

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ  
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМ. І. СІКОРСЬКОГО»

**Ігор ПАРХОМЕЙ, Володимир ДРУЖИНІН,  
Ірина ЗЕНІВ, Наталія ЦЬОПА, Марія СОЛДАТОВА**

# **Організація комп'ютерних мереж та комп'ютерна електроніка**

*Затверджено Вченою радою КПІ ім. Ігоря Сікорського  
як навчальний посібник для студентів, які навчаються за  
спеціальністю 126 «Інформаційні системи та технології»,  
спеціалізацією «Інформаційне забезпечення робототехнічних систем»*

Київ  
КПІ ім. Ігоря Сікорського  
2020

Рецензенти: *ТОЛЮПА Сергій*, д.т.н., професор, професор кафедри кібербезпеки та захисту інформації Київського національного університету імені Тараса Шевченка;

*МЕЛЬНИК Юрій*, д.т.н., с.н.с, директор навчально - наукового інституту телекомунікацій Державного університету телекомунікацій

Відповідальний редактор *БАТРАК Євгеній*, канд. техн. наук

*Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського (протокол № 10 від 18.06.2020 р.) за поданням Вченої ради інституту/факультету (протокол № 8 від 10.03.2020 р.)*

Електронне мережне навчальне видання

*ПАРХОМЕЙ Ігор*, д-р техн. наук, проф.  
*ДРУЖИНІН Володимир*, д-р техн. наук, проф.  
*ЗЕНІВ Ірина*, канд. техн. наук, доц.  
*ЦЬОПА Наталія*, канд. техн. наук, доц.  
*СОЛДАТОВА Марія*, канд. техн. наук, ст. викл.

## ОРГАНІЗАЦІЯ КОМП'ЮТЕРНИХ МЕРЕЖ ТА КМП'ЮТЕРНА ЕЛЕКТРОНІКА

Організація комп'ютерних мереж та кмп'ютерна електроніка [Електронний ресурс]: навч. посіб. для студ. спеціальності 126 «Інформаційні системи та технології», спеціалізації «Інформаційне забезпечення робототехнічних систем» / Ігор ПАРХОМЕЙ, Володимир ДРУЖИНІН, Ірина ЗЕНІВ, Наталія ЦЬОПА, Марія СОЛДАТОВА; КПІ ім. Ігоря Сікорського. – Електронні текстові дані (1 файл: 24,4 Мбайт). – Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2020. – 363с.

Організація комп'ютерних мереж та комп'ютерна електроніка представляє галузь знань, що охоплює оптотехніку, радіоелектроніку, електротехніку, радіофотоніку та ін., на базі яких ґрунтується організація сучасних локальних та глобальних мереж. Є необхідність вирішення інженерно-технічних питань, які змусили сучасних провідних спеціалістів й інженерів використовувати оптичний діапазон у волоконно-оптичних лініях та обладнанні.

Сучасний етап суспільного розвитку полягає в найширшому використанні електромагнітного спектра для комунікацій компютерних мереж та ін. Даний підхід надав операторам кабельних мереж можливість підвищити кількість та якість надання абонентам високонадійних видів інформаційних послуг з високошвидкісною передачею цифрових даних.

©Ігор ПАРХОМЕЙ, Володимир ДРУЖИНІН, Ірина ЗЕНІВ, Наталія ЦЬОПА, Марія СОЛДАТОВА, 2020

©КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2020

## ЗМІСТ

<b>СПИСОК СКОРОЧЕНЬ</b>	5
<b>РОЗДІЛ 1. Волоконно-оптичні лінії передачі</b>	10
1.1. Технологічні дослідження і переваги, що сприяють розвитку волоконно-оптичних ліній	17
1.2. Порівняння аналогових і цифрових волоконно-оптичних ліній	28
1.3. Принципові волоконно-оптичні компоненти	34
1.4. Аналогові лінії передачі в складі радіочастотних систем	47
Запитання для контролю	49
Література	50
<b>РОЗДІЛ 2. ПОКАЗНИКИ ЕФЕКТИВНОСТІ АНАЛОГОВИХ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧІ</b>	57
2.1. Матриця розсіювання	58
2.2. Динамічний діапазон	63
2.2.1. Динамічний діапазон по компресії підсилення	65
2.2.2. Динамічний діапазон по завадам	70
2.3. Каскадний аналіз	82
Запитання для контролю	85
Література	86
<b>РОЗДІЛ 3. ДЖЕРЕЛА ШУМУ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧНИХ СМУГАХ</b>	88
3.1. Базові поняття	89
3.2. Тепловий шум	94
3.3. Дробовий шум	102
3.4. Лазери	109
3.5. Оптичні підсилювачі	134
3.5.1. Ербієві волоконні підсилювачі	136
3.5.2. Раманівський та бріллюенівський волоконні підсилювачі	152
3.5.3. Напівпровідникові оптичні підсилювачі	158
3.6. Фотодетектування	159
Запитання для контролю	165
Література	166
<b>РОЗДІЛ 4. СПОТВОРЕННЯ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧНИХ СМУГАХ</b>	171

4.1. Спотворення сигналу в нелінійній системі	171
4.2. Спотворення в процесі електрооптичного перетворення	178
4.3. Спотворення в оптичному підсилювачі	185
4.4. Спотворення в фотодетекторі	190
4.4.1. Схеми вимірювання спотворень фотодетектора	195
4.4.2. Нелінійні механізми фотодетектора	199
Запитання для контролю	222
Література	223
<b>РОЗДІЛ 5. ЕФЕКТИ ПОШИРЕННЯ</b>	226
5.1. Основні волоконні ефекти	226
5.2. Подвійне релеєвське розсіювання	228
5.3. Фаза РЧ-сигналу в волоконно-оптичних лініях	232
5.4. Хроматична дисперсія	235
5.5. Вимушене бріллюенівське розсіювання	250
5.6. Вимушене раманівське розсіювання	258
5.7. Фазова кросс-модуляція	262
5.8. Чотирьоххвильовий ефект змішування	268
5.9. Поляризаційні ефекти	271
Запитання для контролю	278
Література	279
<b>РОЗДІЛ 6. ЗОВНІШНЯ МОДУЛЯЦІЯ ПО ІНТЕНСИВНОСТІ З ПРЯМИМ ДЕТЕКТУВАННЯМ</b>	288
6.1. Принципи побудови ліній передачі з зовнішньою модуляцією	288
6.2. Передача сигналу та коефіцієнт підсилення	293
6.3. Шум та показники якості	314
6.3.1. Основні рівняння	314
6.3.2. Рівняння, що враховують межу по дробовому шуму	325
6.3.3. Рівняння, що враховують межу по RIN	329
6.3.4. Аналіз методом компромісних рішень	332
6.4. Проблеми та рішення для фотодетектора	334
6.5. Методи лінеаризації	345
6.6. Ефекти поширення	350
Запитання для контролю	357
Література	358

## СПИСОК СКОРОЧЕНЬ

ACF – amplitude comparison function (функції порівняння амплітуд).

ASE – amplified spontaneous emission (посилена спонтанна емісія).

BER – bit error ratio (бітовий коефіцієнт помилок).

CDR – compression dynamic range (динамічний діапазон по компресії підсилення)

CDV – compressed digital video (стислий цифровий формат відеосигналу).

CIR – carrier-to-intermodulation ratio (відношення носійної до інтермодуляційних спотворень).

