



**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙ
КАФЕДРА ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙНИХ ТЕХНОЛОГІЙ**

Манько Олександр Олексійович

**КОМПОНЕНТИ ОПТИЧНИХ ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙНИХ СИСТЕМ
НАВЧАЛЬНИЙ ПОСІБНИК**

Методичні рекомендації для самостійної роботи студентів освітньо-
кваліфікаційного рівня спеціаліст
напряму підготовки Телекомунікації
спеціальності Телекомунікаційні системи та мережі

Київ – 2014

Методичні рекомендації обговорені і затверджені на засіданні кафедри
Телекомунікаційних технологій ДУТ, протокол №1 від 29.08.2014

Компоненти для технологій оптичного зв'язку. Методи їх моделювання та вдосконалення характеристик. Методичні рекомендації для самостійної роботи студентів освітньо-кваліфікаційного рівня спеціаліст напряму підготовки Телекомунікації та спеціальності Телекомунікаційні системи та мережі / Укладач: д.т.н., доцент Манько О.О. – К.: ДУТ, 2014. – 126 с.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	6
1 РОЗВИТОК ТЕХНОЛОГІЇ ОПТИЧНОГО ЗВ'ЯЗКУ	8
1.1. Шляхи збільшення інформаційно-пропускної спроможності волоконно-оптичних систем передачі	8
1.1.1. Волоконно-оптичні системи передачі з спектральним розділенням каналів	8
1.1.2. Сітка частот та довжин хвиль для систем передачі WDM типу	9
1.1.3. Класифікація систем спектрального розділення каналів.....	11
1.2. Основні компоненти WDM систем	13
1.2.1. Джерела оптичних сигналів ВОСПі СРК	13
1.2.2. Оптичні підсилювачі.....	15
1.2.3. Оптичні фільтри, мультиплексори та демультимплексори	19
Висновки до розділу 1	27
2 МОДЕЛЮВАННЯ ПРИСТРОЇВ ОПТИЧНОГО ДІАПАЗОНУ ХВИЛЬ	28
2.1. Основні принципи моделювання тонкоплівкових оптичних фільтрів...	28
2.2. Статистичний метод моделювання тонкоплівкових оптичних фільтрів	30
2.3. Моделювання одношарових оптичних фільтрів на тонких плівках	37
2.4. Розрахунок передаточних характеристик багатошарових фільтрів на тонких плівках	42
2.4.1. Аналіз передаточних характеристик багатошарових фільтрів на тонких плівках.....	42
2.4.2. Вплив конструктивних параметрів фільтра на його функціональні характеристики.....	47
2.4.3. Корекція передаточних та фазових характеристик тонкоплівкових оптичних фільтрів	49
2.4.4. Метод розрахунку перехідних процесів в тонкоплівкових фільтрах	54
2.5 Статистичний метод моделювання тонкоплівкових оптичних фільтрів з градієнтними шарами	57
2.6 Моделювання та аналіз пристроїв з використанням зігнутих ділянок волоконних світловодів	62
Висновки до розділу 2	76

3	СТВОРЕННЯ ПРИСТРОЇВ ДЕМУЛЬТИПЛЕКСУВАННЯ ОПТИЧНИХ КАНАЛІВ ВОЛЗ СРК ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ШЛЯХІВ ВДОСКОНАЛЕННЯ ЇХ ХАРАКТЕРИСТИК	78
3.1.	Метод розрахунку індикатриси розсіювання елементів циліндричної форми.....	78
3.2.	Особливості розсіювання світла оптичними елементами циліндричної форми.....	80
3.3.	Дослідження тонкої структури індикатриси розсіювання оптичних елементів циліндричної форми.....	81
3.4.	Експериментальні дослідження індикатриси розсіювання оптичних елементів циліндричної форми.....	83
3.5	Особливості характеристик спектрально-селективних елементів на ефекті розсіяння світла з підвищеним показником заломлення	84
3.6	Принципи підвищення розділювальної здатності та покращення дисперсійних характеристик оптичних спектрально-селективних елементів на основі розсіяння світла	87
3.6.1	Методи поліпшення дисперсійних характеристик оптичних елементів на основі розсіяння світла	87
3.6.2	Методи підвищування розділювальної здатності елементів демультимплексорів на основі ефекту розсіяння світла	92
3.7	Дослідження спектрально-селективних оптичних багатошарових структур	100
3.7.1	Аналіз дисперсійних характеристик границь розділу оптичних середовищ	100
3.7.2	Використання багатошарових структур для розділення оптичних сигналів	104
3.8	Перспективи застосування пристроїв, що використовують резонатори біжучої хвилі в оптичному зв'язку.....	106
3.8.1	Характеристики і параметри пристроїв на резонаторах біжучої хвилі.....	106
3.8.2	Застосування пристроїв на резонаторах біжучої хвилі у системах СРК	111
	Висновки до розділу 3	119
	СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	121

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

CWDM – Coarse Wave Division Multiplexing - грубе спектральне розділення каналів;

DWDM – Dense Wave Division Multiplexing - щільне спектральне розділення каналів;

DEMUX – Demultiplexor - демультиплексор;

EDFA – Erbium Doped Fibre Amplifier - оптичний підсилювач на волокні з домішками ербію;

ITU-T – International Telecommunication Union – Telecommunication - міжнародний союз електрозв'язку – телекомунікації;

LD – Laser Diode - лазерний діод;

LED – Light Emitting Diode - світло випромінюючий діод;

MUX – Multiplexor - мультиплексор;

SOA – Semiconductor Optical Amplifier - напівпровідниковий оптичний підсилювач;

WDM – Wave Division Multiplexing - спектральне розділення каналів;

ВОСП – волоконно-оптична система передавання;

ВОЛЗ – волоконно-оптична лінія зв'язку;

ВОСП СРК – волоконно-оптична система передавання зі спектральним розділенням каналів;

ВКР – вимушене комбінаційне розсіювання;

ВРМБ – вимушене розсіювання Мандельштама-Бріллюена;

ВС – волоконний світловод;

МСЕ – міжнародний союз електрозв'язку;

О Пер – оптичний передавач;

ОВ – оптичне волокно;

ОФ – оптичний фільтр;

ОПЕОВ – оптичний підсилювач на волокні з домішками ербію;

Р-СРК – розріджене спектральне розділення каналів;

СВД – світло випромінюючий діод;

ЧХЗ – чотирьох хвильове змішування;

Щ-СРК – щільне спектральне розділення каналів.

ВСТУП

Розвиток сучасних телекомунікаційних мереж незмінно йде по шляху збільшення їхньої пропускної здатності. Постійно зростаюча потреба в збільшенні швидкості передачі даних є причиною появи й становлення нових волоконно-оптичних технологій, що дозволяють передавати сигнали з більш високою швидкістю на далекі відстані. На сучасному етапі розвитку телекомунікаційних технологій все більш широкого використання набувають технології спектрального розділення каналів (СРК), які максимально використовують пропускну здатність оптичного волокна. Основна ідея технології СРК полягає в тому, що в одному оптичному волокні створюється декілька паралельних інформаційних каналів на різних довжинах хвиль.

В процесі свого розвитку технологія СРК розділилася на два напрямки – технологія зі щільним спектральним розділенням каналів (Щ-СРК або DWDM) та технологія з розрідженим спектральним розділенням каналів (Р-СРК або CWDM). При цьому, якщо об'єднання каналів в спільному оптичному волокні (мультиплексування) в волоконно-оптичній системі передачі зі спектральним розділенням каналів (ВОСП СРК) не представляє особливих технічних труднощів, то розділення каналів по окремим волокнам на приймальній стороні (демультиплексування) є досить складною технічною задачею.

Зокрема, при збільшенні числа каналів та при відповідному зменшенні частотного інтервалу між ними, необхідно забезпечити більш жорсткі вимоги щодо рівня перехідного загасання між каналами. За останнє десятиріччя кількість каналів в системах з СРК зросла на порядок і це супроводжується певними труднощами, викликаними зростанням міжканальних впливів. З іншої сторони, підвищується швидкість передачі в кожному з каналів систем з СРК з відповідним уширенням спектральної лінії каналу. Це також призводить до збільшення взаємного впливу між каналами. Для вирішення практичних завдань дотримання вимог щодо рівня перехідного загасання між каналами необхідно паралельно підвищити рівень спектральної чистоти лазерних джерел випромінювання, в тому числі й за рахунок застосування пристроїв їх спектральної селекції.

Все це накладає жорсткі вимоги на параметри пристроїв демультиплексування та спектральної селекції, а також потребує створення нових конструкцій пристроїв з підвищеною ефективністю.

Створення нових ефективних оптоелектронних пристроїв оптичного зв'язку повинен супроводжувати подальший розвиток методів аналізу їх функціональних параметрів та характеристик. Таким чином, актуальним є створення нових методів

теоретичного аналізу та дослідження пристроїв демультиплексування та інших пристроїв сучасної оптоелектроніки, які дозволяють максимально повно розрахувати параметри та характеристики конструкцій високого рівня складності, в тому числі їх динамічні та шумові характеристики.

Враховуючи це, в даному посібнику було запропоновано знайомство з новими методами моделювання та аналізу пристроїв оптичного зв'язку, а також запропоновано нові типи пасивних пристроїв оптичного демультиплексування для розділення оптичних каналів. Розглянуто шляхи вдосконалення їх характеристик.

1 РОЗВИТОК ТЕХНОЛОГІЙ ОПТИЧНОГО ЗВ'ЯЗКУ

1.1. Шляхи збільшення інформаційно-пропускної спроможності волоконно-оптичних систем передачі

1.1.1. Волоконно-оптичні системи передачі з спектральним розділенням каналів

Оптичне волокно характеризує досить велика інформаційно-пропускна здатність. При цьому потенціальні можливості оптичного волокна дозволяють передавати дані при інформаційно пропускній ємності в декілька Тбіт/с і більше [1], що на два порядки перевищує можливості традиційних технологій. І ще до недавнього часу уявлялось, що повністю ці можливості запитані не будуть. Але з появою Internet – мереж та мобільних систем зв'язку об'єм мовного трафіку та даних в мережах почав інтенсивно зростати, і в теперішній час, за оцінками спеціалістів, попит в збільшенні пропускної здатності мереж зв'язку подвоюється кожен рік. Це призвело до пошуку нових технологій передачі інформації. Справа в тому, що розроблені та найбільш поширені на цей час технології (SDH, ATM, IP) [2], суть яких полягає в послідовній передачі по волокну бітів одного інформаційного потоку, вираженого в бінарній формі, не забезпечують неперервне збільшення об'ємів інформації, що передається [3]. Тут потрібні рішення, що мають значно більший потенціал пропускної здатності, та які дозволяють при необхідності оперативно її збільшувати.

Найбільш перспективною технологією, що дозволяє створювати оптичні мережі з практично необмеженими можливостями пропускної здатності, вважається технологія хвильового розділення та мультиплексування – WDM (Wavelength Division Multiplexing), або, як її ще називають, - технологія спектрального розділення каналів (СРК) [1].

Основний зміст СРК технології полягає в тому, що в одному оптичному волокні на різних довжинах хвиль створюється декілька паралельних інформаційних каналів. В якості несучої довжини хвилі для кожної системи передачі при цьому вибрано цілком певне значення – таке, щоб спектри сигналів в оптичному діапазоні не перетинались [4].

Таким чином, згідно з [4], волоконно-оптична система передавання зі спектральним розділенням каналів (ВОСП СРК) – це система передавання, в якій для передавання в одному чи двох протилежних напрямках декількох сигналів по одному волокну оптичного кабелю використовують джерела випромінювання з різними довжинами хвиль для передавання кожного сигналу.

Як це видно з рис. 1.1, на передавальній стороні ВОСП СРК маємо N оптичних передавачів (ОПер), які випромінюють оптичні несучі з довжинами хвиль $\lambda_1, \lambda_2 \dots \lambda_N$. За допомогою мультиплексора (MUX) відбувається введення різних оптичних несучих в одне оптичне волокно (ОВ). На приймальній стороні демультимплексор (DEMUX) розділяє одержаний світловий сигнал на компонентні сигнали з довжинами хвиль $\lambda_1, \lambda_2 \dots \lambda_N$, та спрямовує їх до оптичних приймачів (ОПр). На вході приймачів можуть додатково використовуватися смугові фільтри для зменшення перехідних завад і збільшення тим самим завадостійкості детектування. Таким чином, по одному ОВ організуються N спектрально розділених оптичних каналів [1].

1.1.2. Сітка частот та довжин хвиль для систем передачі WDM типу

Враховуючи порівняно значну кількість виробників систем передачі типу WDM існує необхідність узгодження несучих частот (довжин хвиль) різних каналів. З цією метою в МСЕ було розроблено ряд стандартів, що регламентують частотну сітку для WDM систем різного типу [5,6]. Згідно з цими Рекомендаціями WDM системи розподіляються на два типи: CWDM та DWDM системи. При цьому до CWDM систем належать системи з грубим (крупним) мультиплексуванням за довжиною хвилі, а до DWDM систем – системи з щільним мультиплексуванням за довжиною хвилі. У якості частотної сітки вищевказані стандарти пропонують значення центральних (несучих) частот (довжин хвиль), що можуть використовуватись для каналів конкретних WDM систем передачі.

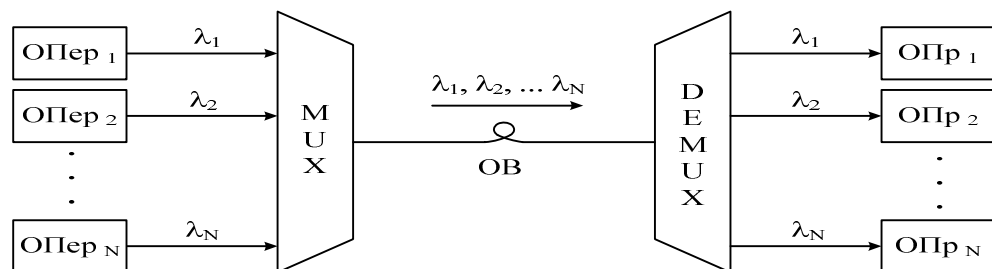


Рис. 1.1. Узагальнена структурна схема ВОСП СРК

Спочатку стандартизований діапазон $\Delta_{\text{ст}} = 4,0$ ТГц (192,10–196,10 ТГц) був поділений таким чином, щоб в межах від 1528,77 до 1560,61 нм організувати до 40 каналів з відстанню між несучими 100 ГГц ($\Delta\lambda \approx 0,8$ нм) [9]; згодом цей частотний план був доопрацьований, що дозволило розмістити в тому ж діапазоні 81 канал з кроком 50 ГГц ($\Delta\lambda \approx 0,4$ нм).

На основі стандартного частотного плану з інтервалом між несучими 50 ГГц можна одержати частотні плани для просторового розподілу каналів у ВОЛЗ з СРК з інтервалами 200 ГГц ($\Delta\lambda \approx 1,6$ нм), 400 ГГц ($\Delta\lambda \approx 3,2$ нм), 600 ГГц ($\Delta\lambda \approx 4,8$ нм) та 1 ТГц ($\Delta\lambda \approx 8,0$ нм).

Однак, необхідність подальшого збільшення пропускної здатності телекомунікаційних мереж, спонукала ІТУ-Т продовжити роботи у напрямку зменшення стандартного інтервалу між несучими та розширення діапазону $\Delta_{\text{ст}}$ до 10,2 ТГц. В результаті було затверджено частотні плани з кроком 25 ГГц (161 несуча з кроком $\Delta\lambda \approx 0,2$ нм) та 12,5 ГГц (321 несуча з кроком $\Delta\lambda \approx 0,1$ нм).

Таким чином, як витікає з [1] технологія DWDM характеризується більш вузьким рознесенням каналів, ніж CWDM. Передавачі, що використовують в DWDM системах, потребують використання механізму управління, який підтримує необхідну стабільність частоти. На відміну від цього в системах CWDM це не є обов'язковим.

Частотна сітка, визначена для DWDM систем згідно з Рекомендацією [5], підтримує рознесення каналів в межах від 12,5 ГГц до 100 ГГц та більше (кратне цілому числу від 100 ГГц). Дозволяється також нерівномірне рознесення каналів. Поточні інтервали в рознесенні каналів історично були отримані в результаті послідовного поділу сітки з інтервалом 100 ГГц на два.

Для рознесення каналів на 12,5 ГГц в оптичному волокні дозволені частоти каналів (в ТГц) визначаються як:

$193,1 + n \times 0,0125$, де n – додатнє або від'ємне ціле число, включаючи 0.

Для рознесення каналів на 25 ГГц в оптичному волокні дозволені частоти каналів (в ТГц) визначаються як:

$193,1 + n \times 0,025$, де n – додатнє або від'ємне ціле число, включаючи 0.

Для рознесення каналів на 50 ГГц в оптичному волокні дозволені частоти каналів (в ТГц) визначаються як:

$193,1 + n \times 0,05$, де n – додатнє або від'ємне ціле число, включаючи 0.

Для рознесення каналів на 100 ГГц або більше в оптичному волокні дозволені частоти каналів (в ТГц) визначаються як:

$193,1 + n \times 0,1$, де n – додатнє або від'ємне ціле число, включаючи 0.

При цьому співвідношення частоти та довжини хвилі визначається як:

$$\lambda = c / f \quad (1.1)$$

Значення швидкості світла, що було використане для співвідношень між частотою та довжиною хвилі складає – 2,99792458108 м/с.

Вимоги щодо забезпечення стабільності частоти (довжини хвилі) несучої, особливо при використанні частотних планів з малим кроком, виконуються за дотримання такої умови:

$$4\Delta f \leq f_s - 2B, \quad (1.2)$$

де Δf – допуск по частоті внаслідок температурних змін, B – бітова швидкість, f_s – крок сітки частот.

Як витікає з [1] технологія CWDM характеризується більш широким рознесенням каналів, ніж DWDM. Передавачі, що використовують в DWDM системах, потребують використання механізму управління, який підтримує необхідну стабільність частоти. На відміну від цього в системах CWDM це не є обов'язковим. Сітка довжин хвиль для систем типу CWDM наведена в [6]. Вона забезпечує інтервал між каналами в 20 нм в термінах довжин хвиль.

Ця сітка призначена для того, щоб забезпечити одночасну передачу декількох каналів на своїй довжині хвилі кожний. При цьому допускається використання джерела сигналу без термостабілізації.

Таким чином, переваги CWDM технології полягають в послабленні допуску на стабільність довжини хвилі лазерів, які в цьому разі можуть працювати без системи охолодження, а також у використанні більш простих оптичних фільтрів з широкою смугою пропускання, що є економічно більш вигідним.

CWDM системи можуть використовуватись на транспортних мережах для різноманітних користувачів послуг та протоколів.

Ефективне використання CWDM технології з лазерами, що не охолоджуються, та широкосмуговими фільтрами потребує рознесення центральних довжин хвиль сусідніх каналів не менше ніж на 20 нм. При цьому допустима нестабільність довжини хвилі випромінювання лазера буде сумісною з допусками на параметри фільтра.

1.1.3. Класифікація систем спектрального розділення каналів

В залежності від відстані між спектральними каналами розрізняють:

- WDM – (звичайне) мультиплексування з розділенням за довжиною хвилі, з міжканальним інтервалом не менше 200 ГГц ($\Delta\lambda \approx 1,6$ нм) у вікнах прозорості 1310 нм та 1550 нм,

- DWDM (dense WDM) – щільне мультиплексування з розділенням за довжиною хвилі, з міжканальним інтервалом не менше 100 ГГц ($\Delta\lambda \approx 0,8$ нм) у вікні прозорості 1550 нм,

- CWDM (coarse WDM) – розріджене мультиплексування з розділенням за довжиною хвилі, з міжканальним інтервалом не менше 20 нм в смузі 1270 – 1610 нм,

- WWDM (wideband WDM) – широкосмугове мультиплексування з розділенням за довжиною хвилі, з міжканальним інтервалом не менше 50 нм.

Крім того, досить часто у публікаціях трапляється скорочення HDWDM (high dense WDM) – високощільне мультиплексування з розділенням за довжиною хвилі, з міжканальним інтервалом менше 50 ГГц.

На додаток до цього, системи передачі WDM можна класифікувати по поколінням.

Перше покоління – це системи передачі, що використовують два оптичні канали на довжинах хвиль 1310 нм і 1550 нм. Друге покоління – це системи передачі, що використовують 4, 8 і 16 оптичних каналів (кожен – на своїй довжині хвилі) в діапазоні довжин хвиль 1530 – 1560 нм. Вони випускались з 1995 – 96 рр. і також працюють на мережах і в даний час.

Третє покоління – це системи передачі DWDM, що використовують 32, 40, 64 і 80 оптичних канали в тому ж діапазоні довжин хвиль, що і системи другого покоління. Перші зразки цих систем передачі були виготовлені в 1998 році. Зараз їх виробництво налагоджено і вони поставляються на ринок. Прикладом подібної системи передачі може служити обладнання WaveStar OLS 400G компанії Lucent.

Четверте покоління – це системи передачі UWDM (ultra wave division/multiplexing), що використовують 128, 160, 192 і більш оптичних трактів з пропускною спроможністю 10 або 40 Гбіт/с, тобто забезпечують пропускну спроможність одного ОВ понад 1 Тбіт/с. Системи з пропускною спроможністю порядку 1,6 Тбіт/с працюють в діапазоні довжин хвиль від 1528,77 нм до 1612,65 нм.

Системи DWDM третього покоління характеризуються багатофункціональністю, яка реалізується в таких розробках, як побудова комплексів обладнання для побудови оптичних мереж. В такі комплекси окрім обладнання систем передачі DWDM входять і інші елементи мережі, наприклад, оптичні крос-коннектори ОХС. Типовим представником цього напрямку є комплекс обладнання, пропонований компанією Ericsson під торговою маркою ERION (Ericsson Optical Network).

У свою чергу, системи WDM, DWDM і UWDM другого, третього і четвертого поколінь за призначенням діляться на дві великі групи.

До першої групи відносяться системи передачі, які розроблені і проводяться як транспортні засоби для глобальних оптичних мереж; до другої – системи передачі,

що використовуються як транспортні засоби для локальних або місцевих (міських) оптичних мереж доступу (так званий клас Metro). Відзначимо, що існують і комбіновані системи передачі WDM&DWDM (наприклад, LumiNet компанії ECI Telecom).

Таким чином, головною перевагою технології WDM є те, що вона дозволяє перебороти обмеження на пропускну здатність лінії й істотно збільшити швидкість передачі даних. Причому, досить часто використовуються вже прокладений волоконно-оптичний кабель і стандартна апаратура часового мультиплексування, а збільшувати швидкість передачі по окремому волокну лінії до 10 Гбіт/с і вище не потрібно. За певних умов, використовуючи WDM, можна організувати двосторонню багатоканальну передачу трафіка по одному волокну (у звичайних лініях використовується пара волокон - для передачі в прямому і зворотному напрямках). Поширенню DWDM сприяють останні технологічні досягнення:

- створення вузькосмугових напівпровідникових лазерів, що мають ширину спектра випромінювання менш 0,1 нм;
- широкосмугових оптичних підсилювачів;
- оптичних ізоляторів та вузькосмугових оптичних фільтрів для розділення сусідніх спектральних каналів з малим інтервалом довжин хвиль між ними.

1.2. Основні компоненти WDM систем

1.2.1. Джерела оптичних сигналів ВОСП СРК

Системи DWDM з малим частотним інтервалом між каналами можна використовувати тільки при наявності лазера з вузькою лінією випромінювання. Вузька ширина лінії мінімізує викривлення імпульсів, викликані дисперсією волокна, і дозволяє застосовувати вузькосмугові фільтри на вході перед приймачем для поліпшення співвідношення сигнал/шум.

Таким чином, джерело оптичного випромінювання для сучасних телекомунікаційних технологій повинне задовольняти ряд умов та вимог, у тому числі тих, що стосуються високої надійності, малої ваги та габаритних розмірів [7]. Крім того, потужність оптичного сигналу повинна бути достатньо високою, щоб забезпечувати відповідне співвідношення сигнал/шум та достатньо низький рівень коефіцієнта помилок для конкретних впроваджень. В якійсь мірі цим вимогам відповідають світловипромінювальні діоди (СВД, LED – light-emitting diode) та лазерні діоди (LD – laser diode). При цьому лазерні джерела випромінювання повинні бути захищені від сигналів, що виникають внаслідок зворотного відбиття,

оскільки відбитий сигнал може визвати нестабільність параметрів генерації джерела.

Обмеження по числу каналів приводить до вимог стосовно спектральної ширини сигналів. Як це видно з рис. 1.2 [8], порівняно з лазерними джерелами випромінювання, СВД мають широкі спектри сигналів, що потребує віддалення одного сигналу від іншого на значну відстань у спектрі, в той час, як конструкція багатоканального WDM-пристрою потребує вузькосмугового джерела випромінювання.

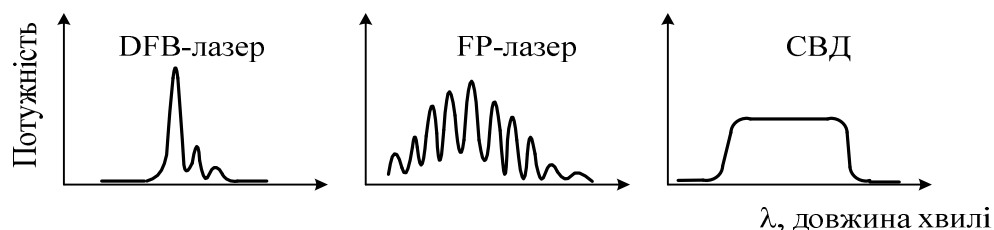


Рис. 1.2. Спектри випромінювання DFB-лазера, лазера з резонатором Фабрі-Перо та СВД

В якості оптичного передавача для одного каналу звичайно використовується лазер з розподіленим зворотнім зв'язком (DFB – distributed feedback laser), що представляє собою інжекційний лазерний діод з відбиваючою Брегівською ґраткою, який має спектральну смугу 0,1 нм та вихідну потужність не менше 0 дБм (1 мВт), і це дозволяє розмістити в робочій області оптичного підсилювача на волокні, що леговане ербієм (EDFA – erbium-doped fiber amplifier), 1530 – 1560 нм близько 40 каналів з інтервалом 0,8 нм між сусідніми довжинами несучих хвиль. Причому смуга пропускання на кожний канал досягає 10 Гбіт/с та більше [8].

В DWDM-системах широко застосовуються лазери з резонатором типу Фабрі-Перо – лазери, що мають у якості резонатора два плоских дзеркала та дозволяють як одномодовий, так і багатомодовий режим випромінювання.

При цьому наявність у спектрі випромінювання джерела регулярних складових, що виходять за межі ширини спектральної лінії, а також значне перевищення повної ширини спектру випромінювання джерела відносно ширини спектральної лінії, що визначена згідно з встановленим рівнем (наприклад, 3 дБ), можуть спричиняти перехресні завади, які впливають на якість передавання у ВОСП СРК.

Для того, щоб сигнал джерела випромінювання не впливав на інші канали, потрібно також забезпечити достатнє зниження рівня бічних складових спектра джерела випромінювання за рахунок застосування оптичних фільтрів.

1.2.2. Оптичні підсилювачі

Наступним важливим компонентом DWDM систем є оптичні підсилювачі [1]. Саме оптичні, оскільки регенерування кожного сигналу шляхом його демультимплексування, перетворення в електричну форму, регенерації, зворотнього перетворення в оптичну форму потребує великої кількості обладнання на кожному регенераційному пункті. При цьому треба врахувати, що кількість обладнання пропорційна кількості спектральних каналів. Таким чином, цю проблему можна вирішити тільки за рахунок застосування широкосмугових оптичних підсилювачів. Саме широкосмугових, тому що велика кількість каналів займає досить широку смугу частот. Такі пристрої були розроблені - підсилювачі на волокні з домішками ербія, EDFA (Erbium-Doped Fiber Amplifier), за останні декілька років провели революцію в телекомунікаціях. Підсилювачі EDFA забезпечують безпосереднє посилення оптичних сигналів, без їх перетворення в електричні сигнали і в зворотному напрямку. Їм властивий досить низький рівень шумів, а їх робочий діапазон довжин хвиль практично точно відповідає вікну прозорості стандартного оптичного волокна (рис. 1.3). Саме завдяки появі підсилювачів з таким поєднанням якостей лінії зв'язку і мережі на основі систем DWDM стали економічно привабливими.

Підсилювач EDFA складається з відрізка волокна, легованого ербієм. В такому волокні сигнали певних довжин хвиль можуть посилюватися за рахунок енергії зовнішнього випромінювання накачування. В простих конструкціях EDFA посилення відбувається в достатньо вузькому діапазоні довжин хвиль – приблизно від 1525 нм до 1565 нм. В цьому діапазоні шириною 40 нм розміщується декілька десятків каналів DWDM.

Оптичним підсилювачам притаманні такі важливі у волоконній оптиці властивості як сумісність з оптичними волокнами, нечутливість до поляризаційних ефектів та впливу перехідних завад на лінійних трактах зі спектральним ущільненням.

Типи конструкції ОПЕОВ класифікують головним чином за напрямком проходження сигналу накачування. В оптичних підсилювачах з прямим накачуванням інформаційний сигнал та сигнал накачування проходять в одному напрямі, а в підсилювачах зі зворотним накачуванням – у протилежному. Також існують ОПЕОВ двоспрямованим накачуванням. З погляду шумових показників пряме накачування здається вигіднішим. Проте зворотнє накачування може забезпечити високий рівень вихідної потужності. Вибір типу ОПЕОВ щоразу визначається місцем його застосування.

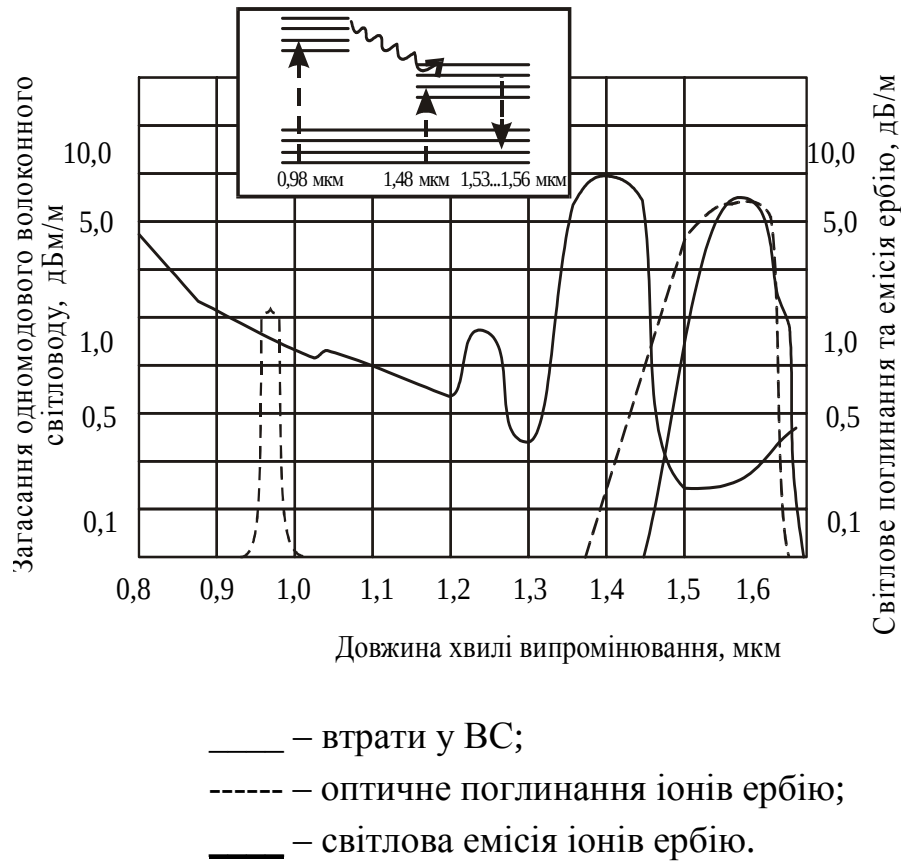


Рис. 1.3. Спектральна крива втрат у одномодовому волоконному світловоді; спектри поглинання та світлової емісії іонів ербію

Крім того, оптичні підсилювачі класифікують також за функціональним призначенням (рис. 1.4). При цьому вони поділяються на підсилювачі потужності (вихідні), лінійні підсилювачі та попередні, або вхідні підсилювачі.

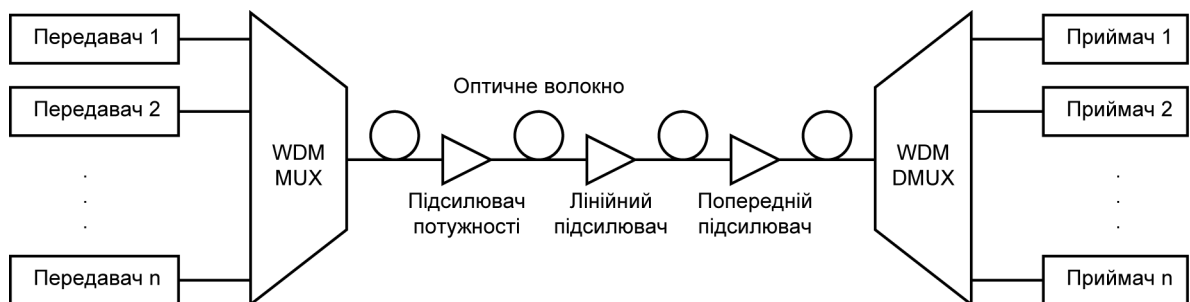


Рис. 1.4. Структурна схема ВОСП СРК з використанням оптичних підсилювачів

ОПЕОВ працюють на довжині хвилі оптичного випромінювання 1,55 мкм з рівнем підсилення 10...46 дБ, вихідною потужністю -10...+15 дБм та відношенням сигнал/шум 10...55 дБ. Високо потужні (до десятків міліват) напівпровідникові лазерні діоди застосовуються як джерела забезпечення ОПЕОВ випромінювання. Оскільки ОПЕОВ є сумісними зі структурою оптичного волокна, підсилювач з'єднується з волокном простим зварюванням. При цьому втрати на з'єднання - порядку десятих часток децибела. На рис. 1.5 представлено енергетичну схему оптичного підсилювача, як 4-х квантової системи та типову залежність коефіцієнта підсилення від довжини хвилі.

Як видно з рисунку, ВОП з домішками іонів ербію являє собою 4-х рівневу квантову систему. При дії випромінювання накачування електрони через рівні 3 та 4 переходять на метастабільний рівень 2 з тривалістю перебування на ньому ~ 10 мс. При надходженні кванту корисного сигналу він викликає вимушене випромінювання такого ж за довжиною хвилі кванту. При цьому електрон повертається на рівень 1. При відсутності сигнальних квантів електрон переходить на рівень 1 спонтанно. В цей час генерується квантовий шум. Це є одним з недоліків ВОЛЗ з СРК. Таким чином, існує проблема зменшення шуму, що його генерують оптичні підсилювачі.

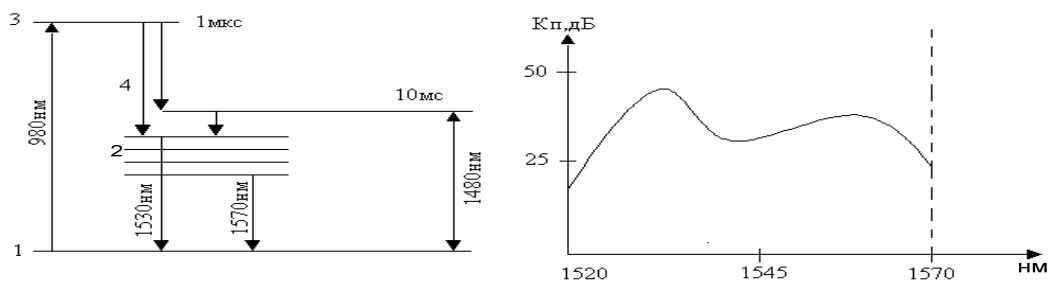


Рис. 1.5. Енергетичні рівні та коефіцієнт підсилення волоконно-оптичного підсилювача

Звичайні електронні регенератори, щоб відновити рівень сигналу на лінії зв'язку, перетворюють сигнал з волокна в електричні імпульси, регенерують їх, перетворюють регенерований сигнал знову в оптичну форму і передають далі по лінії зв'язку. На відміну від них, підсилювачі EDFA повністю "прозорі" – не залежать від протоколів, форматів, швидкості передачі і (в межах вказаних вище обмежень) довжини хвилі оптичного сигналу, що використовується. Оскільки підсилювачі EDFA незалежні від мережного протоколу, їх можна підключати безпосередньо до різного устаткування. Така гнучкість – одна з основних переваг

використовування їх в системах DWDM. Разом з цим, при використуванні підсилювачів EDFA вимагається ретельно враховувати їх неоднорідне спектральне підсилення і шум, що вноситься ними за рахунок підсиленої спонтанної емісії ASE. Мережі з підсилювачами EDFA мають численні переваги. Пропускні спроможності таких мереж можна нарощувати поступово, додаючи нові канали у міру зростання потреби. Вживання підсилювачів EDFA дозволяє створювати повністю оптичні мережі, в яких обробка сигналу електронними компонентами відбувається тільки в початковій (де інформація вперше потрапляє в мережу) і кінцевій (де інформація досягає кінцевого одержувача) точках мережі.

Розробка різних схем накачування потужності дозволила створити підсилювачі EDFA з робочим діапазоном від 1570 нм до 1605 нм (L-діапазон). Такі підсилювачі також називають довгохвильовими підсилювачами LWEDFA (Long Wavelength EDFA).

Крім EDFA є і інші варіанти оптичних підсилювачів. Альтернативні розробки направлені як на розширення або зсув робочого діапазону, так і на спрощення конструкції і, відповідно, зменшення вартості оптичних підсилювачів.

Один з напрямів досліджень – підсилення за рахунок стимулюючого ефекту розсіювання Рамана (також відомого як вимушене комбінаційне розсіювання) в звичайному кварцевому волокні. Цьому методу через свою природу властивий низький рівень шуму і він забезпечує широкий вибір робочого діапазону довжин хвиль. Раманівські підсилювачі (Raman amplifiers) дозволяють збільшувати число каналів в існуючих лініях зв'язку без заміни вже встановлених EDFA [1]. Вони можуть успішно застосовуватися в підводних лініях середньої протяжності без регенераторів (завдовжки близько 300 км), де установка підсилювачів EDFA вимагає значних витрат. Проте, в раманівських підсилювачах при підсиленні виникає значна перехресна модуляція між каналами, що обмежує вживання таких підсилювачів або одноканальними системами, або системами DWDM з дуже великим числом каналів, де вплив такої модуляції усувається за рахунок усереднювання. Крім того, раманівські підсилювачі мають певні недоліки, пов'язані з нелінійними ефектами і залежністю від поляризації. З урахуванням низького рівня перетворення сигналу в ефекті розсіювання Рамана в кварцевому волокні, їх вживання обмежене вузьким колом специфічних областей, принаймні, на даний момент.

У даний час розробляються також напівпровідникові оптичні підсилювачі SOA. В них випромінювання фотонів стимулюється рекомбінацією електронів і дірок в напівпровіднику за допомогою прямої інжекції струму (а не зовнішнім накачуванням оптичним випромінюванням, як у випадку волокна, легованого ербієм). Такі підсилювачі представляють значний інтерес, оскільки дозволяють

досягти високої ефективності підсилення, хоч і з достатньо високим коефіцієнтом шуму (звичайно на 5-6 дБ більше, ніж у EDFA). Як і в раманівських підсилювачах, в SOA виникає значна перехресна модуляція між каналами, що перешкоджає їх застосуванню в системах DWDM з великим числом каналів.

1.2.3. Оптичні фільтри, мультиплексори та демультимплексори

Кожний лазерний передавач у системі WDM видає сигнал на одній із заданих частот. Всі ці сигнали (канали) необхідно мультиплексувати (об'єднати) в єдиний складний сигнал. Пристрій, який виконує цю функцію, називається оптичним мультиплексором MUX (або OM). Аналогічний пристрій на іншому кінці лінії зв'язку розділяє складовий сигнал на окремі канали і називається оптичним демультимплексором DEMUX (або OD). На відміну від систем TDM, в яких подібні операції ущільнення каналів відбуваються в часовій області, і основна увага надається точності синхронізації приймача і передавача, в системах WDM мультиплексуванню і демультимплексуванню піддаються спектральні компоненти окремих сигналів, характеристики яких завжди відомі наперед.

Ряд з пристроїв мультиплексування/демультимплексування для WDM систем та оптичних фільтрів мають одну спільну рису - їх робота базується на інтерференційних ефектах [9].

Таким чином, згідно з означення [4], оптичний мультиплексор (демультимплексор) – це пристрій, що використовується у ВОСП СРК для поєднання (розділення) оптичних сигналів з різними довжинами хвиль; при цьому він повинен мати малі внесені втрати, а демультимплексор, крім того, ще повинен забезпечувати високий ступінь ізоляції між каналами [8,9].

Принцип роботи мультиплексора та демультимплексора базується на відомих явищах фізичної оптики: дисперсії, дифракції та інтерференції. В основі їх структури може бути дифракційна ґратка, багат шаровий діелектрик, оптична призма та ін. (рис. 1.6).

