрових методів передачі голосу і даних, що призвело в свою чергу до створення не тільки технологій локальних мереж (ТЛМ), але і нових технологій глобальних мереж: PDH, SONET, SDH, ISDN, Frame Relay і ATM.

Однак розвиток систем SDH йшов такими швидкими темпами, що за минулі три роки багато в чому змінилася не тільки номенклатура систем SDH, але і ряд підходів в організації захисту мереж і їх взаємодія з оптичними мережами на основі технології WDM.

Системи ущільнення каналів по довжині хвилі - системи WDM - за останні три роки стрімко розвивалися і продовжують еволюціонувати в оптичні системи з можливістю маршрутизації і комутації по довжині хвилі. Вони стали використовуватися не тільки в зв'язці із системами SDH (як джерелами синхронного потоку даних), але і реалізуються самостійно (як транспортні системи для магістральної передачі масивного трафіку ємністю до 6,4 Тбіт/с), або ж використовують свої можливості за прозорістю передачі потоків даних, що генеруються іншими технологіями (наприклад, ATM, Ethernet, FDDI, IP, Token Ring).

На сьогоднішній день стали широко використовуватися на мережах SDH/WDM чисто оптичні функціональні елементи: оптичні підсилювачі, оптичні мультиплексори введення-виведення, оптичні модулятори, оптичні комутатори і маршрутизатори. Використання цих елементів вимагає не тільки від розробників, але і рядових інженерів, використовуючи апаратуру SDH, знань в області волоконної оптики і оптичних технологій. У цій дисертації розглянуто основні функціональні елементи оптичних і волоконно-оптичних мереж зв'язку, а саме: оптичні крос-комутатори, оптичні модулятори та оптичні мультиплексори.

Першою комерційної цифровою системою передачі голосу, що використовує імпульсно-кодову модуляцію (ІКМ) і методи мультиплексування із часовим поділом каналів (TDM), вважають систему компанії Bell System (США), встановлену в Чикаго в 1962 році. Система давала можливість передавати 24 голосових каналу по мідному кабелю, прокладеному між офісами компанії Bell System. Кожний голосовий канал використовував швидкість передачі 64 кбіт/с, а всі канали об'єднувалися з допомогою мультиплексора в єдиний потік двійкових даних зі швидкістю 1536 кбіт/с (з урахуванням службового каналу 8 кбіт/с він набував швидкості 1544 кбіт/с).

Цей потік, завдяки подальшій стандартизації, і став відомий як канал DS1 або T1, прийнятий потім у США як перший (або первинний) рівень мультиплексування для систем цифрової телефонії. Це було появою електронно-обчислювальних машин (ЕОМ) третього покоління (IBM System 360, 1963 рік). Це призвело до появи поняття канал вводу/виводу та мультиплексор вводу/виводу, що використовуються для організації комерційних комп'ютерних систем цифрової передачі даних, а також локальних обчислювальних мереж (LAM) для об'єднання комп'ютерів.

Однак тільки стрімкий розвиток мікропроцесорної техніки і технології, започаткований в 1971 році із появою першого мікропроцесора компанії Intel, уможливило реальне впровадження цифрової техніки в системи зв'язку (телекомунікаційні системи) і призвело до широкого поширення і розвитку комп'ютерних мереж, що дали вторинний потужний імпульс розвитку мереж передачі голосу і даних на основі ІКМ.

Устаткування, як основне, так і допоміжне, що використовується в оптичних мережах не менше різноманітне, ніж в аналогічних електричних мережах, і включає як підсилувачі, регенератори (повторювачі), мультиплексори і комутатори, так і модулятори, перетворювачі (конвертори), джерела, приймачі, фільтри, кабелі і т.д. Це обладнання має не тільки достатньо широку номенклатуру, але й велику різноманітність функціональних

характеристик.

Більш повне охоплення зазначеного обладнання або більш точні його характеристики по окремих блоках можна знайти в ряді інших джерел, наприклад, [1-10].

Актуальність теми роботи. Збільшення числа користувачів інфокомунікаційних систем внаслідок розширення можливостей доступу до Інтернету з мобільних пристроїв, підвищення популярності надання онлайн-інформаційних послуг, зростання мультимедійного трафіка вимагає збільшення мережної швидкодії та пропускної здатності.

Пропускна здатність та швидкодія сучасних інфокомунікаційних систем визначаються швидкістю елементної бази мікроелектроніки та оптоелектроніки, а також можливостями комутаторів, мультиплексорів, демультиплексорів. Відомо, що фізичні межі швидкодії елементної бази мікроелектроніки обумовлені часом прольоту електронів, а зменшення розмірів елементів обмежується технологічними можливостями їх виготовлення. Існують також фізичні межі зменшення розмірів мікроелементів, суттєві обмеження на які накладають їх енергоспоживання та тепловиділення.

Проведений аналіз розвитку інфокомунікаційних систем показав, що для підвищення їх швидкодії та пропускної здатності необхідно удосконалювати елементну базу пристроїв, застосовуючи нанорозмірні структури, переходити на використання повністю оптичних мереж (All-Optical Networks), у яких світловий сигнал передається від одного пристрою мережі до іншого без проміжних перетворень в електричну форму.

Одними із найбільш важливих елементів повністю оптичної мережі є оптичний комутатор, який забезпечує комутацію пакетів чи каналів, оптичні хвилеводи і з'єднувачі з малими втратами та великим ресурсом на підключення-відключення, а також оптичні розгалужувачі і атенюатори.

Не менш важливим завданням для досягнення високої швидкості

оброблення інформації є вирішення проблеми зв'язку електронних пристроїв з оптичними компонентами, яка виникає через неузгодженість їх розмірів.

Розв'язання вищезазначених проблем можливе шляхом створення та використання в інфокомунікаційних системах пристроїв на плазмонних нанорозмірних структурах, у яких світловий потік обмежений у всіх вимірах невеликим об'ємом.

Проблематика створення і дослідження нанорозмірних структур та пристроїв на поверхневих плазмонах активно досліджувалася такими провідними українськими та зарубіжними вченими, як Болеста І.М., Божевольний С.І., Чічков Б.Н., Вольпян О., Волков В., Євлюхін А.Б., Zayats A., Reinhardt C., Zywietz U., Birr T., Novotny L., Checht B., Maier S., Maradudin A. та багатьма іншими.

Актуальність роботи полягає у дослідженні, розробленні та створенні плазмонних хвилеводів різної конфігурації, а також розгалужувачів, комутаторів та мультиплексорів на поверхневих плазмонах для інфокомунікаційних систем.

Однією з найважливіших переваг поверхневих плазмонів є те, що довжина хвилі у них є набагато меншою, ніж у видимого світла, що дозволяє створювати пристрої менших розмірів, ніж ті, що працюють із видимим світлом. Використання плазмонних елементів дозволяє також суттєво зменшити розміри фотонних інтегральних схем, підвищити швидкість їх роботи внаслідок швидкодії оптичних процесів, що в них протікають, скоротити енергозатрати, а також вирішити проблему зв'язку наноелектронних елементів із нанофотонними.

Особливістю плазмон-поляритонної хвилі, що поширюється уздовж границі між металом та діелектриком є висока локалізація поля поблизу поверхні, що дозволяє ефективно керувати світлом у наномасштабах. Крім цього, поверхневі плаزمони можуть використовуватися для передавання світла по каналах набагато вужчих, ніж задана довжина світлової хвилі.

Таким чином, розроблення та дослідження нанорозмірних структур на поверхневих плазмон-поляритонах (ППП) для підвищення швидкодії та пропускної здатності оптичних інфокомунікаційних систем є актуальним науковим завданням.

Мета роботи. Метою дисертаційної роботи є розроблення нанорозмірних структур на поверхневих плазмонах для підвищення швидкодії та пропускної здатності інфокомунікаційних систем.

Поставлені у роботі завдання. В межах дисертаційних досліджень були сформульовані та розв'язані наступні завдання:

1. Аналіз сучасного стану та перспектив розвитку інфокомунікаційних систем з точки зору підвищення їх швидкодії та пропускної здатності.
2. Розроблення математичної моделі поширення поверхневих плазмон-поляритонних хвиль на границі «діелектрик-метал-діелектрик» та дослідження з її допомогою процесу розповсюдження плазмону у хвилеводах різної конфігурації.
3. Дослідження процесу поширення поверхневої плазмон-поляритонної хвилі у нанорозмірних хвилеводах діелектрик-метал-діелектрик довільної конфігурації на основі математичної моделі.
4. Розроблення технології виготовлення нанорозмірних структур на поверхневих плазмонах, придатної для їх промислового виробництва.
5. Створення фізичних моделей плазмонних хвилеводів, розгалужувачів і мультиплексорів та дослідження процесу поширення в них поверхневих електромагнітних хвиль.

Об'єктом дослідження є процес виникнення та розповсюдження поверхневих плазмон-поляритонів у структурах нанорозмірного типу.

Предметом дослідження є технологія створення нанорозмірних структур на поверхневих плазмон-поляритонах – плазмонних хвилеводів, розгалужувачів, комутаторів та мультиплексорів для пристроїв інфокомунікаційних систем.

Методи дослідження: для реалізації поставлених завдань використано методи математичного та комп'ютерного моделювання процесів поширення поверхневих електромагнітних хвиль, поетапної оптичної літографії для виготовлення плазмонних нанорозмірних структур, скануючої електронної мікроскопії для їх експериментального дослідження, а також методи теорії передавання інформації, комутації та розділення сигналів (каналів).

Наукова новизна отриманих результатів роботи полягає у тому, що:

1. Набула подальшого розвитку математична модель процесу поширення поверхневих плазмон-поляритонних хвиль уздовж границі між металом та діелектриком у плазмонних хвилеводах різної конфігурації, що враховує товщину металевої плівки у випадку, коли вона має 2D структуру, яка дала змогу експериментально дослідити вплив геометричних розмірів, кутів згину хвилеводів на інтенсивність та шляхи проходження плазмонної хвилі.

2. Вперше запропоновано метод створення плазмонних наноструктур, що базується на технології поетапної оптичної літографії і дозволяє підвищити ефективність технології їх виготовлення за рахунок використання оптичних світловипромінюючих діодів з довжинами хвиль 365 нм та 410 нм замість лазерів, а також є придатним для промислового виробництва плазмонних елементів та інтегральних оптичних схем інфокомунікаційних систем.

3. Набув подальшого розвитку метод керування процесом поширення поверхневих плазмон-поляритонів в нанорозмірній структурі чотирьохканального розгалужувача для його використання в терагерцовому

діапазоні шляхом зміни позиції та поляризації лазерного променя. Експериментально підтверджено та досліджено режими його функціонування, як мультиплексора або демультимплексора з часовим розділенням інформації..

Практичне значення отриманих результатів полягає у тому, що:

1. Розроблено та виготовлено нанорозмірні структури на поверхневих плазмон-поляритонах – плазмонні хвилеводи різної конфігурації, розгалужувачі та мультиплексори для підвищення швидкодії і пропускну здатності пристроїв інфокомунікаційних систем у 100-300 разів за частотними показниками елементної бази, порівняно з відомою напівпровідниковою технологією, що використовується у WDM – системах (до 160 ГГц на канал);

2. Результати роботи використані для створення нових типів пристроїв оброблення, передавання та комутації сигналів, придатних для роботи в терагерцовому діапазоні, а також в рамках розв'язання завдань з'єднання пристроїв електроніки та фотоніки в інтегральних мікросхемах;

3. Запропоновану методику використано для створення плазмонних нанорозмірних структур та розроблення технології їх промислового виготовлення.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.

Дисертаційну роботу виконано відповідно до наукового напрямку кафедри електронних засобів інформаційно-комп'ютерних технологій Національного університету «Львівська політехніка» «Розробка теорії, методів моделювання і дослідження складних систем та управління інноваційними проектами в галузі радіоелектроніки, наноелектроніки, інфокомунікацій та медичної техніки» та в рамках держбюджетної науково-дослідницької теми «Моделювання процесів електромагнітного відклику в модульованих нанорозмірних метал-діелектричних та напівпровідникових структурах» (ДБ/Теза), (2013-2015 рр.), № держреєстрації 0113U001354. Результати роботи

також впроваджені в навчальний процес на кафедрі електронних засобів інформаційно-комп'ютерних технологій Національного університету «Львівська політехніка» в рамках курсів «Наноелектроніка» та «Мікроелектронні засоби передачі інформації».

Особистий внесок здобувача. Основні наукові результати дисертаційної роботи отримано автором особисто. У працях, опублікованих у співавторстві, авторові належать: у роботах:

[11,16,18,24] – розроблення методики формування та технології виготовлення нанорозмірних структур з використанням світло-випромінюючих діодів;

[12–14] – виготовлення та дослідження чотирьохканального мультиплексора на поверхневих плазмон-поляритонах;

[15,17,19,23] – дослідження можливості використання двофотонної полімеризації для маніпуляції оптичним сигналом у оптичних та фотонних волокнах;

[20,25] – дослідження хрестоподібних хвилеводів при зміні поляризації лазерного променя;

[21,27] – виготовлення та дослідження сплітера на поверхневих плазмон-поляритонах;

[22,26] – виготовлення та дослідження суматора на поверхневих плазмон-поляритонах;

[28,29] – вдосконалення математичної моделі поширення поверхневого плазмон-поляритону у структурах типу "діелектрик-метал-діелектрик".

Апробація результатів дисертації. Основні результати наукових досліджень доповідалися та обговорювалися на всеукраїнських та міжнародних науково-технічних конференціях: «Microwave and Telecommunication

Technology (CriMiCo), 2013 23rd International Crimean Conference» (Севастополь, Крим, Україна, 8-14 вересня 2013 року.), «Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications and Computer Science» (Славсько, 25 лютого – 1 березня 2014 року), «Nanomaterials: Applications and Properties» (Львів, 21-27 вересня 2014 року), «6 Українсько-польська науково-практична конференція "Електроніка та інформаційні технології"» (Чинадієво, 27-31 серпня 2014 року), «Міжнародна наукова конференція "Функціональна база наноелектроніки"» (Одеса 28 вересня – 2 жовтня 2015 року), «7 Українсько-польська науково-практична конференція "Електроніка та інформаційні технології"» (Чинадієво, 27-30 серпня 2015 року), «Nanomaterials: Applications and Properties» (Львів, 16-23 вересня 2015 року), «Young scientists towards the challenges of modern technology» (Варшава, Польща, 21 – 23 вересня 2015 року), «Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications and Computer Science» (Славсько, 23 – 26 лютого 2016 року), «Computer Science and Information Technologies» (Львів, 6 – 10 вересня 2016 року), «Сучасні проблеми термомеханіки» (Львів, 22 – 24 вересня 2016 року). Також результати роботи у повній мірі обговорювались на засіданні кафедри електронних засобів інформаційно-комп'ютерних технологій.

Публікації. За темою дисертаційної роботи опубліковано 19 наукових праць, серед них статей у періодичних фахових виданнях – 7 [11-17], з них в журналах, що входять до міжнародних наукометричних баз та періодичних видань інших держав – 4, праць у збірниках матеріалів і тез доповідей міжнародних та всеукраїнських конференцій – 12 [18-29].

Структура та обсяг роботи. Дисертація складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків, списку використаних джерел і двох додатків. Загальний обсяг роботи становить 173 сторінки, в тому числі: 59 рисунків, 5 таблиць, 110 найменувань списку використаних джерел на 12 сторінках, трьох додатків на 31 сторінці.

РОЗДІЛ 1

АНАЛІЗ СУЧАСНОГО СТАНУ ТА ПЕРСПЕКТИВ РОЗВИТКУ ПРИСТРОЇВ ІНФОКОМУНІКАЦІЙНИХ СИСТЕМ.

У даному розділі проведено огляд літературних джерел за темою дисертації, показано, що підвищення швидкодії та пропускну здатності інформаційно-комунікаційних систем можливе за рахунок розроблення нанорозмірних комутаційних структур, удосконалення елементної бази пристроїв та забезпечення зв'язку електронних пристроїв з оптичними компонентами, складність якого обумовлена неузгодженістю їх розмірів.

1.1. Аналіз принципів побудови і функціонування оптичних комутаторів.

Незважаючи на істотні успіхи в розвитку технології оптичних мереж, пов'язані з розвитком WDM, комутація каналів, обладнання та даних (пакетів, фреймів, кадрів) до останнього часу здійснювалася електронними комутаційними пристроями - маршрутизаторами і комутаторами. Це пояснювалося рядом особливостей, властивих електронним комутаторам, і перш за все їх функціональною гнучкістю і універсальністю.

Всі комутатори відрізняються двома найважливішими показниками: швидкістю переключання і ємністю - кількістю комутованих каналів або комутованих стандартних модулів (наприклад, STM-1).

В ієрархії швидкостей перемикавання в оптичних мережах розрізняють зазвичай чотири рівні швидкостей перемикавання [30-32]: низькі - час перемикавання близько 10^{-3} с, тобто мілісекунди; середні - час перемикавання близько 10^{-6} с, тобто мікросекунди; високі - час перемикавання порядку 10^{-9} с, тобто наносекунди; дуже високі - час перемикавання близько 10^{-12} с, тобто пікосекунди.

Низькі швидкості перемикавання достатні для здійснення операцій автоматичної конфігурації-реконфігурації обладнання (наприклад, оптичне

байпасне перемикання - ОБП (OBS) для обходу вимкненого або вийшов з ладу блоку) або поновлення таблиць маршрутизації. Ємності комутаторів при цьому для великої мережі потрібні значні.

Середні швидкості достатні для здійснення захисного перемикання кілець або альтернативних маршрутів в мережах, комутуючого мережевого трафіку з одного волокна в інше. Ємність комутатора 2x2 виявляється тут достатньою.

Високі швидкості потрібні для комутації потоків даних. Час перемикання повинно бути істотно менше часу проходження оброблюваного пакета (яке, наприклад, для 53 байтної комірки АТМ становить 42 нс при швидкості потоку 10 Гбіт/с), тобто наносекунди.

Дуже високі швидкості потрібні для зовнішньої модуляції світлового потоку потоком біт даних. Час перемикання повинні бути принаймні на порядок менше тривалості одного бітового інтервалу, що становить для потоку 10 Гбіт/с 100 пс.

Що стосується ємності, то оптичний комутатор 16x16 вважається великим, хоча не йде ні в яке порівняння з електронними комутаторами ємністю 2048x2048 каналів.

До іншим показників, які характеризують роботу комутаторів, можна також віднести: коефіцієнт ослаблення комутуваного сигналу на виході в режимі "вимкнено" в порівнянні з режимом "включено"; внесені комутатором втрати; перехідне загасання комутатора - відношення потужності сигналу на потрібному виході до потужності сигналів на всіх інших виходах; поляризаційні втрати комутатора - ослаблення комутуваного сигналу, через поляризацію.

1.2. Типи базових оптичних комутаторів

Існують кілька технологій, що використовуються для створення оптичних комутаторів. У відповідності до цих технологій можна виділити

наступні типи оптичних комутаторів:

- Механічні та електрооптичні комутатори;
- оптоелектронні комутатори на основі напівпровідникових оптичних підсилювачів (НПОП);
- інтегральні активно-хвильоводні комутатори;
- комутатори на фотонних кристалах;
- комутатори на багат шарових світлових рідкокристалічних матрицях;
- комутатори на ІС з набором матриць оптоелектронних вентилів, пов'язаних при взаємодії оптичним променем

1.2.1. Механічні та електрооптичні комутатори

Механічні оптичні комутатори - МОК (М5) використовують механічне переміщення елемента, комутуючого світлового потоку від вхідних оптичних портів до вихідних. Таким комутуючим елементом може бути [15, 33-37]:

- відрізок оптичного хвильоводу, котрий обертається, що повертається на певний фіксований кут для з'єднання вхідного порту з і-тим вихідним портом або пари вхідних портів з і-тою парою вихідних портів (порти розташовані по колу);
- призма або дзеркало (плоске або сферично увігнуте), що обертається на певний фіксований кут і комутує відбитий промінь (пошаний як падаючий від вхідного порта) на вихідний порт (див. рис. 1.1.);
- спрямовані зіркоподібні/деревовидні розгалужувачі, що дозволяють фокусувати світловий потік на одному із вихідних портів за рахунок зміни коефіцієнта зв'язку, здійснюваного шляхом механічного впливу на розгалужувач в зоні оптичного зв'язку (наприклад, його скручуваність або розтягуванням).

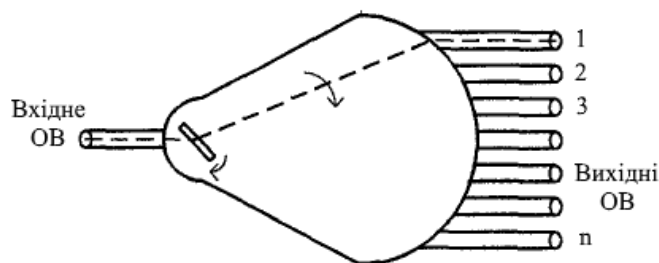


Рис. 1.1. Варіант механічного оптичного комутатора

МОК мають один або два (дуплексні) вхідних і n вихідних портів, час переключення від 10 до 500 мс і, отже, можуть використовуватися тільки для автоматичної реконфігурації мережі. Їх перевагою є невеликі втрати (мінімально до 0,5 дБ) і велике перехідне загасання (до -80 дБ). Ємність таких комутаторів може досягати сотень вихідних портів (наприклад, комутатори FS-S, FS-M, FS-L компанії Fujikura перекривають діапазон вихідних портів від 50 до 1600), проте число вхідних портів обмежена, як правило, однією парою, що і визначає специфіку їх використання. Хоча ці типи комутаторів найбільш опрацьовані, їх використання в системах оптичної комутації великої розмірності $n \times m$ проблематичне не тільки з точки зору числа входів, а й з точки зору управління процесом комутації. Параметри комутаторів наведені в табл. 1.1. [33,35].

Електрооптичні комутатори - ЕОК (ЕОС) також використовують спрямовані розгалужувачі для фокусування світлового потоку на одному з вихідних портів за рахунок зміни коефіцієнта зв'язку. Однак воно здійснюється шляхом зміни коефіцієнта заломлення матеріалу розгалужувача в зоні оптичного зв'язку. На рис. 1.2. наведена схема такого комутатора, оптичні хвилеводи якого виготовлені з ніобата літію (LiNbO_3). Ефект комутації досягається за рахунок зміни коефіцієнта заломлення матеріалу під дією напруги, прикладеної до двох електродів в зоні оптичного зв'язку.

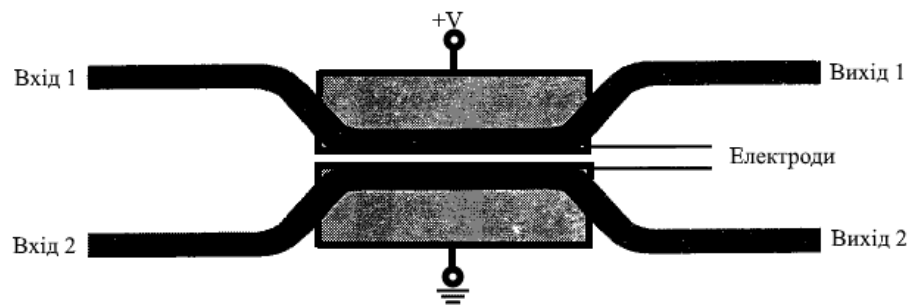


Рис. 1.2. Схема електрооптичного комутатора 2x2.

ЕОК володіють виключно високою швидкістю переключання (близько 10-100 пс), що обмежується паразитною ємністю конфігурації електродів, і можуть використовуватися для реалізації високо-швидкісних перемикачів, необхідних для зовнішніх модуляторів. Ємність цих типів комутаторів мала (2x2), хоча і може бути збільшена шляхом інтеграції декількох таких комутаторів на одній підкладці. Крім того, вони мають відносно високі поляризаційні втрати (див. Табл. 1.1.).

1.2.2. Оптиелектронні комутатори на основі НПОП

У цих типах комутаторів використовується явище зміни коефіцієнта заломлення під дією температури. Як комутуючий пристрій при цьому використовується інтерферометр Маха-Цендера – ІМЦ (MZI), матеріал хвилеводів якого під дією температури змінює ефективний коефіцієнт заломлення n_{ef} , а, отже β - постійну поширення моди (так як $\beta=2\pi n_{ef}/\lambda$). Це, в свою чергу, веде до зміни різниці фаз між двома плечима інтерферометра (див. рис. 1.3 а), що викликає ефект комутації вхідного сигналу з одного виходу на інший. Базовими тут є комутуючі елементи розміру 2x2, які при певному каскадуванні дозволяють сформувати комутатори ємністю 8x8.

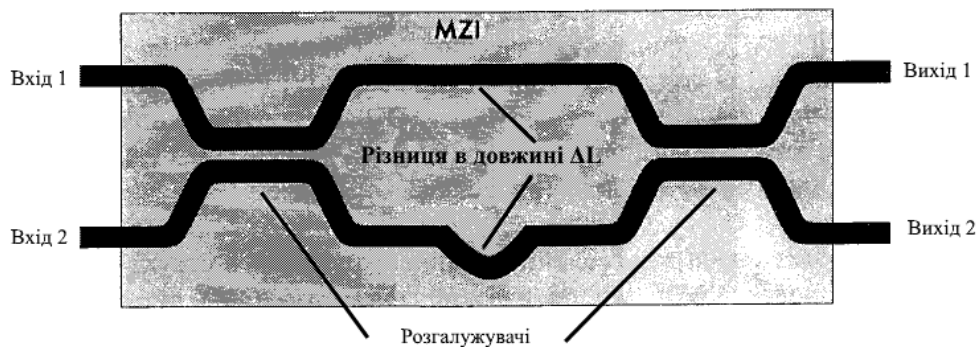


Рис. 1.3. Схема термооптичного комутатора 2x2. Схема інтерферометра Маха-Цендера (ІМЦ).

Основою базового елемента (БЕ) є ІМЦ, побудований з двох послідовно включених направлений розгалужувачів (З дБ), пов'язаних між собою двома оптичними хвилями різної довжини, для створення різниці фаз ΔL (див. Рис. 1.3). З огляду на те, що кожен спрямований розгалужувач створює на виходах різницю фаз $\pi/2$, отримуємо різницю фаз на виходах БЕ $\pi + \beta\Delta L$ (вихід 1) і $\beta\Delta L$ (вихід 2). Вибираючи ΔL так, що $\beta\Delta L = k\pi$, отримуємо різницю фаз між виходами, рівну π , тобто сигнал з входу 1 потрапляє на вихід 1, якщо для нього рівність $\beta\Delta L = k\pi$ відповідає k непарному, і на вихід 2, якщо ця рівність відповідає k парному. Локальний дозований імпульсний нагрів елемента, що змінює ліву частину рівності, еквівалентний зміні парності k , тобто призводить до факту комутації сигналу з одного виходу на інший.

Термічна природа цих пристроїв робить їх досить інерційними (див. Табл. 1.1), крім того, вони мають більші втрати і мале перехідне загасання. Останнє може бути покращено, якщо підкладки пристроїв комутатора будуть виконані не з кварцового скла, а зі спеціальних полімерів.

Для оптичної комутації можна використовувати і напівпровідникові оптичні підсилювачі (НПОП), якщо в якості параметра, що управляє механізмом комутації, використовувати напругу зміщення. Якщо істотно зменшити цю напругу, то інверсії досягти не вдасться і відбудеться поглинання вхідного сигналу підсилювачем, що моделює стан "вимкнено". Якщо навпаки,

при збільшенні напруги відновлюється нормальне посилення сигналу, підсилювач моделює стан "включено". Таким чином, поєднання нормального посилення з відсіченням сигналу, тобто моделювання ключового режиму роботи пристрою, робить можливим використовувати НПОП (як і його електронного аналога) в якості оптичного, точніше, оптоелектронного комутатора.

Параметри такого комутатора також наведені в табл. 1.1. Він має досить високу швидкодією (1 нс) і може (при інтегруванні з пасивними оптичними компонентами - розгалужувачами) використовуватися для побудови комутаторів великої ємності, однак висока вартість НПОП (в його макро реалізації як окремого компонента) робить це рішення неконкурентним порівняно, наприклад, з електрооптичними комутаторами, що мають схожі за швидкодією характеристики.

1.2.3. Інтегральні активно-хвелеводні комутатори

Розробка інтегральних активно-хвелеводних комутаторів/перемикачів - АХК (AWS – Active-Waveguide Switch [30]) - стала логічним наслідком розвитку ідей створення оптоелектронних комутаторів на основі НПОП. Результатом стало інтегрування в єдину оптоелектронну інтегральну схему (ОЕІС) НПОП і оптичних хвелеводних пристроїв, що пов'язують окремі елементи системи в єдиний вузол комутатора, що відповідає обраній для нього топологічній схемі.

ОЕІС є багатошаровою монолітну ІС, в структурі якої сформовані: оптичний хвелевід, оптичний підсилювач (ОП), лазер, оптичний модулятор (ОМ), детектор, приймач і передавач. Основою ОЕІС є активно-хвелеводна гетероструктура з виділеним "хвелеводним" шаром, що має з точки зору оптики ступінчастий профіль показника заломлення, а з точки зору структури зонних енергетичних рівнів - квантові потенційні ями – КПЯ (QW – Quantum Well), які можуть служити пастками для носіїв заряду (див. рис. 1.4) [31].

Хвилеводний шар отриманий епітаксіальним вирощуванням шару InGaAsP між двома шарами InP (p-типу зверху та n-типу знизу, котрі формують p-n перехід). Менша ширина забороненої зони в такому шарі викликає появу в нього дірок і електронів, що "осідають" в КПЯ. В результаті створюється надлишок носіїв, які можуть рекомбінувати під дією оптичного сигналу, що поширюється по хвилеводу, створюючи умови для оптичного посилення сигналу в смузі приблизно 60 нм з центральною частотою 1550 нм. Така структура називається активно - хвилевідною, що дозволяє здійснити ряд функцій по обробці сигналу шляхом зміни її конфігурації і умов функціонування.

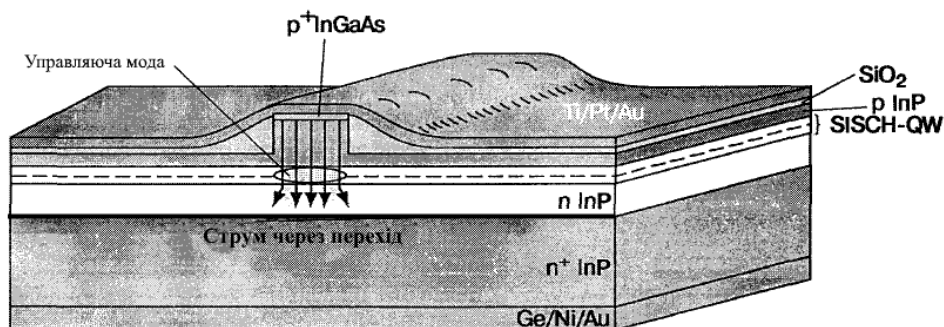


Рис. 1.4. Схема активно-хвилеводної структури з p-n переходом.

При наявності на такого p-n переходу, зворотного зсуву струму через перехід немає. КПЯ адсорбує (поглинає) фотони, і пристрій працює як оптичний атенюатор. При помірному струмі через перехід цей хвилевід працює як оптичний провідник без втрат. При великих струмах через перехід хвилевід стає оптичним підсилювачем з коефіцієнтом посилення близько 18 дБ / мм на довжині хвилі 1550 нм. Використовуючи зовнішнє управління струмом через перехід (через контакт на верху гребеня гетероструктури), можна модулювати світловий потік в хвилеводі сигналом управління. З іншого боку, використовуючи той же контакт, можна детектувати фотострум, що генерується в хвилеводі. І шляхом формування відбиваючих граней на краях цього гребеня, гетероструктура стає лазером, а значить, і джерелом сигналу.

Зміна напрямку оптичного сигналу в хвилеводі на перпендикулярний, необхідний для формування оптичної схеми комутатора, можна отримати за

рахунок використання явища повного внутрішнього відбивання - ПВВ сигналу від граней, витравлених в гетероструктурі в місці стику хвильоводів. Кут ПВВ в 90° можна отримати, враховуючи великий коефіцієнт заломлення шару InGaAsP ($\sim 3,5$).

Одна з найбільш вдалих для оптичних комутаторів схем матричного комутатора, використовуваного в схемі БЕ розміру 2×2 такого АХК на основі активно-хвильовідної структури наведена на рис. 1.5 [303].

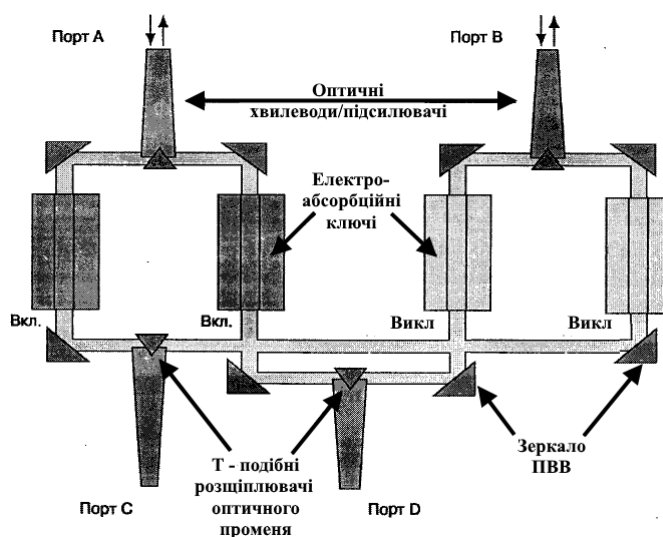


Рис. 1.5. Схема базового елемента 2×2 активно-хвильовідного комутатора.

Схема має чотири порти входу/виходу А, В, С, D, пов'язані між собою мережею оптичних ортогонально-зістикованих відрізків хвильоводів з дзеркальними гранями ПВВ, витравлених в місцях стику. Вхідні і вихідні (вертикальні на малюнку) відрізки хвильоводів впираються одним зі своїх кінців в відбивні тригранні призми (межі яких також витравлені в зазначеній структурі), формуючи разом з двома "плечима" (горизонтальними відрізками хвильоводів) Т-образні розгалужувачі оптичного променя. Функції комутуючих елементів грають електро-абсорбційні ключі, сформовані всередині гребеня гетероструктури. Схема показана в положенні, коли два лівих ключа включені (світло проходить із входу А на виходи С і D), а два правих ключа вимкнені.

Об'єднуючи чотири таких БЕ, можна створити зразки АХК розміру 4×4 . Згідно [303], такі АХК формуються у вигляді ОЕІС розміром 2×3 мм з 5-ма оптичними хвильоводами і отримують 16 комутуючих ключів. Для забезпечення

однакових коефіцієнтів посилення і відношення сигнал/шум комутатор має однакову довжину хвилеводів між усіма можливими портами входу/виходу. При ширині смуги пристрої 10 нм його базові блоки можуть бути використані для створення не блокуючого матричного комутатора ємністю 1024x1024. Основні характеристики БЕ наведені в табл. 1.1.

1.2.4. Комутатори на фотонних кристалах

Однією з основних проблем оптичних активно-хвилеводних комутаторів є зміна напрямку поширення оптичного променя на перпендикулярний (тобто під кутом 90^0), Для цієї мети в них використані інтегральні аналоги оптичних кутових призм. Для вирішення цієї ж задачі з успіхом можуть бути використані фотонні кристали [17, 38-40].

Фотонні кристали (ФК) - періодичні діелектричні структури, що мають заборонену зону, яка перешкоджає поширенню світла певного частотного діапазону. Створюючи точкові або лінійні дефекти (або фізично резонансні порожнини - РП, або внутрішні канали) в такому кристалі, можна здійснити "тунельну" передачу оптичної несучої через заборонену зону (використовуючи тунельний ефект) і комутацію несучої з одного внутрішнього каналу в інший. Як показує аналіз [41,42], використовуючи ФК, можна вирішити три важливі для оптичних систем проблеми:

- створити хвилеводи, що дозволяють здійснити передачу оптичного променя з поворотом осі поширення на 90^0 ;
- здійснити перетин двох оптичних хвилеводів в одній площині з дуже незначним рівнем перехідних перешкод;
- виділити один або кілька каналів, перенаправивши їх за іншими адресами.

Рішення першої проблеми можна з успіхом використовувати при модернізації схеми активно-хвилеводного комутатора шляхом використання фотонної інтегральної схеми (ФІС) на ФК для повороту оптичної несучої.

Рішення другої проблеми дозволяє виключити взаємодію світлових

потоків при перетині і вирішити проблему пересічення при використанні планарних хвилеводних рішень.

Рішення третьої проблеми дозволяє безпосередньо використовувати ФК як елемент або базовий блок оптичного комутатора. На рис. 1.6 наведена гіпотетична схема такого блоку, як логічне розширення автором схеми фільтра каналу виведення – ФКВ (CDF – channel drop filter), що запропоновано в літературі по ФК [43-45].

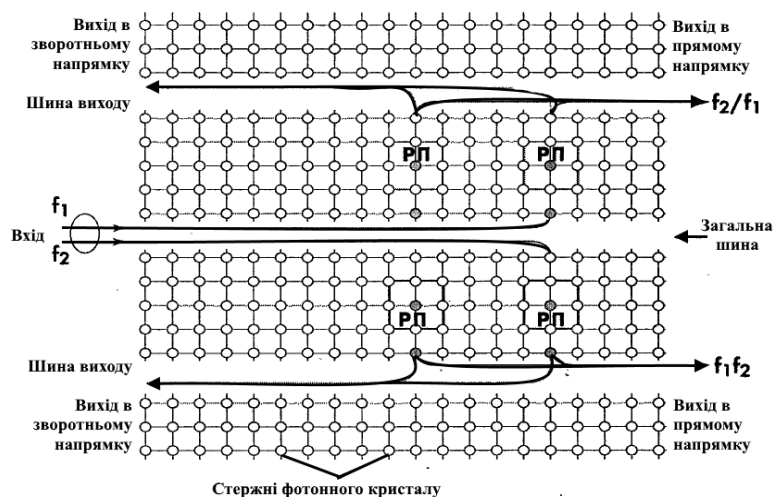


Рис. 1.6. Гіпотетична схема базового елемента 2x2 на фотонних кристалах.

Схема складається з трьох оптичних хвилеводів - шин: загальної шини (bus) в центрі і шин виведення (drop) з обох сторін, пов'язаних між собою оптичною резонансною системою - ОРС (по 2 або 4 резонансні порожнини - РП з кожного боку).

Схема працює наступним чином. Оптична хвиля, що розповсюджується в загальній шині в прямому напрямку, збуджує в РП певні моди коливань, які в результаті взаємодії переходять з РП в шини виведення, поширюючись в прямому або зворотному напрямку (формуючи поняття: вихід в прямому напрямку і вихід в зворотному напрямку).

Конструкція ОРС визначає параметри фільтрів (наприклад, число мод) і ефективність передачі енергії несучої із загальної шини в шини виведення при фільтрації, що залежить від втрат фільтра. Для більшої ефективності при використанні однієї РП на несучу вона налаштовується на одномодовий режим,

при двох - використовуються дві дзеркально-симетричні (парні і непарні) моди однієї частоти. Налаштовуючи РП шин виведення на різні несучі, можна виводити вхідні несучі на ту чи іншу шину виходу, тобто, здійснюючи режим комутації каналів (несучих). Якщо на вхід схеми подаються дві несучі, вона реалізує БЕ розміру 2×2 , який може каскадуватися для формування схем розміру $n \times m$.

1.2.5. Комутатори на багат шарових світлових рідкокристалічних матрицях

Цей тип комутаторів використовує здатність рідких кристалів (РК) ставати прозорими (або світлопровідними) або непрозорими під дією прикладеної напруги. Даний ефект широко використовується в РК-матрицях плоских моніторів.

При побудові оптичного комутатора реалізується наступна технологія [46,47]. На підкладку, покриту електропровідним шаром (загальним електродом) і поверх нього світловипромінюючим шаром, наноситься світловий РК-шар (СРК-шар), на який наноситься другий світловідбиваючий шар і поверх нього - шар керуючих електродів. Подаючи напругу на електроди, в СРК можна формувати прозорі і непрозорі зони, причому непрозорі зони можуть бути світло відбиваючими (це залежить від матеріалу СРК). Вибираючи необхідну топологію керуючих електродів, можна формувати в СРК-шарі плоско-просторові оптичні канали передачі, складені з лінійних відрізків. При розвиненій системі управління електродами можна змінювати топологію каналів, і міняти їх стан: відкривати і закривати (створюючи в них прозорі і непрозорі зони), імітуючи таким чином роботу звичайного, наприклад матричного, комутатора.

Використовуючи декілька шарів, розділених додатковим (непрозорим в звичайному стані) СРК-шаром, в яких сформовані міжшарові (вертикальні) переходи на керованих дифракційних решітках з сфокусованими системами,

можна сформувати багатошаровий СРК-куб, істотно збільшує можливості плоского матричного комутатора. На відміну від попередніх технологій багатошарові світловодні РК-матриці відразу дозволяють створювати багатоповерхові комутатори, минаючи стадію базового елемента розміру 2×2 , хоча і за рахунок складної системи електричного управління процесом комутації.

1.2.6. Комутатори на матрицях оптоелектронних вентилів, комутуючих лазерним променем.

Цей тип комутаторів використовує так звану інтелектуальну глобальну (N^4) технологію взаємодії за допомогою оптичного променя, що поширюється у вільному просторі [48]. У цій технології використовуються модулі, що складаються з трьох-п'яти фіксованих просторово рознесених плоско-паралельних матриць (масивів), взаємодія між елементами яких здійснюється за допомогою оптичного (лазерного) променя.

Елементами вхідної матриці розміром 8×8 є лазери з вертикальною резонаторною порожниною і поверхневою емісією (VCSEL – Vertical Cavity Surface Emitting Laser), що випромінюють промені на елементи матриці розміром 8×8 , в якості яких використовуються складові елементи дифракційної оптичної взаємодії (DOIE – Diffractive Optical Interconnect Element). Ці елементи (відповідно до зберігаючихся у них комутаційних шаблонів), в свою чергу, направляють (маршрутизують) лазерні промені на один або кілька інтелектуальних елементів вихідної матриці розміром 8×8 , які грають роль детектора, приймача і лазерного драйвера і виготовляються за кремнієвою МОНП технологією.

Використовуючи зазначений набір матриць, можна комутувати за допомогою лазерного променя потік будь-якого елемента вхідної матриці або на будь-який із n^2 елементів вихідної матриці (моделюючи з'єднання крапка-крапка), або на кілька таких елементів (моделюючи з'єднання крапка-

полікрапка, причому число одночасно з'єднувальних крапок залежить від потужності лазера і порогу спрацьовування детектора). Інтелектуальність елементів вихідної матриці, так званими елементами DANE (Detect, Amplify, Negate, Emit), визначається тим, що вони виконують чотири функції: детектують прийнятий сигнал (Detect), підсилюють його (Amplify), інвертують посилені імпульси, виконуючи функцію NOR (АБО із запереченням) згідно із пороговим елементом детектора (Negate), і збуджують емісію лазера VCSEL (Emit), вихідний сигнал якого відповідно до теореми DeMorgan дає на виході сигнал, еквівалентний перетворенню "AND" ("і") над вхідними бітами даних. Зазначені матриці упаковуються в модулі, що допускають каскадування.

Таблиця 1.1 Порівняльні характеристики базових оптичних комутаторів.

Тип комутатора	Роз-мір	Втрати дБ	Перехідне загасання дБ	Поляризаційні втрати дБ	Час перемикання
Механічний	8x8	3	55	0,2	10 мс
Термооптичний кварцовий	8x8	10	15	низькі	2мс
Термооптичний полімерний	8x8	10	30	низькі	2мс
Електрооптичний LiNbO ₃	4x4	8	35	1	10 пс
Оптоелектронний	4x4	0	40	низькі	1 нс
Активно-хвильова ІС	4x4	0	30	н/д	1нс

1.3. Оптичні мультиплексори вводу-виводу інформації

Однією з основних операцій мультиплексорів/демультиплексорів синхронних цифрових мереж є введення/виведення інформації (PDH, SDH, SONET) або компонентних сигналів (ATM), або потоків. Оптичні мультиплексори вводу/виводу (OMBB) (Optical Add/Drop Multiplexer - OADM) також здійснюють цю операцію, проте вони роблять це на двох рівнях: оптичному і електричному, в результаті схема організації їх істотно ускладнюється.

1.3.1. Структура оптичних мультиплексорів першого покоління

Оптичний мультиплексор-демультиплексор (будемо називати мультиплексор - OADM) - це пристрій, що має на вході і виході з n волокон, кожне з яких передає по m оптично мультиплексованих каналів [49] (див. Рис. 1.7).

На наведеному нижче рис. 1.7 для прикладу показаний OADM приймаючий 8 несучих, 4 із яких транзитним потоком передаються з входу на вихід, а 4 виводяться іншими. Дві несучі приймаються і виводяться через оптичні інтерфейси користувачам, дві інші приймаються, та перетворюються в електричні і демультиплексується до потрібного рівня необхідних ієрархій (заданих схемою конфігурації) за допомогою ADM, які потім виводяться через його електричні інтерфейси користувачам. Аналогічно показано, що вводяться чотири несучі: дві з них вводяться через оптичні інтерфейси від користувачів, а дві - формуються за допомогою ADM із потрібного рівня ієрархій, введених через електричні інтерфейси каналів доступу від користувачів.

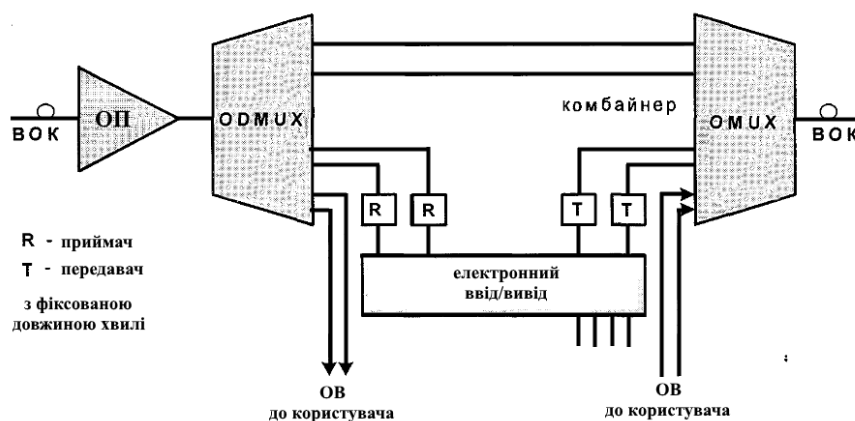


Рис. 1.7. Схема оптичного мультиплексора вводу/виводу першого покоління.

Потрібно відзначити деякі важливі особливості мультиплексорів першого покоління.

1. Кількість оптичних несучих, які можна ввести-вивести в/з OADM обмежена складністю вирішення і можливостями пристроїв оптичного

введення-виведення, котрі використовуються для цього. Так з табл. А.1 (додаток А) видно, що число таких несучих (оптичних каналів) становить для різних систем від 1/10 до 1/4 від загального числа оптичних каналів (несучих).

2. OADM вводять і виводять несучі на фіксованих частотах і не мають можливості динамічної реконфігурації оптичних несучих, так як модулі оптичних фільтрів реалізуються апаратно і не мають можливості перебудовуватися.

3. OADM не мають (за деяким винятком) можливості конвертації довжин хвиль вхідних несучих.

4. Швидкості, використовувані в системах WDM, обмежуються на рівні STM-16 (2,5 Гбіт/с), в тому числі і з міркувань фільтрації оптичних несучих.

Зазначені недоліки поступово долаються. В першу чергу з'явилися можливості конвертації довжин хвиль вхідних несучих. При використанні оптичних конверторів та переналаштовуваних лазерних джерел з'явилася можливість реконфігурації оптичних несучих. Найбільш складним є створення оптичного комутатора, який зробив би OADM таким же гнучким і повнофункціональним, яким є ADM.

1.3.2. Структура оптичних мультиплексорів другого покоління

Прискореному подолання зазначених недоліків сприяє інтенсивне впровадження технології WDM в цілому і все більш широке використання оптичної маршрутизації, заснованої на можливості введення-виведення оптичних несучих в OADM.

Якщо припустити, що зазначені вище недоліки подолані, то можна намалювати структурну схему оптичного мультиплексора другого покоління (рис. 1.8).

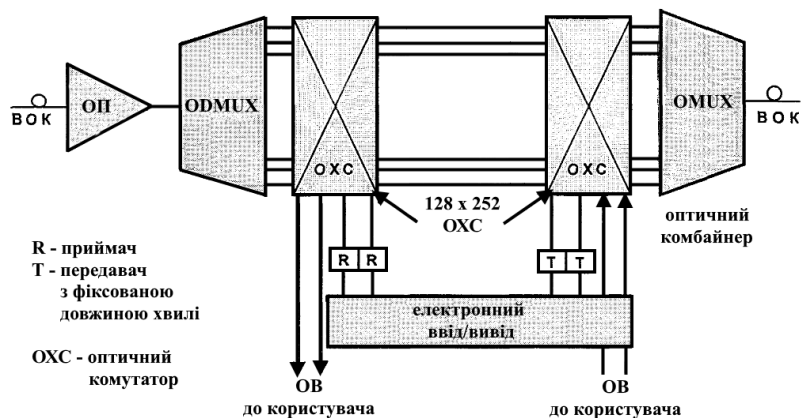


Рис. 1.8. Схема оптичного мультиплексора вводу/виводу другого покоління.

Вона відрізняється не тільки збільшеним числом мультиплексованих каналів (128-256 проти 8-32), але і використанням більш високих швидкостей передачі (10-40 Гбіт/с), а також наявністю повнорозмірного неблокованого оптичного комутатора, а також керованого блоку хвильових конверторів, що дозволяють ввести-вивести будь-яку кількість оптичних несучих, здійснити, якщо необхідно, їх динамічну реконфігурацію і перемаршрутизацію. Наявність такого мультиплексора не тільки дозволить збільшити ємність систем передачі до нового терабітного рівня (1,28-10 Тбіт/с), а й зробить реальним побудову повністю оптичних мереж (AON) - кінцевої мети розвитку оптоволоконних мереж зв'язку.

1.4. Нові технології оптичних мереж зв'язку

Розвиток оптоволоконних мереж зв'язку спочатку йшов по лінії збільшення швидкостей передачі, використовуючи ієрархію SDH/SONET і схему "одне волокно - один канал". Промислові системи зв'язку швидко перейшли з STM-1 (155 Мбіт/с) на STM-4 (622 Мбіт/с), а потім і на STM-16 (2,5 Гбіт/с). Необхідність такого інтенсивного розвитку диктувалася швидким зростанням трафіку Internet зважаючи на його популярність і розширення кількості надаваних їм послуг. Збільшення ємності каналів доступу до мережі Internet, в свою чергу, давало можливість користувачам широко використовувати каналоемнісні мультимедійні додатки, що, як позитивний

зворотний зв'язок, змушувало операторів мереж доступу збільшувати, як число каналів, так і швидкість передачі по цих каналах.

Деяка затримка на цьому "інтенсивному" шляху розвитку сталася при переході від STM-16 (2,5 Гбіт/с) до STM-64 (10 Гбіт/с). З одного боку були об'єктивні труднощі у створенні електронних компонентів систем SDH для цього діапазону частот, з іншого - "старі" типи ВОК в більшості своїй не забезпечували потрібну надійність систем зв'язку завдяки зростанню впливу дисперсії поляризованої моди PMD. Результати цієї затримки змусили шукати нові "оптичні рішення" не тільки виробників ВОК і прихильників "інтенсивного" шляху розвитку, але і прихильників "екстенсивного" шляху розвитку, а саме: організації декількох оптичних каналів в одному волокні.