CNR – carrier-to-noise ratio (відношення сигналу носійної до шуму).

CSO – composite second-order (комполитні інтермодуляційні спотворення другого порядку).

CTB – composite triple-beat (комполитні інтермодуляційні спотворення третього порядку).

DARPA – Defense Advanced Research Projects Agency (Агентство перспективних дослідницьких проєктів оборонного призначення).

DDR – dual depletion region (подвійна збіднена область).

DGD – differential group delay (диференційна групова затримка).

DPMZM – dual parallel Mach-Zehnder modulator (подвійний паралельний ММЦ).

DRS – double Rayleigh scattering (подвійне релеєвське розсіювання).

EVM – error vector magnitude (амплітуда вектора похибок).

FEC – forward error correction (пряме виправлення похибок).

FSR – free-spectral range (область вільної дисперсії).

FWHM – full width at half-maximum (повна ширина на половині максимального значення).

IFM – instantaneous frequency measurement (вимір миттєвої частоти).

IP<sub>n</sub> – nth-order input intercept point (вхідная точка перетину n-го порядку).

IMDD – intensity modulation direct detection (модуляція по інтенсивності і пряме детектування).

MDS – minimum detectable signal (мінімально виявлений сигнал).

MER – modulation error ratio (коефіцієнт помилок модуляції).

MFD – mode field diameter (діаметр модового поля).

NBUTC – near-ballistic uni-traveling-carrier (один тип майже балістичних носіїв заряду).

NP – noise penalty (штраф за шум).

OIP<sub>2</sub> – second-order output intercept point (вихідна точка перетину другого порядку).

OIP<sub>3</sub> – third-order output intercept point (вихідна точка перетину третього порядку).

PDA – partially depleted absorber (частково збіднена область поглинання).

PDG – polarization-dependent gain (поляризаційно-залежне підсилення).

PDL – polarization dependent loss (поляризаційні втрати).

PM – polarization-maintaining (зі збереженням площини поляризації).

PSK – phase-shift keying (цифрова фазова модуляція).

QAM – quadrature amplitude modulation (квадратурна амплітудна модуляція).

RIN – related intensity noise (відносний шум інтенсивності).

SBS – Stimulated Brillouin scattering (вимушене розсіювання Мандельштама – Бріллюена).

SFDR – spurious-free dynamic range (динамічний діапазон по завадам).

SNR – signal-to-noise ratio (відношення сигналу до шуму).

SRS – Stimulated Raman scattering (вимушене комбінаційне розсіювання).

SSB – single sideband (однополосний).

TTD – true time delay (затримка в істинному масштабі часу).

UTC – uni-traveling-carrier (один тип носіїв заряду).

VCSEL – vertical cavity surface emitting laser (лазер поверхневого випромінювання з вертикальним резонатором).

XPM – cross-phase modulation (фазова крос-модуляція).

АІГ – алюмоітрієвий гранат.

АОМ – акустооптичний модулятор.

АФАР – активна фазована антенна решітка.

АЦП – аналого-цифровий перетворювач.

АЧХ – амплітудно-частотна характеристика.

БВП – Бріллюенівський волоконний підсилювач.

НІХ – фільтр з нескінченною імпульсною характеристикою.

ВАХ – вольт-амперна характеристика.

ВОЛЗ – волоконно-оптична лінія затримки.

ВОЛП – волоконно-оптична лінія передачі.

ВОСП – волоконно-оптична система передачі.

ВтАХ – ват-амперна характеристика.

ВЧ – висока частота.

ГКДФ – генератор коливань довільної форми.

ГМЗ – гібридне мостове з'єднання.

ДФП – двухфотонне поглинання.

ІМС – інтермодуляційні спотворення.

ІМЦ – інтерферометр Маха -Цандера.

ВОМ – вимірювач оптичної потужності.

КІХ – фільтр з кінцевою імпульсною характеристикою.

КП – контролер поляризації.  
ЛФД – лавинний фотодіод.  
МВФ – мікрохвильова фотоніка.  
БПІ – багатопробева інтерференція.  
ММЦ – модулятор Маха -Цандера.  
МШП – малошумний підсилювач.  
ОАС – оптичний аналізатор спектра.  
ОГКЧ – оптичний генератор комбінаційних частот.  
ОФМ – оптична фазова модуляція.  
ОЕГ – оптоелектронний генератор.  
ОЕП – оптикоелектричний перетворювач.  
ПХП – півхвильова пластина.  
ЦДП – поляризаційний дільник променя.  
ПКМ – поляризаційна крос-модуляція.  
НЛВ – напівпровідниковий лазерний випромінювач.  
ПМ – поляризаційний модулятор.  
ПМД – поляризаційна модова дисперсія.  
ЗОА – змінний оптичний атенюатор.  
НОП – напівпровідниковий оптичний підсилювач.  
СПФ – смугасто-пропускаючий фільтр.  
ПЧ – проміжна частота.  
ЗПЧ – знижуючий перетворювач частоти.  
РАС – радіочастотний аналізатор спектра.  
РБВ – розподілений брегівський відбивач.  
РВП – раманівський волоконний підсилювач.  
РЛЗ – радіолокаційний засіб.  
РЗЗ – розподілений зворотній зв'язок.  
РЕБ – радіоелектронна боротьба.  
РЕП – радіоелектронна протидія.



НВЧ – надвисока частота.  
СДМП – спектральний демультимплексор.  
СМП – спектральний мультиплексор.  
СГП – спектральна густина потужності.  
СГПШ – спектральна густина потужності шуму.  
СРК – спектральний розподіл каналів.  
(WDM). СФС – схема фазової синхронізації.  
ФІС – фотонна інтегральна схема.  
ФКМ – фазова крос-модуляція.  
ФСМ – фазова самомодуляція.  
ФЧХ – фазочастотна характеристика.  
ЦОС – цифрова обробка сигналів.  
ЧХП – чвертьхвильова пластина.  
ЧХЗ – чотирьоххвильове зміщення.  
ЧМХ – частотно-модуляційна характеристика.  
ЕАМ – електроабсорбційний модулятор.  
ЕВП – ербієвий волоконний підсилювач.  
ЕМП – електромагнітна перешкода.  
ЕОП – електрооптичний перетворювач.

## РОЗДІЛ 1. Волоконно-оптичні лінії передачі

Комп'ютерна електроніка осучаснена та базується на високошвидкісних характеристиках оптотехніки, надвисокочастотній (НВЧ) радіоелектроніці, електротехніці, радіофотоніці та мікрохвильовій фотоніці (МХФ). Відповідно, робочі частоти МХФ повинні сягати від 1 кГц радіохвиль до сотень терагерц в оптичному діапазоні. Причина появи даного напрямку пов'язана з необхідністю вирішення інженерно-технічних завдань, що постійно ускладнюються, і які змусили радіоінженерів в пошуках нових можливостей вийти за межі своєї дисципліни й звернутися до оптичного діапазону. Загалом, мікрохвильова фотоніка природним чином пов'язана із її основами і розвивається на базі сучасних потреб радіосистем. Проте, технології створення її компонентної бази вимагають розвитку фундаментальних досліджень багатьох областей.