Призматичні пристрої не набули широкого застосування через великі габарити, значні внесені втрати, низьку дисперсію у діапазоні довжин хвиль 1,1 – 1,6 мкм та високу вартість. Значного застосування у ВОСП СРК набули оптичні мультиплексори та демультимплексори на основі дифракційних ґраток.

На цей час вони використовуються переважно у ВОСП СРК з підвищеним числом каналів, яке може перевищувати сто і більше. Дифракційні ґратки відрізняються високою роздільною здатністю і тому використовуються як спектрально-селективні елементи також і в оптичних аналізаторах спектру.

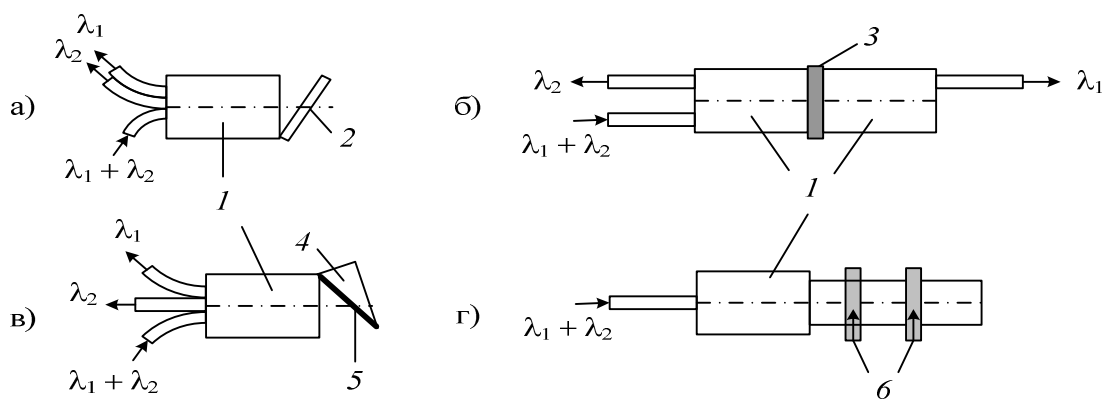


Рис. 1.6. Пристрої, що вибіркові за довжиною хвилі:

а) з дифракційною ґраткою, б) з інтерференційним фільтром,

в) з призмою, г) з поглинаючим фільтром,

1 – градієнтна циліндрична лінза;

2 – дифракційна ґратка;

3 – хроматичний фільтр;

4 – призма;

5 – відбиваюче покриття;

6 – селективні фотодетектори.

Принцип функціонування такого пристрою на прикладі 5-канального демультиплексора наведено на рис. 1.7.

Тут передавальний волоконний світловід (ВС) та п'ять приймальних ВС об'єднані у лінійку, що розташована у фокальній площині об'єктиву (фокусна відстань 23,8 мм, діаметр 14 мм). Випромінювання з передавального ВС колімується об'єктивом, дифрагує на ґратці та знову попадає до об'єктиву, який в залежності від довжини хвилі фокусує випромінювання на той чи інший приймальний ВС. Замість об'єктиву можна використовувати фокусуючий (градієнтний) стержень або прозоре середовище з оптичним елементом на поверхні. Дифракційна ґратка виготовляється анізотропним травленням кристалічної підкладки через попередньо нанесену маску. Принцип дії дифракційної відбиваючої ґратки наведено на рис. 1.8.

У пристроях мультиплексування і демультиплексування дифракційні ґрати розташовуються на шляху світла так, щоб сигнал потрібної довжини хвилі міг бути виділений з складового сигналу або доданий в нього. Хоча пристрої на основі дифракційних ґраток дорогі і складні у виробництві, втрати, що вносяться ними, практично не залежать від числа каналів, що робить цю технологію однією з

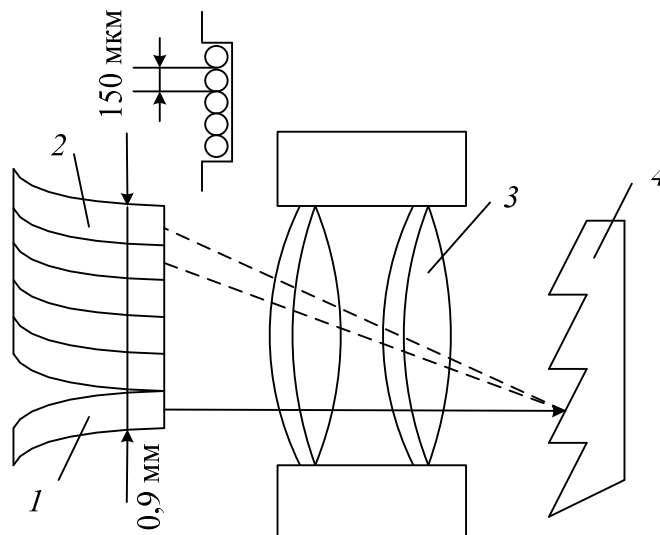


Рис. 1.7. 5-канальний демультимплексор:

- 1 – вхідний волоконний світловід;
- 2 – вихідні волоконні світловоди;
- 3 – об’єктив;
- 4 – дифракційна ґратка.

найпривабливіших для використання в системах з великим числом каналів. Проте при цьому вимагається ретельно контролювати поляризацію падаючого оптичного випромінювання.

Мультимплексори на основі дифракційних ґраток мають прямі втрати не більше 4 дБ, перехідне загасання до 40 дБ [4].

У даний час найбільшого поширення набули пристрої оптичного мультимплексування і демультимплексування з частотним інтервалом між окремими каналами в 100 ГГц ($\sim 0,8$ нм). Сучасні оптичні мультимплексори та демультимплексори для них створюються переважно на основі тонкоплівкових фільтрів, а також – на матрицях хвилеводних дифракційних ґраток і волоконних брегівських ґратках [1,4].

Тонкоплівковий фільтр складається з певної кількості шарів прозорого діелектричного матеріалу з різними показниками заломлення, нанесених послідовно один за одним на оптичну підкладку. На кожній межі розділу між шарами через відмінність їх показників заломлення частина падаючого світлового пучка відбивається назад. Рівень відбитого світла підсилюється або зменшується за рахунок інтерференції в залежності від довжини хвилі. Належним чином підібравши показники заломлення і товщину кожного шару, можна одержати фільтр, який пропускати буде будь-який заданий діапазон довжин хвиль і відбиватиме всі інші.

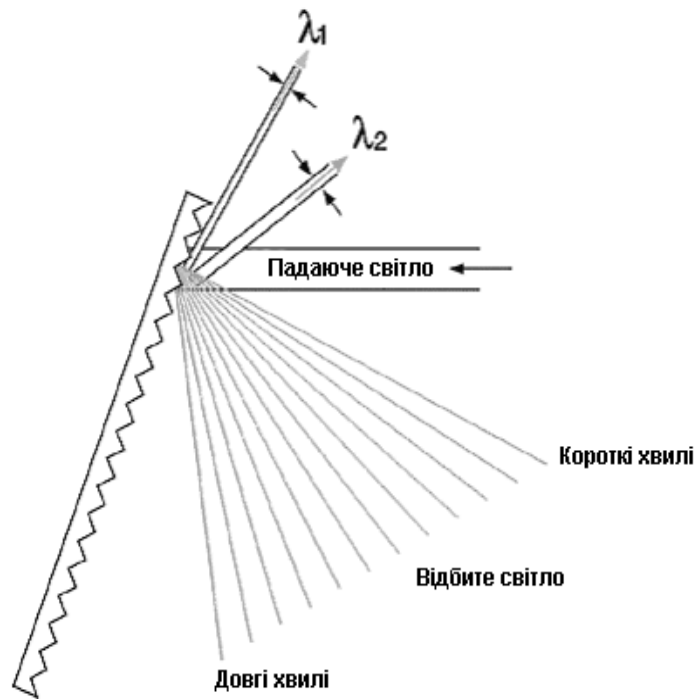


Рис. 1.8. Розділення складного світлового сигналу дифракційними ґратками

Методи вибору параметрів і техніка нанесення діелектричних шарів добре відомі в оптичній промисловості десятки років. Вибір діелектричних матеріалів обмежений, оскільки багато матеріалів з хорошими оптичними властивостями мають фізичні якості, далекі від тих, що вимагаються. В загальному випадку, чим жорсткіші вимоги до фільтру, тим більше число шарів необхідно нанести на підкладку. Не дивлячись на наявні складнощі, ця технологія дозволяє, трохи змінюючи процес виробництва, створювати недорогі фільтри з різними спеціальними спектральними властивостями.

У мультиплексорах і демультимплексорах використовуються звичайно одноступінчаті тонкоплівкові фільтри, кожний з яких виділяє з складового сигналу (або додає в нього) один канал. Фільтри розташовані під нахилом до оптичної осі, щоб відбите світло не потрапляло назад в систему. Похиле розташування фільтрів змінює ефективну товщину шарів і міняє таким чином смугу пропускання, що необхідно враховувати при проектуванні фільтрів. Для обробки багатохвильових сигналів використовують багатоступінчаті системи фільтрів, в яких світло, відбите від кожного фільтру, потрапляє на вхід наступного фільтру (рис. 1.9 [10]).

На тонкій кварцовій пластині товщиною 1-2 мм нанесено методом напилювання багатоплівкове інтерференційне покриття, яке створює оптичні фільтри $ОФ_1 - ОФ_m$. Оптичний груповий сигнал з довжинами хвиль $\lambda_{1...m}$ в оптичному волокні $ОВ_1$ спрямовується на ліву сторону пластини і через неї

спрямовується на $ОФ_1$. Як видно з рисунку, осі волокон $ОВ_1, ОВ_2, \dots, ОВ_m$ нахилені до площини пластини під певними кутами. Оптичний фільтр $ОФ_1$ виконаний так, щоб через нього проходила тільки одна довжина хвилі λ_1 . Інша частина групового сигналу з довжинами хвиль $\lambda_{2...m}$ відбивається та падає на фільтр $ОФ_2$ на протилежній стороні пластини. Цей фільтр пропускає тільки канал на довжині хвилі λ_2 , а іншу частину потоку відбиває далі в сторону $ОФ_3$ і т.д.

Тонкоплівкові фільтри мають достатньо вузьку смугу пропускання і використовуються в системах WDM з 16-ма або 32-ма каналами. В сучасних системах з щільнішим розташуванням каналів використовують інші технології, зокрема, з використанням волоконних брегівських ґраток.

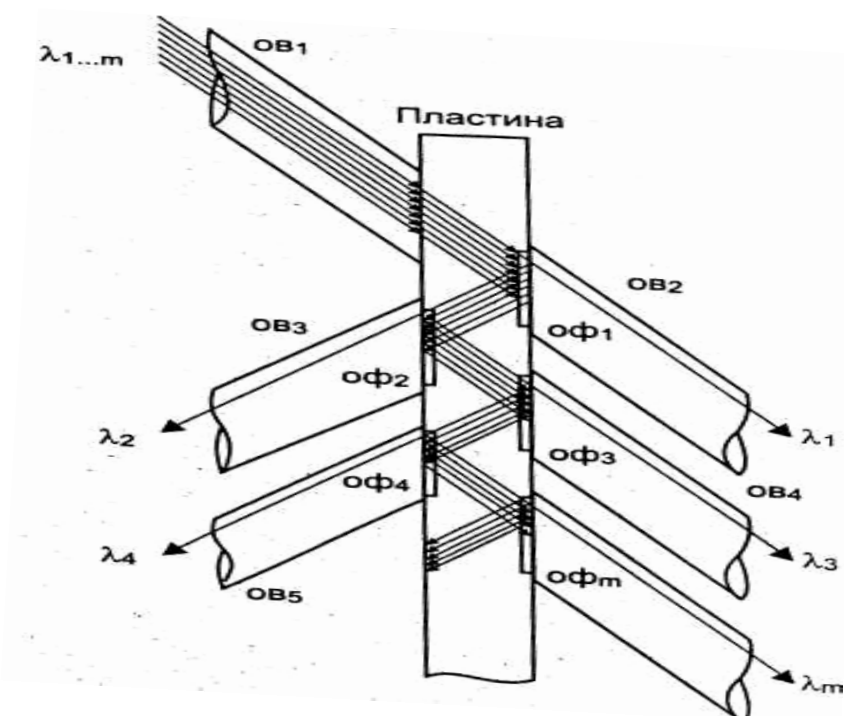


Рис. 1.9. Оптичний демультиплексор на тонкоплівкових оптичних фільтрах

Волоконні брегівські ґратки – це, по суті, оптичний інтерферометр, вбудований у волокно. Волокно, леговане деякими речовинами (наприклад, германієм), може змінювати свій показник заломлення під впливом ультрафіолетового світла. Якщо опромінити таке волокно ультрафіолетовим випромінюванням з певною просторовою періодичною структурою, то волокно перетворюється в свого роду дифракційні ґратки. Іншими словами, це волокно практично повністю відбиватиме світло певного, наперед заданого діапазону довжин хвиль, і пропускатиме світло всієї решти довжин хвиль (рис. 1.10).

Якщо структура не цілком періодична, і період модуляції її показника заломлення змінюється монотонно (відбувається чирпування), то виходить

дифракційна ґратка з періодом, що лінійно змінюється. Такі ґратки використовуються для компенсації хроматичної дисперсії у волоконній лінії зв'язку або для корекції чирпованого сигналу лазерного джерела. Центральна довжина хвилі фільтру на основі регулярної волоконної бреггівської ґратки визначається її періодом, смуга пропускання обернено пропорційна її довжині (кількості періодів). Обидва ці параметри залежать від температури, тому такі фільтри повинні бути поміщені в термостат або інший пристрій, контролюючий температуру.

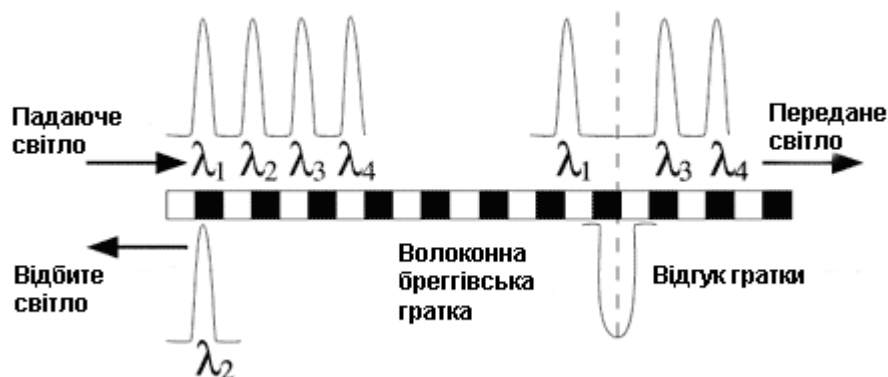


Рис. 1.10. Виділення волоконними бреггівськими ґратками каналу певної довжини хвилі з складового сигналу

Волоконні бреггівські ґратки можуть використовуватися як оптичний фільтр в пристроях мультиплексування і демultipлексування, як компенсатор хроматичної дисперсії, або в комбінації з циркуляторами в мультиплексорах введення/виведення каналів (рис. 1.11 [8]).

У мультиплексорах введення/виведення каналів волоконна бреггівська ґратка, що може використовуватися разом з двома циркуляторами, рідко використовується в пасивних компонентах систем DWDM сама по собі. З боку порту виведення каналу циркулятор виділяє відбиту хвилю і спрямовує її в порт виводу. З боку порту введення циркулятор додає в передаваний складовий сигнал один канал на тій же довжині хвилі, що була виділена. Такі пристрої часто використовуються на межі між магістральним каналом і мережею міського або регіонального масштабу. В магістральному каналі звичайно дуже багато довжин хвиль, тоді як в міських або регіональних мережах їх набагато менше.

Волоконні бреггівські ґратки останнім часом також стали використовуватися в пристроях мультиплексування і демultipлексування разом з іншими типами фільтрів.

Інтегральні оптичні пристрої мультиплексування і демultipлексування – це оптичний еквівалент інтегральних схем в електроніці. Оптичні хвилеводи в декілька

шарів поміщаються на підкладку з кремнію або ніобату літію. В такому невеликому блоці міститься безліч оптичних компонентів, взаємозв'язаних один з одним. При використуванні сучасного повністю автоматизованого устаткування можливе масове виробництво таких блоків.

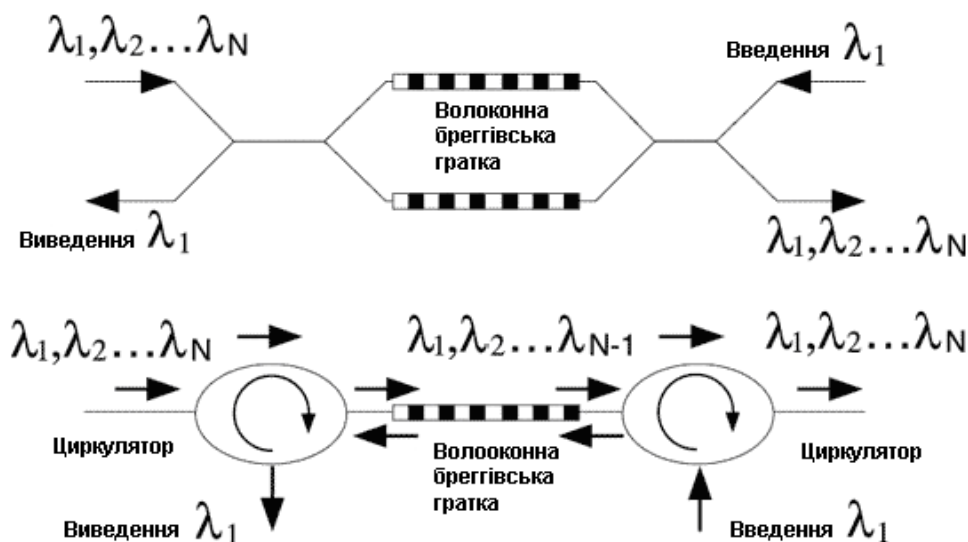


Рис. 1.11. Використання волоконних бреггівських ґраток в мультиплексорах введення/виведення каналів

В даний час інтегральна оптика використовується при виробництві оптичних розгалужувачів, комутаторів, модуляторів, ербієвих і легованих різними рідкоземельними елементами хвелеводних підсилювачів, бреггівських ґраток і інших компонентів систем DWDM.

Інтегральна оптика успішно застосовується для створення ґраток на основі масиву планарних хвелеводів (більше 100) різної довжини між двома планарними лінзами змішувачами AWG (рис. 1.12 [8]).

Вхідний сигнал, який містить випромінювання різних довжин хвиль, потрапляє у вхідний розгалужувач. Там він розщеплюється на N оптичних променів, кожний з яких потрапляє в окремий хвелеводний канал. Всі N хвелеводних каналів, створюючих хвелеводну матрицю, мають різну довжину і вносять в сигнал різні фазові зсуви, що залежать від довжини хвилі. Після цього світлові пучки з окремих хвелеводних каналів знову об'єднуються у вихідному розгалужувачі та інтерферують таким чином, що випромінювання різних довжин хвиль потрапляє в різні вихідні хвелеводи.

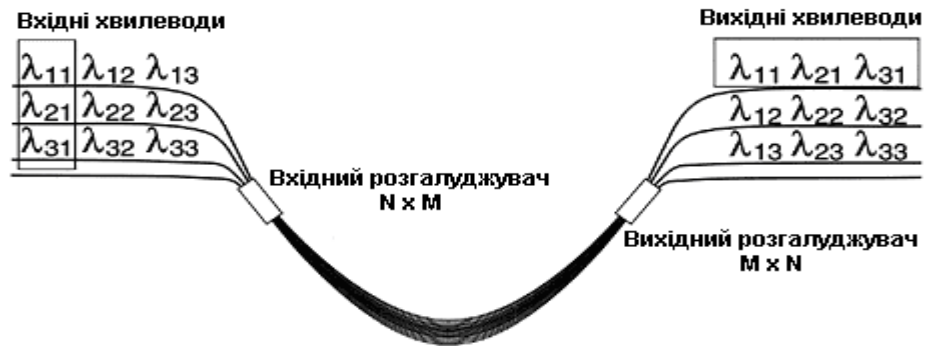


Рис. 1.12. Гратки на основі масиву хвильоводів AWG

Гратки на основі масиву хвильоводів AWG використовуються для того, щоб перерозподіляти сигнали різних довжин хвиль (канали) між двома наборами волокон (рис. 1.12) або виділити (демультиплексувати) окремі канали складового сигналу в окремі волокна. Ця технологія зараз стає основною для виробників мультиплексорів та демультиплексорів систем DWDM. Завдяки структурі, що легко масштабується, вона може широко застосовуватися в системах з сотнями каналів.

Однак, при всіх досягнутих перевагах систем передачі з СРК, для підвищення якості передачі, що виражається в значенні коефіцієнта помилок [3], необхідно провести заходи по зменшенню цього параметра. Оскільки значення цього параметра залежить від величини співвідношення сигнал/шум на вході оптичного приймача [3], треба підвищити це співвідношення за рахунок використання спектрально селективних оптичних пристроїв, зокрема оптичних фільтрів на тонких плівках та інших. Крім того, використання в оптичних WDM системах оптичних підсилювачів призводить до зменшення співвідношення сигнал/шум в цих системах [10]. Таким чином, проблема збільшення співвідношення сигнал/шум в WDM системах набуває високого рівня актуальності, особливо з погляду впровадження WDM систем передачі на мережах зв'язку України.

В той же час на даний момент в Україні продовжується розвиток транспортної мультисервісної мережі на основі технології DWDM. Оптична транспортна мережа з використанням технології DWDM має ємність 8 спектральних каналів ємністю 2.5 Гбит/з, з можливістю нарощування до 32 каналів.

Побудовано три кільця - Західне (Київ - Житомир - Рівне - Луцьк - Львів - Тернопіль - Хмельницький - Немирів - Київ), Східне (Київ - Суми - Харків - Луганськ - Донецьк - Дніпропетровськ - Олександрія - Київ) і Центральне (Київ - Олександрія - Одеса - Немирів - Київ). Проводиться монтаж DWDM - устаткування на будівельних майданчиках міст: Київ, Обухів, Макаров, Володарка, Житомир.

Таким чином, завершився перший етап широкомасштабної побудови і модернізації ВОЛЗ в Україні.

Висновки до розділу 1

1. Використання технології мультиплексування з розділенням за довжиною хвилі (або спектрального розділення каналів, СРК) на транспортній телекомунікаційній (первинній) мережі зв'язку України забезпечує майже необмежений потенціал для збільшення інформаційно-пропускної здатності існуючих ВОЛЗ. При цьому ріст кількості каналів та зменшення інтервалу між ними підвищує рівень перехресних завад і, відповідно, коефіцієнта помилок та потребує покращення параметрів існуючих та створення нових типів пристроїв демультимплексування та спектральної селекції. На додаток до цього, наявність систем CWDM, в яких відстань між каналами порівняно велика (20 нм), потребує створення нових простих та недорогих пристроїв де мультиплексування групового сигналу.

2. Існуючі методи розрахунку параметрів пристроїв демультимплексування та спектрально-селективних пристроїв не враховують квантової природи світла та динамічного характеру світлових сигналів. Таким чином, при покращенні параметрів існуючих та при аналізі параметрів нових типів спектрально-селективних пристроїв необхідно розробити та використовувати нові методи моделювання.

3. Наявність у спектрі випромінювання джерела регулярних складових, що виходять за межі ширини спектральної лінії, а також значне перевищення повною шириною спектру випромінювання джерела ширини спектральної лінії, що визначена згідно з встановленим рівнем (наприклад, 3 дБ), можуть спричиняти перехресні завади, які впливають на якість передавання у ВОСП СРК. Внаслідок цього, покращення спектральних характеристик джерела випромінювання за допомогою пристроїв спектральної селекції з метою зниження можливого рівня перехресних завад є важливою задачею.

4. Використання на лініях з СРК волоконно-оптичних підсилювачів призводить до погіршення співвідношення сигнал/шум та, відповідно, до погіршення якості передачі. Це ставить завдання фільтрації групового сигналу з метою якомога більшого очищення його від оптичного шуму.

2 МОДЕЛЮВАННЯ ПРИСТРОЇВ ОПТИЧНОГО ДІАПАЗОНУ ХВИЛЬ

2.1. Основні принципи моделювання тонкоплівкових оптичних фільтрів

Найпершими типами оптичних фільтрів, що знайшли застосування, були фільтри з використанням кольорового оптичного скла. Кольорове оптичне скло призначене для виготовлення світлофільтрів з вибірконим поглинанням світлового випромінювання в широкому діапазоні довжин хвиль. Недоліками таких світлофільтрів є порівняно широкі смуги пропускання та загородження, що не дозволяє використовувати їх в системах оптичного зв'язку з спектральним розділенням каналів. На цей час в системах оптичного зв'язку знайшли широке застосування оптичні фільтри на тонких плівках [11]. Структури на тонких плівках також використовуються для демультимплексування оптичних сигналів і можуть бути використані у якості модуляторів. Методи їх розрахунку та оптимізації наведені в [12]. Поряд з фільтрацією сигналів багат шарові структури можуть бути застосовані і в створенні невідбиваючих покриттів.

Найбільш поширеними серед тонкоплівкових структур є багат шарові системи з шарами рівної оптичної товщини, але з різними показниками заломлення, що чергуються. Для керування їх характеристиками щодо значення ширини смуг пропускання та загородження використовуються методи відхилення від рівнотовщинної побудови при збереженні оптичної товщини періоду. Методи синтезу таких систем викладено в [12].

Методи розрахунку характеристик багат шарових структур наведені в [11, 12], але вони не враховують квантової природи світла. Крім того вони не враховують імпульсний характер цифрових оптичних сигналів, оскільки оптичний сигнал апріорі вважається стаціонарним, а також не завжди дозволяють визначити фазову характеристику фільтра, хід якої необхідно знати при використанні фільтра в когерентних оптичних системах передачі [13]. При цьому, світловий сигнал являє собою сукупність світлових квантів, що розповсюджуються, при певних умовах, не взаємодіючи один з одним, і взаємодія його з речовиною визначається згідно з законами квантової електродинаміки [14]. Використання для передачі цифрової форми представлення сигналу призводить до необхідності врахування динамічних характеристик оптичних фільтрів, оскільки в якості цифрової форми використовується двійкова форма представлення, в якій одиницю відображає оптичний імпульс. З ростом швидкості передачі тривалість імпульсу зменшується, і перехідні характеристики оптичного фільтра зумовлюють все більший вплив на викривлення оптичного сигналу.

Оптичний фільтр на тонких плівках являє собою конструкцію, зображену на рис. 2.1.

На діелектричну підкладку 1 наносять певне число діелектричних плівок з різними показниками заломлення, але з однаковою оптичною товщиною, що дорівнює $\lambda/4$ для відбиваючого фільтра. Причому їх наносять так, щоб між двома плівками з більшим показником заломлення n_1 (наприклад, сульфід цинку, для якого $n_1 \approx 2,3$) була розміщена плівка з малим показником заломлення n_2 (наприклад, фторид літію з $n_2 \approx 1,3$). В цьому випадку всі відбиті хвилі будуть синфазними, і тому будуть взаємно підсилюватись. Характерною властивістю такої відбиваючої системи є те, що вона діє в досить вузькій спектральній області [15]. Технологія нанесення тонких плівок базується на термічному випаровуванні плівкоутворюючих матеріалів у вакуумі.

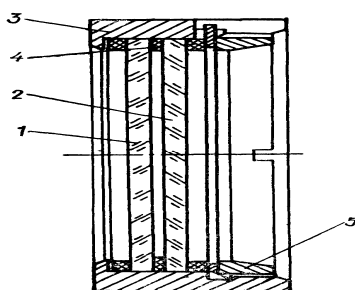


Рис. 2.1. Конструкція тонкоплівкового оптичного фільтра:

- 1 – підкладка, на яку наносять оптичні шари;
- 2 – захисна пластина;
- 3 – оправка;
- 4 – прокладка;
- 5 – різьбове кільце.

Таким чином, при побудові моделі тонкоплівкового оптичного фільтра необхідно врахувати оптичні властивості оптичних шарів, що утворюють фільтр. Насамперед, будемо вважати, що рівень сигналів, які підлягають фільтрації, не перевищує деякий пороговий рівень, при якому виникають нелінійні явища. В цьому випадку відсутня необхідність враховувати такий механізм розсіювання світла в твердому тілі, як комбінаційне розсіювання світла в матеріалі скла. Існують методи розрахунку розповсюдження електромагнітних хвиль в плоскопаралельних оптичних середовищах з випадковими неоднорідностями. Проте, незважаючи на наявність молекулярних неоднорідностей у склі, вони не були прийняті до уваги, зважаючи на порівняно малу товщину оптичних плівок.

Вхідний сигнал був представлений у вигляді сукупності синфазних квантів. Враховуючи, що за своєю формою огинаюча сигналу являє собою прямокутний імпульс з порівняно малим часом наростання, вважалось, що всі кванти надходять на вхід фільтру одночасно. Розрахунок траєкторії розповсюдження кванту в оптичному середовищі фільтру проводивсь згідно з принципами квантової електродинаміки [14], відповідно до яких коефіцієнт відбиття на границі розділу двох оптичних середовищ являє собою ймовірність відбиття. В цьому випадку для проведення розрахунків був використаний метод Монте - Карло [16] з метою визначення в кожному конкретному випадку проходу чи відбиття границі розділу між двома оптичними середовищами. Час затримки кванту при проходженні фільтру рахувався досить малим, порівняно з його тривалістю [17], що дозволило при визначенні результуючого вихідного сигналу проводити векторне підсумовування елементарних сигналів, відповідаючих окремим квантам.

2.2. Статистичний метод моделювання тонкоплівкових оптичних фільтрів

На цей час для розрахунку оптичних пристроїв, зокрема оптичних хвилеводів, використовується хвильовий та променевий підхід [18]. Використання того, чи іншого підходу визначається співвідношенням між довжиною світлової хвилі та поперечними розмірами направляючої системи [18]. При цьому вважається, що світловий сигнал являє собою неперервну електромагнітну хвилю, і таким чином не враховується квантова природа світла. В той же час світлові сигнали складаються із сукупності світлових квантів з певною довжиною хвилі [14]. При цьому перехід квантом через границю розділу двох оптичних середовищ описується принципами квантової електродинаміки [14]. Згідно з ними коефіцієнт відбиття кванту від границі є ймовірністю відбиття кванту від границі розділу, оскільки квант не може частково відбиватись від границі та одночасно частково проходити через неї. Якби цей факт мав місце, після проходження границі розділу з одного кванта, згідно з законом збереження енергії [17], утворилося б два кванти з довжинами хвиль більшими за довжину хвилі вихідного кванта. Тобто в термінах довжин хвиль закон

збереження енергії має вид: $\frac{hc}{\lambda} = \frac{hc}{\lambda_1} + \frac{hc}{\lambda_2}$. Таким чином, оскільки це явище

відсутнє, оптичні кванти при проходженні через границю розділу двох оптичних середовищ повністю або відбиваються від неї, або проходять через границю [19]. Співвідношення між кількістю відбитих квантів, та тих, які пройшли, визначається коефіцієнтом відбиття [15]. Щодо проходження окремого конкретного кванта через

границю, то це явище є випадковим процесом. При моделюванні розповсюдження квантових потоків через оптичні пристрої та елементи для опису цього процесу використовується генератор випадкових чисел. І в залежності від значень числа на його виході визначається подальший напрямок руху кванту. А саме: якщо число буде меншим, або дорівнюватиме коефіцієнту відбиття, квант відбивається від границі розділу. В іншому разі він проходить через границю.

Таким чином, при розрахунку характеристик пристроїв та елементів оптичного зв'язку вхідний сигнал описується сукупністю певної досить великої кількості квантів з однаковою фазою (для когерентного сигналу). Після чого розглядається окремо рух кожного кванту через пристрій з урахуванням фазового зсуву на кожному проміжку розповсюдження. Вихідний сигнал при цьому формується, як сума сигналів від всіх квантів на виході пристрою з урахуванням їх фазового зсуву [20].

При розповсюдженні квантів в однорідному оптичному середовищі траєкторія руху описується згідно з законами геометричної оптики. При розповсюдженні в неоднорідному оптичному середовищі воно розбивається на дискретно розташовані шари, показник заломлення яких можна вважати постійним. В межах одного шару квант розповсюджується за законами геометричної оптики зі сталою постійною розповсюдження. На границі двох шарів діють закон Снеліуса та закони відбиття. При цьому коефіцієнт відбиття визначає для кожного конкретного кванту лише ймовірність відбиття від границі розділу. Кінцевий результат – відбиття чи проходження визначається генератором випадкових чисел [20].

При розповсюдженні в середовищі з втратами воно розбивається на ряд дискретних елементів, ймовірність переходу крізь які або поглинання кванту визначається рівнем загасання конкретного елементу та розраховується на його основі. Остаточний результат для конкретного кванту також визначається генератором випадкових чисел. Застосування статистичних методів тут необхідне, оскільки зміна амплітуди електромагнітної хвилі, як єдиного утворення, за рахунок втрат має місце виключно в діапазоні нижніх частот за межами світлового діапазону. В межах світлового діапазону за втрати відповідає лише явище поглинання та розсіювання світлових квантів, оскільки припущення щодо зміни амплітуди та, відповідно, енергії кванту призводить, як наслідок, до зміни його частоти, чого на практиці не спостерігається.

Тонкоплівкові оптичні фільтри функціонують на базі інтерференційних явищ [17], та можуть бути віднесені до класу часових оптичних фільтрів, оскільки задовольняють умови лінійності, інваріантності та стійкості. Природа та властивості інтерференційних явищ досить докладно були описані в [21]. Згідно з ними,

інтерференція являє собою наслідок взаємодії (складання) електромагнітних коливань. Так, наприклад, розглянемо випадок, коли в деякій точці мають місце два коливання однакової частоти ω , різних початкових фаз та різних амплітуд. Крім того, припустимо, що ці коливання відбуваються вздовж одної лінії. В цьому випадку маємо:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_1 &= \vec{E}_{01} \cos(\omega t + \alpha_1), \\ \vec{E}_2 &= \vec{E}_{02} \cos(\omega t + \alpha_2). \end{aligned} \right\}, \quad (2.1)$$

де E_{01} та E_{02} – амплітуди, а α_1 та α_2 – фази коливань. В результаті складання отримаємо:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \vec{E}_{01} \cos(\omega t + \alpha_1) + \vec{E}_{02} \cos(\omega t + \alpha_2) = \vec{E}_0 \cos(\omega t + \alpha). \quad (2.2)$$

Таким чином, при складанні двох гармонічних коливань однакового періоду вздовж однієї прямої виникає результуюче гармонічне коливання тієї ж частоти вздовж тої ж прямої, амплітуда та початкова фаза якого визначаються з векторної діаграми (рис. 2.2):

$$\left. \begin{aligned} E_0^2 &= E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\alpha_2 - \alpha_1), \\ \operatorname{tg} \alpha &= \frac{E_{01} \sin \alpha_1 + E_{02} \sin \alpha_2}{E_{01} \cos \alpha_1 + E_{02} \cos \alpha_2}. \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

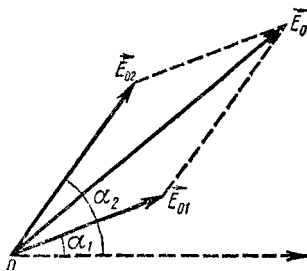


Рис. 2.2. Векторна діаграма складання коливань

Оскільки інтенсивність прямо пропорційна квадрату амплітуди, то, після множення обох сторін першого рівняння системи (2.3) на постійну для даного середовища величину $(c/8\pi)\epsilon^{1/2}$, для інтенсивності отримаємо:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1), \quad (2.4)$$

де I_1 та I_2 – інтенсивності складових коливань, а I – результуюча інтенсивність.

Випромінювання світлових електромагнітних хвиль пов'язане з коливаннями в атомах, які не є ідеально гармонічними, – кожний процес коливань відбувається за проміжок часу порядку 10^{-8} с. одночасні коливання в різних атомах відбуваються незалежно одне від одного, тобто відповідні коливання не зв'язані за фазою, а також мають різні початкові фази. Внаслідок цього, результат складання (2.4) буде залежати від часу. Через велику частоту зміни інтенсивності не можливо відстежити такі швидкі зміни. Тому треба усереднити (2.4) за часом спостереження, тобто:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1). \quad (2.5)$$

Лінії зверху означають усереднення за часом відповідних величин. Припускаючи, що E_{01} та E_{02} не залежать від часу, отримуємо:

$$\bar{I} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1). \quad (2.6)$$

Щоб визначити середнє значення інтенсивності, достатньо в даному випадку знайти середнє значення косинусу різниці фаз:

$$\overline{\cos(\alpha_2 - \alpha_1)} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) dt, \quad (2.7)$$

де τ – час спостереження. Як витікає з (2.6) та (2.7), зміна середнього значення інтенсивності залежить від різниці фаз складових коливань.

Розглянемо два часткових випадки. В першому $\alpha_2 - \alpha_1 = \text{const}$, а значить, згідно (2.7) маємо:

$$\overline{\cos(\alpha_2 - \alpha_1)} = \frac{1}{\tau} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \int dt = \cos(\alpha_2 - \alpha_1) = \text{const},$$

з цього випливає

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1), \quad (2.8)$$

тобто

$$\bar{I} \neq I_1 + I_2. \quad (2.9)$$

Вираз (2.8) означає, що за постійної різниці фаз складових коливань результуюча інтенсивність буде відмінною від суми інтенсивності окремих коливань, тобто виникає явище інтерференції. Коливання, що відповідають умовам, при яких різниця фаз залишається постійною величиною, називаються когерентними. Очевидно, що коливання, які мають різні частоти, не можуть бути когерентними. Однак, не всі коливання, частоти яких однакові, є когерентними.

Інтерференція обумовлена наявністю третього члена в (2.8), який називається інтерференційним членом. Інтерференційний член характеризує кореляцію (взаємозв'язок) складових коливань.

В другому випадку різниця початкових фаз складових коливань змінюється випадковим чином. Тоді різниця фаз, що хаотично змінюється, з рівними ймовірностями приймає однакові додатні та від'ємні значення, і середнє значення $\cos(\alpha_2 - \alpha_1)$ буде дорівнювати нулю. Таким чином

$$I = I_1 + I_2. \quad (2.10)$$

Як видно з (2.10), при хаотичній зміні різниці фаз відбувається просте складання інтенсивностей, тобто явище інтерференції спостерігатися не буде. Подібні коливання називаються некогерентними. Реальні джерела світла не

випромінюють ідеально монохроматичні хвилі за рахунок хаотичного теплового руху атомів. Монохроматичні хвилі однакового періоду та частоти завжди є когерентними. Якщо коливання синфазні, тобто фази α_2 та α_1 однакові, або відрізняються на парне число π , то інтенсивність I максимальна і дорівнює:

$$I_{\text{макс}} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2. \quad (2.11)$$

Якщо коливання протифазні, тобто фази відрізняються на непарне число π , то має місце мінімальна інтенсивність:

$$I_{\text{мін}} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2 \quad (2.12)$$

Якщо фази відрізняються на $m\pi \pm \pi/2$ (m – ціле число), то $I = I_1 + I_2$. В цьому випадку інтенсивність результуючого коливання дорівнює сумі інтенсивностей коливань, що складуються.

При цьому слід зауважити, що дві світлові хвилі, що розповсюджуються в одному напрямку, ніколи не інтерферують між собою, якщо вони лінійно поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах [21].

Таким чином, для виконання умов інтерференції в інтерференційних фільтрах необхідно сформувати сигнал із світлових когерентних хвиль, що рухаються в одному напрямку і поляризовані в одній площині. Останньої умови можна досягти, пропустивши сигнал через поляризатор. Рух в одному напрямку забезпечується попереднім розповсюдженням сигналу по оптичному волокну, а довжина когерентності сигналу повинна бути досить великою, порівняно з товщиною робочої зони тонкоплівкового інтерференційного фільтра [68]. Експериментально встановлено, що інтерференційні явища спостерігаються при виконанні умови:

$$\Delta t \Delta \nu \leq 1, \quad (2.13)$$

де $\Delta \nu$ – ширина смуги частот світлового сигналу. Час затримки

$$\Delta t \sim (1/\Delta \nu)$$

називається часом когерентності світла [25], а відповідна різниця ходу

$$\Delta l = c\Delta t \sim (c/\Delta \nu)$$

довжиною когерентності світлового сигналу. Для атомів Δt має значення порядку 10^{-8} с. В цьому випадку довжина когерентності складає ~ 3 м, що на декілька порядків більше за товщину робочої зони, і сигнал на вході тонкоплівкового інтерференційного фільтра можна вважати монохроматичним з частотою ω .

Враховуючи наведене вище, вхідний сигнал імпульсної форми можна представити, як сукупність N лінійно поляризованих синфазних монохроматичних квантів (елементарних електромагнітних хвиль з амплітудою A_i , $i = 1, 2, \dots, N$), які одночасно подаються на вхід фільтра. Початкову фазу кожного кванту будемо вважати такою, що дорівнює нулю. Сигнали на виходах фільтра будуть сформовані

векторною сумою квантів, що їх досягли з урахуванням фазового зсуву кожного кванту (рис. 2.3) [22].