Виробники ВОК відгукнулися на цей виклик створенням нових зразків оптичних кабелів, прихильники "інтенсивного" шляху розвитку бачили вихід не тільки в розробці нових високошвидкісних електронних схем, придатних для використання в мультиплексорах SDH/SONET на швидкостях STM-64 і STM-256 (40 Мбіт/с), а й у створенні солітонної технології передачі. Прихильники ж "екстенсивного" шляху розвитку запропонували широко використовувати відому технологію спектрального мультиплексування і рухатися в напрямку створення повністю оптичних мереж з оптичною комутацією оптичних несучих, каналів і пакетів та їх оптичної маршрутизації.

1.4.1. Характеристики промислових мультиплексорів WDM

В даний час ще використовується "старі" (першого покоління) системи WDM, мультиплексуючі 2 канали з несучими 1310 нм і 1550 нм, що відповідають першому і другому вікнам прозорості. Ці системи є варіантами, доступними при постачанні ряду комерційних систем SONET/SDH. Використовують зараз і певну кількість 4-8-канальних систем. Їх можна умовно віднести до систем другого покоління (крім 4-канальної системи компанії Siemens, див. табл. А.1(додаток А)).

Бурхливий розвиток систем WDM/DWDM прийшовся на 1997-1999 рр., коли були розроблені системи третього покоління, засновані на стандартному каналному плані, котрі мали 16 і більше каналів. В даний час почався етап їх повсюдного впровадження. У 1999 р з'явилися і системи четвертого покоління, які мають число каналів 96-160, істотно поліпшені мультиплексори оптичного вводу-виводу і двокаскадні ОП з можливістю включення модуля DCM між каскадами.

У табл. А.1 (Додаток А) приведені відомі промислові системи WDM/DWDM різних виробників. Якщо порівняти список виробників обладнання WDM і SDH (див. табл. А.1 (Додаток А)), то перший можна розділити на дві групи: традиційні виробники систем PDH/SDH і супутнього устаткування (Alcatel, ECI, Ericsson, Lucent Technologies, NEC, Nokia, Nortel, Pirelli (придбана компанією Cisco), Simens) і інші (ADVA, Cambrian (придбана компанією Nortel), Ciena, Eonyx, IBM, Osicom) - нові виробники. Перші розробляли системи WDM як транспортні засоби для WAN для їх використання спільно із системами SDH/SONET, другі - як транспортні засоби для MAN (так званий клас "Metro" - від слова "metropolitan - міський / столичний", а не від слова "metro-метро") і LAN, що видно по набору логічних інтерфейсів систем цих виробників, які використовуються для стикування (перетворення) логічних форматів сигналів на вході і виході систем WDM. У цьому сенсі до першої групи слід приєднати і компанію Ciena, яка примикає до неї не тільки по довжині покриваючої стандартної дистанції (640 км), а й за кількістю використовуваних каналів (40-96) і навіть перебиває їх по використовуваному мінімальному рознесенні частот (50 ГГц – першопочатківець використання такого щільного каналного плану).

Якщо дивитися на таблицю пробіжним поглядом, то в цілому вона наочно демонструє різницю систем виробників першої і другої груп, хоча серед останніх чимало хороших систем у таких компаній, як Cambrian, IBM, Osicom. Ця різниця, перш за все, полягає в наступному:

- в дистанції, що покривається системами в цілому або в числі використовуваних прольотів і секцій.
- в можливості організації кільцевих і повністю зв'язних (коміркових) топологій.
- в можливості оптичного введення (додавання) і виведення (виділення) каналів (несучих хвиль) на транзитних вузлах.
- в використанні окремого оптичного керуючого каналу (додаткової несучої хвилі), а також спеціальної ієрархічної системи управління - TMN.

Загальна ємність в розрахунку на одне волокно у найбільш просунутих компаній цієї групи становить в даний час 1,28-1,60 Тбіт/с, що вище ніж у систем виробників другої групи. Лідерами за цим показником є компанії Alcatel, Cambrian-Nortel, Lucent Technologies і Pirelli-Cisco.

На відміну від них компанії другої групи пропонують, як правило, більш прості і дешеві рішення, розраховані на використання (по довжині) однієї секції і не мають можливості введення/виведення окремих каналів на проміжних вузлах (в силу відсутності останніх). Однак вони мають більше логічних інтерфейсів і дозволяють працювати з сигналами різних форматів, характерних для технологій, що використовуються в LAN: ATM, Ethernet, Fast Ethernet, Gigabit Ethernet, FDDI і широко використовують інтерфейси зв'язку з ПК (Fiber Channel) і міні-комп'ютерами (ESCON).

1.5. Перспективи використання повністю оптичних мереж зв'язку

Розробки останнього часу розглянутих вище елементів оптичних мереж, що використовують чисто оптичні принципи роботи: комутатори і оптичні мультиплексори вводу/виводу (поряд з широко використовуваними оптичними передавачами і приймачами і оптичним середовищем передачі - ОВ) створили передумови для розробки повністю оптичних мереж - ПОМ (AON – All Optical Networks), що базуються на технології WDM як на транспортної технології.

Однак незважаючи на очевидні успіхи в цій галузі зв'язку, говорити про

практичне використання чисто оптичних мереж поки ще рано, тому що не вирішений цілий ряд питань і проблем. Одними з основних є проблеми регенерації (не посилення) оптичного сигналу і проблема логічної обробки потоків осередків, пакетів і фреймів.

Певне уявлення про повністю оптичні мережі, модельні розробки яких випробовуються на стендах або полігонах ведучих компаній світу можна отримати з огляду таких розробок, наведених в роботах [33,37]. А уявлення про методи маршрутизації оптичних несучих в таких мережах можна отримати з книги [50].

1.6.Технології створення нанорозмірних елементів.

1.6.1. Наноімпринтінг (друк за допомогою штампа)

Таку технологію застосовують замість оптичної літографії, що дає змогу отримати нові групові технології отримання малюнка з рекордним розподілом в 1 нм. Такі технології дозволяють реалізувати як отримання маски для подальших технологічних операцій, так і функціональних структур.

Технологія, призначена для перенесення зображення наноструктури або електронної схеми на підкладку з покриттям і включає деформацію покриття штампом з наступним травленням деформованого покриття і формуванням на підкладці наноструктури або елементів електронної схеми.

У даній технології зображення утворюється за рахунок механічної деформації полімерного покриття (резисту) прес-формою (штампом), а не шляхом зміни хімічної структури покриття за допомогою опромінення. Виключення з технологічного процесу опромінення резисту через маску спрощує виробництво. За допомогою цієї технології можна отримувати наноструктури розміром порядку 1 нм на досить великих площах, що недоступно для всіх інших методів літографії.

1.6.2. Технологія отримання рисунка на базі скануючої зондової мікроскопії

Технологія отримання рисунка на базі скануючої зондової мікроскопії з розрізнюванням нм за рахунок використання в якості зондів вуглецевих нанотрубок і прецизійних позиціонерів. Розробка елементної бази нано- і мікроелектромеханіки дозволяє реалізувати цілий ряд нових технологічних рішень.

Одним з методів, які використовуються для вивчення нано об'єктів, є скануюча зондова мікроскопія. У рамках скануючої зондової мікроскопії реалізовані як не оптичні, так і оптичні методики.

Дослідження властивостей поверхні за допомогою скануючого зондового мікроскопа (СЗМ) проводяться на повітрі при атмосферному тиску, у вакуумі й навіть у рідині. Різні СЗМ методики дозволяють вивчати як провідні, так і не провідні об'єкти. Крім того, СЗМ підтримує суміщення з іншими методами дослідження, наприклад з класичною оптичною мікроскопією і спектральними методами.

За допомогою скануючого зондового мікроскопа (СЗМ) можна не тільки побачити окремі атоми, але також вибірково впливати на них, зокрема, переміщати атоми по поверхні. Вченим вже вдалося створити двовимірні наноструктури на поверхні, використовуючи даний метод. Наприклад, в дослідницькому центрі компанії ІВМ, послідовно переміщаючи атоми ксенона на поверхні монокристала нікелю, співробітники змогли викласти три букви логотипу компанії, використовуючи 35 атомів ксенону.

При виконанні подібних маніпуляцій виникає ряд технічних труднощів. Зокрема, потрібно створення умов надвисокого вакууму (10–11 тор), необхідно охолоджувати підкладку і мікроскоп до наднизьких температур (4-10 К), поверхню підкладки повинна бути одна транзакція чистою і атомарно гладкою, для чого застосовуються спеціальні методи її приготування. Охолодження підкладки проводиться з метою зменшення поверхневої дифузії загрозених

атомів, охолодження мікроскопа дозволяє позбутися від термодрейфа. Проте, в більшості випадків немає необхідності маніпулювати окремими атомами або наночастинками і достатньо звичайних лабораторних умов для вивчення об'єктів, що цікавлять.

1.6.3. Молекулярно-променева епітаксія

Епітаксіальне зростання в умовах надвисокого вакууму. Дозволяє вирощувати гетероструктури заданої товщини з моноатомними гладкими гетерограницями і з заданим профілем легування. В установках МПЕ є можливість досліджувати якість плівок «in situ» (тобто прямо в ростовий камері під час росту). Для процесу епітаксії необхідні спеціальні добре очищені підкладки з атомарногладкою поверхнею.

В основі методу лежить осадження випаруваного в молекулярному джерелі речовини на кристалічну підкладку. Незважаючи на досить просту ідею, реалізація даної технології вимагає надзвичайно складних технічних рішень. Основні вимоги до установки епітаксії наступні:

- У робочій камері установки необхідно підтримувати надвисокий вакуум (близько 10^{-8} Па).
- Чистота випаровуються, повинна досягати 99,999999%.
- Необхідний молекулярний джерело, здатний випаровувати тугоплавкі речовини (такі як метали) з можливістю регулювання щільності потоку речовини.

Особливістю епітаксії є невисока швидкість росту плівки (зазвичай менше 1000 нм на годину).

1.6.4. Іонне бомбардування і вакуумне напилення

Це спосіб введення атомів домішок у поверхневий шар пластини або епітаксіальної плівки шляхом бомбардування його поверхні пучком іонів домішки з високою енергією (10-2000 кеВ).

Іонізація атомів домішки, прискорення іонів та фокусування іонного пучка виконується у спеціальних установках типу прискорювачів частинок у ядерній фізиці.

Іонне бомбардування використовується при створенні напівпровідникових приладів методом планарної технології. Її також застосовують як метод легування металів для зміни їх фізичних і хімічних властивостей (підвищення твердості, зносостійкості, корозійної стійкості тощо).

Пучок позитивно заряджених іонів домішки у іонно-променевому прискорювачі бомбардує кристал напівпровідника. Проникаючи у кристал, домішка легує його і разом з тим викликає утворення радіаційних дефектів, погіршуючи тим самим його електрофізичні параметри. Розподіл концентрації атомів домішки у кристалі описується кривою Гауса, основним параметром якої є пробіг прискорених іонів. Глибина заглиблення іонів залежить від їх енергії та маси. Концентрація домішки в бомбардованому шарі залежить від густини струму в іонному пучку і часу проведення процесу (експозиції). При невеликих дозах опромінення радіаційні дефекти не змінюють кристалічної структури напівпровідника, тоді як великі дози опромінення домішковими атомами призводять до аморфізації кристалу. Для усунення дефектів і впорядкування кристалічної ґратки кремнію виконують віджиг кристалу при температурі 500–800 °С.

Напилення конденсацією з парової (газової) фази — група методів напилення покриттів (тонких плівок) у вакуумі, при яких покриття отримується шляхом прямої конденсації пари матеріалу, що наноситься.

З використанням методів вакуумного напилення отримують покриття товщиною від декількох ангстрем до декількох мікронів, зазвичай після нанесення покриття поверхня не потребує додаткового оброблення.

Техніка вакуумного (вакуумно-конденсаційного) способу нанесення покриття передбачає використання корпускулярного потоку речовини на рівні атомів, молекул, іонів і взаємодії цього потоку з поверхнею твердого тіла.

Розрізняють наступні стадії вакуумного напилення:

1. Створення газу (пари) з частинок матеріалу напилення.
2. Транспортування пари до поверхні напилення.
3. Конденсація пари на поверхні напилення й формування покриття;

Вакуумне напилення застосовують для створення на поверхні деталей, інструментів і обладнання функціональних покриттів — провідних, ізоляційних, зносостійких, корозієстійких, ерозієстійких, антифрикційних, протизадирних, бар'єрних тощо. Процес знайшов застосування при нанесенні декоративних покриттів (нанесення позолоти). Є одним з основних процесів мікроелектроніки, де застосовується для нанесення електропровідних шарів (металізації). Вакуумне напилення використовується для отримання оптичних покриттів: просвітлювальних, відбивних, фільтрувальних.

Матеріалами для напилення служать мішені з різних матеріалів, металів (титану, алюмінію, вольфраму, молібдену, заліза, нікелю, міді, графіту, хрому), їх сплавів, сполук (SiO_2 , TiO_2 , Al_2O_3). В технологічне середовище може додаватись хімічно активний газ, наприклад ацетилен (для покриттів, з вмістом вуглецю); азот, кисень. Хімічна реакція на поверхні підкладки активується нагріванням, або іонізацією та дисоціацією газу тією чи іншою формою газового розряду.

На основі проведеного аналізу літературних джерел, можна зробити висновок, що розглянуті технології не завжди можуть забезпечити отримання нанорозмірних структур, а якщо все ж таки можуть, то це вимагає великих часових затрат. Тому постає завдання розробити технологію, котра матиме можливість формувати нанорозмірні структури різної конфігурації. Яка відзначалася б високою швидкістю формування структур та можливістю масового виробництва. Також постає проблема створення мультиплектора,

котрий міг би працювати на ТГц швидкостях, для того, щоб його можна було використовувати у нанооптичних схемах швидкісної передачі інформації. Мультиплексор, котрий міг би бути значно менших масогабаритних розмірів на відміну від сучасних, вище оглянутих мультиплексорів.

1.7. Висновки до 1-го розділу.

В цьому розділі проведено огляд літературних джерел за темою дисертації. Проаналізовано основні оптичні комутатори та мультиплексори/демультиплексори, що використовуються у волоконно-оптичних системах передачі (ВОСП) та випускаються на сьогоднішній день.

1. Проведено аналіз таких комутатори, як: механічно-оптичні, електрооптичні, термооптичні, оптоелектронні, інтегральні активно-хвильові, на фотонних кристалах, на рідкокристалічних матрицях (РКМ).

2. Досліджено оптичні мультиплексори/демультиплексори першого та другого покоління, а також охарактеризовано промислові мультиплексори WDM.

Основну увагу акцентовано як на самих пристроях, так і на технології їх виготовлення.

3. На даний час існує досить великий ряд методів створення плазмонних елементів, приладів та інтегральних схем. У розділі розглянуто найбільш важливі аспекти технологій наноплазмоніки, а саме: наноімпринтінг (виготовлення структур за допомогою штампа, золь-гель метод, технологія отримання рисунку на базі скануючої зондової мікроскопії, молекулярно-променева епітаксія, газофазний синтез, іонне бомбардування та вакуумне напилення.

4. Сучасні технології створення плазмонних нанорозмірних структур є дуже вартісними і трудомісткими. Це обумовлено використанням дорогих лазерів для засвітки полімера, складністю одночасного виготовлення декількох структур, а також довготривалістю процесу їх створення.

5. На підставі аналізу сучасного стану і перспектив розвитку інфокомунікаційних пристроїв та мереж проведено постановку задач дослідження, зміст якої полягає у розробці технології створення нанорозмірних структур різних конфігурацій, а також виготовлення та дослідження чотириканальної структури на можливість поширення у ній ППП та можливістю його керування.

РОЗДІЛ 2

РОЗРОБЛЕННЯ МАТЕМАТИЧНОЇ МОДЕЛІ ПОШИРЕННЯ ПОВЕРХНЕВИХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННИХ ХВИЛЬ В 2D МЕТАЛЕВІЙ СТРУКТУРІ.

Даний розділ присвячений побудові моделі процесу поширення поверхневих електромагнітних хвиль уздовж границі між металом та діелектриком в 2D металевій структурі.

За останні кілька років ведуться дуже активні дослідження скеровані на вивчення поверхневих плазмон-поляритонів (ППП), що відкриває перспективу створення оптичних пристроїв нового покоління [51-61].

На сьогоднішній день запропоновано різні підходи для досягнення ефективного збудження ППП [62-70] і геометрично обмежених каналів для їх розповсюдження [71-76]. Що стосується питань, виготовлення нанорозмірних хвилеводів, котрі забезпечать простий і економічно ефективний спосіб для досягнення сильного бокового утримання ППП і реалізації комплексних компонентів знаходяться в стані досліджень.

Вивчення ППП, що представляють когерентне коливання поверхневих електронів металу на межі розділу метал-діелектрик, викликало великий інтерес в різних областях досліджень в останні кілька років [77-84]. ППП, що мають частоти нижче поверхневого плазмонного резонансу метал-діелектрик, сильно обмежені і можуть поширюватися уздовж хвилевода. В результаті збудження ППП на поверхні металу відкриваються нові можливості для використання їх властивостей: для зондування та виявлення одиночних молекул в хімії, біології та медицині, в електроніці та інформаційно-комунікаційних технологіях[84-87].

Для реалізації компактних плазмонних пристроїв і схем необхідне бокове обмеження в площині поверхні металу, перпендикулярно до напрямку поширення ППП.

В роботі змодельовано процес поширення ППП у чотирьохканальному мультиплексорі з використанням, як джерела оптичного сигналу, лазер з довжиною хвилі 800 нм та тривалістю імпульсу 27 фс і експериментально продемонстровано розповсюдження ППП у двох канальному, більшому за геометричними розмірами, розгалужувачі [18, 28, 29].

2.1. Математична модель мультиплексора з використанням поверхневих плазмон-поляритонів.

Для пояснення процесів, що виникають при утворенні поверхневих плазмон-поляритонів на поверхні нанорозмірної металевої плівки використана наступна модель фізична система "діелектрик-метал-діелектрик" (рис. 2.1).

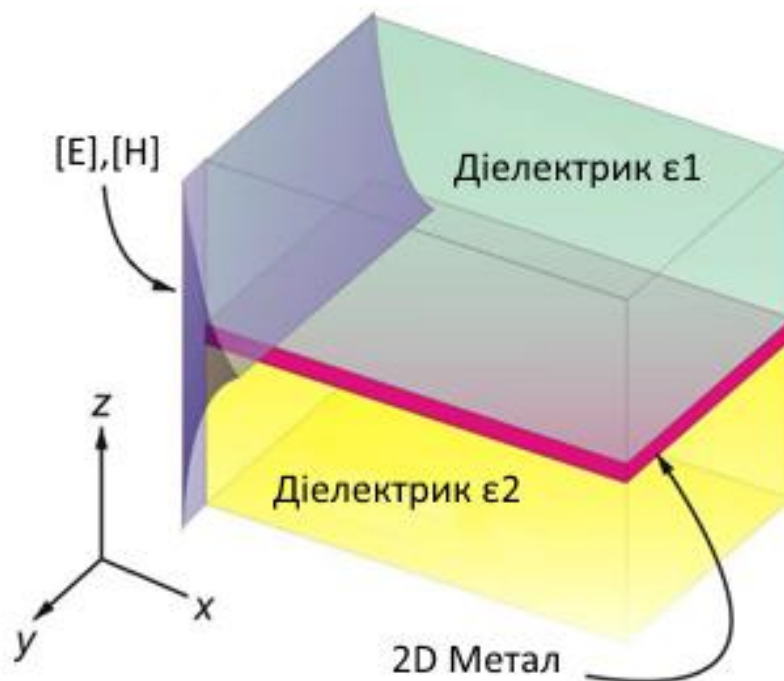


Рис. 2.1. Схематичне зображення структури діелектрик-метал-діелектрик.

Запишемо рівняння Максвелла (в системі Si) [88]. Для вибраної фізичної моделі:

$$\begin{aligned}
\operatorname{rot} \vec{H}(\vec{r}, t) &= \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{j}(\vec{r}, t) \\
\operatorname{rot} \vec{E}(\vec{r}, t) &= -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \\
\operatorname{div} \vec{D}(\vec{r}, t) &= \rho(\vec{r}, t) \\
\operatorname{div} \vec{B}(\vec{r}, t) &= 0
\end{aligned} \tag{2.1}$$

Сформулюємо співвідношення, які дозволяють встановити взаємозв'язок між векторами напруженості (\vec{E} та \vec{H}) електромагнітного поля та векторами індукції (\vec{B} та \vec{D}).

Будемо вважати, що діелектрики є немагнітними ($\mu=1$). Тому маємо [88]:

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \mu \vec{H}(\vec{r}, t) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, t)$$

де μ_0 - магнітна проникливість вакууму [88].

Вектори індукції $\vec{D}(\vec{r}, t)$ запишемо через вектор напруженості електричного поля $\vec{E}(\vec{r}, t)$ наступним чином [89].

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \int_{\Omega} \int \varepsilon(\vec{r}, \vec{r}', t - t') E(\vec{r}', t') d\vec{r}' dt' \tag{2.2}$$

де $\varepsilon(\vec{r}, \vec{r}', t - t')$ - функція відгуку (діелектрична функція).

Таке подання взаємозв'язку $\vec{E}(\vec{r}, t)$ та $\vec{D}(\vec{r}, t)$ дозволяє враховувати ефекти просторової та часової дисперсії.

Для дослідження поширення плазмонного збудження будемо розглядати електромагнітні хвилі ТМ – поляризації [90]. В цьому випадку:

$$\begin{aligned}
\vec{H} &= (0, H_y, 0) \\
\vec{E} &= (\vec{E}_x, 0, \vec{E}_z) \\
H_y &= H_y(x, y, z, t) \\
E_i &= E_i(x, y, z, t), i = x, z
\end{aligned} \tag{2.3}$$

Так, як:

$$0 = \operatorname{div} \vec{B}(x, y, z, t) = \frac{\partial \vec{B}_x(x, y, z, t)}{\partial x} + \frac{\partial \vec{B}_y(x, y, z, t)}{\partial y} + \frac{\partial \vec{B}_z(x, y, z, t)}{\partial z}, \quad (2.4)$$

З рівняння $\operatorname{div} \vec{B} = 0$ випливає, що для ТМ хвиль $\mu_0 \mu \frac{\partial H_y}{\partial y} = 0$, що дає наступну залежність від координат та часу компоненти H_y :

$$H_y = H_y(x, z, t) \quad (2.5)$$

Запишемо тепер зв'язок між струмами $\vec{j}_2(\vec{r}, t)$ та напруженістю електричного поля $\vec{E}(\vec{r}, t)$, ($\vec{r} = (x, y, z)$).

Будемо вважати, що [89]:

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \int_{\Omega} d\vec{r}' \int_t dt' \sigma(\vec{r}, \vec{r}', t - t') E(\vec{r}', t') \quad (2.6)$$

де $\sigma(\vec{r}, \vec{r}', t - t')$ – провідність.

Ω – об'єм системи.

Проаналізуємо, що випливає з рівнянь Максвелла (2.1) для такої геометрії моделі та вибраної ТМ – поляризації. З другого рівняння Максвелла $\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ випливає, що:

$$\vec{e}_1 \frac{\partial E_z}{\partial y} - \vec{e}_2 \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) - \vec{e}_3 \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} \right) = 0 \vec{e}_1 - \mu_0 \mu \frac{\partial H_y}{\partial t} \vec{e}_2 + 0 \vec{e}_3 \quad (\text{див. (2.4)})$$

а тому:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} = \mu_0 \mu \frac{\partial H_y}{\partial t}; \quad \frac{\partial E_x}{\partial y} = 0 \quad (2.7)$$

$\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ – три декортової системи координат.

Формули (2.7) свідчать, що компоненти електричного поля E_z та E_x не залежать від y -координати, тобто:

$$E_z = E_z(x, z, t) \quad (2.8)$$

$$E_x = E_x(x, z, t)$$

Отже електричне та магнітне поле є однорідними вздовж осі OY .

Спростимо тепер вихідну систему (2.1) рівнянь Максвелла з врахуванням отриманих залежностей напруженостей електричного та магнітного поля від координат та певних модельних припущень відносно структури функцій $\varepsilon(\vec{r}, \vec{r}', t)$ та $\sigma(\vec{r}, \vec{r}', t)$. Ці модельні припущення є такими:

а) – область (IV) – вакуум.

В цій області очевидно, що:

$$\varepsilon_4(\vec{r}, \vec{r}', t - t') = \varepsilon_0 \delta(\vec{r} - \vec{r}') \delta(t - t') \quad (2.9)$$

де ε_0 - діелектрична стала вакууму, а

$\sigma_0(\vec{r}, \vec{r}', t - t') = 0$ в зв'язку із відсутністю вільних носіїв струму.

б) – область (I) – діелектрик.

В цій області покладемо, що:

$$\varepsilon_1(\vec{r}, \vec{r}', t - t') \cong \varepsilon_0 \varepsilon_1(t - t') \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (2.10)$$

Таке припущення означає, що для діелектрика використовуємо наближення частотної дисперсії (а просторовою дисперсією нехтуємо).

в) – таке ж припущення будемо використовувати і для області (III), а саме покладемо, що:

$$\varepsilon_3(\vec{r}, \vec{r}', t - t') \cong \varepsilon_0 \vec{\varepsilon}_3(t - t') \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (2.11)$$

Оскільки в діелектричних середовищах відсутні вільні носії струму, то в областях (I) та (III) $\sigma(\vec{r}, \vec{r}', t - t') \equiv 0$.

Найскладнішою для моделювання є область (II), яку займає метал. З умов експерименту впливає, що товщина (L) металевої плівки є такою, що $k_F L \sim 1$. Тут k_F – хвильовий вектор, величина якого визначається концентрацією \bar{n} вільних носіїв заряду (електронів). Це дозволяє для опису металевої структури можливість скористатися моделлю двовимірного електронного газу [91]. В цій моделі:

$$\varepsilon_2(\vec{r}, \vec{r}', t - t') \cong \varepsilon_0 \varepsilon_2(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}; t - t') \delta(z - z') \quad (2.12)$$

де \vec{r}_{II} - складова вектора \vec{r} , що лежить в площині XOY , тобто $\vec{r} = (\vec{r}_{II}, z)$.

Вираз (2.12) враховує наявність просторової дисперсії, що властиво металевим системам, які містять вільні носії заряду.

Аналогічно, будемо вважати, що:

$$\sigma_2(\vec{r}, \vec{r}', t - t') \cong \sigma_2(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}; t - t') \delta(z - z') \sigma_0 \quad (2.13)$$

σ_0 – стала, яка задає розмірність $[\sigma_2]$

Моделі (2.12) та (2.13) нехтують просторовою дисперсією діелектричної функції вздовж осі OZ та впливом краєвих ефектів.

Так як в нашій моделі всі характеристики середовищ є однорідними по часу, то систему рівнянь Максвелла зручно записати для Фур'є – компонент векторів $\vec{H}, \vec{E}, \vec{D}$, означивши Фур'є – перетворення по часу так [92]:

$$\begin{aligned} f(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\omega) e^{i\omega t} d\omega \\ \tilde{f}(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \end{aligned} \quad (2.14)$$

Знайдемо:

$$\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{B}(\vec{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} i\omega \vec{B}(\vec{r}, \omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (2.15)$$

$\frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t}$ та $\vec{J}(\vec{r}, t)$ обчислюватимуться складніше в зв'язку із специфічними залежностями $\varepsilon(\vec{r}, \vec{r}', t - t')$ та $\sigma(\vec{r}, \vec{r}', t - t')$. Для цього введемо в розгляд функції $\varepsilon(\vec{r}, \vec{r}', \omega)$ та $\sigma(\vec{r}, \vec{r}', \omega)$, означивши їх наступним чином:

$$\begin{aligned} \varepsilon(\vec{r}, \vec{r}', t - t') &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}', \omega) e^{i\omega(t-t')} d\omega \\ \sigma(\vec{r}, \vec{r}', t - t') &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\sigma}(\vec{r}, \vec{r}', \omega) e^{i\omega(t-t')} d\omega \end{aligned} \quad (2.16)$$

Тоді для $\vec{D}(\vec{r}, t)$ маємо:

$$\begin{aligned}
 \vec{D}(\vec{r}, t) &= \int_{\Omega} d\vec{r}' \int dt' \varepsilon(\vec{r}, \vec{r}', t - t') \vec{E}(\vec{r}', t') = \\
 &= \int_{\Omega} d\vec{r}' \int dt' \left\{ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}', \omega) e^{i\omega(t-t')} d\omega \vec{E}(\vec{r}', t') \right\} = \\
 &= \int_{\Omega} d\vec{r}' \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}', \omega) \left[\int dt' e^{-i\omega t'} \cdot \vec{E}(\vec{r}', t') \right] e^{i\omega t} d\omega = \\
 &= \frac{1}{2\pi} \int dt' \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}', \omega) \vec{E}(\vec{r}', \omega) e^{i\omega t} d\omega
 \end{aligned}$$

де

$$\vec{E}(\vec{r}', \omega) = \int dt' \vec{E}(\vec{r}', t) e^{-i\omega t} \quad (2.17)$$

Тому:

$$D(\vec{r}', t) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Omega} d\vec{r}' \left[\int \tilde{\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}', \omega) \vec{E}(\vec{r}', \omega) e^{i\omega t} d\omega \right] \quad (2.18)$$

Повністю аналогічно до (2.18) маємо, що:

$$\vec{J}(\vec{r}', t) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Omega} d\vec{r}' \left[\int \tilde{\sigma}(\vec{r}, \vec{r}', \omega) \vec{E}(\vec{r}', \omega) e^{i\omega t} d\omega \right] \quad (2.19)$$

де $\tilde{\sigma}(\vec{r}, \vec{r}', \omega)$ - визначено співвідношенням (2.16).

Обчислимо тепер

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} &= \frac{1}{2\pi} \int_{\Omega} d\vec{r}' \left[\frac{\partial}{\partial t} \int \tilde{\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}', \omega) \vec{E}(\vec{r}', \omega) e^{i\omega t} d\omega \right] = \\
 &= \frac{1}{2\pi} \int_{\Omega} d\vec{r}' \left[\int \tilde{\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}', \omega) \vec{E}(\vec{r}', \omega) (i\omega) e^{i\omega t} d\omega \right]
 \end{aligned} \quad (2.20)$$

Випишемо систему рівнянь Максвелла для ТМ – поляризованих хвиль в ω – представленні. Враховуючи формули (2.14) – (2.20), маємо:

$$\begin{aligned}
rot \vec{H}(\vec{r}, t) &= rot \left\{ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{H}(\vec{r}, \omega) e^{+i\omega t} d\omega \right\} = \\
&= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \{rot \vec{H}(\vec{r}, \omega)\} e^{+i\omega t} d\omega = \\
&= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} (+i\omega) e^{+i\omega t} \left[\int_{\Omega} d\vec{r}' \tilde{\varepsilon}_4(\vec{r}, \vec{r}', \omega) \cdot \vec{E}(\vec{r}, \omega) \right] d\omega + + \\
&+ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{+i\omega t} \left\{ \int_{\Omega} d\vec{r}' \tilde{\sigma}(\vec{r}, \vec{r}', \omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega) \right\} d\omega = \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} rot \vec{H}(\vec{r}, \omega) d\omega
\end{aligned} \tag{2.21}$$

або

$$rot \vec{H}(\vec{r}, \omega) = i\omega \int_{\Omega} d\vec{r}' \tilde{\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}', \omega) \cdot \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \int_{\Omega} d\vec{r}' \tilde{\sigma}(\vec{r}, \vec{r}', \omega) \cdot \vec{E}(\vec{r}, \omega) \tag{2.22}$$

Використовуючи співвідношення (2.11) – (2.13), отримуємо, що:

а) в області (IV):

$$rot \vec{H}(\vec{r}, \omega) = i\omega \varepsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, \omega) \tag{2.23}$$

б) в області (I):

$$rot \vec{H}(\vec{r}, \omega) = i\omega \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}_1(\omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega) \tag{2.24}$$

в) в області (III):

$$rot \vec{H}(\vec{r}, \omega) = i\omega \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}_3(\omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega) \tag{2.25}$$

г) в області (II):

$$\begin{aligned}
rot \vec{H}(\vec{r}, \omega) &= i\omega \int d\vec{r}'_{II} \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}_2(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}, \omega) \cdot \vec{E}(\vec{r}'_{II}, \omega, z) + \\
&+ \int d\vec{r}'_{II} \tilde{\sigma}(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}, \omega) \cdot \vec{E}(\vec{r}'_{II}, \omega, z)
\end{aligned} \tag{2.26}$$

В (2.26) ми використали той факт, що в нашій моделі нехтується впливом краєвих ефектів в площині XOY , що можливо при виконанні умов, що площа металевого прошарку є макроскопічно великою, тобто виконується умова $Sk_F^2 \gg 1$ [91].

Спростимо рівняння для області (II), використавши Фур'є – перетворення функції $\tilde{\varepsilon}_2(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}, \omega)$.

Маємо:

$$\tilde{\varepsilon}_2(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\vec{q} \tilde{\varepsilon}_2(q, \omega) e^{i(\vec{q}, (\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}))}$$

Тут $\vec{q} = (q_x, q_y)$ - хвильовий вектор, $d\vec{q} = (dq_x, dq_y)$

$$(\vec{q}, (\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II})) \equiv q_x(x - x') + q_y(y - y')$$

Тому:

$$\begin{aligned} & \int d\vec{r}'_{II} \tilde{\varepsilon}_2(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}, \omega) \cdot \vec{E}(\vec{r}'_{II}, \omega, z) = \\ & = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\vec{q} \left[\int d\vec{r}'_{II} e^{i\vec{q} \cdot (\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II})} \tilde{\varepsilon}_2(q, \omega) \cdot \vec{E}(\vec{r}'_{II}, \omega, z) \right] = \\ & = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\vec{q} \tilde{\varepsilon}_2(q, \omega) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_{II}} \vec{E}(\vec{q}, \omega, z) \end{aligned}$$

$$\vec{E}(\vec{q}, \omega, z) = \int d\vec{r}'_{II} \vec{E}(\vec{r}'_{II}, \omega, z) e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}'_{II}}$$

Аналогічно:

$$\begin{aligned} & \int d\vec{r}'_{II} \tilde{\sigma}(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}, \omega) \cdot \vec{E}(\vec{r}'_{II}, \omega, z) = \\ & = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\vec{q} \tilde{\sigma}(\vec{q}, \omega) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_{II}} \vec{E}(\vec{q}, \omega, z) \end{aligned}$$

А тому:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H}(\vec{r}, \omega) = i\omega \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\vec{q} \tilde{\varepsilon}_2(q, \omega) e^{i(\vec{q}, \vec{r}_{II})} \vec{E}(\vec{q}, \omega, z) + + \\ + \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\vec{q} \tilde{\sigma}(\vec{q}, \omega) e^{i(\vec{q}, \vec{r}_{II})} \vec{E}(\vec{q}, \omega, z) \end{aligned} \quad (2.26a)$$

Випишемо формули (2.24-2.26) в змішаному (\vec{q}, ω, z) представленні.

Маємо:

в області (I):

$$\operatorname{rot} \vec{H}(z, \vec{q}) = i\omega \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}_1(\omega) \vec{E}(z, \vec{q})$$

в області (III):

$$\operatorname{rot} \vec{H}(z, \vec{q}) = i\omega \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}_3(\omega) \vec{E}(z, \vec{q})$$

в області (II):

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H}(\vec{r}, \omega) = i\omega \int d\vec{r}'_{II} \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}_2(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}, \omega) \cdot \vec{E}(\vec{r}'_{II}, \omega, z) + \\ + \int d\vec{r}'_{II} \tilde{\sigma}(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}, \omega) \cdot \vec{E}(\vec{r}'_{II}, \omega, z) \end{aligned}$$

Шукатимемо розв'язки системи (2.24) – (2.26) для електричних полів наступної форми:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(x, z, \omega) = \vec{E}(z, \omega) \exp(iQx) \quad (2.27)$$

При такій формі розв'язку для $\vec{E}(\vec{r}, \omega)$ необхідно встановити форму розв'язку для $\vec{H}(\vec{r}, \omega)$. Розглянемо область (IV) (рівняння (2.23)). Для ТМ – поляризованих хвиль:

$$\vec{H}(\vec{r}, \omega) \equiv (0, H_y(x, z, \omega), 0)$$

$$\vec{E}(\vec{r}, \omega) \equiv (E_x(x, z, \omega), 0, E_z(x, z, \omega)) = (E_x(z, \omega) e^{iQx}; 0; E_z(z, \omega) e^{iQx})$$

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H}(\vec{r}, \omega) &= \begin{vmatrix} \vec{e}_1 & \vec{e}_2 & \vec{e}_3 \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & H_y & 0 \end{vmatrix} = -\vec{e}_1 \frac{\partial H_y}{\partial z} + \vec{e}_3 \frac{\partial H_y}{\partial x} \equiv \\ &\equiv i\omega \varepsilon_0 [i E_x(x, z, \omega) + \vec{e}_3 E_z(x, z, \omega)] \end{aligned}$$

Це дає:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial H_y(x, z, \omega)}{\partial z} &= i\omega \varepsilon_0 E_x(x, z, \omega) = i\omega \varepsilon_0 E_x(z, \omega) e^{iQx} \\ \frac{\partial H_y(x, z, \omega)}{\partial x} &= i\omega \varepsilon_0 E_z(x, z, \omega) = i\omega \varepsilon_0 E_z(z, \omega) e^{iQx} \end{aligned}$$

Звідси випливає, що структура $H_y(x, z, \omega)$ є такою:

$$H_y(x, z, \omega) = H_y(z, \omega) e^{iQx}$$

Оскільки структура рівнянь для областей (I) та (III) подібна до рівнянь в області (IV), то природно вважати, що розв'язок H_y повної системи (2.24–2.26) слід шукати в формі:

$$H_y(x, z, \omega) = H_y(z) e^{iQx} \quad (2.28)$$

Залишилось визначити структуру $\vec{E}(\vec{q}, \omega, z)$ в області (II).

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{q}, \omega, z) &= \int dx \int dy \vec{E}(z, \omega) e^{iQx} e^{-i(q_x x + q_y y)} = \\ &= \int dx e^{i(Q - q_x)x} \int dy e^{-iq_y y} \vec{E}(z, \omega) = \\ &= (2\pi)^2 \delta(Q - q_x) \delta(-q_y) \vec{E}(z, \omega) \end{aligned} \quad (2.28a)$$

Тут $\delta(\)$ – дельта функція Дірака.

Отже

$$\vec{E}(\vec{q}, \omega, z) = \vec{E}(z, \omega) (2\pi)^2 \delta(Q - q_x) \delta(-q_y) \quad (2.29)$$

В такому випадку легко записати рівняння (2.26) для області (III):

$$\begin{aligned}
& -\frac{\partial H_y(z, \omega)}{\partial z} e^{iQx} = \\
& = i\omega \varepsilon_0 \frac{(2\pi)^2}{(2\pi)^2} \int dq_x \int dq_y e^{i(q_x x + q_y y)} E_x(z, \omega) \varepsilon_2(\vec{q}, \omega) \delta(Q - q_x) \delta(-q_y) = \\
& = i\omega \varepsilon_0 E_x(z, \omega) e^{iQx} \varepsilon_2(Q, 0, \omega)
\end{aligned}$$

або

$$\begin{aligned}
-\frac{\partial H_y(z, \omega)}{\partial z} &= i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2(\vec{Q}, \omega) E_x(z, \omega) \\
\frac{\partial H_y(z, \omega)}{\partial x} &= i\omega \sigma_0 \sigma_2(\vec{Q}, \omega) E_x(z, \omega) \tag{2.30} \\
\vec{Q} &= (Q, 0); Q = |\vec{Q}|
\end{aligned}$$

Отриману систему рівнянь слід доповнити рівнянням для напруженості магнітного поля \vec{H} , яким є рівняння Гельмгольца.

Виходимо з рівняння Максвелла (2.1), а саме:

$$rot \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{j}(\vec{r}, t) \tag{2.30a}$$

$$rot \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \tag{2.30б}$$

$$div \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \tag{2.30в}$$

$$\frac{\partial^2 \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 (\mu \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, t))}{\partial t^2} = \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = -\frac{\partial}{\partial t} rot \vec{E}(\vec{r}, t) \tag{2.31}$$

Якщо використати Фур'є образи $\vec{H}(\vec{r}, \omega)$ та $\vec{E}(\vec{r}, \omega)$, означені формулами (2.28) то (2.31) переписати так:

$$\mu \mu_0 \omega^2 \vec{H}(\vec{r}, \omega) = i\omega rot \vec{E}(\vec{r}, \omega) \tag{2.32}$$

З іншої сторони з першого рівняння системи (2.30):

$$rot rot \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} rot \vec{D}(\vec{r}, t) + rot \vec{j}(\vec{r}, t) \tag{2.33}$$

Використавши відому з курсу векторного аналізу тотожність [92]:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} (\dots) = \operatorname{grad} \operatorname{div} (\dots) - \Delta(\dots) \quad (2.34)$$

де Δ - оператор Лапласа, для (2.33) отримуємо, що:

$$-\Delta \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \vec{D}(\vec{r}, t) + \operatorname{rot} \vec{J}(\vec{r}, t) \quad (2.35)$$

Пов'яжемо тепер $\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \vec{D}(\vec{r}, t)$ з $\operatorname{rot} \vec{E}(\vec{r}, \omega)$ (див. 2.32) і тим самим отримаємо рівняння Гельмгольца для Фур'є – компоненти $\vec{H}(\vec{r}, \omega)$. Оскільки $\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \vec{D}(\vec{r}, t) \rightarrow i\omega \operatorname{rot} \vec{D}(\vec{r}, \omega)$, то зручно подати рівняння (2.35) для Фур'є компонент $\vec{H}(\vec{r}, \omega)$, $\vec{D}(\vec{r}, \omega)$ та $\vec{J}(\vec{r}, \omega)$. Очевидно, що це буде наступне рівняння:

$$-\Delta \vec{H}(\vec{r}, \omega) = i\omega \operatorname{rot} \vec{D}(\vec{r}, \omega) + \operatorname{rot} \vec{J}(\vec{r}, \omega) \quad (2.35a)$$

Це рівняння разом з (32) дасть рівняння Гельмгольца для $\vec{H}(\vec{r}, \omega)$, однак воно буде різним для різних областей з зв'язку з різними взаємозв'язками $\vec{D}(\vec{r}, \omega)$, $\vec{J}(\vec{r}, \omega)$ з вектором $\vec{E}(\vec{r}, \omega)$.

В областях (IV), (I) та (III):

$$\vec{D}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_i(\omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega)$$

i=(I), (III), (IV).

а $\vec{J}(\vec{r}, \omega) \equiv 0$ через відсутності вільних носіїв струму. Тому для цих областей маємо:

$$\begin{aligned} -\Delta \vec{H}(\vec{r}, \omega) &= \varepsilon_0 \varepsilon_i(\omega) i\omega \operatorname{rot} \vec{E}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_i(\omega) \{ \mu \mu_0 \omega^2 \vec{H}(\vec{r}, \omega) \} \\ &= \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_i(\omega) \omega^2 \vec{H}(\vec{r}, \omega) \end{aligned}$$

або ввівши сталу $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ (швидкість світла у вакуумі), маємо:

$$-\Delta \vec{H}(\vec{r}, \omega) + \varepsilon_i(\omega) \mu \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (2.36)$$

Врахувавши, що вектор:

$$\vec{H}(\vec{r}, \omega) = (0, H_y(\vec{r}, \omega), 0)$$

а

$$H_y(\vec{r}, \omega) \equiv H_y(x, z, \omega) = H_y(z, \omega) \exp(iQx)$$

отримуємо:

$$\Delta \vec{H}(\vec{r}, \omega) = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) H_y(z, \omega) = -Q^2 H_y(z, \omega) + \frac{d^2}{dz^2} H_y(z, \omega)$$

Останнє в поєднанні з (36) дає наступні рівняння Гельмгольца для напруженості магнітного поля $\vec{H}(x, z, \omega)$ з ТМ – поляризацією в областях:

а) (IV): $d + L \leq z \leq \infty$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} H_y(z, \omega) - \left(Q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) H_y(z, \omega) = 0 \quad (2.37)$$

б) (I): $L \leq z \leq d + L$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} H_y(z, \omega) - \left(Q^2 - \varepsilon_1(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \right) H_y(z, \omega) = 0 \quad (2.38)$$

а) (III): $-\infty \leq z \leq -L$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} H_y(z, \omega) - \left(Q^2 - \varepsilon_2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \right) H_y(z, \omega) = 0 \quad (2.39)$$

d – товщина прозорого діелектрика.

Отримаємо тепер рівняння Гельмгольца для області (II). Оскільки в (II) є наявні вільні носії заряду, то слід враховувати зв'язки $\vec{D}(\vec{r}, \omega)$, $\vec{E}(\vec{r}, \omega)$ та $\vec{J}(\vec{r}, \omega)$.

Так як:

$$\Delta \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \vec{D}(\vec{r}, t) + \text{rot } \vec{J}(\vec{r}, t)$$

а

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \int \varepsilon_2(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}; t - t') \vec{E}(\vec{r}'_{II}, z, t') d\vec{r}'_{II} dt'$$

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \sigma_0 \int \sigma_2(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}; t - t') \vec{E}(\vec{r}'_{II}, z, t') d\vec{r}'_{II} dt'$$

то перейшовши в ω – представлення, в якому згідно (2.19):

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \frac{\varepsilon_0}{2\pi} \iint_{\Omega} d\omega d\vec{r}'_{II} \varepsilon(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}, \omega) \vec{E}(\vec{r}'_{II}; z; \omega) e^{i\omega t}$$

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \frac{\sigma_0}{2\pi} \iint_{\Omega} d\omega d\vec{r}'_{II} \sigma(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}, \omega) \vec{E}(\vec{r}'_{II}; z; \omega) e^{i\omega t}$$

і нехтуючи краєвими ефектами [91], (тобто вважаючи, що система є безмежною в площині XOY), маємо:

$$\begin{aligned}
 \operatorname{rot} \vec{D}(\vec{r}, t) &\cong \frac{\varepsilon_0}{2\pi} \iint_{\Omega} dt' d\vec{r}'_{II} \varepsilon(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}, t - t') \operatorname{rot} \vec{E}(\vec{r}'_{II}, z, t') = \\
 &= \frac{\varepsilon_0}{2\pi} \iint_{\Omega} dt' d\vec{r}'_{II} \varepsilon(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}, t - t') \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t'}(\vec{r}'_{II}, z, t') \right) = \\
 &= -\frac{\varepsilon_0 \mu_0}{2\pi} \iint_{\Omega} dt' d\vec{r}'_{II} \varepsilon(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}, t - t') \frac{\partial}{\partial t'} \vec{H}(\vec{r}'_{II}, z, t')
 \end{aligned} \quad (2.40)$$

Повністю аналогічно отримуємо:

$$\operatorname{rot} \vec{J}(\vec{r}, t) = -\frac{\varepsilon_0 \mu_0}{2\pi} \iint_{\Omega} dt' d\vec{r}'_{II} \sigma(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}, t - t') \frac{\partial}{\partial t'} \vec{H}(\vec{r}'_{II}, z, t') \quad (2.41)$$

Перейдемо в (2.34), (2.35) до ω представлення врахувавши, що:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{r}, t) &= \frac{\partial}{\partial t} \mu_0 \mu H(\vec{r}, t) = \mu_0 \frac{\mu}{2\pi} \int d\omega e^{i\omega t} (i\omega) H(\vec{r}, \omega) = \\
 &= \frac{\mu_0 \mu}{2\pi} \int d\omega H(\vec{r}, \omega) i\omega e^{i\omega t}
 \end{aligned} \quad (2.42)$$

або

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi} \int d\omega (i\omega) e^{i\omega t} H(\vec{r}, \omega) \quad (2.43)$$

Тепер обчислимо:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \vec{D}(\vec{r}, t) &= \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \iint_{\Omega} d\omega d\vec{r}'_{II} \varepsilon_2(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}, t - t') \operatorname{rot} \vec{E}(\vec{r}'_{II}, z, \omega) e^{i\omega t} \\
 &== \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \int d\vec{r}'_{II} \int_{\Omega} d\omega \varepsilon_2(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}, \omega) i\omega \operatorname{rot} \vec{E}(\vec{r}'_{II}, z, \omega) e^{i\omega t}
 \end{aligned} \quad (2.44)$$

Оскільки:

$$\operatorname{rot} \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu \mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t}$$

то

$$\text{rot } \vec{E}(\vec{r}, \omega) = -i\omega \mu\mu_0 \vec{H}(\vec{r}, \omega)$$

Тому:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \vec{D}(\vec{r}, t) &= \frac{\mu\mu_0 \varepsilon_0}{2\pi} \int d\omega (i\omega)(-i\omega) \left[\int_{\Omega} d\vec{r}'_{II} \varepsilon_2(\omega, \vec{r}'_{II} \right. \\ &\quad \left. - \vec{r}'_{II}) \vec{H}(\vec{r}'_{II}, z, \omega) \right] e^{i\omega t} = \\ &= \frac{\mu\mu_0 \varepsilon_0}{(2\pi)^3} \int d\omega (\omega^2) \left[\int d\vec{q} \tilde{\varepsilon}_2(\vec{q}, \omega) \vec{H}(\vec{q}, z, \omega) e^{i\vec{q}\vec{r}_{II}} \right] e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (2.45)$$

Обчислимо тепер:

$$\begin{aligned} \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\vec{q} \tilde{\varepsilon}_2(\vec{q}, \omega) \vec{H}(\vec{q}, z, \omega) \\ = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\vec{q} \tilde{\varepsilon}_2(\vec{q}, \omega) \int d\vec{r}'_{II} \vec{H}(\vec{r}'_{II}, z, \omega) e^{-i(\vec{q}, \vec{r}'_{II})} \end{aligned}$$

Оскільки $\vec{H}(\vec{r}'_{II}, z, \omega) = \vec{H}(z, \omega) e^{iQx}$, (бо хвиля має ТМ поляризацію), то

$$\begin{aligned} \int d\vec{q} \tilde{\varepsilon}_2(\vec{q}, \omega) \int d\vec{r}'_{II} \vec{H}(z, \omega) e^{iQx} e^{-iq_x x} e^{-iq_y y} \\ = \int dq_x \int dq_y \tilde{\varepsilon}_2(q_x, q_y, \omega) \vec{H}(z, \omega) \int dx \int dy e^{iQx} e^{-iq_x x} e^{-iq_y y} \\ = \int dq_x \int dq_y (2\pi)^2 \delta(Q - q_x) \delta(q_y) \tilde{\varepsilon}_2(q_x, q_y, \omega) \vec{H}(z, \omega) \\ = (2\pi)^2 \tilde{\varepsilon}_2(Q, 0, \omega) \vec{H}(z, \omega) \end{aligned}$$

Остаточно:

$$\frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \vec{D}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \mu\mu_0 \varepsilon_0 e^{iQx} \int d\omega \omega^2 e^{i\omega t} \tilde{\varepsilon}_2(Q, 0, \omega) \vec{H}(z, \omega) \quad (2.46)$$

Обчислимо:

$$\begin{aligned}
\text{rot } \vec{J}(\vec{r}, t) &= -\frac{\mu\mu_0 \sigma_0}{2\pi} \int d\omega (i\omega) \int d\vec{r}'_{II} \sigma(\vec{r}'_{II} - \vec{r}'_{II}, \omega) \vec{H}(\vec{r}'_{II}, z, \omega) e^{i\omega t} \\
&= (\text{аналогічно (2.46)}) = \\
&= -\frac{1}{2\pi} \mu\mu_0 \sigma_0 \int d\omega \tilde{\sigma}(Q, 0, \omega) \vec{H}(z, \omega) e^{i\omega t} (i\omega)
\end{aligned} \tag{2.47}$$

Остаточно в області (II) маємо наступне рівняння Гельмгольца:

$$\begin{aligned}
e^{-iQx} \Delta \vec{H}(\vec{r}'_{II}, z, \omega) \\
&= \mu\mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \tilde{\varepsilon}_2(Q, 0, \omega) \vec{H}(z, \omega) - - \\
&- \mu\mu_0 \varepsilon_0 i\omega \sigma(Q, 0, \omega) \vec{H}(z, \omega)
\end{aligned} \tag{2.48}$$

Залишилось знайти вираз для $\Delta \vec{H}(\vec{r}'_{II}, z, \omega)$.