Комп'ютерні мережі вийшли на рівень мікрохвильової фотоніки, хоча вона, як галузь знань не була формально визнана в міжнародному масштабі аж до кінця 80-х початку 90-х років минулого століття [1.1], історія розвитку триває кілька десятиріч років. Початок використання радіочастотного діапазону для здійснення телеграфного зв'язку в першій половині 19-го століття призвело до появи такої професії, як радіоінженер. Однак потреба в ній була не надто велика аж до інтенсивного розвитку в минулому радіолокаційної техніки [1.2], призначеної для «електронного» пошуку літальних апаратів, що різко збільшило потребу у фахівцях з досвідом роботи в аналоговій або радіотехнічній галузі.

Пізніше, коли радіолокатор був признаний як ефективний інструмент для виявлення, отримала розвиток радіоелектронна протидія (РЕП), призначення якої полягало в заплутуванні та перешкоді ефективної роботи операторів радіолокаційних систем (РЛС). Поява РЕП викликала

необхідність модернізації РЛС так, щоб послабити вплив протидії. Цей ітераційний процес йде по сьогоднішній день і триватиме в майбутньому, оскільки кінцевою метою розробників РЛС є «бачити, але при цьому бути невидимим» [1.3]. Просування в область більш високих частот та прагнення затримати сигнали на цих частотах викликали необхідність в лініях затримки зі зменшеними втратами. Таким чином, ранні перспективи створення за допомогою технологій МВФ ліній затримки НВЧ-сигналів з низькими втратами і великим часом затримки, тісно пов'язані з вищеописаною конкуренцією РЛС і засобів РЕП.

Сучасний етап суспільного розвитку полягає в найширшому використанні електромагнітного спектра для комунікацій. Для сприяння контактам між двома та більше користувачами були розроблені радіо- та телемовлення, стільникові телефони, супутниковий зв'язок, радіопереговорні пристрої й безліч інших апаратних засобів. В апаратурі даних систем використовуються передача та обробка сигналів радіочастотного діапазону. За рахунок широкого впровадження мікроелектронних схем з їх перевагами в габаритах, споживаній потужності та швидкодії в більшості цих систем відбувся перехід від чисто аналогових до змішаних аналого-цифрових методів обробки сигналів. При цьому аналогові сигнали оцифровуються і ще до зворотного перетворення в безперервні коливання для подальшого використання в аналоговому форматі обробляються та/або транспортуються в цифровій формі. Хоча в сучасних радіосистемах все більше й більше застосовується цифрова обробка сигналів (ЦОС), аналогові волоконно-оптичні системи передачі (ВОСП) також є важливим і практичним інструментальним засобом для радіоінженера в розробці вище приведених радіосистем. Можливість обробки сигналу в аналоговому середовищі може спростити загальну систему проектування, особливо в широкосмугових системах, де вимоги до смуги пропускання складно задовольнити за допомогою засобів ЦОС.

Однак, щоб забезпечити максимальну ефективність та продуктивність, розробник аналогової системи повинен вибрати аналогові апаратні засоби, які найкращим чином поєднуються з характеристиками сучасних засобів ЦОС.

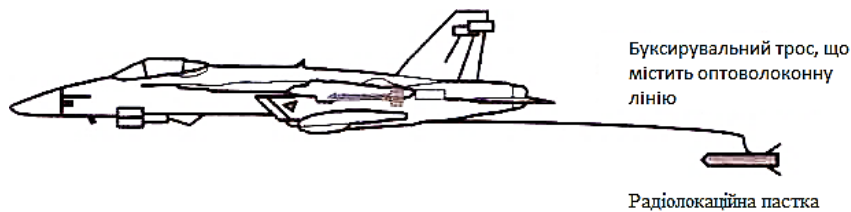
В найбільш загальній формі аналогова фотонна схема представляє собою лінію затримки, що містить електрооптичний перетворювач (ЕОП), призначений для перетворення радіочастотного сигналу в оптичний діапазон, оптичне середовище передачі та оптико-електричний перетворювач (ОЕП). Узагальнена функціональна схема багатоканальної ВОСП представлена на рис. 1.1. Сигнали одного або декількох радіочастотних входів конвертуються в оптичний діапазон за допомогою відповідних ЕОП. Перетворений в оптичний діапазон радіочастотний сигнал може бути затриманий в часі за допомогою оптичного волокна, оброблений та доставлений на входи одного або декількох ОЕП, де оптичні сигнали демодулюються назад в електричні сигнали радіочастотного діапазону. Елементи обробки можуть виконувати велику кількість функцій, включаючи, наприклад, комутацію, маршрутизацію, фільтрацію, частотне перетворення та підсилення. Характеристики різних форм реалізації вищевказаних аналогових фотонних схем будуть розглянуті в наступних розділах.



**Рис. 1.1.** Узагальнена функціональна схема багатоканальної ВОСП

В даний час переваги волоконно-оптичних смуг у порівнянні з «електронними» аналогами (смугами на базі коаксіальних кабелів) вже

отримали підтвердження для цілого ряду застосувань. На рис. 1.2 показано одне з перших застосувань у військовій техніці, що полягає у використанні волоконно-оптичної смуги в бортовій буксуемій радіолокаційній пастці ALE-55.



**Рис. 1.2.** Вигляд буксируємої радіолокаційної пастки з літаком F/A-18

Принцип виносу радіопередавача з літального апарату з метою відведення від призначеної мети радіокерованої ракети відомий, принаймні, з 60-х років минулого століття [1.4] й пізніше був реалізований в волоконно-оптичному варіанті [1.5]. У ранніх розробках, виявлений за допомогою приймальної антени радіолокаційної пастки сигнал потенційної загрози, посилювався й знову передавався в зворотному напрямку з більшою потужністю. Однак через немінучі габаритні обмеження, що диктуються необхідними аеродинамічними характеристиками пастки, з її допомогою міг виконуватися тільки обмежений обсяг операцій з обробки радіосигналів. Застосування між літальним апаратом та пасткою з'єднувального волоконно-оптичного кабелю дає можливість використання розташованих на борту літака сучасних сигнальних процесорів з подальшою передачею результатів дистанційної обробки в буксовану за ним пастку, на борту якої здійснюються підсилення та передача аналогових радіосигналів. Це забезпечує її багатofазну дію щодо усунення ракетної загрози, включаючи придушення можливості РЛС супротивника відстежувати літальний засіб, дезорієнтацію РЛС за допомогою хибних цілей та відведення ракети від літака шляхом постановки більш привабливої мети.

Застосування волоконно-оптичного підходу мінімізує габарити пастки та зменшує механічні напруги з'єднувального троса, що забезпечує її ефективне використання для більш широкого класом літальних апаратів.

Одним з перших прикладів широкого комерційного застосування аналогових ВОСП стали мережі гібридної волоконно-коаксіальної структури для розподілу сигналів кабельного телебачення [1.6]. Даний підхід надав операторам кабельних мереж можливість підвищити кількість та якість відеопрограм, що надходять до будинків і квартир, та надати абонентам економічні й високонадійні послуги з високошвидкісної передачі цифрових даних по зворотному каналу. Комбіновані волоконно-коаксіальні системи перетворили роль операторів кабельної індустрії від постачальника тільки відеоконтенту в реального конкурента на ринку локальних мереж доступу, що було традиційною нішею операторів телефонних систем. Поряд з поширенням Інтернет мереж це дозволило в даний час сформувати конкурентоспроможну інфраструктуру з передачі широкосмугових видів інформаційних послуг. До середини 90-х років минулого століття з'явилася можливість одночасної доставки за допомогою мереж волоконно-коаксіальної структури понад 100 стандартних телевізійних каналів в форматі AM-VSB (амплітудна модуляція з частково пригніченою бічною смугою) на відстані більше 20 км при різній топології оптичних мереж.