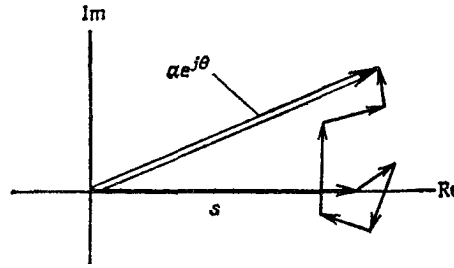


Рис. 2.3. Принцип формування вихідного сигналу фільтра

Оскільки розповсюдження квантів відбувається згідно з законами квантової електродинаміки [14], коефіцієнти відбиття на границях між оптичними плівками визначають ймовірність відбиття світлового кванту від границі, і результат – відбиття або проходження кванту через границю визначається в кожному конкретному випадку методом Монте-Карло. Таким чином, траєкторія руху кожного кванту має бути розрахована окремо поряд з визначенням фазового зсуву на виході фільтра та з метою подальшого формування сукупного сигналу. Вихідний сукупний сигнал фільтра $\overline{A_k}$ може бути представлений у вигляді векторної суми елементарних складових вихідних сигналів $\overline{A_i}$ [22]:

$$\overline{A_k} = \sum_{i=1}^k \overline{A_i}. \quad (2.14)$$

Амплітуда вихідного сигналу A_k визначається з виразу:

$$A_k = |\overline{A_k}| = \left| \sum_{i=1}^k \overline{A_i} \right|, \quad (2.15)$$

а перехідне загасання (внесені втрати) α_k згідно з (2.16):

$$\alpha_k = 20 \lg \frac{A_k}{A_{in}}, \quad (2.16)$$

де A_{in} - амплітуда вхідного сигналу.

Для застосування методу Монте-Карло та визначення співвідношення між амплітудою вхідного та вихідного сигналу необхідно визначити коефіцієнти відбиття на границях розділу оптичних середовищ з різними оптичними характеристиками. З цією метою були використані формули Френеля [21]. З урахуванням закону заломлення ($\sin\theta_i / \sin\theta_t = n_2 / n_1$) ці співвідношення можна записати в наступній формі:

$$\left. \begin{aligned} T_{\parallel} &= \frac{2 \sin \theta_t \cos \theta_i}{\sin(\theta_i + \theta_t) \cos(\theta_i - \theta_t)} A_{\parallel}, \\ T_{\perp} &= \frac{2 \sin \theta_t \cos \theta_i}{\sin(\theta_i + \theta_t)} A_{\perp}, \end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

$$\left. \begin{aligned} R_{\parallel} &= \frac{\operatorname{tg}(\theta_i - \theta_t)}{\operatorname{tg}(\theta_i + \theta_t)} A_{\parallel}, \\ R_{\perp} &= -\frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)} A_{\perp}. \end{aligned} \right\} \quad (2.18)$$

Тут $A_{\parallel}$ та $A_{\perp}$ - компоненти комплексної амплітуди падаючої хвилі, паралельні та перпендикулярні площині падіння відповідно. $T_{\parallel}$ та $T_{\perp}$, а також $R_{\parallel}$ та $R_{\perp}$ - аналогічні компоненти хвилі, що пройшла та відбитої хвилі. Кути θ_i та θ_t являють собою кут падіння та заломлення відповідно. Оскільки θ_i та θ_t дійсні (випадок повного внутрішнього відбиття виключаємо), то тригонометричні функції, що стоять в правій частині рівнянь, також дійсні. Як наслідок, фаза кожної компоненти відбитої хвилі та хвилі, що пройшла або дорівнює фазі відповідної компоненти падаючої хвилі, або відрізняється від неї на π . Оскільки знаки $T_{\parallel}$ та $T_{\perp}$ співпадають зі знаками $A_{\parallel}$ та $A_{\perp}$, фаза хвилі, що пройшла дорівнює фазі падаючої. У випадку відбитої хвилі фаза буде залежати від відносних значень θ_i та θ_t . Якщо оптична густина другого середовища більше, ніж першого ($n_2 > n_1$), то $\theta_t < \theta_i$; і тому, згідно з співвідношенням (2.17, 2.18), знаки $R_{\perp}$ та $A_{\perp}$ різні, і фази відрізняються одна від одної на π . При тих же обставинах значення $\operatorname{tg}(\theta_i - \theta_t)$ додатне, але знаменник $\operatorname{tg}(\theta_i + \theta_t)$ стає від'ємним для $\theta_i + \theta_t > \pi / 2$, і в цьому випадку фази $R_{\parallel}$ та $A_{\parallel}$ відрізняються одна від одної на π . Аналогічний розгляд можна провести для випадку, коли друге середовище має меншу оптичну густину ніж перше.

Виберемо кут падіння θ_i досить малим, таким, що падіння можна вважати практично нормальним. В цьому випадку співвідношення (2.17, 2.18) будуть мати наступний вигляд, де $n = n_2/n_1$. При цьому розбіжність між паралельною та перпендикулярною компонентами зникає, і поняття площини падіння втрачає сенс. Співвідношення між амплитудою відбитої та падаючої хвилі:

$$\left. \begin{aligned} T_{\parallel} &= \frac{2}{n+1} A_{\parallel}, \\ T_{\perp} &= \frac{2}{n+1} A_{\perp}, \end{aligned} \right\}, \quad (2.19)$$

$$\left. \begin{aligned} R_{\parallel} &= \frac{n-1}{n+1} A_{\parallel}, \\ R_{\perp} &= -\frac{n-1}{n+1} A_{\perp}, \end{aligned} \right\}, \quad (2.20)$$

описується в цьому випадку виразом для коефіцієнта відбиття C_r (2.21).

$$C_r = ((n_{21}-1)/(n_{21}+1))^2, \quad (2.21)$$

де n_{21} – відносний показник заломлення оптичних середовищ з показниками заломлення n_1 та n_2 .

Таким чином, запропонований метод розрахунку передаточних характеристик тонкоплівкового фільтра дозволяє отримати співвідношення не тільки між амплітудами вхідного та вихідного сигналів фільтра, але й співвідношення між їх фазами (2.3), на відміну від існуючих методів. Крім того, відомі методи розрахунку запропоновані для стаціонарного неперервного процесу розповсюдження світлового випромінювання через фільтр, в той час як запропонований метод дозволяє провести розрахунки динамічних характеристик. Оскільки передача інформації в оптичних системах виконується з використанням оптичних імпульсів малої тривалості, це надає запропонованому методу помітні переваги.

2.3. Моделювання одношарових оптичних фільтрів на тонких плівках

З використанням розрахункових методів, розроблених в роботі, було проведено моделювання оптичного фільтра, що використовує одну оптичну плівку [23]. Класичні методи моделювання проходження світла крізь шаруваті середовища були розроблені в [12], але в них не враховувалась квантова природа світла. В цих методах сигнал уявлявся, як неперервний процес. В реальній ситуації оптичний сигнал передається у вигляді сукупності дискретних утворень – оптичних квантів. При цьому взаємодія квантів з оптичним середовищем фільтра відбувається у відповідності до принципів квантової електродинаміки [14].

Тонкоплівковий фільтр являє собою сукупність діелектричних прозорих плівок з певною товщиною та показником заломлення, які забезпечують розділення вхідного сигналу за двома напрямками. За напрямком, що відповідає проходженню сигналу через фільтр, та за напрямком, що відповідає відбиттю вхідного сигналу від фільтра. Процес проходження оптичного кванта через границю розділу двох середовищ (рис. 2.4) характеризується коефіцієнтом відбиття C_r , який визначається для неперервної електромагнітної хвилі, що падає перпендикулярно до площини розділу, виразом (2.21): $C_r = ((n_{21}-1)/(n_{21}+1))^2$,

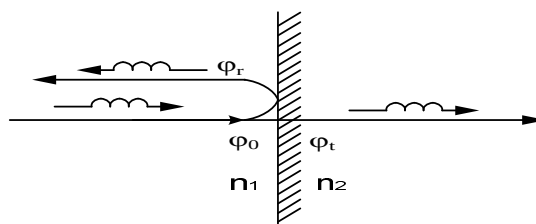


Рис. 2.4. Процес проходження кванта через границю розділу двох середовищ

де n_{21} – відносний показник заломлення оптичних середовищ с показниками заломлення n_1 та n_2 .

На відміну від неперервної електромагнітної хвилі значення коефіцієнта відбиття означає для оптичного кванта ймовірність відбиття від границі розділу середовищ [14]:

$$C_r = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_{ref}}{N}, \quad (2.22)$$

де N_{ref} - кількість квантів, відбитих від границі розділу, а N – загальна кількість квантів, що падає на границю розділу двох середовищ. При цьому числове значення цієї ймовірності узгоджується із значенням, отриманим з виразу (2.21).

Процес проходження оптичним квантом багатошарового фільтра складається з цілого ряду елементарних подій, що являють собою проходження шарів з наступним переходом через границю розділу оптичних або відбиттям від неї. Оскільки проходження через границю або відбиття є процесом, що визначається випадковою послідовністю подій проходження-відбиття, то для розрахунку передаточних характеристик фільтра можна застосувати метод статистичних випробувань, або, як його ще називають, метод Монте-Карло [16]. При проведенні моделювання згідно з методом Монте-Карло визначається траєкторія руху кожного кванту з використанням генератора псевдо випадкових чисел при проходженні границі розділу оптичних середовищ для визначення результату – проходження чи відбивання. Таким чином, кожний квант на виході фільтра характеризується власною траєкторією проходження фільтра і, відповідно фазовим зсувом в результаті цього (рис. 2.5). Амплітуда результуючого сигналу на виході визначається як сума амплітуд окремих квантів з урахуванням фазових співвідношень. На відміну від класичних методів розрахунку, статистичний метод враховує можливість багатократних відбивань світлових квантів між границями розділу оптичних середовищ та, відповідно, впливу відповідних фазових зсувів на вихідний сигнал.

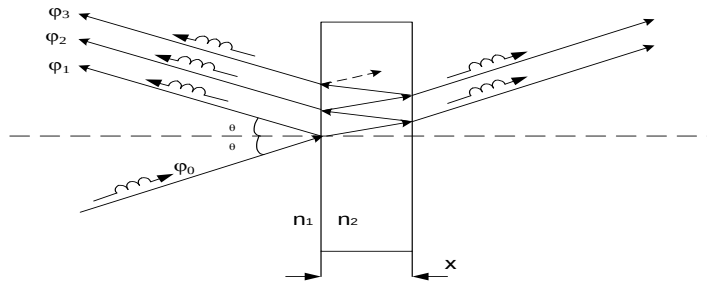


Рис. 2.5. Процес проходження світловим квантом оптичної плівки

В роботі було проведене числове моделювання конструкції фільтра, що використовує одну плівку (рис. 2.5). Тут n_1 та n_2 – абсолютні показники заломлення навколишнього середовища та матеріалу плівки, x – товщина плівки. В якості вихідного сигналу було розглянуто відбитий сигнал. Кут падіння θ_i було вибрано достатньо малим, таким, що падіння можна було вважати практично нормальним. В цьому випадку співвідношення між амплітудою відбитої та падаючої хвилі описується виразом для коефіцієнта відбиття (2.21).

Оптичний сигнал на вході фільтра був представлений у вигляді поляризованої сукупності синфазних квантів, і при переході кванту з одного оптичного середовища в інше результат (заломлення або відбиття від границі розділу) розраховувався статистичними методами (методом Монте-Карло). Причому ймовірність відбиття чи проходження світлового кванту через границю розділу визначалась величиною коефіцієнта відбиття.

Амплітуда вихідного сигналу визначалась сумою амплітуд квантів на виході фільтруючого пристрою з урахуванням фазових співвідношень, а передаточна характеристика фільтра (внесене загасання) визначалась як:

$$\alpha = 20 \lg A_{\text{вх}}/A_{\text{вих}}, \quad (2.23)$$

де $A_{\text{вх}}$ та $A_{\text{вих}}$ - являють собою амплітуди вхідного та вихідного сигналів відповідно.

При цьому вхідний сигнал був представлений квантами з одиничною амплітудою ($A_1=1$) та початковою фазою, що дорівнює нулю. Якщо число вхідних квантів дорівнює N , амплітуда вхідного сигналу в цьому випадку має вигляд $A_{\text{вх}} = N \cdot A_1 = N$, оскільки кванти синфазні.

Сигнал на виході фільтра також являє собою сукупність деякої кількості квантів. Причому фаза кожного кванту визначається конкретною траєкторією його руху в межах плівки фільтра, а також з урахуванням фазового зсуву при відбитті від границь розділу оптичних середовищ за час руху кванта від входу до виходу фільтра. При цьому амплітуда результуючого вихідного сигналу визначається як сума амплітуд окремих квантів, що досягли виходу, з урахуванням їх фази. В алгоритмі розрахунку на кожному етапі, який характеризується появою на виході

нового кванту з номером i , сумарна амплітуда A_i та фаза вихідного сигналу φ_i визначається на основі виразу складання двох гармонічних коливань (2.3):

$$A_i = \sqrt{A_{i-1}^2 + A_1^2 + 2A_{i-1}A_1 \cos(\varphi - \varphi_{i-1})},$$

$$\operatorname{tg} \varphi_i = \frac{A_{i-1} \sin \varphi_{i-1} + A_1 \sin \varphi}{A_{i-1} \cos \varphi_{i-1} + A_1 \cos \varphi},$$

де A_i – результуюча амплітуда вихідного сигналу, сформованого сукупністю i квантів, A_{i-1} – результуюча амплітуда вихідного сигналу, сформованого сукупністю $i-1$ квантів, φ_i та φ_{i-1} – відповідні фази цих сигналів, φ та A_1 – фаза та амплітуда відповідно i – того кванта.

На рис. 2.6 надано залежності внесеного загасання фільтра від товщини плівки, нормованої до довжини хвилі - x/λ для різних значень показника заломлення n_2 . З графіків видно, що залежності являють собою періодичні функції, періоди яких залежать від показника заломлення n_2 ($n_2 = 1,5$ (1); $n_2 = 2,2$ (2)). Зі збільшенням показника заломлення зменшується значення загасання в смузі пропускання та загородження. При цьому зменшується також різниця між максимальним та мінімальним його значеннями. Показник заломлення оточуючого середовища n_1 припускається таким, що дорівнює 1.

Еквідистантне розташування смуг пропускання та загородження фільтра дозволяє застосовувати його в системах WDM для попередньої фільтрації групового сигналу та його демультимплексування.

Враховуючи той факт, що фазовий зсув φ на товщині плівки x з показником заломлення n дорівнює:

$$\varphi = 2\pi \cdot n \cdot x / \lambda, \quad (2.24)$$

графіки передаточних характеристик можна представити у вигляді залежності внесеного загасання від фазового зсуву на товщині плівки, як це показано на рис. 2.7. На ньому зображено передаточні характеристики оптичного фільтра, що працює в режимі на відбиття з використанням однієї плівки з різними показниками заломлення n ($n = 1,5$ (1); $2,2$ (2) та 3 (3)).

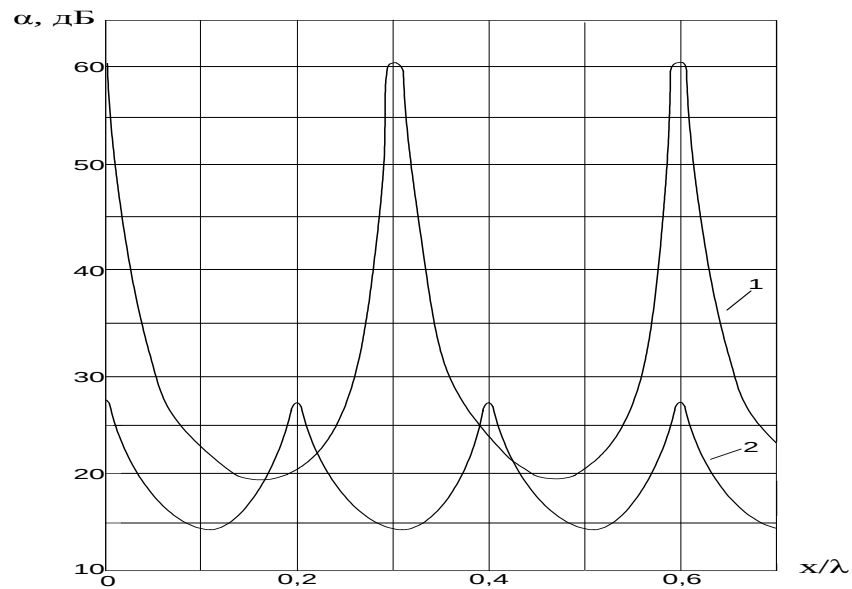


Рис. 2.6. Передаточні характеристики відбиваючого оптичного фільтра, що використовує одну плівку ($n_2 = 1,5$ (1); $n_2 = 2,2$ (2))

Як видно з графіків, з ростом n зменшується перепад між загасанням в екстремальних точках, а самі характеристики зміщуються в область більш низьких втрат.

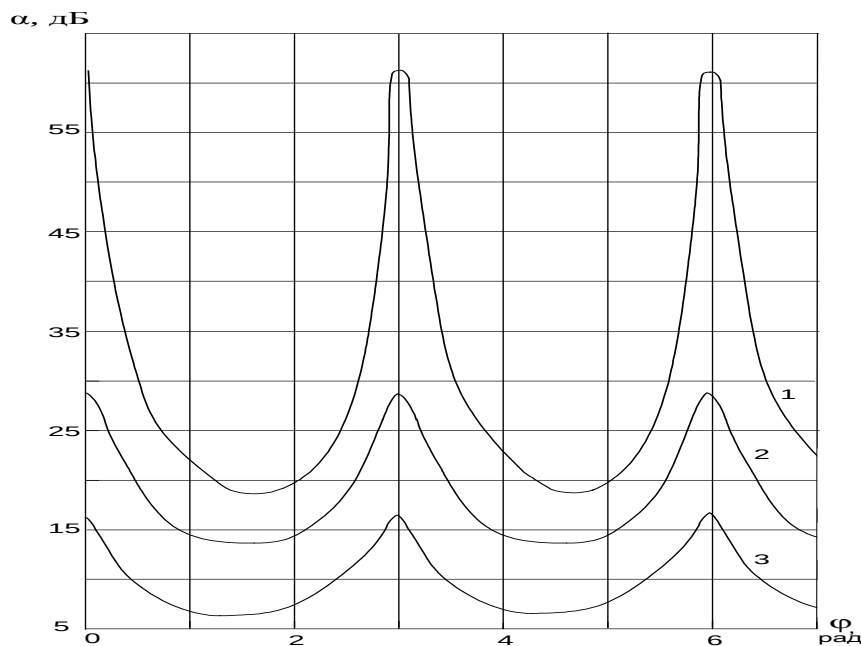


Рис. 2.7. Залежність внесеного загасання фільтра від величини фазового зсуву на товщині плівки при $n = 1,5$ (1); $2,2$ (2) та 3 (3)

2.4. Розрахунок передаточних характеристик багатошарових фільтрів на тонких плівках

2.4.1. Аналіз передаточних характеристик багатошарових фільтрів на тонких плівках

Для покращення передаточних характеристик оптичні фільтри формують з сукупності тонких плівок [12]. В цьому випадку можна зменшити втрати в смузі пропускання та збільшити їх в смузі загородження.

З метою послідовної перевірки принципів моделювання багатошарових фільтрів в роботі було розглянуто конструкцію тонкоплівкового фільтра, що складається з двох оптичних шарів (рис. 2.8) [20].

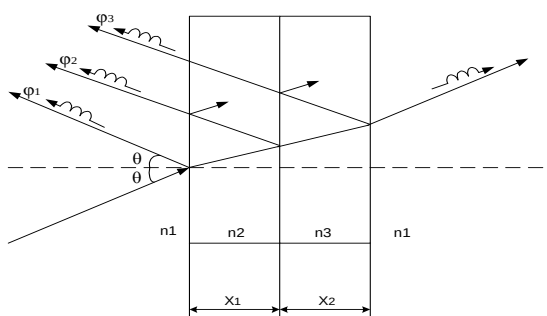


Рис. 2.8. Оптичний фільтр, що використовує дві оптичні плівки

При цьому між показниками заломлення першого та другого шару (n_2 та n_3 відповідно) виконувалось співвідношення $n_2 > n_3$. Значення показника заломлення навколишнього середовища n_1 дорівнювало 1.

Важливим фактором при моделюванні багатошарового оптичного фільтра є врахування зміни фази сигналу при відбиванні від границі розділу двох оптичних середовищ з різними показниками заломлення, наприклад n_1 та n_2 . В цьому випадку фазовий зсув відбитого кванту при перпендикулярному падінні на границю розділу складає π , якщо $n_2 > n_1$ та 0, якщо $n_1 > n_2$ [17].

На рис. 2.9 наведено передаточні характеристики фільтра, що використовує два оптичних шари, в залежності від фазового зсуву, що вносить одиничний шар. При цьому значення показника заломлення другого шару n_3 залишалось незмінним, та дорівнювало 1,5, в той час як показник заломлення першого шару n_2 приймав значення 1,8; 2,2; 2,5; 2,8. Між показниками заломлення шарів та значенням їх товщини виконувалось співвідношення:

$$(n_2 / n_3) (x_2 / x_3) = 1. \quad (2.25)$$

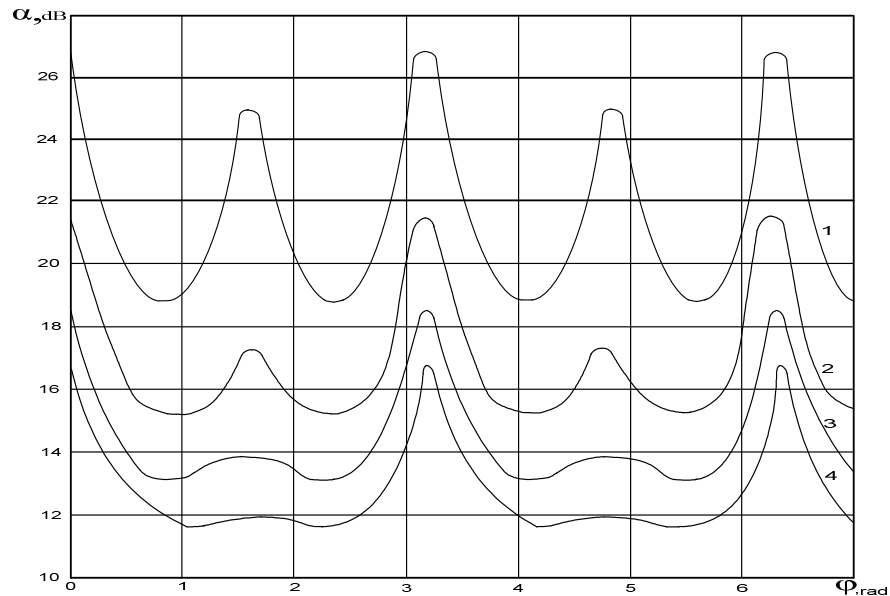


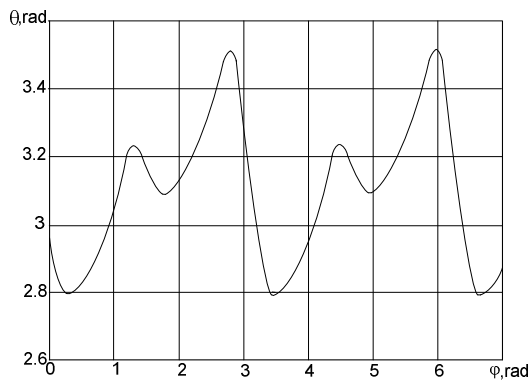
Рис. 2.9. Передаточні характеристики фільтра, що використовує два оптичних шари ($n_2=1,8(1); 2,2(2); 2,5(3); 2,8(4)$)

Таким чином, забезпечувалась рівність фазових зсувів в кожному шарі для квантів з однаковими довжинами хвиль.

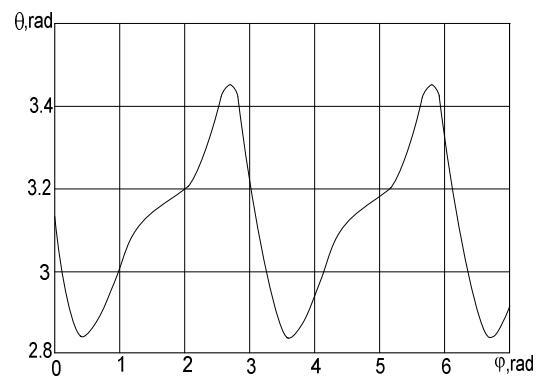
Згідно з результатами розрахунків, при порівняно невеликих значеннях n_2 в центрі смуги пропускання фільтра ($\varphi = \pi/2 + \pi n$) спостерігалось локальне збільшення загасання. Цей факт можна пояснити впливом на вихідний сигнал квантів, відбитих в напрямку виходу від границі розділу шарів фільтра. Їх фаза відрізняється на π від фази квантів, відбитих від першого шару. В результаті цього знижується рівень вихідного сигналу. Зі збільшенням значення показника заломлення першого шару n_2 число квантів, відбитих від нього, підвищується. при цьому вплив другого шару зменшується, так що характеристика в смузі пропускання стає більш пласкою. Таким чином, за рахунок вибору показників заломлення шарів фільтра можна керувати видом передаточної характеристики фільтра.

На рис. 2.10 зображено фазові характеристики тонкоплівкових оптичних фільтрів з двома шарами. При цьому на рисунках а) та б) наведені характеристики фільтрів з показниками заломлення шарів $n_2=2,2; n_3=1,5$ (а) та $n_2=2,8; n_3=1,5$ (б) відповідно.

Характеристики внесених втрат цих фільтрів наведено на рис. 2.9. Як випливає з рисунків, більша нерівномірність характеристики внесених втрат викликає більшу нерівномірність фазової характеристики. І цей факт необхідно прийняти до уваги при створенні оптичних фільтрів.



(а)



(б)

Рис. 2.10. Фазова характеристика фільтра, що використовує два оптичних шари ($n_2 = 2,2$; $n_3 = 1,5$ (а) та $n_2 = 2,8$; $n_3 = 1,5$ (б))

При збільшенні кількості оптичних шарів фільтра появи кожного нового шару відповідає додаткове внесення в програму алгоритма розрахунку одиничного шару. З метою порівняльного аналізу в роботі було розраховано характеристики фільтрів, що використовують три та більше оптичних шарів [24].

При цьому були розраховані передаточні та фазові характеристики фільтрів як в режимі відбивання, так і в прохідному режимі.

На рис. 2.11 – 2.14 наведені характеристики фільтра, що використовує три оптичні плівки. При цьому значення показників заломлення n_1 , n_2 , n_3 першого, другого, та третього шару відповідно складало 2,8; 1,5; 2,8. Між показниками заломлення шарів та значеннями їх товщин (x_1 , x_2 , x_3) виконувалось співвідношення:

$$(n_1 / n_2) (x_1 / x_2) = (n_2 / n_3) (x_2 / x_3) = 1. \quad (2.26)$$

Таким чином забезпечувалась рівність фазових зсувів в кожному шарі для квантів з однаковими довжинами хвиль. Результати розрахунку передаточних характеристик фільтра в режимі відбивання та пропускання наведені на рис. 2.11 та 2.12 відповідно.

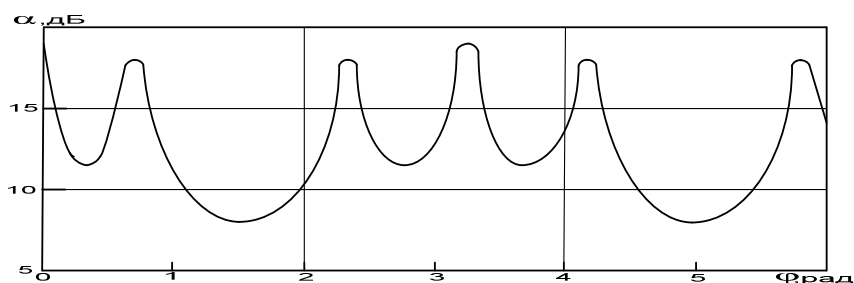


Рис. 2.11. Передаточна характеристика фільтра в режимі відбивання (показники заломлення шарів n_1 , n_2 , n_3 дорівнюють 2,8; 1,5; 2,8 відповідно)

Як витікає з графіків, розташування смуг пропускання відбиваючого фільтра відповідає розташуванню смуг загородження прохідного фільтра. Таким чином, фільтр може функціонувати в режимі попереднього розділення групового сигналу на парні та непарні канали.

Порівняння фазових характеристик фільтра в режимі відбивання та проходження свідчить про високу лінійність фазової характеристики в режимі проходження світлового сигналу. В той же час фазова характеристика в режимі відбивання відрізняється значним рівнем нелінійності, і це треба враховувати в конкретних випадках побудови систем оптичного зв'язку [25].

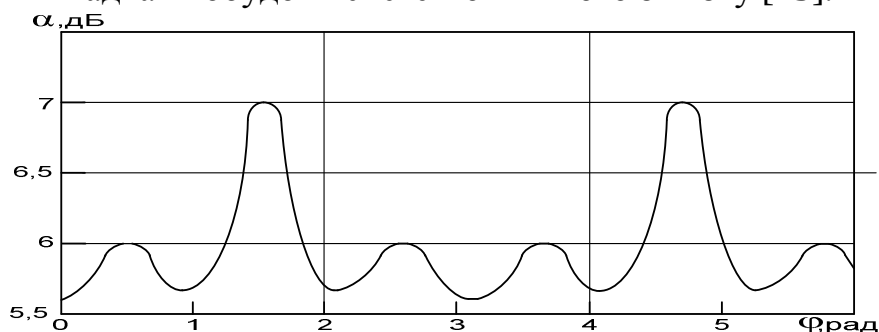


Рис. 2.12. Передаточна характеристика фільтра в режимі проходження (показники заломлення шарів n_1 , n_2 , n_3 дорівнюють 2,8; 1,5; 2,8 відповідно)

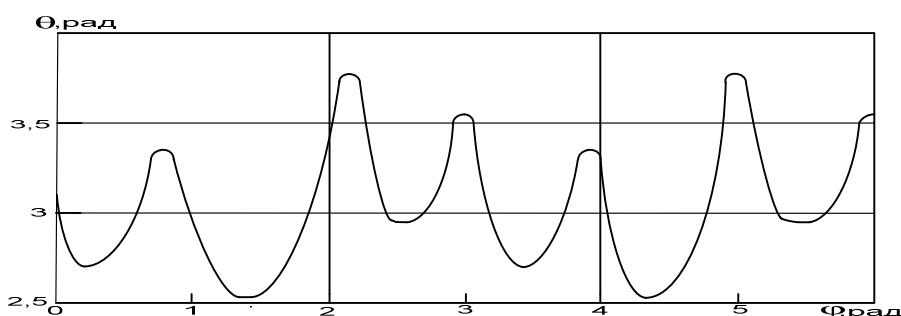


Рис. 2.13. Фазова характеристика фільтра в режимі відбивання (показники заломлення шарів n_1 , n_2 , n_3 дорівнюють 2,8; 1,5; 2,8 відповідно)

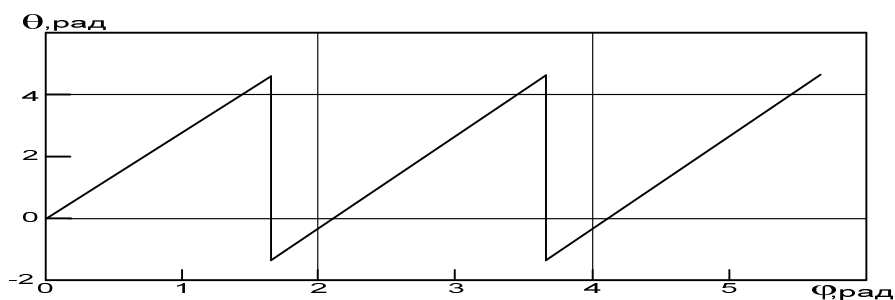


Рис. 2.14. Фазова характеристика фільтра в режимі проходження (показники заломлення шарів n_1 , n_2 , n_3 дорівнюють 2,8; 1,5; 2,8 відповідно)

На рис. 2.15, 2.16 наведено передаточні характеристики в режимі відбивання та пропускання фільтра, що використовує три оптичні шари, причому показники заломлення шарів n_1 , n_2 , n_3 дорівнюють 3,5; 1,5; 3,5 відповідно. Поряд з ними на рис. 2.17, 2.18 наведено аналогічні характеристики при значеннях показників шарів 1,8; 1,5; 1,8 відповідно.

Порівняльний аналіз характеристик свідчить, що при зменшенні різниці показників заломлення шарів різниця між значеннями втрат в смугах пропускання та загородження зменшується, причому самі значення втрат в режимі відбивання збільшуються, а в режимі проходження зменшуються. Це можна пояснити зменшенням загальних відбиваючих властивостей фільтра та відповідним збільшенням його прохідних властивостей. Характеристика фільтра при цьому наближається до характеристики одноплівкового фільтра, але з періодом втричі меншим (згідно з кількістю шарів).

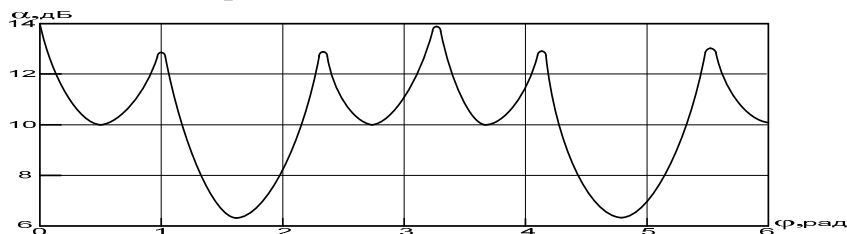


Рис. 2.15. Передаточна характеристика фільтра в режимі відбивання (показники заломлення шарів n_1 , n_2 , n_3 дорівнюють 3,5; 1,5; 3,5 відповідно)

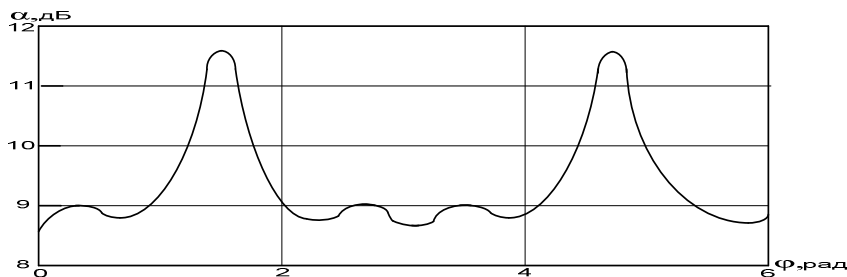


Рис. 2.16. Передаточна характеристика фільтра в режимі проходження (показники заломлення шарів n_1 , n_2 , n_3 дорівнюють 3,5; 1,5; 3,5 відповідно)

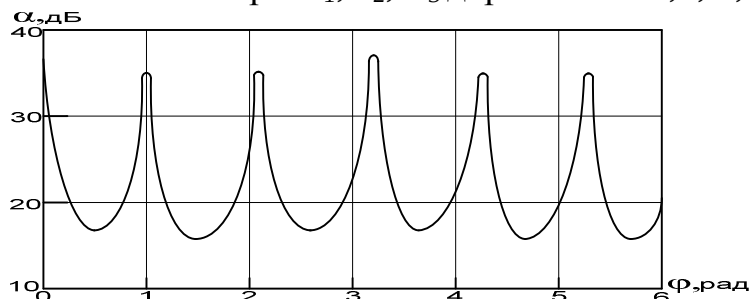


Рис. 2.17. Передаточна характеристика фільтра в режимі відбивання (показники заломлення шарів n_1 , n_2 , n_3 дорівнюють 1,8; 1,5; 1,8 відповідно)

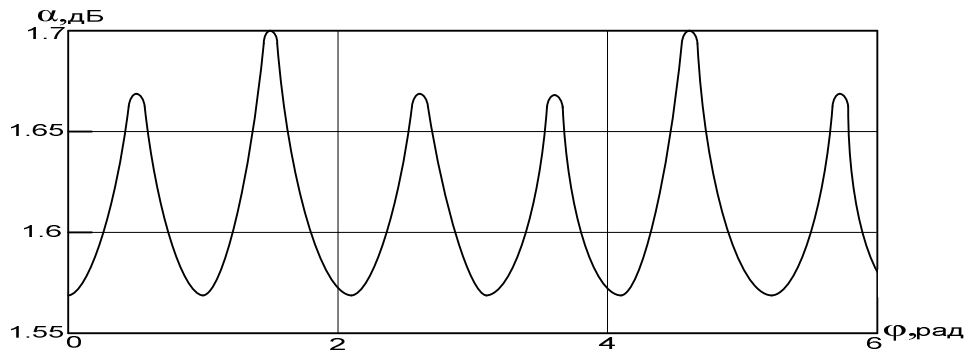


Рис. 2.18. Передаточна характеристика фільтра в режимі проходження (показники заломлення шарів n_1, n_2, n_3 дорівнюють 1,8; 1,5; 1,8 відповідно)

2.4.2. Вплив конструктивних параметрів фільтра на його функціональні характеристики

На рис. 2.19-2.20 наведено характеристики фільтра, що складається з п'яти оптичних шарів. При цьому значення показників заломлення n_1, n_2, n_3, n_4, n_5 , першого, другого, третього, четвертого та п'ятого шару відповідно складало 2,8; 1,5; 2,8; 1,5; 2,8. Між показниками заломлення шарів та значеннями їх товщин (x_1, x_2, x_3) виконувалось співвідношення:

$$(n_1 / n_2) (x_1 / x_2) = (n_2 / n_3) (x_2 / x_3) = (n_3 / n_4) (x_3 / x_4) = (n_4 / n_5) (x_4 / x_5) = 1 \quad (2.27)$$

Таким чином забезпечувалась рівність фазових зсувів в кожному шарі для квантів з однаковими довжинами хвиль. Результати розрахунку свідчать про те, що з ростом числа шарів зменшується смуга пропускання та втрати в цій смузі в режимі відбивання. В той же час в режимі проходження збільшується ширина смуги пропускання та дещо збільшуються втрати в ній, оскільки зростає відбиваюча здатність фільтра. Саме такий хід характеристик дозволяє використовувати багатоплівковий фільтр для виділення окремих каналів з багатоканального сигналу. Зростом числа плівок збільшується кількість варіацій втрат в смузі загородження відбиваючого фільтра та в смузі пропускання прохідного фільтра. Як видно з аналізу графіків, їх кількість в смугах для даної конструкції на одну менше за кількість шарів фільтра. Слід відмітити, що в роглянутих випадках розраховано фільтри з однаковими фазовими зсувами в усіх плівках. В той же час технологія виготовлення дозволяє створювати фільтри з заданими фазовими зсувами на кожній плівці. Таким чином існують цілі ряди класів фільтрів, що мають різні фазові зсуви на товщинах своїх плівок.

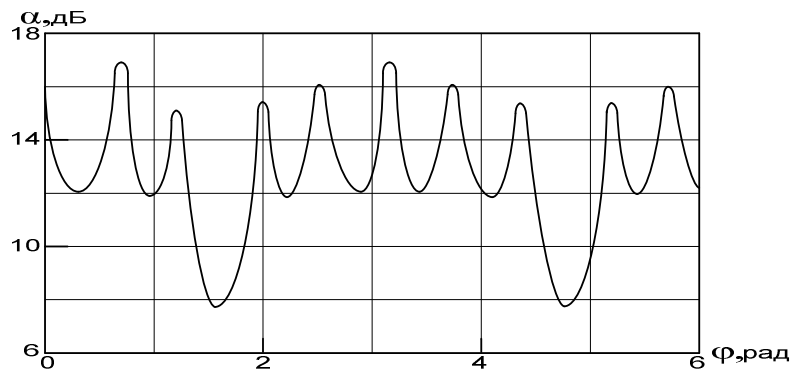


Рис. 2.19. Передаточна характеристика фільтра в режимі відбивання (показники заломлення шарів дорівнюють 2,8; 1,5; 2,8; 1,5; 2,8 відповідно)

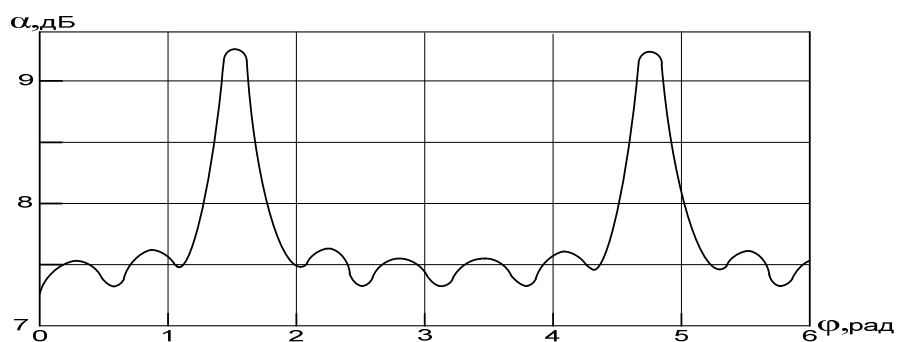


Рис. 2.20. Передаточна характеристика фільтра в режимі проходження (показники заломлення шарів дорівнюють 2,8; 1,5; 2,8; 1,5; 2,8 відповідно)

На рис. 2.21 та 2.22 зображені характеристики фільтра, що складається з 9-ти оптичних шарів. Показники заломлення шарів складають значення 2,8 та 1,5, що чергуються.