Для ТМ – поляризованих електромагнітних хвиль маємо:

$$\begin{aligned}
\Delta \vec{H}(\vec{r}'_{II}, z, \omega) &= \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) H_y(z, \omega) e^{iQx} \\
&= -Q^2 H_y(z, \omega) e^{iQx} + \frac{d^2 H_y(z, \omega)}{dz^2} e^{iQx}
\end{aligned}$$

(бо $\frac{d^2 H_y(z, \omega)}{dx} \equiv 0$) і тому:

$$\Delta \vec{H}(\vec{r}'_{II}, z, \omega) = -Q^2 H_y(z, \omega) e^{iQx} + \frac{d^2 H_y(z, \omega)}{dz^2} e^{iQx} \tag{2.49}$$

Отже в області (II) маємо наступне рівняння Гельмгольца:

$$\begin{aligned}
\frac{d^2}{dz^2} H_y(z, \omega) - Q^2 H_y(z, \omega) \\
&= \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \tilde{\varepsilon}_2(Q, 0, \omega) H_y(z, \omega) - i\omega \mu_0 \sigma_0 \tilde{\sigma}(Q, 0, \omega) H_y(z, \omega)
\end{aligned} \tag{2.50}$$

або

$$\frac{d^2}{dz^2} H_y(z, \omega) - \left(Q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \gamma(Q, 0, \omega) \right) H_y(z, \omega) = 0 \tag{2.51}$$

де

$$\Upsilon(Q, 0, \omega) = \varepsilon_2(Q, 0, \omega) - \frac{\sigma_0 \tilde{\sigma}(Q, 0, \omega)}{\varepsilon_0 i \omega} \quad (2.51a)$$

Тому математична модель мультиплектора є такою:

Область (IV): $d + L \leq z \leq +\infty$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_y(z, \omega) - \left(Q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) H_y(z, \omega) &= 0 \\ E_x(z, \omega) &= -\frac{i}{\omega \varepsilon_0} \frac{\partial H_y(z, \omega)}{\partial z} \\ E_z(z, \omega) &= \frac{Q}{\omega \varepsilon_0} H_y(z, \omega) \end{aligned} \quad (2.52)$$

Область (I): $d \leq z \leq d + L$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_y(z, \omega) - \left(Q^2 - \varepsilon_1(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \right) H_y(z, \omega) &= 0 \\ E_x(z, \omega) &= -\frac{i}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1(\omega)} \frac{\partial H_y(z, \omega)}{\partial z} \\ E_z(z, \omega) &= \frac{Q}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1(\omega)} H_y(z, \omega) \end{aligned} \quad (2.53)$$

Область (III): $-\infty \leq z \leq -L$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_y(z, \omega) - \left(Q^2 - \varepsilon_2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \right) H_y(z, \omega) &= 0 \\ E_x(z, \omega) &= -\frac{i}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_3(\omega)} \frac{\partial H_y(z, \omega)}{\partial z} \\ E_z(z, \omega) &= \frac{Q}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_3(\omega)} H_y(z, \omega) \end{aligned} \quad (2.54)$$

Область (II): $-L \leq z \leq L$

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dz^2} H_y(z, \omega) - \left(Q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \Upsilon(Q, 0, \omega) \right) H_y(z, \omega) &= 0 \\ -\frac{\partial H_y(z, \omega)}{\partial z} &= E_x(z, \omega) \{ i \omega \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}_2(Q, 0, \omega) + \sigma_0 \tilde{\sigma}_2(Q, 0, \omega) \} \\ H_y(z, \omega) &= i Q E_z(z, \omega) \{ i \omega \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}_2(Q, 0, \omega) + \sigma_0 \tilde{\sigma}_2(Q, 0, \omega) \} \end{aligned} \quad (2.55)$$

2.1.1. Дослідження математичної моделі мультиплектора з використанням поверхневих плазмон-поляритонів.

Розв'яжемо систему рівнянь (2.53) – (2.55) і знайдемо залежності

$$H_y(x, z, \omega) = H_y(z, \omega) \exp(iQx) \text{ та } \vec{E}(x, z, \omega) = \vec{E}(z, \omega) \exp(iQx)$$

де $\vec{E} = (E_x, 0, E_z)$.

Розглянемо послідовно розв'язки в кожній з областей.

Область (IV): $d + L \leq z \leq +\infty$

Розв'язок рівняння Гельмгольца в цій області є таким (див.(2.53)):

$$H_y(z, \omega) = A_1 \exp(\beta z) + A_2 \exp(-\beta z)$$

$$\beta = \sqrt{Q^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \quad (2.56)$$

Оскільки магнітне поле H_y при $z \rightarrow +\infty$ має бути скінченним, то в (2.55) слід покласти $A_1 \equiv 0$, і тому в цій області:

$$H_y(z, \omega) = A_2 \exp(-\beta z)$$

$$\beta = \sqrt{Q^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \quad (2.57)$$

$$E_x(z, \omega) = +\frac{i\beta}{\omega\epsilon_0} A_2 \exp(-\beta z)$$

$$E_z(z, \omega) = \frac{Q}{\omega\epsilon_0} A_2 \exp(-\beta z)$$

Область (I): $d \leq z \leq d + L$

В цій області (див. (2.54)):

$$H_y(z, \omega) = B_1 \exp(\alpha z) + B_2 \exp(-\alpha z)$$

$$\alpha = \sqrt{Q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1(\omega)} \quad (2.58)$$

$$E_x(z, \omega) = -\frac{i\alpha}{\omega\epsilon_0\epsilon_1(\omega)} (B_1 \exp(\alpha z) - B_2 \exp(-\alpha z))$$

$$E_z(z, \omega) = \frac{Q}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1(\omega)} (B_1 \exp(\alpha z) + B_2 \exp(-\alpha z))$$

Область (III): $-\infty \leq z \leq -L$

В цій області (див. (2.55)):

$$H_y(z, \omega) = C_1 \exp(\delta z) + C_2 \exp(-\delta z)$$

$$\delta = \sqrt{Q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_3(\omega)} \quad (2.59)$$

Оскільки при $z \rightarrow -\infty$ поле $H_y(z, \omega)$ (формула (2.59)) має бути скінченним, то покладемо $C_2 \equiv 0$ і тому в області (III) будемо мати, що:

$$H_y(z, \omega) = C_1 \exp(\delta z)$$

$$\delta = \sqrt{Q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_3(\omega)} \quad (2.60)$$

$$E_x(z, \omega) = -\frac{i\delta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_3(\omega)} C_1 \exp(\delta z)$$

$$E_z(z, \omega) = \frac{Q}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_3(\omega)} C_1 \exp(\delta z)$$

Розглянемо тепер розв'язок в області (II).

Область (II): $-L \leq z \leq L$

$$H_y(z, \omega) = D_1 \exp(\varepsilon z) + D_2 \exp(-\varepsilon z)$$

$$\varepsilon = \sqrt{Q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \Upsilon(Q, 0, \omega)}$$

$$E_x(z, \omega) \{i\omega \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}_2(Q, 0, \omega) + \sigma_0 \tilde{\sigma}_2(Q, 0, \omega)\} = -\varepsilon (D_1 \exp(\varepsilon z) - D_2 \exp(-\varepsilon z)) \quad (2.61)$$

$$E_z(z, \omega) = (i \omega \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}_2(Q, 0, \omega) + \sigma_0 \tilde{\sigma}_2(Q, 0, \omega)) iQ = D_1 \exp(\varepsilon z) + D_2 \exp(-\varepsilon z)$$

Залишилося визначити сталі $A_2, B_1, B_2, C_2, D_1, D_2$.

Розглянемо випадок ультратонких металевих прокладок ($k_F L \ll 1$).

Тоді можна знехтувати впливом області вакууму і розглядати нашу модель, як модель двовимірної металевої плівки між двома товстими діелектриками з діелектричними сталими $\varepsilon_0\varepsilon_1(\omega)$ та $\varepsilon_0\varepsilon_2(\omega)$.

Маємо:

Область діелектрика з діелектричною сталою $\varepsilon_0\varepsilon_1(\omega)$:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 H_y^{(1)}(z, \omega)}{dz^2} - \left(Q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1(\omega) \right) H_y^{(1)}(z, \omega) &= 0 \\ - \frac{dH_y^{(1)}(z, \omega)}{dz} &= i\omega\varepsilon_0\varepsilon_1(\omega) E_x^{(1)}(z, \omega) \\ iQH_y(z, \omega) &= i\omega\varepsilon_0\varepsilon_1(\omega) E_z^{(1)}(z, \omega) \end{aligned} \quad (2.62)$$

Розв'язок задачі (2.62) є таким:

$$\begin{aligned} H_y(z, \omega) &= A_1 \exp\{-\lambda z\} + A_2 \exp\{-\lambda z\} \\ \lambda &= \sqrt{Q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1(\omega)} \end{aligned} \quad (2.63)$$

Оскільки при $z \rightarrow \infty$ $H_y(z, \omega)$ повинно зникати, то в (2.63) слід покласти $A_2 \equiv 0$ і тому в області діелектрика з $\varepsilon_0\varepsilon_1(\omega)$ маємо:

$$H_y^{(1)}(z, \omega) = A_1 \exp\{-\lambda z\} \quad (2.64)$$

$$E_x^{(1)}(z, \omega) = \frac{\lambda}{i\omega\varepsilon_0\varepsilon_1(\omega)} A_1 \exp\{-\lambda z\} \quad (2.65)$$

$$E_z^{(1)}(z, \omega) = \frac{Q}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_1(\omega)} A_1 \exp\{-\lambda z\} \quad (2.66)$$

В області діелектрика з діелектричною функцією $\varepsilon_0\varepsilon_2(\omega)$ маємо:

$$\frac{d^2 H_y^{(2)}(z, \omega)}{dz^2} - \left(Q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2(\omega) \right) H_y^{(2)}(z, \omega) = 0$$

$$-\frac{dH_y^{(2)}(z, \omega)}{dz} = i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2(\omega) E_x^{(2)}(z, \omega) \quad (2.67)$$

$$iQH_y^{(2)}(z, \omega) = i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2(\omega) E_z^{(2)}(z, \omega)$$

Розв'язок (2.67) є таким:

$$H_y^{(2)}(z, \omega) = B_1 \exp\{-z\xi\} + B_2 \exp\{z\xi\}$$

$$\xi = \sqrt{Q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2(\omega)} \quad (2.68)$$

Для того, щоби тут $z \rightarrow -\infty$ слід в (2.68) покласти $B_1 = 0$ і тому в області діелектрика з діелектричною функцією $\varepsilon_0 \varepsilon_2(\omega)$ маємо:

$$H_y^{(2)}(z, \omega) = B_2 \exp\{z\xi\} \quad (2.69)$$

$$\xi = \sqrt{Q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2(\omega)}$$

$$E_x^{(2)}(z, \omega) = -\frac{\xi}{i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2(\omega)} B_2 \exp\{z\xi\} \quad (2.70)$$

$$E_z^{(2)}(z, \omega) = \frac{Q}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2(\omega)} B_2 \exp\{z\xi\} \quad (2.71)$$

Розв'язки (2.65) та (2.69) слід зшити на межі $z = 0$, прийнявши до уваги, що на цій межі є поверхневий струм $J_x = \sigma_0 \sigma(Q, \omega) \tilde{E}_x(Q, \omega, 0)$ \tilde{E}_x – напруженість електричного поля в площині $z = 0$.

Типові умови зшивки при $z = 0$ дають:

$$H_y^{(1)}(+0, \omega) - H_y^{(2)}(-0, \omega) = j_{\text{пов.}} \quad (2.72)$$

$$\varepsilon_0 \varepsilon_1(\omega) E_z^{(1)}(+0, \omega) - \varepsilon_0 \varepsilon_2(\omega) E_z^{(2)}(-0, \omega) = \rho_{\text{пов.}} \quad (2.73)$$

$$E_x^{(1)}(+0, \omega) = E_x^{(2)}(-0, \omega) \quad (2.74)$$

Тут $j_{\text{пов.}} = j_x^{\text{пов.}}$ – поверхневий струм в площині $z = 0$, а $\rho_{\text{пов.}}$ – поверхневий заряд. Оскільки $j_x^{\text{пов.}} = \sigma(Q, \omega) E_x^{(1)}(+0, \omega)$, ($\sigma(Q, \omega)$ – двовимірна провідність металеві прокладки), то використовуючи формули (2.64) - (2.66) та (2.70) - (2.72) отримуємо:

$$\sigma_2(\vec{r}, \vec{r}', t - t') \cong \sigma_2(\vec{r}_{II} - \vec{r}'_{II}; t - t') \delta(z - z') \sigma_0 \quad (2.75)$$

(рівняння (2.73) опущено, оскільки нам невідомий поверхневий заряд.

Ненульовий розв'язок рівняння (2.75) існує, якщо виконується умова:

$$\frac{\varepsilon_1(\omega)}{\lambda} + \frac{\varepsilon_2(\omega)}{\xi} = -\frac{i\sigma(Q, \omega)}{\varepsilon_0 \omega} \quad (2.76)$$

або

$$\frac{\varepsilon_1(\omega)}{\sqrt{Q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1(\omega)}} + \frac{\varepsilon_2(\omega)}{\sqrt{Q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2(\omega)}} = -\frac{i\sigma(Q, \omega)}{\varepsilon_0 \omega} \quad (2.77)$$

де $\varepsilon_1 = \varepsilon_1(\omega)$ – діелектрична проникність прошарку верхнього діелектрика.

$\varepsilon_2 = \varepsilon_2(\omega)$ - діелектрична проникність прошарку нижнього діелектрика.

$\sigma(Q, \omega)$ – динамічна провідність металеві прокладки.

Проведено числовий аналіз дисперсійного співвідношення для наступних моделей $i\sigma(Q, \omega)$:

а) – модель Друде [28];

б) – модель двовимірного електронного газу [29].

2.1.2. Числовий аналіз дисперсійного рівняння для моделі Друде

Як вираз для правої частини $\sigma(Q, \omega)$ рівняння (2.77) використаємо добре відому модель Друде для провідності [90, 93]:

$$\sigma_0 \sigma(0, \omega) = \frac{e^2 \varepsilon_F}{\pi \hbar^2} \frac{i}{\omega + i\tau^{-1}} \quad (2.78)$$

У підсумку (2.77) набуде вигляду:

$$\frac{\tilde{\varepsilon}_1(\omega)}{\sqrt{Q^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\varepsilon}_1(\omega)}} + \frac{\tilde{\varepsilon}_3(\omega)}{\sqrt{Q^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\varepsilon}_3(\omega)}} = \frac{1}{\omega \varepsilon_0} \frac{e^2 \varepsilon_F}{\pi \hbar^2} \frac{1}{\omega + i\tau^{-1}} \quad (2.79)$$

Для знерозмірення рівняння (68) зручно ввести безрозмірні величини:

$$q^* = \frac{Q}{k_F}, \omega^* = \frac{\hbar\omega}{\varepsilon_F} \quad (2.80)$$

тут k_F – імпульс Фермі, $\varepsilon_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m}$ – енергія Фермі, \hbar - зведена стала Планка, m – маса електрона [92].

Підставивши вираз (2.80) у рівняння (2.79) отримуємо, що

$$\frac{\varepsilon_1(\omega^*)}{\sqrt{q^{*2} + \lambda \varepsilon_1(\omega) \omega^{*2}}} + \frac{\varepsilon_3(\omega^*)}{\sqrt{q^{*2} + \lambda \varepsilon_3(\omega) \omega^{*2}}} = \frac{8}{\omega(k_F a_B)} \frac{1}{\omega^* + i(\tau^*)^{-1}} \quad (2.81)$$

де $k_F a_B = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{2}{3}} r_S$, r_S – параметр Гелл-Манна-Браннера [93], $(\tau^*)^{-1} = \frac{\hbar\tau^{-1}}{\varepsilon_F}$

$\tau = 1.3 * 10^{-13}$ – час затухання [94], $\lambda = \frac{\varepsilon_F}{2mc^2}$, a_B – радіус Бора.

Для розв'язання рівняння (2.81) вибрано такі параметри моделі тонкої золотої плівки між двома діелектриками:

$$\varepsilon_1 = 2.3, \varepsilon_3 = 4, r_S = 2.9$$

Чисельний розрахунок дисперсійного рівняння, яке є ірраціональним алгебраїчним рівнянням проводився у середовищі Matlab. Для знаходження коренів (дисперсії $\omega^*(q^*)$) проітеровано величину ω^* на проміжку $[0,2]$ із кроком 0.05, та з допомогою вбудованої у середовище функції *fsolve*, що за промовчанням використовує метод Вінсента-Колінза-Акрітаса (VCA, 1976), який є найшвидшим методом бієкції. Для кожного ω^* проаналізовано його модуль, дійсну та уявну частини та використано обмеження на можливі значення розв'язку.

Побудовано графіки для дисперсії та уявної частини розв'язку $Im(\omega^*(q^*))$ по отриманих у результаті розрахунку точках.

Результати числового розрахунку дисперсії $\omega^*(q^*)$ наведені на рис. 2.2.

$$0 \leq \omega^* \leq 2, \quad 0 \leq q^* \leq 2$$

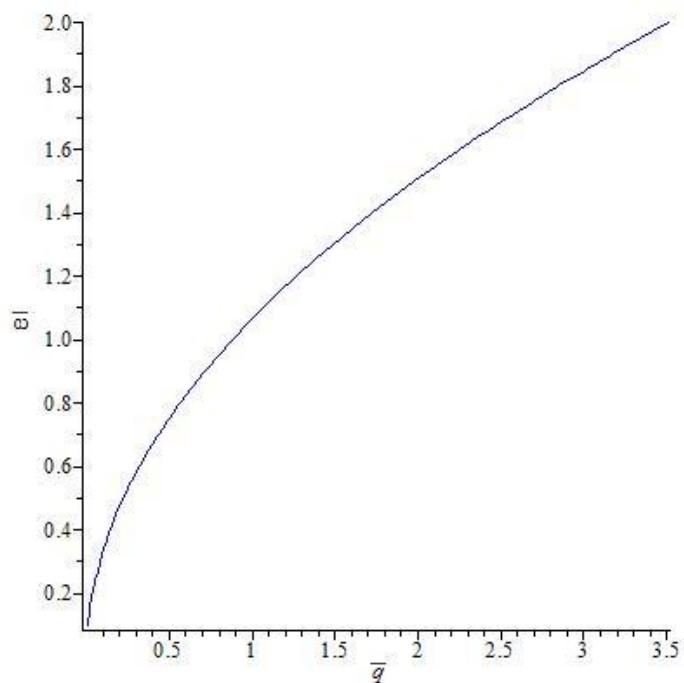


Рис 2.2. Графік дисперсії $\omega^*(q^*)$ розв'язку дисперсійного рівняння.

На рис. 2.3 подано залежність уявної частини розв'язку $Im(\omega^*(q^*))$ як функції частоти ω^* для моделі Друде.

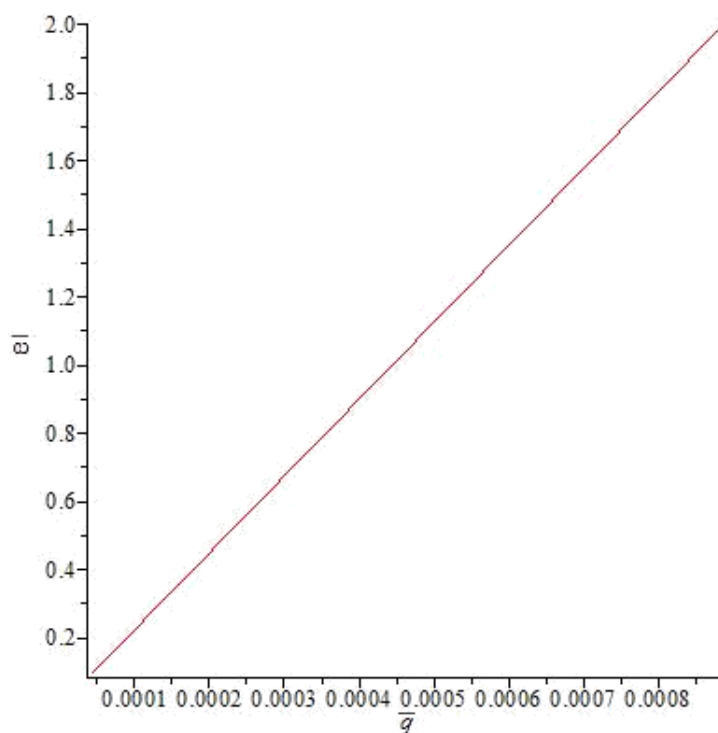


Рис. 2.3. Уявна частина $Im(\omega^*(q^*))$ розв'язку дисперсійного рівняння.

Оскільки наявність уявної частини $Im(q^*) \equiv Im(Q)$ приводить до поведінки вигляду $E(q, \omega^*, z) = E(q, \omega, z)e^{-Im(q^*)x}$ та аналогічно для $H_y(q, \omega^*, z) = H_y(q, \omega, z)e^{-Im(q^*)x}$, то величину $Im(q^*)^{-1}$ можна трактувати, як ефективну довжину L_{eff} поширення поверхневої електромагнітної хвилі вздовж осі OX на межі «метал-діелектрик» як бачимо із результатів числового дослідження дисперсійного рівняння (66) величина $Im(q^*)$ зростає із ростом частоти ω^* , що означає зменшення L_{eff} або швидке затухання плазмон-поляритонної хвилі.

Так для прикладу:

$$\omega^* = 0,25 \quad L_{eff} = \sim 1 \text{ мкм},$$

$$\omega^* = 1,0 \quad L_{eff} = \sim 0,2 \text{ мкм},$$

$$\omega^* = 1,5 \quad L_{eff} = \sim 0,01 \text{ мкм}.$$

2.1.3. Числовий аналіз дисперсійного рівняння для плазмової частоти (модель хаотичних фаз).

Для моделі хаотичних фаз права частини $\sigma(Q, \omega)$ рівняння (2.77) є такою [95]:

$$\sigma(Q, \omega) = -i\omega \chi(Q, \omega), \chi(Q, \omega) = \chi_1(Q, \omega) + i\chi_2(Q, \omega),$$

$$\chi_1 = G \left(\frac{Q}{k_F} - C_- \left(\left(\frac{Q}{2k_F} - \frac{\omega}{Q\vartheta_F} \right)^2 - 1 \right)^{\frac{1}{2}} - C_+ \left(\left(\frac{Q}{2k_F} + \frac{\omega}{Q\vartheta_F} \right)^2 - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \right),$$

$$\chi_2 = G \left(D_- \left(1 - \left(\frac{Q}{2k_F} - \frac{\omega}{Q\vartheta_F} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} - D_+ \left(1 - \left(\frac{Q}{2k_F} + \frac{\omega}{Q\vartheta_F} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \right),$$

$$G = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m z q^2 \vartheta_F^2}, \vartheta_F = \frac{\hbar k_F}{m},$$

$$C_{\mp} = \frac{\left(\frac{Q}{2k_F} \mp \frac{\omega}{Qv_F}\right)}{\left|\frac{Q}{2k_F} \mp \frac{\omega}{Qv_F}\right|}, D_{\mp} = 0 \text{ для } \left|\frac{Q}{2k_F} \mp \frac{\omega}{Qv_F}\right| < 1,$$

$$\frac{\varepsilon_1(\omega)}{\sqrt{q^2 + \frac{\omega^2}{c^2}} \varepsilon_1(\omega)} + \frac{\varepsilon_3(\omega)}{\sqrt{q^2 + \frac{\omega^2}{c^2}} \varepsilon_3(\omega)} = -(\chi_1(Q, \omega) + i\chi_2(Q, \omega)) \quad (2.82)$$

Знерозміривши рівняння (2.82) аналогічно моделі Друде

$$q^* = \frac{Q}{k_F}, \omega^* = \frac{\hbar\omega}{\varepsilon_F}$$

отримуємо, що

$$\chi_1 = G \left(q^* - C_- \left(\frac{1}{4} \left(q^* - \frac{\omega^*}{q^*} \right)^2 - 1 \right)^{\frac{1}{2}} - C_+ \left(\frac{1}{4} \left(q^* + \frac{\omega^*}{q^*} \right)^2 - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \right),$$

$$\chi_2 = G \left(D_- \left(1 - \frac{1}{4} \left(q^* - \frac{\omega^*}{q^*} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} - D_+ \left(1 - \frac{1}{4} \left(q^* + \frac{\omega^*}{q^*} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \right),$$

$$G = \frac{2}{q^{*3}(k_F a_B)},$$

$$C_{\mp} = \frac{\left(q^* \mp \frac{\omega^*}{q^*}\right)}{\left|q^* \mp \frac{\omega^*}{q^*}\right|}, D_{\mp} = 0 \text{ для } \left|q^* \mp \frac{\omega^*}{q^*}\right| > 2,$$

$$C_{\mp} = 0, D_{\mp} = 1 \text{ для } \left|q^* \mp \frac{\omega^*}{q^*}\right| < 2,$$

$$\frac{\varepsilon_1(\omega^*)}{\sqrt{q^{*2} + \lambda \varepsilon_1(\omega) \omega^{*2}}} + \frac{\varepsilon_3(\omega^*)}{\sqrt{q^{*2} + \lambda \varepsilon_3(\omega) \omega^{*2}}} = -(\chi_1(q^*, \omega^*) + i\chi_2(q^*, \omega^*)) \quad (2.83)$$

Для розв'язання рівняння (2.83) вибрано параметри аналогічно як і для рівняння (2.81).

$$\varepsilon_1 = 2.3, \varepsilon_3 = 4, r_S = 2.9$$

Результати числового розрахунку $\omega^*(q^*)$ наведені на рис. 2.4.

$$0 \leq \omega^* \leq 2, \quad 0 \leq q^* \leq 2$$

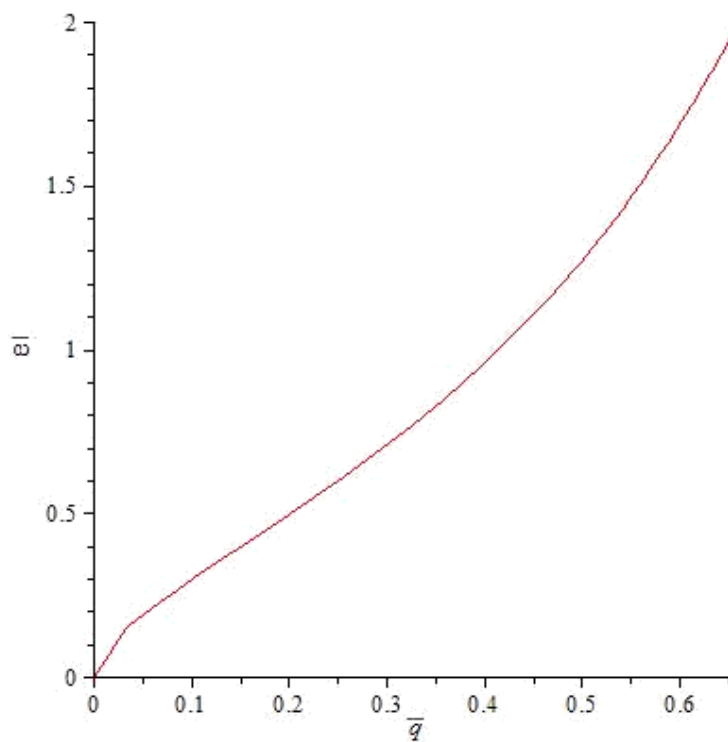


Рис. 2.4. Графік дисперсії $\omega^*(q^*)$ розв'язку дисперсійного рівняння.

На рис. 2.5 подано залежність уявної частини розв'язку $Im(\omega^*(q^*))$ як функції частоти ω^* для моделі хаотичних фаз.

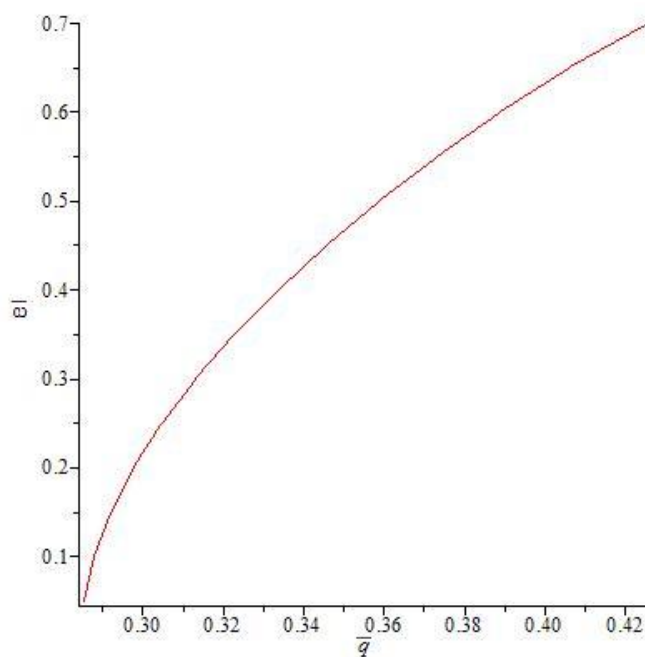


Рис. 2.5. Уявна частина $Im(\omega^*(q^*))$ розв'язку дисперсійного рівняння.

Нижче наведено значення $L_{eff} = \frac{1}{\text{Im}(\omega^*(q^*))}$ для деяких частот у одиницях k_F .

$$\omega^* = 0,2 \quad L_{eff} = \sim 0,0033 \text{ мкм},$$

$$\omega^* = 0,4 \quad L_{eff} = \sim 0,003 \text{ мкм},$$

$$\omega^* = 0,6 \quad L_{eff} = \sim 0,0026 \text{ мкм}.$$

Порівнявши графіки отримані для моделі Друде та моделі хаотичних фаз рис. 2.6 можна зауважити, що

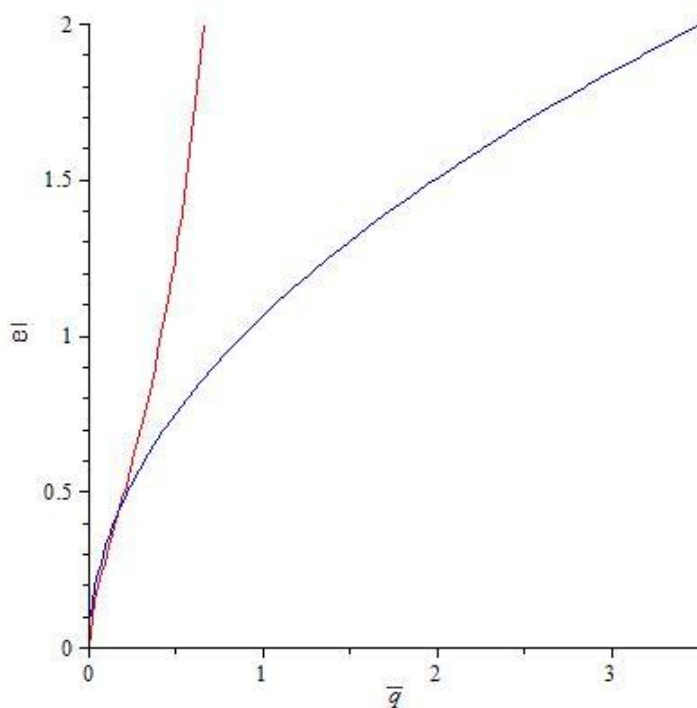


Рис. 2.6. Графіки дисперсії $\omega^*(q^*)$ для моделі Друде – синя лінія та для моделі хаотичних фаз – червона лінія.

Розв'язки $\omega^*(q^*)$ співпадають на проміжку $0 < \omega^* \leq 0,5$, тобто для низьких частот, що є межею застосування моделі Друде. Для вищих частот використання моделі Друде приводить до значних помилок, і виникає необхідність використовувати точніші моделі, як от модель хаотичних фаз.

2.2. Моделювання руху поверхневого плазмон-поляритона у нанорозмірному мультиплексорі.

Для моделювання процесу поширення ППП у мультиплексорі пропонується структура розміром $10\text{ мкм} \times 5\text{ мкм}$, з товщиною каналу 300 нм та висотою 300 нм , котра знаходиться на золотій плівці товщиною 50 нм . Віддалі між каналами складають $1,5\text{ мкм}$ (рис. 2.7).

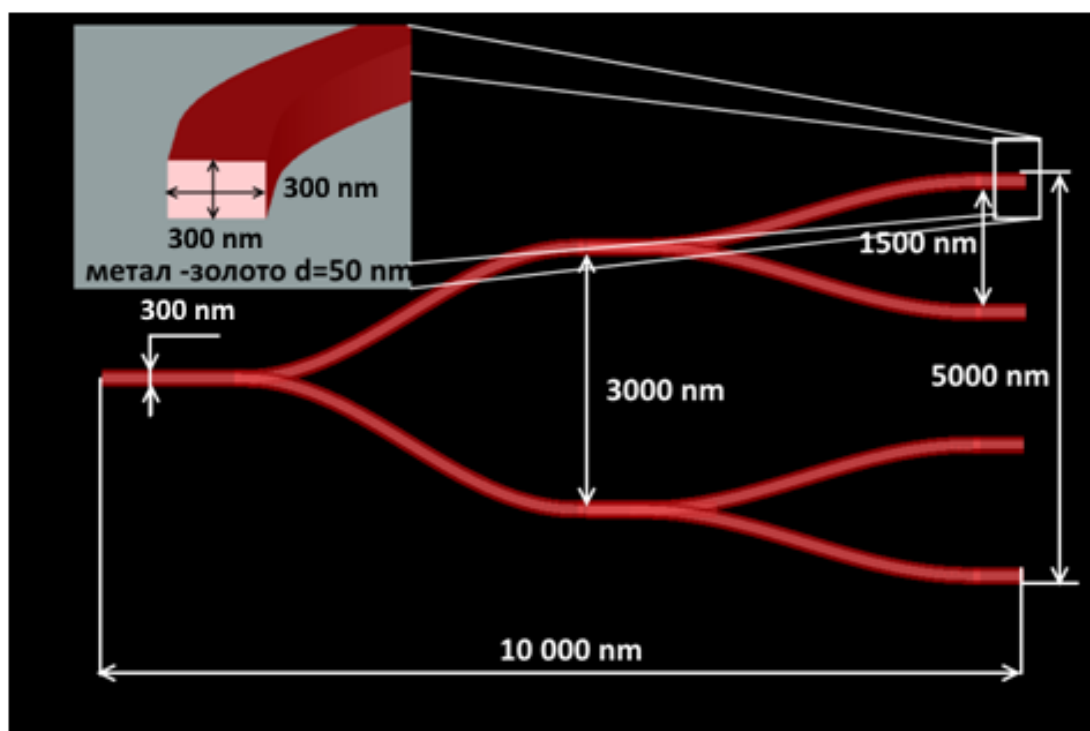


Рис. 2.7. Структурна схема мультиплексора.

2.2.1. Моделювання руху поширення ППП у чотирьохканальному розгалужувачі.

В результаті процесу моделювання, отримано залежність інтенсивності розповсюдження ППП в чотирьохканальному мультиплексорі із включенням його, як розгалужувача, від віддалі (рис. 2.8).

На вхід розгалужувача подається лазерний імпульс із довжиною хвилі 800 нм та тривалістю 50 фс . Можна побачити, що ППП поширюється в усі

чотири вихідні канали мультиплексора, хоча на віддалі 6 мкм інтенсивність дещо зменшується (рис. 2.8).

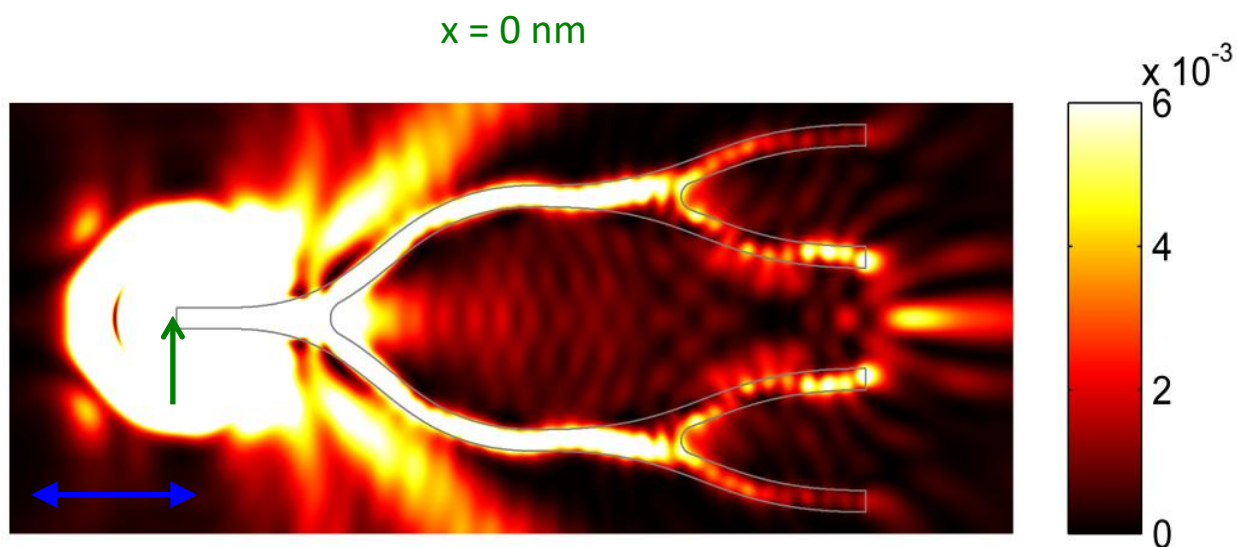


Рис. 2.8 Розподіл інтенсивності поширення ППП по чотирьохканальному мультиплексорі із включенням його як розгалужувача.

З результату моделювання видно, що на виході інтенсивність буде не великою, у зв'язку із розсіюванням енергії ППП на дефектах кристалічної ґратки металу та роздвоєннями ППП, але ця отримана інтенсивність сигналу буде достатня для її ідентифікування.

2.2.2. Моделювання руху поширення ППП у чотирьохканальному суматорі.

Експериментально проведено також моделювання процесу поширення ППП у мультиплексорі при включенні його як суматора. На кожний канал (а їх чотири) подається лазерний імпульс з довжиною хвилі 800 нм, тривалістю 50 фс. Подача лазерних імпульсів проводиться лише у певний момент часу. На кожен канал виділяється 50 фс часу, а також 50 фс часу на інтервал між каналами. Між імпульсний час 50 фс обрано експериментальним шляхом. Таким чином використовується часове розділення каналів. Розподіл інтенсивності ППП у такому включенні (як суматора) зображено на рис. 2.9.

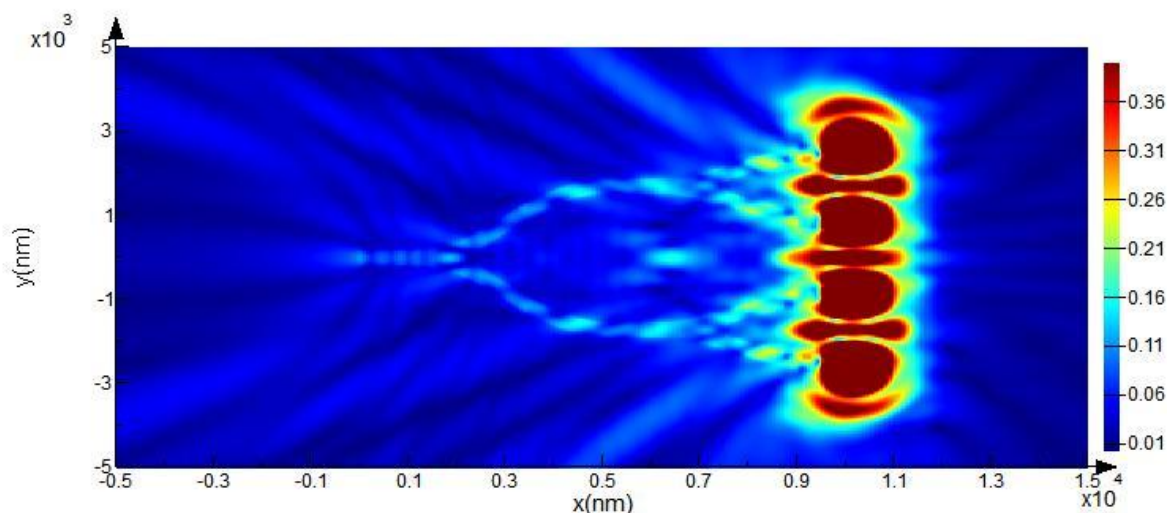


Рис. 2.9. Розподіл інтенсивності поширення ППП по чотирьохканальному мультиплексорі з включенням як суматора.

На вхідні канали суматора подано лазерні імпульси. Отримані інтенсивності котрих зображено на рис. 2.10. Можна чітко побачити, що на кожний канал виділено 50 фс часу і між імпульсний час складає також 50 фс.

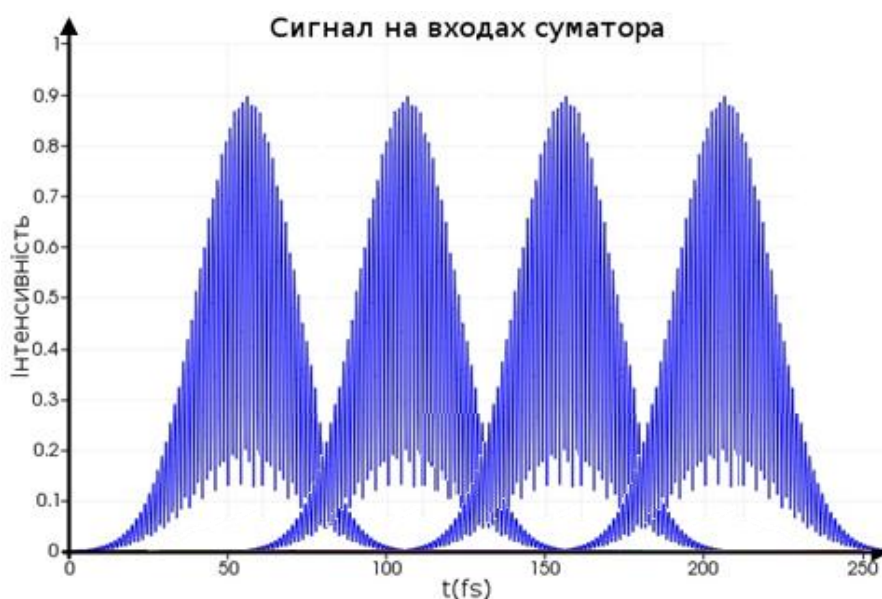


Рис. 2.10 Сигнал, виміряний на вході чотирьохканального суматора, тривалістю 50 фс і віддалю між сигналами 50 фс.

На рис. 2.11 та 2.12 зображено вихідний сигнал, який отримано на виході суматора. Можна побачити, що ППП рухається у структурі із однаковою швидкістю. На виході мультиплексора отримані імпульси можна ідентифікувати.

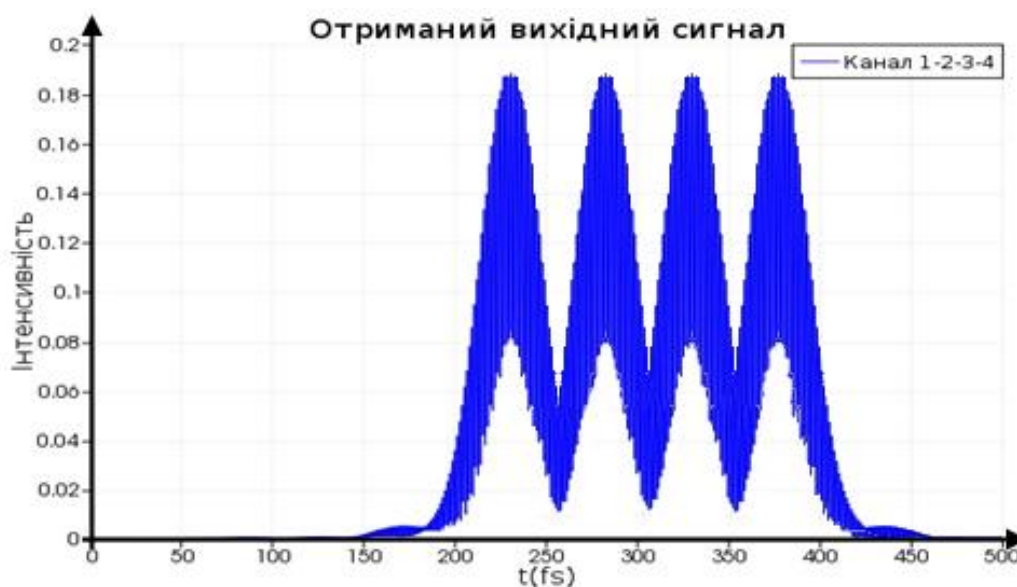


Рис. 2.11 Інтенсивність отриманого сигналу на виході чотирьохканального мультиплексора включеного як суматор.



Рис. 2.12 Інтенсивність отриманого сигналу на виході чотирьохканального мультиплексора включеного як суматор по амплітуді 0,1 інтенсивності.

Отримані результати свідчать про правильне підбирання між імпульсної віддалі та тривалості імпульсу, що призводить до отримання сигналу правильної форми. Кінцева інтенсивність сигналу буде невеликою за рахунок омічних втрат і відбивання сигналу в середині хвилевода, але достатньою для її ідентифікування та подальшої обробки.

2.3. Висновки до розділу 2.

У цьому розділі проведено побудовано модель процесу поширення поверхневих електромагнітних хвиль уздовж границі між металом та діелектриком в 2D металевій структурі.

1. Розроблено математичну модель поширення поверхневих плазмон-поляритонів на границі «діелектрик – метал – діелектрик» у 2D металевій структурі.

2. Досліджено математичну модель мультиплексора з використанням поверхневих плазмон-поляритонів, що розповсюджуються у 2D металевій плівці.

3. Проведено числовий аналіз дисперсійного рівняння поширення поверхневого плазмону для моделі Друде.

4. Проведено числовий аналіз дисперсійного рівняння для плазмонної частоти (модель хаотичних фаз).

5. Отримано розв'язки $\omega^*(q^*)$ для обох моделей. Вони співпадають на проміжку $0 < \omega^* \leq 0,5$, тобто для низьких частот, що є межею застосування моделі Друде. Для вищих частот використання моделі Друде приводить до значних помилок, і виникає необхідність використовувати точніші моделі, як от модель хаотичних фаз.

6. Проведено моделювання руху поверхневого плазмон-поляритона у чотириканальному мультиплексорі включеного як розгалужувач, так і як суматор.

РОЗДІЛ 3

ТЕХНОЛОГІЯ СТВОРЕННЯ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ПЛАЗМОННИХ НАНОРОЗМІРНИХ СТРУКТУР ДЛЯ ПРИСТРОЇВ ІНФОКОМУНІКАЦІЙ.

У цьому розділі описана технологія створення нанорозмірних структур на поверхневих плазмонах, яка базується на технології поетапної оптичної літографії (ПОЛ) і дозволяє спростити та здешевити технологію їх виготовлення за рахунок використання замість дорогого лазерного обладнання оптичних світло діодів з довжиною хвилі 365 нм або 410 нм, а також придатна для промислового виробництва плазмонних елементів та інтегральних схем [11, 16, 19, 23, 24].

3.1. Створення нанорозмірних структур методом поетапної оптичної літографії.

Для формування хвилеводів необхідно створити діелектрично-неоднорідну структуру. В нашому випадку – це структура метал-діелектрик, котра необхідна для поширення ППП. Зразки формуємо на скляній підкладці, які попередньо необхідно очистити від забруднень, оскільки від цього залежить якість отриманих результатів. Одночасно очищаємо скляну підкладку для отримання маски, яку використаємо для другої експозиції.

Щоб почати процес створення нанорозмірних структур, необхідно виконати наступні кроки:

1. Очистити скельця, котрі будуть слугувати для підкладки та маски.
2. На скло напилити срібло товщиною 1 мкм, котре буде використовуватися для створення маски.

3. На скло напилити золото товщиною 50 нм, котре буде використовуватися для створення дослідного зразка і проведення експериментів з розповсюдженням поверхневих плазмон-поляритонів.
4. Створити шаблон за допомогою пакету прикладних програм.

Процес створення нанорозмірних структур потрібно починати із очищення підкладки, адже від цього залежить якість отриманих результатів. Для цього потрібно дві ванни з ультразвуковим очищенням (рис.3.1). Очищення поверхні скла проводиться за допомогою ультразвукових хвиль, які від генератора спрямовують у першу ванну заповнену ацетоном і другу – дистильованою водою. Скло занурюємо у першу ванну з ацетоном на 30 сек., після цього промиваємо у ванні з дистильованою водою також 30 сек. Після проведення процедури очищення, скло необхідно висушити при температура 110°C протягом 2 хвилин.

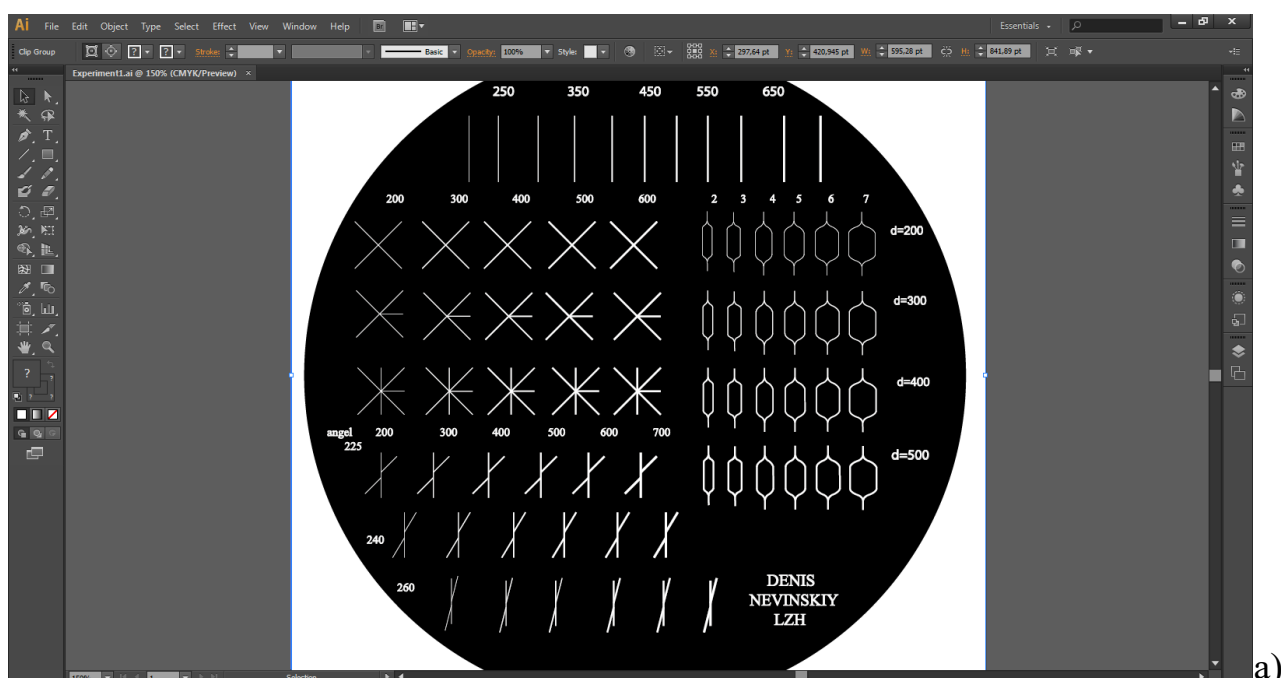


Рисунок 3.1 – Ванна з ультразвуковим очищенням.

Після очистки, можна приступати до процесу нанесення золота та срібла. Процес напилення золота чи срібла проводиться у вакуумі. Для

виготовлення маски необхідно напилити срібло товщиною 1 мкм на скляну підкладку (скляна підкладка товщиною 1 мм та діаметром у 25 мм), а для виготовлення досліджуваного зразка - золото товщиною 50 нм. В залежності від часу напилення та потужності, можна контролювати необхідну товщину металевої плівки.