Ключову роль в цьому досягненні зіграла здатність розподілу в оптичному діапазоні відеосигналів з високим рівнем відношення сигналу до шуму (CNR) та низькими рівнями композитних інтермодуляційних спотворень другого та третього порядків: відповідно CSO - compositesecund-order, CTB - compositetriple-beat. Для даного застосування вже з самого початку була проведена значна робота по поліпшенню лінійності аналогових ВОСП, включаючи лінеаризацію процесу

зовнішньої модуляції [1.7] й вивчення впливу на перехідні перешкоди нелінійностей оптичного волокна [1.8].

Джерелам нелінійності в аналоговій ВОСП присвячена значна частина цього навчального посібника. Майже одночасно з перетворенням кабельної та телефонної галузей за допомогою мереж волоконно-коаксіальної структури почався перехід від розподілу аналогових відеопрограм в форматі AM-VSB до доставки відеопрограм в стислому цифровому форматі (CDV). Хоча цей перехід сповільнився через вартість заміни вкоріненої й дорогої інфраструктури, на цей момент формат CDV витіснив більшість технологій розподілу аналогових відеопрограм в форматі AM-VSB. Проте волоконно-оптичне середовище передачі залишає можливість вибору формату передачі інформації в таких інформаційно-телекомунікаційних системах, включаючи традиційні аналогові телевізійні канали. В радіоастрономії для прийому ефірного радіочастотного випромінювання використовуються великі антенні пристрої. Важлива роль в даній області відводиться мікрохвильовій техніці, яка в сучасних системах поєднується з аналоговими ВОСП [1.9]. Найбільша в світі повністю керована одиночна антена входить до складу розташованого в Західній Вірджинії радіотелескопу Greenbank (GBT) з робочою смугою від 0,1 до 115 ГГц [1.10, 1.11]. Для підвищення рівня наукового розуміння в таких напрямках, як виявлення гравітаційних хвиль (з прецизійною синхронізацією по радіовипромінюванню пульсара), формування зірок, галактик та галактичних кластерів, а також будови планет, використовується параболічна антена діаметром 100 м.

Предметом дослідження за допомогою даної антени є виявлення атомних та молекулярних ліній випромінювання, починаючи з ситуацій високого червоного зсуву (емісія областей, близьких до чорних дір) і до випадків вимірювання слабких просторово-протяжних спектральних ліній, що може бути використано для виявлення нових органічних молекул в

космосі. У GBT аналогові ВОСП застосовуються для віддаленої передачі сигналів в центр обробки даних [1.12]. Для підвищення просторового дозволу параболічні антени з відносно невеликою апертурою можуть бути об'єднані в формі фазової решітки, що дозволяє розширити їх базу при вимірюванні малих фазових зрушень.

Така решітка, фрагмент якої показаний на рис. 1.3, була вперше введена в експлуатацію в 2013 році в горах Чилі [1.13]. В даний час аналогові ВОСП продемонстрували потенціал ефективного застосування в великих радіоастрономічних антенних решітках при дистанційній передачі сигналів міліметрового діапазону хвиль [1.14]. У зв'язку з тим, що радіосигнали виникають на астрономічних відстанях, і таким чином, їхня потужність дуже мала, великі антенні системи з дуже малими коефіцієнтами шуму конфігуруються й працюють в формі великих фазових ґраток.



**Рис. 1.3.** Велика інтерферометрична антенна решітка міліметрових/субміліметрових хвиль ALMA в Атакама, Чилі (з дозволу ALMA (національні обсерваторії Європи, Японії та США), J. Guarda)

Перевага таких систем полягає в загальному посиленні решітки завдяки її великій ефективній апертурі й фазовій чутливості внаслідок довгої бази. У деяких системах сигнали від цілих 64 дванадцятиметрових параболічних антен з довжиною бази 16 км повинні когерентно складатися на центральній станції. Оскільки робочі частоти можуть досягати сотень гігагерц, необхідно з високою точністю враховувати відносну різницю ходу. Це дуже критично навіть при застосуванні волоконної оптики [1.15],



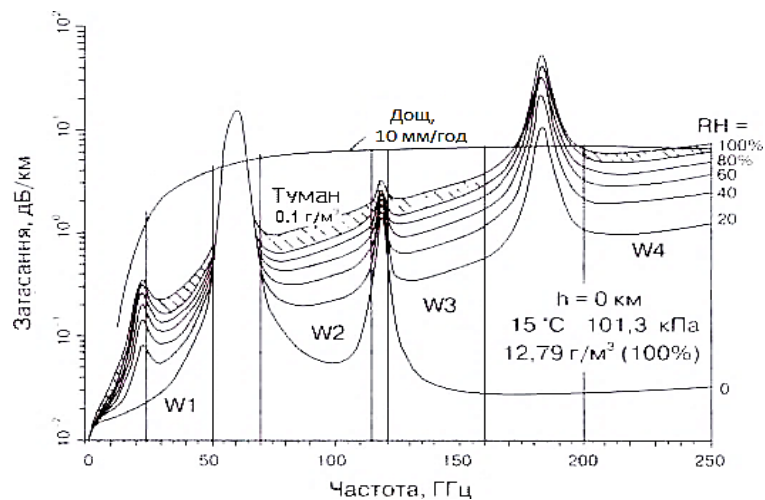
бо спільна дія температурних варіацій, дрейфу поляризації й хроматичної дисперсії викликає похибки, що вимагають активної компенсації. Детальний розгляд волоконно-оптичних смуг для радіотелескопів GBT та ALMA виконано в розділі 10. Вище було згадано лише кілька з великого числа прикладів ефективного застосування волоконно-оптичних засобів в складі радіосистем метрового, дециметрового, сантиметрового та міліметрового діапазонів хвиль. В даний час доведена корисність мікрохвильової фотоніки у військовому, промисловому й академічному секторах економіки. Інший напрямок застосування включають: волоконно-ефірні топології мереж радіозв'язку, доставку енергії на антенні опромінювачі для калібрування антен і антенних ґраток, маршрутизацію і діаграмоутворення з затримкою в істинному масштабі часу (true time delay, TTD) в антенних решітках, обробку, фільтрацію, синтез радіосигналів в оптичному діапазоні, оптоелектронні генератори для прецизійного формування радіосигналів, оптичні синхрогенератори для прецизійного хронірування, а також перетворювачі, для підвищення та зниження частоти радіосигналів. Предметом вивчення цієї монографії є основна техніка побудови та компонентна база аналогових ВОСП, включаючи деякі особливості застосування даної технології.

### **1.1. Технологічні досягнення та переваги, які сприяють розвитку волоконно-оптичних ліній**

Частотний діапазон, який займає область МХФ, у великій мірі визначається природними умовами. Загасання в атмосфері радіочастотного випромінювання на рівні моря при різних атмосферних умовах показано на рис. 1.4 [1.16]. Як видно з рисунку, в атмосфері є смуги сильного

поглинання в районах 23, 60, 119 та 182 ГГц. Між цими частотами розташовані так звані вікна прозорості з відносно низьким рівнем загасання радіохвиль. Системи, що працюють на частотах нижче 20 ГГц, набули поширення для наземних застосувань або застосувань на рівні моря, і лише невелика кількість радіосистем працюють в другому та третьому вікнах з центральними частотами відповідно в районі 35 і 94 ГГц.