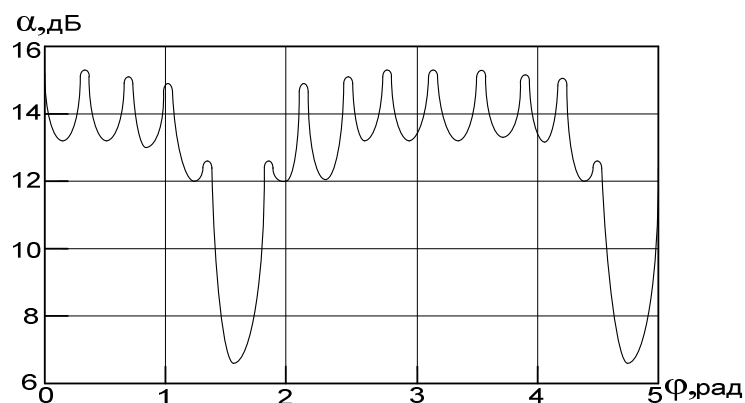


Рис. 2.21. Передаточна характеристика фільтра в режимі відбивання (показники заломлення шарів дорівнюють 2,8; 1,5;; 2,8 відповідно)

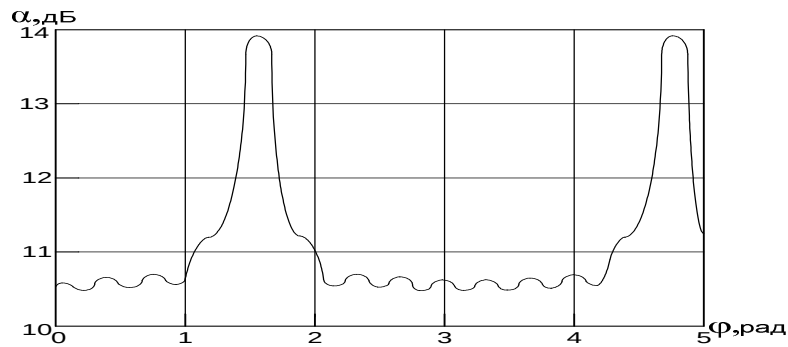


Рис. 2.22. Передаточна характеристика фільтра в режимі проходження (показники заломлення шарів дорівнюють 2,8; 1,5;; 2,8 відповідно)

Як видно з графіків, зі збільшенням кількості шарів звужуються смуги пропускання в режимі відбивання та смуги загородження в режимі проходження. Таким чином, для вузько смугової фільтрації необхідно використовувати фільтри з великою кількістю шарів, що досягає на практиці значення сотні і більше.

2.4.3. Корекція передаточних та фазових характеристик тонкоплівкових оптичних фільтрів

З метою корекції передаточних та фазових характеристик в роботі було розроблено метод, спрямований на досягнення цієї мети [20, 24, 25, 26].

Метод розглянуто на прикладі фільтра, що використовує дві оптичних плівки. На рис. 2.23 та 2.24 наведено передаточну та фазову характеристики фільтра, розраховані в залежності від фазового зсуву, що вноситься одиничним оптичним шаром. При цьому в якості вихідного сигналу розглядався загальний сигнал, відбитий від структури фільтра. На графіках спостерігається періодичність характеристик фільтра вздовж осі абсцис (період $\sim 3,14$ рад). Перепад значень внесених втрат та фази складав приблизно 6 дБ, та 0,7 рад відповідно. Значення показників заломлення першого n_1 та другого n_2 шару оптичного фільтра складали величини 2,2 та 1,5 відповідно. Товщини шарів вибирались такими, щоб забезпечувалась рівність фазових зсувів в кожному шарі для квантів світла з однаковими довжинами хвиль.

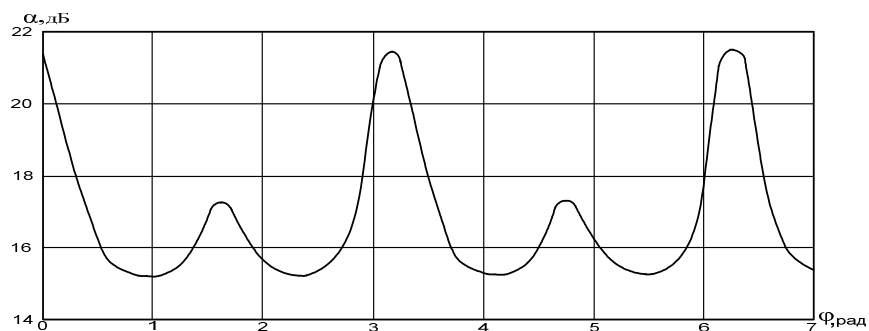


Рис. 2.23. Передаточна характеристика фільтра

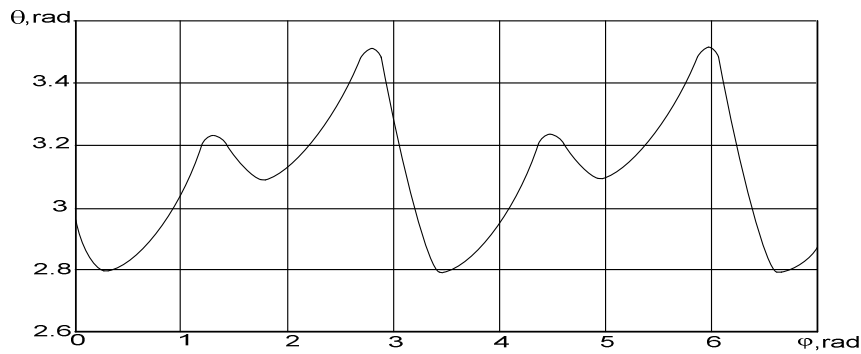


Рис. 2.24. Фазова характеристика фільтра

Як видно з передаточної характеристики (рис. 2.23), в смузі пропускання існує помітний провал, що проявляється в підвищенні загасання в центрі смуги на величину ~ 2 дБ. В свою чергу фазова характеристика в тій же смузі пропускання також має яскраво виражену нерівномірність, що складає величину порядку 0,1 рад.

З метою мінімізації нерівномірності експлуатаційних характеристик в смузі пропускання оптичного фільтра було проведено дослідження впливу внесених в оптичні шари певного (наперед заданого) рівня втрат за рахунок незначного збільшення коефіцієнта поглинання. Зміна амплітудно-частотних та фазочастотних характеристик оптичних фільтрів задавалось рівнем оптичних втрат α , що вносились в той чи інший шар і складали величину 0,5; 1,0; та 3,0 дБ відповідно. При внесенні втрат в перший шар та збільшенні їх рівня від 0,5 до 3,0 дБ спостерігалось значне погіршення експлуатаційних параметрів двошарового оптичного фільтра, що полягало в суттєвому збільшенні загасання в смузі пропускання та зменшенні втрат в смузі загородження. При цьому нерівномірність передаточної характеристики в смузі пропускання фільтра зменшувалась незначно, як це наведено на рис. 2.25 а. Внесення оптичних втрат в другий шар фільтра сприяло погіршенню його функціональних параметрів (рис. 2.25 б), але рівень такого погіршення був помітно нижчим, ніж в першому випадку, як це впливає з порівняння рис. 3а та 3б. Так, для передаточної характеристики перепад між значеннями α в смузі загородження та пропускання зменшувався усього лише до значення в 3,5 дБ. Особливо слід відмітити те, що при цьому була досягнуто практично постійне значення коефіцієнта передачі (рівня внесених втрат) в смузі пропускання (нерівномірність не більше 0,02 дБ при $\alpha = 3,0$ дБ). Нерівномірність фазової характеристики в цій же смузі також значно зменшувалась, і вона ставала при цьому практично лінійною (рис. 2.26).

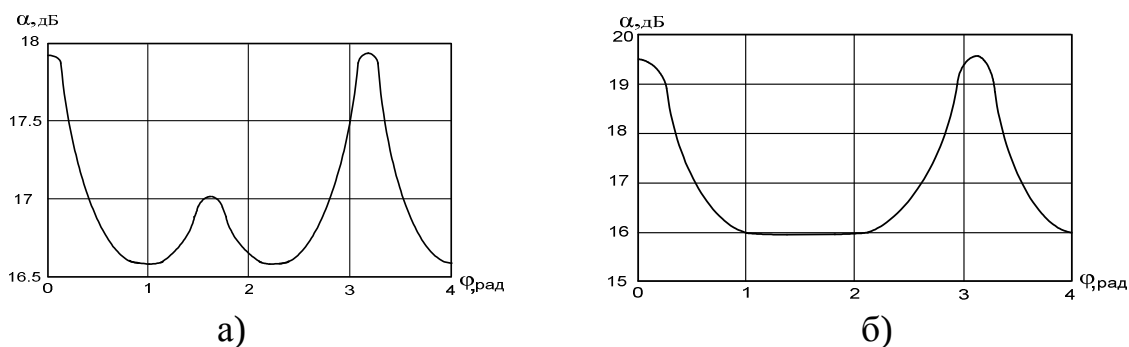


Рис. 2.25. Передаточна характеристика фільтра після корекції

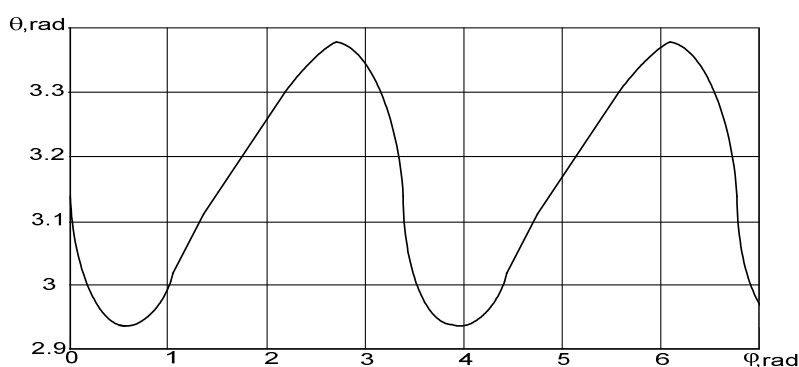


Рис. 2.26. Фазова характеристика фільтра після корекції

Отримані результати обумовлені, в першу чергу, суттєвою корекцією степені впливу квантів світла, відбитих від зовнішньої границі другого шару на нерівномірність передаточної характеристики в смузі пропускання. Внесення реальних оптичних втрат в другий шар та підбір їх конкретного значення дозволяє, з однієї сторони, зменшити рівень потоку відбитих квантів настільки, щоб згладити хід передаточної характеристики в смузі пропускання, зробивши величину внесених втрат в цій смузі практично постійною, а, з іншої сторони, лінеаризувати хід фазочастотної характеристики.

Корекція характеристик багатошарових оптичних фільтрів в цьому напрямку може бути потрібна в системах когерентного зв'язку, кореляційної оптики та інших оптичних пристроях.

В роботі було розглянуто також принципи корекції показників заломлення відбиваючої багатошарової структури з метою збільшення загасання в смузі загородження [25]. Для визначення впливу на характеристики оптичного фільтра порядку розміщення оптичних шарів та з метою перевірки оптимальності фазових характеристик парціальних сигналів, відбитих від різних границь розділу оптичних плівок в роботі було розглянуто конструкцію відбиваючого оптичного фільтра, що складався з трьох плівок (рис. 2.27) з показниками заломлення шарів n_2 , n_3 , та n_4 відповідно. При цьому були використані рекомендації з побудови такого фільтра,

вказані в [12]: фільтр повинен містити певне число діелектричних плівок з різними показниками заломлення, але з однаковою оптичною товщиною, що дорівнює $\lambda/4$, причому розміщені плівки таким чином, щоб між двома плівками з більшим показником заломлення була розміщена плівка з малим показником заломлення, і, на додаток до того, фільтр починається та закінчується плівкою з високим показником заломлення.

Показник заломлення повітря n_1 дорівнював одиниці. Вважалось, що всі кванти надходять на вхід фільтру одночасно з початковою фазою $\varphi_0 = 0$. Між показниками заломлення шарів та значеннями їх товщин (x_1, x_2, x_3) виконувалось співвідношення:

$$(n_2 / n_3) (x_1 / x_2) = (n_3 / n_4) (x_2 / x_3) = 1. \quad (2.28)$$

Таким чином забезпечувалась рівність фазових зсувів в кожному шарі для квантів з однаковими довжинами хвиль. При відбитті сигналу враховувався той факт, що фаза сигналу, відбитого від шару з більшим показником заломлення, змінювалась на π .

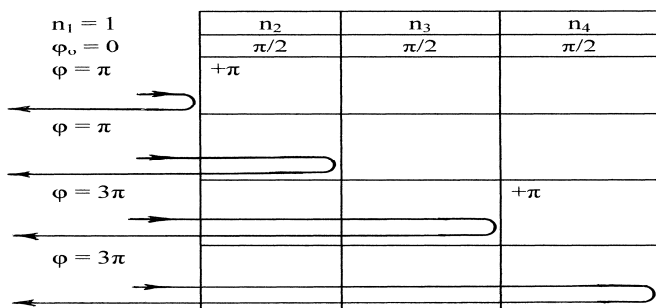


Рис. 2.27. Фазові характеристики сигналів, відбитих від границь розділу між різними оптичними шарами при фазовому зсуві в кожному шарі, що дорівнює $\pi/2$

Як видно з графіків, в діапазоні довжин хвиль пропускання оптичного сигналу (рис. 2.27) парціальні сигнали, відбиті від різних границь розділу, є синфазними (фазовий зсув між ними кратний 2π), і сумарний сигнал, що утворюється на виході фільтру внаслідок складання синфазних сигналів, є максимальним. Рівень передаточного загасання при цьому порівняно малий.

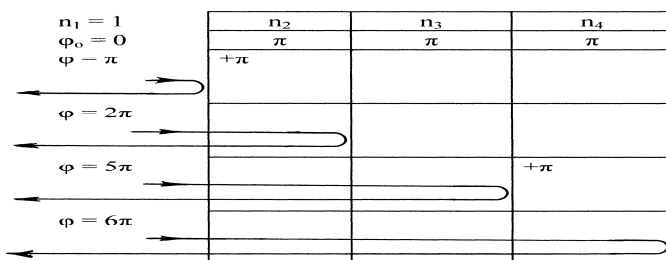


Рис. 2.28. Фазові характеристики сигналів, відбитих від границь розділу між різними оптичними шарами при фазовому зсуві в кожному шарі, що дорівнює π

В діапазоні довжин хвиль загородження (рис. 2.28) парціальні сигнали, відбиті від сусідніх границь розділу, є протифазними, і частково компенсують один одного. Сигнал на виході фільтру при цьому є мінімальним, а перехідне загасання порівняно велике. Таким чином, це підтверджує оптимальність конструкції відбиваючого фільтру щодо співвідношення між показниками заломлення оптичних шарів та їх розташування. Аналогічні результати властиві для фільтрів подібної конструктивної побудови з більшим числом плівок.

Також в роботі було розглянуто принципи оптимізації співвідношення значень показників заломлення сусідніх плівок відбиваючого фільтру з метою підвищення передаточного загасання в режимі загородження. Для збільшення передаточного загасання в смузі загородження необхідне виконання умови компенсації квантів, відбитих від попередньої границі між шарами з номерами i та $i+1$, та квантами, відбитими від наступної границі між шарами $i+1$ та $i+2$ (рис. 2.29).

Тут N_{iT} – кількість квантів, що проходить через оптичний шар з номером i в напрямку до границі розділу, N_{iR} – кількість квантів, що відбивається від границі розділу між шаром i та $i+1$, n_i – значення показника заломлення i – того шару,

R_i		R_{i+1}	
n_i		n_{i+1}	n_{i+2}
$N_{iT} \rightarrow$		$N_{i+1T} \rightarrow$	$N_{i+2T} \rightarrow$
$\leftarrow N_{iR}$		$\leftarrow N_{i+1R}$	$\leftarrow N_{i+2R}$

Рис. 2.29. Розподіл відбитих квантів та квантів, що пройшли між сусідніми шарами певної ділянки оптичного фільтру

R_i – коефіцієнт відбиття між шаром i та $i+1$. Враховуючи той факт, що кванти, відбиті від сусідніх границь розділу, є протифазними, для повної компенсації при їх інтерференції необхідне виконання умови:

$$N_{iR} = N_{i+1R}. \quad (2.29)$$

При цьому ми вважаємо, в першому наближенні, що відсутнє повторне відбиття квантів від границь розділу.

Беручи до уваги співвідношення :

$$N_{iR} = N_{iT} R_i, \quad (2.30)$$

отримаємо кількість квантів, що пройшли в шар $i+1$:

$$N_{i+1T} = N_{iT} - N_{iR} = N_{iT} (1 - R_i), \quad (2.31)$$

та, з урахуванням (2.31), кількість квантів, що відбилась від границі розділу між шаром $i+1$ та $i+2$ складає:

$$N_{i+1R} = N_{i+1T} R_{i+1} = N_{iT} (1 - R_i) R_{i+1}. \quad (2.32)$$

Підставивши (2.32) в співвідношення (2.29) та враховуючи (2.30) отримаємо рекурентне співвідношення для коефіцієнтів відбиття:

$$R_{i+1} = R_i / (1 - R_i). \quad (2.33)$$

Якщо в формулу (2.33) замість коефіцієнтів відбиття підставити їх вирази через показники заломлення шарів, то отримаємо вираз, який визначає оптимальний показник заломлення шару $i+2$ при відомих показниках заломлення шарів i та $i+1$:

$$n_{i+2} = \frac{n_{i+1}(1 \pm \sqrt{\gamma})}{1 \mp \sqrt{\gamma}}, \quad \text{де } \gamma = \frac{(n_{i+1} - n_i)^2}{4n_{i+1}n_i}. \quad (2.34)$$

Таким чином, при розробці конструкції відбиваючого оптичного фільтра для підвищення загасання в смузі загородження є доцільним провести корекцію показників заломлення оптичних шарів з точки зору умов компенсації квантів, відбитих від сусідніх границь розділу оптичних плівок.

2.4.4. Метод розрахунку перехідних процесів в тонкоплівкових фільтрах

На цей час на мережах зв'язку інтенсивно використовується технологія спектрального розділення каналів [1]. При цьому, в якості демультимплексорів групового сигналу використовуються також і оптичні фільтри на тонких плівках. Збільшення швидкості передачі каналних сигналів до рівня STM-64 та більше ставить підвищені вимоги до динамічних характеристик тонкоплівкових оптичних фільтрів.

Принципи розрахунку перехідних процесів в тонкоплівкових оптичних фільтрах базуються на основі метода, запропонованого в [27]. В якості приклада конструкції було вибрано оптичний фільтр, що використовує три оптичні шари та функціонує в режимі відбиття оптичного сигналу. Значення показників заломлення n_2 , n_3 , n_4 першого, другого та третього шару відповідно складало 2,8; 1,5; 2,8. Між показниками заломлення шарів та значенням їх товщини виконувалось співвідношення:

$$(n_2 / n_3)(x_1 / x_2) = (n_3 / n_4)(x_2 / x_3) = 1. \quad (2.35)$$

Таким чином, забезпечувалась рівність фазових зсувів ϕ_s в кожному шарі для квантів з однаковими довжинами хвиль. Розрахунок був проведений для вхідного сигналу імпульсної форми, що являє собою сукупність синфазних квантів, які синхронно подаються на вхід фільтра. При цьому кут падіння вважався достатньо малим, так що для розрахунків використовувались співвідношення для нормального падіння променя на границю розділу оптичних середовищ. При розповсюдженні сигналу через тонкоплівковий фільтр на кожній границі розділу оптичних

середовищ з різними показниками заломлення відбувається відбиття частини світлових квантів в зворотному напрямку (рис. 2.30). Вихідний сигнал фільтра в такому випадку формується за рахунок інтерференції між відбитими квантами. Інтерференційний процес формує завершений вихідний сигнал при появі компонент, відбитих від усіх оптичних шарів. В процесі послідовного відбиття кванти можуть багатократно змінювати напрямок свого руху та досягати виходу фільтра з достатньо великою затримкою в часі. При цьому перша партія квантів відбивається від передньої (зовнішньої) поверхні фільтра, після чого, з затримкою 2τ (τ – час проходження квантом одного шару) в формування вихідного сигналу включається друга партія квантів відбитих від другої границі розділу

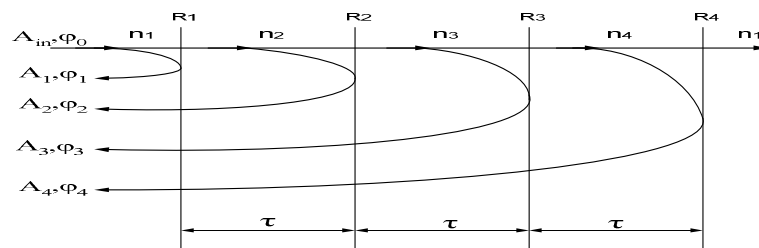


Рис. 2.30. Принцип формування перехідних процесів у фільтрі

оптичних середовищ. Через час 4τ в формуванні вихідного сигналу приймає участь партія світлових квантів, відбита від наступного шару і т.д. (рис. 2.30). При цьому, кожна партія квантів, що надходить на вихід, має певну амплітуду A та фазу φ . Результуючий сигнал на виході фільтра являє собою векторну суму утворюючих його парціальних сигналів. Таким чином, сукупність квантів, відбитих від різних границь розділу та надійшовших в різний час на вихід фільтра з інтервалом 2τ формують перехідний процес. Перехідна характеристика в цьому випадку має вид функції, що приймає дискретні значення на інтервалах тривалістю 2τ (рис. 2.31), де τ – час проходження квантом одного шару. Результат розрахунку перехідних характеристик для різних значень фазового зсуву вхідного сигналу φ_s на одному оптичному шарі наведено на рис. 2.32.

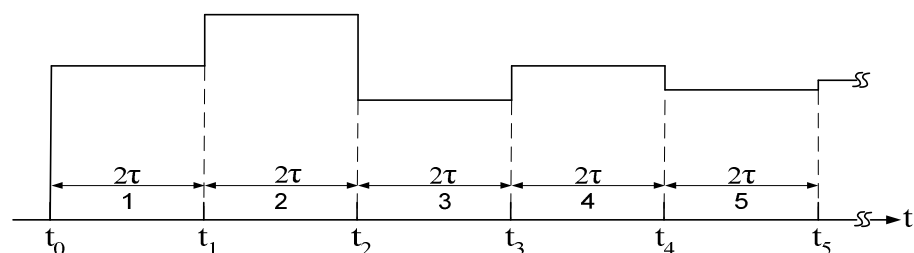


Рис. 2.31 Вид перехідної характеристики оптичного фільтра

Рівень вихідного сигналу був нормований по відношенню до вхідного сигналу і представлений у вигляді передаточного загасання:

$\alpha = 20\lg(A/A_{in})$, де A_{in} – амплітуда вхідного сигналу, а A – амплітуда вихідного сигналу на певному часовому інтервалі.

Як видно з результатів розрахунку, рівень вихідного сигналу на першому інтервалі однаковий, і визначається лише значенням коефіцієнту відбиття на границі повітря – скло. При цьому фільтруючі властивості пристрою не проявляються. Фазовий зсув сигналу на першому інтервалі по відношенню до вхідного сигналу складає π . Починаючи з другого інтервалу вихідний сигнал формується шляхом підсумовування парціальних відбитих сигналів з урахуванням фазових співвідношень. при цьому визначаючу роль грають сигнали, що досягли виходу після однократного відбиття від границь розділу шарів (до третього інтервалу включно). Внесок сигналів після багатократного відбиття практично малопомітний і падає з ростом номеру інтервалу. Це можна пояснити зменшенням рівня сигналу після кожного відбиття. З ростом кількості оптичних шарів буде відповідно рости і тривалість перехідного процесу. Цей факт необхідно враховувати при високих швидкостях передачі з застосуванням коротких імпульсів. Зміна рівня сигналу при перехідному процесі є своєрідною амплітудною модуляцією сигналу і призводить до уширення його спектру.

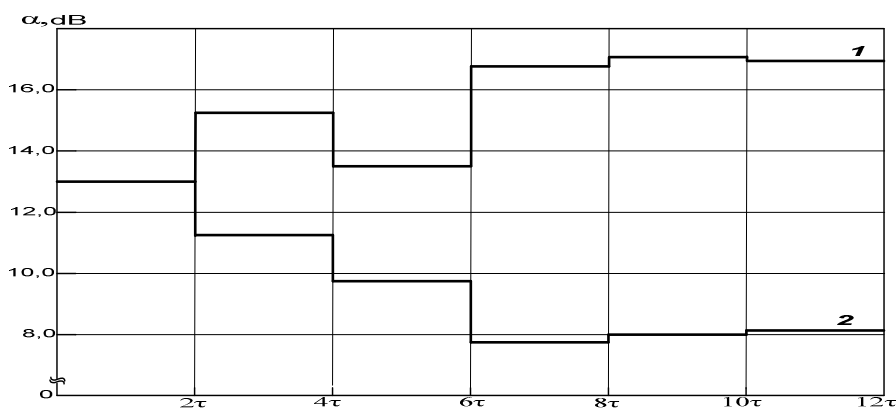


Рис. 2.32. Вид перехідного процесу в тонкоплівковому фільтрі
(1– $\varphi_s = 0,1$ рад; 2 – $\varphi_s = 1,57$ рад)

Слід відмітити, що при перехідних процесах в тонкоплівкових оптичних фільтрах поряд з процесом встановлення амплітуди сигналу має місце також процес встановлення фази, і це може призвести до появи фазових шумів вихідного сигналу.

На рис. 2.33 наведено вид перехідного процесу для фази запропонованої конструкції фільтра. Значення фазового зсуву вхідного сигналу φ_s на одному

оптичному шарі дорівнює 0,1 рад. Як впливає з результатів розрахунку, перехідний процес встановлення фази має місце і загасає зі збільшенням номеру інтервалу.

Таким чином, запропонований метод моделювання перехідних характеристик дозволяє проводити їх розрахунок для довільної кількості оптичних шарів в конструкції фільтра. Крім того, він дозволяє провести розрахунок перехідної характеристики для фази світлового сигналу. Беручи до уваги ріст швидкості передачі оптичних систем зв'язку та зменшення при цьому тривалості оптичних імпульсів моделювання перехідних процесів дозволить провести більш точне визначення ширини спектра каналу передачі з метою врахування взаємних впливів між каналами.

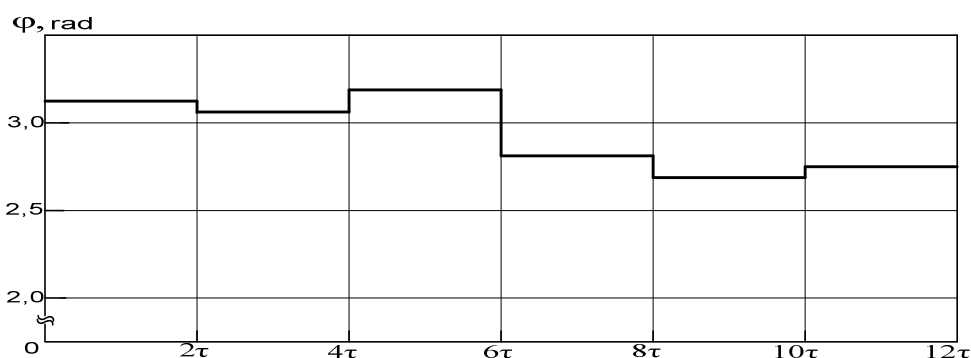


Рис. 2.33. Перехідний процес встановлення фази у фільтрі
($\phi_s = 0,1$ рад)

2.5 Статистичний метод моделювання тонкоплівкових оптичних фільтрів з градієнтними шарами

2.5.1. Технологія отримання тонких плівок зі змінним показником заломлення

Тонкі плівки зі змінним показником заломлення, або градієнтні плівки, являють собою плівки, в яких показник заломлення плавно змінює своє значення від однієї величини до іншої. Оптичні пристрої на базі елементів з градієнтним показником заломлення широко застосовуються в інтегральній оптиці [28]. Крім того, в лініях волоконно-оптичного зв'язку використовуються волоконні світловоди з градієнтним профілем показника заломлення серцевини.

В попередніх розділах було розглянуто оптичні фільтри, що використовують плівки з постійним значенням показника заломлення та досліджено їх характеристики. Враховуючи те місце, що посідають багат шарові структури в волоконно-оптичному зв'язку є доцільним розгляд та дослідження характеристик фільтрів, що використовують тонкі плівки з градієнтним показником заломлення, а також методи отримання таких плівок.

Одним з найбільш вживаних методів в цьому напрямку є метод хімічного осаджування в паровій фазі. Цей процес полягає в осаджуванні суміші чотирихлористого кремнію SiCl_4 та кисню O_2 в паровій фазі з добавкою TiCl_4 або GeCl_4 для того, щоб отримати шар SiO_2 з добавкою Ti або Ge . Оскільки показник заломлення складових матеріалів був вище, ніж показник заломлення чистого кварцу, і його значення визначалось рівнем домішок германію або титану, регулюючи цей рівень можна було отримати плавну зміну показника заломлення на товщині плівки за заданим законом. Так, наприклад, щоб виготовити заготовку з плавним градієнтним профілем показника заломлення, необхідно сформувати декілька сотень шарів легованого кварцового скла з концентрацією домішок, що зовсім незначно змінюється. Поряд з домішками, що підвищують величину показника заломлення, використовують домішки (B_2O_3 , SiF_4), що понижують її.

Крім того, використовується метод послідовного нанесення на поверхню ряду плівок з різною концентрацією домішок шляхом термічного або електронно-променевого випаровування в вакуумі, або осаджуванням з розчинів з'єднань, що легко гідролізуються. На додаток до цього для формування градієнтних плівок можуть використовуватись методи введення домішок шляхом дифузії та іонної імплантації. В процесі імплантації іони домішок втілюються в скло, маючи швидкість, що відповідає енергії порядку $10^4 - 10^6$ еВ. При цьому вони проникають в оптичне середовище та гальмуються в ньому за рахунок багатократних співударів з атомами речовини. Змінюючи величину енергії прискорення іонів можна створювати відповідну концентрацію домішок на різній глибині. Оскільки домішки змінюють величину показника заломлення, відповідним чином змінюється показник заломлення оптичної плівки з координатою.

2.5.2. Методика розрахунку фільтрів на оптичних плівках зі змінним показником заломлення

Результати моделювання методом Монте-Карло характеристик оптичних фільтрів, що використовують плівки з фіксованим значенням показника заломлення, представлені в [23]. Перевагою цього методу є урахування можливості багатократного відбиття між оптичними шарами, і, відповідно, визначення та урахування фазового зсуву для кожного світлового кванту в цьому випадку.

На цей час має місце використання оптичних фільтрів на тонких плівках в якості демультимплексорів в оптичних системах передачі зі спектральним розділенням каналів [1]. При цьому в конструкціях фільтрів застосовуються плівки з фіксованим значенням показника заломлення. Набір з таких плівок являє собою резонансну систему типу резонатор Фабрі-Перо, якій властивий певний спектр резонансних частот, що визначається показником заломлення плівок, товщиною

плівок, а також тим фактом, що процес відбиття кванту має місце тільки на границі плівки або на границі розділу між плівками. Оскільки оптичні плівки мають дискретне розташування у просторі, фазовий зсув квантів на виході фільтра, який вони набувають при проходженні фільтра має дискретний набір значень. Таким чином, сигнал на виході фільтра утворюють кванти, що мають кінцевий набір дискретних значень фазових зсувів. Це призводить до фіксованого, наперед визначеного розташування смуг пропускання та загородження на осі довжин хвиль [23]. В той же час, в окремих випадках, в процесі підстроювання, виникає необхідність корекції в заданому напрямку передаточних характеристик фільтрів на тонких оптичних плівках. Така необхідність може також виникнути в процесі оптимізації параметрів фільтра.

Враховуючи це, представляє інтерес дослідження конструкцій фільтрів, що використовують оптичні плівки з плавною (градієнтною) зміною значення показника заломлення на товщині плівки. Оскільки ймовірність відбиття світлових квантів відмінна від нуля на всій товщині плівки, на формування відбитого світлового потоку в значній мірі впливають кванти, що мали відбиття саме в процесі проходження матеріалу плівки між її поверхнями. Наявність таких квантів з випадковими фазами, оскільки координати точки відбиття є величинами випадковими, повинна помітно вплинути на хід передаточних характеристик фільтра, зокрема, ймовірно, в деякій мірі згладити їх резонансний вигляд та змістити значення довжин хвиль для смуг пропускання та загородження.

В представлений роботі проведено числове моделювання конструкції оптичного градієнтного фільтра з лінійним законом залежності показника заломлення. При цьому показник заломлення змінювався за лінійним законом від значення n_1 до n_2 на товщині плівки x (рис. 2.34).

При проведенні розрахунків фільтр в режимі відбиття, що використовує оптичну плівку з градієнтним показником заломлення було представлено у вигляді деякої сукупності N елементарних плівок однакової товщини $\Delta x = x/N$

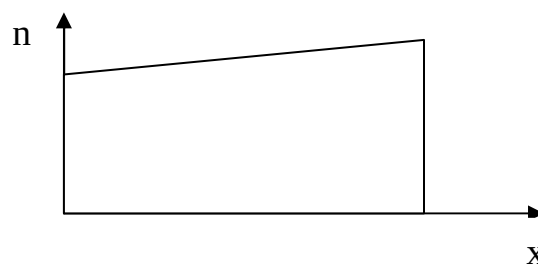


Рис. 2.34. Характер зміни показника заломлення плівки

зі сталими значеннями показника заломлення n_i кожної з них. Значення показника n_i змінювалось дискретно за лінійним законом від n_1 до n_2 на товщині плівки x (рис. 2.35).

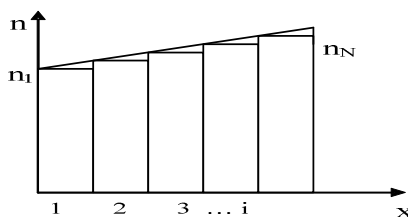


Рис. 2.35. Дискретне представлення характеру зміни показника заломлення оптичної плівки

Методику розрахунку процесу проходження світла через такі елементарні плівки було вже досліджено в [23] та використано в цій роботі. При цьому вихідний сигнал визначавсь як зформований сукупністю квантів, відбитих від градієнтної плівки, з урахуванням їх фази. Початкова фаза всіх квантів на вході фільтру припускалась однаковою. Передаточна характеристика фільтруючого пристрою (внесене загасання фільтру) визначалась як:

$$\alpha = 20 \lg(A_{in} / A_{out}), \quad (2.36)$$

де A_{in} та A_{out} представляють собою амплітуди вхідного та вихідного сукупного сигналу відповідно.

2.5.3. Результати розрахунку фільтрів на оптичних плівках з градієнтним показником заломлення оптичного шару та їх аналіз

На рис. 2.36 та 2.37 представлено передаточні характеристики градієнтних фільтрів, що були розраховані за приведеною методикою, при цьому плівка з градієнтним показником заломлення була представлена у вигляді сукупності від п'яти до п'ятидесяти елементарних плівок зі сталими значеннями показника заломлення [29]. Незалежним параметром в цьому випадку було взято товщину елементарної плівки, нормовану до довжини хвилі: $\Delta x / \lambda$. Як видно з графіків, смуги пропускання та загородження таких фільтрів розташовані еквідистантно, тобто так само як і інформаційні канали групового сигналу системи зі спектральним розділенням каналів. Це дозволяє використання градієнтних фільтрів в подібних системах для фільтрування групового сигналу з метою підвищення співвідношення сигнал-шум.

На рис. 2.36 приведено передаточні характеристики фільтра для різних значень показника заломлення задньої поверхні плівки n_2 при фіксованому значенні показника передньої поверхні n_1 . При цьому початкові значення показників n_1 та n_2

однакові і дорівнюють 1,5. Таким чином, цей випадок відповідає конструкції фільтра зі сталим значенням показника заломлення плівки.

З аналізу результатів розрахунків, проведених для розбиття оптичного шару на п'ять та п'ятдесят елементарних складових отримано висновок, що вони відрізняються не більше ніж на декілька відсотків, що можна пояснити лінійною залежністю показника заломлення від координати.

Як видно з графіків, зі збільшенням n_2 зменшується період передаточної характеристики, що супроводжується зміною місця розташування смуг. Перепад між загасанням в смугах пропускання та загородження також зменшується. При цьому вся характеристика зміщується в сторону більш низького рівня загасання [29].

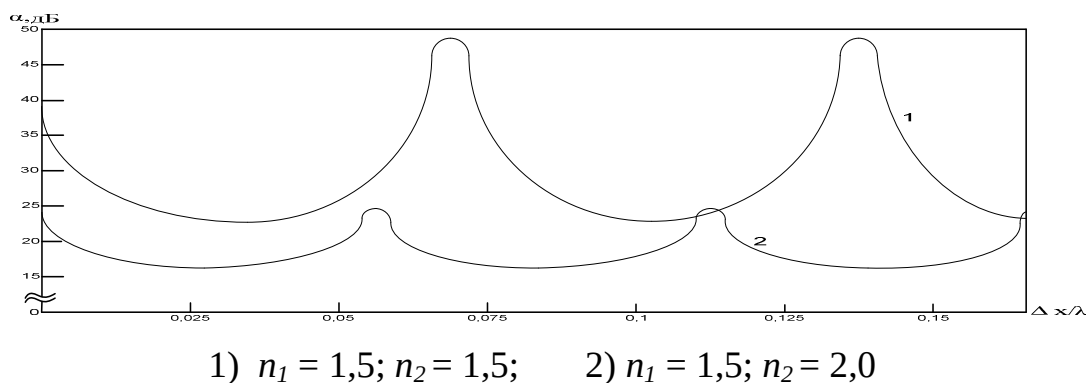


Рис. 2.36. Передаточні характеристики оптичного фільтра при фіксованому показнику заломлення передньої поверхні плівки

На рис. 2.37 приведено передаточні характеристики фільтра для різних значень показника заломлення передньої поверхні плівки n_1 при фіксованому значенні показника задньої поверхні n_2 , що дорівнює 2,5. При цьому початкові значення показників n_1 та n_2 однакові та дорівнюють 2,5. Тобто цей випадок також відповідає конструкції фільтра зі сталим значенням показника заломлення плівки.

Як видно з графіків, зі зменшенням n_1 змінюється період передаточної характеристики в більшу сторону. При цьому перепад між загасанням в смугах пропускання та загородження також змінюється в більшу сторону.

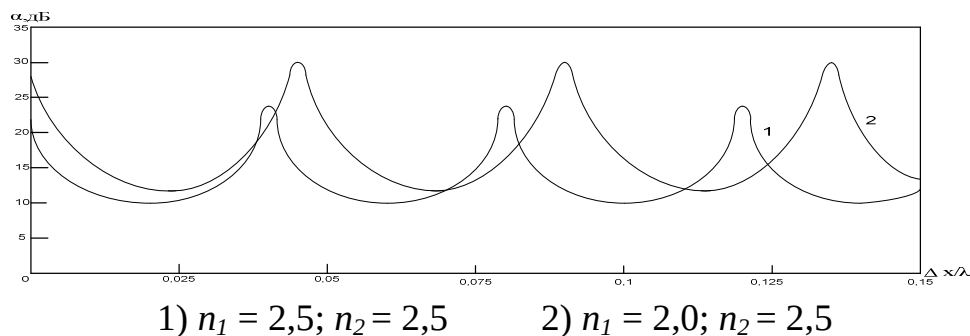


Рис. 2.37. Передаточні характеристики оптичного фільтра при фіксованому показнику заломлення задньої поверхні плівки

2.6 Моделювання та аналіз пристроїв з використанням зігнутих ділянок волоконних світловодів

2.6.1. Аналіз оптичних фільтрів, що використовують згини ВС

При падінні світлової хвилі на ідеально плоску границю розділу двох діелектриків, розміри якої значно перевищують довжину хвилі, кут між напрямком розповсюдження заломленої хвилі та нормалю до границі розділу (кут заломлення r) пов'язаний з кутом падіння i законом Снелліуса законом заломлення (рис. 2.38):

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}, \quad (2.37)$$

де n_{21} - відносний показник заломлення середовища, в якому розповсюджується заломлене світло, відносно середовища, в якому розповсюджується падаюче світло [17].

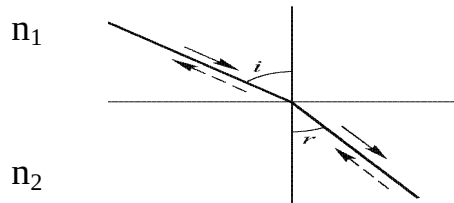


Рис. 2.38 Заломлення світлової хвилі на границі розділу двох середовищ

Якщо світлова хвиля з оптично більш густого середовища падає на границю розділу з оптично менш густим оптичним середовищем ($n_{21} < 1$), то при кутах падіння $i \geq i_{кр}$, де $\sin i_{кр} = n_{21}$, заломлена хвиля відсутня і світло повністю відбивається від оптично менш густого середовища. Це явище називається явищем повного внутрішнього відбиття [21]. Кут $i_{кр}$ називається граничним (критичним) кутом повного внутрішнього відбиття.

Величина R , що дорівнює відношенню інтенсивностей відбитої та падаючої хвиль, називається коефіцієнтом відбиття. Величина T , що дорівнює відношенню інтенсивностей заломленої та падаючої хвиль, називається коефіцієнтом пропускання. На границі розділу двох прозорих середовищ виконується співвідношення $R + T = 1$. В разі повного внутрішнього відбиття $R = 1$, $T = 0$.