Наступним кроком буде створення шаблону. Для отримання провідних каналів відповідної конфігурації створюємо шаблон з допомогою пакету прикладних програм, зокрема AdobeIllustrator або CorelDRAW. Задаючи параметри товщини ліній, формуємо потрібну структуру у колі радіусом 20 см (рис.3.2). Необхідно пам'ятати, що сформовані структури повинні бути в 1 000 разів більші ніж кінцева досліджувана структура. Наприклад, якщо розмір прямолінійного хвилевода повинен бути 10 мкм завдовжки та 200 нм завширшки, то в пакеті прикладних програм повинні бути наступні розміри: довжина – 10 мм, ширина 0,2 мм. Для отримання якісного зображення, файл потрібно зберігати у форматах AI, PDF, EPS, CDR, DWG. Необхідно отримати лише чорно – біле зображення, без сірих плям і розмитостей.



a)

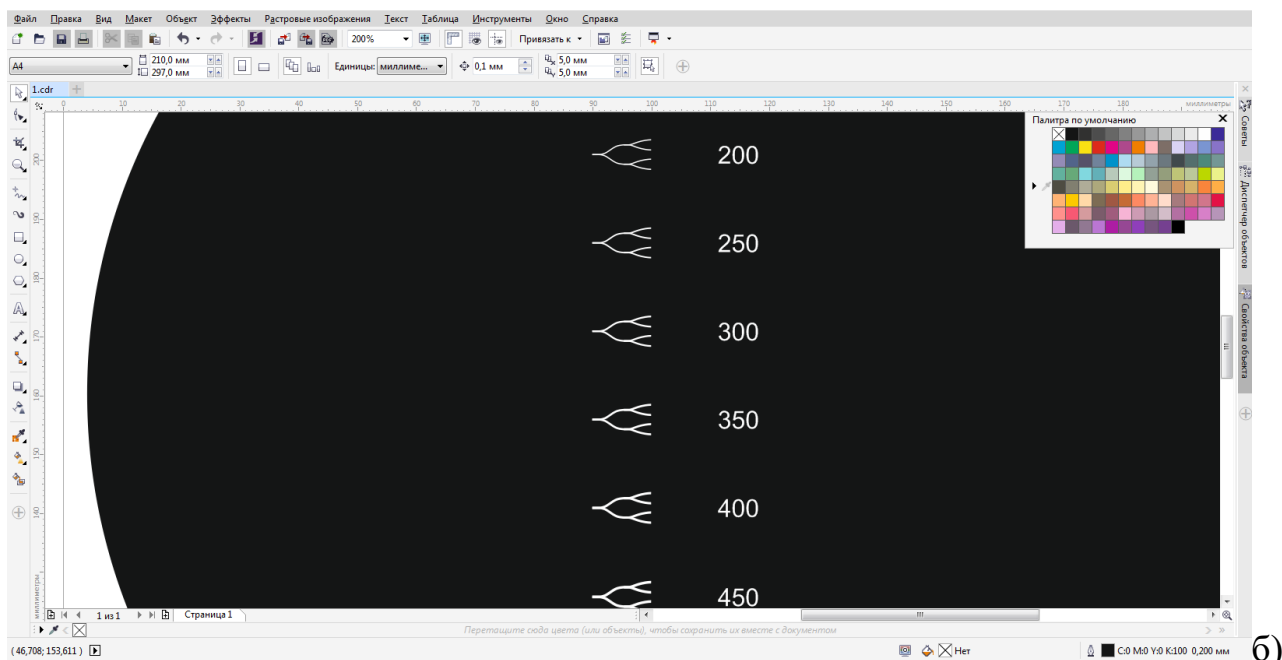


Рисунок 3.2. – Робоче вікно програми: а) – AdobeIllustrator з структурами різних конфігурацій; б) – CorelDRAW з різною шириною мультиплексора.

Друк шаблону проводиться струменевим принтером, на плівці. Після отримання шаблону потрібно провести наочний якісний аналіз на відсутність неочікуваних перетинів чи зайвих білих ліній.

Тепер можна починати процес створення хвилеводів. Спочатку створюємо маску, для цього необхідно нанести позитивний фоторезист марки S1813 (Dow Chemical) [96] методом спін-покриття (Spin Coating), який схематично показано на рис.3.3 [97]. Установка для процесу спін-покриття показана на рис.3.4.

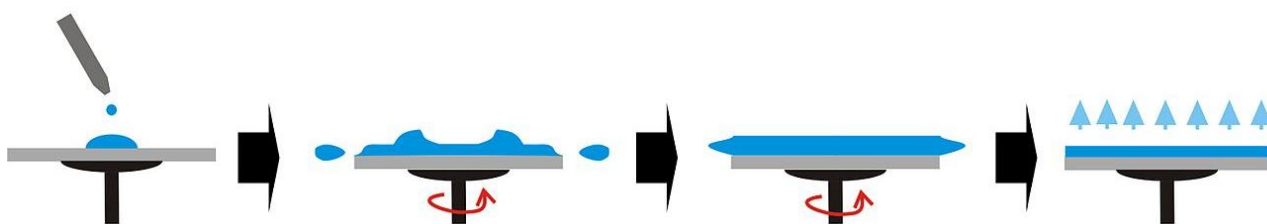


Рисунок 3.3. Схема методу спін-покриття (SpinCoating)



Рисунок 3.4. - Установка для процесу спін-покриття.

Для якісного нанесення фоторезиста та отримання потрібної висоти полімера (1,55 мкм), потрібно дотримуватися певних параметрів, а саме: швидкість обертання скла в установці спін-покриття (SpinCoating) – 3000 об/хв і час обертання скла 30 сек. Графік залежності висоти формування полімеру від швидкості обертання скла приведений на рис.3.5.

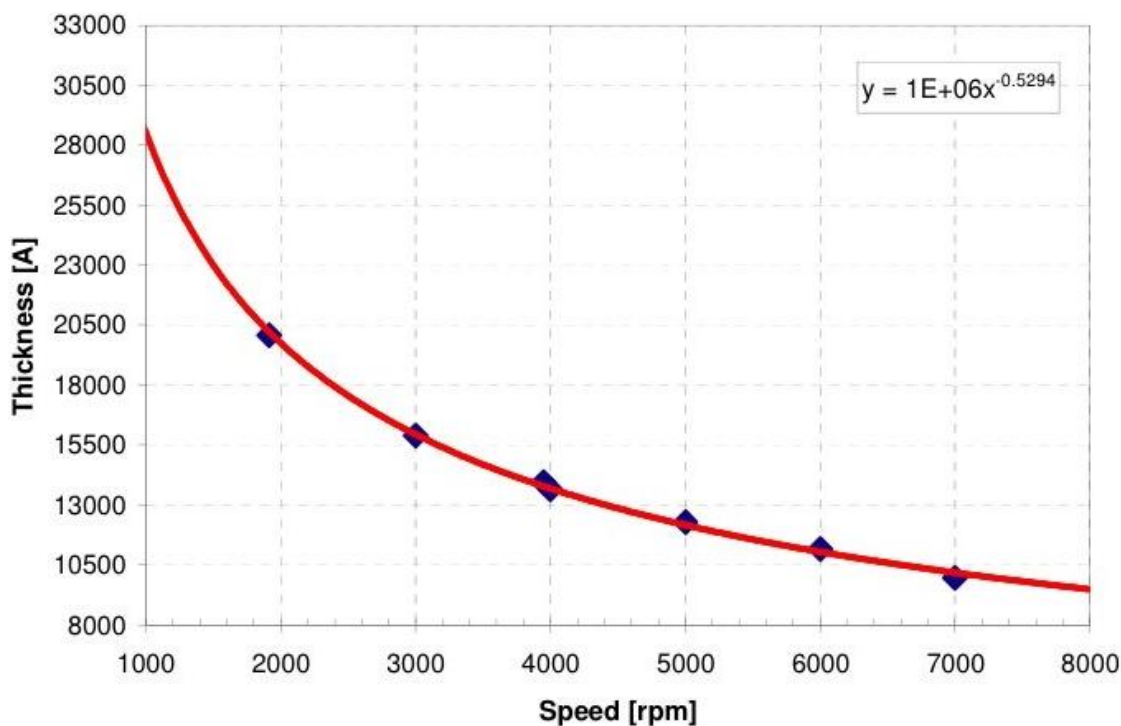


Рисунок 3.5. Залежність висоти формування полімера (S1813) від швидкості обертання скла [96].

3.1.1. Процес зменшення розмірів структур у масштабі 10:1.

Завершивши процес нанесення позитивного фоторезисту, потрібно протягом 50 сек. витримати маску при температурі 115 °С, після чого можна приступити до процесу полімеризації. Процес полімеризації проходить у два етапи. Перший етап – це апроксимування розмірів зі шаблону на маску у масштабі 10:1. Даний етап проводиться з допомогою світло випромінюючих діодів (СВД) Enfis з довжиною хвилі 410 нм і лінзи (рис.3.6).

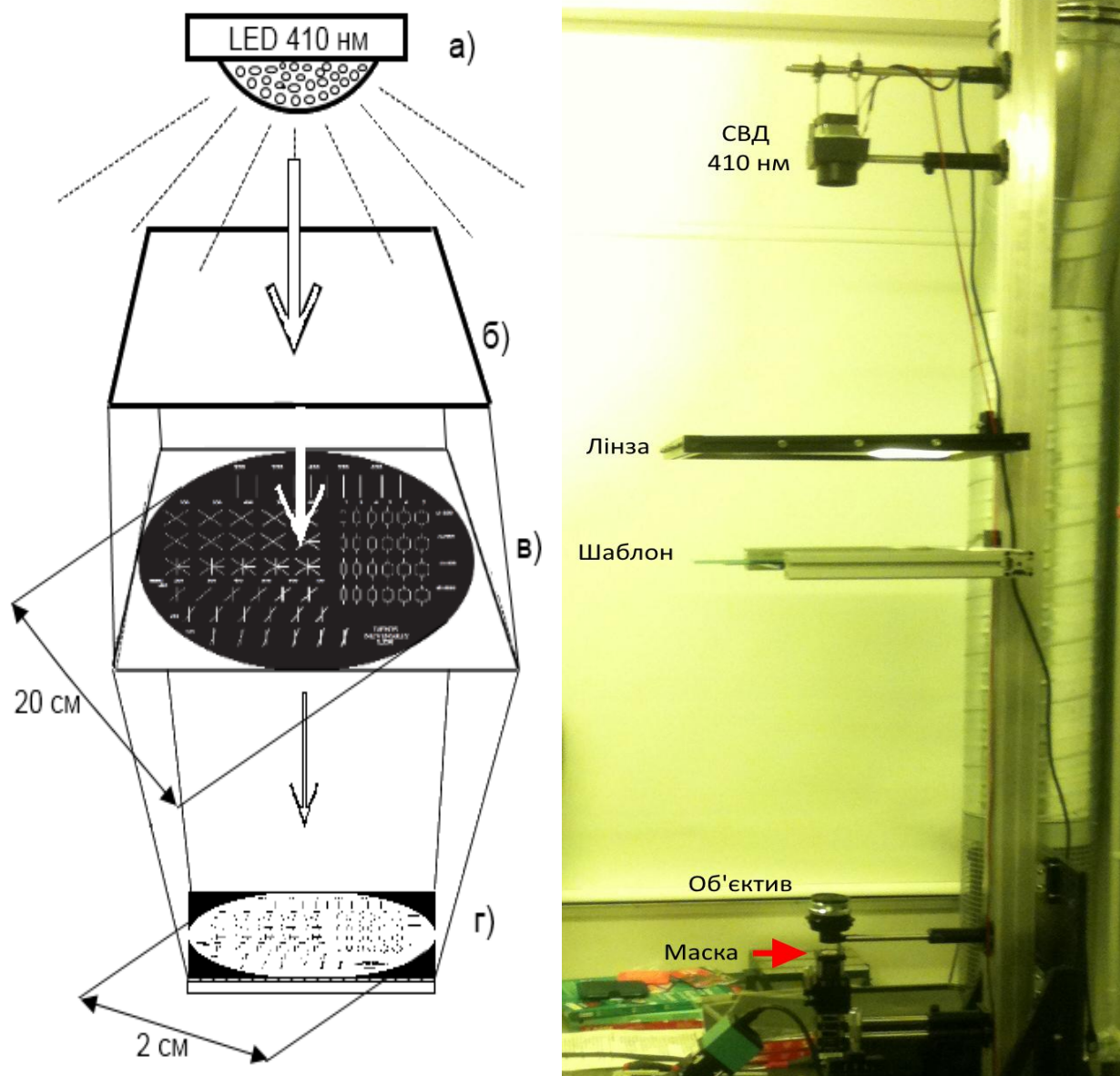


Рисунок 3.6. Технологічна схема процесу зменшення розмірів структур у масштабі 10:1; а) – світло СВД з довжиною хвилі 410 нм; б) – лінза; в) – попередньо підготовлений шаблон діаметром в 20 см; г) – маска діаметром в 2 см [11, 24].

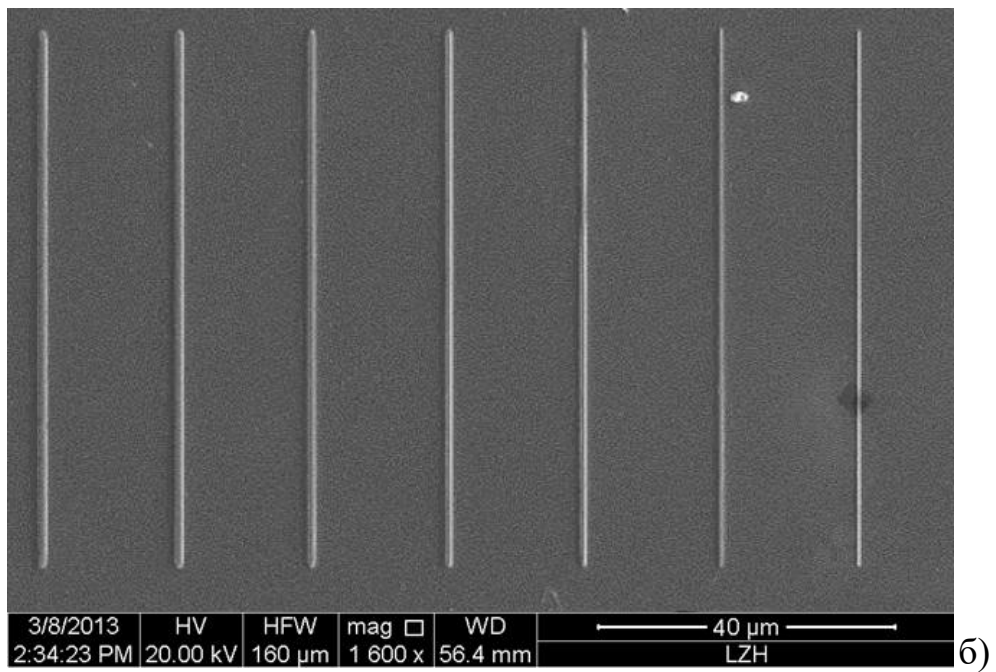
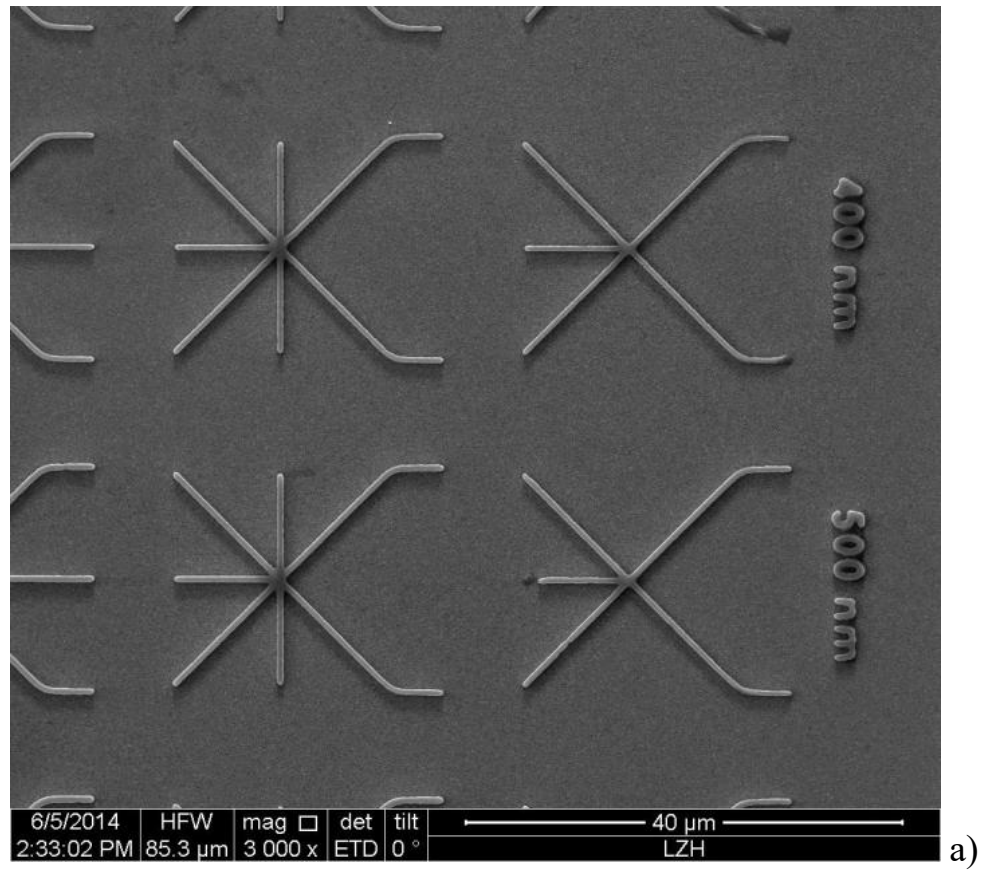
Для отримання готової маски після опромінення світлом слід провести травлення полімеризованого (задубілого) полімера органічним розчинником (час травлення 15 сек.). Тепер потрібно протравити срібло у тих місцях, де немає полімера. Процес травлення срібла проводиться у соляній кислоті (час травлення складає 20-30 сек.).

3.1.2. Процес зменшення розмірів структур у масштабі 100:1.

Наступним кроком є процес зменшення розмірів структури у масштабі 100:1 та створення дослідного зразка. Процес отримання дослідного зразка на золоті подібний до процесу отримання маски на сріблі, але в даному випадку використовується негативний органічно-неорганічний гібридний фоторезист Ormosil з показником заломлення $n=1.52$ [98]. В якості джерела освітлення використовуються світловипромінюючі діоди (СВД) з довжиною хвилі 365 нм (ультрафіолетовий СВД Roithner), система лінз та 100 кратний об'єктив з числовою апертурою (numerical aperture) NA 1.4 (Zeiss).

Методом спінін-покриття нанесено полімер Ormosil. Необхідно отримати висоту полімера 300 нм, при використанні швидкості оберту 3000 об/хв протягом 30 сек [99]. Після нанесення полімеру, необхідно витримати дослідний зразок при температурі 115 °С протягом 5 хвилин. Завершивши процес полімеризації, потрібно протравити не полімеризований полімер в розчині бензолу (трихлорметил) і промити експериментальний зразок у дистильованій воді.

Після створення дослідних зразків, можна перевірити їх з допомогою електронного мікроскопу. Отримані структури зображено на рис.3.7. Усі зображення зроблені з допомогою скануючого електронного мікроскопу (SEM) (Quanta 400 FEG, FEI).



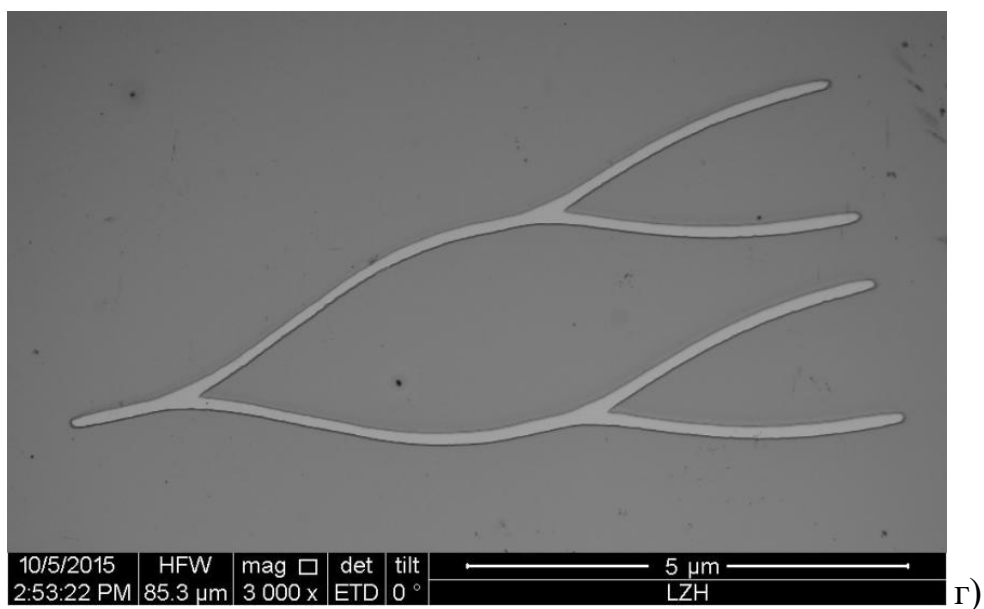
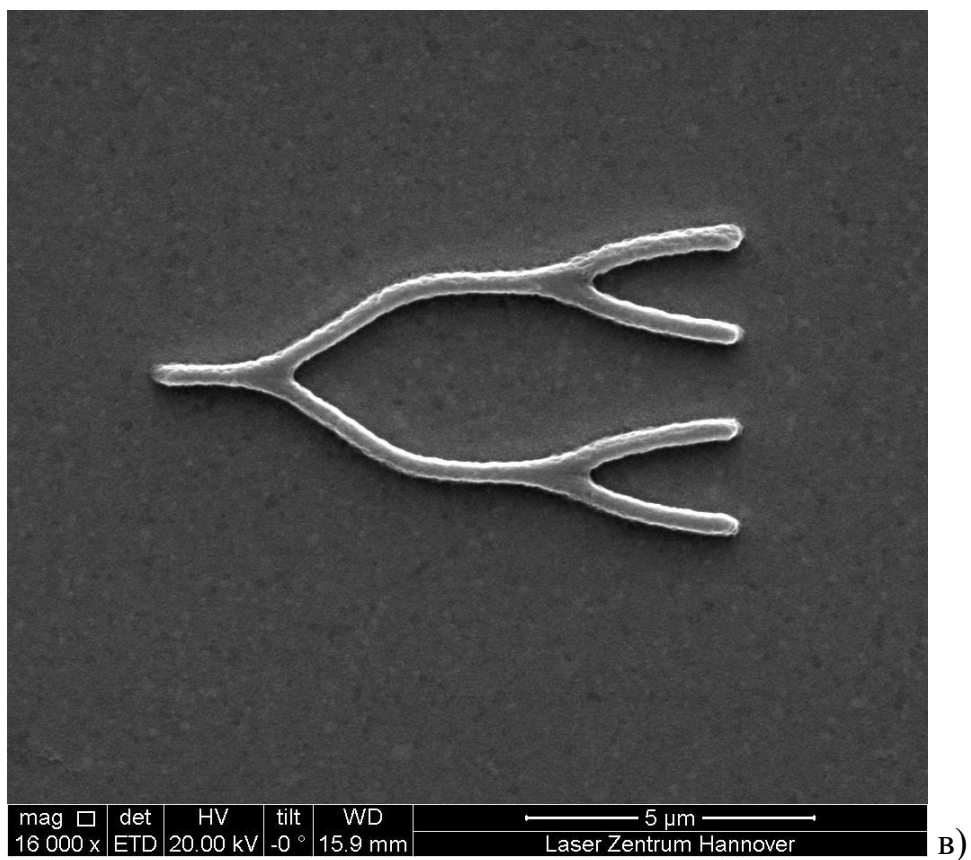
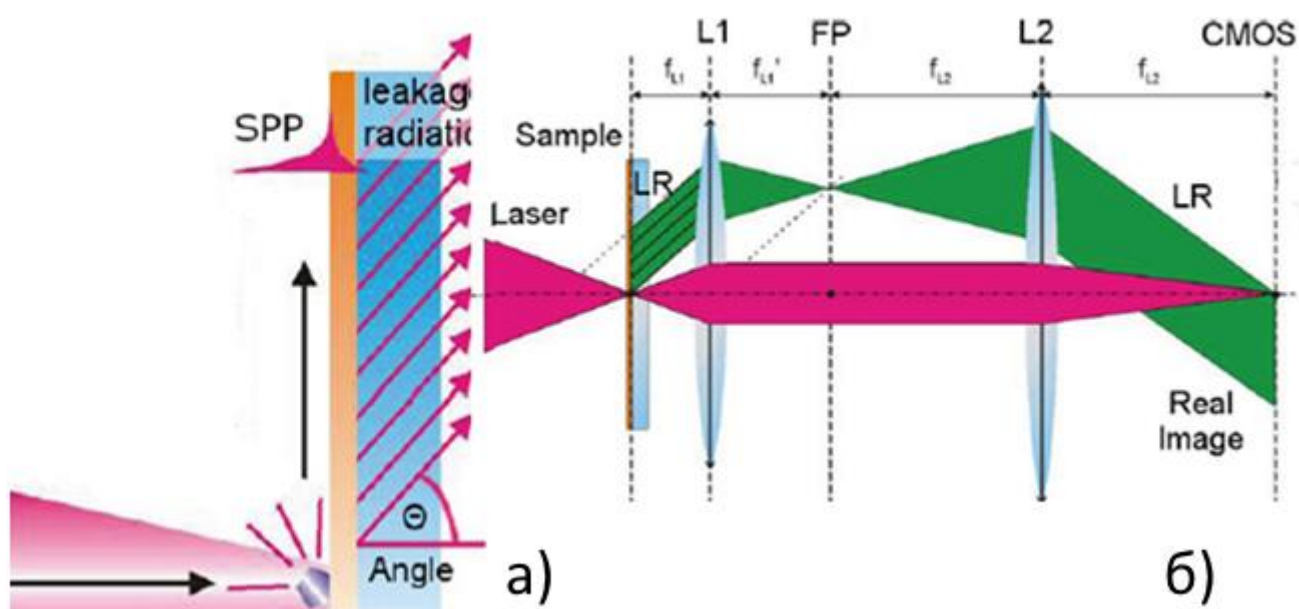


Рисунок 3.7. Зображення отриманих структур зроблені з допомогою СЕМ: а) – зіркоподібні структури; б) – лінійні структури; в-г) – структура мультиплексора (розмір 10*5 мкм)

3.2. Експериментальне дослідження поширення поверхневого плазмон-поляритона у структурах довільної конфігурації.

3.2.1. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у лінійному хвилеводі.

Для того, щоб збудити поверхневий плазмон-поляритон використаємо 800 нм титан-сапфіровий лазер з частотою імпульсу 27 фс (Kapteyn Murnane Labs). На рис. 3.8 схематично зображено процес збудження поверхневого плазмон-поляритону та його реєстрація на камеру (CCD – charge-coupled device). Пучок променя скеровується перпендикулярно до початку хвилевода. Лазер був зосереджений на структурах асферичним об'єктивом з фокусною відстанню 4 мм і 0.55 NA, що дає дифракційне обмеження фокусної пляма діаметром 750 нм.



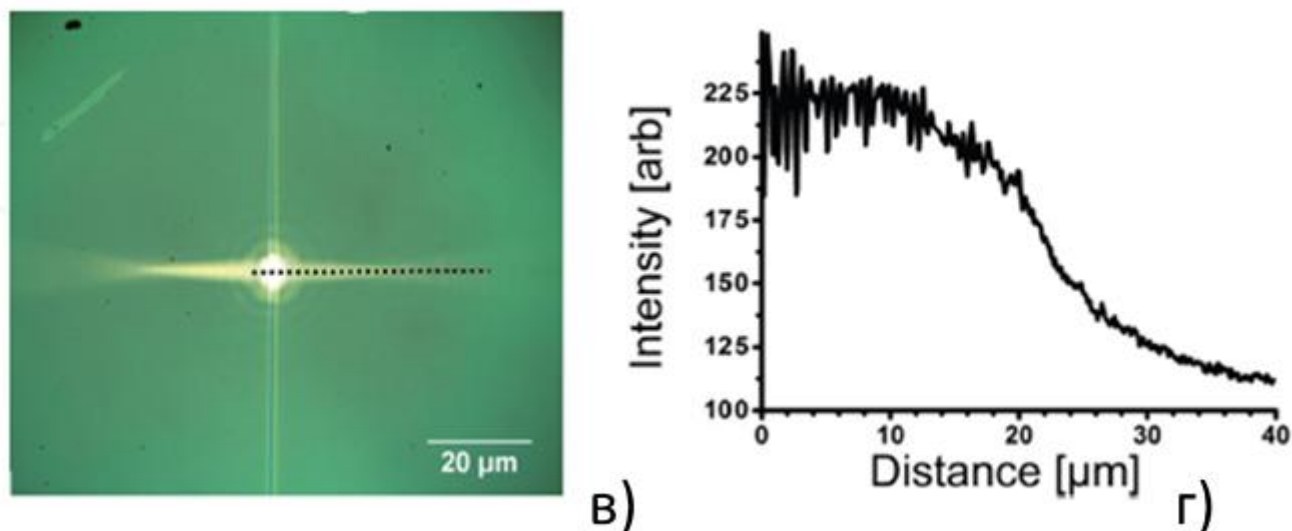


Рисунок 3.8. Схематичне зображення процесу збудження і розповсюдження поверхневого плазмон-поляритону [24]: а) – процес збудження лазером поверхневого плазмон-поляритону на золотій плівці; б) – процес отримання зображення, в реальному часі, з допомогою системи лінз; в) – зображення отримане камерою (CCD – charge-coupled device); г) – графік затухання поверхневого плазмон-поляритону.

Дослідження функціональності структур, а саме проходження ППП, проводили з використанням методу витoku радіації мікроскопії (leakage radiation microscopy LRM) [100-106]. LRM була оснащена 100-кратнимімерсійним (на основі олії) мікроскоп (Zeiss) з NA 1.4. Система з 4-ох ліндз та об'єктива на шляху оптичного променя, дозволяє одночасне спостереження поширення ППП на площині зображення та на задній фокальній площині.

Для отримання двох лазерних променів було використано інтерферометр Майкельсона (Michelson) для ручного регулювання просторових і тимчасових чи фазових координат обох пучків лазерного променя [107-110].

На рис. 3.9 а показано розповсюдження поверхневого плазмон-поляритона в створеному лінійному хвилеводі довжиною 50 мкм. Наявність цієї хвилі підтверджує отримане зображення Фур'є (рис. 3.9 б).

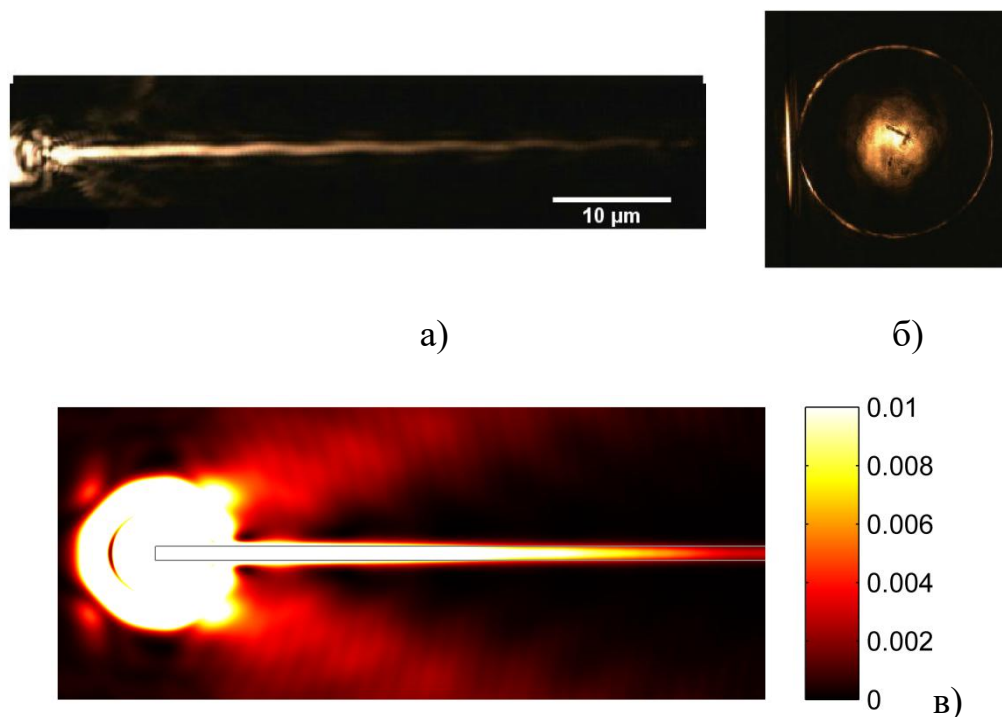


Рис. 3.9. Зображення створені за допомогою LR мікроскопа: а) поширення ППП у лінійному хвилеводі, б) зображення Фур'є, в) моделювання поширення ППП у лінійному хвилеводі.

Зображення Фур'є дає змогу пересвідчитися у наявності поширення поверхневого плазмон-поляритону. Процес отримання зображення (Фур'є) схематично представлено на рис. 3.10.

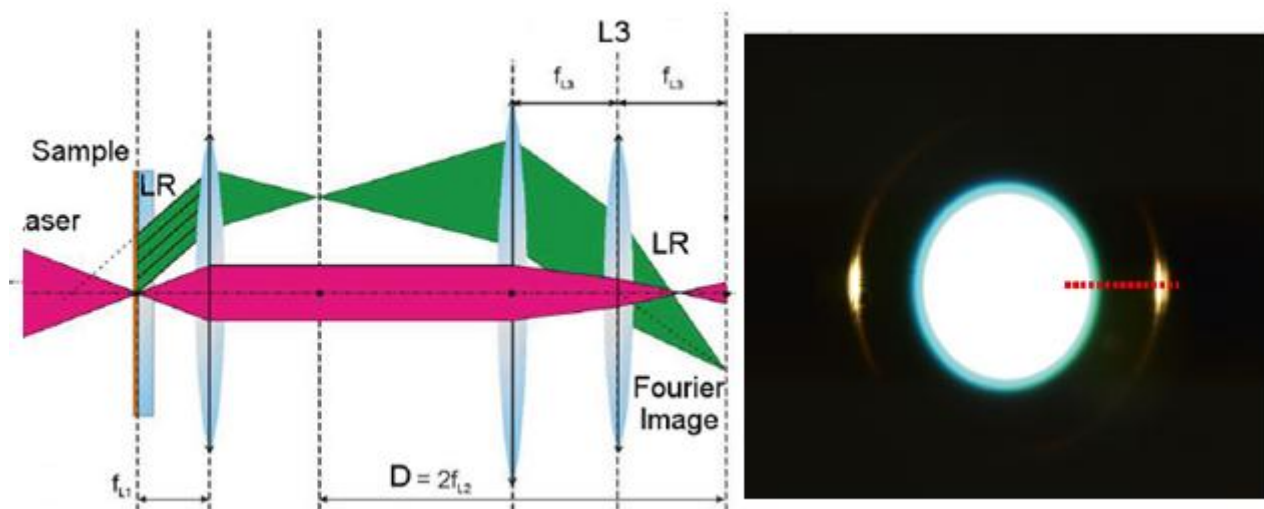


Рисунок 3.10. Процес отримання зображення Фур'є.

Відмінністю процесу отримання зображення руху поверхневого плазмон-поляритону від зображення Фур'є є додаткова лінза, котра дозволяє отримати дане зображення. Окрім самого підтвердження, що все таки поверхневий плазмон-поляритон поширюється, дане зображення показує напрям руху та інтенсивність поверхневого плазмон-поляритону.

Для хвильоводів шириною 150 нм найбільша інтенсивність поверхневого плазмон-поляритону спостерігається на віддалі до 10 мкм від початку збудження, відповідно з віддаллю інтенсивність поверхневого плазмон-поляритону зменшуватиметься за рахунок омічних втрат у золоті та його розсіювання. Найкращий варіант розповсюдження поверхневого плазмон-поляритону спостерігається при ширині хвильовода 250 нм, де висока інтенсивність досягає майже до 20 мкм (рис. 3.11).

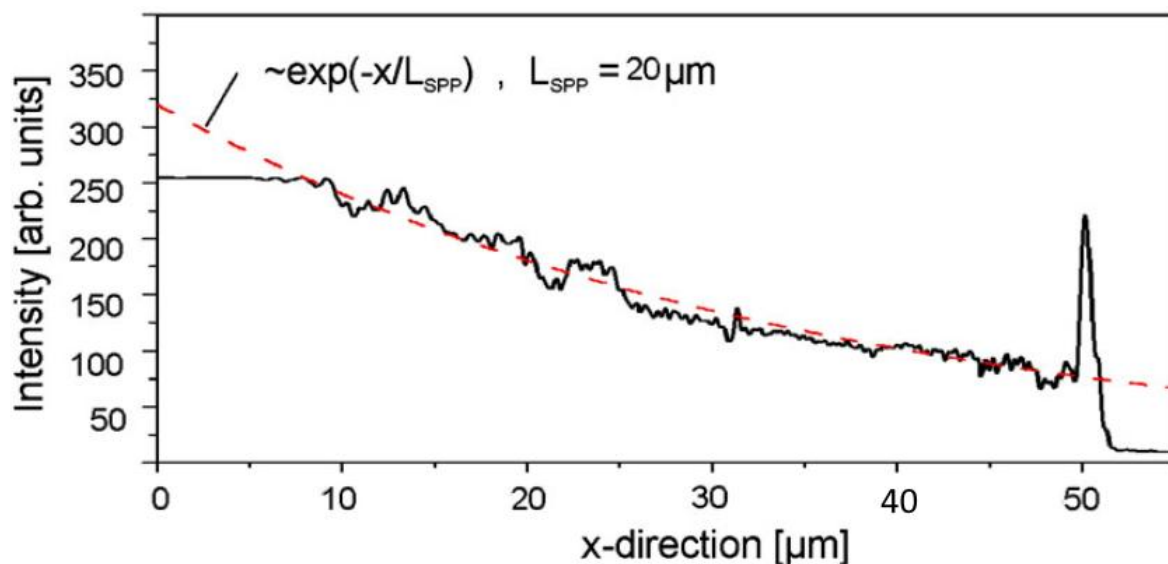


Рис. 3.11. Інтенсивність поширення поверхневого плазмон-поляритону по лінійному хвилеводі довжиною 50 мкм. Суцільна лінія – експериментальний результат, пунктирна лінія – теоретичний розрахунок загасання поверхневого плазмон-поляритону.

На рис. 3.11 зображено виміряну, для хвилевода товщиною 250 нм, інтенсивність поверхневого плазмон-поляритону (суцільна лінія) і теоретично розраховані загасання поверхневого плазмон-поляритону (пунктирна крива) по усій довжині хвилевода. На графіку видно, що отримані експериментальні результати добре співпадають з теоретичними розрахунками [11].

Також було створено хвилевід довжиною в 25 мкм і товщиною 500 нм, та досліджено його при S і P поляризаціях лазерного променя (рис. 3.12).

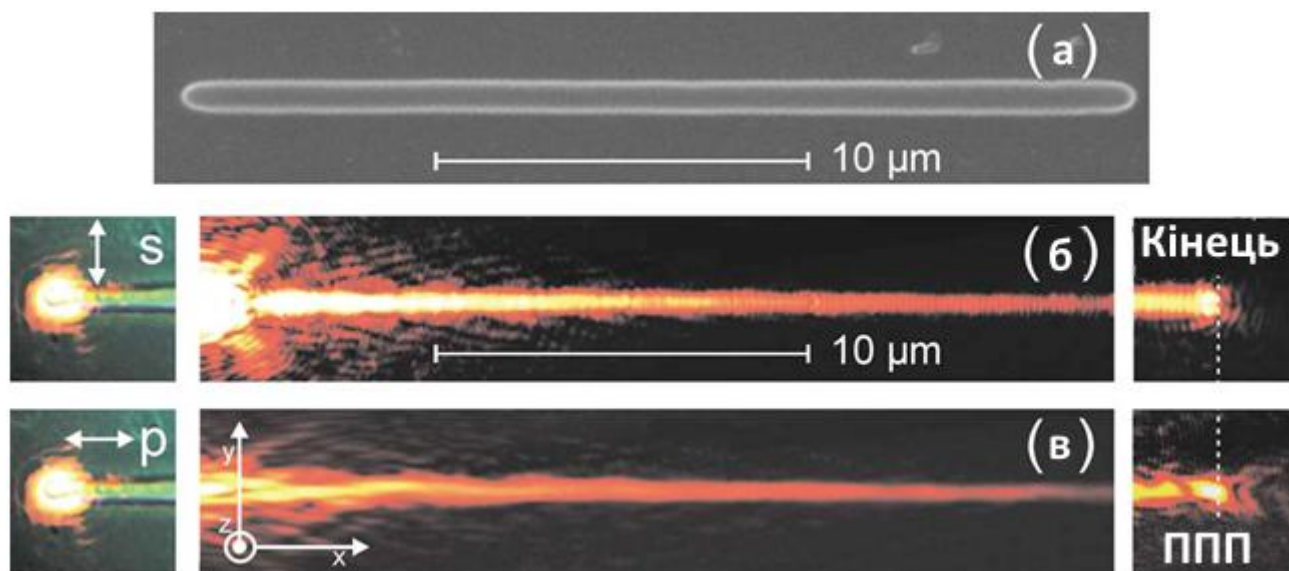


Рисунок 3.12. Дослідження хвилевода довжиною 25 мкм при S і P поляризаціях лазерного променя. Ліворуч зображено початок хвилевода. Праворуч закінчення хвилевода.

З отриманих результатів можна зробити висновок, що при зміні поляризації лазерного променя, буде змінюватися і рух поверхневого плазмон-поляритона. При S – поляризації поверхневий плазмон-поляритон буде рухатися до кінця хвилевода, а при P – поляризації поверхневий плазмон-поляритон також пройде до кінця хвилевода і за рахунок скупчення його енергії, він вийде за межі хвилевода і рухатиметься далі (рис.3.12 праворуч). Те, що ППП при P – поляризованому промені виходить за межі хвилевода і поширюється далі можна побачити на рис.3.11. Праворуч на графіку видно стрибок ППП, а саме його скупчення на кінці хвилевода. На тому ж графіку видно, що поширення ППП, котрий вийшов із хвилевода, є можливим, оскільки видно, що він не дорівнює нулю.

Даний хвилевід було досліджено на наявність різних мод поширення поверхневого плазмон-поляритону в залежності від місця збудження (рис.3.13). Так як P – поляризований промінь збуджує краще ППП, будемо використовувати його і для подальших досліджень.

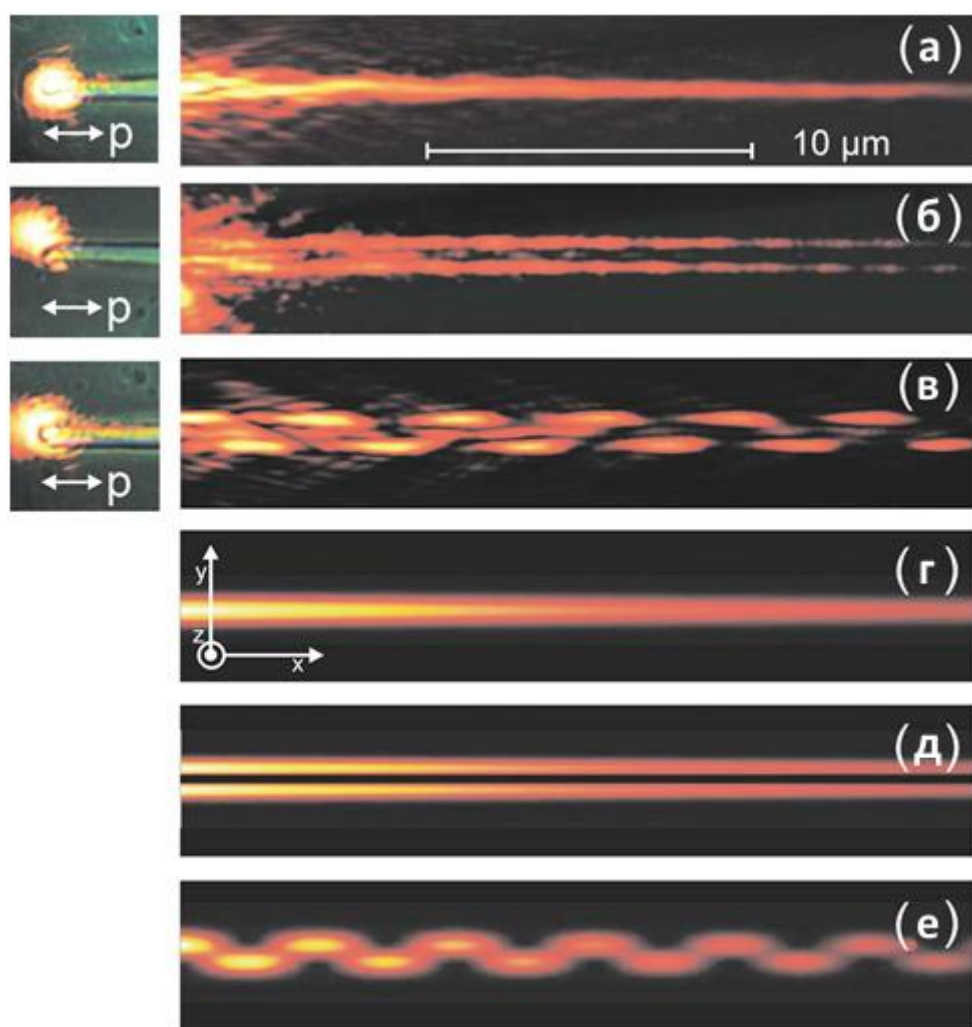


Рисунок 3.13. Моді поширення ППП у хвилеводі довжиною 25 мкм та шириною 500 нм ; а) – одномодове поширення, б) – двомодове поширення, в) – одночасне одномодове та двомодове поширення, г-е) – математичне моделювання мод поширення.

При збудженні лазером початку хвилевода, фокус лазера на середині хвилевода (рис.3.13 а ліворуч), можна отримати одномодове поширення ППП. При збудженні початку хвилевода, але вище його середини (рис.3.13 б ліворуч), отримуємо двомодове поширення ППП. А при збудженні лівого краю початку хвилевода (рис.3.13 (в) ліворуч) отримуємо одночасне поширення одномодового та двомодового ППП. Як можна побачити з рис.3.13 (г-е),

експериментальні результати добре співпадають з теоретичними обрахунками. Таким чином можна отримати різні моди поширення ППП у хвилеводі.

3.2.2. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у лінійному хвилеводі при кутах повороту від 1 до 10 мкм.

Було досліджено поширення ППП у лінійних хвилеводах при різних правих кутах повороту радіусом від 1 до 10 мкм (рис. 3.14). Збудження ППП проводилося з допомогою лазера на довжині хвилі 632,8 нм.

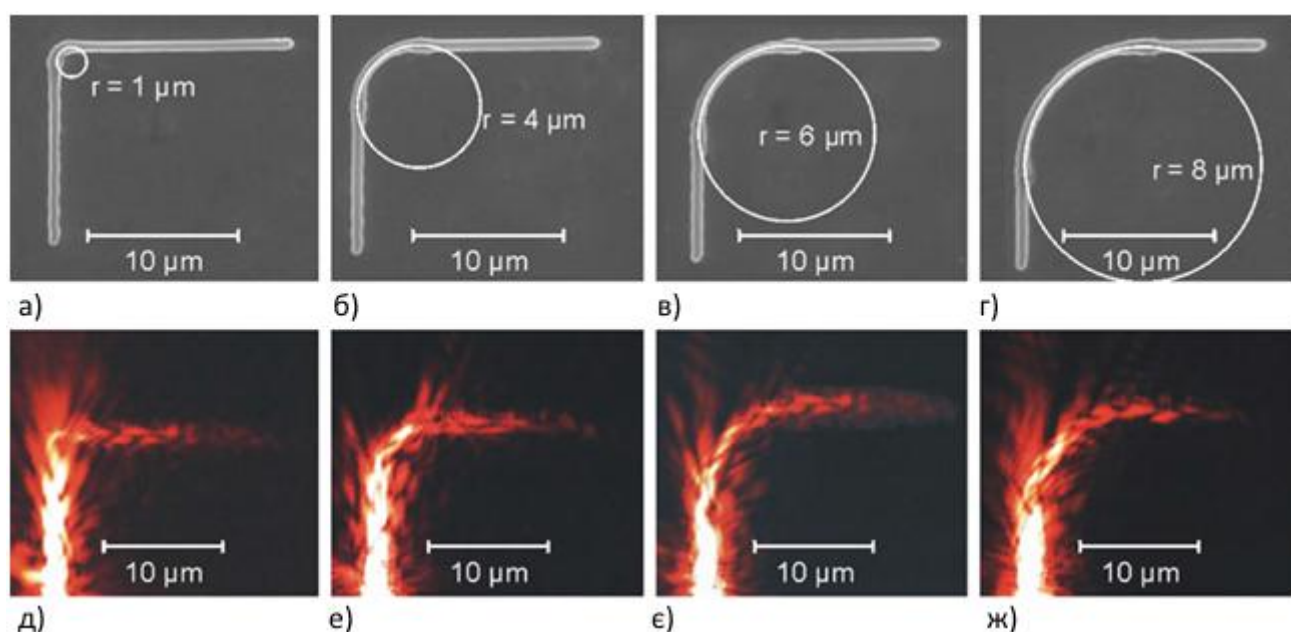


Рисунок 3.14. Поширення ППП при правих кутах повороту; а – г) – лінійні хвилеводи із зазначеними радіусами кривизни кута повороту, д – ж) – відповідно поширення по цих хвилеводах ППП.

Дослідження показали, що при різних кутах повороту, ППП поводить себе по різному. Так при малих кутах повороту, радіусом порядку 1-5 мкм, ППП зазнає великих втрат саме на гострому куті повороту. А при кутах повороту, порядку 7-10 мкм, ППП до кінця хвилеводу доходить з дуже малою

інтенсивністю. Це обумовлено тим, що при більших кутах повороту відповідно збільшується і довжина проходження ППП, що і призводить до значного згасання сигналу. Найкращим, з точки зору співвідношення вихідної інтенсивності сигналу до вхідної, є кут повороту 6 мкм. При цьому куті досягається максимальна передача ППП, що є близькою до 60 % інтенсивності вхідного сигналу.

На рис. 3.15 зображено теоретичні обрахунки та експериментальні результати при дослідженні даних хвилеводів.