З рис. 1.4 випливає, що ці системи функціонують при атмосферному згасанні на рівні моря не більше 0,3 дБ/км. На висотах понад 9,2 км згасання в вищевказаних атмосферних вікнах прозорості зменшується й становить менше ніж 0,05 дБ/км на частотах аж до 300 ГГц [1.17].

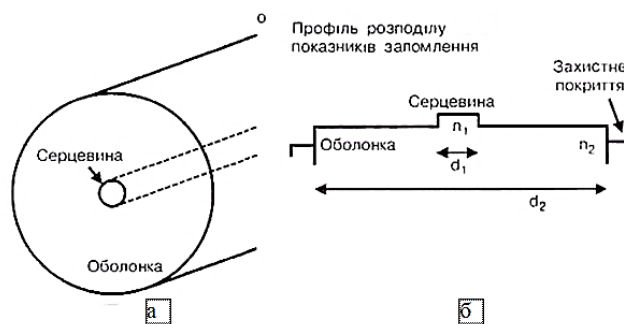


**Рис. 1.4.** Специфічне атмосферне згасання на рівні моря для різних рівнів відносної вологості (RH), включаючи туман та дощ. Вікна прозорості позначені W1- W4 [1.16]

Задавши 0,3 дБ/км як допустиме згасання на рівні моря, можна розглядати використання сигналів з частотами до 300 ГГц на великих висотах, як, наприклад, між повітряними об'єктами. У термінах відносної ширини смуги 300 ГГц це всього лише 0,16 % від смуги оптичної несучої хвилі 1550 нм (193 ТГц). Така мала відносна смуга дає можливість реалізувати за допомогою фотоніки велике число застосувань, включаючи мультиплексування радіосигналів. До того ж показано, що багато

технологій створення фотонних пристроїв придатні в діапазоні 100-300 ГГц, що робить цю технологію прийнятною у всій частотній смузі (див. підрозділ 10.5). Область мікрохвильової фотоніки розвивалася в великій мірі завдяки таким прикладним потребам. Однак перше ніж дана технологія змогла процвітати, потрібен був ряд значних проривних досягнень, включаючи розробку оптичних волокон з низькими втратами та високоефективних широкосмугових ЕОП і ОЕП.

На рис. 1.5 представлені типовий поперечний переріз та профіль зміни показника заломлення ступінчатого оптичного волокна. Оптична високощільна скляна серцевина з показником заломлення  $n_1$  та діаметром  $d_1$  оточена скляною оболонкою з трохи меншою оптичною густиною з показником заломлення  $n_2$  та діаметром  $d_2$ . Товщина оболонки досить велика, щоб в ній слабке електричне поле моди, що розповсюджується (або мод) експоненціально згасало. Для захисту від впливу навколишнього середовища скло оболонки зазвичай покривається полімером з ще більш низьким показником заломлення.



**Рис. 1.5.** Зображення областей серцевини та оболонки одномодового волокна (а) та профіля розподілу показника заломлення для волокна ступеневого типу (б)

Типові діаметри серцевини й оболонки знаходяться в межах відповідно від 8 до 50 мкм та від 60 до 125 мкм. Різниця показників заломлення серцевини й оболонки та діаметр серцевини визначають,

скільки мод волоконного світловода може підтримуватися на даній довжині хвилі.

Поширення хвиль всередині діелектричного хвилеводу, сформованого в оптичному волокні, описується рівняннями Максвелла. Розв'язуючи хвильові рівняння, можна визначити нормалізовану частоту або число  $V$  волокна:

$$V = \frac{\pi d_1}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (1.1)$$

де  $\lambda$  - довжина хвилі. Для типових оптичних волокон нормалізована різниця показників заломлення:  $\Delta = (n_1 - n_2) / n_1$  зазвичай  $\ll 1$ . При цьому рівняння (1.1) спрощується:

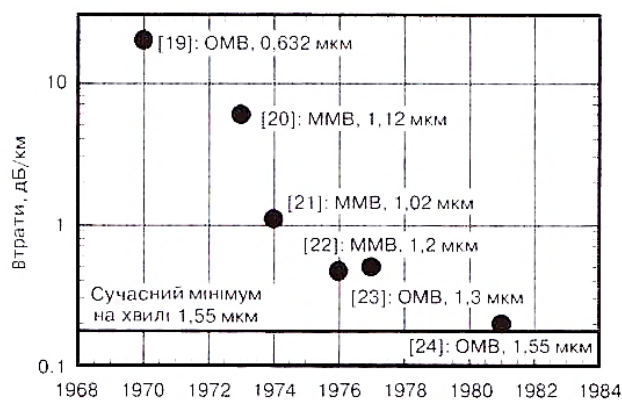
$$V = \frac{\pi d_1}{\lambda} n_1 \sqrt{2\Delta} = \frac{\pi d_1}{\lambda} NA, \quad (1.2)$$

де  $NA$  – числова апертура волокна. В променевій оптиці  $NA = n_0 \sin \theta$ , де  $\theta$  – половинний кут падіння, а  $n_0$  – показник заломлення середовища, в якій поширюється промінь до падіння на торець волокна (для повітря  $n_0 = 1$ ).

Параметр  $NA$  є мірою здатності волокна збирати оптичне випромінювання, при цьому світло, що падає на торець волокна під кутом, більшим ніж  $\theta$ , відносно його головної оптичної осі не збуджує поширювану моду. Можна показати, що для всіх значень  $V$  аж до першого нуля функції Бесселя  $J_0$ , коли  $J_0(V) = 0$ , хвилевід буде підтримувати поширення тільки гібридної моди найнижчого порядку  $HE_{11}$  [1.18]. Таким чином, для  $V < 2,405$  хвилевід є одномодовим.

Коли значення  $V$  перевищує 2,405, хвилевід підтримує моди вищого порядку, і при досить великих  $V$  число мод, що поширюються можна оцінити як  $V^2/2$ . Діаметр серцевини типового одномодового волокна на хвилі 1550 нм складає 10 мкм, і одномодовий режим зберігається аж до різниці показників заломлення 0,006. Настільки мала різниця показників заломлення можлива за рахунок додавання в чисте плавлене кварцове скло ( $SiO_2$ ) легуючих матеріалів, як, наприклад,  $GeO_2$ ,  $P_2O_5$  або  $B_2O_3$ .

Багатомодові волокна з великими серцевинами почали виготовлятися раніше одномодових і досягли менших втрат завдяки підвищеним допускам до недосконалої геометрії хвилеводу. Однак в радіофотонних лініях при високих частотах, що передаються для того, щоб уникнути додаткових втрат внаслідок міжмодової дисперсії, майже виключно застосовуються одномодові волокна. Тимчасовий прогрес в зменшенні оптичних втрат багатомодових та одномодових волокон в термінах втрат при поширенні представлений на рис. 1.6. Фундаментально втрати обмежуються релеївським розсіюванням в волокні та дорівнюють 0,175 дБ/км на хвилі 1,55 мкм. Як видно з рис. 1.6, втрати в волокні зменшилися нижче 1 дБ/км до 1974 року і не перевищували 10% від релеївської межі до 1981 року. У наступних розділах буде показано, що для багатьох форматів модуляції ВОСП радіочастотні втрати в МХФ лінії в два рази (дБ) перевищують оптичні втрати. Отже, до 1981 року втрати на поширення радіочастотного сигналу в лінії затримки повинні були складати всього лише 0,4 дБ/км на хвилі 1550 нм. Оскільки спектральна залежність оптичних втрат мінімальна в межах смуги шириною кілька нанометрів (сотні гігерц на хвилі 1550 нм), втрати на поширення радіосигналу практично не залежать від частоти.