При падінні під кутом i на плоску границю розділу двох середовищ плоскої неполяризованої світлової хвилі коефіцієнт відбиття

$$R = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(i - r)}{\sin^2(i + r)} + \frac{\tan^2(i - r)}{\tan^2(i + r)} \right], \quad (2.38)$$

де r - кут заломлення.

Таким чином, за рахунок явища повного внутрішнього відбиття, через границю розділу двох оптичних середовищ проходять лише промені, для яких виконуються умови $i \leq i_{кр}$, де $i_{кр} = \arcsin(n_{21})$. З іншої сторони, величина показника заломлення середовища n залежить від довжини хвилі згідно з формулою Селмейера [7]:

$$n = \sqrt{1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - \ell_i^2}}, \quad (2.39)$$

де A_i та ℓ_i - коефіцієнти Селмейера, які залежать від складу скла.

Тобто, починаючи з деякої довжини хвилі явище повного внутрішнього відбивання для променя може не виконуватись (оскільки змінюється n_{21}), частина світлового сигналу перейде в друге середовище, і рівень цього переходу (співвідношення між R та T) буде залежати від довжини хвилі. Таким чином, границя розділу двох оптичних середовищ буде мати спектрально-селективні властивості. Цей факт можна використати для побудови оптичних фільтрів.

Оскільки волоконний світловод (ВС) за своєю конструкцією складається з серцевини та оболонки з показниками заломлення n_1 та n_2 відповідно, які мають спільну границю розділу, причому $n_1 > n_2$, він має спектрально-селективні властивості. Ці властивості витікають з принципу дії волоконного світловоду – а саме: з принципу повного внутрішнього відбиття. У волоконному світловоді можуть розповсюджуватись лише ті промені, для яких виконується цей принцип. Зокрема з нього витікає умова для вводу світла у світловод [7]:

$$\sin \theta_A < \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (2.40)$$

де θ_A – максимальний кут вводу світла у волоконний світловод, при якому виконуються умови повного внутрішнього відбиття. Для променів з порушенням цієї умови не виконується принцип повного внутрішнього відбиття. Враховуючи той факт, що в співвідношення (2.40) входять показники заломлення серцевини та оболонки, значення яких залежить від довжини хвилі, вже на етапі вводу променів у ВС виконується операція спектральної селекції випромінювання за довжиною хвилі.

З іншого боку, для променів, що вже розповсюджуються по ВС, умови повного внутрішнього відбиття можуть порушитись в місцях згину ВС. Саме в місцях згину порушується умова для кута падіння $i \geq i_{кр}$, і частина променів починає переходити в оболонку і розсіюватись в ній [102, 103]. Загасання α у ВС збільшується. І, оскільки коефіцієнти R та T залежать як від кута падіння, так і від n_1 та n_2 [21], збільшення загасання залежить від довжини хвилі світлового сигналу. Тобто загасання на згині ВС має спектрально селективні властивості. Таким чином, згин ВС можна використовувати у якості оптичного фільтра.

Методи розрахунку втрат на згині оптичного світловоду були розглянуті в [30]. У роботі було запропоноване використання методу Монте-Карло для визначення рівня втрат в інтегрально-оптичних пристроях та наведено приклад розрахунку втрат на вигині оптичного хвильоводу.

В роботі припускалось, що поперечні розміри світловодних елементів d відповідають співвідношенню:

$$d \gg \lambda, \quad (2.41)$$

де λ - робоча довжина хвилі, При цьому доцільно використовувати методи геометричної оптики. А сам сигнал на вході оптичного елементу можна представити у вигляді групи чи потоку фотонів.

Оптичний елемент (оптичний світловод) описується шляхом завдання його геометричних границь і показників заломлення матеріалів елементу і навколишнього середовища. Кут і координати входу кожного світлового кванта визначаються випадковим образом у межах числової апертури направляючої системи на вході елементу і відповідно до закону розподілу світлового пучка. З урахуванням цих параметрів розраховується траєкторія прямуювання кванта в межах оптичного елементу аж до перетинання із границею елементу.

Оскільки розміри інтегрально-оптичних пристроїв порівняно невеликі, основний внесок вносять втрати, що виникають за рахунок виходу фотонів за межі оптичних елементів при невиконанні умов повного внутрішнього відбиття. У цьому випадку виконується розрахунок відбивної здатності на границі розділу з наступним визначенням імовірності відбиття чи проходження світлового кванта через границю розділу оптичних середовищ. Остаточний результат (відбиття чи проходження) визначається за допомогою генератора випадкових чисел і з урахуванням імовірності відбиття/проходження. При виконанні умов повного внутрішнього відбиття, а також при частковому відбитті, будується наступна траєкторія руху фотона від точки відбиття до перетинання з границею розділу оптичних елементів. У наступній точці перетинання алгоритм розрахунку повторюється. Такий процес продовжується до досягнення світловим квантом виходу оптичного елементу.

Величина втрат оптичного елементу α визначається відповідно до співвідношення:

$$\alpha = 10 \lg \frac{N_{IN}}{N_T}, \quad (2.42)$$

де N_{IN} - число квантів на вході оптичного елементу, а N_T - число квантів, що досягли його виходу.

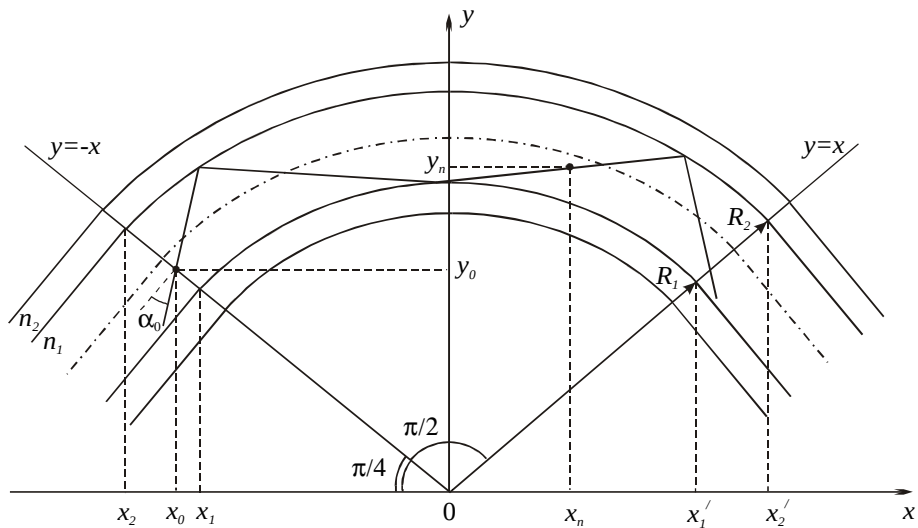


Рис. 2.39. Фрагмент двовимірного оптичного хвилеводу

В роботі [30] був проведений розрахунок втрат на вигині двовимірного оптичного хвилеводу (рис. 2.39). Форма ділянки вигину була обрана у вигляді кола. При цьому, розмір сектора, у межах якого розглядалась ділянка кола, становив $\pi/2$ радіан.

Розміри зовнішнього R_2 і внутрішнього R_1 радіусів нормовані стосовно поперечного розміру хвилеводу, що прийнятий рівним одиниці. Величина показника заломлення хвилеводу позначалась як n_1 , а навколишнього середовища – як n_2 . При цьому виконувалося співвідношення:

$$n_1 > n_2. \quad (2.43)$$

Як співвідношення, що описує границі оптичного хвилеводу, були обрані рівняння окружності:

$$y^2 + x^2 = R^2. \quad (2.44)$$

У якості вхідної і вихідної ділянок були обрані прямі відрізки хвилеводів, що володіють тими ж параметрами, що і досліджуваний хвилевід.

При визначенні параметрів вхідного кванта двічі використовується генератор випадкових чисел. Один раз – для визначення кута введення фотона (у межах числової апертури). А другий – для визначення координати введення фотона (у межах поперечного перерізу). Ці два параметри визначають траєкторію руху кванта (рівняння прямої лінії) до перетинання з границею хвилеводу. При перетинанні з границею визначається виконання умови повного внутрішнього відбиття. Якщо воно не виконується, розраховується імовірність відбиття, а також, за допомогою генератора випадкових чисел, наявність чи відсутність відбиття в конкретному випадку. При наявності відбиття з урахуванням його законів будується нова траєкторія руху кванта (визначається нове рівняння прямої лінії).

У наступних точках перетинання з границею оптичного хвильоводу алгоритм розрахунку повторюється до повного проходження фотоном розглянутої ділянки вигину, або ж до виходу фотона за межі оптичного хвильоводу внаслідок невиконання закону повного внутрішнього відбиття.

При розрахунку коефіцієнта відбиття передбачалося, що квант має нормальну поляризацію стосовно площини падіння. Крім того, передбачалося, що фотони рухаються в площині паралельній широкій стінці хвильоводу. Таким чином, вирішувалася двовимірною задачею. З урахуванням співвідношення між числом квантів, що пройшли вигин хвильоводу, і загальною кількістю квантів було розраховане значення втрат на згині. При цьому величина загасання була приведена до значення кута сектора, у межах якого провадилися розрахунки. Представлення результатів розрахунку в такому вигляді дозволяє при відомому радіусі і куті вигину просто визначити величину загасання.

На рис. 2.40 представлені результати розрахунку залежності загасання на вигині оптичного хвильоводу від радіуса вигину для різних значень різниці показників заломлення n_1 і n_2 :

$$\Delta n = n_1 - n_2.$$

При цьому значення n_1 передбачалося постійним і рівним $n_1=1,46$.

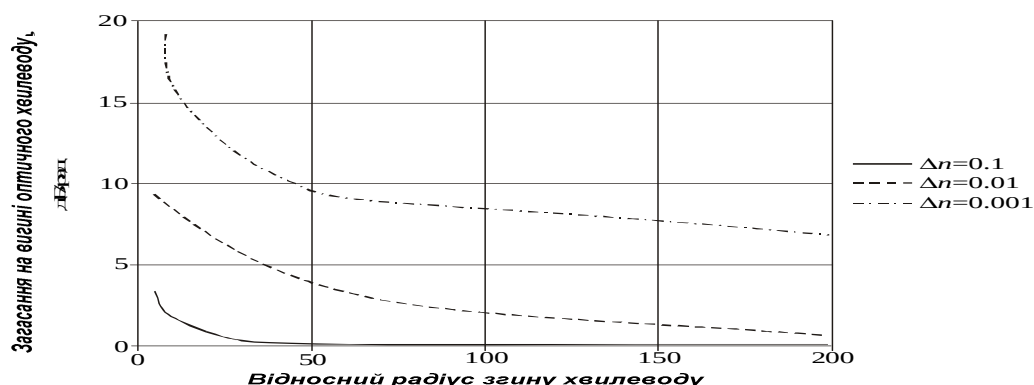


Рис. 2.40. Залежність загасання на вигині оптичного хвильоводу від його радіуса для різних значень різниці показників заломлення Δn

Як видно з графіків, з зростом радіуса вигину загасання зменшується. Крім того, рівень втрат сильно залежить від різниці показників заломлення. При зменшенні різниці його величина різко зростає.

Як впливає з результатів розрахунку, запропонований метод дозволяє провести розрахунок втрат на вигині оптичних хвильоводів.

Конструкції, що використовуються в пристроях інтегральної оптики для фільтрації сигналів, базуються, в основному, на резонансних елементах та

періодичних структурах [28]. Технологія формування таких елементів в межах достатньо жорстких допусків є досить непростю задачею. В зв'язку з цим представляє інтерес створення типів фільтрів, що містять вказаних елементів.

В якості одного з напрямків може бути запропоноване використання залежності умов розповсюдження променя у світловоді від довжини хвилі та радіусу його згину. Так, застосування в якості напрямних систем світловодів обумовлене виконання умов повного внутрішнього відбиття. Однією з умов є перевищення критичного значення кута падіння. При цьому критичний кут визначається з виразу:

$$\Theta_C = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right), \quad (2.45)$$

де n_1 та n_2 показники заломлення серцевини та оболонки (зовнішнього середовища) світловоду відповідно.

При порушенні даної умови промені з серцевини переходять в оболонку. В цьому випадку мають місце на розсіяння в оболонці, і рівень сигналу на виході світловоду зменшується.

Порушення умов повного внутрішнього відбиття для окремих променів можливе при зміні довжини хвилі λ оптичного сигналу. Пояснюється це залежністю показників заломлення серцевини та оболонки (зовнішнього середовища) від довжини хвилі. Внаслідок чого зміна довжини хвилі оптичного сигналу призводить до зміни Θ_C . В свою чергу, збільшення Θ_C на деякій ділянці призводить до розсіяння частини світлових квантів у за межами серцевини, і появі, таким чином, додаткових втрат. Загасання світловоду в цьому випадку зростає, і степінь зростання буде визначатись зміною Θ_C .

Таким чином, коефіцієнт передачі світловоду за рахунок зміни Θ_C стає залежним від довжини хвилі, і він набуває фільтруючих властивостей.

Другим фактором, що визначає наявність розсіяння в оболонку, є вигини світловоду (оптичного волокна). На вигинах порушуються умови повного внутрішнього відбиття для променів, для яких кут падіння не перевищує Θ_C . При цьому такі промені розсіюються в оболонці. В зв'язку з цим представляє інтерес використання вигинів світловоду для вирішення завдань фільтрації оптичних сигналів.

В роботі було проведене дослідження передаточних характеристик ділянок планарного оптичного хвилеводу, що містять вигин [31].

Дослідження проводилось в діапазоні довжин хвиль 0,8-1,6 мкм. При цьому залежність показника заломлення світловоду та навколишнього середовища від довжини хвилі описувалась формулою Селмейера (2.39).

Для визначення передаточних характеристик використовувався метод розрахунку втрат на вигинах світловодів, запропонований в [30].

Розрахунки проводились для світловодів, виконаних з різних складів оптичного скла.

Іншим параметром, що варіювався в ході розрахунків, був радіус вигину світловоду. Крім матеріалу оптичного хвильоводу з показником заломлення n_1 в розрахунках враховувався показник заломлення матеріалу навколишнього середовища (оболонки) з показником заломлення n_2 .

Як випливає з результатів розрахунків, наведених нижче, при зміні довжини хвилі має місце зміна коефіцієнту передачі ділянки оптичного хвильоводу, яка містить вигин. Характер залежності визначається складом скла та радіусом вигину. Так, на рис. 2.41 представлені передаточні характеристики для різних складів скла при фіксованому радіусі вигину $R = 10$. Радіус вигину був нормований по відношенню до ширини хвильоводу.

Як видно з графіків, характер залежності достатньо монотонний, а знак нахилу визначається складом скла (в таблиці 2.1 наведено відповідність номерів світловодів складам стекол їх серцевини та оболонки). При цьому для світловоду №1 втрати з ростом довжини хвилі збільшуються, а для світловодів №2 та №3 втрати з ростом довжини хвилі зменшуються. Наявність характерної точки „зламу” та зміни нахилу кривих для графіків 2 та 3 свідчить про зміну ходу кривих, що визначають залежність показників заломлення n_1 та n_2 від довжини хвилі.

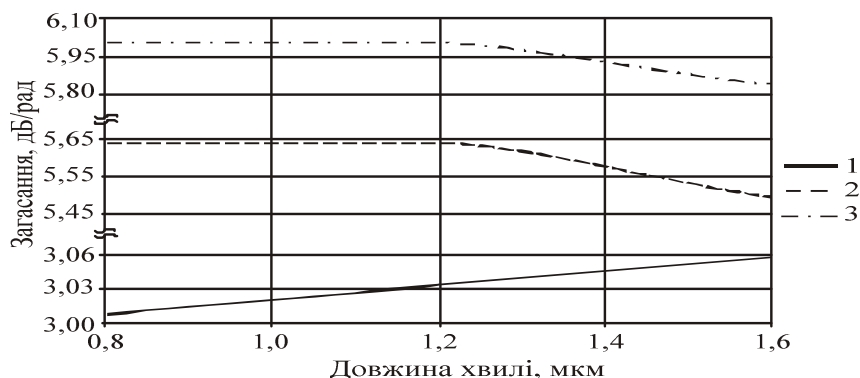


Рис. 2.41. Передаточні характеристики для різних складів стекол при фіксованому радіусі вигину $R = 10$

На рис. 2.42 представлені передаточні характеристики для попередніх складів скла при радіусі вигину $R = 100$. З наведених даних видно, що характер залежностей загасання від довжини хвилі при різних радіусах R залишається таким же. Але можна помітити, що зі збільшенням радіусу R різниця між максимальним та

мінімальним значенням загасання зменшується. Крім того, значно зменшується початкова постійна складова загасання.

Таблиця 2.1

Склади стекел серцевини та оболонки світловодів

№	Склад скла серцевини	Склад скла оболонки
1	16.9% Na ₂ O, 32.5% B ₂ O ₃ , 50.6% SiO ₂	1.0% F, 99.0% SiO ₂
2	13.5% GeO ₂ , 86.5% SiO ₂	13.3% B ₂ O ₃ , 86.7% SiO ₂
3	13.5% GeO ₂ , 86.5% SiO ₂	3.5% B ₂ O ₃ , 96.5% SiO ₂

При необхідності перепад загасання в певному діапазоні довжин хвиль може бути збільшений за рахунок нарощування кількості згинів оптичного волокна. Приклад такої конструкції зображено на рис. 2.43.

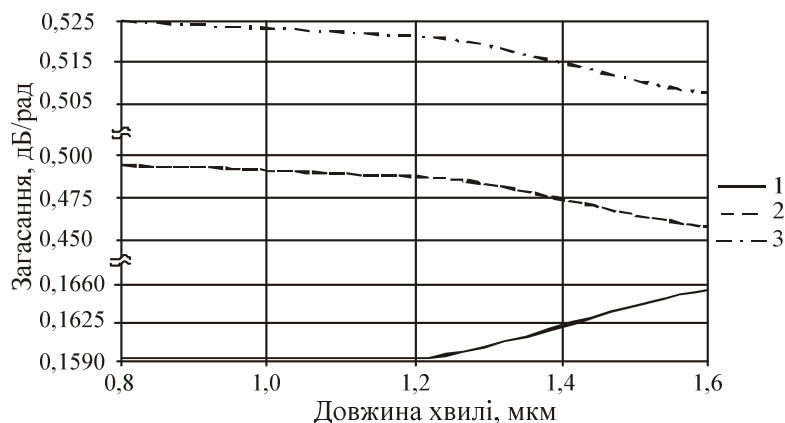


Рис. 2.42. Передаточні характеристики для різних складів стекел при фіксованому радіусі згину $R = 100$

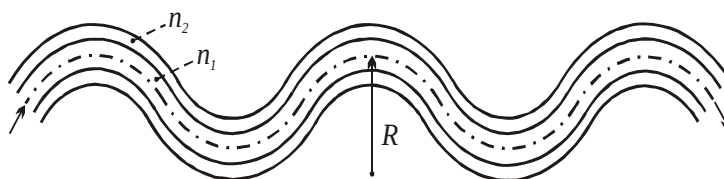


Рис. 2.43. Конструкція оптичного хвилеводу, що використовується для фільтрації

Для компенсації постійної складової загасання можливо, при необхідності, застосувати хвиле водно оптичні підсилювачі на склі з домішками іонів ербію. При цьому, іонами ербію може також бути легований матеріал оптичного хвилеводу - фільтру (рис. 2.43). Фільтр в такому випадку стає активним.

На рис. 2.44 - 2.46 зображено передаточні характеристики фільтрів, що мають склад скла №1, №2, та №3 відповідно при різних радіусах вигину.

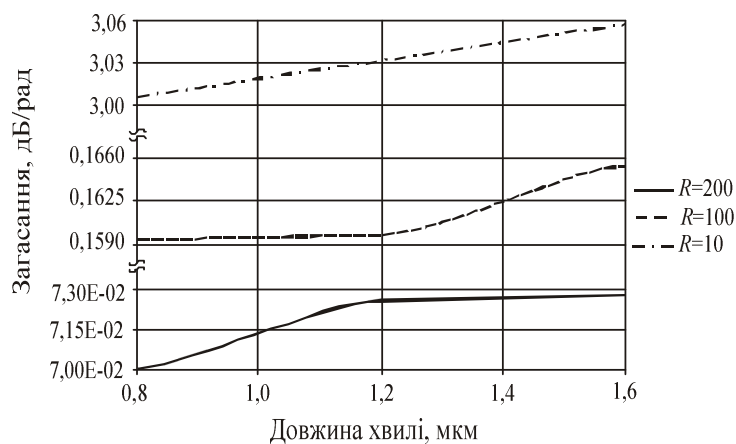


Рис. 2.44. Передаточні характеристики фільтра зі складом скла №1 при різних значеннях радіусу вигину

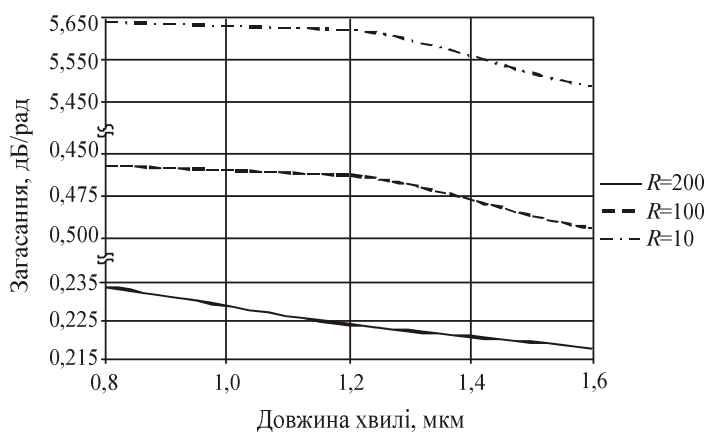


Рис. 2.45. Передаточні характеристики фільтра зі складом скла №2 при різних значеннях радіусу вигину

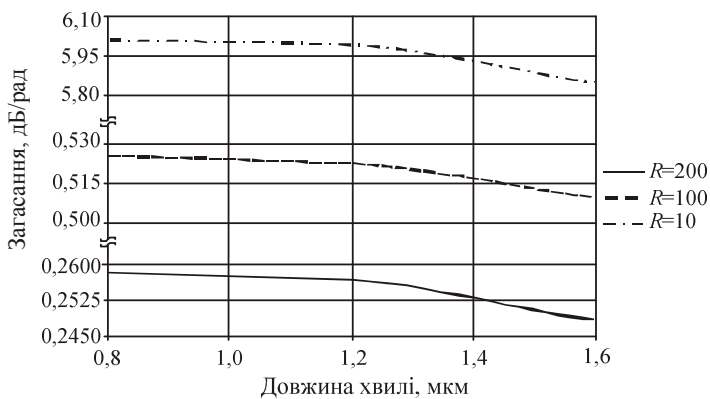


Рис. 2.46. Передаточні характеристики фільтра зі складом скла №3 при різних значеннях радіусу вигину

З наведених графіків випливає, що, змінюючи радіус вигину, а також матеріали (склад скла) серцевини та оболонки оптичного хвилеводу, можна варіювати характеристики фільтрів з метою досягнення потрібних параметрів.

Враховуючи плавний хід передаточної характеристики такого фільтра, його можна використовувати для корекції групового сигналу систем зі спектральним розділенням каналів, а саме – для вирівнювання потужностей спектральних каналів, яка може змінити своє значення через нелінійну взаємодію. Конструктивно фільтр може бути виконаний як на відрізку оптичного волокна, так і в інтегральному вигляді.

2.6.2. Волоконно-оптичний атенюатор з використанням вигину волоконного світловоду

В сучасних системах волоконно-оптичного зв'язку застосовується цілий ряд різних типових конструкцій оптичних атенюаторів [1].

Розглянемо, наприклад, волоконно-оптичний атенюатор відбиваючого типу. Це пристрій з досить складною структурою (що включає в себе певну кількість складових елементів). Для його підключення в лінію передачі виникає необхідність забезпечити розрив волокна оптичного кабелю, що викликає цілком визначені технологічні та експлуатаційні незручності, виконання розриву волокна являє собою непросту технічну задачу, а в подальшому наявність зварного з'єднання в місці розриву вносить додаткове загасання). До того ж, внаслідок френелівського відбиття від торців ВС та елементів конструкції такий атенюатор має відносно великі початкові та значні зворотні втрати. В результаті звужується його динамічний діапазон та обмежується область застосування. Подібні недоліки характерні також для конструкцій, реалізованих в ряді іноземних патентів.

З урахуванням наведеного вище був розроблений волоконно-оптичний атенюатор, що регулюється, з практично нульовими початковими та зворотними втратами [32, 33]. Наведений пристрій може застосовуватись в будь-якій точці волоконно-оптичної лінії зв'язку без виконання розриву ВС (що має велике значення з точки зору як технологічних, так і експлуатаційних вимог).

Ця технічна задача вирішена наступним чином (рис. 2.47). В конструкцію атенюатора, що містить корпус з розташованим в ньому відрізком ВС, додатково введено основу 1 з профільованою поверхнею, на якій зафіксовано два затискачі 4 для ВС (положення одного з них зафіксовано, а другий зв'язаний з основою за допомогою пружини 3). До основи прикріплено кришку 2 з вертикальними каналами, де розміщені підпружинені рухомі штифти 6, нижня та верхня частина яких являє собою заокруглену поверхню радіусу відповідно R_1 та R_2 . В кришці

виконано також горизонтальний канал (куди входять верхні частини штифтів), що задає початкове положення штифтів.

Крім того, в вертикальних каналах розміщені пружини 5, що фіксують штифти в початковому положенні, при якому верхня частина штифта спирається на верхню стінку горизонтального каналу. В цьому каналі розташовано поршень 7 з фігурною торцевою поверхнею, що переміщується за допомогою мікрометричного гвинта 8, положенням якого однозначно визначається положення поршня та, відповідно, положення штифтів в каналах.

Останнє, в свою чергу, визначає форму відрізка оптичного волокна 10, що знаходиться між профільованою поверхнею основи 1 та кришкою 2 з встановленими штифтами 6. При цьому штифти розміщені таким чином, що заокруглена поверхня нижньої частини кожного з них розташована напроти ввігнутої частини профільної поверхні основи 1.

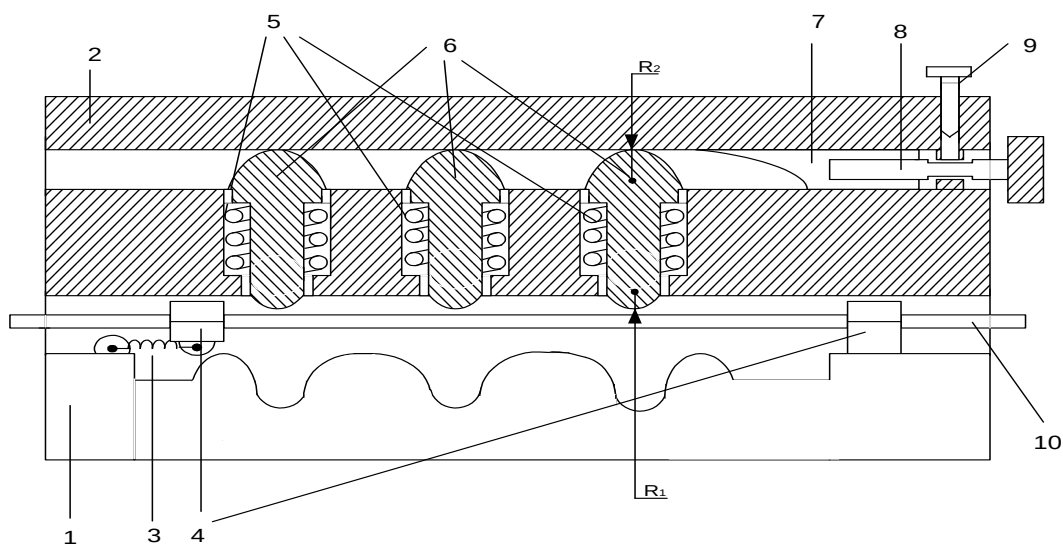


Рис. 2.47. Конструкція волоконно-оптичного атенюатора

Волоконно-оптичний атенюатор працює наступним чином. В початковому положенні оптичне волокно 10 зафіксоване затискачами 4 та знаходиться (під дією пружини 3) в спрямленому стані. Штифти 6 при цьому не торкаються своєю нижньою частиною поверхні волокна 10, а поршень 7 займає положення, що не допускає контакту з верхньою частиною штифтів. В такому стані внесене загасання мінімальне (практично дорівнює нулю).

Для збільшення загасання необхідно за допомогою мікрометричного гвинта 8 підвести поршень 7 до приведення його в контакт з верхньою частиною штифта 6, так, щоб під впливом його торцевої поверхні штифт почав переміщуватись в нижнє положення. При цьому нижня частина штифта, вступаючи в контакт з оптичним волокном 10, формує в ньому вигин, дуга якого збільшується з переміщенням

поршня 7 та, відповідно, штифта. Внесені втрати також збільшуються, досягаючи максимуму при виході верхньої частини штифта 6 з горизонтального каналу під дією поршня 7. Розміри складових частин пристрою підібрані так, щоб на волокно 10 в цей момент не діяли зусилля стискування. Розміри поршня визначаються з умови, щоб його довжина (без торцевої частини) перевищувала довжину ділянки горизонтального каналу з розміщеними в ньому штифтами 6. Внаслідок цього при подальшому переміщенні поршня не тільки зберігається максимальне загасання, що забезпечується першим із штифтів 6 в нижньому положенні, але до нього також додається додаткове за рахунок переміщення другого а потім і третього штифта. Враховуючи, що всі штифти 6 однакові, отримуємо квазілінійну залежність внесеного загасання α від переміщення поршня 7, зображену на рис. 2.48, де x – положення поршня; Δx – переміщення поршня, при якому штифт переходить в крайнє нижнє положення.

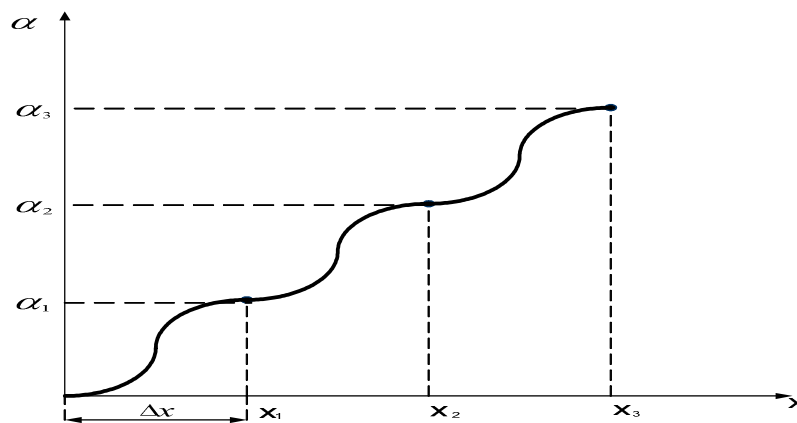


Рис. 2.48. Розрахункова залежність внесеного загасання від переміщення поршня

Для лінеаризації ходу кривої загасання між екстремальними положеннями штифтів 6 відповідним чином підбирається профіль поверхні торця поршня 7. За рахунок вибору кількості штифтів 6 (а тим самим і періодів профільованої поверхні основи 1) можна досягти практично будь яких потрібних рівнів загасання при нульових початкових втратах.

Згідно до цього принципу може бути виготовлений атенюатор на фіксоване значення загасання, для чого використовують стопорний гвинт 9, за допомогою якого фіксується положення мікрометричного гвинта 8 (та відповідно і поршня 7). Таким чином забезпечується фіксоване, наперед задане, значення загасання в лінії після закінчення регулювальних робіт з використанням волоконно-оптичного атенюатора.

Таким чином, запропоноване технічне рішення дозволяє керувати інтенсивністю світлового потоку в лінії при практично нульових початкових та зворотних втратах.

Застосування атенюатора описаної конструкції забезпечує значне спрощення технологічних процесів при побудові систем зв'язку з використанням оптичного кабелю: виключається необхідність в розривах волокна кабелю при підключенні пристрою, завдяки чому відпадає також необхідність з'єднання ВС після проведення робіт (а значить, в лінію не вноситься додаткове загасання за рахунок зварного з'єднання після видалення атенюатора). Досягнутий ефект можна пояснити наступним чином. За допомогою використаної в атенюаторі системи штифтів та профільованої основи формуються періодичні вигини в оптичному волокні лінії зв'язку. На вигині ВС для світлового пучка порушується закон повного внутрішнього відбиття, і частина світлових квантів виходить за межі волокна. Таким чином, на даній ділянці з'являється додаткове (внесене) загасання [107], рівень якого (залежить від дуги вигину) регулюється зміною положення штифтів, яка призводить до зміни кутового значення φ дуги вигину оптичного волокна (ОВ) при постійному радіусі вигину (рис. 2.49).

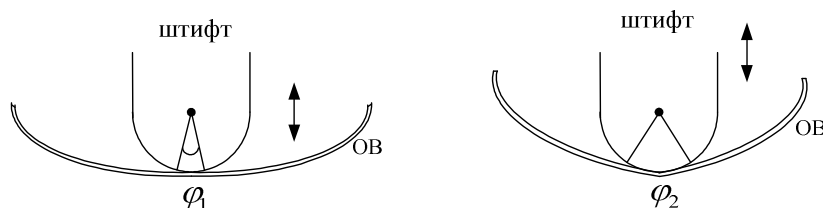


Рис. 2.49. Принцип дії волоконно-оптичного атенюатора

В початковому положенні, коли ВС знаходиться в спрямленому стані, внесене загасання (початкові втрати) дорівнює нулю. В режимі ненульового внесеного загасання зворотні втрати практично дорівнюють нулю, оскільки в оптичному волокні відсутні неоднорідності, що обумовлюють їх появу. При цьому немає необхідності виконувати розрив ВС в лінії для підключення атенюатора, як це вимагалось в раніше розроблених конструкціях.

Як видно з характеристик внесених втрат (2.50) експериментального зразка атенюатора, виміряних при двох значеннях довжини хвилі, рівень внесених втрат при нульовому початковому загасанні досягає 70 дБ (подальший його ріст не вимірювався внаслідок обмежених можливостей апаратури, що використовувалась). З ростом довжини хвилі λ збільшується крутизна залежності $\alpha(\Delta x)$, що сприяє прискоренню процесу регулювання загасання для більших значень довжини хвилі при незмінних конструкторсько-технологічних параметрах атенюатора.

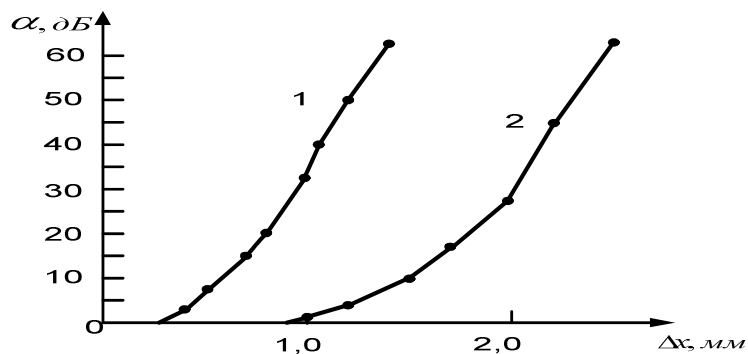


Рис. 2.50. Експериментальна залежність внесених втрат від переміщення поршня при $\lambda = 1,55$ мкм (1) та $\lambda = 1,3$ мкм (2)

Оптичні атенюатори з дискретним перестроюванням загасання, що використовуються на цей час на лініях зв'язку мають один суттєвий недолік – їх включення в лінію вимагає виконання розриву в оптичному волокні, що її складає. З метою усунення цього недоліку в роботі було запропоновано використання принципів конструкції, що наведено в [32, 33]. Крім цього, необхідні значення внесеного загасання з достатньої точністю можна задовольнити за рахунок використання атенюаторів з дискретним режимом перестроювання [34]. Потрібне значення кроку дискретизації за втратами, наприклад в 0,1 дБ, та загальними втратами, що не перевищують 10 дБ можна задовольнити при підключенні в лінію послідовно двох оптичних атенюаторів з кроком переключення в 1 дБ та 0,1 дБ відповідно. При цьому кожен з них повинен забезпечувати перестроювання на одну декаду. Якщо потрібне значення загасання складає десятки дБ, в лінію послідовно необхідно ввімкнути додатково атенюатор з кроком в 10 дБ.

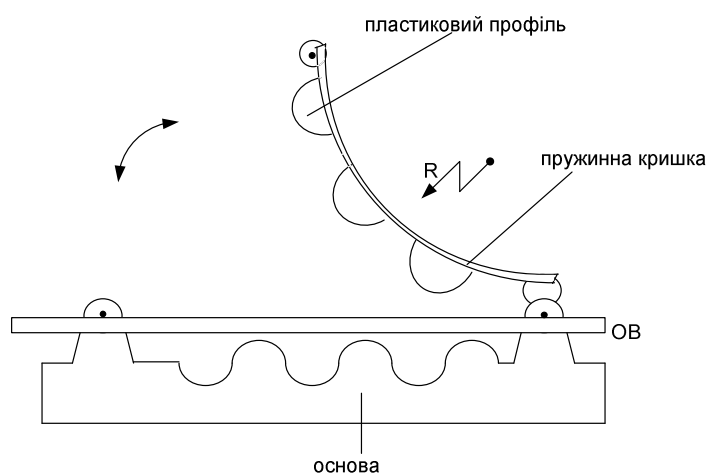


Рис. 2.51. Конструкція атенюатора з дискретним кроком перестроювання

Враховуючи той факт, що вигини оптичних волокон являють собою оптичні фільтри з досить пологою характеристикою, крутизна якої залежить від радіусу

вигину, на базі конструкції оптичного атенюатора, наведеної на рис. 2.47 можна створити волоконно-оптичний фільтр з регульованими характеристиками, а саме – крутизною передаточної характеристики та перепадами втрат в робочому діапазоні довжин хвиль.

Висновки до розділу 2

1. Розроблено нову методику розрахунку оптичних фільтрів, що використовують тонкі плівки. Методика використовує принципи квантової електродинаміки та дозволяє розрахувати як амплітудні, так і фазові характеристики фільтра на тонких плівках довільної конструкції. На відміну від існуючих методика враховує можливість багатократного відбиття світлових квантів між границями оптичних шарів, та вплив цього явища на передаточні характеристики.

2. Проведено моделювання та аналіз передаточних характеристик тонкоплівкових фільтрів, що працюють в режимі відбиття та в прохідному режимі. Запропоновано напрямок оптимізації конструкції фільтра, що функціонує в режимі відбиття світлового сигналу. Визначено взаємозв'язок конструкції фільтра з функціональними характеристиками.

3. Розроблено метод корекції амплітудних та фазових характеристик для відбиваючого фільтра, який дозволяє мінімізувати нерівномірність внесених втрат в смугі пропускання та значно підвищити лінійність фазової характеристики.

4. Розроблено методику розрахунку перехідних процесів в тонкоплівкових фільтрах з метою визначення їх інерційних характеристик, а також спектральної ширини каналу передачі та рівня взаємного впливу між каналами.

5. Таким чином, показано, що за рахунок зміни конструктивних параметрів градієнтного оптичного фільтра з лінійним законом зміни показника заломлення, таких, як граничні значення показників заломлення на поверхнях оптичної плівки, можна досягти корекції параметрів передаточної характеристики фільтра таких, як розміщення смуг пропускання та загородження по довжинам хвиль, та значень внесеного загасання. Це дозволить розширити галузь застосування тонкоплівкових оптичних фільтрів, в тому числі в оптичних системах зв'язку зі спектральним розділенням каналів для підвищення співвідношення сигнал/шум з можливістю оптимізації цього параметра за рахунок можливості корекції передаточних характеристик.

6. Операцію корекції можна провести на вже сформованому фільтрі, за рахунок, наприклад, іонної імплантації, оскільки саме крайні шари (зовнішні поверхні) можуть вносити важливий внесок в формування характеристик фільтра.

7. Змінюючи параметри градієнтного фільтра, ми можемо досягти передаточних характеристик, які відповідають періоду між інформаційними каналами у конкретній системі передачі, а також вибрати потрібне співвідношення між загасанням смуг пропускання та загородження.

8. Показано, що результати розрахунків підтверджують наявність залежності передаточних характеристик вигинів оптичних хвилеводів від довжини хвилі оптичного сигналу, і це можна використати для створення оптичних фільтрів. Крутизну та знак нахилу передаточної характеристики фільтра можна змінювати, вибираючи той чи інший склад скла серцевини та оболонки оптичного хвилеводу, а також змінюючи радіус згину і кількість згинів.

9. Запропоновано застосовувати конструкції на вигинах оптичних хвилеводів в якості фільтрів – еквалайзерів групового сигналу в системах з спектральним розділенням каналів.

10. Запропоновано конструкцію активного фільтру, в якому для компенсації початкових втрат використовується волокно, леговане іонами ербію та лазер накачування.

11. Запропоновано нову конструкцію волоконно-оптичного атенюатора, що використовує вигини оптичних волокон та відрізняється від інших відсутністю початкових та зворотних втрат поряд з можливістю досягнути при цьому практично будь-якого реально потрібного загасання.

12. Показано, що запропонований атенюатор, на відміну від існуючих, може бути підключений до будь якої точки лінії зв'язку без розриву оптичних волокон.

13. Застосування такого атенюатора дозволяє отримувати залежність внесених втрат від положення поршня близьку до лінійної за рахунок відповідного вибору параметрів конструктивних елементів.