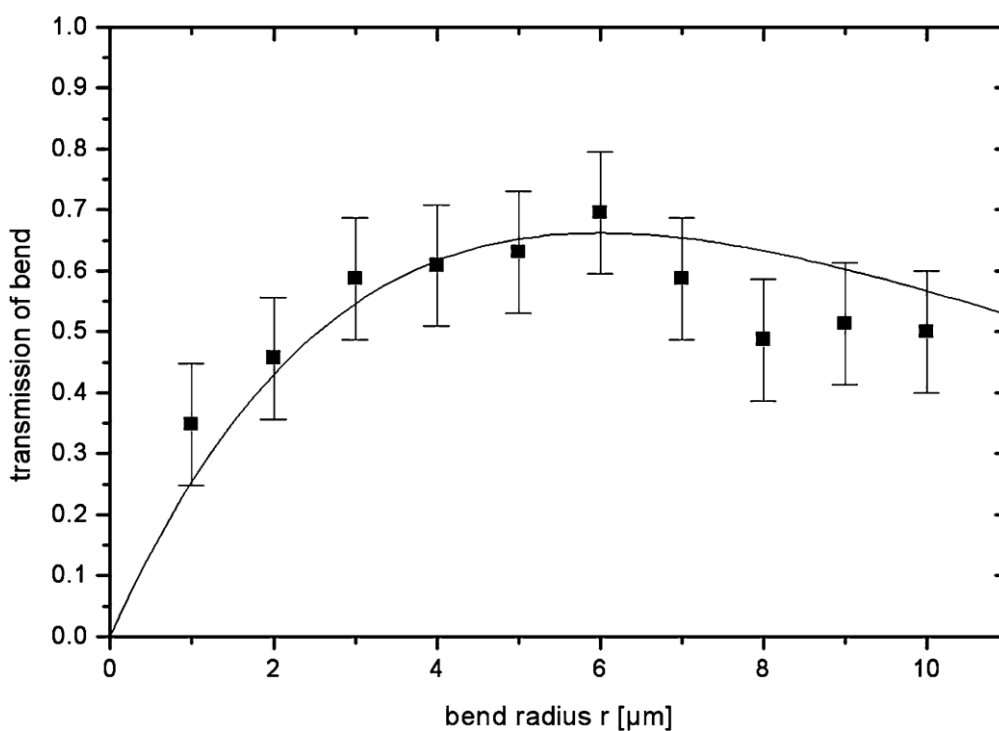


Рисунок 3.15. Кількість проходження ППП у лінійних хвилеводах при різних кутах повороту, від 1 до 10 мкм. Квадратами позначено експериментальні результати, а лінією – теоретичні обрахунки.

Експериментальні результати пораховані, як відношення вихідної інтенсивності ППП до вхідної.

3.2.3. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у хрестоподібному хвилеводі.

Для перевірки можливості проходження ППП через хрестоподібний хвилевід, створено структуру розміром 20×20 мкм методом поетапної оптичної літографії (ПОЛ) (рис. 3.16) [20].

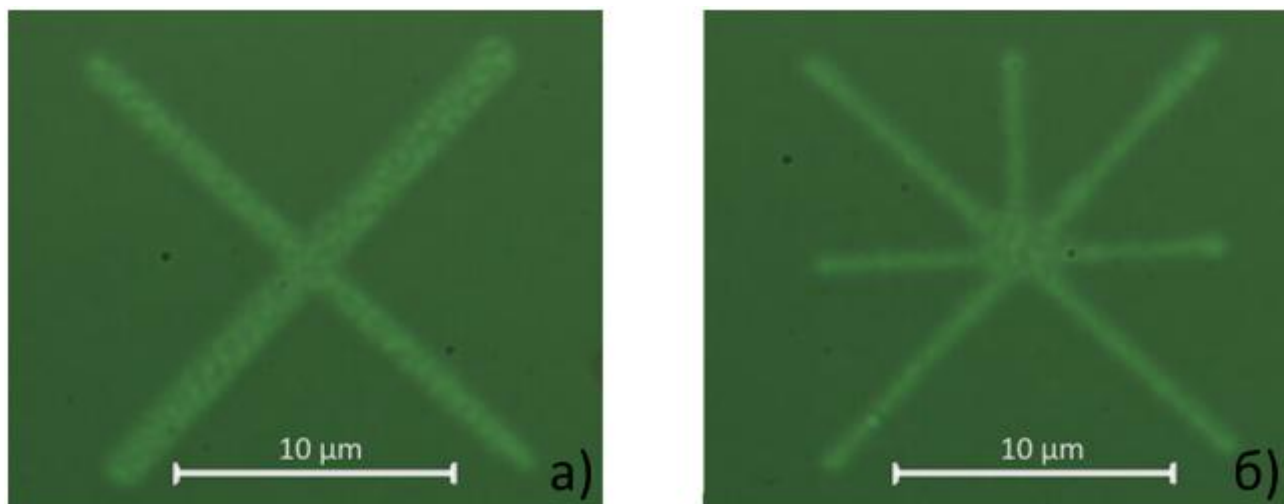


Рисунок 3.16. Хрестоподібні хвилеводи. Довжина діагонального хвилеводу складає 20 мкм. а) – два хвилеводи що перетинаються під кутом 90° ; б) – під кутом 45°

Ці хрестоподібні хвилеводи дають можливість перевірити і пересвідчитися, що ППП може незалежно один від одного поширюватися. Для того, щоб пересвідчитися, що два ППП можуть рухатися незалежно один від одного потрібно використати два лазерних промені. Вище описано, як саме можна отримати два лазерні промені при використанні інтерферометра і системи лінз. Для того, щоб пересвідчитися, що ППП рухаються незалежно один від одного, необхідно збуджувати початок одного хвилевода першим лазерним променем, а другим початок іншого хвилевода (рис. 3.17).

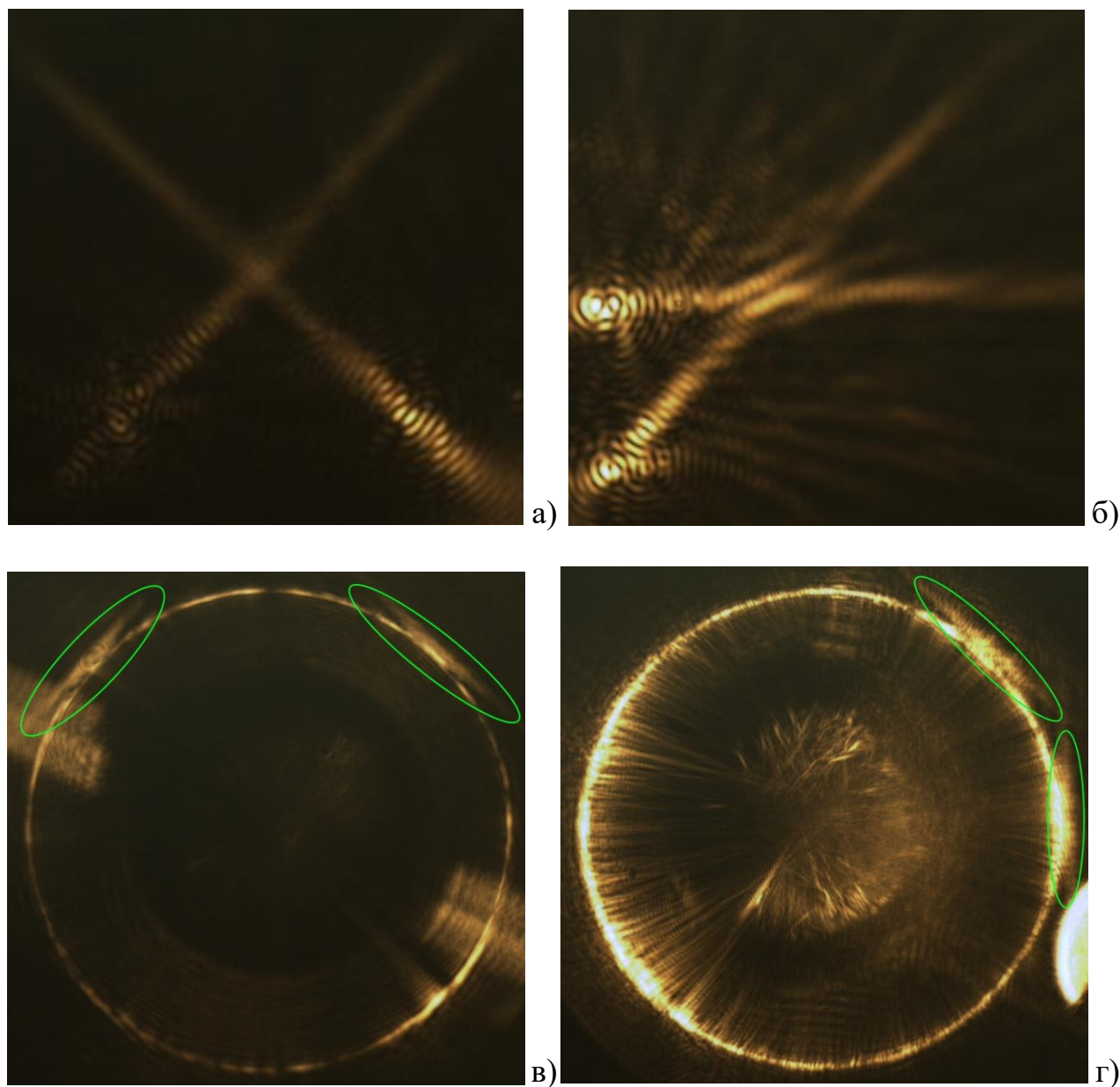


Рисунок 3.17. Збудження хрестоподібного хвилеводу двома пучками 800 нм лазера і поширення ППП; а) – у хрестоподібному хвилеводі, б) – у зіркоподібному хвилеводі, в) – зображення Фур'є хрестоподібної структури, г) – зіркоподібної структури (зеленими овалами показано ідентифікацію ППП).

У досліджуваних структурах спостерігається поширення двох ППП, які в великій мірі можуть незалежно один від одного поширюватися. На рис. 3.17 а зображено поширення ППП у структурі, а також підтвердженням цього ефекту

є зображення Фур'є, на котрому зеленими кругами виділено область, котра підтверджує процес поширення ППП.

Структуру з рис.3.16 а також було досліджено з точки зору можливості керування ППП, при зміні поляризації збуджуючого світла. Зображення, отримане при різних поляризація, показано на рис. 3.18.

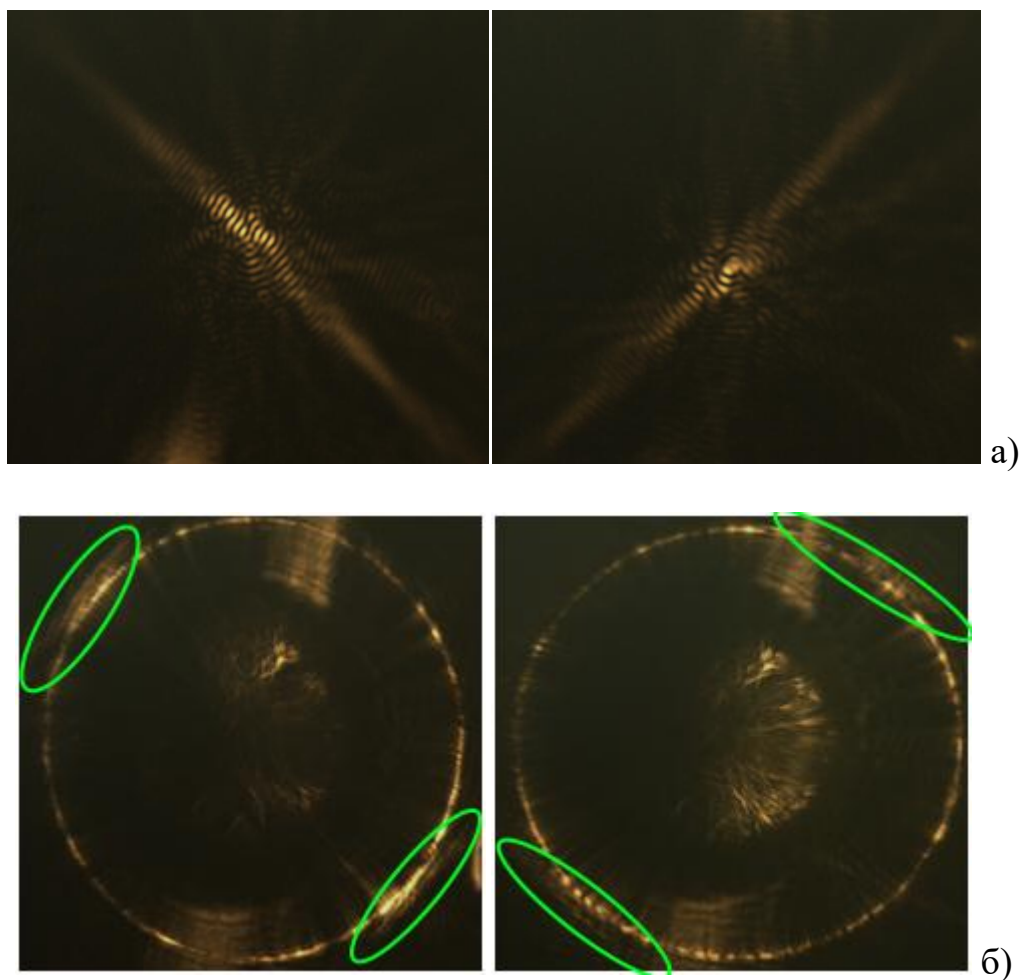


Рисунок 3.18. Поляризаційне керування ППП у хрестоподібному хвилеводі: а) – зображення руху ППП при різних поляризаціях, б) – зображення Фур'є (зеленими овалами показано ідентифікацію ППП).

Для можливості керування ППП у хрестоподібному хвилеводі, необхідно спрямувати лазерний промінь у центр з'єднання двох хвилеводів.

Міняючи поляризацію лазерного променя, отримуємо поширення ППП в одному, або в іншому напрямку (рис.3.18 а). Дану структуру з її можливостями можна використати в якості перемикача, ключа чи сенсора у нанооптичних схемах передачі даних.

3.2.4. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у двоканальному розгалужувачі.

З допомогою поетапної оптичної літографії (ПОЛ) формуємо структуру довжиною 20 мкм, різною шириною між вітками від 1 мкм до 5 мкм, товщиною хвилеводу 500 нм та висотою 300 нм (рис.3.19 а) [12, 21].

Збудження поверхневого плазмон-поляритону відбувається з допомогою лазера на довжині хвилі 632,8 нм і проводиться перпендикулярно до початку розгалужувача. Фокусування лазерного променя потрібно робити у центрі початку розгалужувача, так як показано на рис 3.19б).

На рис. 3.19 в зображено поширення поверхневого плазмон-поляритону у розгалужувачі. Продемонстровано, що поверхневий плазмон-поляритон поширюється у два канали розгалужувача на усю довжину в 20 мкм і частково загасає за рахунок омічних втрат та роздвоєння.

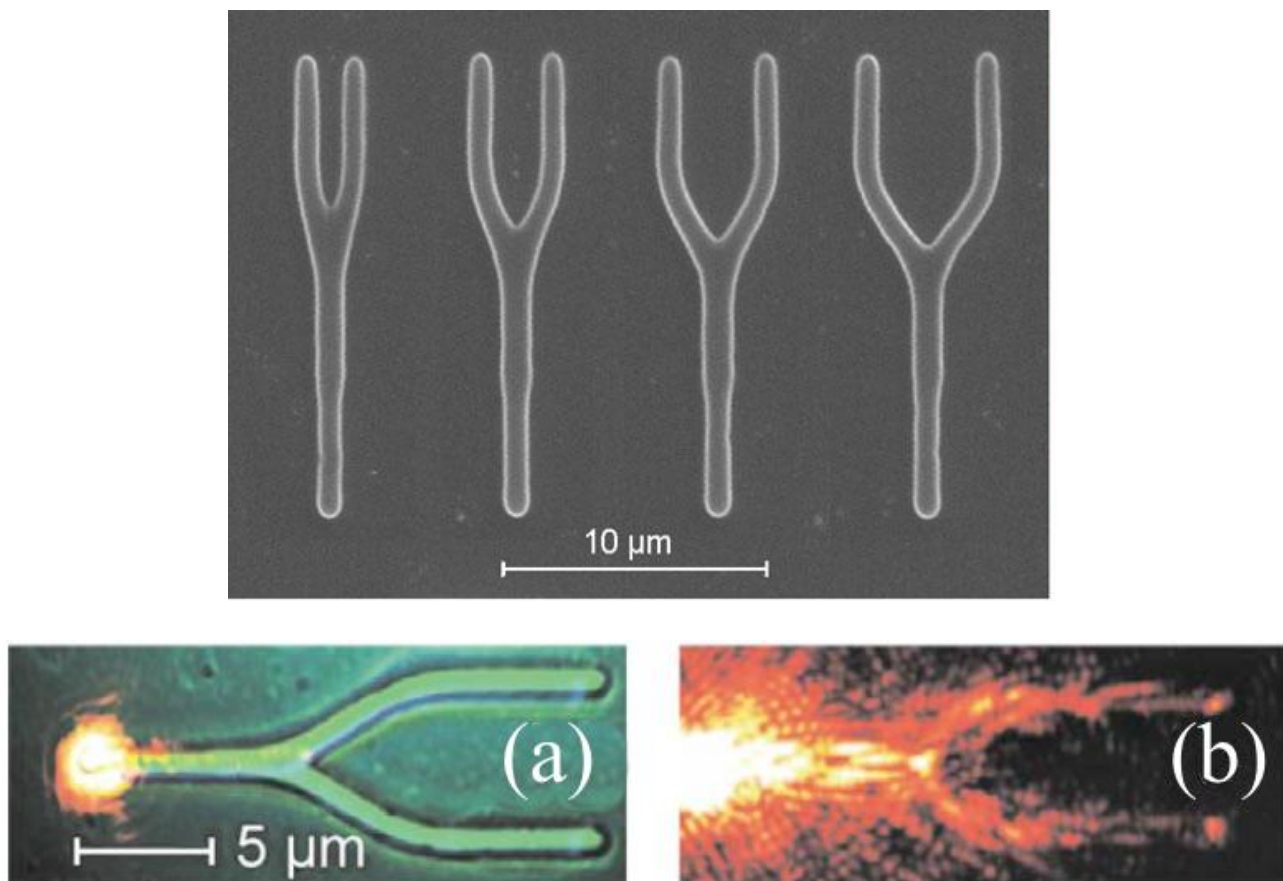


Рис. 3.19 Поширення поверхневого плазмон-поляритону у двоканальному розгалужувачі: а) – зображення розгалужувачів з довжиною 20 мкм та різними ширинами між вітками; б) – місце збудження ППП у розгалужувачі, в) – поширення ППП у розгалужувачі 20*5 мкм.

При використанні даної структури виникає можливість керування поширенням ППП за рахунок зміни позиції лазерного променя, тобто зміни позиції збудження ППП. На рис. 3.20 показано можливість зміни руху поширення ППП в залежності від місця збудження початку хвилевода. Дана особливість є можлива за рахунок нелінійних процесів, котрі виникають при русі ППП.

Для проведення експерименту з розгалуженням ППП обрано вище створену структуру (20*5 мкм, висотою 300 нм).

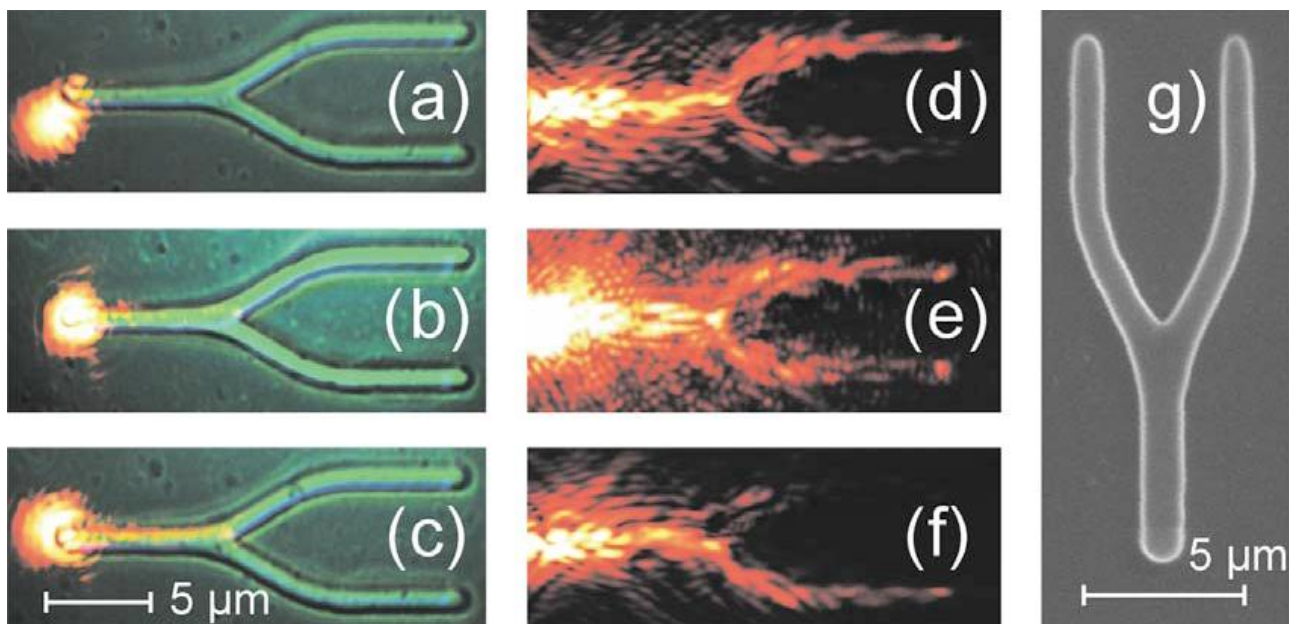


Рисунок 3.20. Керування поширенням ППП при зміні позиції лазерного променя; а) – позиція лазерного променя, б) – зображення поширення ППП у структурі, в) – розгалужувач 20×5 мкм.

Для того щоб пересвідчитися що насправді ППП проходить від початку хвилевода у два його кінці, було проведено моделювання цього процесу. На рис 3.21 показано отримані результати моделювання руху ППП.

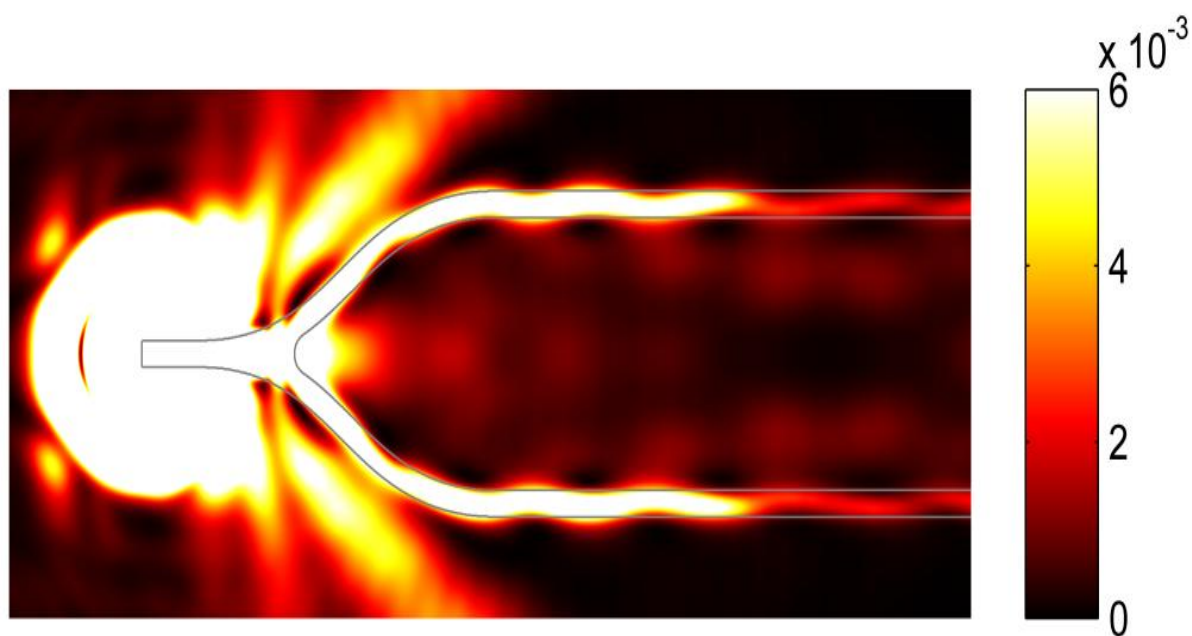


Рис. 3.21. Моделювання поширення ППП у розгалужувачі.

При збудженні нижнього початку розгалужувача (рис. 3.20 вгорі) отримуємо поширення ППП по верхній вітці. А при збудженні верхнього початку – поширення відбувається у нижню вітку розгалужувача. Якщо збуджувати середину початку розгалужувача, то ППП рухатиметься у дві гілки одночасно. Відповідно виникає можливість керування ППП.

Досліджені властивості розгалужувача відкривають можливість для створення більших розгалужувачів, у тому числі чотирьохканальних, котрі працюватимуть на світловому управлінні. Застосування даних розгалужувачів можливе у наносхемах, де великі втрати сигналів при перетворенні оптичного сигналу в електричний. На базі двоканальної структури було створено чотирьохканальну структуру. Котру, в залежності від включення, можна розглядати як суматор так і як розгалужувач, або іншими словами мультиплексор.

3.3. Висновки до розділу 3.

У цьому розділі описано технологію створення нанорозмірних структур на поверхневих плазмонах, яка базується на технології поетапної оптичної літографії і дозволяє спростити та здешевити технологію їх виготовлення за рахунок використання оптичних світловипромінюючих діодів з довжиною хвилі 365 нм та 410 нм.

1. Запропоновано технологію поетапної оптичної літографії (ПОЛ), котра дає можливість спростити і здешевити процес отримання діелектрично-неоднорідних нанорозмірних структур для формування хвилеводів з використанням ППП. Зразки, отримані методом оптичної літографії, відзначаються чіткістю ліній, крутими стінками полімеризованого чи засвіченого фоторезиста, що підтверджує можливість сформувати провідні

канали різної конфігурації. Головною перевагою такого методу є використання СВД замість лазерів для створення нанорозмірних структур.

2. Методом поетапної оптичної літографії виготовлено нанорозмірні структури у тому числі лінійні хвилеводи довжиною від 1 мкм до 50 мкм, хвилеводи з кутом повороту від 1 мкм до 10 мкм, хрестоподібні хвилеводи (кут перетину котрих від 30° до 90° та двоканальні розгалужувачі (віддаль між вітками розгалужувача від 1 мкм до 5 мкм).

3. Експериментально підтверджено, що для хвилевода шириною 150 нм найбільша інтенсивність ППП спостерігається на віддалі до 10 мкм від початку збудження і відповідно з віддалю інтенсивність ППП зменшується. Найкращий варіант розповсюдження ППП спостерігався при ширині хвилевода 300 нм, висока інтенсивність поширення - до 20 мкм.

4. Дослідження лінійних хвилеводів при різних кутах повороту показали, що ППП поводить себе по різному. Так при малих кутах повороту, радіусом порядку 1-5 мкм, ППП зазнає великих втрат саме на гострому куті повороту. А при кутах повороту, порядку 7-10 мкм, ППП до кінця хвилеводу доходить з дуже малою інтенсивністю. Це обумовлено тим, що при більших кутах повороту відповідно збільшується і довжина проходження ППП, що і призводить до значного затухання сигналу. Найкращим, з точки зору співвідношення вихідної інтенсивності сигналу до вхідної, є кут повороту 6 мкм. При цьому куті досягається максимальна передача ППП, що є близькою до 60 % інтенсивності вхідного сигналу.

5. Хрестоподібні хвилеводи дали можливість перевірити, що ППП рухається один не залежно від другого і його поширенням можна керувати змінюючи поляризацію променя лазера.

6. Дослідження двоканального розгалужувача показали, що ППП може роздвоюватися із незначними загасаннями, обумовленими відбиванням у середині структури та на куті повороту. Результати отриманого розповсюдження показали, що ППП може розгалужуватися і після того рухатися ще до 20 мкм.

7. Продовженням досліджень стало вивчення процесу поширення ППП, а також можливостей керування цим процесом у чотирьохканальному розгалужувачі, який, в залежності від включення, можна розглядати як мультиплексор або демультиплексор.

РОЗДІЛ 4.

ПРАКТИЧНЕ ВИКОРИСТАННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСУ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ПОВЕРХНЕВОГО ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНА У НАНОРОЗМІРНОМУ МУЛЬТИПЛЕКСОРІ В СИСТЕМАХ ІНФОКОМУНІКАЦІЙ.

У даному розділі досліджено чотирьохканальний мультиплексор на ППП розмірами 10 x 5 мкм з шириною і висотою структури в 300 нм (рис. 4 а). Збудження ППП здійснювалося за допомогою 800 нм титан-сапфірового лазера імпульсом тривалістю 27 фс (Karpeyn Murnane Labs-KMLabs).

4.1. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у мультиплексорі з часовою вибіркою імпульсів у режимі включення як розгалужувач.

При використанні поетапної оптичної літографії вдалося створити мультиплексор з часовою вибіркою імпульсів, котрий зображено на рис. 4.1. Довжина мультиплексора складає 10 мкм, ширина 5 мкм. Товщина хвилеводу складає від 150 нм до 500 нм.

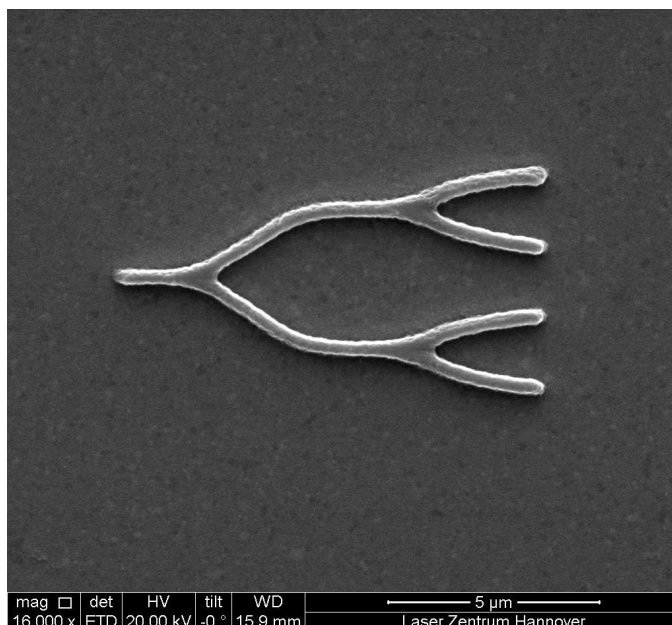


Рисунок 4.1. Зображення мультиплексора розмірами 10 мкм * 5 мкм, товщиною структури 300 нм та висотою 300 нм, отримане з допомогою СЕМ.

Дослідження показали, що найкраще ППП поширюється у хвилеводі товщиною 300 нм. Тому для подальших досліджень вибрано мультиплексор з товщиною хвилевода 300 нм.

Дослідження мультиплексора можна розбити на два етапи. У першому випадку дослідження мультиплексора як розгалужувача, у другому випадку – як суматора.

4.1.1. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у розгалужувачу 1 до 4

На рис. 4.2 зображено поширення ППП по мультиплексорі. Збудження ППП відбувалося з допомогою 800 нм титан-сапфірового лазер з частотою імпульсу 27 фс (KartheynMurnaneLabs). Можна побачити візуально, що ППП проходить по усій довжині структури та досягає усіх чотирьох каналів з незначним загасаннями [22, 27].

У табл. 4.1. вказано максимальну зафіксовану інтенсивність ППП. Колір у таблиці відповідає кольору на рис. 4.2, таким чином можна побачити де саме замірялася інтенсивність та яке є її максимальне значення.

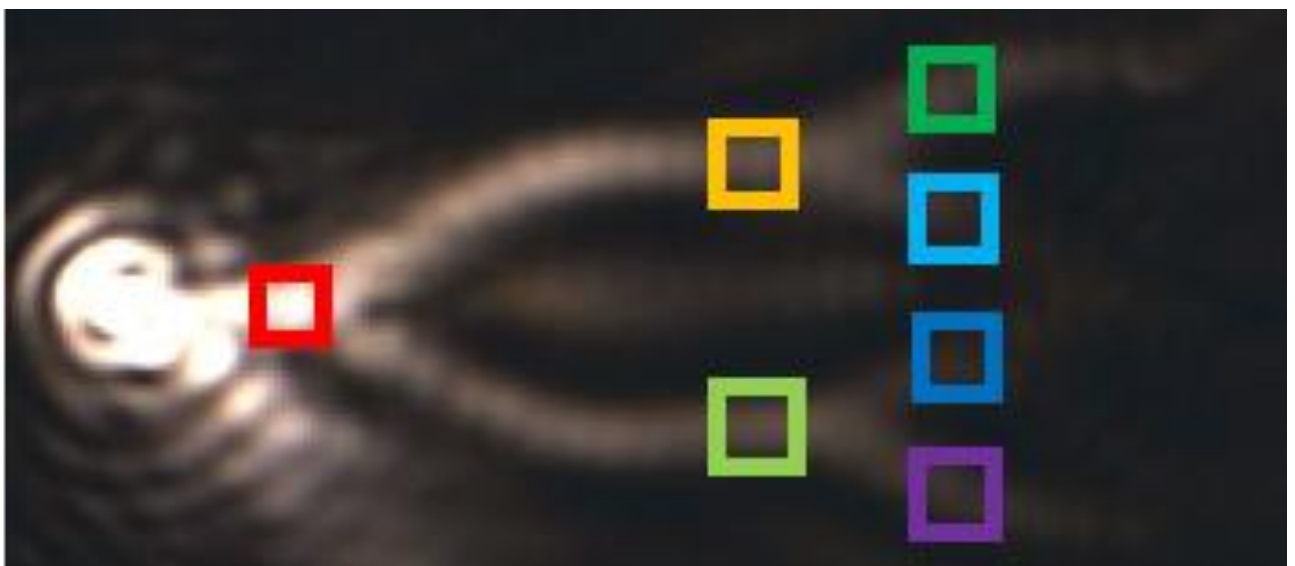


Рисунок 4.2 Мультиплексор включений як розгалужувач. Кольорові квадрати показують де заміряно інтенсивність.

Таблиця 4.1. Інтенсивність поширення ППП у мультиплексорі з включенням як розгалужувач.

№	Площа [μm]	Інтенсивність [у.о.]	Відсоток передачі енергії ППП*	Колір
1	0.693	255	100 %	
2	0.693	88	34,51 %	
3	0.693	81	31,77 %	
4	0.693	63	24,71 %	
5	0.693	62	24,31 %	
6	0.693	50	19,60 %	
7	0.693	59	23,14 %	

*- відсоток передачі енергії ППП обрахований відношенням його вихідної інтенсивності до вхідної.

З таблиці 4.1 можна обрахувати який процент інформації доходить до виводів мультиплексора. У статті [13] було обраховано і визначено, що для ідентифікації ППП, інтенсивність його повинна бути не менше 10% відносно вхідної інтенсивності. При такій інтенсивності можна ідентифікувати ППП. Якщо ППП пройшов, то це 1, якщо ні – 0. На рисунка 4,3 можна в перерізі побачити виходи 4-ох каналів. ППП рухається по усіх каналах, і його інтенсивність є достатня для ідентифікування.

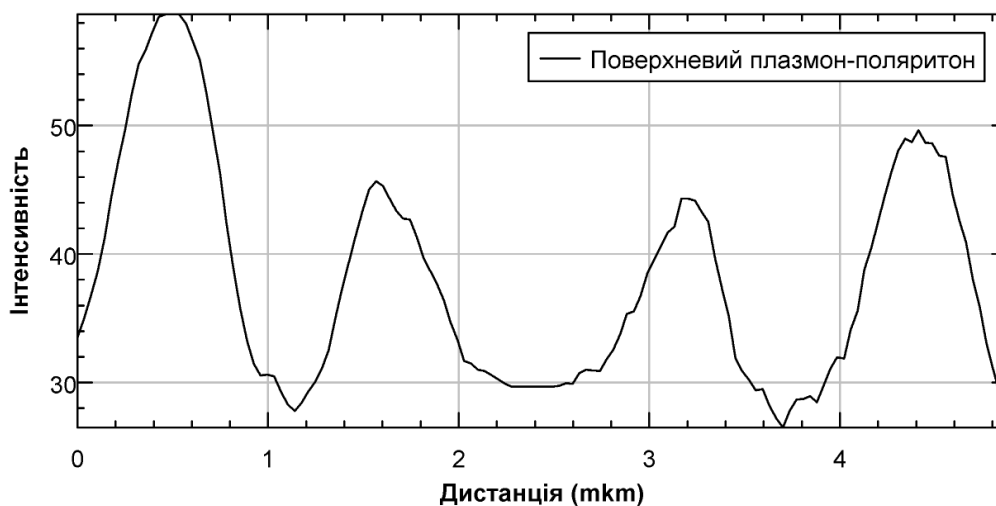


Рисунок 4,3 Інтенсивність ППП чотирьох виходах розгалужувача (переріз усіх чотирьох виходів).

Спад або загасання ППП у такій структурі, де плазмон рухається у всі 4-ри канали можна побачити на рисунку 4,4. Характер спадання ППП є експоненціальним, таким як і при математичних розрахунках.

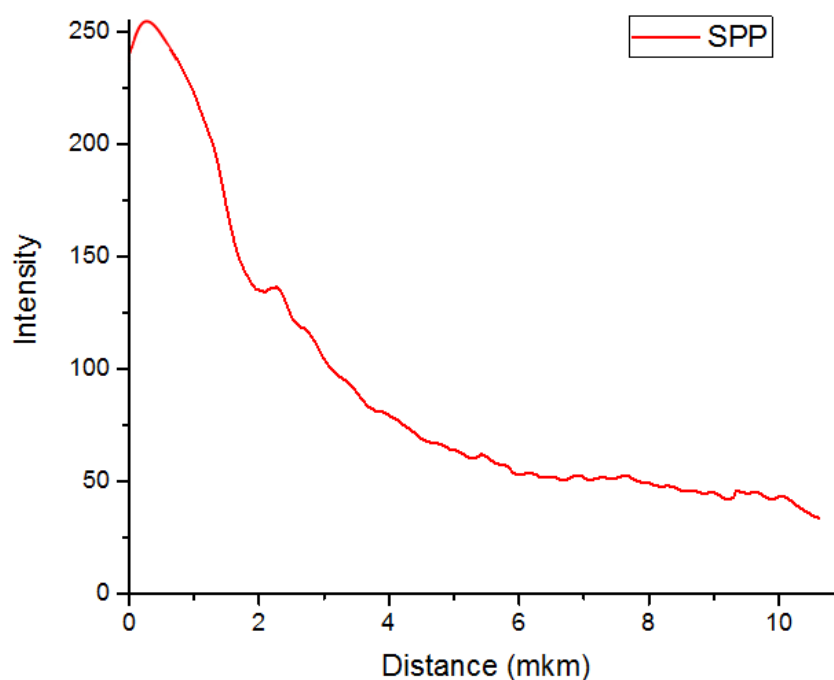


Рис. 4,4. Зниження інтенсивності ППП на усій ділянці розгалужувача.

Для моделювання процесу поширення ППП у мультиплексорі пропонується структура розміром $10\text{ мкм} * 5\text{ мкм}$, з товщиною каналу 300 нм та висотою 300 нм . Віддалі між каналами складають $1,5\text{ мкм}$ (рис. 4.5).

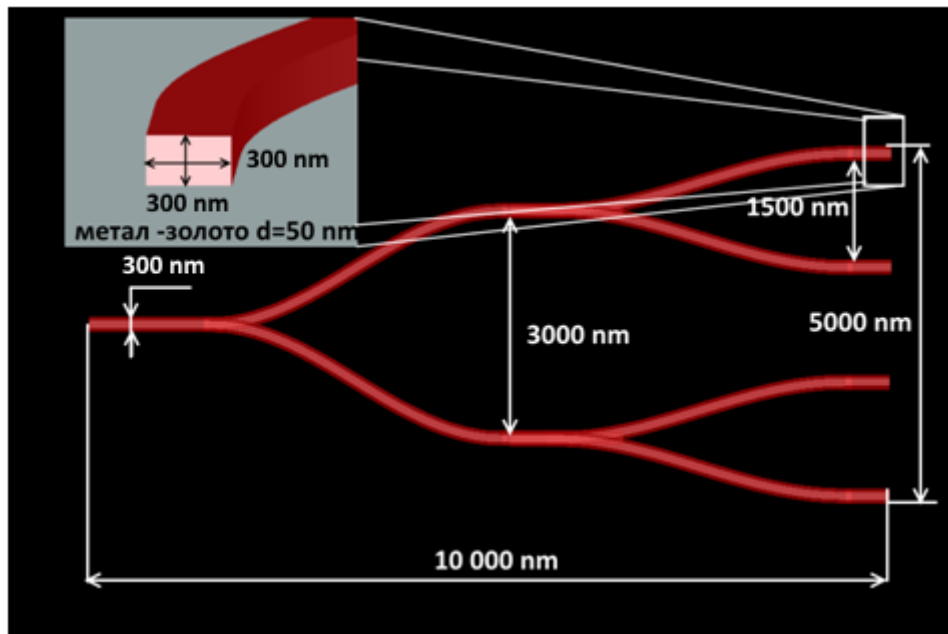


Рис. 4.5 Структурна схема сплітера.

В результаті моделювання процесу розповсюдження ППП в чотирьохканальному розгалужувачі, отримано залежність інтенсивності ППП від віддалі. Вхід розгалужувача, тобто координата 0 нм – без зміщення зажера по осі x , збуджується імпульсом лазер на довжині хвилі 800 нм , тривалістю 27 фс при використанні горизонтальної поляризації лазерного імпульса. З отриманого результату видно, що ППП поширюється у всіх чотирьох каналах розгалужувача (рис.4.6).

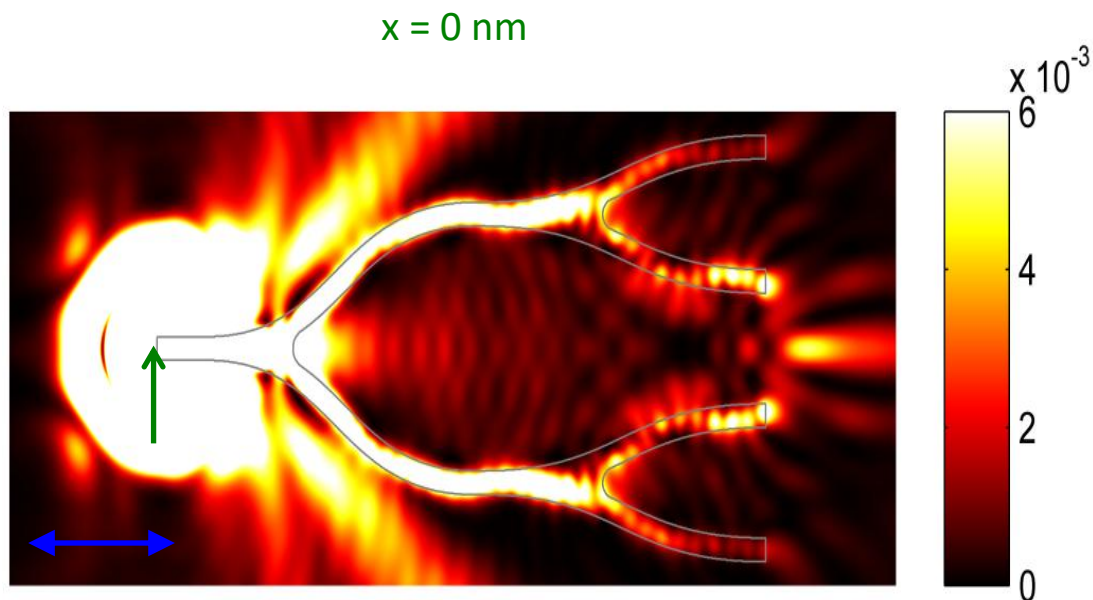


Рис.4.6 Розподіл інтенсивності поширення ППП по чотирьохканальному розгалужувачі (позиція лазерного променя світить на початок хвилеводу, тобто координату 0 нм).

З результату моделювання випливає, що на виході інтенсивність буде не великою, у зв'язку із розсіюванням енергії на дефектах кристалічної ґратки та роздвоєннями ППП, але ця отримана інтенсивність сигналу буде достатня для її ідентифікування [13].

Досліджуючи розгалужувач, можна отримати досить чіткий ППП на усіх чотирьох каналах. Постає питання, чи можна керувати ППП у наперед задані канали, а не у всі чотири одночасно.

4.1.2. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у розгалужувачі 1 до 2 при зміні позиції лазерного променя.

Таку можливість також досліджено. При зміні позиції фокусу лазерного променя, ліворуч на -500 нм по осі x від початку хвилеводу, як показано на рисунку 4.7, можна отримати розповсюдження ППП лише у 2 і 3 канали сплітера (до уваги взято нумерацію каналів зверху до низу від 1 до 4). Процес

моделювання підтверджується експериментальними результатами. З рисунку 2 добре видно як саме поширюється максимальна інтенсивність ППП [14, 25, 27].

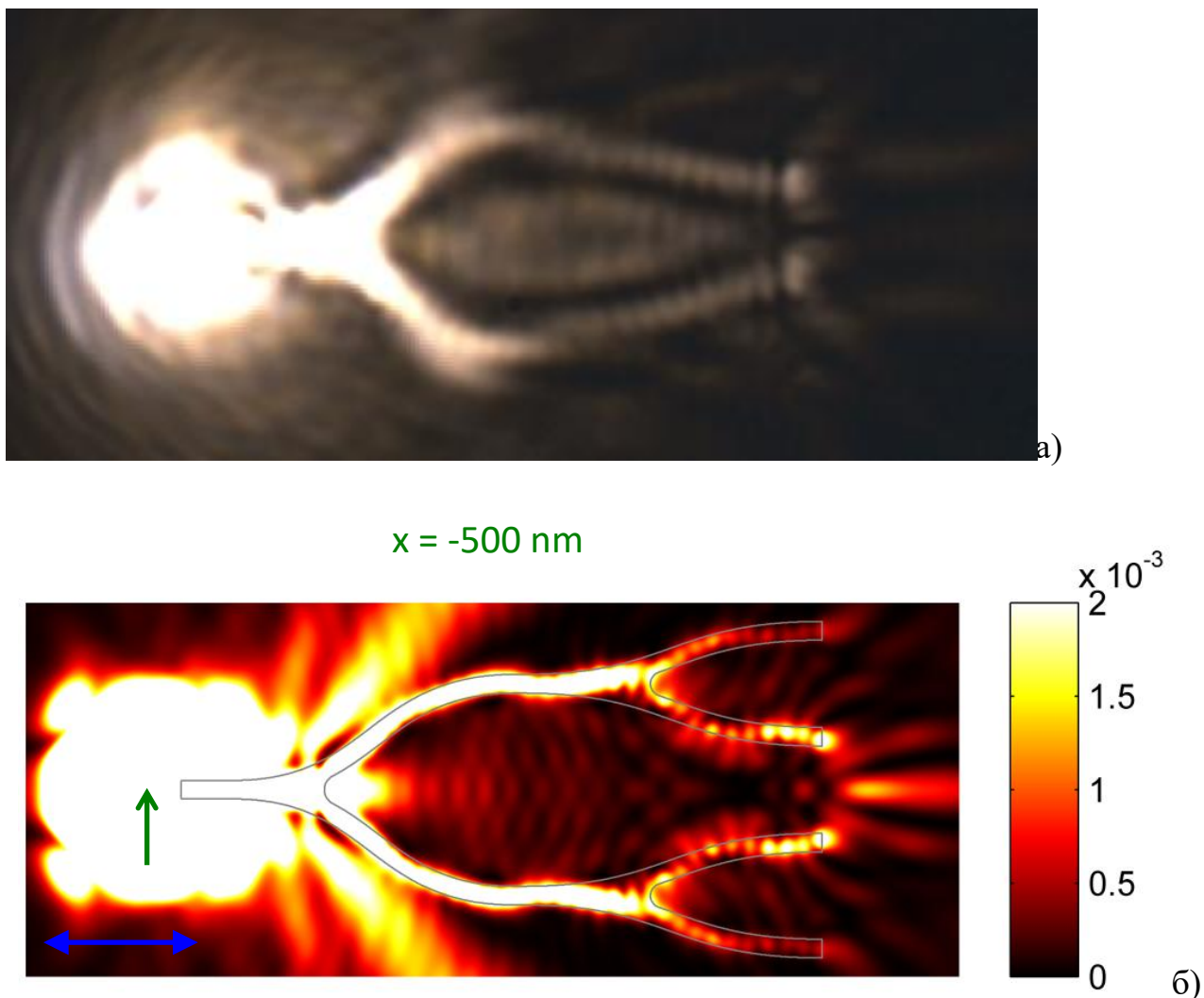


Рисунок 4.7. Поширення ППП у 2-й і 3-й канали розгалужувача (позиція лазерного променя зміщена на -500 нм): а) – експеримент, б) – моделювання.

При зміні позиції фокусу лазера, праворуч на 500 нм по осі x від початку хвилевода, як показано на рисунку 4.8, отримуємо розповсюдження ППП лише у 1 і 4 канали сплітера відповідно.

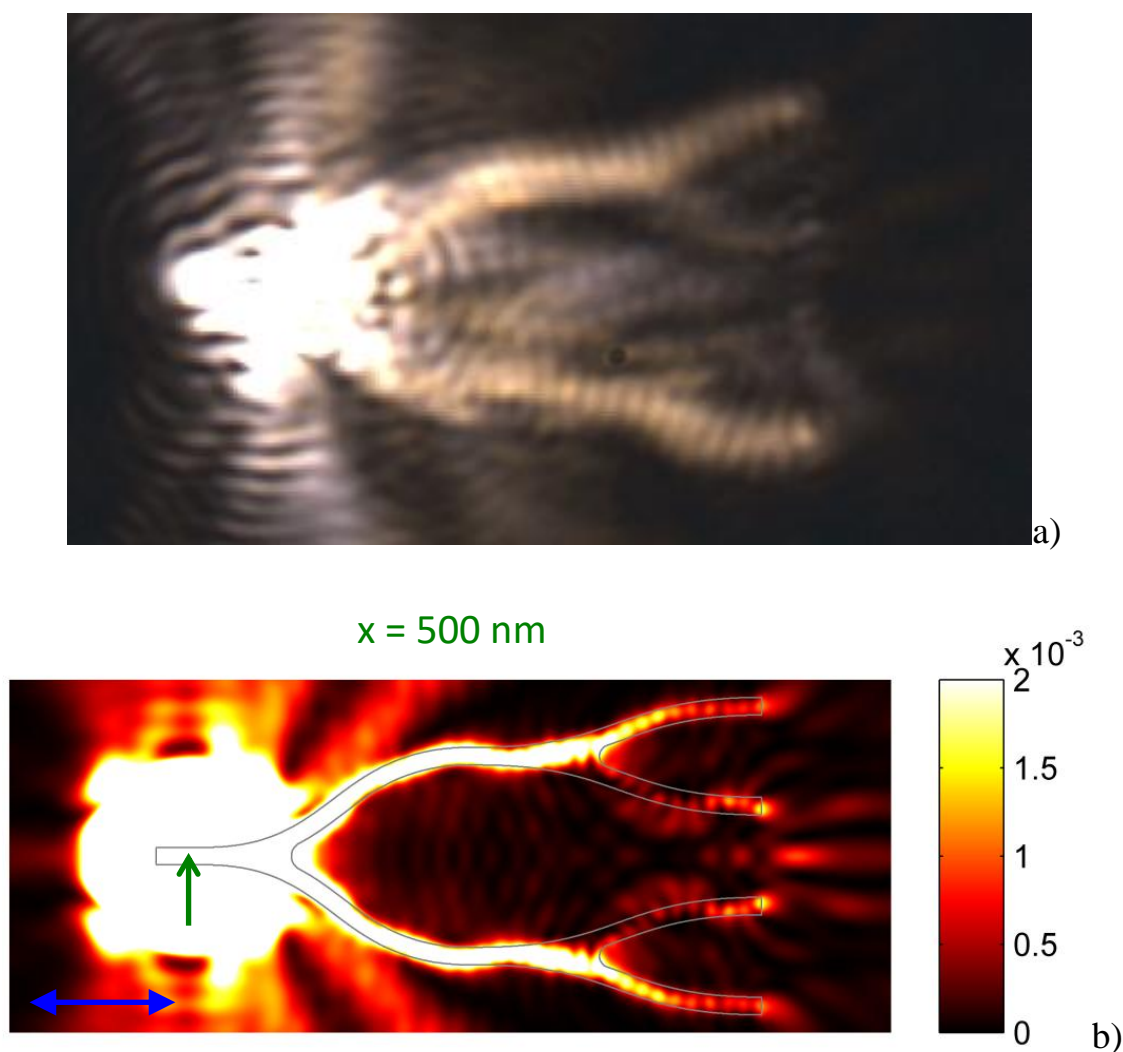


Рисунок 4.8. Поширення ППП у 2 і 3 канали сплітера (позиція лазерного променя зміщена на +500 нм): а) – експеримент, б) – моделювання.