**Рис. 1.6.** Досягнуті втрати в одномодових (ОМВ) та багатомодових (ММВ) оптичних волокнах для різних довжин хвиль [1.19-1.24]

Як видно з рис. 1.6, втрати в волокні зменшилися нижче 1 дБ/км до 1974 року й не перевищували 10% від релієвської межі до 1981 року. У наступних розділах буде показано, що для багатьох форматів модуляції ВОСП радіочастотні втрати в МХФ лінії в два рази (в дБ) перевищують оптичні втрати. Отже, до 1981 року втрати на поширення радіочастотного сигналу в лінії затримки повинні були складати всього лише 0,4 дБ/км на хвилі 1550 нм. Оскільки спектральна залежність оптичних втрат мінімальна в межах смуги шириною кілька нанометрів (сотні гігагерц на хвилі 1550 нм), втрати на розповсюдження радіосигналу практично не залежать від частоти.

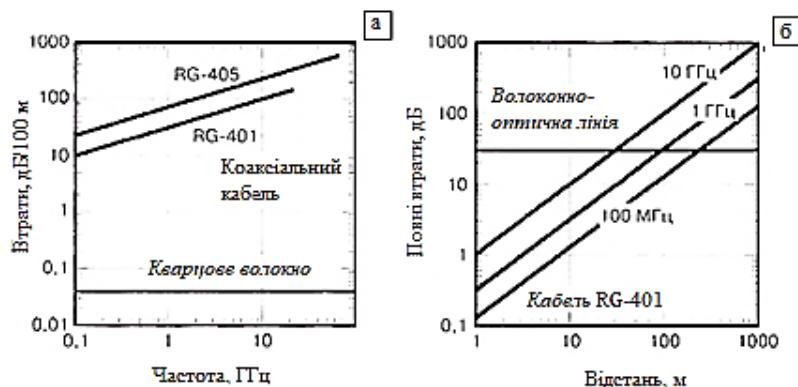
Низькі втрати в оптичному волокні створили перспективу значного поліпшення параметрів радіочастотних ліній затримки за умови, що будуть розроблені електрооптичний та оптико-електричний перетворювачі з відповідними смугами пропускання. Спочатку найбільш важливим робочим частотним діапазоном вважалась область нижче першого атмосферного вікна прозорості (рис. 1.4) з верхньою частотою до 20 ГГц, в якій функціонувало значне число радіосистем. В якості ЕОП вибором раннього етапу став напівпровідниковий лазер завдяки його субнаносекундному часу життя фотонів в GaAs (довжини хвиль до 860 нм) та InGaAsP (довжини хвиль до 1600 нм). Безпосередня модуляція струму накачування в цих лазерах забезпечує простий механізм електрооптичного перетворення. До середини 80-х років було проведено цілий ряд експериментальних демонстрацій із смугою модуляції аж до 10 ГГц [1.25]. Перша демонстрація напівпровідникового лазера із смугою модуляції більше 20 ГГц була на 1,3 мкм з використанням зарощеної гетероструктури в об'ємному матеріалі [1.26]. Дослідження, що тривають в цьому напрямку, полягали в поліпшенні диференційної ефективності (що давало можливість збільшити ефективність електрооптичних перетворень) й розширенні смуги модуляції. Великі очікування були пов'язані з тим, що

розробка багатоквантоворозмірних лазерів призведе до поліпшення диференційної ефективності завдяки їх властивостям обмеження носіїв заряду і малим концентраціям носіїв, необхідних для створення інверсії [1.27]. Однак цього не сталося до тих пір, поки не був вивчений високошвидкісний транспорт носіїв при їх двонаправленій взаємодії з квантовими ямами та не було показано [1.28], що смуга лазерів з квантовими ямами перевищує смугу лазерів з відсутністю квантового обмеження. Незабаром відбулася розробка лазерів із розподіленим зворотним зв'язком (РЗЗ), що забезпечують роботу в режимі однієї поздовжньої моди. Хоча лазери з смугою 20 ГГц забезпечували застосування у великій кількості радіосистем, пік шуму інтенсивності напівпровідникового лазера поблизу верхнього краю смуги модуляції яких призводив до зниження відношення сигналу до шуму. Вплив цього піку шуму інтенсивності (або відносного шуму інтенсивності - RIN) може бути зменшено шляхом розширення смуги модуляції, що було показано для РЗЗ-лазерів зі смугою більше ніж 25 ГГц на хвилі 1550 нм [1.29] і більше ніж 40 ГГц [1.30].

На дальньому кінці лінії для зворотного перетворення сигналу радіодіапазону, що переноситься на оптичній носій, потрібно оптико-електричний конвертер. Найбільш значущим приладом для цієї мети є фотодіод з р-п- переходом і введеним для зменшення ємності збідненим шаром з власною провідністю, який отримав назву р-і-п-фотодіод. Результати робіт по високошвидкісним фотодіодам раннього періоду показали істотно ширші лінії в порівнянні з високошвидкісними лазерами [1.31], і, загалом, фотодіоди не стали обмежувальним по лініям пристроєм в складі перших радіофотонних ліній. При конструюванні цих фотодіодів у вигляді об'ємної структури з поверхневим засвіченням є компромісні рішення [1.32]: збільшення товщини збідненої області знижує ємність (розширює смугу пропускання) й покращує коефіцієнт поглинання, але

збільшує час прольоту носіїв (звужує смугу). Цього можна уникнути шляхом використання хвилевідної або розподіленої з хвилею, що біжить, конструкції, яка призводить до одночасного поліпшення та ефективності лінії, але тільки за рахунок складності конструкцій приладу й корпусу.

Крім низьких втрат при поширенні для радіочастотних ВОСП велике значення мають доступна інформаційна лінія та незалежність від частоти втрат у волокні. Це різко контрастує з втратами при поширенні в радіочастотному коаксіальному кабелі, де залежність, як правило, відповідає квадратному кореню зі зміни частоти. Як приклад розглянемо рис. 1.7 (а), де наведені залежності від частоти втрат при поширенні в двох типах коаксіальних кабелів RG-401 та RG-405, а також втрат при поширенні в оптичному волокні. Загалом, більший діаметр кабелів, таких як RG-401, має тенденцію до менших втрат, але також і більш низькій граничній частоті по збереженню в хвилеводі одномодового режиму. Відзначимо, що втрати в коаксіальному кабелі ростуть на порядок на кожні два порядки збільшення частоти, тобто його характеристика втрат змінюється за законом квадратного кореня від частоти. Зауважимо також, що втрати при поширенні в коаксіальному кабелі на два-три порядки вище, ніж в оптичному волокні. Ця причина сама по собі стала поштовхом для подальшого розвитку технології МХФ аж до теперішнього часу.