14. Виготовлено експериментальний зразок розробленого атенюатора, що забезпечує зміну загасання в межах від 0 дБ до значення, що перевищує 70 дБ (верхній рівень отриманих показників обмежений границями вимірювання серійних вимірювальних приладів, що використовувались при випробуваннях атенюатора).

15. Запропоновано просту конструкцію атенюатора на вигинах оптичних волокон з дискретним переключенням рівня загасання. Конструкція відрізняється простотою та можливістю підключення у будь – якій точці лінії без виконання розриву волокон.

З СТВОРЕННЯ ПРИСТРОЇВ ДЕМУЛЬТИПЛЕКСУВАННЯ ОПТИЧНИХ КАНАЛІВ ВОЛЗ СРК ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ШЛЯХІВ ВДОСКОНАЛЕННЯ ЇХ ХАРАКТЕРИСТИК

3.1. Метод розрахунку індикатриси розсіювання елементів циліндричної форми

Однією з важливих задач, що виникає при побудові оптичних систем передачі зі спектральним розділенням каналів є демультиплексування групового сигналу на утворюючі його інформаційні канали. При цьому кожний канал розташований на своїй довжині хвилі. Існуючі на цей час демультиплексори поділяються на дві великі категорії: демультиплексори, що функціонують на основі дифракційних явищ, та демультиплексори, що використовують інтерференційні явища [1].

При цьому, результати досліджень розсіювання світла на деяких оптичних елементах свідчать про можливість їх застосування в якості спектрально-селективних пристроїв. Таким чином, представляє інтерес дослідження індикатриси розсіювання малих оптичних елементів різної форми.

Розповсюдження світла в середовищах, в яких міститься суміш малих частинок завжди супроводжується явищем розсіювання. При цьому, параметри такого явища залежать від довжини хвилі. Таким чином, подібним середовищам властивий фільтруючий ефект. Цей факт може пояснити інтерес до вивчення характеристик та параметрів дисперсних середовищ з метою використання їх при побудові фільтрів оптичного діапазону.

Як показують розрахунки, ступінь та якісний хід спектральної селекції суттєво залежить від розміру частинок. Крім того, таке відоме явище, як веселка також пояснюється розсіюванням світла у краплях води. При цьому відбувається розкладання білого світла на спектральні складові, що становить інтерес при створенні пристроїв для демультиплексування оптичних сигналів.

Таким чином, представляє інтерес дослідження індикатриси розсіювання малих оптичних елементів різної форми.

В якості таких малих елементів в роботі було розглянуто оптичні елементи циліндричної форми. При цьому між радіусом циліндра R та довжиною хвилі λ виконувалось співвідношення $R \gg \lambda$. Таким чином, розрахунки проводились в наближенні геометричної оптики. В цьому наближенні поведінка падаючого на оптичний елемент світла повністю описується законами Снеліуса та формулами Френеля [21]. Дифракційні явища в цьому випадку не розглядалися.

Як вхідний потік було розглянуто некогерентний світловий потік у вигляді паралельних променів, що падають на бокову поверхню циліндра. При цьому

площина падіння світлових квантів вважалась паралельною до осі циліндра. Вектор електричного поля світлових квантів також вважавсь паралельним до осі. В цьому випадку коефіцієнт відбиття C_R на границі розділу двох середовищ описується виразом, отриманим з [60]:

$$C_R = \frac{n_1^2 \cos 2\theta - 2n_1^2 \cos \theta \sqrt{(n_2 / n_1)^2 - \sin^2 \theta} + n_2^2}{n_1^2 \cos 2\theta + 2n_1^2 \cos \theta \sqrt{(n_2 / n_1)^2 - \sin^2 \theta} + n_2^2}, \quad (3.1)$$

де n_1 та n_2 – показники заломлення повітря та скла відповідно, θ – кут падіння. Для моделювання процесу розсіювання світла в оптичному елементі використовувались принципи квантової електродинаміки [14], згідно з якими коефіцієнт відбиття визначає ймовірність відбиття кванту від границі розділу двох середовищ. При цьому сам процес розраховувався за допомогою методу Монте-Карло [16, 23]. В процесі розрахунку визначалась траєкторія руху кожного кванту в циліндричному елементі (рис. 3.1) аж до виходу його за межі елемента та фіксації напрямку виходу з метою побудови індикатрисы розсіювання. На протязі розповсюдження кванту в межах елемента в кожній точці перетину траєкторії з утворюючою циліндричної поверхні визначавсь подальший напрямок руху – відбиття, чи проходження через поверхню.

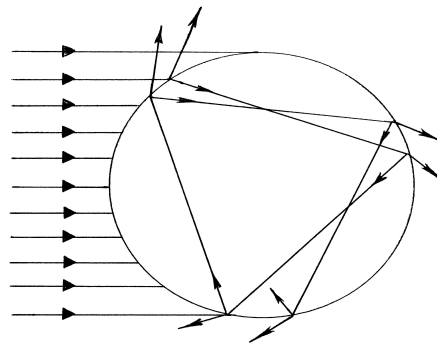


Рис. 3.1. Траєкторія руху оптичного кванту в циліндричному оптичному елементі

Втрати в матеріалі оптичного циліндру вважались нехтовно малими, так що ефект поглинання квантів не враховувався. При цьому фіксувалось значення кута розсіювання кванту по відношенню до напрямку вхідного потоку. Повний кут, в межах якого могли розсіюватись кванти, був поділений на сектори, і загальна кількість квантів, що попадала в конкретний сектор, фіксувалась. Ці дані використовувались для побудови індикатрисы розсіювання оптичного елемента. Програма розрахунку була побудована таким чином, що дозволяла представити на екрані комп'ютера як числові дані щодо індикатрисы (нормовані значення

інтенсивності у кожному секторі), так і вигляд самої індикатриси у полярних координатах. Можливості програми дозволяли вибирати значення показника заломлення як самого оптичного елемента, так і оточуючого його середовища. Кількість секторів, на які було поділено повний кут також можна було змінювати в межах від 24 до 360. Таким чином, максимальна розрізняюча здатність програми для розрахунку індикатриси розсіювання складала один кутовий градус. Число вхідних квантів N_{in} можна було встановлювати в межах до $N_{in} = 10^7$.

3.2. Особливості розсіювання світла оптичними елементами циліндричної форми

Результати розрахунку інтенсивності розсіяного некогерентного світла на циліндричних оптичних елементах наведено на рис. 3.2 - 3.4 [35]. Розрізняюча здатність програми розрахунку індикатриси розсіювання складала 15° – п'ятнадцять кутових градусів.

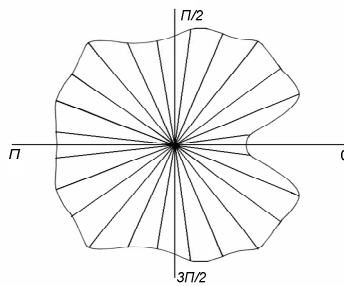


Рис. 3.2. Індикатриса розсіювання оптичного елемента з показником заломлення $n_2 = 1,2$

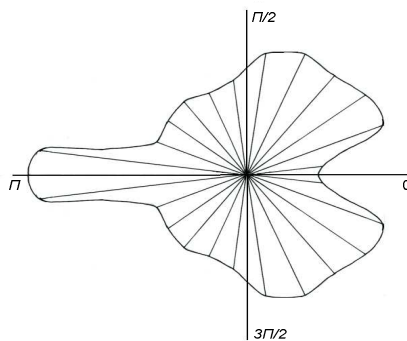


Рис. 3.3 Індикатриса розсіювання оптичного елемента з показником заломлення $n_2 = 1,5$

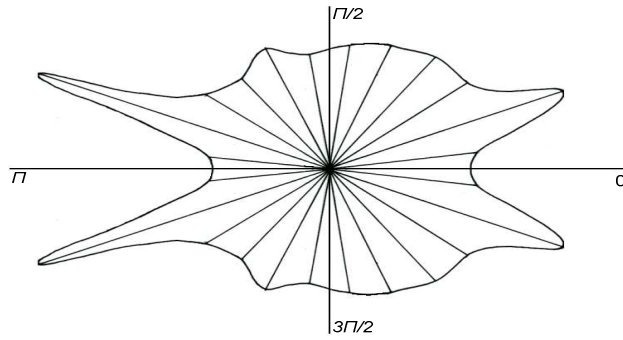


Рис. 3.4. Індикатриса розсіювання оптичного елементу з показником заломлення $n_2 = 2,0$

Напрямок падаючого світлового пучка співпадає з горизонтальною віссю. При цьому світло розповсюджувалося в напрямку горизонтальної осі зліва направо. Як видно з графіків, зі збільшенням показника заломлення оптичного елемента настає зміна виду індикатриса розсіювання. Це супроводжується перерозподілом інтенсивності розсіяного світла в зворотному напрямку. Крім того, зворотний пелюсток індикатриса при збільшенні показника заломлення n_2 розщеплюється на два, кут між якими зростає зі збільшенням n_2 . Враховуючи той факт, що показник заломлення залежить від довжини хвилі [21], циліндричному оптичному елементу властива кутова дисперсія, і він може бути використаний для просторового розділення оптичного сигналу на складові з різними довжинами хвиль.

3.3. Дослідження тонкої структури індикатриса розсіювання оптичних елементів циліндричної форми

Для дослідження тонкої структури індикатриса розсіювання з метою виявлення на ній вузьких піків використовувалась програма розрахунку з використанням розрізняючої здатності в 1° – один кутовий градус.

За допомогою вказаної програми було проведено розрахунки індикатриса розсіювання при різних значеннях показника заломлення оптичного елемента [36]. Зокрема було проведено розрахунки індикатриса розсіювання в околі значення показника заломлення, що дорівнювало 1,46, як такого, що характеризувало кварцове скло.

На рис. 3.5 зображено індикатрису розсіювання оптичного циліндричного елемента, що має показник заломлення $n = 1,458$. Напрямок вхідних променів співпадає з напрямком осі x . Як видно з індикатриса, їй властиві чотири піки інтенсивності, розташовані симетрично відносно осі x під кутом $\varphi_1 = \pm 100^\circ$ та під

кутом $\varphi_2 = \pm 155^\circ$. Нормовані значення інтенсивності цих піків цих піків складають 0,62 та 1,0 відповідно.

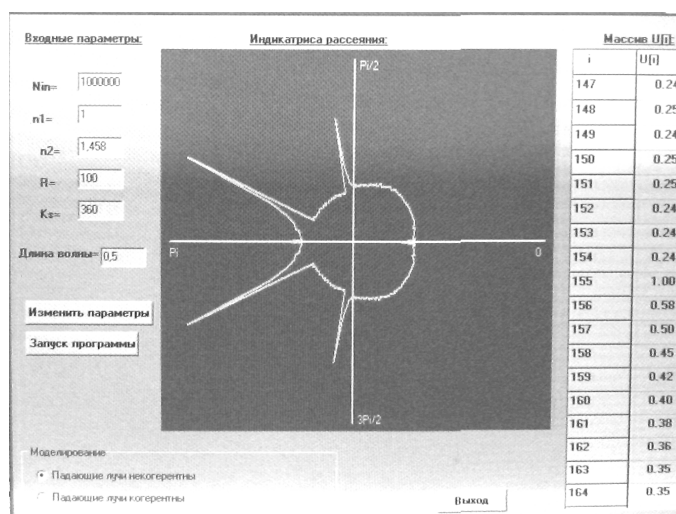


Рис. 3.5. Индикатриса розсіювання циліндричного елемента з кварцового скла

При зменшенні показника заломлення кут φ_1 збільшувався, а кут φ_2 відповідно зменшувався. Таким чином, цим параметрам виявились властиві дисперсійні характеристики щодо показника заломлення n . Ці характеристики відображає величина похідної $\partial\varphi/\partial n$, яка складає для першого піку – 3,49 рад, а для другого – 1,745 рад, тобто в два рази менше. Чисельно ці величини відображають кутове (в радіанах) зміщення піку, при зміні показника заломлення на одиницю.

Враховуючи той факт, що показник заломлення конкретного оптичного матеріалу залежить від довжини хвилі за формулою Селмейера [101], можна розрахувати кутові дисперсійні характеристики за довжиною хвилі ($\partial\varphi/\partial\lambda$) конкретних елементів. Так, наприклад, для кварцового скла (SiO_2) дисперсійні характеристики за довжиною хвилі були розраховані відповідно до [7] в першому вікні прозорості ($\lambda = 850$ нм). Згідно з результатами розрахунку:

$$\partial\varphi/\partial\lambda = 5,1 \text{ град/мкм}$$

для першого піку та 2,55 град/мкм для другого.

Незважаючи на порівняно невелике значення $\partial\varphi/\partial\lambda$, його можна помітно збільшити за рахунок відповідного вибору матеріалу скла оптичного елемента з підвищеними дисперсійними властивостями [36].

Таким чином, на базі оптичних елементів циліндричної форми можна виконати спектрально селективні пристрої, які базуються на ефекті розсіювання оптичного випромінювання. З метою зменшення габаритів з оптичних елементів можна сформувати матриці (рис. 3.6). Вказані пристрої можна використовувати для демультимплексування оптичних каналів в системах з СРК.

При зменшенні показника заломлення до величини 1,33 (значення показника заломлення для води) перший та другий піки переміщуються та займають кутові положення 129° та 139° відповідно (рис. 3.7), що співпадає, в межах розрізняючої здатності програми, з даними, отриманими іншими авторами при використанні інших методів розрахунку. Це кути, під якими в дощових каплях можна спостерігати першу та другу райдугу. Даний факт підтверджує правильність запропонованого методу.

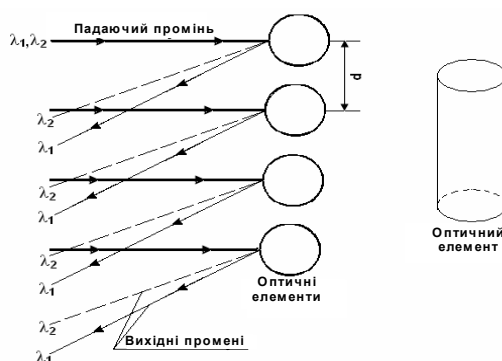


Рис. 3.6. Побудова демультіплексора оптичних каналів, що використовує ґратку на основі циліндричних оптичних елементів

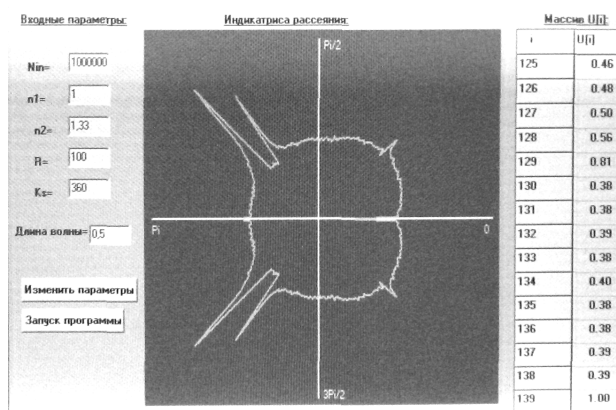


Рис. 3.7. Індикатриса розсіювання при значенні показника заломлення елемента, що дорівнює показнику заломлення води ($n_2 = 1,33$)

3.4. Експериментальні дослідження індикатриса розсіювання оптичних елементів циліндричної форми

З метою перевірки результатів моделювання циліндричного оптичного елемента, виконаного з кварцового скла (SiO_2), було проведене експериментальне дослідження індикатриса розсіювання кварцового стрижня циліндричної форми. Загальний вигляд експериментальної установки наведено на рис. 3.8 В якості вимірювального приладу був використаний оптичний тестер типу ОМКЗ-76,

оснащений джерелами випромінювання та фотоприймачами. Джерела випромінювання можуть функціонувати на довжині хвилі 0,85 мкм та 1,3 мкм. Випромінювання з джерела подавалось на коліматор, а потім через поляризатор паралельний пучок світла надходив до оптичного елементу. Розсіяне світло через фокусуючий елемент надходило на вхід фотоприймача. Результати вимірювання в межах похибки вимірювального приладу підтверджують хід індикатриси розсіювання.

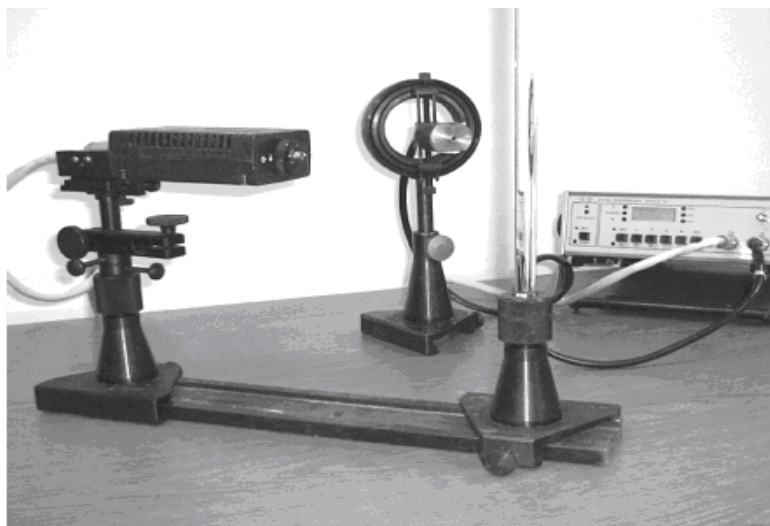


Рис. 3.8. Загальний вигляд установки для дослідження індикатриси розсіювання

Таким чином, було отримане експериментальне підтвердження спектрально-селективних властивостей циліндричного оптичного елементу.

3.5 Особливості характеристик спектрально-селективних елементів на ефекті розсіювання світла з підвищеним показником заломлення

У попередніх роботах були розглянуті дисперсійні характеристики індикатриси розсіювання оптичних елементів циліндричної форми з величиною показника заломлення не перевищує 2,25. При цьому, існує ряд оптичних матеріалів з показниками заломлення, які перевищують це значення. Так, наприклад, значення показника заломлення матеріалу ZnTe в інфрачервоному діапазоні становить 5,3. Крім того, успіхи в розвитку нанотехнологій дозволяють створювати (синтезувати) так звані гетеросредини. Гетерогенні середовища складаються з матриці - діелектрика або напівпровідника з металевими, діелектричними, напівпровідниковими, ферромагнітними і ферроелектричними наночастинками, розміри яких набагато менше довжини хвилі падаючого електромагнітного випромінювання.

Використовуючи різні матеріали для наночастинок можна змінювати показник заломлення гетерогенного середовища в широких межах і в заданому діапазоні довжин хвиль. Таким чином, становлять інтерес особливості оптичних характеристик спектрально-селективних елементів зі значенням показника заломлення, що перевищує показник заломлення типових оптичних матеріалів. Зокрема, становить інтерес дослідження спектрально-селективних властивостей оптичних елементів циліндричної форми з метою застосування їх в системах демультиплексування оптичних сигналів.

Як показують результати досліджень, постановка і вирішення завдань щодо оптимізації дисперсійних характеристик спектрально-селективних оптичних елементів мають сенс при наявності у індикатрисі розсіювання досить гострих і значних піків з помітною кутовою дисперсією. Для визначення верхньої межі робочого діапазону показника заломлення були проведені розрахунки індикатрисі розсіювання при підвищених значеннях показника. Так, при підвищенні значення показника заломлення до 2,8 обидва піки (див. рис. 3.5) об'єднуються в один (рис. 3.9).

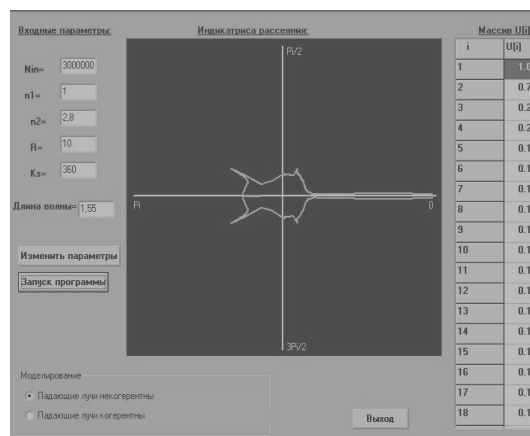


Рис. 3.9 Індикатриса розсіювання циліндричного оптичного елемента з показником заломлення преломлення $n_2 = 2,8$

При подальшому збільшенні відбувається зміна характеру трансформації індикатрисі розсіювання. При цьому зростання показника заломлення не супроводжується кутовим переміщенням піків в межах від 0 до π радий, як це було при менших значеннях. При збільшенні показника заломлення до значення $n_2 = 3,8$ відбувається перерозподіл інтенсивності піків в протилежному напрямку (рис. 3.10). І це робить неможливим використання оптичних елементів в якості спектрально-селективних пристроїв в даному діапазоні значень показників заломлення.

Подальше зростання показника заломлення до 5,0 також призводить до перерозподілу енергії піків у зворотному напрямку (рис. 3.11.) Однак при цьому відносна величина піків менше в порівнянні із середнім рівнем інтенсивності розсіяння.

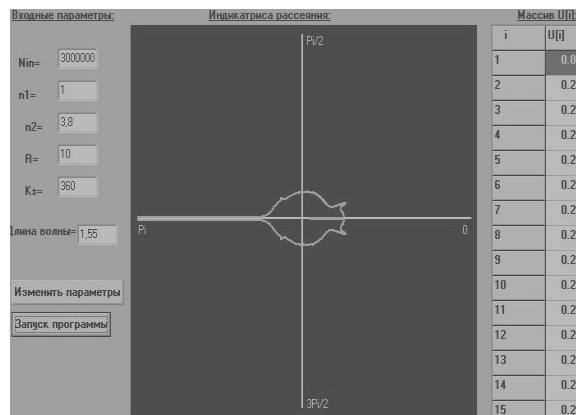


Рис. 3.10 Індикатриса розсіяння циліндричного оптичного елемента з показником заломлення преломлення $n_2 = 2,8$

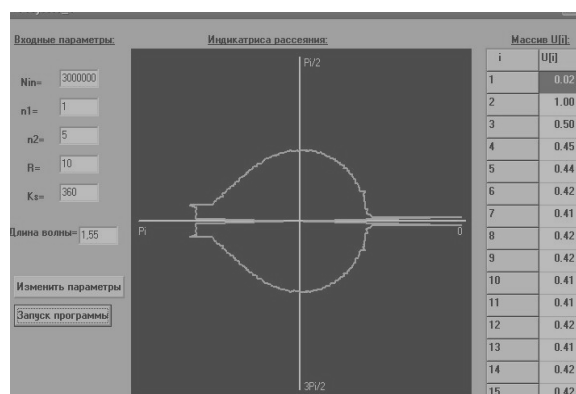


Рис. 3.11 Індикатриса розсіяння циліндричного оптичного елемента з показником заломлення преломлення $n_2 = 5,0$

Збільшення показника заломлення до значень 5,6-6,5 призводить до такого перерозподілу інтенсивності розсіяного випромінювання, що піки зникають, а сама індикатриса має вигляд, представлений на рис. 3.12 ($n_2 = 6,5$).

При цьому відносна інтенсивність розсіяного сигналу змінюється в кутових межах досить незначно. І лише у вузьких межах $\pm 1^\circ$ в напрямку падіння світлового пучка і $\pm 1^\circ$ у зворотному напрямку вона падає до 0,07 і 0,02 відповідно. Таким чином, циліндричний оптичний елемент при великих значеннях показника заломлення ($\geq 5,6$) з високим ступенем рівномірності і при відсутності піків

функціонує в режимі квазірівномірного розсіювання світла. Подальше підвищення показника заломлення підтверджує цей результат.

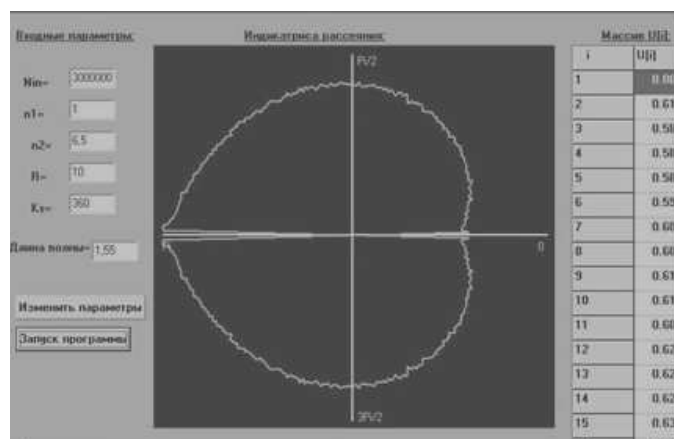


Рис. 3.12 Індикатриса розсіювання циліндричного оптичного елемента з показником заломлення $n_2 = 6,5$

Практичне використання елементів з квазірівномірними індикатрисами представляється доцільним для локальних систем атмосферної оптичної зв'язку з багатьма об'єктами, розташованими в різних напрямках. При цьому дані елементи можуть бути застосовані як для передавальних, так і для приймальних пристроїв. Аналогом застосування подібних елементів в радіотехніці є використання антен з круговою діаграмою спрямованості.

3.6 Принципи підвищення роздільної здатності та покращення дисперсійних характеристик оптичних спектрально-селективних елементів на основі розсіювання світла

3.6.1 Методи поліпшення дисперсійних характеристик оптичних елементів на основі розсіювання світла

В даний час на телекомунікаційних мережах має місце інтенсивне впровадження технологій спектрального розподілу каналів [1]. У свою чергу ці технології поділяються на технології щільного і грубого (розрідженого) спектрального поділу [1]. При цьому до пристроїв демультиплексування в технологіях щільного розділення пред'являються досить високі вимоги, обумовлені щільним розміщенням каналів (відстань між сусідніми каналами становить порядку 1 нм і менше). Зважаючи на це, для пристроїв демультиплексування використовуються такі, порівняно високі за рівнем складності та технології виготовлення оптичні пристрої, як дифракційні ґратки та фільтри на тонких плівках

[1]. У той же час, відстань між сусідніми каналами в технології грубого розділення складає 20 нм [6]. У цьому випадку представляє інтерес дослідження і використання для демультимплексування більш простих конструкцій, таких, наприклад, як спектрально-селективні елементи, що використовують принципи розсіювання світла [36].

З цією метою було проведено моделювання характеристик розсіювання оптичних елементів циліндричної форми і проведено оцінку можливості їх використання в якості спектрально-селективних елементів в лініях зі спектральним розділенням каналів. Для моделювання розсіювання світла в оптичному елементі були розглянуті принципи, викладені в [23], при цьому сам процес проходження світловим квантом оптичного елемента розраховувався за допомогою методу Монте-Карло. Результати розрахунків показали можливість створення спектрально-селективних пристроїв на основі оптичних елементів циліндричної форми. Відносним недоліком досліджених пристроїв є їх порівняно невисокі кутові дисперсійні властивості за показником заломлення n , що визначаються значенням похідної $\partial\varphi/\partial n$, де φ - кутове положення піка індикатриси розсіювання. При цьому, значення даної похідної та її поведінка визначається геометрією селективного елемента (в даному випадку циліндричного) і величиною показника заломлення конкретного виду скла.

При вирішенні завдань демультимплексування найважливішим показником спектрально-селективного елемента є дисперсійні характеристики $\varphi(\lambda)$, що визначаються залежністю кутового положення піка індикатриси розсіювання від довжини хвилі падаючого випромінювання. Швидкість зміни кутового положення піка з довжиною хвилі $\partial\varphi/\partial\lambda$ визначає властивості елемента, що стосуються розділення спектральних каналів. Із збільшенням цього параметра розділювальна (демультимплексує) здатність оптичного елемента зростає, оскільки збільшується кутова відстань між сусідніми каналами. У свою чергу похідну $\partial\varphi/\partial\lambda$, як похідну складної функції, можна представити у вигляді $\frac{\partial\varphi}{\partial n} \frac{\partial n}{\partial\lambda}$. Тут прийнятий до уваги той

факт, що величина показника заломлення матеріалу оптичного селективного елемента n залежить від довжини хвилі: $n = n(\lambda)$. Значення похідної та її поведінка в області можливих змін показника заломлення, як було зазначено вище, визначається конструктивними параметрами селективного пристрою, а величина похідної $\partial n/\partial\lambda$ залежить лише від оптичного матеріалу. Таким чином, представляє інтерес вибір матеріалу оптичного елемента, що дозволяє отримати для заданого конструктивного виконання максимальну кутову дисперсію $\partial\varphi/\partial\lambda$. Крім того, необхідно визначити хід характеристики $\partial\varphi/\partial n$ оптичного елемента в залежності від n з метою вибору

показника заломлення оптичного матеріалу, що забезпечує прийнятне значення $\partial\varphi/\partial n$.

Для вирішення поставленого завдання в роботі [36] були проведені розрахунки дисперсійних характеристик оптичних елементів, обумовлені їх конструктивним виконанням. В даному випадку це були елементи циліндричної форми. На рис. 3.13 представлена індикатриса розсіювання такого елемента з показником заломлення n , рівним 1,46, тобто він відповідає показнику заломлення кварцового скла.

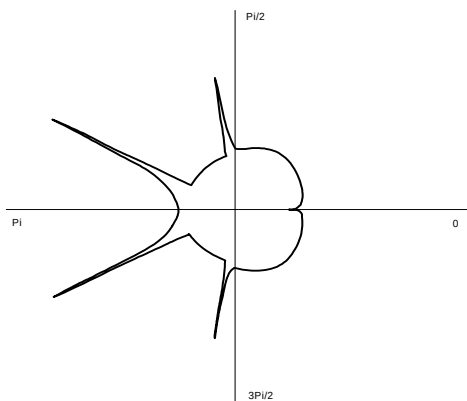


Рис. 3.13. Індикатриса розсіювання циліндричного елемента з кварцового скла

Індикатриса має чотири піки інтенсивності, розміщені симетрично відносно осі x під кутами $\varphi_2^\circ = \pm 100^\circ$ (малі піки) і $\varphi_1^\circ = \pm 155^\circ$ (великі піки). Кутове положення піків визначається в рамках конкретного виду конструкції тільки показником заломлення матеріалу. Для визначення дисперсійних характеристик (за показником заломлення) в роботі були проведені розрахунки похідної $\partial\varphi/\partial n$ при зміні показника заломлення елемента в межах від $n = 1,35$ до $n = 1,75$. При цьому були визначені похідні, як для великих піків - $\partial\varphi_1/\partial n$, так і для малих - $\partial\varphi_2/\partial n$. Результати розрахунку представлені на рис. 3.14.

Як видно з графіків, для малих піків похідні мають приблизно в два рази більші значення. Крім того, було відзначено зменшення величини $|\partial\varphi/\partial n|$ із зростанням показника заломлення n в 2-4 рази в розглянутому діапазоні показників заломлення. Максимальні значення $|\partial\varphi/\partial n|$ досягаються при мінімальних значеннях показника заломлення $n = 1,35$. Найбільш близький показник заломлення до цього значення має фтористий магній MgF_2 ($n = 1,38$). Таким чином, найкращі дисперсійні властивості оптичного циліндричного елемента, обумовлені його конструкцією, досягаються при зменшенні показника заломлення до мінімальних значень, забезпечуваних існуючими видами стекл.

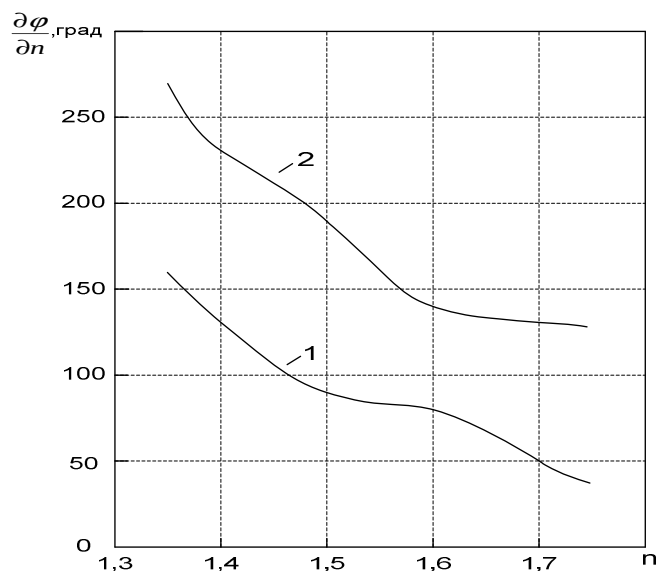


Рис. 3.14. Залежність $\partial\varphi/\partial n$ від показника заломлення оптичного елемента n ;
крива 1 – $|\partial\varphi_1/\partial n|$; крива 2 – $|\partial\varphi_2/\partial n|$

Іншим чинником, що діє в сукупності з першим, є похідна $\partial n/\partial\lambda$, яка формулюється застосовуванням видом скла. Спектральна залежність показника заломлення оптичного матеріалу (скла) описується дисперсійною формулою Селмейера:

$$n(\lambda) = \left[1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - l_i^2} \right]^{1/2}, \quad (3.2)$$

де A_i, l_i - коефіцієнти Селмейера.

При цьому вираз для похідної $\partial n/\partial\lambda$ має наступний вигляд:

$$\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{\lambda}{n} \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \cdot l_i^2}{(\lambda^2 - l_i^2)^2}. \quad (3.3)$$

Таким чином, знаючи коефіцієнти Селмейера для конкретного виду скла, можна визначити його дисперсійні характеристики у необхідному діапазоні довжин хвиль для оцінки ступеня застосовності його в якості спектрально-селективного елемента. Для прикладу в роботі було проведено розрахунок похідної $\partial n/\partial\lambda$ для кварцового скла: SiO_2 ($n = 1,46$) [36]. Результати розрахунку представлені на рис. 3.15.

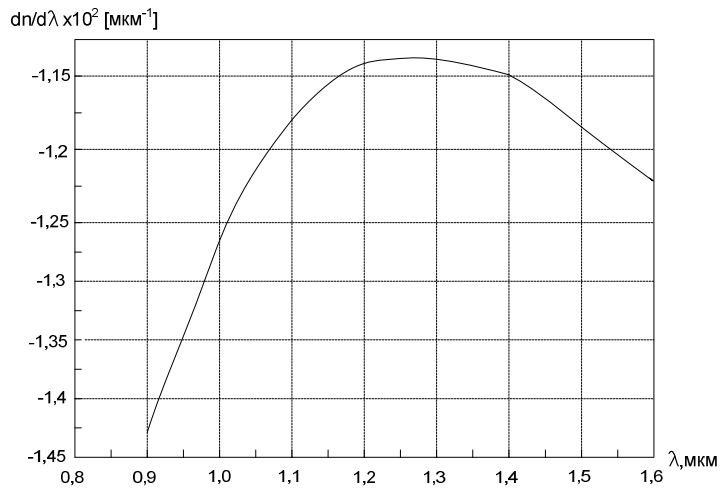


Рис. 3.15. Залежність похідної $\partial n / \partial \lambda$ для кварцового скла від довжини хвилі

З графіка випливає, що мінімального значення, за абсолютною величиною, похідна досягає в другому вікні прозорості (діапазон $\lambda = 1,3$ мкм). При цьому з пониженням довжини хвилі її абсолютне значення зростає.

Якщо вибір робочого діапазону довжин хвиль проводиться під конкретний оптичний матеріал, то його можна провести виходячи з вимог по досягненню максимального абсолютного значення похідної $|\partial n / \partial \lambda|$, прирівнявши другу похідну нулю і вирішивши отримане рівняння відносно довжини хвилі. Вираз для другої похідної $\partial^2 n / \partial \lambda^2$ має при цьому вигляд:

$$\frac{d^2 n}{d \lambda^2} = \frac{1}{n} \left[\sum_{i=1}^3 \frac{a_i l_i^2 (3 \lambda^2 + l_i^2)}{(\lambda^2 - l_i^2)^3} - \left(\frac{dn}{d \lambda} \right)^2 \right]. \quad (3.4)$$

Таким чином визначаються області екстремумів функції, після чого залишається виділити з них області максимальних значень та визначити найбільш прийнятні для застосування пристроїв демультіплексування на основі розсіювання світла.

Як випливає з результатів досліджень, для підвищення роздільної здатності пристроїв демультіплексування необхідне застосування матеріалів з високим рівнем кутової і, відповідно, матеріальної дисперсії. При цьому матеріальна дисперсія визначається залежністю показника заломлення скла від довжини хвилі. Кутова дисперсія характеризується величиною похідною $\partial \varphi / \partial \lambda$, яка в свою чергу є похідною складної функції:

$$\partial \varphi / \partial \lambda = \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{\partial n}{\partial \lambda}. \quad (3.5)$$

Таким чином, для поліпшення дисперсійних характеристик у робочому діапазоні довжин хвиль необхідно прагнути до збільшення цього виразу за рахунок

вибору оптичного матеріалу. Проблема вибору матеріалу оптичного елемента з показником заломлення n полягає в тому, що досягнення великих значень $\partial n / \partial \lambda$ повинно супроводжуватися збільшенням або збереженням величини $\partial \phi / \partial n$, залежної від n , на прийнятному рівні.

При цьому максимальне значення кутової дисперсії забезпечать матеріали з максимальною швидкістю зміни показника заломлення по відношенню до довжини хвилі. З урахуванням цього, при виборі матеріалів необхідно провести дослідження на поведінку похідної $\partial n / \partial \lambda$ в заданому діапазоні довжин хвиль. Враховуючи порівняно невелике значення цієї похідної для кварцу, його можна значно (на порядок і більше) підвищити шляхом вибору матеріалу з підвищеними дисперсійними властивостями.

Крім того, успішний розвиток нанотехнологій дозволяє створити так звані гетеро-матеріали. Гетерогенні матеріали складаються з матриці - діелектрика або напівпровідника, що включають нанорозмірні частинки з металу, діелектрика, напівпровідника, ферромагнетика або ферроелектрика, чия величина менше довжини хвилі падаючого електромагнітного випромінювання. Використовуючи різні матеріали для наночастинок можна змінити показник заломлення гетерогенних матеріалів в широких межах в заданому діапазоні довжин хвиль, а також його дисперсійні характеристики. Таким чином, особливості оптичних характеристик спектрально-селективних елементів, що використовують ефект розсіювання світла, представляють предмет для подальших досліджень.

3.6.2 Методи підвищування розділювальної здатності елементів демультиплексорів на основі ефекту розсіювання світла

На сучасному етапі розвитку телекомунікаційних мереж має місце інтенсивне впровадження технологій спектрального розділення каналів [1]. В залежності від відстані між сусідніми каналами технології підрозділяються на два типи – технології щільного та розрідженого спектрального розділення [5, 6]. Відстань між сусідніми каналами в технологіях щільного мультиплексування складає 0,8 нм та менше. При демультиплексуванні групового сигналу в цих випадках застосовуються досить складні за конструктивним виконанням та технологією виготовлення оптичні пристрої, а саме – дифракційні ґратки та фільтри на тонких плівках [1]. При цьому відстань між сусідніми каналами в технології розрідженого (грубого) спектрального розділення складає 20 нм. В цьому випадку для вирішення завдань демультиплексування доцільно та достатньо використовувати порівняно прості конструкції демультиплексорів, таких, наприклад, як спектрально-селективні елементи, що використовують ефект розсіювання світла [36].

При вирішенні завдань демультимплексування за допомогою цих оптичних елементів важливим показником такого елементу, є дисперсійні характеристики $\varphi(\lambda)$, які визначаються залежністю кутового положення піку індикатрисы розсіяння від довжини хвилі сигналу. Швидкість зміни кутового положення піку з довжиною хвилі – $\partial\varphi/\partial\lambda$ визначає властивості елементу щодо розділення спектральних каналів, тобто його розділювальну здатність. Зі збільшенням цього параметру розділювальна (демультимплексує) здатність оптичного елементу зростає, оскільки збільшується кутова відстань між сусідніми каналами. В свою чергу похідну $\partial\varphi/\partial\lambda$, як похідну складної функції можна представити у вигляді $\frac{\partial\varphi}{\partial n} \frac{\partial n}{\partial\lambda}$. Тут прийнято до уваги той факт, що величина показника заломлення матеріалу оптичного елементу залежить від довжини хвилі: $n = n(\lambda)$.

Певним недоліком таких елементів є порівняно невелике значення кутової дисперсії за показником заломлення n , що визначається похідною $\partial\varphi/\partial n$, де φ – кутове положення піку індикатрисы розсіяння [36]. При цьому значення похідної та її хід з довжиною хвилі визначається побудовою оптичного елементу та величиною його показника заломлення. З метою підвищення цього параметру в попередній роботі було запропоновано принципи вибору матеріалу для спектрально-селективних елементів за рахунок аналізу його дисперсійних характеристик. Проте, оскільки розділювальна здатність є найважливішим параметром елементів, призначених для демультимплексування групового сигналу систем зі спектральним розділенням каналів (СРК), є доцільним пошук шляхів подальшого її підвищення. З цією метою в роботі [37] було проведено дослідження впливу на кутові дисперсійні характеристики параметрів середовища, в якому розташовані оптичні циліндричні елементи, що використовують ефект розсіяння світла.

Враховуючи той факт, що кутові дисперсійні явища мають місце на границі розділу двох оптичних середовищ, є доцільним розглянути дисперсійні характеристики, визначені наявністю границі розділу. Типовий приклад проходження світлового променя через границю розділу двох оптичних середовищ з показниками заломлення n_1 та n_2 наведено на рис. 3.16.