Таким чином, змінюючи положення лазерного променя всього на (-500; 0; +500) нм, можна отримати поширення ППП:

- 2 і 3 канали при зміщенні позиції лазерного променя на -500 нм;
- 1 і 3 канали при зміщенні позиції лазерного променя на +500 нм
- 1-4 канали при нульовому зміщенні, тобто на початку хвилевода.
-

4.1.3. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у розгалужувачі 1 до 2 при зміні поляризації лазерного променя.

Дану структуру було також досліджено на можливість керування

поширенням ППП під час зміни поляризації лазерного променя [13, 25].

Дослідження показали, що при зміні поляризації лазерного променя $+45^{\circ}$ та -45° ППП буде рухатися по різному (при умові, що ми не змінюємо положення лазерного променя, котрий світить у нашому випадку на початок хвилевода, тобто на координату 0 нм по осі x), а саме:

При поляризації $+45^{\circ}$ отримуємо поширення ППП у 3 і 4 канали сплітера (рис.4.9 а,б);

При поляризації -45° отримуємо поширення ППП у 1 і 2 канали сплітера (рис.4.10 а,б);

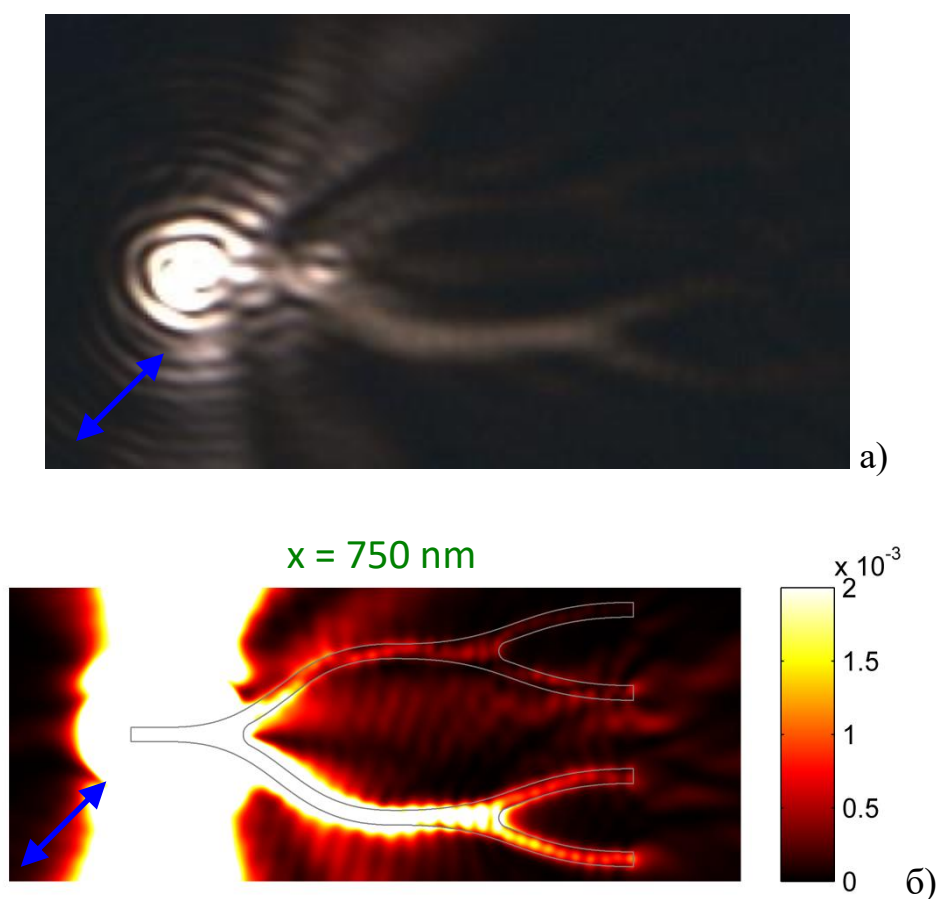


Рис. 4,9 Поширення ППП у 3 і 4 канали сплітера (поляризація $+45^{\circ}$, позиція 0 нм.):а) – експеримент, б) – моделювання.

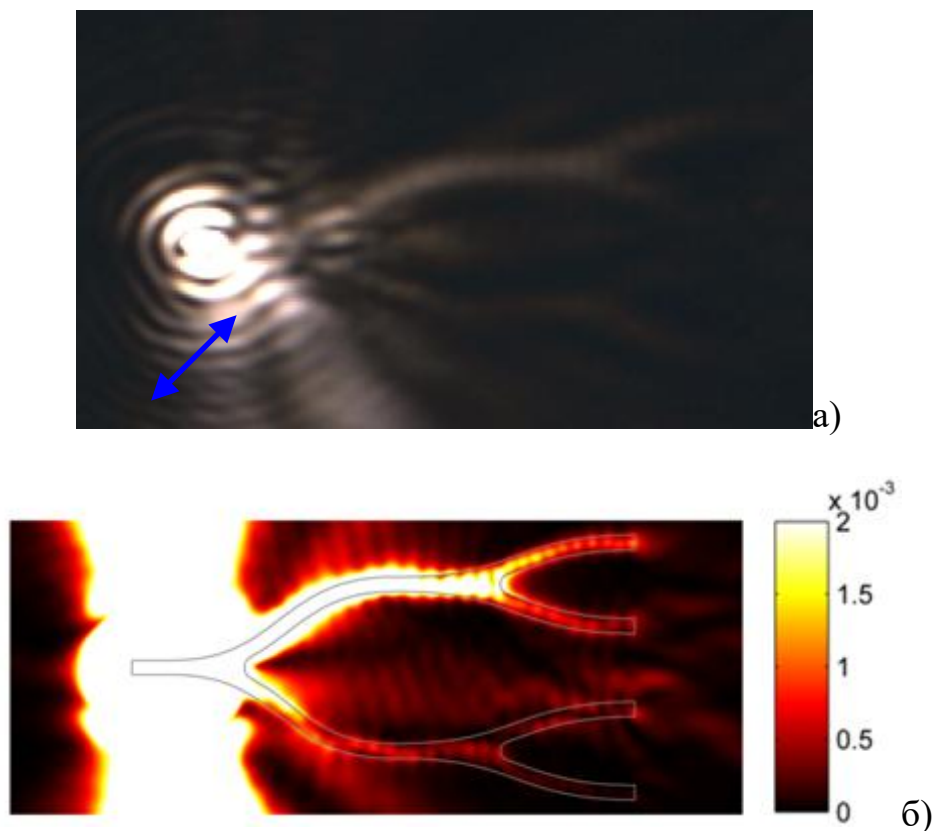
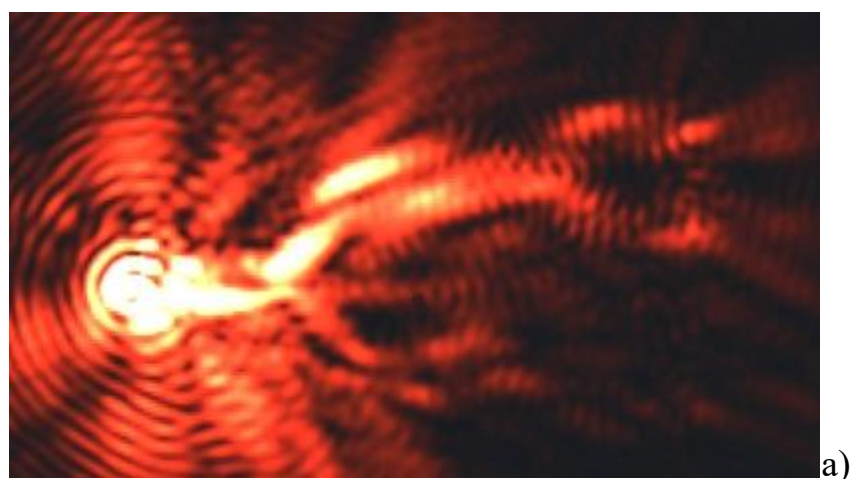


Рис 4.10. Поширення ППП у 1 і 2 канали сплітера(поляризація -45° , позиція 0 нм.):а) – експеримент, б) – моделювання.

Також даний ефект було перевірено при використанні іншого лазера. На рисунку 4.11 (а,б) можна побачити поширення ППП у такій же структурі, але у якості джерела збудження використано 632,8 нм гелій-неоновий лазер.



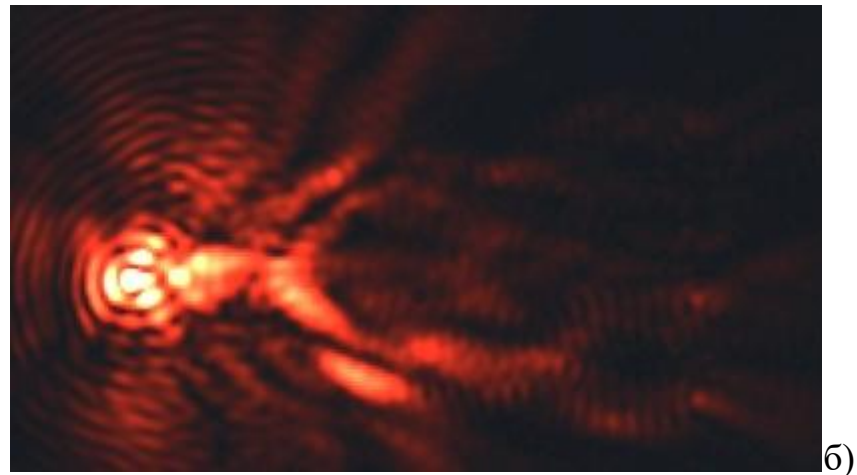


Рис. 4.11 Поширення ППП у сплітері при використанні 632,8 нм гелій-неонового лазера: а) – поширення ППП у 1 і 2 канали; б) – поширення ППП у 3 і 4 канали.

В наслідок моделювання і експериментального дослідження доведено, що ППП розповсюджується у всі 4 канали сплітера. Інтенсивність ППП на виході буде достатньою для її ідентифікування. Призміні позиції фокусу лазера можна керувати поширенням ППП у структурі, а саме задіювати 2 і 3, або 1 і 5 канали. При зміні поляризації лазера, можна керувати поширенням ППП у 1 і 2, або 3 і 4 канали. Якщо скомбінувати ці два варіанти, то можна добитися поширення ППП у кожен канал окремо.

4.1.4. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у розгалужувачі 1 до 1 при позиційно-поляризаційній зміні лазерного променя.

Якщо використати комбінування позиційного (-500нм; 0нм; +500 нм) і поляризаційного (-45⁰; 0⁰; +45⁰; 90⁰) керування, то можна отримати поширення ППП у кожен канал окремо.

Наприклад, при зміні позиції лазерного променя + 500 нм в право (рис.4.8) і використати поляризацію -45⁰, то максимальне поширення ППП

відбудеться у 1 канал. Якщо змінити позицію лазерного променя -500 нм в ліво і використати поляризацію $+45^0$, то отримаємо поширення у 3 канал сплітера.

Усі можливі варіанти поширення ППП у чотирьохканальному сплітері зображено в таблиці 4.2.

Таблиця 4.2. Позиційно-поляризаційне керування процесом поширення ППП у чотирьох каналному розгалужувачі.

Канали		Позиція		
		- 500 нм	0 нм	+ 500 нм
Поляризація лазера	$+ 45^0$	3	3, 4	4
	0^0	2, 3	1, 2, 3, 4	1, 4
	$- 45^0$	2	1, 2	1
	90^0	0	0	0

Якщо використати поляризацію лазера у 90^0 , то поширення ППП не відбудеться, точніше поширення все ж таки буде, але із значними загасаннями, котрі ми не враховуємо, не залежно від позиції лазерного променя.

Недоліком даного дослідження є не достане виявлення причини втрат інтенсивності сигналу на виході сплітера. Що являється наступною задачею для вирішення.

Запропонований сплітер може бути використано для створення над компактних та надшвидкісних оптичних систем обробки інформації. Для паралельної обробки інформації між ядрами комп'ютера. А також нового класу пристроїв для інфокомунікаційних систем.

В роботі вперше досліджено можливість створення багатоканального сплітера на ППП, тому дана тематика вимагає додаткових досліджень.

4.2. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у мультиплексорі з почасовою вибіркою імпульсів у режимі включення як суматора.

Досліджено мультиплексор і при включенні його в якості суматора. Показано поширення ППП по кожному задіяному каналу окремо і графік загасання ППП по усій ділянці проходження імпульсу, кожного каналу окремо. Також проведено дослідження при використанні двох лазерних променів [13, 26, 27].

4.2.1. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону у суматорі при використанні одного лазерного променя.

Тепер, коли мультиплексор досліджено як розгалужувач, постає питання, а чи зможе він виконувати роботу суматора? На рисунку 4.12 зображено експериментальне поширення ППП у мультиплексорі при задіянні його 1, 2, 3 та 4 каналів окремо. Для збудження ППП використано 800 нм титан-сапфіровий лазера з частотою імпульсу 27 фс (Kapteyn Murnane Labs).

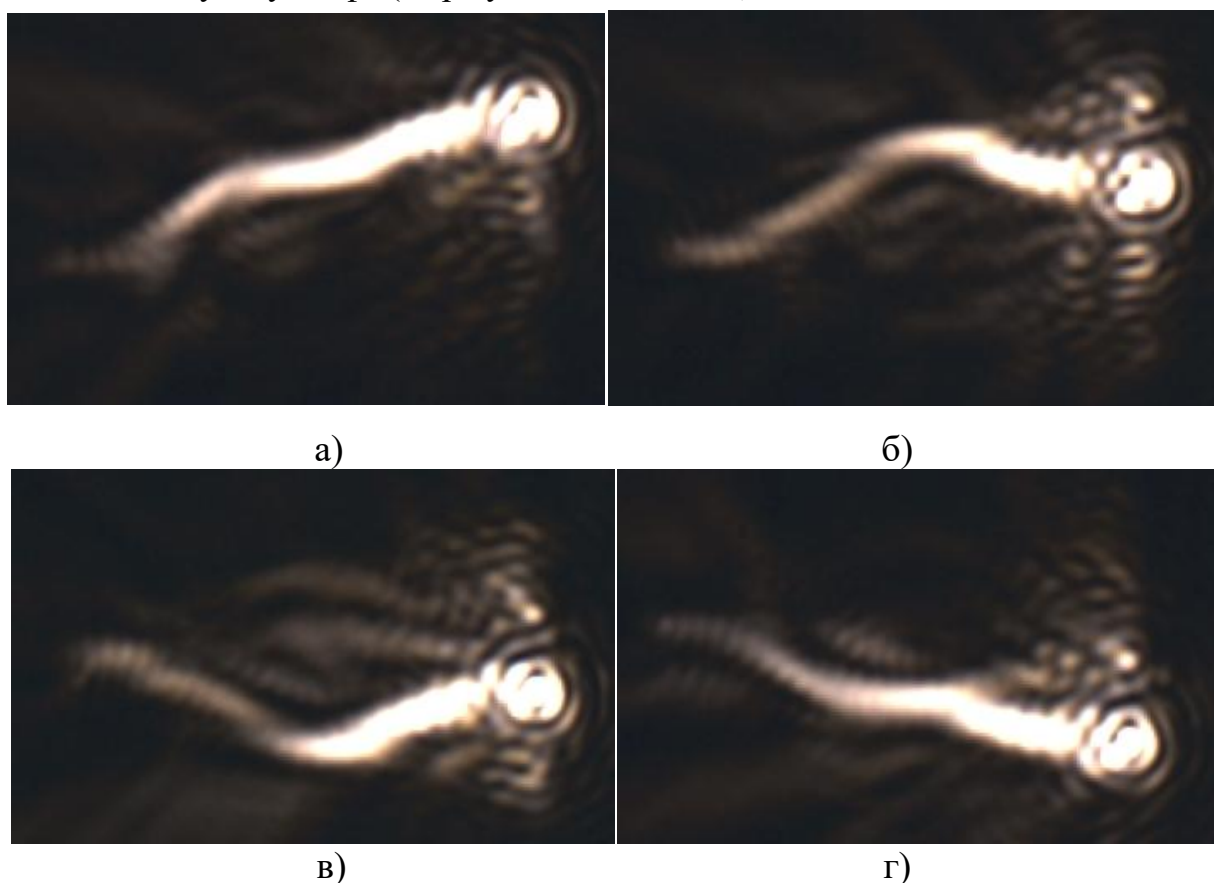


Рис. 4.12 Поширення ППП у мультиплексорі включеного як суматор при використанні лазерного 800 нм променя: а) – поширення ППП від 1 каналу до виходу суматора; б) – поширення ППП від 2 каналу до виходу суматора; в) – поширення ППП від 3 каналу до виходу суматора; г) – поширення ППП від 4 каналу до виходу суматора.

З рисунка 4.12 видно, що ППП поширюється по відповідному каналі і доходить до виходу суматора. На рис. 4.13 зображено динаміку спадання ППП при задіянні кожного каналу окремо. Можна побачити, що процес і характер загасання ППП у них однаковий і на виході суматора, таку інтенсивність можна ідентифікувати.

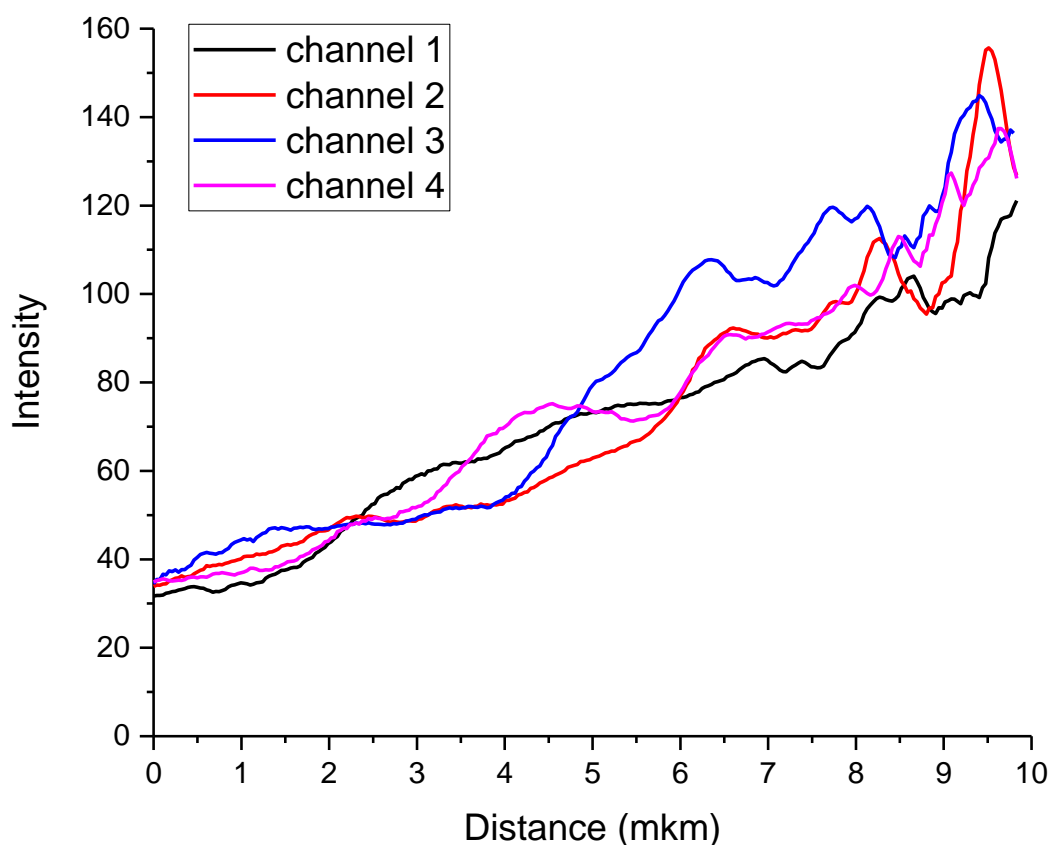


Рис. 13 Загасання ППП по кожному каналу окремо (результати моделювання).

У таблиці 4.3 наведено заміряну інтенсивність ППП при проходженні його по кожному каналу окремо. Як можна побачити, найменший процент проходження ППП складає 23 %, чого достатньо є для ідентифікування.

Таблиця 4.3 Процент проходження ППП до кінця мультиплексора при задіяні кожного каналу окремо.

Канали	Площа [μm]	Інтенсивність [у.о.]	Процент передачі*
Центр лазера	1.543	220	100%
1	1.543	52	24%
2	1.543	54	25%
3	1.543	53	24%
4	1.543	50	23%
*- процент передачі обрахований відношенням вихідної інтенсивності ППП до вхідної.			

4.2.2. Дослідження процесу поширення поверхневого плазмон-поляритону по суматору при використанні двох лазерних променів.

В ході експерименту було також досліджено поширення ППП у суматорі при використанні двох лазерних променів. Отримані результати зображено на рисунку 4.14.



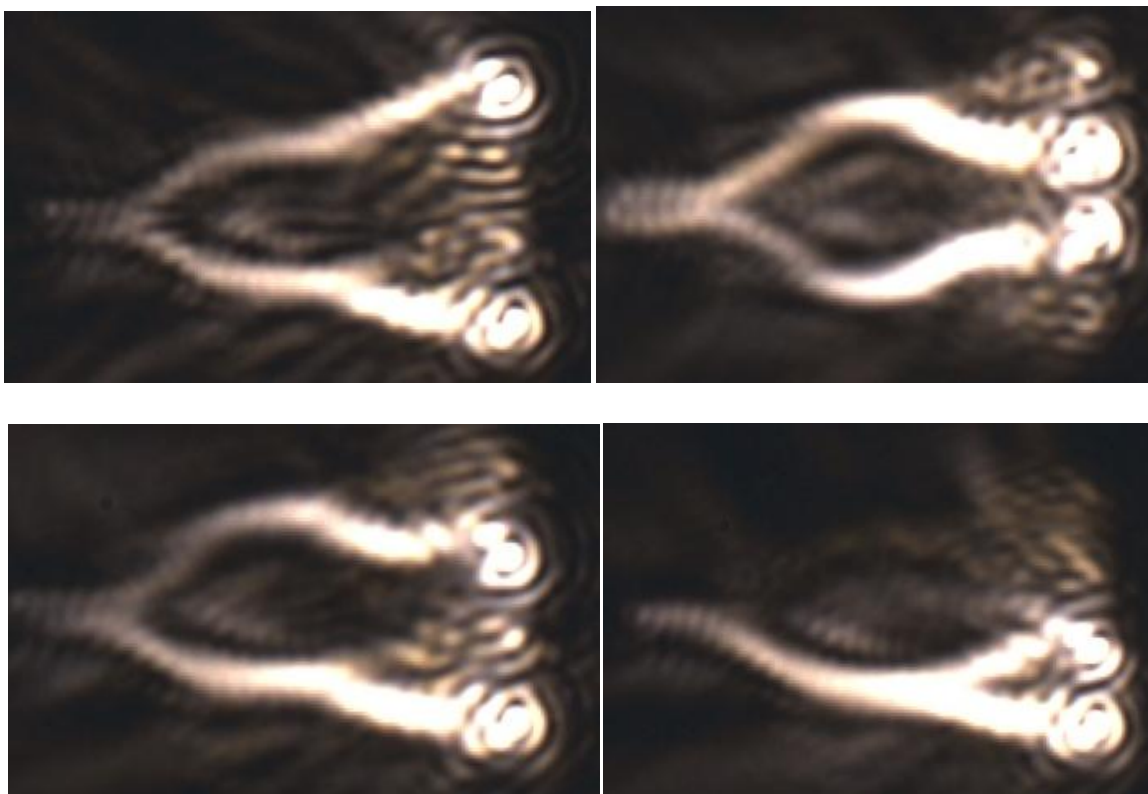


Рисунок 4.14. Поширення ППП у мультиплексорі, включеного як суматор, при використанні двох лазерних променів.

Для перевірки отриманих експериментальних результатів, було проведено процес моделювання руху ППП у мультиплексорі, включеного як суматор. На рис. 4.15. зображено поширення ППП у структурі при засвідці 4 каналів мультиплексора по черзі.

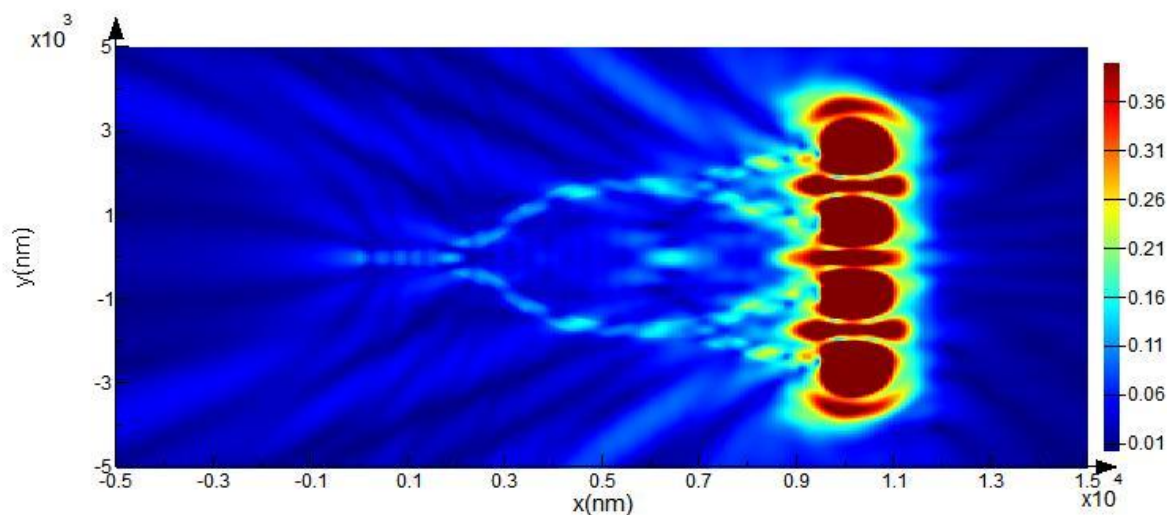


Рис. 4.15. Моделювання поширення ППП у мультиплексорі, включеного як суматор.

Досліджена структура мультиплексора, включена як розгалужувач так і суматор має хороший процент передавання ППП, не нижче 19,61%.

Якщо на кожен канал подавати лазерні імпульси по чергово, то отримуємо часове розділення каналів по мультиплексорі. Схематично цей процес зображено на рисунку 4.16.

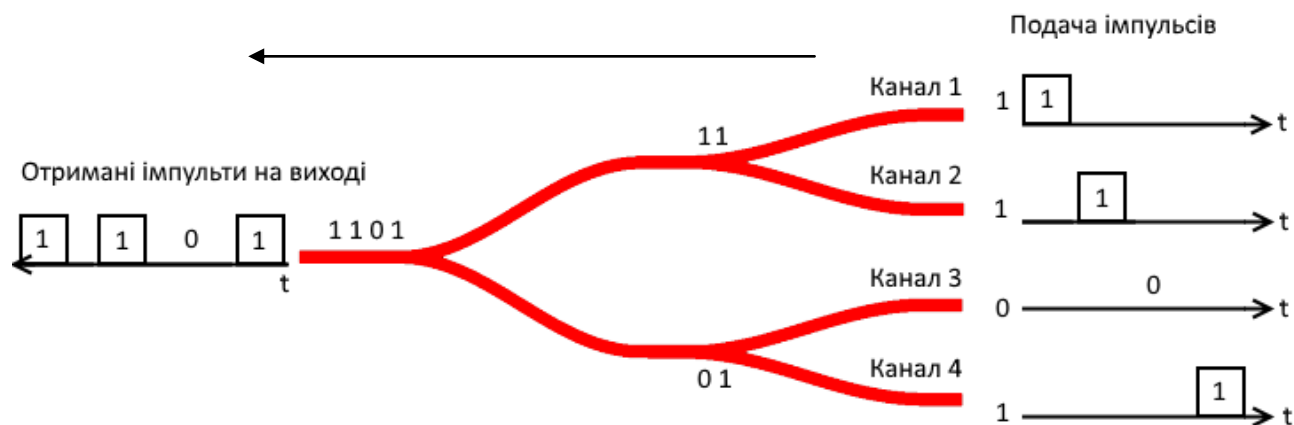


Рис. 4.16. Схематичне зображення процесу розділення каналів суматора по часу.

4.3. Дослідження адекватності моделі.

Для підтвердження адекватності моделі в роботі проведено порівняльний експеримент поширення ППП у чотирьохканальному мультиплексорі.

У процесі побудови моделі поширення ППП деякі важливі залежності можуть бути пропущені і не ввійти в неї. У цьому випадку модель буде неадекватною, тобто поведінка моделі для даних вхідних параметрів не буде відповідати поведінці реальної системи. Зрозуміло, що неадекватна модель практично недоцільна. Якщо показник отриманої інтенсивності піддається вимірюванню, то адекватність моделі можна перевірити шляхом зіставлення фактичного і модельного значень цього показника. Якщо різниця між ними перевищує припустиму межу, то це свідчить про неадекватність моделі.

Щоб оцінити якість мультиплексора, котрий проектується, проста перевірка адекватності моделі не є коректною. До речі, на стадії проектування вимоги до точності модельних оцінок, як правило, є нижчими і основне призначення моделей полягає у виявленні негативних властивостей вибраних проектних рішень. Один зі способів вирішення проблеми адекватності полягає в побудові більш детальних моделей. Однак це може призвести до включення в модель великого числа параметрів і зв'язків між ними, так що в цілому модель стане важкодоступною для огляду. У результаті модель не дасть додаткових знань про мультиплексор, оскільки суттєві зв'язки в ній будуть губитися серед другорядних.

Основні проблеми, які виникають під час проведення вимірювання, і вимагають вирішення, можна класифікувати так:

- проведення змістовного аналізу досліджуваної системи і конкретних умов її функціонування;

- побудова імітаційної моделі процесу функціонування системи, що має відображати всі ті події в інформаційно-обчислювальному процесі, які викликають зміну вимірюваних параметрів;
- розробка на основі імітаційної моделі алгоритмів вимірювань обраних параметрів процесу функціонування системи;
- виконання алгоритмів вимірювань в досліджуваній системі за допомогою відповідних апаратних і програмних вимірювальних засобів.

Результати вимірювань необхідно подавати у вигляді, придатному для наступного аналізу, що здійснюється за допомогою спеціальних програмно-апаратних засобів обробки. Процес вимірювань має бути пов'язаний як з програмно-апаратними засобами вимірювань, так і з його моніторингом.

Зокрема, це стосується вибору єдиних форматів даних, зручних не тільки для того, щоб проводити вимірювання, а й обробляти їхні результати. Якщо тип обробки заздалегідь фіксований, що не вимагає складних обчислень, її можна проводити в процесі вимірювань. У загальній ситуації етап вимірювань, як правило, передує етапу обробки і програмно-апаратні засоби можна ефективно використовувати, щоб обробляти великі масиви інформації. В цих випадках спостерігається надзвичайно велика щільність реєстрованих даних.

На завершальному етапі експериментальних досліджень результати вимірювань аналізуються – і це дозволяє одержати змістовні висновки відносно досліджуваної системи. Важливою умовою для формування таких висновків є вдале зображення цих результатів. Форму їх подання доцільно обирати з урахуванням конкретної задачі дослідження і використовуваних показників якості. Інший аспект аналізу результатів вимірювань стосується забезпечення достовірності сформульованих висновків. Наприклад, тоді, коли параметри реєструються періодично, без прив'язування до подій в обчислювальній системі, які викликають їхню зміну, виникає проблема аналізу статистичної достовірності отриманих даних. Аналогічна проблема виникає і тоді, коли

вимірювання проводяться протягом малого інтервалу часу. Однак у тих випадках, коли метод вимірювання параметрів враховує всі події у системі, що викликають зміни цих параметрів, інтервал спостереження може бути досить великим і проблеми достовірності результатів вимірювань практично не виникає.

Проведені експериментальні дослідження підтвердили адекватність результатів, отриманих у ході моделювання руху поширення ППП. Середнє значення отриманого відношення вихідної інтенсивності сигналу до вхідної при експериментальному результаті становить 22,94%, а при моделюванні – 19% при використанні одного і того ж імпульсу з довжиною хвилі 800 нм та частотою імпульсу 27 фс. Як бачимо, похибка розробленої моделі становить 3,94%.

Застосування розробленого методу створення нанорозмірних структур та моделі руху поширення ППП забезпечує підвищення швидкодії систем до 20 ТГц, що може бути підтверджено її адекватністю.

4.4. Практичне застосування результатів дослідження нанорозмірного мультиплектора.

Наукова цінність роботи полягає у подальшому розвитку математичної моделі процесу поширення поверхневих плазмон-поляритонів у хвилеводах різної конфігурації у випадку, коли металева плівка має 2D структуру та розробленні і виготовленні нанорозмірних структур на поверхневих плазмон-поляритонах – плазмонних хвилеводів різної конфігурації для створення нових типів пристроїв оброблення, передавання та комутації сигналів, придатних для роботи в терагерцовому діапазоні, а також вирішення завдань з'єднання пристроїв електроніки та фотоніки в інтегральних мікросхемах.

В ході виконання дисертаційної роботи одержано такі практичні результати:

1. Розроблено та виготовлено нанорозмірні структури на поверхневих плазмон-поляритонах – плазмонні хвилеводи різної конфігурації, розгалужувачі та мультиплексори для підвищення швидкодії і пропускну здатності пристроїв інфокомунікаційних систем у 100-300 разів за частотними показниками елементної бази, порівняно з відомою напівпровідниковою технологією, що використовується у WDM – системах (до 160 ГГц на канал);
2. Результати роботи використані для створення нових типів пристроїв оброблення, передавання та комутації сигналів, придатних для роботи в терагерцовому діапазоні, а також в рамках розв'язання завдань з'єднання пристроїв електроніки та фотоніки в інтегральних мікросхемах;
3. Запропоновану методику використано для створення плазмонних нанорозмірних структур та розроблення технології їх промислового виготовлення.

Дисертаційну роботу виконано відповідно до наукового напрямку кафедри електронних засобів інформаційно-комп'ютерних технологій Національного університету «Львівська політехніка» «Розробка теорії, методів моделювання і дослідження складних систем та управління інноваційними проектами в галузі радіоелектроніки, наноелектроніки, інфокомунікацій та медичної техніки» та в рамках держбюджетної науково-дослідницької теми «Моделювання процесів електромагнітного відклику в модульованих нанорозмірних метал-діелектричних та напівпровідникових структурах» (ДБ/Теза), (2013-2015 рр.), № держреєстрації 0113U001354. Результати роботи також впроваджені в навчальний процес на кафедрі електронних засобів інформаційно-комп'ютерних технологій Національного університету «Львівська політехніка» в рамках курсів «Наноелектроніка» та «Мікроелектронні засоби передачі інформації».

4.5. Висновки до розділу 4.

У даному розділі досліджено чотирьохканальний мультиплексор на поверхневих плазмон-поляритонах розміром 10 x 5 мкм з шириною і висотою структури 300 нм. Збудження поверхневого плазмон-поляритону здійснювалося за допомогою 800 нм титан-сапфірового лазера імпульсом тривалістю 27 фс (Kapteyn Murnane Labs-KMLabs)

1. Досліджено адекватність моделі процесу розповсюдження поверхневого плазмон-поляритону у чотирьохканальному мультиплексорі, методом поетапної оптичної літографії створено чотирьохканальний мультиплексор розміром 10 мкм * 5 мкм. Експериментально показано, що поверхневий плазмон-поляритон розгалужується в усі канали і проходить, із незначним затуханням, до кінця хвилеводів.

2. Досліджено чотирьохканальний мультиплексор на поверхневих плазмон-поляритонах розмірами 10 мкм * 5 мкм та шириною і висотою структури в 300 нм. Спочатку дослідження проводилося при включенні його як розгалужувача. Було показано, що поверхневий плазмон-поляритон поширюється на усю ділянку мультиплексора. На виходах розгалужувача отримана інтенсивність є достатня для ідентифікування.

3. Показано можливість керування поверхневим плазмон-поляритоном при зміні позиції та поляризації лазерного променя. Вдалося отримати поширення ППП як в окремі канали (1, 2, 3 і 4 канали) так і одночасно в декілька каналів (1 і 2 канали, 3 і 4 канали, 1 і 4 канали, 2 і 3 канали).

4. Досліджено мультиплексор і при включенні його як суматора. Показано поширення поверхневого плазмон-поляритона по кожному задіяному каналі окремо. Також проведено дослідження при використанні двох лазерних променів.

5. Таким чином отримано новий чотирьохканальний мультиплексор на поверхневих плазмон-поляритонах з по часовою вибіркою імпульсів для

передачі інформації у нанооптичних схемах, надшвидкісних оптичних систем обробки інформації, а також нового класу пристроїв для інфокомунікаційних систем.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі розв'язано актуальне наукове завдання розроблення та дослідження нанорозмірних структур на поверхневих плазмон-поляритонах для підвищення швидкодії та пропускної здатності оптичних інфокомунікаційних систем.

1. Проаналізовано поточний стан та тенденції розвитку сучасних інфокомунікаційних систем, показано, що для збільшення їх швидкодії та пропускної здатності необхідно удосконалювати елементну базу пристроїв, використовуючи нанорозмірні структури, переходити на повністю оптичні мережі (All-Optical Networks), застосовуючи для передавання та комутації сигналів плазмонні хвилеводи, розгалужувачі та мультиплексори, вирішити проблему узгодження наноелектронних елементів із нанофотонними.

2. Розроблено та досліджено математичну модель поширення поверхневих плазмон-поляритонних хвиль на границі «діелектрик-метал-діелектрик» у 2D металевій структурі. На її основі проведено теоретичне та експериментальне дослідження процесу поширення поверхневих плазмон-поляритонних хвиль у плазмонних хвилеводах різної конфігурації. Досліджено вплив геометричних розмірів, кутів згину хвилеводів на інтенсивність та довжину проходження плазмонної хвилі. Проаналізовано поширення поверхневого плазмон-поляритону у лінійних хвилеводах довжиною до 50 мкм; при кутах згину радіусом від 1 до 10 мкм; у хрестоподібному хвилеводі, при використанні одного та двох лазерних променів; а також у двоканальному розгалужувачі.

3. Розроблено метод виготовлення нанорозмірних структур на поверхневих плазмонах, що базується на технології поетапної оптичної літографії і дозволяє підвищити ефективність технології їх виготовлення за рахунок використання оптичних світловипромінюючих діодів з довжинами хвиль 365 нм та 410 нм у порівнянні з лазерним обладнанням, а також є

придатним для впровадження у промислове виробництво плазмонних елементів та інтегральних оптичних схем.

4. Розроблено та виготовлено нанорозмірні структури на поверхневих плазмон-поляритонах – плазмонні хвилеводи різної конфігурації та двоканальний розгалужувач. Експериментально підтверджено, що для хвилеводу шириною 150 нм найбільша інтенсивність поверхневого плазмон-поляритона спостерігається на відстані до 10 мкм від місця збудження, а при ширині хвилевода 300 нм – на відстані до 20 мкм. Це дозволяє створити елементну базу інфокомунікаційних систем, що має у 100-300 разів вищу швидкодію за частотними показниками, порівняно із відомою напівпровідниковою технологією, що використовується у WDM – системах (до 160 ГГц на канал).

5. Створено нанорозмірну структуру чотирьохканального розгалужувача на плазмон-поляритонах, придатного для роботи в терагерцовому діапазоні; експериментально досліджено його функціонування в режимах мультиплектора та демультиплектора з часовим розділенням інформації (каналів), а також процес керування поширенням поверхневої плазмон-поляритонної хвилі шляхом зміни поляризації лазерного променя. Експериментально досліджено чотирьохканальний мультиплексор та демультиплексор розмірами 10 x 5 мкм та висотою 300 нм. Показано, що поверхневий плазмон-поляритон розгалужується в усі чотири канали і проходить із незначним загасанням до кінця хвилеводів.

6. Експериментально підтверджено, що для хвилевода шириною 150 нм найбільша інтенсивність ППП спостерігається на віддалі до 10 мкм від початку збудження і, відповідно, з віддаллю інтенсивність ППП зменшується. Найкращий варіант розповсюдження ППП спостерігався при ширині хвилевода 300 нм, висока інтенсивність ППП – при поширенні на відстань до 20 мкм.

7. Дослідження лінійних хвилеводів при різних кутах повороту показали, що ППП поводить себе по різному. Так, при малих кутах повороту, радіусом порядку 1-5 мкм, ППП зазнає великих втрат інтенсивності саме на гострому куті повороту. А при кутах повороту, радіусом порядку 7-10 мкм, ППП до кінця хвилеводу доходить з дуже малою інтенсивністю. Це обумовлено тим, що при більших кутах повороту відповідно збільшується і довжина шляху проходження ППП, що і призводить до значного загасання сигналу. Найкращим, з точки зору співвідношення вихідної інтенсивності сигналу до вхідної, є кут повороту радіусом 6 мкм. При цьому куті досягається максимальний досяжний у ході експериментів коефіцієнт передачі ППП, що є близьким до 60 % інтенсивності вхідного сигналу.

8. Хрестоподібні хвилеводи дали можливість перевірити, що ППП рухаються один не залежно від другого і їх поширенням можна керувати змінюючи поляризацію променя лазера.

9. Дослідження двоканального розгалужувача показали, що ППП може роздвоюватися із незначними загасаннями, обумовленими відбиванням у середині структури та на куті повороту. Результати отриманого розповсюдження показали, що ППП може розгалужуватися і після того рухатися шляхом довжиною ще до 20 мкм.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Caulfield H.J., Dolev S., Why future supercomputing requires optics, *Nature Photonics* 4(5), 2010, pp. 261–263.
2. Yonghui Tian, Lin Yang, Lei Zhang, Ruiqiang Li, Jianfeng Ding, Ping Zhou, Weiwei Zhu, Yangyang Lu, Directed optical half-adder based on two cascaded microring resonators, *IEEE Photonics Technology Letters* 24(8), 2012, pp. 643–645.
3. Wen Y.H., Kuzucu O., Taige Hou, Lipson M., Gaeta A.L., All-optical switching of a single resonance in silicon ring resonators, *Optics Letters* 36(8), 2011, pp. 1413–1415.
4. Kumar S., Bisht A., Singh G., Choudhary K., Raina K.K., Amphawan A., Design of 1-bit and 2-bit magnitude comparators using electro-optic effect in Mach–Zehnder interferometers, *Optics Communications* 357, 2015, pp. 127–147.
5. Hirayama T., Miyazawa T., Furukawa H., Harai H., Optical and electronic combined buffer architecture for optical packet switches, *Journal of Optical Communications and Networking* 7(8), 2015, pp. 776–784
6. Ibrahim T.A., Van V., Ho P.-T., All-optical time-division demultiplexing and spatial pulse routing with a GaAs/AlGaAs microring resonator, *Optics Letters* 27(10), 2002, pp. 803–805.
7. Sethi P., Roy S., All-optical ultrafast switching in 2×2 silicon microring resonators and its application to reconfigurable DEMUX/MUX and reversible logic gates, *Journal of Lightwave Technology* 32(12), 2014, pp. 2173–2180.
8. Волоконно-оптические системы передачи и кабели: Справочник / И.И. Гроднев, А.Г. Мурадян, Р.М. Шарафутдинов и др. – М.: Радио и связь, 1993. – 264 с.
9. Необхідності для монтажу волоконно-оптичних кабелів. Каталог продукції фірми NK Cables, 1997. – 55 с.
10. Fiber Optic Products, PLP Product Overview, 2015. Інтернет ресурс, режим доступу: <http://www.preformed.com/PROD/prod.html>
11. Невінський Д.В. Нанорозмірні хвилеводи поверхневих плазмон-поляритонів, отримані методом оптичної літографії / Д. В. Невінський;

В.А. Павлиш; Л.І. Закалик; С.Ю. Лебідь // Вісник Національного університету "Львівська політехніка". Радіоелектроніка та телекомунікації, Львів, 2015. – № 818. - С. 242-249. (Index Copernicus, Google Scholar).

12. Невінський Д.В. Дослідження мультиплексера на поверхневих плазмон-поляритонах для пристроїв телекомунікацій / Д.В. Невінський // Східно-Європейський журнал передових технологій. – 2016. – № 1/9 (79). - С. 30-37. (CrossRef, Index Copernicus).

13. Nevinskyi D.V. Four-channel multiplexer on surface plasmon polaritons development and research. / D.V. Nevinskyi, L.I. Zakalyk, S.Y. Lebid, H.I. Korzh, V.A. Pavlysh // Challenges of Modern Technology. – 2016. – Vol. 7, № 1. - P. 7-11.

14. Pavlysh V., Surface Plasmons Polaritons based Four- Channel Multiplexer for Communication Systems / V. Pavlysh, M. Klymash, D. Nevinsky, L. Zakalyk, S. Lebid // Smart Computing Review. – 2016. - vol. 5, № 4. – P. 34-43.

15. Павлиш В.А. Сучасні інформаційні системи: оптичні модулятори на наноструктурах / В.А. Павлиш, Л.І. Закалик, Д.В. Невінський, С.Ю. Лебідь // Науковий вісник НЛТУ України. - 2013. - Вип. 23 (2). - С. 340-346.

16. Невінський Д.В. Нанорозмірні діелектрично-неоднорідні структури, отримані методом оптичної фотолітографії / Д.В. Невінський, В.А. Павлиш, Л.І. Закалик, С.Ю. Лебідь // Науковий вісник НЛТУ України. - 2014. - Вип. 24 (7). - С. 206-211.

17. Павлиш В.А. Маніпуляція оптичним сигналом у фотонно-кристалічних волокнах / В.А. Павлиш, Д.В. Невінський, Л.І. Закалик, С.Ю. Лебідь // Науковий вісник НЛТУ України. - 2014. - Вип. 24 (10). - С. 107-110.

18. Surface plasmon waves on the nanoscale films. [V.A. Pavlysh, L.I. Zakalyk, D.V. Nevinskiy, S.Y. Lebid]: матеріали міжнародної конференції [Microwave and Telecommunication Technology (CriMiCo), 2013 23rd International Crimean Conference], (Севастополь, Крим, Україна, 8-14 вересня 2013) – Севастополь, 2013. – С. 885-886. (Scopus)

19. Two-photon Polymerization: Formation of Nanoscale Elements [D. Nevinskyi, L. Zakalyk, V. Pavlysh, S. Lebid] : матеріали міжнародної конференції [IEEE “Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications and Computer Science – 2014”], (Львів-Славське, 25 лютого – 1 березня, 2014) – Львів, 2014. – С. 283-285. (Scopus)

20. Surface Plasmon-Polariton in X-Shaped Waveguides [D.V. Nevinskiy, V.A. Pavlysh, L.I. Zakalyk, S.Y. Lebid, H.I. Korzh]: матеріали міжнародної конференції [Nanomaterials: Applications and Properties. – 2014], (Львів, 21-27 вересня, 2014). – Суми 2014. - Vol. 3, №. 2. - С. 02NAESF08. (DOAJ, Google Scholar)

21. Four Channel Splitter on Surface Plasmons-Polaritons [D. V. Nevinskiy, V. A. Pavlysh, L. I. Zakalyk, S. Y. Lebid, H. I. Korzh]: матеріали міжнародної конференції [Nanomaterials: Applications and Properties. – 2015], (Львів, 16-23 вересня, 2015) – Суми 2015 - Vol. 4, №. 2. - С. 02NAESP04 (DOAJ, Google Scholar)

22. Development and investigation of the surface plasmon polariton four-channel splitter [D. Nevinskyi, L. Zakalyk, V. Pavlysh, S. Lebid] : матеріали міжнародної конференції [IEEE “Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications and Computer Science – 2016”], (Львів-Славське, 23 – 26 лютого, 2016). – Львів, 2016 – Р. 339-341. (Scopus)

23. Хвилевід, сформований методом двофотонної полімеризації [Павлиш В.А., Закалик Л.І., Невінський Д.В.]: матеріали щорічної відкритої науково-технічної конференції Інститут телекомунікацій радіоелектроніки та електронної техніки з проблем електроніки та інфокомунікаційних систем, (Львів, 2-4 квітня, 2013 року). – Львів 2013. - С. 58

24. Нанорозмірні хвилеводи плазмонів хвиль, отримані методом оптичної фотолітографії [Д. Невінський]: матеріали міжнародної конференції [6 Українсько-польська науково-практична конференція "Електроніка та інформаційні технології" (ЕЛІТ-2014)], (Львів, Чинадієво, 27-31 серпня, 2014 року). Львів, Чинадієво, 2014 – С. 210-213.

25. Поляризаційне керування поверхневим плазмон-поляритоном [Д. Невінський]: матеріали міжнародної конференції [7 Українсько-польська науково-практична конференція "Електроніка та інформаційні технології" (ЕЛІТ-2015)], (Львів, Чинадієво, 27-30 серпня, 2015 року). Львів, Чинадієво, 2015 – С. 206-207.

26. Дослідження чотириканального суматора на поверхневих плазмон-поляритонах [Павлиш В.А., Невінський Д.В., Закалик Л.І., Лебідь С.Ю.]: матеріали міжнародної конференції [VIII Міжнародна наукова конференція «Функціональна база наноелектроніки»] (Одеса, 28 вересня – 2 жовтня, 2015 року), Одеса 2015 – С. 230-233.

27. Surface plasmon polariton four-channel splitter and adder [D. Nevinskyi, V. Pavlysh, L. Zakalyk, S. Lebid]: матеріали міжнародної конференції [Young scientists towards the challenges of modern technology – 2015], (Варшава, Польща, 21-23 вересня 2015 року) - Варшава, 2015. – Р. 2-6.

28. Plasmon-polariton waves in the structures “dielectric-metal-dielectric”: experiment and modeling [P. Kostrobiiy, V. Pavlysh, D. Nevinskyi, V. Poliovyi]: матеріали міжнародної конференції [Computer Science and Information Technologies – 2016], (Львів, 6-10 вересня, 2016 року). - Львів 2016. – С. 208-211.

29. Моделювання процесів поширення плазмон-поляритонних хвиль в структурах діелектрик-метал-діелектрик [П. Костробій, В. Павлиш, Д. Невінський, С. Польовий]: матеріали міжнародної конференції [Сучасні проблеми термомеханіки] (Львів, 22 – 24 вересня 2016 року). - Львів 2016. – С. 96.

30. D. J. Richardson, J. M. Fini, and L. E. Nelson, “SpaceDivision Multiplexing in Optical Fibres,” *Nat’.. Photonics*, vol. 7, no. 5, 2013, pp. 354–62.

31. N. Bozinovic et al., “Terabit-Scale Orbital Angular Momentum Mode Division Multiplexing in Fibers,” *Science*, vol. 340, 2013, pp. 1545–48.

32. S. Jain et al., “Multi-Element Fiber Technology for Space-Division Multiplexing Applications,” *Opt. Express*, vol. 22, 2014, pp. 3787–96.

33. Y. Wu, A. Badel, F. Fabien, W. Liu, A. E. Agbossou, Nonlinear vibration energy harvesting device integrating mechanical stoppers used as synchronous mechanical switches, *Journal of Intelligent Material Systems and Structures* (2014), Vol. 25(14) pp. 1658-1663.
34. Ya Shan Shih, Dejan Vasic and Wen Jong Wu. A non-contact mechanical solution for implementing synchronized switching techniques for energy harvesting using reed switches. *Smart Materials and Structures*, Volume 25, Number 12. November 2016. P. 38-46.
35. Ben Xu, Dayong Chen, Ryan C. Hayward. Mechanically Gated Electrical Switches by Creasing of Patterned Metal/Elastomer Bilayer Films. *Advanced Materials*. Volume 26, Issue 25 July 2, 2014 Pages 4381-4385.
36. Jian Li, Wen Zhou, Qi Long Tan, Zan Hui Chen, and Xu Guang Huang. Ultra-compact electro-optical switches based on long-range air-hole assisted subwavelength waveguides. *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 32, No. 8 P. 1699-1704 (2013)
37. Richard Soref, Joshua Hendrickson, Haibo Liang, Arka Majumdar, Jianwei Mu, Xun Li, and Wei-Ping Huang. Electro-optical switching at 1550 nm using a two-state GeSe phase-change layer. *Optics Express* Vol. 23, Issue 2, pp. 1536-1546 (2015)
38. Yi Yu, Mikkel Heuck, Hao Hu, Weiqi Xue, Christophe Peucheret. Fano resonance control in a photonic crystal structure and its application to ultrafast switching. *Appl. Phys. Lett.* 105, 061117 (2016).
39. A. Christ, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, J. Kuhl, and H. Giessen. Waveguide-Plasmon Polaritons: Strong Coupling of Photonic and Electronic Resonances in a Metallic Photonic Crystal Slab. *Phys. Rev. Lett.* 91, 183901 (2003).
40. Shanhui Fan and J. D. Joannopoulos. Analysis of guided resonances in photonic crystal slabs. *Phys. Rev. B* 65, 235112 (2002).
41. Qihuang Gong, Xiaoyong Hu. Book: *Photonic Crystals: Principles and Applications* P.366 by Pan Stanford 2014.