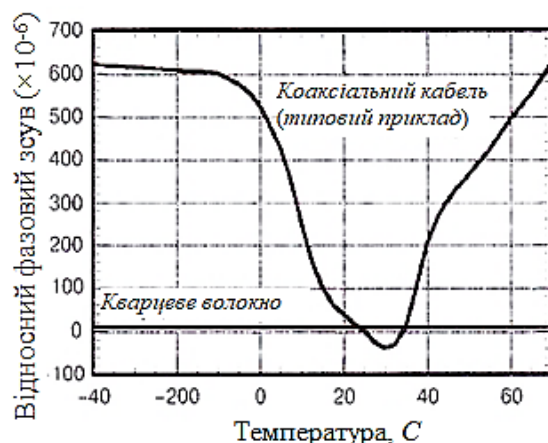
**Рис. 1.7.** Втрати як функція частоти, включаючи тільки втрати при поширенні в кабелі типів RG-401, RG-405, в кварцовому волокні (а) та дальності поширення для RG-401 на трьох частотах (б)



Коли в ході порівняння коаксіального кабелю і волокна крім втрат на розповсюдження враховуються також втрати в ЕОП та ОЕП, різниця не відповідає показаній на рис. 1.7 (а). Повні втрати в волоконно-оптичній лінії та втрати при розповсюдженні в кабелі RG-401 на трьох різних частотах як функція від дальності наведені на рис. 1.7 (б). До втрат волоконно-оптичної лінії відносяться 30-дБ втрати на перетворення внаслідок втрат при електрооптичних та оптико-електричних перетвореннях.

На рис. 1.7 (б) у втрати в оптичному волокні входять фіксовані втрати 30 дБ внаслідок прямого й зворотного ЕОП.

Завдяки низьким втратам на поширення завжди знайдеться довжина, при якій волоконно-оптична лінія перевершить коаксіальний кабель з точки зору втрат. Ця точка перетину має тенденцію до збільшення зі зниженням частоти, проте типовими є відстані від десятків до декількох сотень метрів. Якби втрати були єдиним критерієм, то волокно завжди б використовувалось в довгих лініях, проте в таблиці рішень приймаються до уваги й інші фактори. Зокрема, можуть спільно враховуватись вартість, шумова характеристика, фазова стабільність, габарити, нечутливість до електромагнітних перешкод та інші чинники. Ці додаткові міркування можуть виявитися вирішальним фактором для використання волоконної оптики навіть в дуже коротких лініях передачі. Наприклад, на рис. 1.8 відносний фазовий зсув сигналу при розповсюдженні по оптичному волокну, виражений в нормалізованих одиницях (частинах на мільйон), порівнюється із зсувом в коаксіальному кабелі. Конструкція коаксіального кабелю містить велику кількість різних матеріалів, включаючи суцільні та скручені металеві екрани, різні види металів та різноманітні діелектричні матеріали, кожен з яких має власний коефіцієнт температурного розширення. В результаті групова швидкість поширення сигналів в коаксіальному кабелі стає складною функцією від температури.



**Рис. 1.8.** Температурна залежність відносного фазового зсуву для коаксіального кабелю та оптичного волокна

На противагу цьому оптичне волокно виготовляється переважно з плавленого кварцу. У ньому температурні зміни затримки при поширенні є наслідком залежності від температури як фізичної довжини хвилеводу, так і показника заломлення (див. також 5.3). Відносна зміна затримки на одиницю довжини і градус температури для волокна без покриття становить  $8 \times 10^{-6}$  [1.33], якщо воно не прикріплено механічно до іншого матеріалу з великим коефіцієнтом температурного розширення.

Дана величина враховує температурні залежності як матеріалу, так і геометрії хвилеводу. Флуктуації довжини дуже малі й легко передбачувані в широкому інтервалі температур за умови мінімізації температурних залежностей, пов'язаних з покриттям волокна та конструкцією кабелю. Ця властивість може стати серйозною перевагою в системах, де потрібна фазова стабільність або передбачуваність зміни фази в лінії передачі.

Інші, часто цитовані переваги, пов'язані з використанням волоконно-оптичних ліній, включають: 1) досягнуту смугу пропускання понад 10000 ГГц; 2) зменшені габарити кабелю: субміліметрові діаметри оптичних волокон проти діаметрів 3-10 і більше міліметрів в коаксіальних кабелях; 3) відповідне зменшення маси при можливості мінімізації необхідних в кабельних конструкціях захисних матеріалів; 4) непровідні й

неметалеві елементи, що забезпечують придатність волокна в випадках необхідності електричної ізоляції між передавачем та приймачем;

5) переваги щодо впливу навколишнього середовища, як, наприклад, здатність роботи при зануренні в рідину рідкого азоту і т.п.;

6) несприйнятливості до корозії. Використання аналогових ВОСП дає додаткові менш очевидні переваги, які важко або неможливо досягти електричним шляхом. Ці властивості містять здатність реалізувати змінну затримку в істинному масштабі часу (TTD), а також мультиплексування радіосигналів. Остання перевага полягає в тісному групуванні мініатюрних волокон всередині одного кабелю, що дозволяє зменшити температурну залежність між волоконними лініями [1.34].

Даний підхід дає можливість поліпшити відстеження фази при великому числі волоконних ліній, що може бути використано при побудові фазованих антенних ґраток. В якості альтернативи групування волокон можна скористатися виключно широкою смугою пропускання волокна для того, щоб додавати безліч радіосигналів всередині однієї волоконної лінії з використанням різних оптичних носіїв.

Такі лінії й пов'язані з ними нелінійності, були перш за все вивчені як засіб розподілу каналів кабельного телебачення [1.8] і пізніше – для передачі більш високочастотних сигналів НВЧ-діапазону від антенних ґраток [1.35]. Багато з перерахованих переваг та їх вплив на характеристики ліній передачі обговорюються в тексті даної монографії.

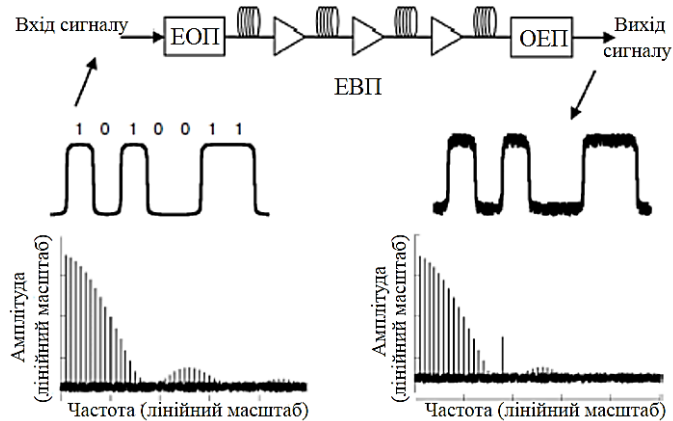
## **1.2. Порівняння аналогових та цифрових волоконно-оптичних ліній**

Існуючий на сьогоднішній день рівень радіофотонної технології був би неможливим, якби він не ґрунтувався на досягненнях волоконної оптики в цифрових телекомунікаційних системах. Застосування оптичного волокна для транспортування цифрових інформаційних даних в глобальному масштабі докорінно змінило інфраструктуру світового зв'язку. Інтернет та пов'язані з ним зобов'язання по розширенню ліній неминуче спричинили розробку й впровадження багатоканальних волоконно-оптичних цифрових смуг так, щоб максимально використовувати інформаційну ємність кожного кабелю. Додаткова перевага широкого застосування оптичного волокна для телекомунікацій полягає в існуванні великої компонентної бази, велика частина якої може бути використана для цілей мікрохвильової фотоніки. Ефекти від підвищення масштабу застосування та масового виробництва більшості цих приладів призвели до зниження вартості аналогових ВОСП за винятком тих випадків, коли були потрібні спеціалізовані комплектуючі вироби, що не мають подвійного застосування в цифрових ВОСП.