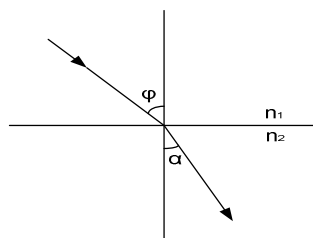


Рис. 3.16. Проходження світлового променя через границю двох середовищ

Тут кути φ та α є кутами падіння та заломлення відповідно. Співвідношення між ними визначається згідно з законом Снеліуса:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \alpha} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (3.6)$$

звідки випливає:

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2} \sin \varphi\right). \quad (3.7)$$

При постійному куті падіння φ кутова дисперсія заломленого променя визначається залежністю показників заломлення n_1 та n_2 від довжини хвилі оптичного сигналу:

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{\partial \alpha}{\partial n_1} \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} + \frac{\partial \alpha}{\partial n_2} \frac{\partial n_2}{\partial \lambda}. \quad (3.8)$$

Де λ – довжина хвилі. Тут $\partial \alpha / \partial n_1$ та $\partial \alpha / \partial n_2$ визначаються згідно з (3.7) виразами:

$$\partial \alpha / \partial n_1 = (1/n_2) \times (\sin \varphi / \sqrt{1 - \sin^2 \varphi \times (n_1/n_2)^2}); \quad (3.9)$$

$$\partial \alpha / \partial n_2 = -(n_1/n_2^2) \times (\sin \varphi / \sqrt{1 - \sin^2 \varphi \times (n_1/n_2)^2}). \quad (3.10)$$

Звідки :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \lambda} = \left(\frac{1}{n_2} \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} - \frac{n_1}{n_2^2} \frac{\partial n_2}{\partial \lambda}\right) (\sin \varphi / \sqrt{1 - \sin^2 \varphi \times (n_1/n_2)^2}). \quad (3.11)$$

Якщо $n_2 = 1 = \text{const}$ (повітря), то:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \lambda} = \left(\frac{\partial n_1}{\partial \lambda}\right) (\sin \varphi / \sqrt{1 - \sin^2 \varphi \times (n_1)^2}),$$

і значення першого співмножника в (3.11) зменшується на величину другого доданку.

Для підвищення дисперсійної здатності границі розділу необхідно збільшити значення виразу (3.11). З цією метою, для збільшення першого співмножника, необхідно вибрати оптичні матеріали з різними знаками похідної показника заломлення за довжиною хвилі, а також визначити величину самих показників. Збільшення значення другого співмножника можливе, насамперед, за рахунок вибору кута φ . При цьому мінімальне значення цього співмножника досягається при φ , що прямує до нуля, а при збільшенні кута φ до критичного значення воно зростає.

Таким чином, границя розділу оптичних середовищ має яскраво виражені дисперсійні характеристики щодо довжини хвилі оптичного сигналу. При цьому покращення цих характеристик може бути досягнуто за рахунок вибору як кута падіння, так і параметрів другого оптичного середовища. Отриманий результат може бути використаний для покращення дисперсійних характеристик оптичних

спектрально-селективних елементів на ефекті розсіяння світла. З цією метою оптичні елементи (показник заломлення n_1) мають бути розміщені в оптичному середовищі з показником заломлення n_2 . Зміна параметрів цього середовища повинна впливати на дисперсійні характеристики елементів.

Враховуючи це, дана робота спрямована на вирішення питань вибору параметрів оптичного середовища для розміщення спектрально-селективних оптичних елементів циліндричної форми з метою покращення їх дисперсійних характеристик.

Як було занотовано вище, розміщення оптичних елементів, призначених для демультимплексування групового оптичного сигналу, в оптичному середовищі з певними параметрами може покращити їх кутові дисперсійні характеристики, а отже розділювальну здатність. При цьому кутова дисперсійна характеристика елемента, розміщеного у повітряному середовищі, визначається як залежністю кутового положення φ піку на індикатрисі розсіяння від показника заломлення самого елемента, так і залежністю показника заломлення елемента від довжини хвилі:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} = \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{\partial n}{\partial \lambda}, \quad (3.12)$$

де φ – кутове положення піку індикатрисі розсіяння.

При наявності певного оптичного середовища з показником заломлення n_2 , в якому розміщені оптичні елементи з показником заломлення n_1 , кутове положення φ піку на індикатрисі буде визначатись функцією двох змінних – n_1 та n_2 : $\varphi = \varphi(n_1, n_2)$, тобто зміна цього кута $\Delta \varphi$ при зміні n_1 та n_2 буде визначатись виразом:

$$\Delta \varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial n_1} \Delta n_1 + \frac{\partial \varphi}{\partial n_2} \Delta n_2, \quad (3.13)$$

При зміні кута за рахунок матеріальної дисперсії (залежності показника заломлення від довжини хвилі λ) цей вираз буде мати вигляд:

$$\Delta \varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial n_1} \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} \Delta \lambda + \frac{\partial \varphi}{\partial n_2} \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} \Delta \lambda, \quad (3.14)$$

З виразу видно, що за рахунок дисперсійного оптичного середовища (показник заломлення n_2), що оточує оптичний елемент (показник заломлення n_1), величина кутового відхилення $\Delta \varphi$ за рахунок зміни довжини світлової хвилі $\Delta \lambda$ може бути значно збільшена. При цьому похідні $\frac{\partial \varphi}{\partial n_1}$ та $\frac{\partial \varphi}{\partial n_2}$ визначаються тільки конструктивними особливостями елемента (наприклад, елемент циліндричної форми).

Для визначення цих параметрів в роботі [37] було змодельовано поведінку індикатриси розсіяння циліндричних оптичних елементів, розміщених в оптичних середовищах з різними показниками заломлення. При цьому було застосовано метод, запропонований в [36].

На рис. 3.17 наведено індикатрису розсіяння оптичного елемента з показником заломлення n_1 , що дорівнює 1,46, розміщеного в середовищі з показником заломлення n_2 , що дорівнює 1,05.

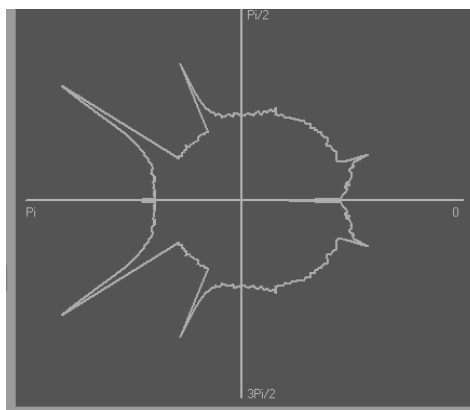


Рис. 3.17. Індикатриса розсіяння циліндричного оптичного елемента:
 $n_1=1,46; n_2=1,05$

В роботі [37] також було проведене дослідження кутового положення головних максимумів (піків) індикатриси в залежності від значення показника заломлення оточуючого середовища n_2 . На рис. 3.18 наведено залежність кутового положення головного піку, що знаходиться в другому квадранті індикатриси, від величини показника заломлення n_2 .

З графіку видно, що зміна показника заломлення оточуючого середовища призводить до зміни кутового положення максимуму, тобто $\frac{\partial \varphi}{\partial n_2} \neq 0$. Таким чином, згідно з (3.13), наявність оптичного середовища може підвищити дисперсійні характеристики спектрально-селективного елемента при умові співпадання знаків $\frac{\partial \varphi}{\partial n_1}$ та $\frac{\partial \varphi}{\partial n_2}$.

В попередніх роботах було наведено залежність $\frac{\partial \varphi}{\partial n_1}$ від показника заломлення n_1 при розміщенні оптичного елемента в повітряному просторі ($n_2=1=\text{const}$). Для показника заломлення n_1 , що дорівнює 1,46, значення $\partial \varphi / \partial n_1$ складає 100° [35]. Як впливає з розрахунків, при розміщенні елемента в оптичному середовищі з показником заломлення $n_2=1,05$ та 1,2 значення $\partial \varphi / \partial n_1$ підвищується до 120° та до

220° відповідно. Величина $\partial\varphi/\partial n_2$ складає при цих умовах 160° та 200° відповідно. Тобто наявність оптичного середовища може призвести до покращення дисперсійних характеристик спектрально-селективного елемента.

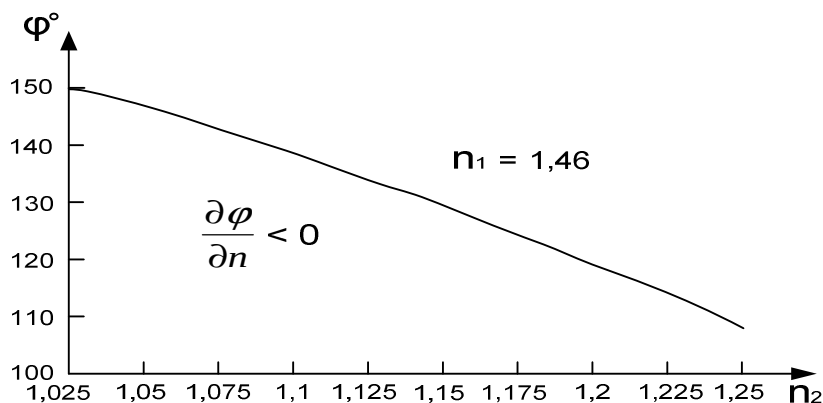


Рис. 3.18. Залежність кутового положення піку від показника заломлення середовища для $n_1 = 1,46$

Аналогічні розрахунки були проведені для випадків, коли n_1 дорівнює 2,5, а n_2 змінюється в межах від 1,025 до 1,3 та від 1,5 до 2,2. Відповідні графіки наведено на рис. 3.19 та рис. 3.20.

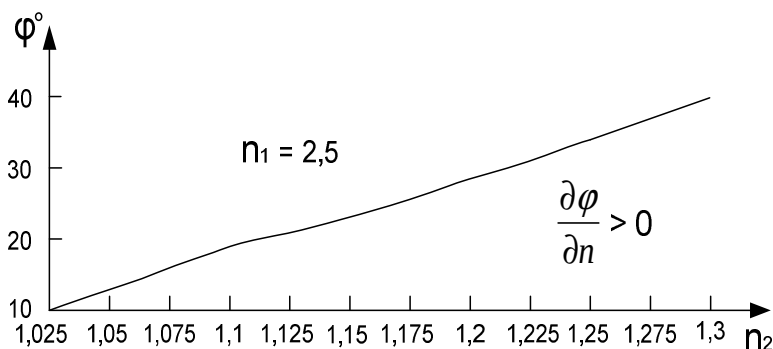


Рис. 3.19 Залежність кутового положення піку від показника заломлення середовища для $n_1 = 2,5$

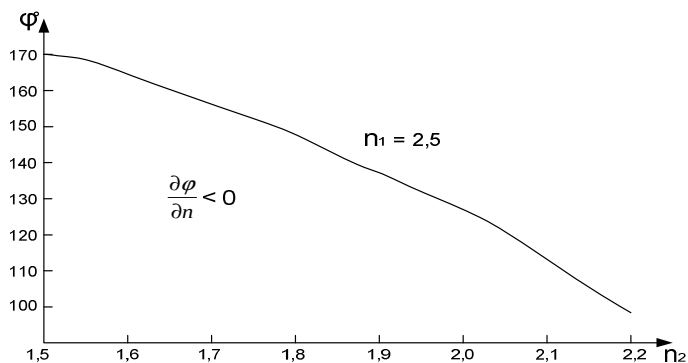


Рис. 3.20 Залежність кутового положення піку від показника заломлення середовища для $n_1 = 2,5$

Індикатриса розсіяння для двох випадків: коли $n_1 = 2,5$ та $n_2 = 1,05$, а також $n_1 = 2,5$ та $n_2 = 1,7$ наведені на рис. 3.21 та рис. 3.22 відповідно.

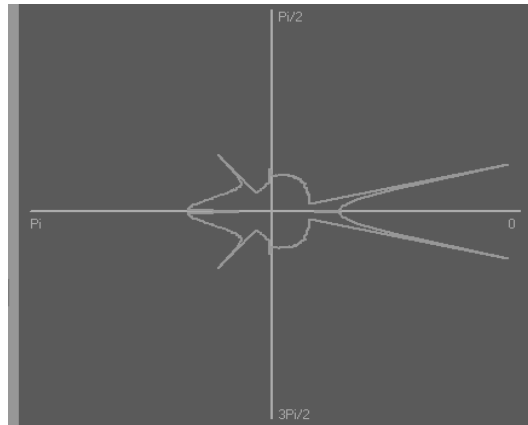


Рис. 3.21. Індикатриса розсіяння циліндричного оптичного елементу:
 $n_1 = 2,5; n_2 = 1,05$

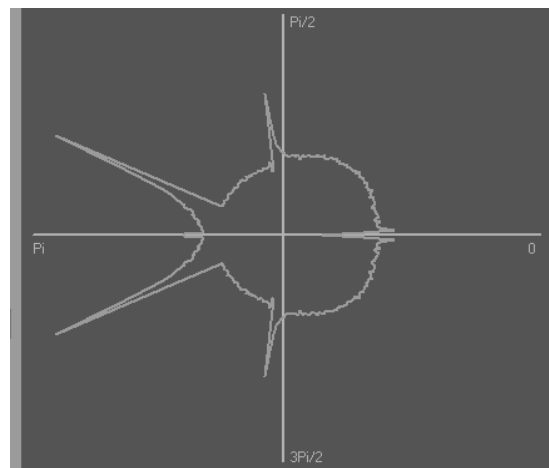


Рис. 3.22. Індикатриса розсіяння циліндричного оптичного елементу:
 $n_1 = 2,5; n_2 = 1,7$

Результати аналізу проведених вище розрахунків представлені в табл.3.1.

Таблиця 3.1

n_1	1,46	1,46	1,46	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5
n_2	1,0	1,05	1,2	1,0	1,05	1,2	1,5	1,8	2,1
$\partial\varphi/\partial n_1$	100°	120°	220°	-30°	-40°	-50°	40°	70°	120°
$\partial\varphi/\partial n_2$	-	-160°	-200°	-	80°	100°	-70°	-100°	-140°

Як видно з таблиці, розміщення спектрально-селективного елементу в оптичному середовищі з показником заломлення, що відрізняється від одиниці, дає можливість значно покращити його розділювальну здатність. Так, наприклад, розміщення елементу з показником заломлення $n_1 = 2,5$ в оптичному середовищі з показником $n_2 = 1,05$ збільшує абсолютне значення $\partial\varphi/\partial n_1$ з 30° до 40° та при

подальшому збільшенні n_2 до 1,2 – до 50° . При цьому у виразі (6) $\partial\varphi/\partial n_2$ приймає значення, відмінне від нульового – таке, що дорівнює 80° при $n_2 = 1,05$ та 100° при $n_2 = 1,2$. Аналогічно, згідно з табл.1, виграш досягається і при розміщенні цього ж елементу в більш щільному оптичному середовищі з більшим значенням показника заломлення $n_2 = 1,5 \div 2,1$. Використання оптичних матеріалів з малими показниками заломлення на цей час можливе завдяки досягненням фотоніки з напрямку створення фотонних кристалів.

Таким чином, швидкість зміни кута φ за довжиною хвилі, а отже і розділювальна здатність буде визначатись за виразом:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{\partial\varphi}{\partial n_1} \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} + \frac{\partial\varphi}{\partial n_2} \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} \quad (3.15)$$

Як видно з виразу, при розміщенні селективних оптичних елементів в іншому оптичному середовищі розділювальна здатність збільшується на величину доданку $\frac{\partial\varphi}{\partial n_2} \frac{\partial n_2}{\partial \lambda}$. Враховуючи той факт, що в розглянутих випадках похідні $\partial\varphi/\partial n_1$ та $\partial\varphi/\partial n_2$ мають різні знаки при побудові спектрально-розділювального пристрою для оптичного середовища з показником заломлення n_2 необхідно вибрати тип скла, знак похідної $\partial n_2/\partial \lambda$ якого забезпечує однаковість знаків доданків у співвідношенні (3.15) у потрібному діапазоні довжин хвиль. Щодо вибору оптичного матеріалу з показником заломлення, близьким до одиниці, то сучасні досягнення в області фотоніки дозволяють створити такі матеріали шляхом побудови фотонних кристалів. Подальшого збільшення розділювальної здатності оптичного елементу можна досягти за рахунок вибору оптичного матеріалу для створення оптичного середовища з показником заломлення n_2 з покращеними дисперсійними характеристиками – високим значенням похідної $\partial n_2/\partial \lambda$.

Таким чином, розміщення оптичного елементу в середовищі, показник заломлення якого n_2 відрізняється від одиниці, а похідна $\partial n_2/\partial \lambda$ має знак протилежний до знаку похідної $\partial n_1/\partial \lambda$, дозволяє покращити його дисперсійні характеристики, а отже збільшити розділювальну здатність в режимі демультиплексування групового оптичного сигналу системи зі спектральним розділенням каналів. При цьому рівень збільшення визначається як величиною n_2 , так і значенням похідної $\partial n_2/\partial \lambda$. З точки зору підвищення розділювальної здатності похідна має бути якомога більшою. З іншого боку потреба у підвищенні розділювальної здатності також вимагає використання оптичних матеріалів з великим значенням $\partial n_1/\partial \lambda$. Окрім існуючих матеріалів це можуть бути матеріали створені штучно, наприклад, на базі нанотехнологій.

3.7 Дослідження спектрально-селективних оптичних багатошарових структур

3.7.1 Аналіз дисперсійних характеристик границь розділу оптичних середовищ

При вирішенні завдань демультимплексування оптичних сигналів з різними довжинами хвиль важливим показником пристроїв, що застосовуються, є кутові дисперсійні характеристики $\varphi(\lambda)$, які визначаються залежністю кутового положення світлового променя на виході пристрою від довжини хвилі сигналу. Швидкість зміни кутового положення променя за довжиною хвилі – $\partial\varphi/\partial\lambda$ визначає властивості пристрою щодо розділення спектральних каналів, тобто його розділювальну здатність. Зі збільшенням цього параметру розділювальна (демультимплексуєча) здатність оптичного пристрою зростає, оскільки збільшується кутова відстань між сусідніми каналами. В свою чергу, наявність демультимплексуєчої здатності визначається залежністю показника заломлення скла від довжини хвилі ($n = n(\lambda)$), і похідну $\partial\varphi/\partial\lambda$, як похідну складної функції, можна представити у вигляді $\frac{\partial\varphi}{\partial n} \frac{\partial n}{\partial\lambda}$.

Враховуючи той факт, що кутові дисперсійні явища мають місце на границі розділу двох оптичних середовищ, є доцільним розглянути дисперсійні характеристики, визначені наявністю границі розділу. Типовий приклад проходження світлового променя через границю розділу двох оптичних середовищ з показниками заломлення n_1 та n_2 наведено на рис. 3.23. Тут кути φ та α є кутами падіння та заломлення відповідно. Співвідношення між ними визначається згідно з законом Снеліуса:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \alpha} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (3.16)$$

звідки випливає:

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2} \sin \varphi\right). \quad (3.17)$$

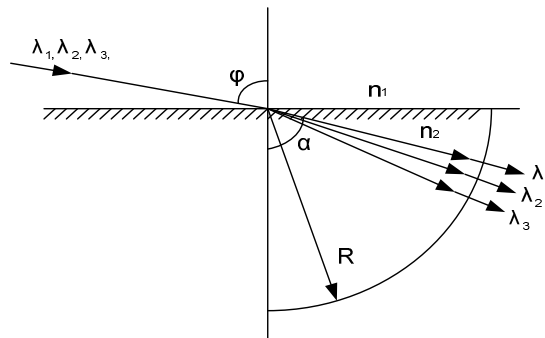


Рис. 3.23. Проходження світлового променя через границю розділу двох середовищ

Оскільки показники заломлення скла n_1 та n_2 залежать від довжини хвилі, має місце кутова дисперсія заломлених променів, як це показано на рис. 3.23.

З урахуванням цих співвідношень в роботі [38] було отримано вираз для дисперсійних характеристик границі розділу оптичних середовищ:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \lambda} = \left(\frac{1}{n_2} \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} - \frac{n_1}{n_2^2} \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} \right) (\sin \varphi / \sqrt{1 - \sin^2 \varphi \times (n_1 / n_2)^2}). \quad (3.18)$$

Як видно з (3.18), вираз складається з двох співмножників, перший з яких включає в себе дисперсійні характеристики оптичних середовищ, а другий – кут падіння оптичного сигналу (променю) на границю розділу.

Для підвищення дисперсійної здатності границі розділу необхідно збільшити значення виразу (3.18). З цією метою, для збільшення першого співмножника, необхідно вибрати оптичні матеріали з різними знаками похідної показника заломлення за довжиною хвилі, а також визначити величину самих показників та їх похідних за довжиною хвилі. На практиці інформація щодо похідних показників заломлення матеріалу скла за довжиною хвилі як правило відсутня. Тому в роботі було [38] проведено аналіз шляхів підвищення дисперсійних характеристик за рахунок збільшення другого співмножника. Враховуючи залежність другого співмножника від кута падіння φ та значень показників заломлення оптичних середовищ n_1 та n_2 в роботі було виконано розрахунки значень співмножника в залежності від кута φ для певних величин показників заломлення n_1 та n_2 .

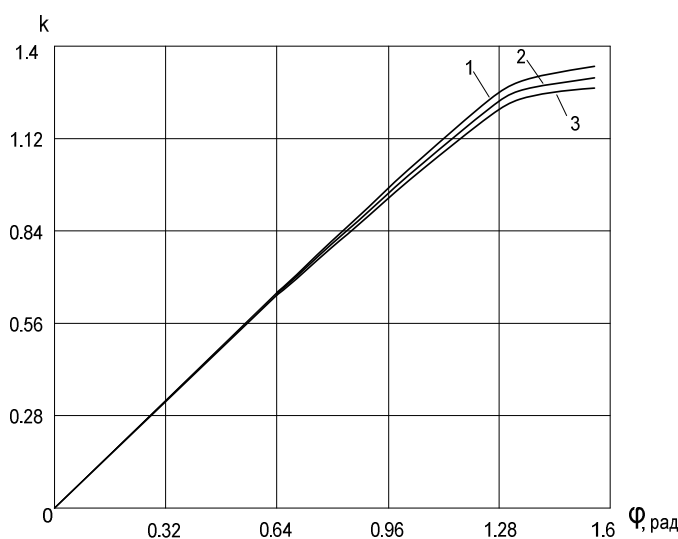


Рис. 3.24. Залежність значення другого співмножника від величини кута падіння φ ($n_1 = 1$; $n_2 = 1,51(1)$; $1,55(2)$; $1,6(3)$)

Результати розрахунків для величини $n_1 = 1$ та $n_2 = 1,51; 1,55; 1,6$ (тобто перше середовище є повітрям) наведено на рис. 3.24.

З результатів випливає, що при падінні променів з повітряного середовища на границю розділу значення співмножника (позначено через k) при збільшенні кута φ зростає, але в цілому воно залишається близьким до одиниці.

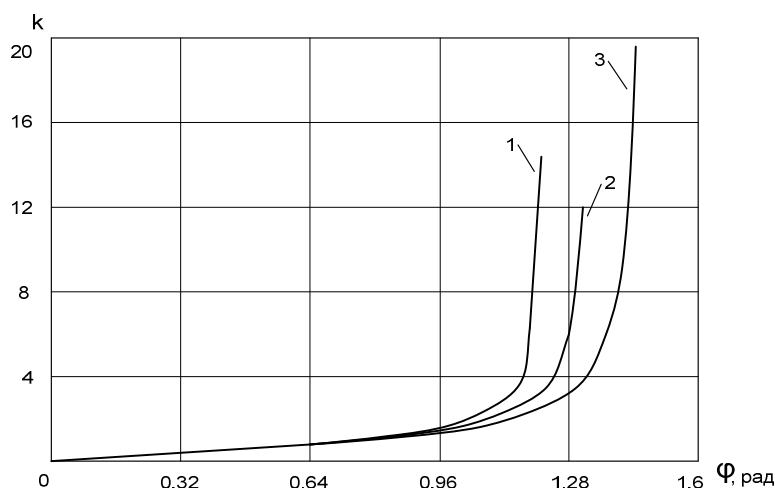


Рис. 3.25. Залежність значення другого співмножника від величини кута падіння φ ($n_1 = 1,6(1); 1,55(2); 1,51(3); n_2 = 1,5$)

На рис. 3.25 наведено результати розрахунків для випадку, коли перше середовище не є повітряним, і його показник заломлення перевищує показник заломлення другого середовища. Як видно з графіків, така побудова дозволяє отримати на порядок вище значення другого співмножника k для кутів падіння φ , що наближаються до своїх критичних значень. При перевищенні кутами φ своїх критичних значень відбувається явище повного внутрішнього відбиття, і промені в друге середовище не проходять.

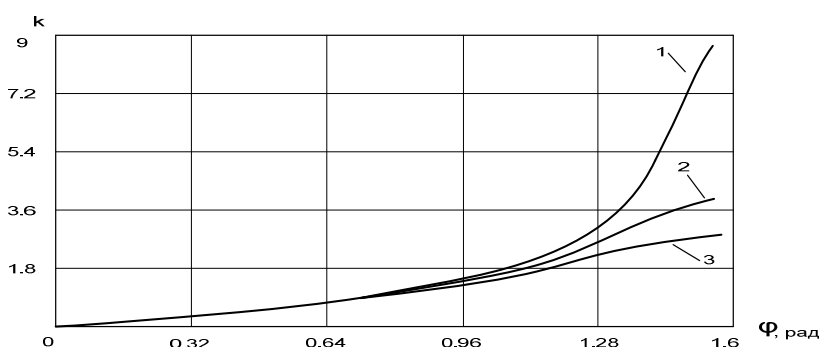


Рис. 3.26. Залежність значення другого співмножника від величини кута падіння φ ($n_1 = 1,5; n_2 = 1,51(1); 1,55(2); 1,6(3)$)

На рис. 3.26 представлено результати розрахунку, коли перше середовище не є повітряним, і його показник заломлення не перевищує показник заломлення другого середовища. При цьому $n_1 = 1,5$; $n_2 = 1,51$ (1); 1,55 (2); 1,6 (3). З рисунків випливає, що в цьому випадку також має місце збільшення k , але воно є порівняно меншим за попередній випадок. Максимальне збільшення в цьому разі також досягається для найменшої різниці між показниками заломлення ($n_1 = 1,5$; $n_2 = 1,51$), як це показано на графіку 1.

Треба також врахувати, що для цього випадку точний вибір кута φ для отримання максимального значення k не є таким критичним, як в попередньому випадку за рахунок меншої крутизни ходу кривих. Мала різниця між показниками заломлення свідчить про те, що при такій побудові демультимплексуючого пристрою втрати на відбиття будуть порівняно малими.

Як випливає з результатів розрахунків, границя розділу двох оптичних середовищ має кутові дисперсійні властивості. За рахунок вибору таких параметрів середовищ, як показники заломлення та розміщення середовищ по відношенню до падаючих променів, а також вибором кута падіння можна значно підвищити дисперсійні характеристики такої структури. При цьому покращення більш ніж на порядок досягається при досить малій різниці між показниками заломлення середовищ та кутах падіння, близьких до критичних. Для подальшого підвищення дисперсійних характеристик структури необхідно провести вибір оптичних середовищ з урахуванням таких параметрів, як дисперсія їх показників заломлення.

На додаток до цього в [39] було проведено порівняння кутових дисперсійних характеристик границь розділу двох середовищ для випадку різного їх розміщення (рис. 3.27, 3.28). З цією метою в роботі було проведено розрахунки для двох випадків щодо значень показника заломлення оптичних середовищ n_1 та n_2 : 1) $n_1 = 1,5$; $n_2 = 1,75$ 2) $n_1 = 1,75$; $n_2 = 1,5$. Результати розрахунків наведені на рис. 3.27 та рис. 3.28 відповідно.

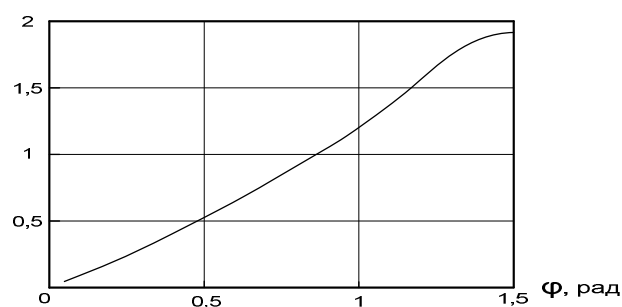


Рис. 3.27. Залежність значення другого співмножника від величини кута падіння φ ($n_1 = 1,5$; $n_2 = 1,75$)

Порівняння графіків свідчить про те, що за рахунок вибору розміщення матеріалу оптичних середовищ відносно границі розділу можна досягти помітного збільшення другого співмножника (практично в два рази). Крім того, збільшення φ також викликає збільшення його значення. Величина кута φ у другому випадку обмежена його критичним значенням, що є трохи більшим за одиницю.

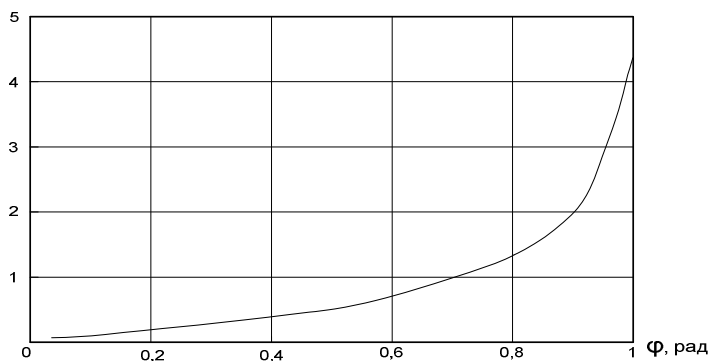


Рисунок 3.28. – Залежність значення другого співмножника від величини кута падіння φ ($n_1 = 1,75$; $n_2 = 1,5$)

Таким чином, границя розділу оптичних середовищ має яскраво виражені дисперсійні характеристики щодо довжини хвилі оптичного сигналу. При цьому покращення цих характеристик може бути досягнуто як за рахунок вибору кута падіння, так і параметрів та розміщення оптичних середовищ на границі розділу.

3.7.2 Використання багат шарових структур для розділення оптичних сигналів

Враховуючи результати, наведені вище, в роботі [39] був проведений аналіз багат шарових оптичних структур, що характеризуються наявністю певної кількості границь розділу оптичних середовищ. Метою досліджень була перевірка можливості підвищення дисперсійних характеристик багат шарових структур, що містять багато границь розділу порівняно з одно граничними структурами. Побудову середовища, що містить три шари та дві границі розділу наведено на рис. 3.29.

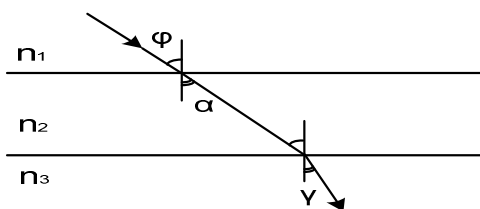


Рисунок 3.29. – Оптична структура, що містить 3 шари та 2 границі розділу

Кутові дисперсійні характеристики вихідного променя, обумовлені наявністю двох границь розділу, визначаються за виразом (3.19):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \gamma}{\partial \lambda} = & \left(\frac{1}{n_2} \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} - \frac{n_1}{n_2^2} \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} \right) (\sin \varphi / \sqrt{1 - \sin^2 \varphi \times (n_1 / n_2)^2}) + \\ & + \left(\frac{1}{n_3} \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} - \frac{n_2}{n_3^2} \frac{\partial n_3}{\partial \lambda} \right) ((n_1 / n_2) \cdot \sin \varphi / \sqrt{1 - \sin^2 \varphi \times (n_1 / n_3)^2}). \end{aligned} \quad (3.19)$$

Цей вираз має два доданки. За рахунок вибору параметрів середовищ цих доданків, які визначають як величину показників заломлення так і величину та знак їх дисперсійних характеристик, є можливим отримати підвищене значення кутової дисперсії структури, що складається з трьох шарів.

Загальний випадок, коли структура складається з $i+1$ шарів та містить $k=i$ границь наведено на рис. 3.30.

Повна кутова дисперсійна характеристика такої структури описується виразом (3.20).

$$\frac{\partial \psi}{\partial \lambda} = \sin \varphi \cdot n_1 \sum_{i=1}^k \left(\frac{1/n_i}{\sqrt{1 - \sin^2 \varphi \cdot (n_1 / n_{i+1})^2}} \left(\frac{1}{n_{i+1}} \frac{\partial n_i}{\partial \lambda} - \frac{n_i}{(n_{i+1})^2} \frac{\partial n_{i+1}}{\partial \lambda} \right) \right). \quad (3.20)$$

Тут Ψ - кут виходу променя з багатошарової структури.

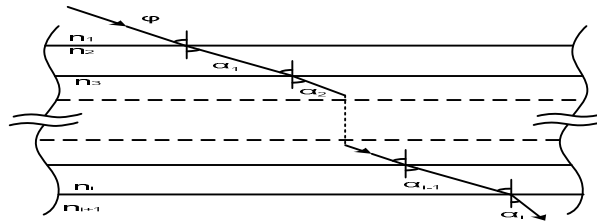


Рис. 3.30. Оптична структура, що містить $i+1$ шари та $k=i$ границь розділу

Вибором параметрів оптичних шарів, до яких належать показники заломлення та їх дисперсійні характеристики з урахуванням знаку, можна змінювати значення повної дисперсійної характеристики в широких межах, в тому числі таких які виходять за межі характеристики одиночної границі. Сучасні технології дозволяють довести кількість шарів до сотні та більше. І це дає можливість підвищувати дисперсійні характеристики багатошарових структур за рахунок їх кількості та вибору матеріалу.

Таким чином границя розділу двох оптичних середовищ (шарів) має виражені кутові дисперсійні властивості. За рахунок збільшення кількості цих шарів у багатошаровій структурі та, відповідно, границь розділу можна підвищити дисперсійні характеристики такої структури. Крім того, при побудові багатошарової структури необхідно враховувати такі параметри оптичних шарів, як показники заломлення та дисперсійні характеристики показника заломлення і їх знаки. За рахунок вибору кута падіння можна також додатково покращити кутову дисперсію такої структури.

Подібні багат шарові структури можуть знайти використання в оптичних системах з грубим розділенням каналів.

3.8 Перспективи застосування пристроїв, що використовують резонатори біжучої хвилі в оптичному зв'язку

3.8.1 Характеристики і параметри пристроїв на резонаторах біжучої хвилі

Традиційні системи зв'язку на основі витої пари та коаксиального кабелю вже давно не задовольняють сучасним вимогам у відношенні до пропускної спроможності, швидкості, завадозахищеності й дальності зв'язку. Ці обставини диктують необхідність переходу до нового типу спрямовуючої системи – волоконно-оптичного кабелю, а також застосування спеціальних технічних засобів, призначених для роботи з цим типом фізичного середовища: апаратури волоконно-оптичних систем передачі інформації. Застосовуючи одноканальні ВОЛЗ, досягаються швидкості передачі порядку $2,5 \div 10$ Гбіт/с. Подальше збільшення швидкості передачі обмежується ефектом дисперсії, що суттєво зменшує довжину регенераційної ділянки.

Наступним з методів задоволення цих сьогоденних потреб суспільства у інформаційній підтримці є застосування систем зі спектральним ущільненням каналів (коли по одному волокну передаються $4 \div 128$ каналів із швидкостями передачі $2,5 \div 10$ Гбіт/с).

Використання систем передачі із спектральних розподілом каналів потребує використання регенераційних пунктів з числом регенераторів, відповідним кількості каналів, з попереднім демультиплексуванням та подальшим мультиплексуванням. Отже, для підсилення групового сигналу у таких системах використовуються оптичні підсилювачі. Але, хоча й оптичний підсилювач на основі легованого ербієм оптичного волокна рівномірно підсилює сигнал всіх ущільнених каналів, не демультиплексуючи їх, він все ж спотворює сигнал, додаючи шум підсиленої спонтанної емісії, яка виникає з підсиленого світла, спонтанно емітованого іонами ербію [1].

Також втілення систем зі спектральним ущільненням (Wave Division Multiplexing – WDM), особливо зі щільним спектральним ущільненням (Dense Wave Division Multiplexing – DWDM), використання оптичних ербієвих підсилювачів ОПЕОВ (Erbium Doped Fiber Amplifier – EDFA), за допомогою яких реалізуються такі системи, а також можливе, у зв'язку з цим, збільшення швидкості передачі до 40 Гбіт/с ставлять дисперсію у розряд обмежуючих факторів при проектуванні ліній

великої протяжності. Оптичні підсилювачі на відміну від регенераторів не відновлюють форму сигналу і ефекти дисперсії накопичуються.

При високих швидкостях передачі для подовження регенераційної ділянки збільшуються потужності оптичних сигналів, що й призводить до появи нелінійної взаємодії між сигналом та кварцовим середовищем передачі волокна. Отже, нелінійні ефекти волокна мають місце у системах з високою ємністю і великою протяжністю регенераційної ділянки та призводять до таких негативних наслідків, як поява продуктів нелінійності у вигляді нових спектральних складових [1]. Основний вклад у це явище вносять три механізми нелінійних явищ: вимушене комбінаційне розсіювання (ВКР), вимушене розсіювання Манделштама-Брілюена (ВРМБ) та чотирехвильове змішування (ЧХЗ).

На сьогоднішній день вже існує можливість виготовляти лазери для систем передачі зі спектральним розподілом каналів з інтервалом між сусідніми каналами 0,4 нм, що відповідає 50 ГГц між каналами. З подальшим збільшенням кількості каналів у смузі пропускання фіксованої ширини частотний інтервал зменшується до 25 ГГц.

Таким чином, різко підвищуються вимоги до ширини спектральної лінії лазера, а демультимплексування у системах із підвищеною кількістю каналів потребує створення нових типів демультимплексорів високого рівня складності.

Отже, виникає необхідність застосування у ВОЛЗ із СРК нових пристроїв, що знижують рівень негативних явищ, які мають місце в таких системах.

З цією метою, для зменшення рівня шумів та комбінаційних складових найбільш доцільним є використання фільтруючих пристроїв. З урахуванням особливостей розташування спектральних ліній окремих каналів групового сигналу, фільтрам має бути притаманне еквідистантне розташування смуг пропускання. Серед відомих типів фільтрів такими властивостями володіють фільтри на резонаторах біжучої хвилі. Відмінною рисою таких резонаторів є саме еквідистантне розташування резонансних частот, тобто розташування, що збігається з розташуванням робочих частот систем із СРК [40]. Цей факт дозволяє використовувати подібні конструкції в оптичному діапазоні довжин хвиль для поліпшення параметрів таких систем передачі.

Розрізняють два варіанти конструкції таких фільтрів: смужно-пропускаючі та режекторні (смужно-загороджуючі).

Конструкція смужно-пропускаючого фільтру складається з кільцевого оптичного резонатору і двох оптичних хвилеводів, пов'язаних із ним у діаметрально протилежних точках (рис. 3.31).

Розрахунок параметрів фільтру з використанням кільцевого оптичного резонатору було проведено для одномірної моделі, де оптичний хвильвід описується інтегральними втратами на одиницю довжини, які включають втрати в оптичному світловоді й втрати на випромінювання.

Зв'язок між хвильводами описується за допомогою коефіцієнтів розподілу, що характеризують розподіл енергії сигналу в спрямованому відгалужувачі, створений в місці зближення кільцевого і прямолінійного світловодів. Схему обраної конструкції, для якої здійснювався розрахунок відповідно до використовуваної моделі, приведено на рис. 3.31.

На рисунку: A_1 , A_2 , A_3 - амплітуди сигналів на вході пристрою, у середині кільцевого резонатору і на виході пристрою відповідно. k_1 , k_2 являють собою коефіцієнти зв'язку (ділення), добуток αl описує інтегральні втрати в резонаторі.

Метод розрахунку запропонованого пристрою розглянуто у [40]. З використанням цього методу, і в припущенні, що $k_1 = k_2 = k$, були проведено розрахунки залежності перехідного загасання P між вхідним і вихідним плечами конструкції в залежності від нормованої частоти за різних значень коефіцієнтів розподілу k та інтегральних втрат у резонаторі αl . Частота нормована по відношенню до основної резонансної частоти кільцевого резонатору $f_n = \frac{f}{f_0}$. При цьому основна резонансна частота

визначалася як: $f_0 = \frac{c}{L_{cp} \cdot n}$, де L_{cp} - середня довжина кільцевого резонатору, $c =$

3×10^8 м/с - швидкість поширення світла, $n = 1,45$ - показник заломлення оптичного середовища. Амплітуда вхідного сигналу при цьому приймалася рівною одиниці ($A_1 = 1$).

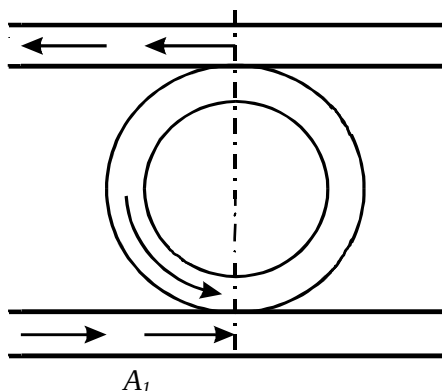


Рис. 3.31. Конструкція оптичного фільтру на основі оптичного кільцевого резонатору

На рис. 3.32 приведено характеристики фільтру для різних коефіцієнтів ділення k при фіксованих значень втрат $\alpha l = 0,01$. Як видно з графіків, у залежності від зміни k в межах від 0,1 до 0,9, величини загасання в смузі пропускання складають $0,2 \div 15,8$ дБ, а в смузі режекції - $7,7 \div 107,9$ дБ. Зокрема, при $k=0,65$ значення загасання в смузі пропускання складає 0,6 дБ, а в смузі запирання - 26,6 дБ. Тобто зі зменшенням k збільшується перепад між значеннями втрат у смугах пропускання і запирання, що свідчить про зростання добротності кільцевого резонатору.