42. S. Noda , A. Chutinan , and M. Imada , “ Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure,” *Nature* 407, 608–610 (2000)
43. D. Vukovic , Y. Yu , M. Heuck , S. Ek , N. Kuznetsova , P. Colman , E. Palushani , J. Xu , K. Yvind , L. K. Oxenløwe , J. Mørk , and C. Peucheret , “ Wavelength conversion of a 9.35 Gb/s RZ OOK signal in an InP photonic crystal nanocavity,” *IEEE Photonics Technol. Lett.* 26, 257–260 (2014)
44. M. Heuck , P. T. Kristensen , and J. Mørk , “ Energy-bandwidth trade-off in all-optical photonic crystal microcavity switches,” *Opt. Express* 19, 18410 (2011)
45. M. Djavid, M.S. Abrishamian. Multi-channel drop filters using photonic crystal ring resonators. *Optik* 123 (2012) P. 167–170.
46. Волноводная оптоэлектроника, под ред. Т. Тамира. – М.: Мир, 2001. – 575 с.
47. Lisa A. Buckman. «Applications in Optical Communications: Optical Transmission of Millimeter-Wave Signals; and, an All-Optical Wavelength-Routed Switching Network» Ph.D. thesis, University of California, Berkeley, 1996.
48. Shoam Shwartz, Michael Golub, and Shlomo Ruschin. Diffractive optical elements for mode-division multiplexing of temporal signals with the aid of Laguerre–Gaussian modes. *Applied Optics* Vol. 52, Issue 12, pp. 2659-2669 (2013)
49. Брескин В.А. Брескін В.О. Breskin V. А. Параметри кола мультиплексорів WDM. Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова, 2013, № 1 С. 114-119.
50. Волоконно-оптические сети, под ред. Р.Р. Убайдуллаева. – М.: Эко-Трендз, 2000. – 267 с.
51. Wen, F. Charge Transfer Plasmons: Optical Frequency Conductances and Tunable Infrared Resonances / F. Wen, Y. Zhang, S. Gottheim, S. King, Yu. Zhang, P. Nordlander, J. Halas // *ACS Nano*. – 2015. – Vol. 9, Issue 6. – P. 6428–6435.
52. Wei, H. Cascaded logic gates in nanophotonic plasmon networks / H. Wei, Z. Wang, X. Tian, M. Kll, H. Xu // *Nature Communications*. – 2011. – Vol. 2. – P. 387.

53. Fang, X. Controlling light with light using coherent metadevices: all-optical transistor, summator and inverter / X. Fang, K. F. MacDonald, N. I. Zheludev // *Light: Science & Applications*. – 2015. – Vol. 4. – P. e292.
54. Caulfield, H. J. The logic of optics and the optics of logic / H. J. Caulfield, J. Westphal // *Information Sciences*. – 2004. – Vol. 162, Issue 1. – P. 21–33.
55. Ebbesen, T. W. Surface plasmon circuitry / T. W. Ebbesen, C. Genet, S.I. Bozhevolnyi // *Physics Today*. – 2008. – Vol. 61, Issue 5. – P. 44–50.
56. Bozhevolnyi, S. I. Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators / S. I. Bozhevolnyi, V.S. Volkov, E. Devaux, J.-Y. Laluet, T. W. Ebbesen // *Nature*. – 2006. – Vol. 440, Issue 7083. – P. 508–511.
57. Verhagen, E. Near-field visualization of strongly confined surface plasmon polaritons in metal-insulator-metal waveguides / E. Verhagen, J. A. Dionne, L. Kuipers, H. A. Atwater, A. Polman // *Nano letters*. – 2008. – Vol. 8, Issue 9. – P. 2925–2929.
58. Evlyukhin, A. B. Surface plasmon polariton guiding by chains of nanoparticles / A. B. Evlyukhin, S. I. Bozhevolnyi // *Laser Physics Letters*. – 2006. – Vol. 3, Issue 8. – P. 396–400.
59. A. B. Evlyukhin and S.I. Bozhevolnyi: Surface plasmon polariton scattering by small ellipsoid particles. *Surface science*. 590, P. 173-180 (2005).
60. Su, K.-H.; Wei, Q.-H.; Zhang, X.; Mock, J. J.; Smith, D. R.; Schultz, S. Interparticle Coupling Effects on Plasmon Resonances of Nanogold Particles. *Nano Lett.* 2003, 3, P. 1087–1090.
61. Prodan, E.; Radloff, C.; Halas, N. J.; Nordlander, P. A Hybridization Model for the Plasmon Response of Complex Nanostructures. *Science* 2003, 302, P. 419–422.
62. Nordlander, P.; Oubre, C.; Prodan, E.; Li, K.; Stockman, M. I. Plasmon Hybridization in Nanoparticle Dimers. *Nano Lett.* 2004, 4, P. 899–903.
63. Tabor, C.; Van Haute, D.; El-Sayed, M. a. Effect of Orientation on Plasmonic Coupling between Gold Nanorods. *ACS Nano* 2009, 3, P. 3670–3678.

64. Funston, A. M.; Novo, C.; Davis, T. J.; Mulvaney, P. Plasmon Coupling of Gold Nanorods at Short Distances and in Different Geometries. *Nano Lett.* 2009, 9, P. 1651–1658.
65. Ye, J.; Wen, F.; Sobhani, H.; Lassiter, J. B.; Van Dorpe, P.; Nordlander, P.; Halas, N. J. Plasmonic Nanoclusters: Near Field Properties of the Fano Resonance Interrogated with SERS. *Nano Lett.* 2012, 12, P. 1660–1667.
66. Brown, L. V.; Zhao, K.; King, N.; Sobhani, H.; Nordlander, P.; Halas, N. J. Surface-Enhanced Infrared Absorption Using Individual Cross Antennas Tailored to Chemical Moieties. *J. Am. Chem. Soc.* 2013, 135, P. 3688–3695.
67. Zhang, Y.; Wen, F.; Zhen, Y.-R.; Nordlander, P.; Halas, N. J. Coherent Fano Resonances in a Plasmonic Nanocluster Enhance Optical Four-Wave Mixing. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* 2013, 110, P. 9215–9219.
68. Aouani, H.; Rahmani, M.; Navarro-Cía, M.; Maier, S. A. Third Harmonic-Upconversion Enhancement from a Single Semiconductor Nanoparticle Coupled to a Plasmonic Antenna. *Nat. Nanotechnol.* 2014, 9, P. 290–294.
69. І. Болеста. Поверхневі плазмон-поляритони. Електроніка та інформаційні технології. 2012. Випуск 2. С. 3–26.
70. Tobias Birr, Urs Zywiets, Parva Chhantyal, Boris N. Chichkov, and Carsten Reinhardt. Ultrafast surface plasmon-polariton logic gates and half-adder. *Optics Express* Vol. 23, Issue 25, pp. 31755-31765 (2015).
71. A. V. Krasavin and N. I. Zheludev, “Active plasmonics: controlling signals in Au/Ga waveguide using nanoscale structural transformations,” *Appl. Phys. Lett.* 84, P. 1416–1418 (2004).
72. J. V. Moloney, J. Ariyasu, C. T. Seaton, and G. I. Stegeman, “Stability of nonlinear stationary waves guided by a thin film bounded by nonlinear media,” *Appl. Phys. Lett.* 48, P. 826–828 (1986).
73. A. Ovsianikov, J. Viertl, B. Chichkov, M. Oubaha, B. MacCraith, I. Sakellari, A. Giakoumaki, D. Gray, M. Vamvakaki, M. Farsari, and C. Fotakis, “Ultra-low shrinkage hybrid photosensitive material for two-photon polymerization microfabrication,” *ACS Nano* 2, P. 2257–2262 (2008).

74. C. Reinhardt, R. Kiyon, S. Passinger, A. L. Stepanov, A. Ostendorf, and B. N. Chichkov, "Rapid laser prototyping of plasmonic components," *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 89, P. 321–325 (2007)

75. C. Reinhardt, R. Kiyon, A. Seidel, S. Passinger, A. L. Stepanov, A.B. Evlyukhin, and B. N. Chichkov, "Focusing and manipulation of surface plasmon polaritons by laser fabricated dielectric structures," *Plasmon. Nanoimaging, Nanofabrication, Their Appl.* III 6642, 664205 (2007).

76. C. Reinhardt, A. Seidel, A. B. Evlyukhin, W. Cheng, and B. N. Chichkov, "Mode-selective excitation of laserwritten dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides," *J. Opt. Soc. Am. B* 26, B55 (2009).

77. C. Reinhardt, A. Seidel, A. Evlyukhin, W. Cheng, R. Kiyon, and B. Chichkov, "Direct laser-writing of dielectricloaded surface plasmon-polariton waveguides for the visible and near infrared," *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 100, P. 347–352 (2010).

78. C. Reinhardt, A. B. Evlyukhin, W. Cheng, T. Birr, A. Markov, B. Ung, M. Skorobogatiy, and B. N. Chichkov, "Bandg ap-confined large-mode waveguides for surface plasmon-polaritons," *J. Opt. Soc. Am. B* 30, P. 2898–2905 (2013).

79. C. Lemke, C. Schneider, T. Leissner, D. Bayer, J. W. Radke, A. Fischer, P. Melchior, A. B. Evlyukhin, B. N. Chichkov, C. Reinhardt, M. Bauer, and M. Aeschlimann, "Spatiotemporal characterization of SPP pulse propagation in two-dimensional plasmonic focusing devices," *Nano Lett.* 13, P. 1053–1058 (2013).

80. C. Lemke, T. Leissner, A. B. Evlyukhin, J. W. Radke, A. Klick, J. Fiutowski, J. Kjelstrup-Hansen, H.-G. Rubahn, B. N. Chichkov, C. Reinhardt, and M. Bauer, "The interplay between localized and propagating plasmonic excitations tracked in space and time," *Nano Lett.* 14, P. 2431–2435 (2014)

81. Bozhevolnyi, Sergey I.; Volkov, Valentyn S.; Devaux, Eloïse; Laluet, Jean-Yves; Ebbesen, Thomas W. Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators. *Nature*, Volume 440, Issue 7083, pp. 508-511 (2006).

82. N. Sardana, T. Birr, S. Schlenker, C. Reinhardt, and J. Schilling, "Surface plasmons on ordered and bi-continuous spongy nanoporous gold," *New J. Phys.* 16, P. 063053 (2014).

83. A. Taflove, S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (Artech House, 2005).

84. Lysenko, O., Bache, M., Olivier, N., Zayats, A. V. & Lavrinenko, A. Nonlinear Dynamics of Ultrashort Long-Range Surface Plasmon Polariton Pulses in Gold Strip Waveguides. : *Nature Photonics.* 3, 12 (2016), p. 2324-2329

85. Krasavin, A. V. & Zayats, A. V. Benchmarking System-Level Performance of Passive and Active Plasmonic Components: Integrated Circuit Approach. *Proceedings of the IEEE* (2016). 7580598

86. Peter Geisler, Enno Krauss, Gary Razinskas, Bert Hecht. Transmission of plasmons through a nanowire. *Optics Express* Vol. 18, Issue 19, pp. 20115-20124 (2015)

87. Sebastian Goetz, Gary Razinskas, Enno Krauss, Christian Dreher, Matthias Wurdack, Peter Geisler, Monika Pawłowska, Bert Hecht. Investigation of the nonlinear refractive index of single-crystalline thin gold films and plasmonic nanostructures. *Applied Physics B*, Volume 122, Issue 4, article id.94, 10 pp. (2015)

88. Patrick Then, Gary Razinskas, Thorsten Feichtner, Philippe Haas, Andreas Wild, Nicola Bellini, Roberto Osellame, Giulio Cerullo, and Bert Hecht. Remote detection of single emitters via optical waveguides. *Phys. Rev. A* 89, 053801 (2014)

89. Рівняння Максвелла, електронний ресурс, режим доступу: https://uk.wikipedia.org/wiki/Рівняння_Максвелла

90. Вектор електричної індукції, електронний ресурс, режим доступу: https://uk.wikipedia.org/wiki/Вектор_електричної_індукції

91. Майер Стефан В. Плазмоника: теория и приложения - Москва: R & S Dynamics, 2011р. – 260 с.

92. Пайнс. А, Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей – Москва: Мир – 1967р. – 382 с.

93. Jackson J. D. Classical Electrodynamics – USA: John Wiley & Sons Inc. – 1998p. – 406 p.
94. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем – Москва: Мир – 1985р. – 415с. // Stern F. Polarizability of a two-dimensional electron gas - Phys. Rev. Lett. В 80 – 1967 p.
95. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике (для научных работников и инженеров) – Москва: Наука – 1974р. – 832с.
96. Marinko J., Hrvoje B., Marin S. Plasmonics in graphene at infrared frequencies – Phys. Rev. В В80 – 2009р.
97. Polymer S1813, электронный ресурс, режим доступа: <http://www.microchem.com>.
98. Spin coating электронный ресурс, режим доступа: https://en.wikipedia.org/wiki/Spin_coating
99. C. Reinhardt, V.F. Paz, L. Zheng, K. Kurselis, T. Birr, U. Zywiets, B. Chichkov, K. Frenner, W. Osten, in Optically Induced Nanostructures: Biomedical and Technical Applications, ed. by K. König, A. Ostendorf (Walter de Gruyter GmbH & Co KG, 2015)
100. C. Reinhardt, R. Kiyari, A. Seidel, S. Passinger, A.L. Stepanov, A.B. Vlyukhin, B.N. Chichkov, in Proceedings of SPIE 6642, Plasmonics: Nanoimaging, 664205 (2007)
101. A. Drezet, A. Hohenau, D. Koller, A. Stepanov, H. Ditlbacher, B. Steinberger, F.R. Aussenegg, A. Leitner, J.R. Krenn. Leakage radiation microscopy of surface plasmon polaritons. Materials Science and Engineering: B. Volume 149, Issue 3, 2008, Pages 220–229
102. S. Massenot, J. Grandidier, A. Bouhelier, G. Colas des Francs, L. Markey, J.-C. Weeber, A. Dereux, J. Renger, M. U. González, and R. Quidant. Polymer-metal waveguides characterization by Fourier plane leakage radiation microscopy. Appl. Phys. Lett. 91, 243102 (2016)

103. Douguo G. Zhang, Xiaocong Yuan, and Alexandre Bouhelier. Direct image of surface-plasmon-coupled emission by leakage radiation microscopy. *Applied Optics* Vol. 49, Issue 5, pp. 875-879 (2010)

104. A. Hohenau, J. R. Krenn, A. Drezet, O. Mollet, S. Huan, C. Genet, B. Stein, and T. W. Ebbesen. Surface plasmon leakage radiation microscopy at the diffraction limit. *Optics Express* Vol. 19, Issue 25, pp. 25749-25762 (2011)

105. J. Grandidier, G. Colas des Francs, S. Massenet, A. Bouhelier, L. Markey, J.-C. Weeber, A. Dereux. Leakage radiation microscopy of surface plasmon coupled emission: investigation of gain-assisted propagation in an integrated plasmonic waveguide. *Journal of Microscopy* Volume 239, Issue 2 (2010) Pages 167–172

106. Yannick Sonnefraud, Sarp Kerman, Giuliana Di Martino, Dang Yuan Lei, and Stefan A. Maier. Directional excitation of surface plasmon polaritons via nanoslits under varied incidence observed using leakage radiation microscopy. *Optics Express* Vol. 20, Issue 5, pp. 4893-4902 (2012)

107. Luis Grave de Peralta. Study of interference between surface plasmon polaritons by leakage radiation microscopy. *J. Opt. Soc. Am. B* Vol. 27, No. 8 (2010) P. 1513-1517.

108. Reinhardt, Carsten; Evlyukhin, Andrey B.; Cheng, Wei; Birr, Tobias; Markov, Andrey; Ung, Bora; Skorobogatiy, Maksim; Chichkov, Boris N. Bandgap-confined large-mode waveguides for surface plasmon-polaritons. *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 30, issue 11, p. 2898 (2013).

109. Verhagen, Ewold; Spasenović, Marko; Polman, Albert; Kuipers, L. Kobus. Nanowire Plasmon Excitation by Adiabatic Mode Transformation. *Physical Review Letters*, vol. 102, Issue 20, id. 203904 (2009)

110. Lukas Novotny and Bert Hecht. *Principles of Nano-Optics* – Cambridge: Cambridge University Press – 2012. – 578 p.

Додаток А. Промислові системи з WDM

Таблиця А.1. Промислові системи з WDM (початок)

Компанія	Модель	Вхідний сигнал	Число каналів даних	Тип	Код	Ємність волокна Гбіт/с	Число каналів Вх/Вив	Топологія	Секція - прольоти			Секція – дистанція км
									Число макс.с.	Втрати дБ	Довжина км	
ADV A (Cisco)	Abraxas	н.д.	4	D	н.д.	1,25	н.д.	н.д.	1	н.д.	5	5
	4/8 OCM	н.д.	4,8	0	н.д.	20	н.д.	н.д.	1	н.д.	50	50
Alcatel	1640 WM	н.д.	40	S	н.д.	100/400	4	Т-Т,Т-бт,к2	8	н.д.	25,1 20	640
	1686 WM	н.д.	16	S	н.д.	40	4	н.д.	н.д.	н.д.	25,1 20	640
	1690 WM	1260-1570	16/32	S	н.д.	40/80	8	Г-Т,Т-бт,к2	1	12	48	48
	1610 OALHT	н.д.	16	S	н.д.	40	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.
Cambrian (Nortel)	OPTera Metro	н.д.	8/32/64	D/S	н.д.	20/80/160	н.д.	П-П, К, з	1	н.д.	50	50
	OPTera LH	н.д.	32-80/160	D/S	н.д.	до 1600	2-16	Т-Т, К, з, я	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.
Ciena	MultiWave 1600	1290-1560	16	S	NR Z/R Z	40	4	Т-Т, Т-бт	5	30	120	600
	Sentry 1600	1250-1600	16	S	н.д.	40	4	Т-Т, Т-бт	4/5/10	33/30/25	120-100	480-1000

	Sentry 4000	1250-1600	40	S	н.д.	100	8	Т-Т, Т-бТ	2/5	33/25	120/90	450-500
	Firefly	1290-1560	24	S	н.д.	60	н.д.	н.д.	1	19	65	65
	Metro	н.д.	24	S	н.д.	60	1-24	Т-Т, К, 3, я	н.д.	н.д.	н.д.	перемін.
ECI	LumiNe:-SR	н.д.	8/16/32/40	S	н.д.	20-100	8	Т-Т	1	н.д.	60-55	60-55
	LumiNet-MR	н.д.	8/16/32/40	S	н.д.	20-100	8	Т-Т	1	н.д.	140-160	140-160
	LumiNet-LR	н.д.	8/16/32/40	S	н.д.	20-100	8	Т-Т	3/5/8	н.д.	140-90	420-720
Eonyx	SM9600	н.д.	16	S	н.д.	1,25	н.д.	Т-Т, К, 3	1	н.д.	40	40
Ericsson	Erion Networker	1260-1580	16	D.S	н.д.	20/40	н.д.	Т-Г,Г-бТ.к2	i	17/14	н.д.	н.д.
Fujitsu	Flashwave Metro	н.д.	4/8/16	S	н.д.	40/80/160	н.д.	Т-Т	1	н.д.	60	60
	Flashwave 320	н.д.	1-16/32	S	н.д.	10-320	н.д.	Т-Т, Т-бТ	н.д.	н.д.	н.д.	400
IBM Corp.	9729-001	н.д.	10	D	н.д.	20	н.д.	Т-Т	1	н.д.	40.50	40.50
	9729-041	н.д.	4	D	н.д.	4	н.д.	Т-Т	1	н.д.	40.50	40,50
ITC	OM/9000/25-8/16	н.д.	8/16	D	н.д.	10/20	н.д.	н.д.	1	н.д.	50	50
Lucent	OLS 40G	н.д.	8	S	н.д.	20/80	н.д. зам.	Т-Т, К	3.8	н.д.	120,80	360,640
	OLS 60G	н.д.	16	S	н.д.	40/160	на	Т-Т, К,	3,8	н.д.	120,	360,64

							зам.	к2			80	0
	OLS400G	н.д.	40/80	S	н.д.	200/40 0	8	Т-Т, к2, к4	8	н.д.	80	640
Marco ni	PLT16/40	н.д.	16/40	S	н.д.	160/40 0/700	4/8	Т-Т,Т- бТ,к2	1/н. д.	н.д.	н.д.	160/6 40
	PMA8/32	н.д.	8/32	S	н.д.	80/320	н.д.	Т-Т,Т- бТ,к2	1/н. д.	н.д.	н.д.	80/н.д. .
NEC	SpectralW ave	н.д.	40/80	S	н.д.	400/80 0	4	Т-Т	1/2/ 5/8	22- 40	80- 160	160- 640
	SpectralW ave	н.д.	160	S	н.д.	1600	8	Т-Т	1/2/ 5/8	22- 40	80- 160	160- 640
Nokia	STM- 16/WDM	н.д.	4/8/1 6	S	н.д.	40	0	Т-Т, К, к2	н.д.	н.д.	н.д.	300
Nortel	S/DMS TN	н.д.	8	S	н.д.	80	н.д.	Т-Т, к2	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.
	S,DMS TN-WDM	н.д.	16/32	S	н.д.	160/32 0	н.д.	Т-Т, к2, к4	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.
Osico m	Gigamux	н.д.	8,16	D. S	н.д.	40	н.д.	Т-Т	1	н.д.	80	80
	GigamuxE PC	н.д.	32	S	н.д.	80	н.д.	Т-Т	1	н.д.	80	80
Pirelli	T31-8DS	н.д.	4	D	NR Z	40	н.д.	Т-Т. К	3,4	н.д.	100	300- 400
	T31-MWS	н.д.	4,8	D. S	NR Z	20	н.д.	Т-Т, К	5	н.д.	100	500
	T31- OMDS16	н.д.	16	S	NR Z	40	н.д.	Т-Т	1	н.д.	88	88
	WaveMux	н.д.	32/64	S	NR Z	80/160	12	Т-Т, К, я	5,8 0	н.д.	120	600- 6000

Siemens	WL8/16/3 2*	н.д.	8/16/ 32	S	NR Z	20-320	н.д.	Г-Т. К2	5	н.д.	120- 140	1200
	WLS	н.д.	8/16/ 32	S	н.д.	20-320	н.д.	Т-Т	8/5	н.д.	120- 140	120С
	MTS	н.д.	16/32 /160	I5	н.д.	'40- 1600	н.д.	Т-Т	н.д.	н.д.	120	600- 10000

Таблиця А.1 Промислові системи з WDM (закінчення)

Швидкість на вході (М/Г)бит/с	Рознесення несучої ГГц	Діапазон і частота ТГц або нм	Допуск по дисперсії пс/нм	Тип волокна	Канал управління нм/МГц	Тип підтримуваних логічних інтерфейсів	Управління	
							SNMP	TMN
45-155 М	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	ATM,E,FE,FQDI,OC3 .Т3	+	-
10М-1,25 Г	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	ATM,E,FE,FDDI,CC3 -OC24	+	-
100 М - 10 Г	100	196,0-182,1	12800	н.д.	н.д.	FDDI.OC-48,192; STM-16,64	-	Q,F
100 М-2,5 Г	200	196,0-192,1	12800	н.д.	н.д.	FDDI.OC-48.STM-16	-	Q,F
100 М-2,5 Г	200	195,7-192,3	н.д.	SF	н.д.	ATM/GE/FC/FDDI/ESCON/IP/STM-1/4/16	+	Q,F
до 2,5 Г	200	195,7-192,3	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.
до 2,5 Г	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	FC,FE,GE,CC-3,12,43	-	-
0,622/2	50/100	1526-	н.д.	н.д.	1510/16	ATM/GE/IP/OC-	+/+	Q3

,5/10 Г		1603			25	48/192,STM-1/4/16/64		
50 М- 2,5 Г	100	1540- 1560	н.д.	SF	2 М, фрейм	OC-3,12,48.46с;STM- 16,PDH-1,2;1,7r	+/+	Q3
140 М- 2,5 Г	100	193,7- 192,1	н.д.	SF	1310/2	OC-3,12,48,43с;STM- 16;PDH;Fas».IP	+/+	Q3
2,5 Г	50	н.д.	н.д.	н.д.	1310/2	OC-48,48с;STM-16	+	Q3
155 М- 2,5 Г	100	н.д.	н.д.	н.д.	1310/2	OC- 3,3с,12,12с,46,48с;ST M-1,16,PDH,IP	+	Q3
140М- 2,5 Г	200	н.д.	н.д.	н.д.	1310	CC-3,12,48,48с;STM- 1,4,16,PDH	+	+
34 М - 2,5 Г	100/20 0	1529- 1960	1800	SF	1510	ATM;CATV;IP;OC- 12,48;PDH;STM-4,16	-	+
34 М - 2,5 Г	100/20 0	1529- 1560	3000	SF	1510	ATM;CATV;IP,OC- 12,48:PDH,STM-4,16	-	+
34 М - 2,5 Г	100/20 0	1529- 1550	1400 0	SF	1510/2	ATM;CATV;IP,OC- 12,48;PDH;STM-4,16	-	+
100-155 М	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	FDDI.ATM-OC-3	-	-
140 М- 2,5 Г	100	192.3- 193.3	1020 С	SF	151 С/2	OC-3,12,48;STM- 1,4,16,PDH-140	+/+	-
ЮС М-10 Г	н.д.	н.д.	н.д.	SF	н.д.	ATM/FDDI/STM- 16,64	+	+
ЮС М- 10 Г	н.д.	н.д.	н.д.	SF	н.д.	ATM/FDDI/STM- 1/4/16.64	+	
16 М-1 Г	125	194,7- 192,3	н.д.	н.д.	н.д.	CL,Escon(FDDI,FE,C C-3.ST	+	
16М-1	125	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	CL,Escon,FDDI,FE,O	+	-

Г						C-3,ST		
ЮМ-622 М	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	ATM-OC3,12,ESCON,E,FC.FDDI	+	-
155 М - 10 Г	200	193.5-192,1	н.д.	SF.N2 DF	1532	OC-3,12,48,192.STM-1,4,16,64	-	+
155 М - 10 Г	100	193,6-192,1	н.д.	SF.NZ DF	1532	OC-3,12,48;STM-1,4,16,64	-	+
2.5-ЮГ	100	-195,6-187,6	н.д.	н.д.	н.д.	OC-48,192;STM-1,4.16,64	-	-
155 М-10 Г	100/200	н.д.	н.д.	SF/NZ DF	н.д.	STM-1,4,16,64	н.д.	н.д.
34 М-2,5/10 Г	100/200	н.д.	н.д.	SF/NZ DF	н.д.	ESCON/FC/FDDi/F£,<GF./PDH/STM-1.4.16	н.д.	н.д.
2,5 -10 Г	1С0	С/СЧ	н.д.	SF	н.д.	OC-48,192;STM-1,4,16,64	+	+
2,5-10 Г	50	СЧ	н.д.	SF	н.д.	OC-48,192,STM-1,4,16,64,256	+	+
2,5 Г	н.д.	н.д.	н.д.	SF	н.д.	PDH-140, STM-1,4,16	-	+
2,5 Г-10 Г	200	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	OC-48,192,STM-16,64	-	-
2.5Г-ЮГ	100	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	OC-46,192;STM-16,64	-	-
51 М - 2,5 Г	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	ATM/SCNET-OC-3,12,48;FC.GE,HDTV	+	-
51 М - 2,5 Г	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	н.д.	ATM/SONE7-OC-3,12,48;FC,GE,HDTV	+	-
140М-	200	195,5-	н.д.	н.д.	1310	PDH,OC-	-	+

10 Г		192,5				48,192;STM-16,54		
140 М- 2,5 Г	200	1534- 1561	н.д.	н.д.	1310	PDH.OC-48.STM-16	-	+
140 М- 2,5 Г	100	195,3- 192,1	1600	н.д.	н.д.	PDH,ATM/SDH-OC- 3,12,48;STM-1,4,16	-	-
2.5 Г	CO	196,0- 192,1	1000 0	н.д.	1480/2	OC-48.STM-16	-	+
2,5 -10 Г	100	н.д.	н.д.	SF	1480/2	OC-48,192;STM-15,64	-	Q3
2,5-10 Г	100	н.д.	н.д.	SF	1480/2	OC-48.192;STM-15,64	-	Q3
2,5- 101	50/100	н.д.	н.д.	SF	1460/2	OC-48.152;8тМ-16.Є4	-	н.д

Зауваження

Типи підтримуваних логічних
інтерфейсів

ADVA	(куплена компанією Cisco)	ATM	Інтерфейс ATM зі швидкістю використовуваного каналу SONET/SDH
Cambrian	Cambrian Systems Corporation (куплена компанією Nortel)	CL	Coupling Links (інтерфейс IBM зі швидкістю 1 Гбіт/с)
Ciena	Ciena Corporation	E	Ethernet (стандартний інтерфейс LAN, швидкість 10 Мбіт/с)
		ESCON	Enterprise System Connection (інтерфейс IBM, швидкість 200 Мбіт/с)
GTC	Inrange Technologies Corporation	FC	Fiber Channel (оптичний інтерфейс вх/вив, швидкість до 4250 Мбіт/с)
Lucent	Lucent Technologies	FE	Fast Ethernet (стандартний інтерфейс

			LAN, швидкість 100 Мбіт/с)
NEC	Nippon Electric Corporation	FDDI	Fiber Distributed Data interface (інтерфейс LAN, швидкість 100 Мбіт/с)
Nortel	Northern Telecom	GE	Gigabit Ethernet (стандартний інтерфейс LAN. швидкість 1 Гбіт/с)
Osicom	Osicom Technologies, Inc.	HDTV	High Definition Television (інтерфейс ТВ високої чіткості, швидкість OC-1)
Siemens	Siemens Telecom Networks	IP	Internet Protocol (протокол пакетної передачі по мережі Internet)
		OC-nn	Optical Carrier (інтерфейс SONET на відповідній швидкості)
		PDH	Інтерфейс PDH (зазвичай на швидкості 140 Мбіт/с)
к		STM-nn	Інтерфейс SDH на відповідній швидкості

Додамо деякі пояснення параметрам, що використовуються у таблиці.

- **Тип системи** - дуплексні, або двонаправлені, (D), використовують дві оптичні несучі на канал, і напівдуплексні, або односпрямовані, (S), використовують одну оптичну несучу на канал. Більшість виробників вказує число каналів n без вказівки типу системи, тоді вважається, що система в принципі може працювати як напівдуплексна з n каналами або як дуплексна з $n/2$ каналами. Там, де виробник явно вказав на можливість роботи в дуплексному режимі знаходиться D або D,S, якщо ні - то S. У ряді випадків існує кілька варіантів замовних специфікацій, на що потрібно звертати особливу увагу. Так схема розміщення каналів в зазначених вище під діапазонах (B, R) може залежати як від числа каналів n , що реалізуються даною системою WDM, так і від конструктивних особливостей обладнання та

можливостей виробника забезпечити дуплексні (двонаправлені) або напівдуплексні (односпрямовані) канали. Наприклад, обладнання компанії ECI дозволяє скомплектувати 16 каналну систему як двосторонню (2x16), розміщуючи по 16 каналів в під діапазонах В і R з запасом на 8 каналів на стику під діапазонів, або як односпрямовану (1x16), розміщуючи 16 каналів в двох під діапазонах без запасних і без можливості модернізації в варіант (2x16), або ж розміщуючи 16 каналів в одному під діапазоні В або R з можливістю модернізації в варіант (2x16).

- **Код** - як правило широко використовуються два типи лінійного кодування: NRZ і RZ. Перший дозволяє реалізувати більшу щільність біт на секундний інтервал і більш затребуваний в системах SDH верхніх рівнів ієрархії. Другий - широко використовується в системах DWDM в силу специфіки роботи модуляторів. Цікаво відзначити, що система WL4 компанії Simens використовує мультиплексор SDH типу SMA256, що працює зі швидкістю 40 Гбіт/с і реалізований на електронних компонентах (використовується електронна система мультиплексування ETDM, а не оптична - OTDM), що дозволяє добитися високої загальної ємності системи (160 Гбіт/с) вже при 4-х каналах. Наявність такого мультиплексора дозволяє сподіватися, що в недалекому майбутньому може бути реалізована система WL32 загальною ємністю потоку через одне волокно 1,28 Тбіт/с, якщо будуть подолані труднощі з перекриттям оптичних імпульсів при такому поєднанні високої щільності каналів (≈ 100 ГГц) і високій швидкості потоку в каналі - 40 Гбіт/с.

- **Число каналів введення-виведення** - реалізувати оптичне введення/виведення трибів, що беруть участь в схемі первинного (електричного - ETDM або оптичного OTDM) мультиплексування SDH (опція drop/insert) в оптичний канал (представлений окремою оптичною несучою) або з нього в схемі вторинного оптичного мультиплексування WDM, досить складно. Тому ряд систем WDM взагалі не реалізує цю опцію, забезпечуючи лише роботу в режимі точка-точка (т-т), або обмежує число каналів, на яких ця опція може

бути реалізована (наприклад, 4 з 16, 8 з 40, 12 з 64 - див. табл. додаток А), не кажучи вже про те, що знизу вона взагалі може бути обмежена на рівні віртуального контейнера VC-4.

- **Топологія** - в порядку складності в системах WDM можуть бути реалізовані топології: точка-точка (т-т) без можливості оптичного введення/виведення трибів SDH; послідовний лінійний ланцюг (л) з можливістю введення/виведення трибів SDH; зірка (з) або точка-багато точок (т-бт), що реалізуються з допомогою концентратора; кільце, яке може бути представлено в трьох видах: одинарне кільце без захисту (к), подвійне кільце з захистом (к2), четвірне кільце з напівдуплексним захистом (к4); коміркова мережа (ком) з можливістю динамічної маршрутизації.

- **Проліт** (span) - ділянка шляху, що перекривається в результаті компенсації втрат від загасання сигналу за рахунок запасу щодо посилення або за рахунок підсилення в ОП. Прольоти (відповідно до G.692) по довжині можуть бути довгими L - до 80 км (як правило не містять ОП), дуже довгими V - 120 км (як правило містять потужний підсилювач або попередній підсилювач) і наддовгими U - 160 км, як правило містять потужний підсилювач і попередній підсилювач. Секції обмежені термінальними мультиплексами ТМ.

- **Секції** - ділянки шляху, що перекриваються одним або декількома прольотами відповідно до конфігурації (числу прольотів системи), на кордоні якого розташовано регенератори (відповідно до стандарту G.692 довжина секції - до 640 км); регенератори застосовуються для відновлення оригінальної форми сигналу після декількох прольотів.

- **Дистанція** - максимальна відстань, на яку можуть бути передані дані, визначається числом прольотів і/або секцій і довжиною, що перекривається одним прольотом/секцією. З огляду на наведені вище дані по довжинах перекриттів і секцій, дистанція може дорівнювати 640-1280 км. Секції можуть стикуватися без використання регенераторів шляхом з'єднання ТМ (back-to-

back); використання одного регенератора, наприклад, в системі WL8 компанії Simens, дозволяє подвоїти загальну дистанцію передачі сигналу,

- **Швидкість вхідних даних, Тип підтримуваного логічного інтерфейсу**
 - вказані межі діапазону швидкостей, які визначаються, крім іншого, фактом підтримки того чи іншого логічного інтерфейсу (або формату даних), що визначає з мережами яких технологій може стикуватися зазначена система. Наприклад, якщо мінімальна швидкість дорівнює 10 Мбіт/с, а в типах інтерфейсів вказано інтерфейс E - значить система WDM може стикуватися з мережею звичайного Ethernet, якщо використовується швидкість дорівнює 100 Мбіт/с і вказано інтерфейс FE - значить допустима стиковка з мережею Fast Ethernet. Якщо інтерфейс GE, то допустима стиковка з мережею Gigabit Ethernet на швидкості 1 Гбіт/с, і т.д., див. список типів підтримуваних інтерфейсів і швидкість, підтримувану цими інтерфейсами в примітках до табл. додаток А. Для технології АТМ можуть використовуватися кілька швидкостей передачі, наприклад, якщо в інтерфейсах вказано АТМ-ОС3,12 - це означає, що система WDM стикається з мережами АТМ на двох швидкостях технології SONET ОС-3 (155,52 Мбіт/с) і ОС-12 (622,08 Мбіт/с).

- **Допуск** - вказує, яку максимальну накопичену на довжині однієї секції дисперсію система WDM здатна подолати без втрати якості сигналу, що визначається рівнем помилок системи (показник BER). Ця величина використовується для перевірки можливості системи (секції) перекрити певну дистанцію. З цією метою, знаючи конкретний тип волокна і відповідне його значення дисперсійного параметра D, що визначається для граничної довжини хвилі в займаній смузі, проводиться підрахунок фактично накопиченої дисперсії шляхом множення значення D, розмірність [пс/нм/км], на довжину секції, виражену в кілометрах, (плюс допуск по загасання для захисту від можливого погіршення загасання від цілого ряду параметрів ВОЛЗ. Якщо фактичний допуск менше граничного - система працездатна при використанні даного волокна, якщо немає - має бути використано інше волокно або зменшена

довжина секції, або, якщо останнє є небажаним або неможливо, то слід використовувати компенсатори дисперсії (допуски на накопичену дисперсію наведені в стандарті G.692).

- **Канал управління** - мається на увазі оптичний канал супервізорного управління ОКСУ, званий в оригінальних документах каналом OSC (Optical Supervision Channel). Цей канал організовується для перевірки ОП (розташованих на проміжних вузлах) на додатковій оптичній несучій, яка лежить за межами використовуваної смуги (позасмугова OSC), хоча може лежати і всередині смуги (внутрішньополосна OSC), займаної стандартним частотним планом, так і відповідати деяким стандартним (але невживаних для основної смуги) несучим (хоча останнє не рекомендується стандартами) або частотам накачування лазерів в оптичних підсилювачах. Наприклад, з табл. додаток А видно, що використовується наступний ряд частот: 1310, 1480 1510, 1532, 1625 нм (рекомендована стандартом G.692 довжина хвилі OSC дорівнює 1510 нм).

- **Управління** - мається на увазі управління системою в цілому, включаючи управління мультиплексорами SDH/SONET або обладнанням мережі, з якої стикається апаратура WDM. У цьому сенсі воно розбивається на традиційне для систем SDH/SONET повноцінне керування на основі TMN з використанням інтерфейсів Q і F, з одного боку, і на супервізорного управління з використанням агента SNMP, популярного для локальних мереж, з іншого. Або ж використовується спеціально розроблена система управління мережею WDM, що включає останнім часом спеціальну систему моніторингу ВОК.

У табл. додатку А наведено в повному обсязі параметри, які можуть бути знайдені в специфікаціях фірм. Одним з таких параметрів є довжина хвилі вхідного сигналу, для якого можуть бути вказані один або два діапазони значень лин хвиль, наприклад, 1260-1625. Цей діапазон говорить про те, що система може працювати додатково як у другому, так і третьому вікнах прозорості. При цьому всі необхідні перетворення довжини хвилі несучої

вхідного сигналу в довжину хвилі одного з вільних каналів системи здійснюється транспондером/ конвертором системи WDM.

Додаток Б. Ілюстраційний матеріал дисертаційної роботи

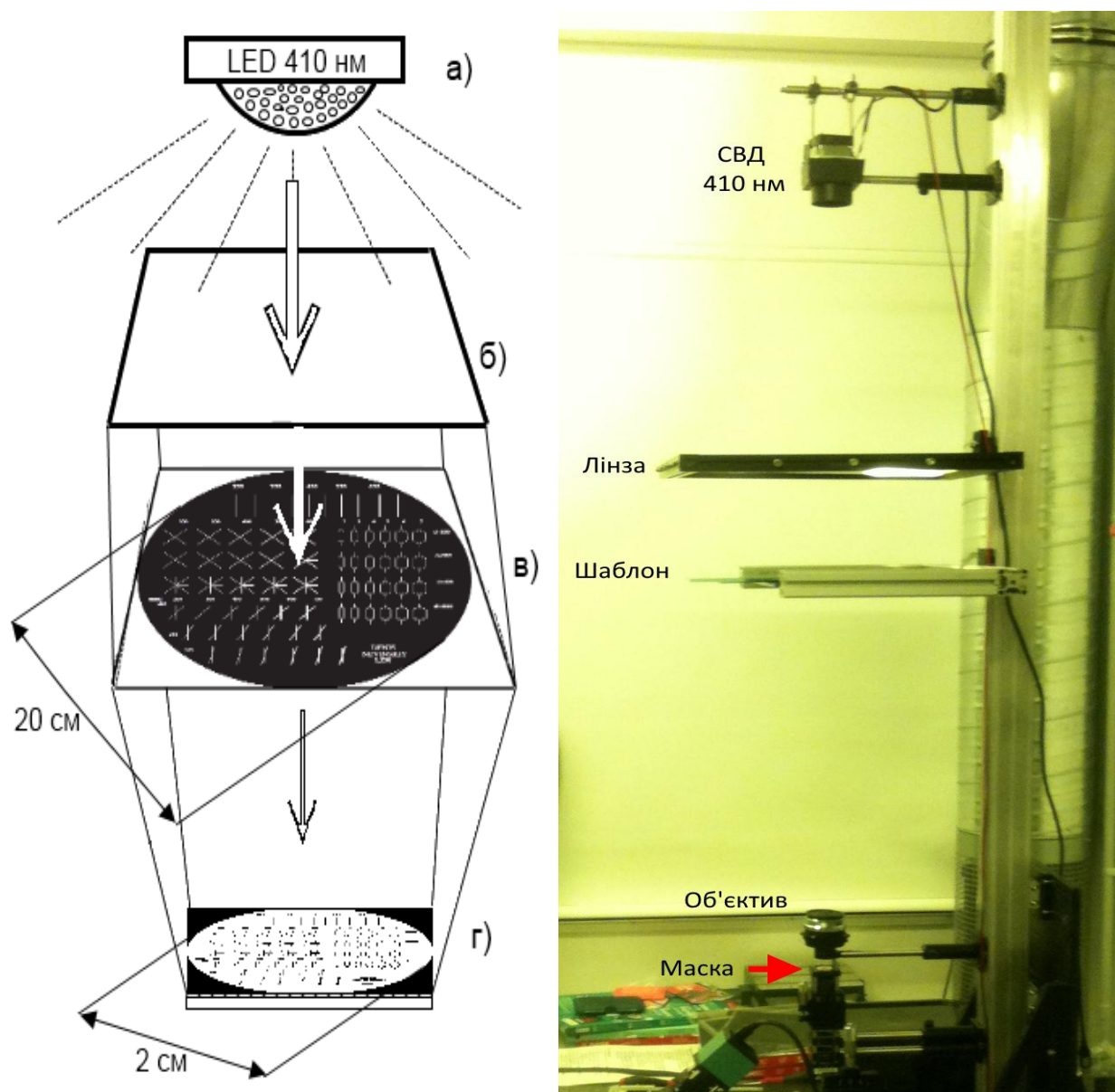
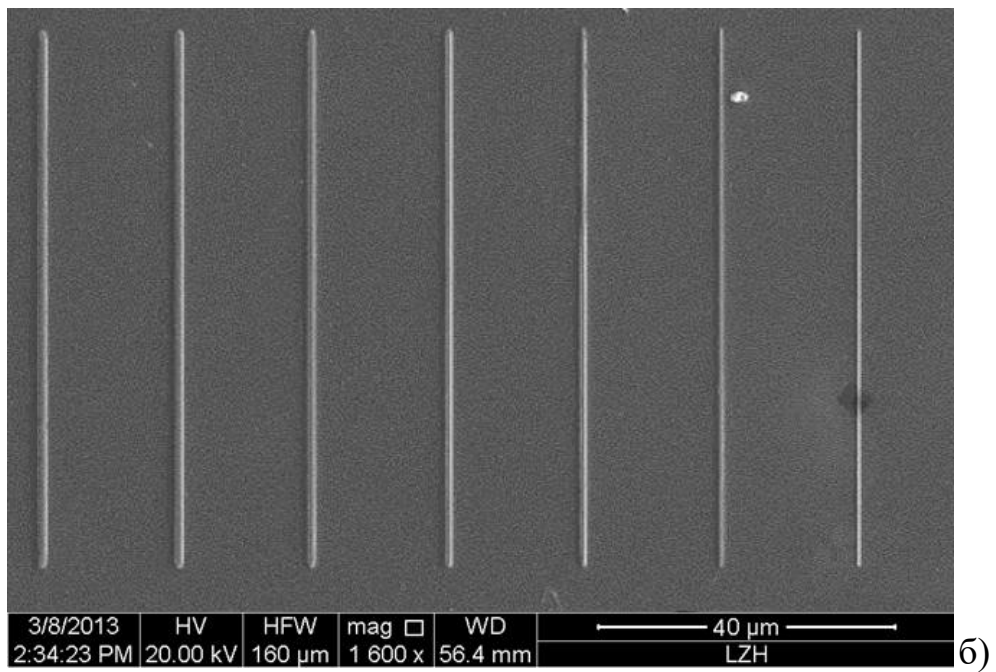
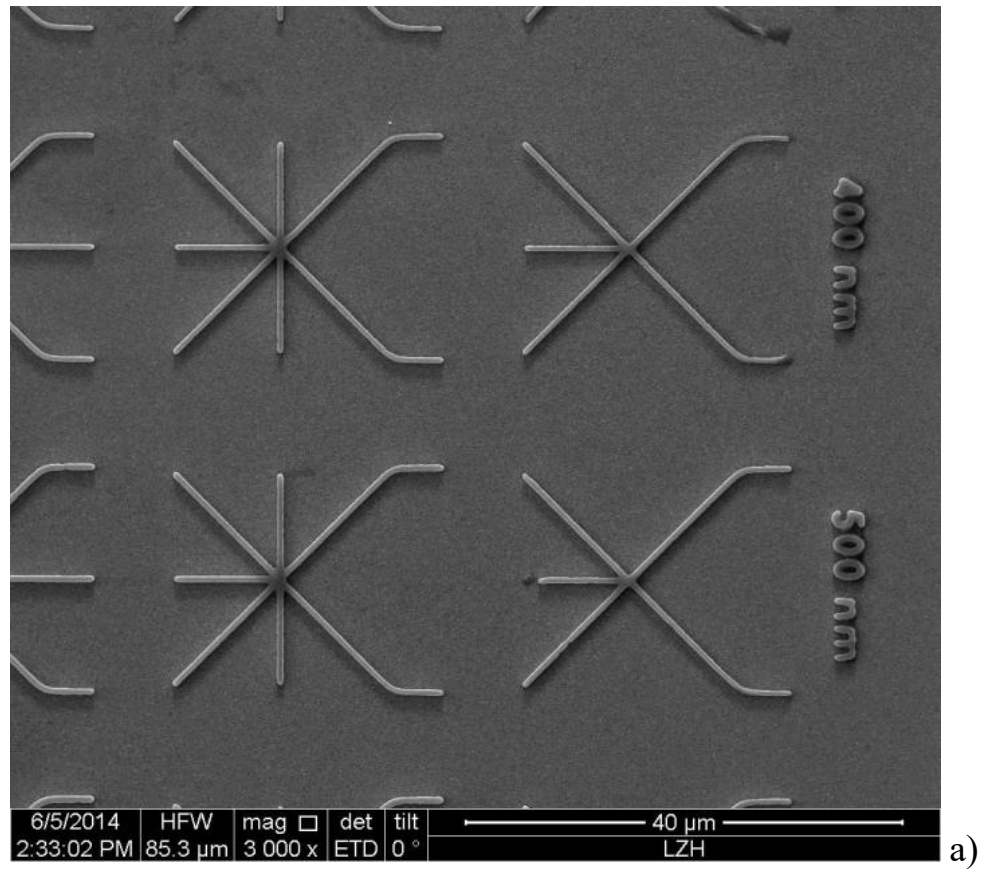


Рисунок 3.6. Технологічна схема процесу зменшення розмірів структур у масштабі 10:1; а) – світло СВД з довжиною хвилі 410 нм; б) – лінза; в) – попередньо підготовлений шаблон діаметром в 20 см; г) – маска діаметром в 2 см [11, 24].



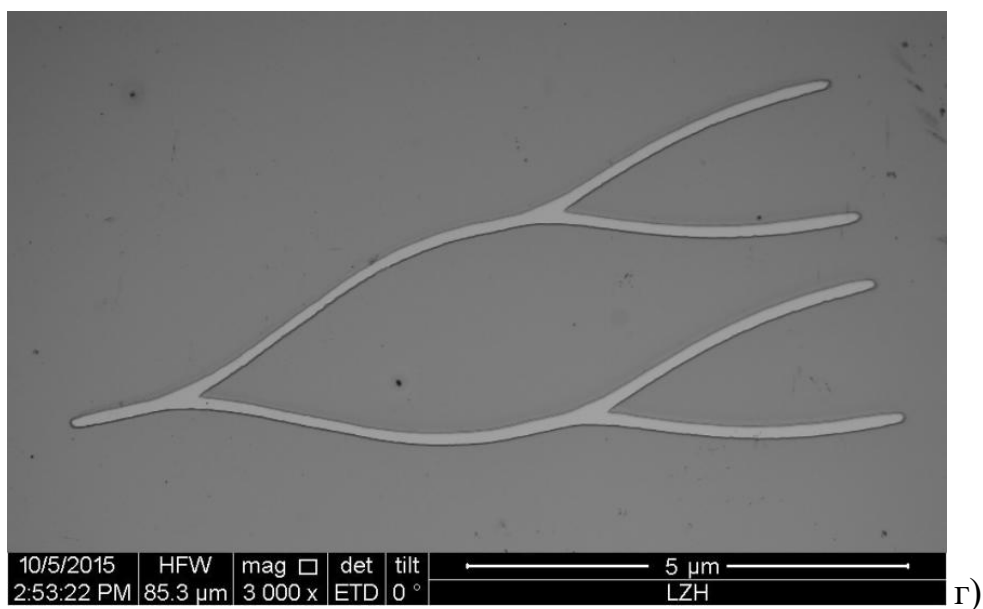
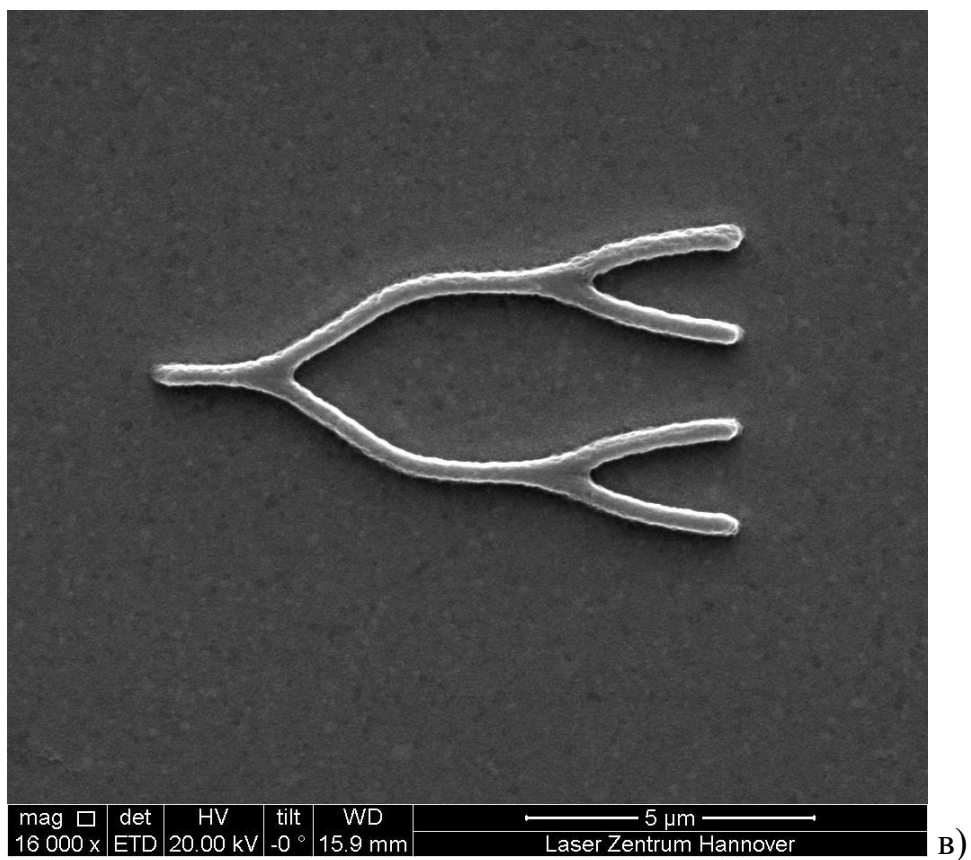


Рисунок 3.7. Зображення отриманих структур зроблені з допомогою СЕМ: а) – зіркоподібні структури; б) – лінійні структури: в-г) – структура мультиплексора (розмір 10*5 мкм)

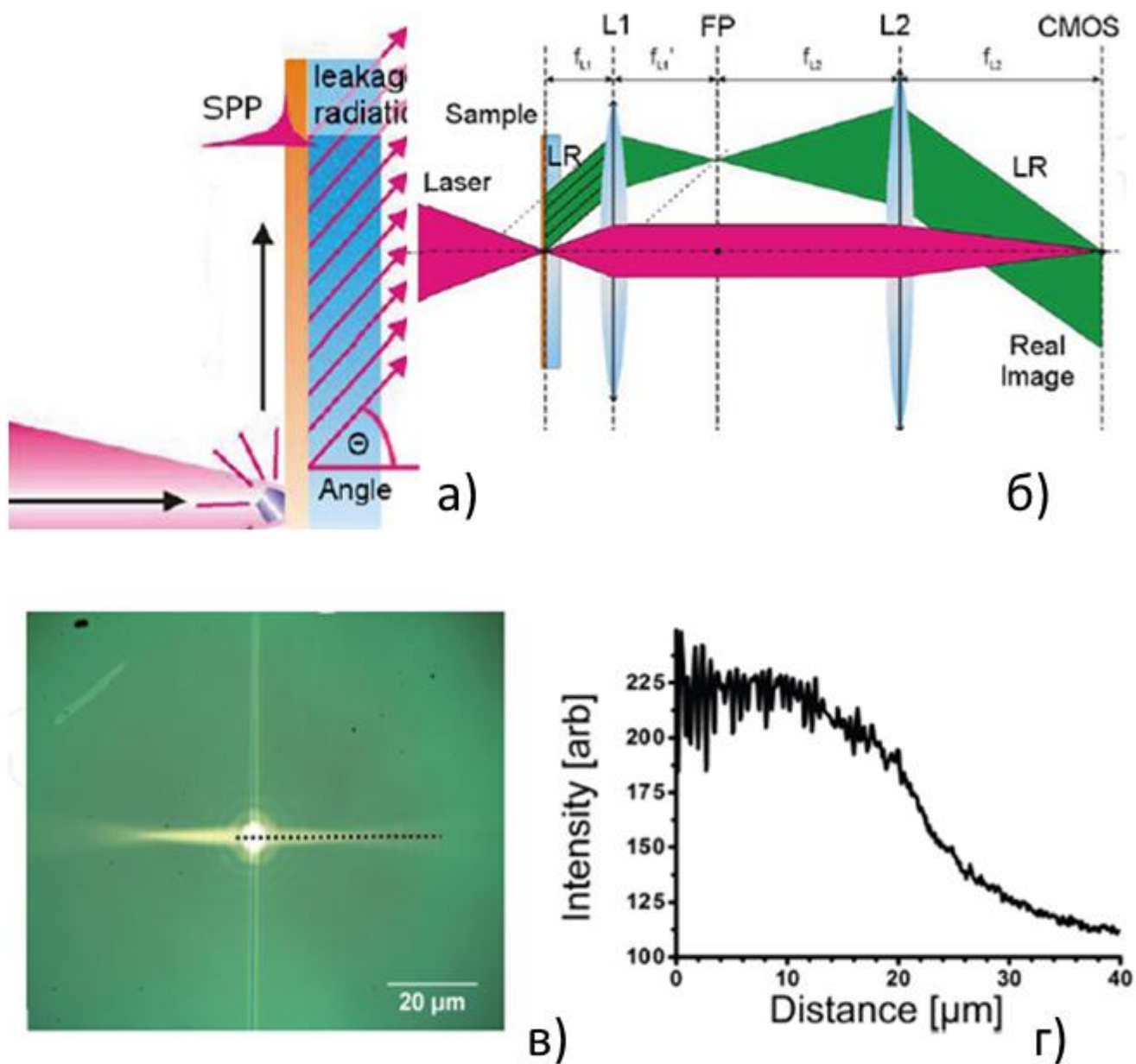


Рисунок 3.8. Схематичне зображення процесу збудження і розповсюдження поверхневого плазмон-поляритону [24]: а) – процес збудження лазером поверхневого плазмон-поляритону на золотій плівці; б) – процес отримання зображення, в реальному часі, з допомогою системи лінз; в) – зображення отримане камерою (CCD – charge-coupled device); г) – графік затухання поверхневого плазмон-поляритону.

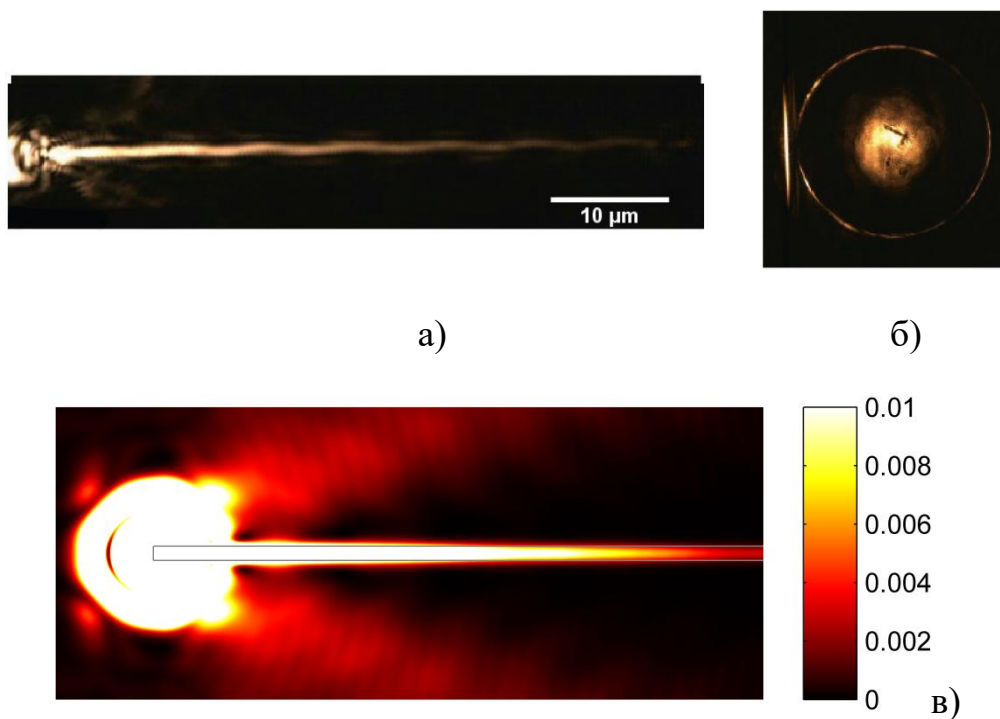


Рис. 3.9. Зображення створені за допомогою LR мікроскопа: а) поширення ППП у лінійному хвилеводі, б) зображення Фур'є, в) моделювання поширення ППП у лінійному хвилеводі.

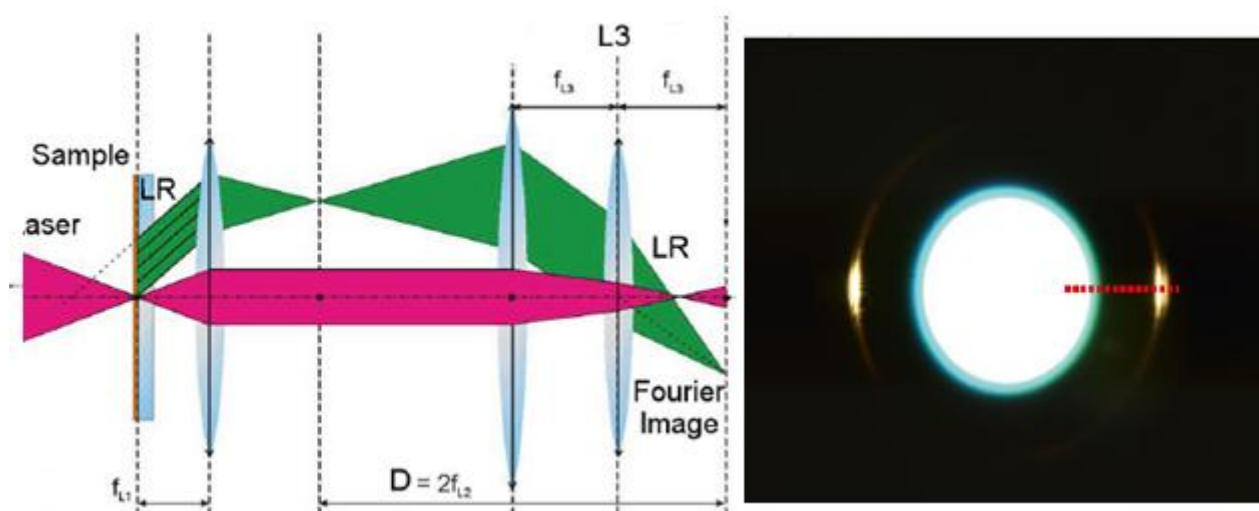


Рисунок 3.10. Процес отримання зображення Фур'є.

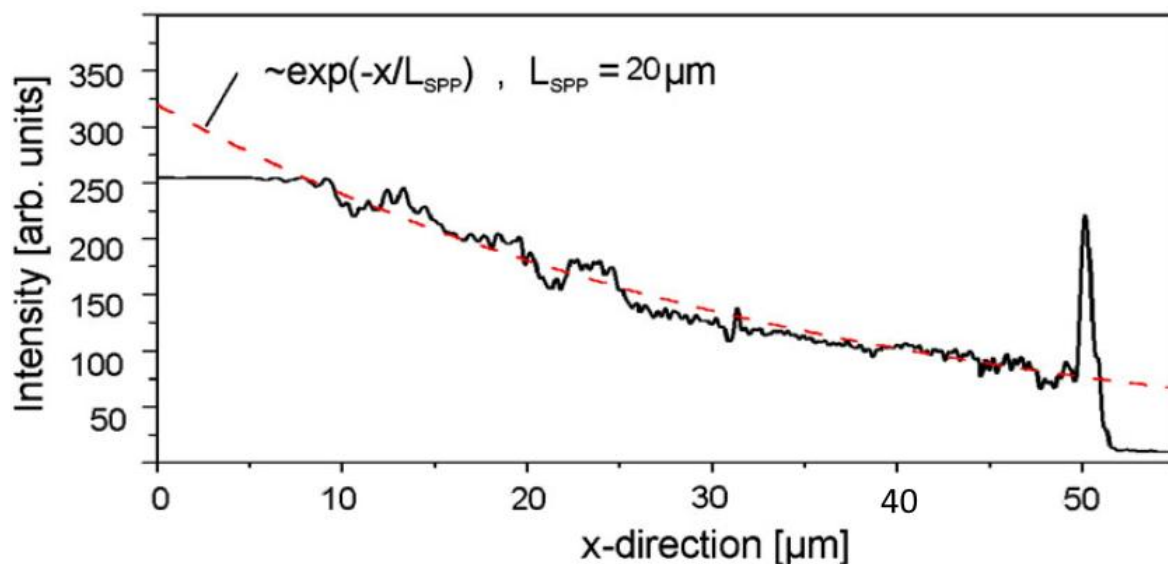


Рис. 3.11. Інтенсивність поширення поверхневого плазмон-поляритону по лінійному хвилеводі довжиною 50 мкм. Суцільна лінія – експериментальний результат, пунктирна лінія – теоретичний розрахунок загасання поверхневого плазмон-поляритону.

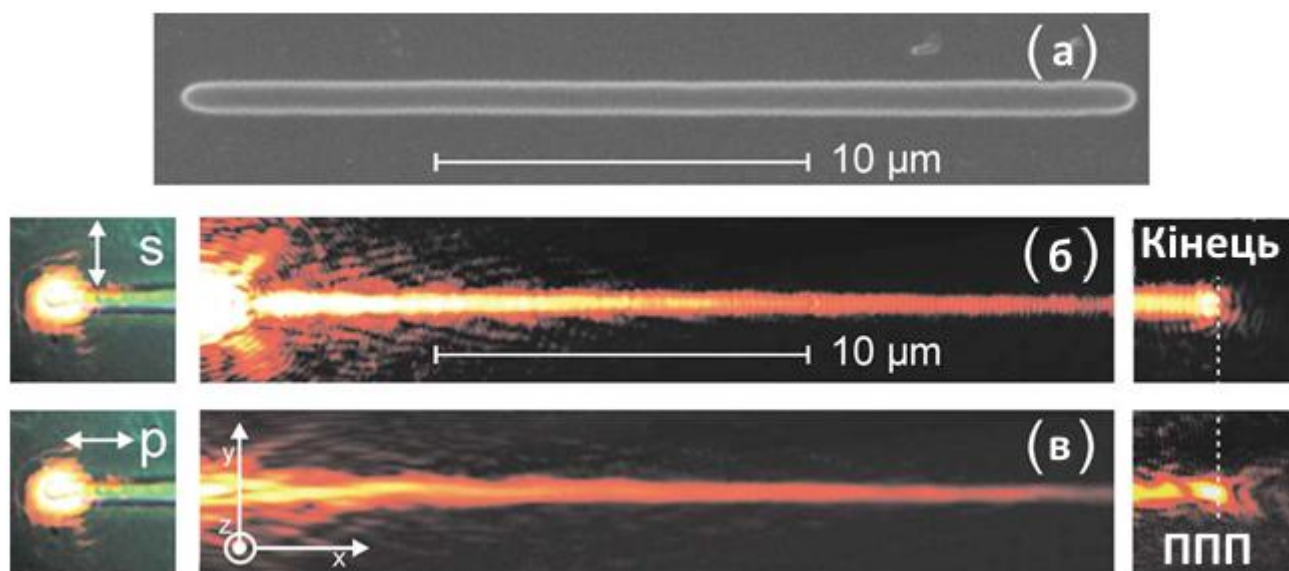


Рисунок 3.12. Дослідження хвилевода довжиною 25 мкм при S і P поляризаціях лазерного променя. Ліворуч зображено початок хвилевода. Праворуч закінчення хвилевода.

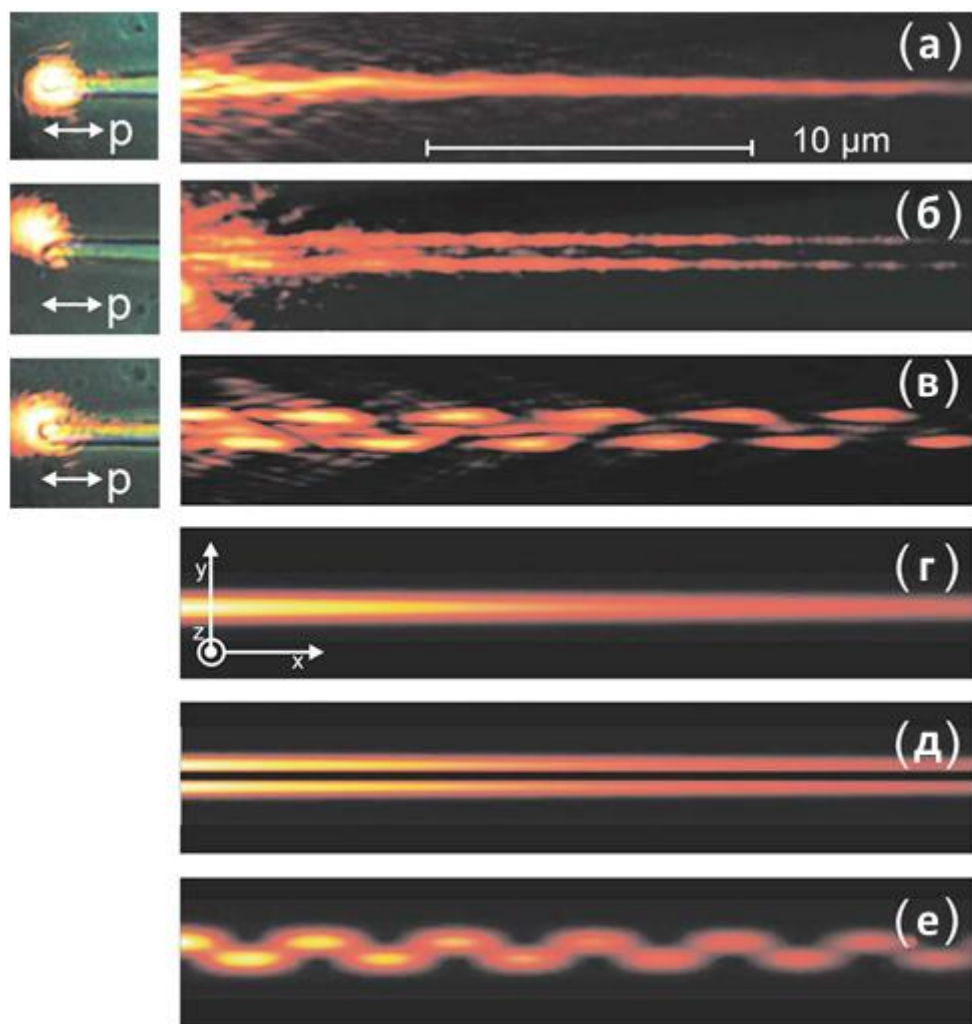


Рисунок 3.13. Моді поширення ППП у хвилеводі довжиною 25 мкм та шириною 500 нм ; а) – одномодове поширення, б) – двомодове поширення, в) – одночасне одномодове та двомодове поширення, г-е) – математичне моделювання мод поширення.

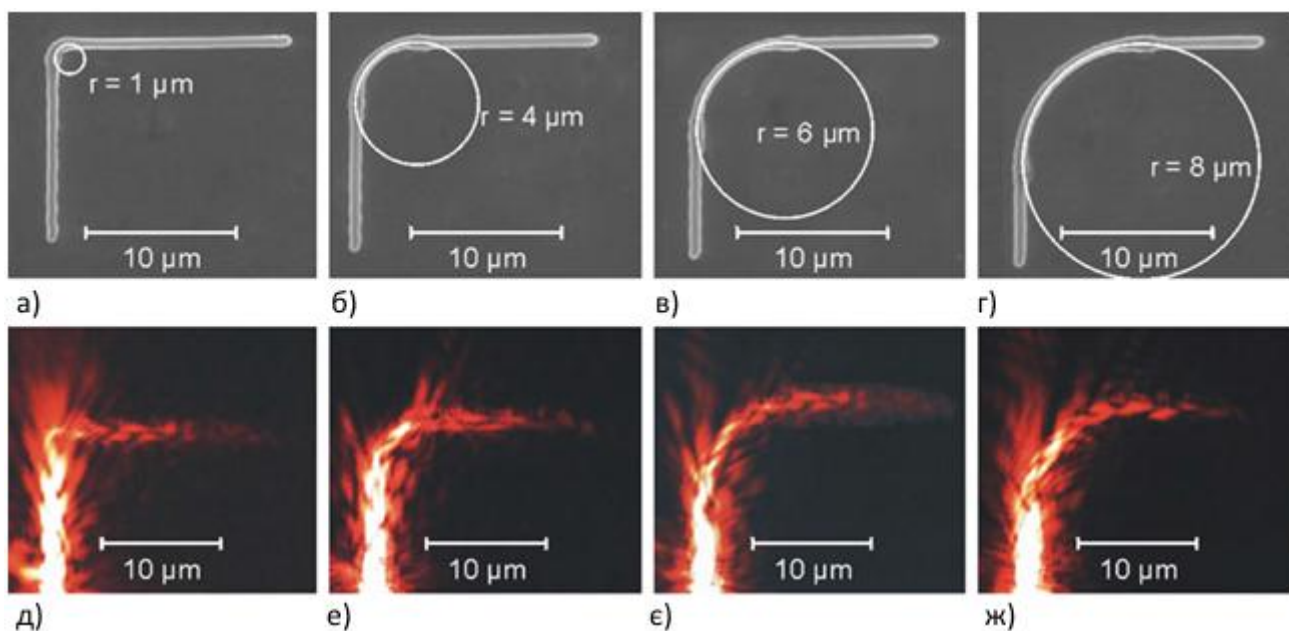


Рисунок 3.14. Поширення ППП при правих кутах повороту; а – г) – лінійні хвилеводи із зазначеними радіусами кривизни кута повороту, д – ж) – відповідно поширення по цих хвилеводах ППП.

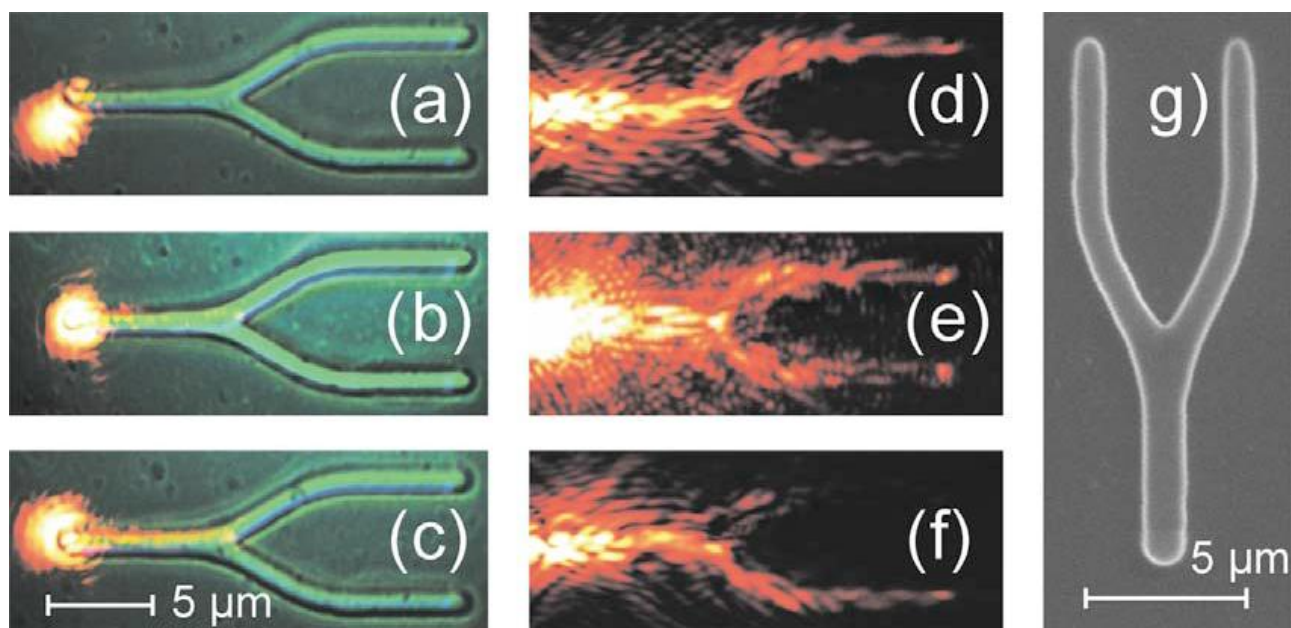


Рисунок 3.20. Керування поширенням ППП при зміні позиції лазерного променя; а) – позиція лазерного променя, б) – зображення поширення ППП у структурі, в) – розгалужувач 20×5 мкм.

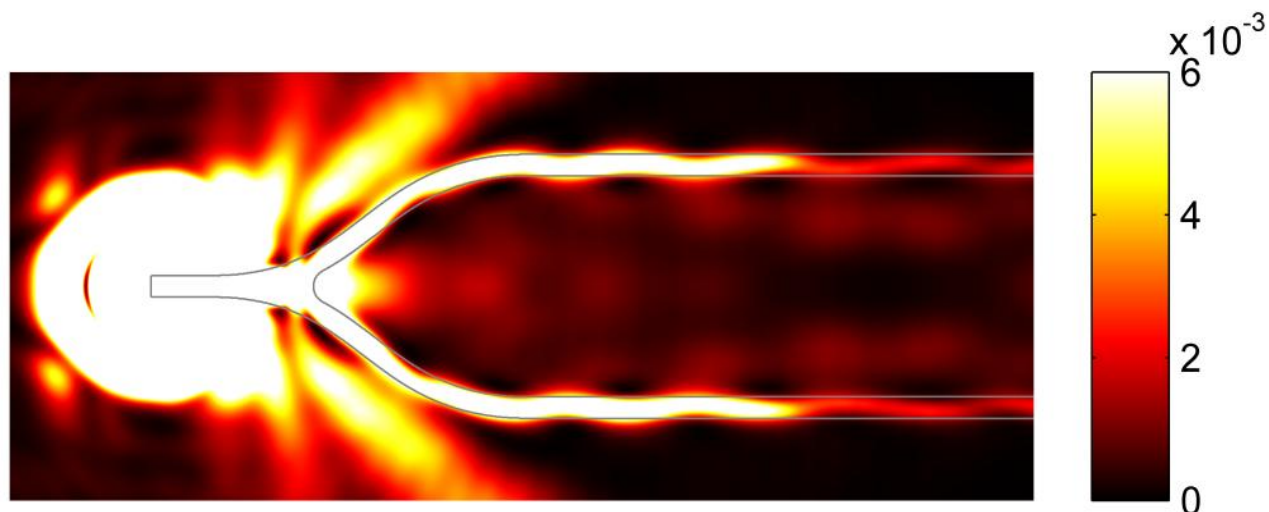


Рис. 3.21. Моделювання поширення ППП у розгалужувачі.



Рисунок 4.2 Мультиплексор включений як розгалужувач. Кольорові квадрати показують де заміряно інтенсивність.

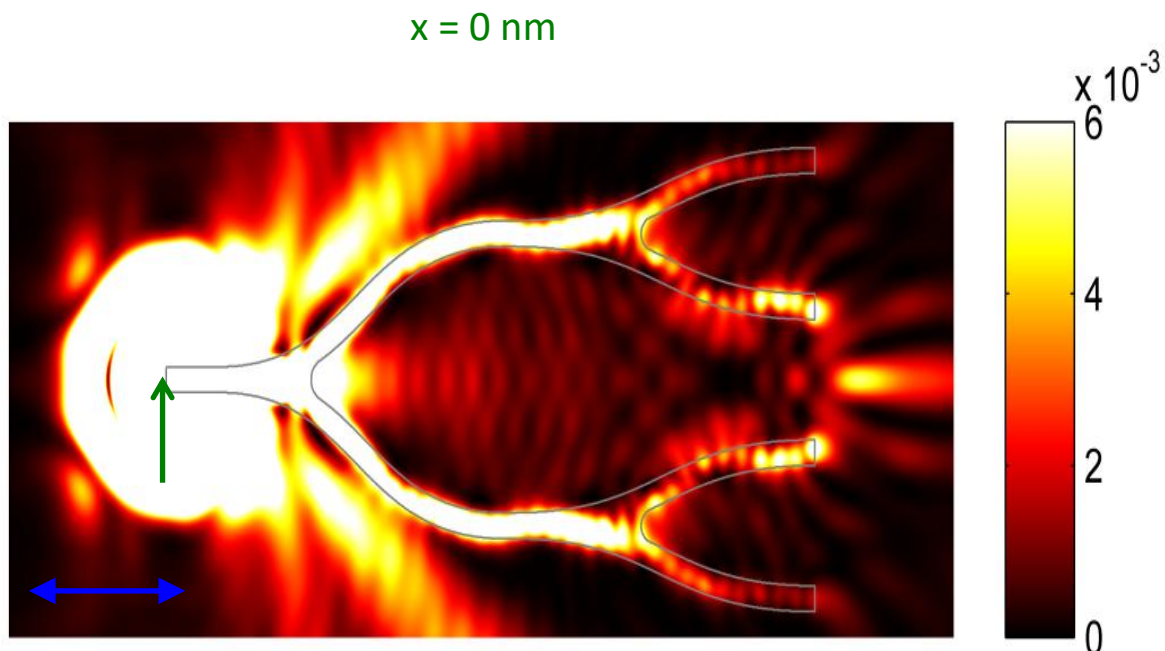
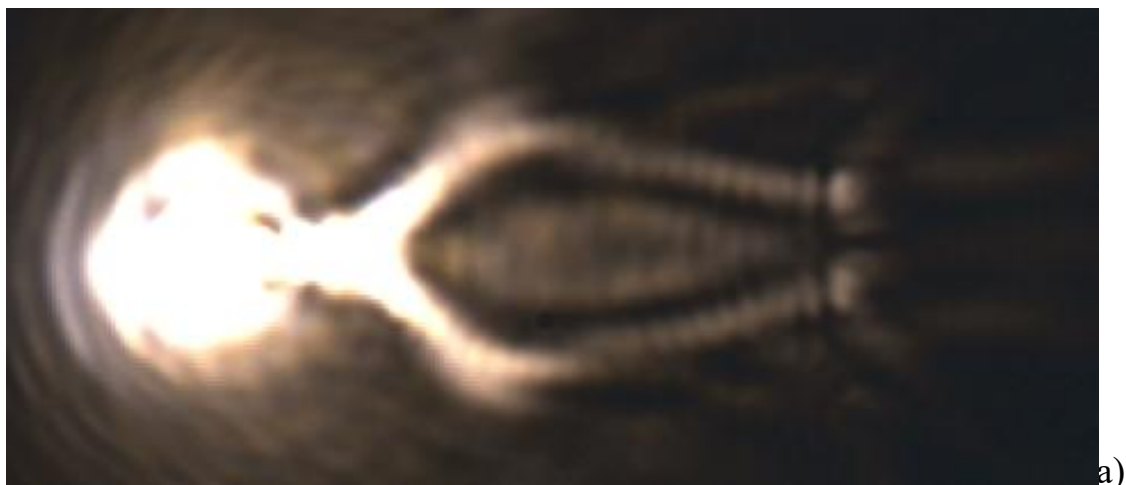


Рис.4.6 Розподіл інтенсивності поширення ППП по чотирьохканальному розгалужувачі (позиція лазерного променя світить на початок хвилеводу, тобто координату 0 нм).

Таблиця 4.1. Інтенсивність поширення ППП у мультиплексорі з включенням як розгалужувач.

№	Площа [μm]	Інтенсивність [у.о.]	Відсоток передачі енергії ППП*	Колір
1	0.693	255	100 %	Red
2	0.693	88	34,51 %	Yellow
3	0.693	81	31,77 %	Light Green
4	0.693	63	24,71 %	Green
5	0.693	62	24,31 %	Cyan
6	0.693	50	19,60 %	Blue
7	0.693	59	23,14 %	Purple

*- відсоток передачі енергії ППП обрахований відношенням його вихідної інтенсивності до вхідної.



$x = -500 \text{ nm}$

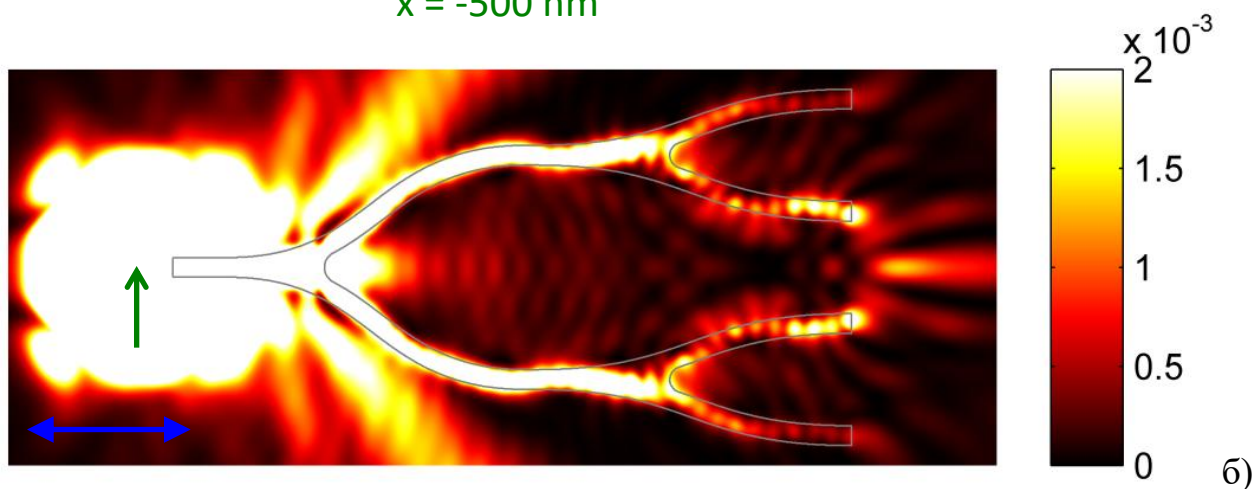


Рисунок 4.7. Поширення ППП у 2-й і 3-й канали розгалужувача (позиція лазерного променя зміщена на -500 nm): а) – експеримент, б) – моделювання.

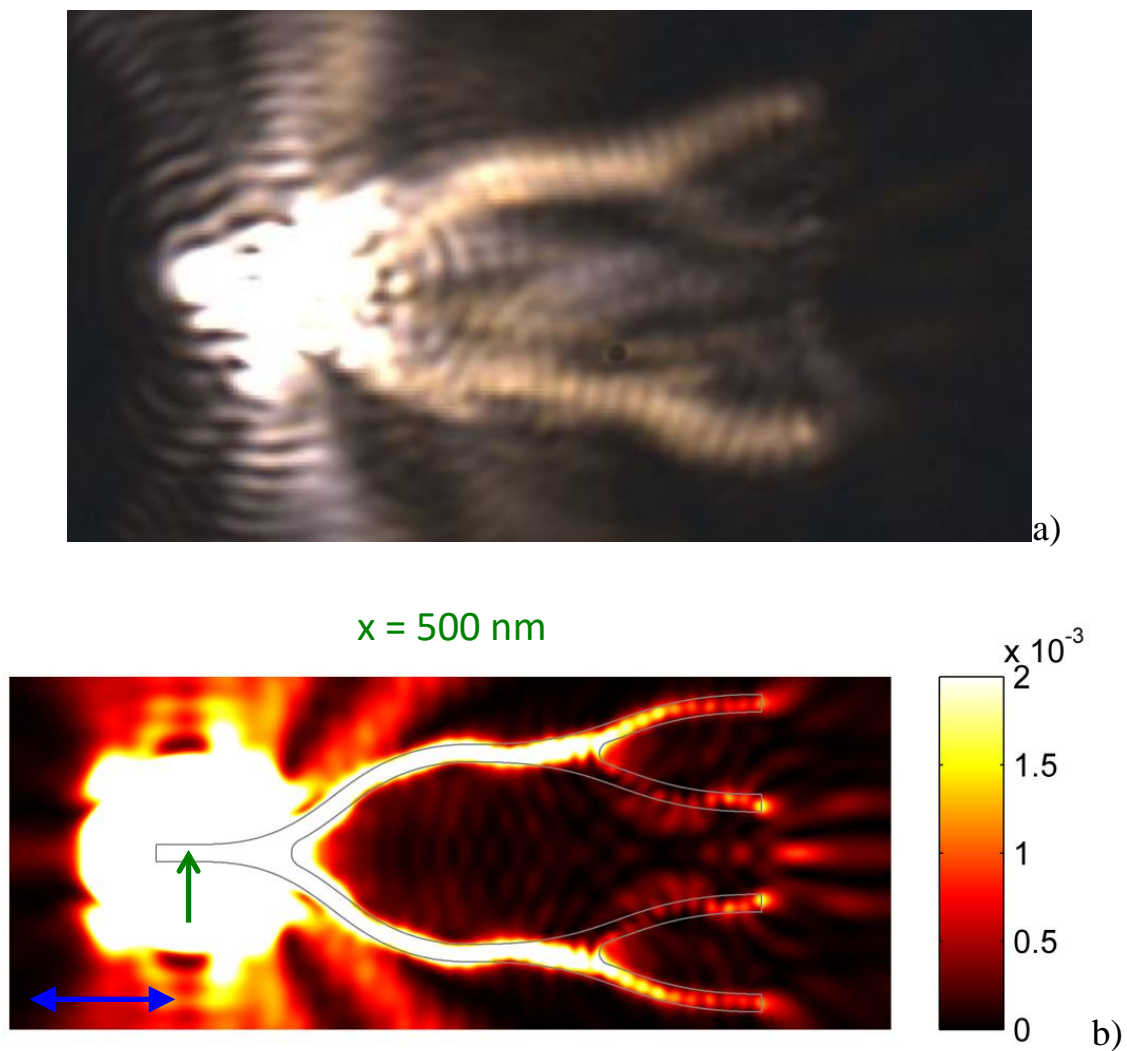


Рисунок 4.8. Поширення ППП у 2 і 3 канали сплітера (позиція лазерного променя зміщена на +500 нм): а) – експеримент, б) – моделювання.

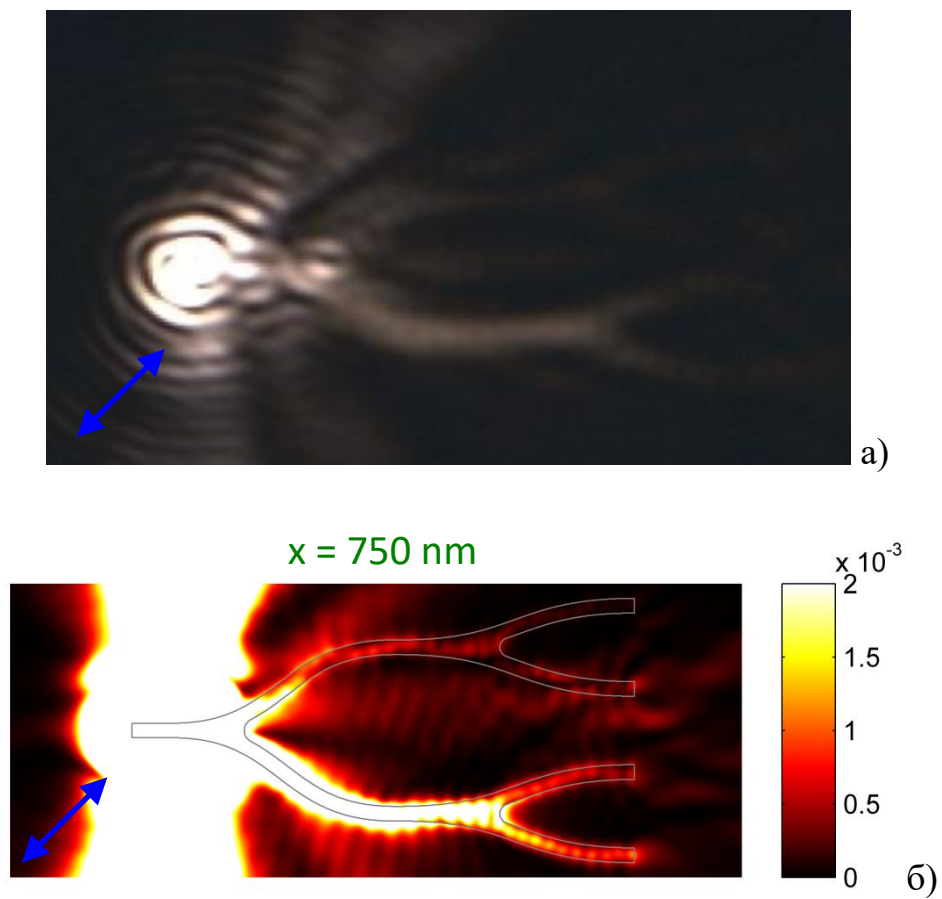


Рис. 4,9 Поширення ППП у 3 і 4 канали сплітера (поляризація $+45^0$, позиція 0 нм.):а) – експеримент, б) – моделювання.

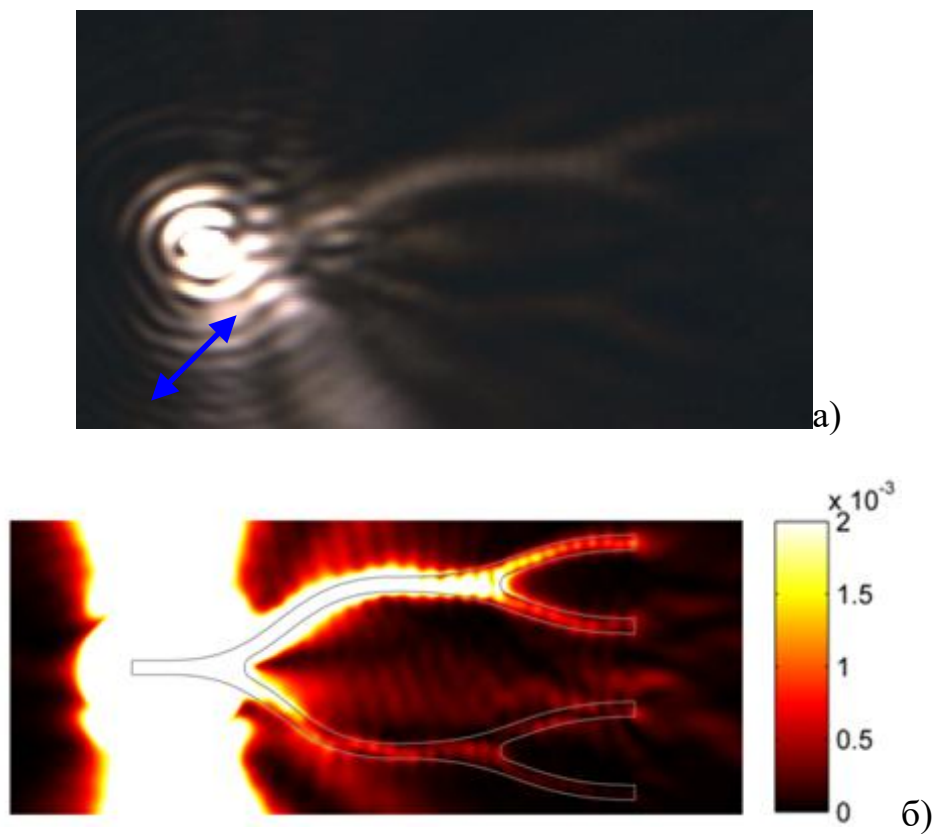


Рис 4.10. Поширення ПП у 1 і 2 канали сплітера(поляризація -45° , позиція 0 нм.):а) – експеримент, б) – моделювання.

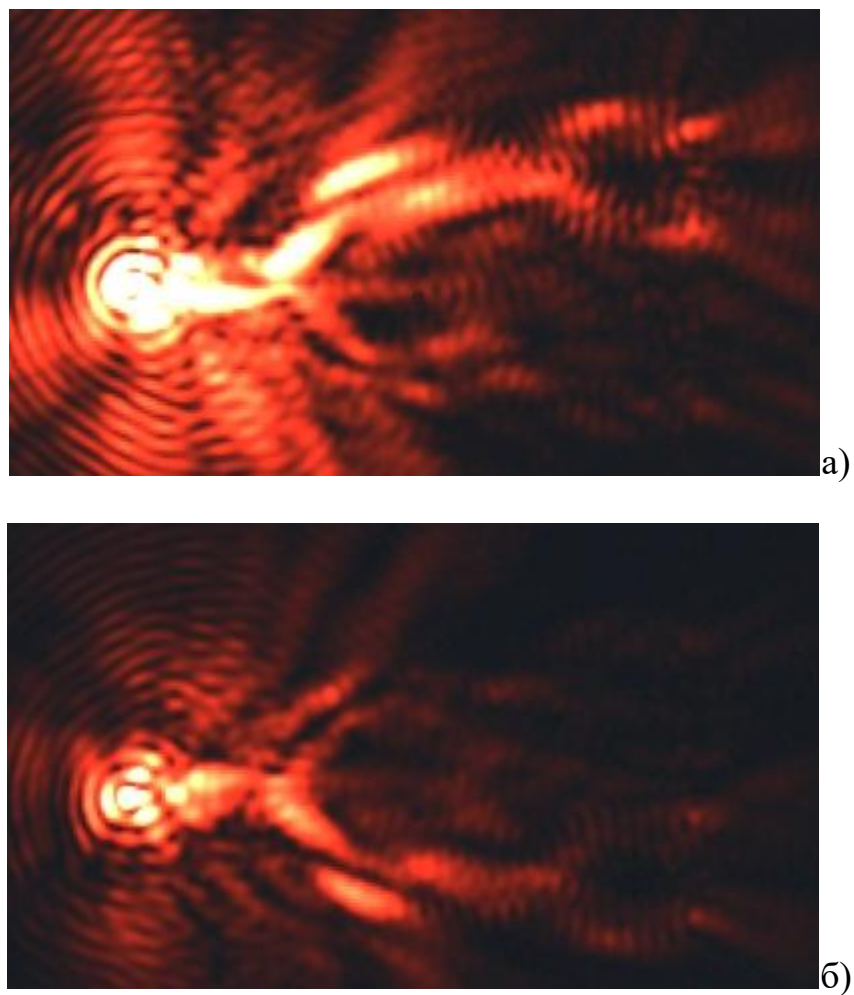


Рис. 4.11 Поширення ППП у сплітері при використанні 632,8 нм гелій-неонового лазера: а) – поширення ППП у 1 і 2 канали; б) – поширення ППП у 3 і 4 канали.

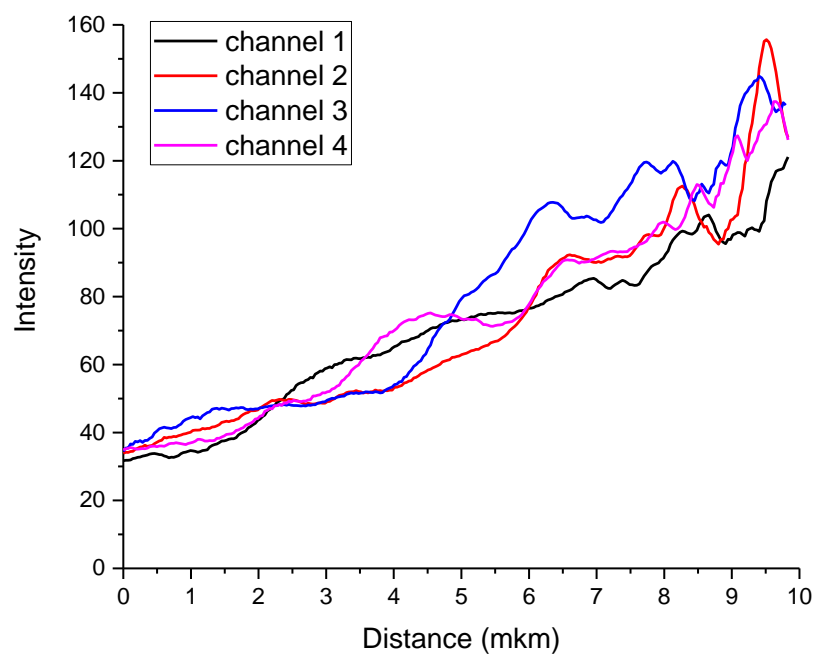


Рис. 13 Загасання ППП по кожному каналу окремо (результати моделювання).

Додаток В. Акти впровадження результатів дисертаційної роботи



АКТ

про впровадження результатів дисертаційної роботи

Невінського Дениса Володимировича

«Дослідження і розроблення нанорозмірних структур на поверхневих
плазмонах для пристроїв інфокомунікаційних систем»

представленої на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук за
спеціальністю 05.12.13 – *радіотехнічні пристрої та засоби телекомунікацій*

Комісія у складі:

Заступника генерального директора – головного інженера Лаха О.І. та
начальник відділу пірометрії Кубишин С.М. даним актом підтверджує, що
основні результати наукових досліджень, отримані при виконанні
дисертаційної роботи Невінського Дениса Володимировича,
використовуються у нашій організації для створення низькорозмірних
структур для вимірювання температури мікросхем та елементної бази
радіоелектронних пристроїв.

Особливо слід відзначити ефективність використання технології
поетапної оптичної літографії, описаної у дисертаційній роботі Невінського
Дениса Володимировича, з використанням світловипромінюючих діодів для
засвічування полімерного шару. Отримані зразки відзначаються високою
точністю та роздільною здатністю.

Заступник генерального директора

Лох О.І.

Начальник відділу пірометрії

Кубишин С.М.



ПІДТВЕРДЖУЮ

Проректор з науково-педагогічної роботи
Національного університету
«Львівська політехніка»Давидчак О. Р.
2016 р.

АКТ

про впровадження результатів дисертаційної роботи в навчальний процес
Невіського Дениса Володимировича
**«Дослідження і розроблення нанорозмірних структур на поверхневих плазмонах для
пристроїв інфокомунікаційних систем»**,
представленої на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук за спеціальністю
05.12.13 – *радіотехнічні пристрої та засоби телекомунікацій*

Комісія НУ «Львівська політехніка» у складі:

Голова комісії – голова науково-методичної ради інституту телекомунікацій радіоелектроніки та
електронної техніки, д.ф.-м.н., проф. Убіський С.Б.Члени комісії: завідувач кафедри електронних засобів інформаційно-комп'ютерних технологій,
д.т.н., проф. Романишин Ю.М.
професор кафедри електронних засобів інформаційно-комп'ютерних технологій,
д.ф.-м.н., проф. Заячук М.Д.
доцент кафедри електронних засобів інформаційно-комп'ютерних технологій,
к.ф.-м.н., доц. Гоблик В.В.

даним актом підтверджує, що проведені дисертантом наукові дослідження виконувалися ним на
кафедрі електронних засобів інформаційно-комп'ютерних технологій Національного
університету «Львівська політехніка» у співпраці з відділом нанотехнологій Лазерного Центру
м. Ганновера (Німеччина). Дисертаційна робота виконувалась у рамках держбюджетної науково-
дослідної теми «Моделювання процесів електромагнітного відклику в модульованих
нанорозмірних метал-діелектричних та напівпровідникових структурах» (ДБ/Теза), (2013-2015
рр.), № держреєстрації 0113U001354. Основні положення та результати дисертаційної роботи
впроваджені у навчальний процес кафедри електронних засобів інформаційно-комп'ютерних
технологій Національного університету «Львівська політехніка» при вивченні дисциплін:

- «Наноелектроніка» для студентів спеціальності 8(7).05090201 «Радіоелектронні апарати та засоби».
- «Мікроелектронні засоби передачі інформації» для студентів спеціальності 8(7).05090201 «Радіоелектронні апарати та засоби».
- При підготовці бакалаврських та магістерських кваліфікаційних робіт.

Голова комісії,
голова науково-методичної ради ІТРЕ
д.ф.-м.н., проф.

Убіський С.Б.

Члени комісії:
зав. каф. ЕЗІКТ, д.т.н. проф.

Романишин Ю.М.

проф. каф. ЕЗІКТ, д.ф.-м.н. проф.

Заячук М.Д.

доц. каф. ЕЗІКТ, к.ф.-м.н. доц.

Гоблик В.В.