При цьому характеристики переміщуються в область більших значень загасання. Але збільшення добротності при зменшенні та досягненні певного значення коефіцієнту ділення k припиняється та стабілізується. Так, наприклад, у даному випадку ($\alpha l = 0,01$) при $k < 0,3$ перепад між значеннями загасання в смугах пропускання і запирання залишається незмінним.

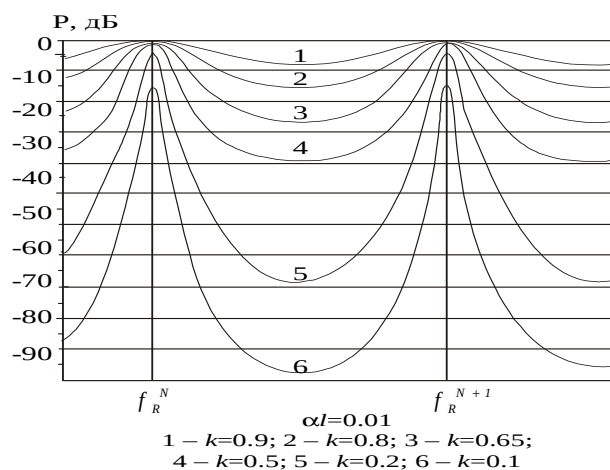


Рис. 3.32 Характеристики фільтру для різних коефіцієнтів ділення k при значенні втрат $\alpha l = 0,01$

На рисунку 3.33 подано ті ж самі характеристики, але за різних значень втрат αl й при фіксованому значенні коефіцієнту ділення $k = 0,65$. Як видно з наведених графіків, зі зменшенням втрат зменшується загасання у смузі пропускання фільтру, в той час як у смузі запирання його рівень залишається практично незмінним. Як приклад було розглянуто конструкцію фільтру для системи DWDM, яка працює у діапазоні 1530-1560 нм при кількості каналів $N=64$ та інтервалах між каналами порядку 0,4 нм, при цьому значення показника заломлення матеріалу резонатору вважалось рівним $n=1,45$. Розрахунковий радіус вигину при цьому склав 0,66 мм. Як витікає з оцінки втрат на вигини, що їх було проведено згідно з [106] для приведенного значення радіуса вигину резонатора, їх значення лежить у межах $0,01 \div 0,02$ Нп. При цьому втрати у матеріалі резонатору настільки малі, що ми ними

нехтуємо. Величину k можна змінювати за рахунок вибору відстані між кільцевим оптичним резонатором і оптичним хвилеводом. Характеристики такої конструкції будуть аналогічними характеристикам, приведеним на рисунку 3.32.

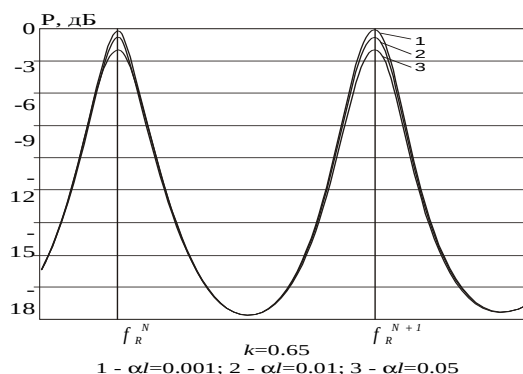


Рис. 3.33 Характеристики фільтру для різних значень інтегральних втрат αl при значенні коефіцієнту ділення $k=0,65$

На відміну від смужно-пропускаючого фільтру у режекторного фільтру на резонансних частотах знаходяться смуги запирання. Конструкцію такого фільтру приведено на малюнку 3.34. Втрати в резонаторі також описуються добутком αl , що представляє собою послаблення хвилі на довжині кільцевого резонатора. Розрахунки, проведені аналогічно з розрахунками параметрів смужно-пропускаючого фільтру, показують, що зі зменшенням втрат значно знижується загасання в смузі пропускання фільтру, у той час, як у смузі запирання його рівень залишається практично незмінним і визначається в основному значенням k .

Було отримано характеристики фільтру для різних коефіцієнтів ділення k при фіксованих втратах $\alpha l=0,3$. Як випливає з результатів, зі збільшенням k порівняно незначно збільшуються втрати в смузі пропускання і помітно зростають втрати в смузі запирання, що дозволяє, шляхом підбору коефіцієнта ділення за рахунок зміни відстані між резонатором та світловодом, отримувати фільтри із заданими характеристиками. Було проведено розрахунки, що показують можливість використання фільтру як частотно-стабілізуючого елементу в оптичних генераторах. На рисунку подано фазочастотні характеристики у області однієї з резонансних частот для фіксованого коефіцієнта розподілу $k=0,5$ і різних значень αl . В області резонансних частот характеристики мають максимальну крутість. Зниження втрат у фільтрі викликає подальше підвищення характеристики. Оскільки фіксуюча здатність частотно-стабілізуючого елементу пропорційна крутизні його фазочастотної характеристики $d\phi/d\omega$, приведену конструкцію фільтра припустимо застосовувати в схемах побудови стабілізованих генераторів оптичного

випромінювання, шляхом вибору необхідних значень параметрів резонатору та його зв'язку з оптичним хвилеводом.

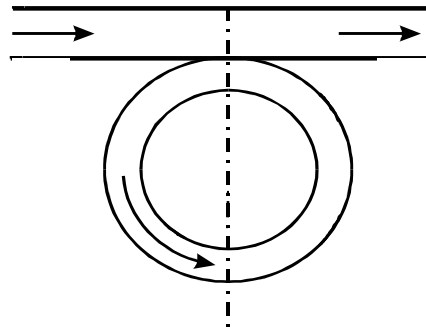


Рис. 3.34. Конструкція режекторного оптичного фільтру на основі оптичного кільцевого резонатору

3.8.2 Застосування пристроїв на резонаторах біжучої хвилі у системах СРК

Через властивість еквідистантності, зазначені фільтри представляється перспективним застосувати для фільтрації комбінаційних складових і шумів оптичних підсилювачів ВОЛЗ СРК.

Виграш фільтру характеризує властивість фільтрації й визначається за формулою:

$$M = 10 \lg \frac{\left(\frac{P_c}{P_u} \right)_{\text{ВНХ}}}{\left(\frac{P_c}{P_u} \right)_{\text{ВХ}}}, \quad (3.21)$$

де відношення сигнал/шум на вході фільтру, за нехай відомих значень сигналу $P_{\text{свх}}=1$ і шуму $P_{\text{швх}}=0,1$ на його вході, дорівнюватиме:

$$\left(\frac{P_c}{P_u} \right)_{\text{ВХ}} = 10 \text{ дБ}. \quad (3.22)$$

Для визначення відношення сигнал/шум на виході смужно-пропускаючого фільтру скористаємося наступним алгоритмом, наведеним нижче.

На рис. 3.35 зображено фрагмент характеристики фільтру між двома сусідніми антирезонансними частотами ν_0 і ν_N .

Відрізок $(\nu_N - \nu_0)$ розбитий на парну кількість N ділянок $\Delta\nu$, тоді можна стверджувати, що частота $\nu_{N/2}$ є резонансною.

Для знаходження значення сигналу на виході фільтру використовуємо формулу визначення загасання:

$$\alpha = 10 \lg \frac{P_{\text{свх}}}{P_{\text{свнх}}},$$

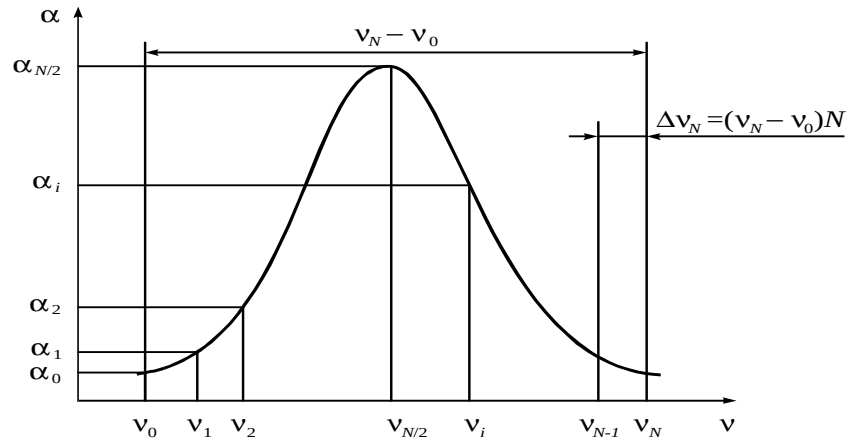


Рис. 3.35 Фрагмент характеристики фільтру

де, як уже відзначалося, $P_{C_{\text{вх}}} = 1$, тоді $P_{C_{\text{вих}}}$ дорівнюватиме

$$P_{C_{\text{вих}}} = 10^{-\frac{\alpha_{N/2}}{10}}, \quad (3.23)$$

де $\alpha_{N/2}$ – значення загасання сигналу, тобто загасання на резонансній частоті $\nu_{N/2}$.

Значення шуму на виході фільтру $P_{\text{ш вих}}$ буде дорівнювати сумі значень шуму на кожній з N ділянок $\Delta P_{\text{ш вих}}$:

$$P_{\text{ш вих}} = \sum_{i=0}^N \Delta P_{\text{ш вих}}. \quad (3.24)$$

Для визначення величини $\Delta P_{\text{ш вих}}$ будемо виходити з наступного виразу:

$$\alpha_i = 10 \lg \frac{\Delta P_{\text{ш вих}}}{P_{\text{ш вих}}}, \quad (3.25)$$

де $\Delta P_{\text{ш вих}} = P_{\text{ш вих}}/N$, тоді вираз (3.25) буде мати вигляд:

$$\frac{\alpha_i}{10} = \lg \frac{P_{\text{ш вих}}}{N \cdot \Delta P_{\text{ш вих}}}.$$

Звідки $\Delta P_{\text{ш вих}}$ дорівнює:

$$\Delta P_{\text{ш вих}} = \frac{P_{\text{ш вих}}}{N} \cdot 10^{-\frac{\alpha_i}{10}}. \quad (3.26)$$

Підставляючи (3.26) у (3.24), отримаємо вираз для обчислення $P_{\text{ш вих}}$:

$$P_{\text{ш вих}} = \frac{P_{\text{ш вих}}}{N} \sum_{i=0}^N 10^{-\frac{\alpha_i}{10}}. \quad (3.27)$$

Отже, використавши вирази (3.22), (3.23), (3.27) у формулі (3.21) та виконавши певні математичні перетворення, маємо вираз (3.28) для розрахунку виграшу фільтра:

$$M = 10 \lg \frac{N \cdot 10^{-\frac{\alpha_{N/2}}{10}}}{\sum_{i=0}^N 10^{-\frac{\alpha_i}{10}}}. \quad (3.28)$$

За допомогою вище викладеного алгоритму було розраховано виграші фільтрів з різними параметрами. Результати розрахунків представлено на рис. 3.36 у вигляді графіків залежності виграшу M від коефіцієнта ділення k при найбільш наочних значеннях інтегральних втрат.

Слід також зазначити, що зі зменшенням коефіцієнта зв'язку кільцевого резонатора з оптичними хвилеводами істотно зростає виграш фільтра, але в залежності від параметрів визначеного фільтра існує таке значення коефіцієнта ділення, нижче якого зменшення цього параметра не має ніякого сенсу, оскільки виграш залишається практично незмінним.

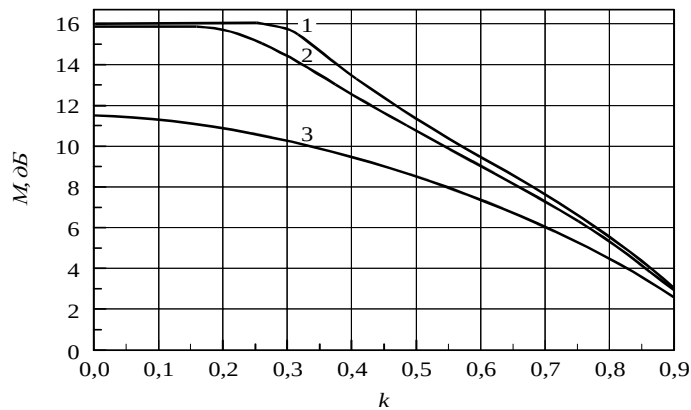


Рис. 3.36. Виграш фільтра як функція коефіцієнта ділення:
1 – $\alpha=0,01$; 2 – $\alpha=0,05$; 3 – $\alpha \leq 0,3$

Враховуючи періодичність передаточної характеристики, у системах DWDM та фільтри на оптичних резонаторах можна використовувати для попереднього демультиплексування каналів, наприклад, розділення на групи парних та непарних каналів. Це дозволить застосовувати в таких системах демультиплексори більш низького рівня. Така властивість має місце завдяки еквідистантному розташуванню смуг пропускання таких фільтрів у області робочих довжин хвиль систем DWDM (наприклад, 1530-1570 нм) (рис. 3.37) [40]. З цією метою використовують кільцеві резонатори, резонансні частоти передаточних характеристик яких відповідають парним та непарним каналам ВОЛЗ СРК.

Отримані в результаті такої операції групи каналів можна піддавати вторинному попередньому демультиплексуванню за допомогою таких самих пристроїв (рис. 3.38). Використання режекторних фільтрів у таких пристроях дає

можливість додаткового подавлення небажаних сигналів та підвищення крутизни АЧХ (рис. 3.39). Таким чином, досягається високий рівень усунення паразитних складових сигналу, що демультиплексується.

Для попереднього демультиплексування сигналів WDM систем на групи парних та непарних каналів необхідно визначити параметри кільцевих резонаторів, які забезпечують необхідне розташування смуг пропускання і запирання. Розглянемо систему WDM із загальним числом каналів $2N$ та інтервалом частот між сусідніми каналами F (рис. 3.40).

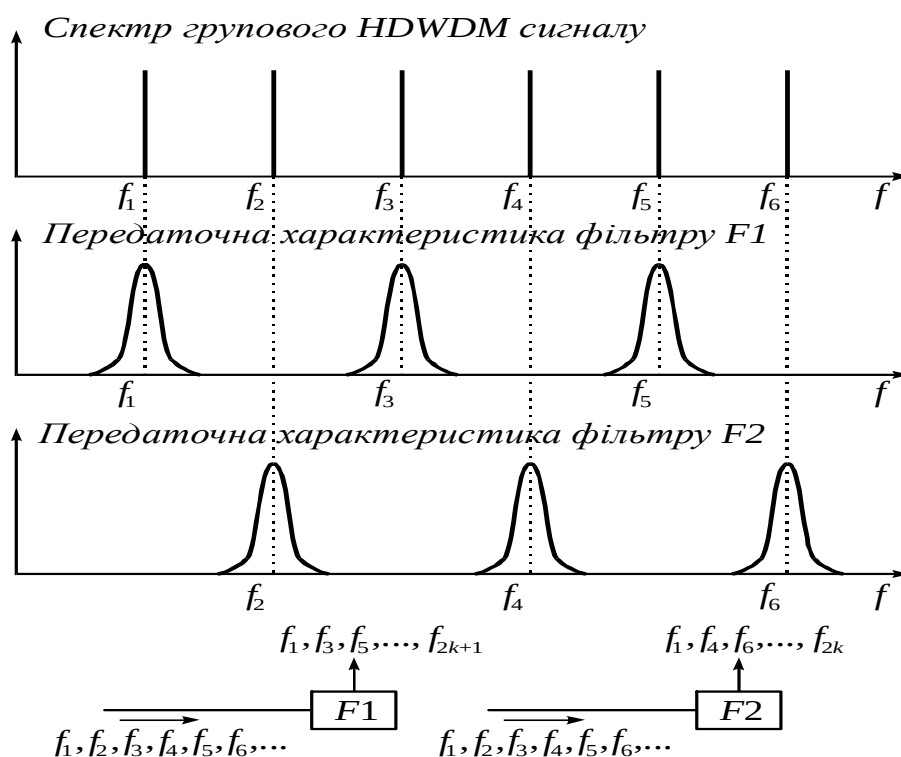


Рис. 3.37. Схема попереднього демультиплексування сигналу HDWDM за допомогою фільтрів на кільцевому резонаторі

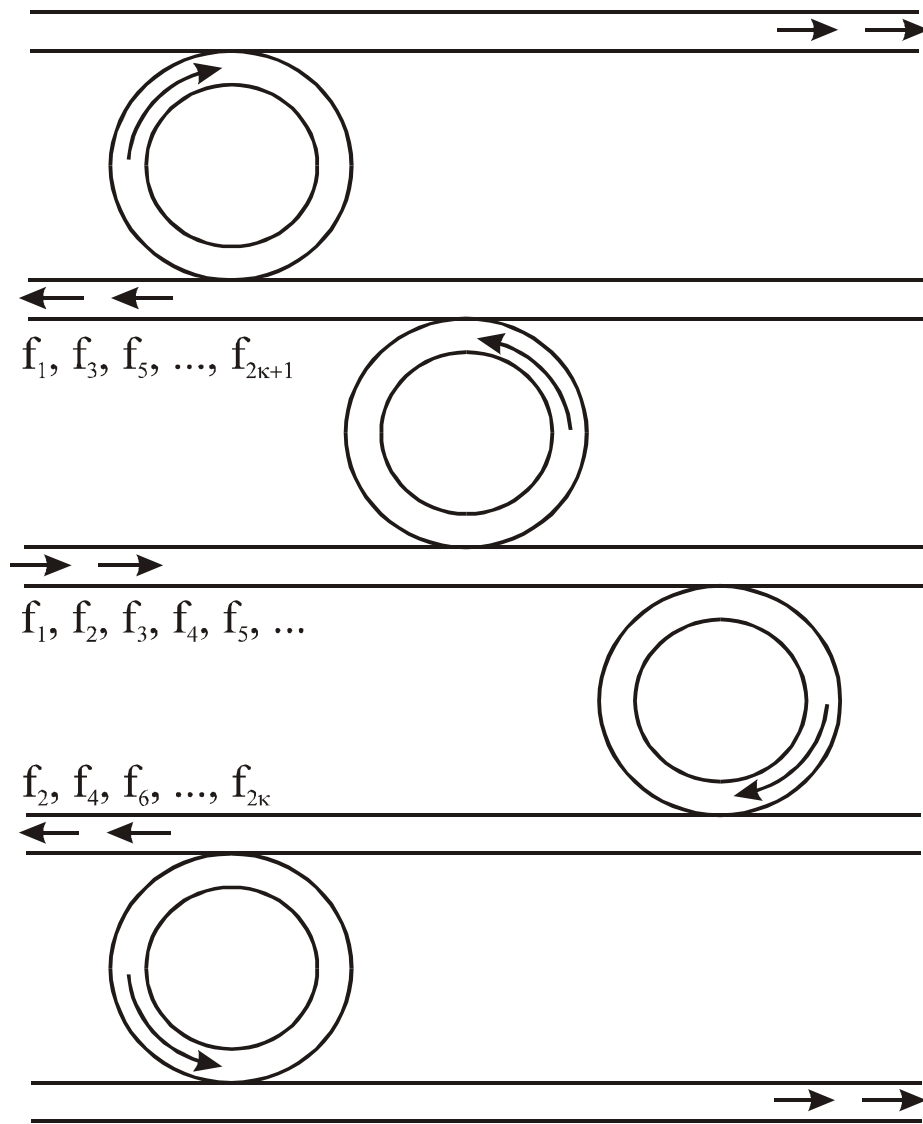


Рис. 3.38. Конструкція фільтру, що розділяє груповий сигнал системи ВОСП СРК на парні та непарні канали та забезпечує можливість подальшого попереднього демультіплексування

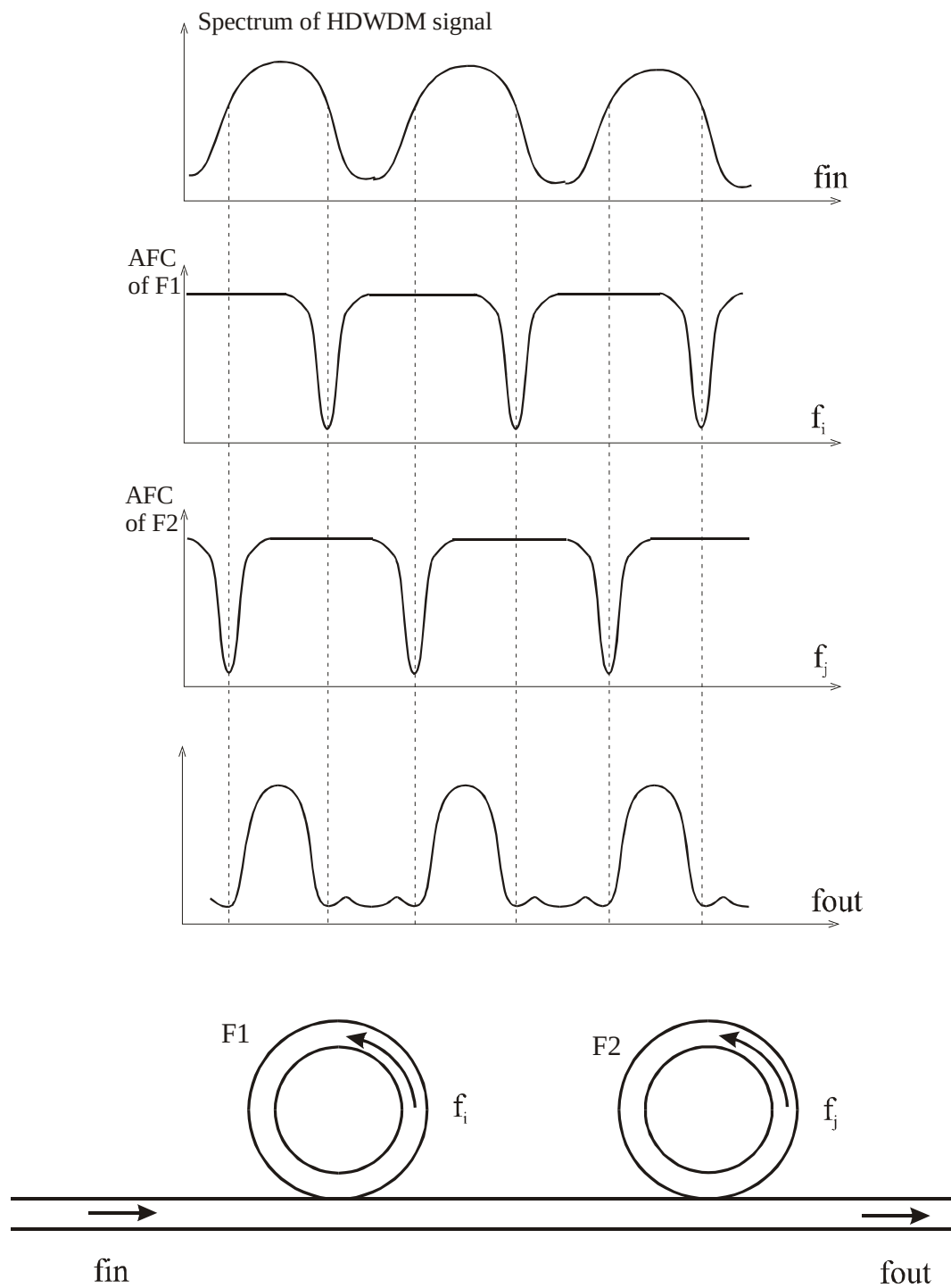


Рис. 3.39 Використання режекторних фільтрів для формування передаточної характеристики пристрою попереднього де мультиплексування з покращеними параметрами групового сигналу

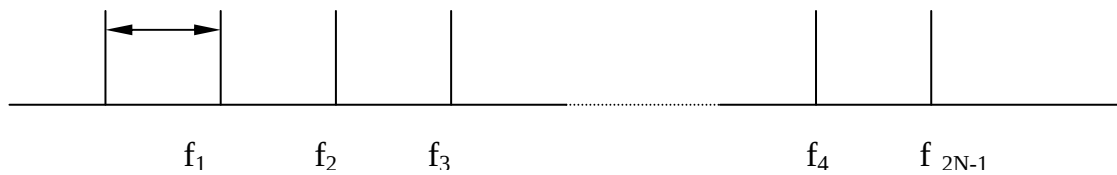


Рис. 3.40. Розподіл каналних частот в системі з СРК

Тут $f_1, f_2, f_3, \dots, f_{2N-1}, f_{2N}$ – несучі частоти каналів.

Для розділення каналів на групу непарних з частотами f_{2k-1} ($k=1, 2, \dots, N$) і парних з частотами f_{2k} ($k=1, 2, \dots, N$) необхідно використовувати фільтри на кільцевих резонаторах з інтервалом між резонансними частотами $2F$. Таким чином, основна резонансна частота кільцевих резонаторів повинна знаходитися в області частоти $2F$.

Виберемо фундаментальну частоту f_A^1 резонатору **A** фільтра, призначеного, наприклад, для селекції сигналів непарних каналів, рівною $f_A^1 = 2F$. Тоді основна частота резонатору **B**, призначеного для селекції парних каналів, буде знаходитися у області f_A^1 : $f_B^1 = f_A^1 + \Delta f$. При цьому величина Δf має бути такою, щоб резонансні частоти резонатору **B** у робочому діапазоні частот WDM системи розташовувались у області несучих частот f_{2k} групи парних каналів. Ця умова виконується, якщо i -а резонансна частота f_B^i резонатору **B** знаходиться приблизно посередині інтервалу між частотами f_A^i і f_A^{i+1} , який дорівнює $2F$:

$$f_B^i \cong f_A^i + F,$$

або ж, з урахуванням того, що $f_B^i \cong i \cdot f_B^1$; $f_A^i \cong i \cdot f_A^1$:

$$i \cdot f_B^1 \cong i \cdot f_A^1 + F;$$

звідси виходить:

$$i(f_A^1 + \Delta f) \cong i \cdot f_A^1 + F \text{ и } i \cdot \Delta f \cong F.$$

З цього співвідношення можна оцінити розстройку між фундаментальними частотами резонаторів **A** і **B**.

Так, наприклад, якщо WDM система працює у діапазоні довжин хвиль 1,55 мкм ($f=2 \cdot 10^{11}$ Гц) при інтервалі частот між сусідніми каналами 50 ГГц ($F=0,5 \cdot 10^{11}$ Гц), то:

$$f_A^1 = 100 \text{ ГГц}; \quad i = (f/f_A^1) = 2 \cdot 10^3;$$

звідси

$$\Delta f = \frac{F}{i} = 25 \cdot 10^6 \text{ Гц.}$$

Відносна різниця фундаментальних резонансних частот i , як наслідок, геометричних розмірів резонатору А і резонатору В складе:

$$\frac{\Delta D}{D} = \frac{\Delta f}{2F} = \frac{25 \cdot 10^6}{100 \cdot 10^9} = 0.25 \cdot 10^{-3}.$$

Враховуючи мале значення цієї величини, для її досягнення резонатор **В** доцільно забезпечити елементами підстроювання резонансних частот з механічним чи електричним управлінням.

У випадку систем з СРК високої щільності висуваються підвищені вимоги до ширини спектра джерела випромінювання, яка має бути набагато вужчою за відстань між сусідніми каналами. З іншого боку, для зменшення дисперсійних ефектів, високошвидкісні оптичні одноканальні системи передачі так само потребують застосування джерел зі зменшеною шириною спектральної лінії.

Таким чином, актуальною є проблема покращення спектральних характеристик вихідного сигналу лазерів, що використовуються в оптичних системах передачі. З урахуванням сказаного вище, для цього можна використовувати оптичні резонатори біжучої хвилі, що стабілізують частоту випромінювання лазера. Наприклад, застосування резонатора біжучої хвилі, виконаного у вигляді сферичної скляної конструкції, дозволяє звужити ширину спектральної лінії лазера більш ніж на два порядки. При цьому оптичний зворотній зв'язок між резонатором й лазером створюється шляхом Релеївського розсіювання у області з'єднання оптичного хвилеводу та резонатора біжучої хвилі. Замінивши сферичний резонатор планарним кільцевим резонатором біжучої хвилі, (рис. 3.41) ми можемо використовувати таку схему стабілізації у оптичних інтегральних мікросхемах. Тим самим можемо створити джерело випромінювання з вузькою спектральною лінією для застосування у високошвидкісних одноканальних системах передачі, а також у DWDM системах з підвищеним ступенем мультиплексування.

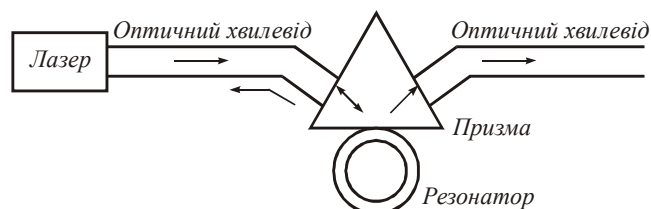


Рис. 3.41. Схема стабілізації довжини хвилі джерела оптичного випромінювання за допомогою кільцевого резонатора

Висновки до розділу 3

1. В результаті теоретичних та експериментальних досліджень процесу розсіювання світла на циліндричних оптичних елементах показано можливість побудови на їх базі спектрально селективних пристроїв, які можна використати для розділення каналів в системах з СРК. Відмічено наявність гострих піків на індикатрисі розсіювання, які відповідають за процес спектральної селекції. Розраховано їх дисперсійні характеристики. Визначено залежність кутового положення піків від показника заломлення оптичного елемента та динаміку їх переміщення при зміні показника заломлення. Числові дані розрахунку підтверджуються результатами вимірювань а також розрахунків, що проведені іншими методами.

2. Показано принцип формування характеристик індикатриси за рахунок вибору показника заломлення оптичного елемента.

3. Відмічено залежність кутової дисперсії оптичного елемента від дисперсійних характеристик його матеріалу, що дозволяє керувати кутовою дисперсією шляхом вибору потрібного матеріалу.

4. Як показали результати досліджень, застосування циліндричного оптичного елемента для спектральної кутової селекції обмежується областю значень показника заломлення приблизно до $n_2 = 2,8$. При збільшенні величини показника заломлення до 5,6 і вище оптичний елемент починає функціонувати в режимі кругового розсіювання світла з досить гарним ступенем рівномірності. Таким чином, в цьому режимі елементи можуть бути використані для багатоточкових систем локальної лазерної атмосферної зв'язку в передавальних і приймальних пристроях.

5. При використанні оптичних елементів в якості пристроїв спектральної кутової селекції слід вибирати скло з підвищеними дисперсійними властивостями. З цією метою необхідне проведення аналізу першої та другої похідної показника заломлення по довжині хвилі.

6. Розміщення оптичного елемента з показником заломлення n_1 в середовищі, показник заломлення якого n_2 відрізняється від одиниці, а похідна $\partial n_2 / \partial \lambda$ має знак протилежний до знаку похідної $\partial n_1 / \partial \lambda$, дозволяє покращити його дисперсійні характеристики, а отже збільшити роздільну здатність в режимі демультиплексування групового оптичного сигналу системи зі спектральним розділенням каналів.

7. Границя розділу двох оптичних середовищ має кутові дисперсійні властивості. За рахунок вибору таких параметрів середовищ, як показники заломлення та розміщення середовищ по відношенню до падаючих променів, а

також вибором кута падіння можна значно підвищити дисперсійні характеристики такої структури. При цьому покращення більш ніж на порядок досягається при досить малій різниці між показниками заломлення середовищ та кутах падіння, близьких до критичних.

8. Оскільки границя розділу двох оптичних середовищ (шарів) має виражені кутові дисперсійні властивості. За рахунок збільшення кількості цих шарів шляхом створення багатошарової структури та, відповідно, границь розділу можна підвищити дисперсійні характеристики такої структури. При цьому, при побудові багатошарової структури необхідно враховувати такі параметри оптичних шарів, як показники заломлення та дисперсійні характеристики показника заломлення і їх знаки. За рахунок вибору кута падіння можна також додатково покращити кутову дисперсію такої структури.

9. Результати розрахунків свідчать про доцільність застосування у системах зі спектральним ущільненням каналів фільтрів, створених на основі кільцевого резонатору, оскільки їм притаманна еквідистантність розташування смуг пропускання і режекції. При цьому за рахунок вибору параметрів фільтру можна отримати значення загасання у смузі пропускання $0,2 \div 1,7$ дБ, а у смузі запирання – $8 \div 40$ дБ. Виграш фільтру такої конструкції може сягати значень $10 \div 16$ дБ. Цей пристрій дозволяє значно покращити співвідношення сигнал/шум оптичних ліній передачі DWDM, також знизити рівень комбінаційних складових у спектрі групового сигналу, а, отже, й зменшити коефіцієнт помилок таких систем.

10. Також, в силу властивості еквідистантності розташування смуг пропускання запропонованого фільтру, було показано вигідність його застосування з метою попереднього демультимплексування каналів на групі у системах зі СРК.

11. Використання кільцевого оптичного резонатору в якості стабілізуючого елементу джерела оптичного сигналу дозволяє реалізувати додаткове очищення сигналу за рахунок покращення спектральних характеристик довжини хвилі, що випромінюється.

СПИСОК ВИКОРИСТАНІХ ДЖЕРЕЛ

1. Фриман Р. Волоконно-оптические системы связи. – М.: Техносфера, 2003. – 440 с.
2. Слепов Н.Н. Синхронные цифровые сети SDH. – М.: ЭКО-ТРЕНДЗ, 1997. – 148 с.
3. Слепов Н.Н. Современные технологии цифровых оптоволоконных сетей связи. 2-е исправл. изд. – М.: Радио и связь, 2003. – 468 с.
4. Иванов А.Б. Волоконная оптика: компоненты, системы передачи, измерения. – М.: Компания "Сайрус Системз", 1999. – 671 с.
5. ITU-T Recommendation G.694.1 (06/02) Spectral grids for WDM applications: DWDM frequency grid.
6. ITU-T Recommendation G.694.2 (12/03) Spectral grids for WDM applications: CWDM wavelength grid.
7. Справочник по волоконно-оптическим линиям связи / Л.М. Андрушко, В.А. Вознесенский, В.Б. Каток и др.; Под ред. С.В. Свечникова и Л.М. Андрушко. – К.: Техника, 1988. – 239 с.
8. Андрэ Жирар. Руководство по технологии и тестированию систем WDM / Пер. с англ. под ред. А.М. Бродниковского, Р.Р. Убайдуллаева, А.В. Шмалько / Общая редакция А.В. Шмалько. – М.: EXFO, 2001. – 251 с.
9. Убайдуллаев Р.Р. Волоконно-оптические сети. – М.: ЭКО-ТРЕНДЗ, 2001. – 262 с.
10. Скляров К. Волоконно-оптические сети и системы связи. – М.: СОЛОН-Пресс, 2004. – 272 с.
11. Королев Ф.А. Теоретическая оптика. – М.: Высшая школа, 1966. – 556 с.
12. Macleod H.A. Thin-film optical filters / 2-nd ed./Published by Adam Hilger Ltd, Bristol. – 1986. – 536 p.
13. Шереметьев А.Г. Когерентная волоконно-оптическая связь. – М.: Радио и связь, 1991. – 192 с.
14. Фейнман Р. КЭД – странная теория света и вещества: Пер. с англ. – М.: Наука, 1988. – 144 с.
15. Годжаев Н.М. Оптика: Учеб. пособие для вузов. – М., Высш. школа, 1977. – 432 с.
16. Горинштейн А.М. Практика решения инженерных задач на ЭВМ. – М.: Радио и связь, 1984. – 232 с.
17. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. – М.: Наука, 1979. – 944с.
18. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов: Пер. с англ. – Радио и связь, 1987. – 656 с.
19. Манько О.О., Манько В.О., Марков С.Ю Принципи статистичного моделювання пристроїв та елементів оптичного зв'язку// VIII Міжнародна науково-технічна конференція «Сучасні інформаційно-комунікаційні технології» COMINFO'2012-Livadia, 1–4 жовтня 2012 року, Зб. тез. – АР Крим, Ялта-Лівадія, 2012.
20. Sukach G.A., Manko V.A., Manko A.A. Method of calculation of multilayer optical filters using thin films // Proc. 8th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modelling "LFNM 2006"(29 June – 01 July, 2006) . – Kharkiv (Ukraine), 2006. – P.452–454.
21. Ахманов С.А. Физическая оптика: Учебник. 2-е изд. / С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин. – М.: Изд-во МГУ; Наука, 2004. – 656 с.
22. Гудмен Дж. Статистическая оптика: Пер. с англ. — М.: Мир, 1988. — 528 с.
23. В.А. Манько Статистический метод моделирования тонкопленочных оптических фильтров // Радиотехника. Всеукр. межвед.- научн. техн. сб. 2006. — Вып.144. — С. 193–197.
24. Сукач Г.О., Манько О.О., Манько В.О. Про деякі методи формування та корекції характеристик багатопшарових оптичних фільтрів на тонких плівках // Наукові записки Українського науково-дослідного інституту зв'язку . – №4(6). – 2008. – С.20–29.
25. Сукач Г.А., Манько А.А., Манько В.А., Об одном методе коррекции передаточных характеристик многослойных тонкопленочных оптических фильтров// Зв'язок. – 2008 . – №5-6 . – С.53–55.
26. Манько А.А., Манько В.А. Особенности фазовых характеристик тонкопленочных оптических структур // Квантовая электроника: материалы VIII Междунар. науч.- техн. конф., Минск, 22-25 нояб. 2010 г. – Минск: Изд. центр БГУ, 2010. – С. 39.

27. Манько В.А., Манько А.А. Метод расчета динамических характеристик тонкопленочных оптических фильтров // Зв'язок.- 2010.- №4.- С.42-45.
28. Оокоси Т. Оптоэлектроника и оптическая связь: Пер. с япон. / Под ред. М.И. Беловолова. – М.: Мир, 1988. – 96 с.
29. Сукач Г.О., Манько В.О., Манько О.О. Моделивання оптичних фільтрів, що використовують тонкі плівки з градієнтним показником заломлення // Вісник ДУІКТ. – 2007. – т.5, №4. – С.59–62.
30. T. Gerasimchuk, V. Katok, A. Manko, Application of the Monte-Carlo method for account of losses in integral-optical devices // Proceedings of 4th International Conference on Transparent Optical Networks “ICTON 2002”. – Warsaw (Poland), 2002. – P. 222–224.
31. Сукач Г.А., Манько В.А., Особенности применения устройств, использующих изгибы оптических волноводов в оптических системах связи // Зв'язок. – 2008 . – №4 . – С. 18–22.
32. Gerasimchuk T., Katok V., Manko V., Manko A. New type of fibre-optic attenuator//Proc. 6th International Conf. On Transparent Optic “ICTON 2004” (July 4-8, 2004). – Wroclaw (Poland), 2004. – P.224–226.
33. Пат. №10095 UA, 7 G02B6/00, 6/26. Волоконно-оптичний атенюатор: Деклараційний патент на корисну модель / В.Б. Каток, Т.В. Герасимчук, О.О. Манько, В.О. Манько; Опубл. 15.11.05, Бюл. №11.
34. Манько О.О., Марков С.Ю. Оптичний атенюатор з дискретним перестроюванням загасання // VII Міжнародна науково-технічна конференція «Сучасні інформаційно-комунікаційні технології» COMINFO'2011-Livadia, 10 – 14 жовтня 2011 року, 3б. тез. – АР Крим, Ялта-Лівадія, 2011. – С. 162-163.
35. Сукач Г.А., Манько В.А., Опанасюк О.В., Манько А.А. Особенности рассеяния света оптическими элементами цилиндрической формы // Наукові записки Українського науково-дослідного інституту зв'язку. –2007. –№1. – С.92–94.
36. Сукач Г.О., Манько О.О., Манько В.О., Дослідження спектрально-селективних елементів, що використовують ефект розсіювання світла // Зв'язок. – 2008 . – №7–8. – С. 33–35.
36. Манько А.А. Методы улучшения дисперсионных характеристик спектрально-селективных оптических элементов на основе рассеяния света // Зв'язок. – 2012. – №4. – С. 32 – 35.
37. Манько О.О. Принципи підвищення розділювальної здатності елементів демультиплексорів на основі ефекту розсіювання світла // Вісник ДУІКТ. – 2012. – т.10, №3. – С.37–42.
38. Манько О.О. Дисперсійні характеристики границі розділу оптичних середовищ // Вісник ДУІКТ. – 2012. – т.10, №4. С.43 – 46.
39. Манько О.О. Використання багатопарових структур для розділення оптичних каналів// Наукові записки УНДІЗ. – 2012. – №2(22). – С.83-86.
40. Каток В.Б., Манько А.А. Использование устройств на кольцевых резонаторах в оптических системах связи со спектральным разделением каналов // Зв'язок. – 2006. – №7(67). – С.15 – 17.
41. Соломенчук В.Д., Мищенко В.А., Гура К.Н. Оптические транспортные сети. – К.:Центр последипломного образования ПАО «Укртелеком», 2014. – 294 с.

41 www.twirpx.com/file/1466.html

42 www.twirpx.com/file/55499

43 mexalib.com/view/1853