Відмінності між аналоговими та цифровими телекомунікаційними ВОСП можуть бути досить істотними. У цифровій області одиниці й нулі можуть кодуватися в оптичних лініях у вигляді груп фотонів (оптичний імпульс) або відсутності фотонів. Причому відповідність поточного імпульсу одиниці або нулю не має значення. Шум і часова невизначеність можуть спотворювати сигнал в процесі модуляції, поширення та/або детектування. Поки шум та тимчасова невизначеність досить малі, за допомогою інтегратора можна чітко розділити наявність або відсутність імпульсу, використовуючи порогове рішення в даному часовому інтервалі.

В оптичних лініях зв'язку раннього періоду електричні регенератори періодично усували шум та тимчасову невизначеність і регенерували інформацію, забезпечуючи, таким чином, розповсюдження на дуже великі відстані. Навпаки, в аналогових ВОСП необхідно брати до уваги наявність або мінімізувати вплив цього шуму та тимчасової невизначеності. У багатьох сучасних цифрових системах кількість електричних регенераторів мінімізується або ж вони зовсім не використовуються з економічних міркувань. Отже, багато ліній цифрового зв'язку великої протяжності є по суті аналоговими в сенсі, що операція квантування здійснюється на виході смуги після передачі сигналів.

Щоб пояснити цю точку зору, на рис. 1.9 приведена структурна схема типової лінії цифрового зв'язку великої протяжності.



**Рис. 1.9.** Схема волоконно-оптичної лінії великої протяжності, призначеної для транспортування цифрових сигналів

На вхід ЕОП подається цифровий сигнал (послідовність одиниць та нулів). Оскільки ослаблення на всій довжині розповсюдження сигналу не дає можливості детектування з низьким коефіцієнтом помилок, сигнал доводиться періодично посилювати за допомогою декількох оптичних підсилювачів подібно ербієвих волоконних підсилювачів (ЕВП). На кінці смуги передачі сигнал знову перетворюється в електричну форму за

допомогою ОЕП для подальшої електронної обробки. Вхідний цифровий сигнал (показаний посередині зліва) містить послідовність одиниць та нулів, представлених як два рівні напруги. Це не більше ніж радіочастотний сигнал смуги модулюючих частот, який може бути представлений за допомогою перетворення Фур'є або еквівалентно за допомогою спектральної характеристики, як показано в нижній частині рисунку (зліва). Спектральна характеристика періодичного псевдовипадкового сигналу<sup>1</sup> в форматі NRZ (без повернення до нуля) представляє собою набір окремих ліній, амплітуда яких змінюється з частотою згідно функції  $\sin^2(t)$ , а відстань між ними - обернено пропорційна довжині імпульсної послідовності [1.36]. На рис. 1.9 також показані рівні шуму. На виході лінії шум збільшується через вплив підсилювачів. Як показано на цьому рисунку, основна тактова частота, пов'язана зі швидкістю передачі даних, збільшилася, що може бути пов'язано з впливом низького рівня хроматичної дисперсії смуги, яка призводить до розширення імпульсу, що розповсюджується. Така «цифрова» лінія може розглядатися як аналогова оптична система, по якій з одного кінця до іншого передається безліч радіочастот. Це справедливо тільки при відсутності в транспортному ланцюжку вирішальних схем, як це виходить при використанні лінійного цифрового регенератора, в якому здійснюються операції детектування, відновлення тактової частоти та форми сигналу, що передається.

На вході й виході показані цифрові сигнали з їх типовими радіочастотними спектрами в смугі модулюючих частот. Вихідний спектр характеризується підвищеним рівнем шуму внаслідок періодичного підсилення і спотворень, які спричинили появу складової тактової частоти

---

<sup>1</sup>Імпульсна або цифрова послідовність буває або періодичною, або випадковою (псевдовипадковою). Судячи з дискретного спектру, це все-таки періодична послідовність.

Вірогідніше за все, внаслідок постійного зростання вимог до ширини смуги оптичні телекомунікаційні системи на даний момент досягли меж спектральної ефективності одного оптичного волокна [1.37]. Ще у 1949 році Шенноном була опублікована основоположна стаття [1.38], пов'язана з оцінкою відносини сигнал/шум (SNR), необхідного для передачі деякого числа біт в секунду в даній одиниці смуги для лінійного інформаційного каналу незалежно від того, чи побудований цей канал на базі волоконно-оптичного або коаксіального кабелю чи якогось іншого середовища передачі інформації. Межа Шеннона може бути виражена як:

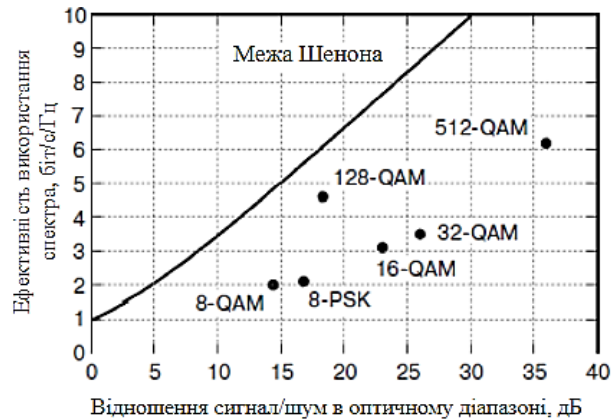
$$C = B \log_2(SNR + 1), \quad (1.3)$$

де  $C$  – бітова швидкість у каналі з шириною смуги  $B$ , а  $SNR$  – відношення сигнал/шум на виході (в лінійній формі, не вираженою в дБ). Відношення  $C/B$  – нормована на одиницю лінії пропускна здатність каналу, що виражається як ефективність використання спектра в одиницях «біт у секунду на герц».

Графік розрахунку за допомогою (1.3) ефективності використання спектру як функції від  $SNR$  наведено на рис. 1.10. Також показані деякі результати для різних форматів модуляції. Хоча відношення сигнал/шум є обмежувальним фактором для збільшення інформаційної ємності оптичного волокна, воно не може продовжувати зростати безмежно. Оскільки повністю усунути шум не можливо, то для підвищення  $SNR$  доводиться збільшувати рівень сигналу. При великих значеннях  $SNR$  досяжна ефективність використання спектра лімітується нелінійністю волокна. В цьому режимі повинна використовуватись нелінійна межа Шеннона [1.39, 1.40], яка дає меншу ефективність використання спектру, ніж передбачається за допомогою (1.3).

Також наведені опубліковані результати експериментів по передачі з квадратурною амплітудною модуляцією (QAM) й цифровою фазовою модуляцією (PSK): 8-позиційною PSK [1.41], 8-позиційною QAM [1.42],

16-позиційною QAM [1.43], 32- позиційною QAM [1.44], 128-позиційною QAM [1.45] та 512-позиційною QAM [1.46].



**Рис. 1.10.** Залежність пропускної здатності каналу від відносини сигнал/шум в оптичному діапазоні відповідно до (1.3)

В аналогових радіосистемах також важливо максимізувати відношення сигнал/шум на виході, оскільки при цьому поліпшується коефіцієнт шуму. Таким чином, досвід в області оптичних комунікацій може бути використаний розробником аналогових ВОСП. Фактично різниця між оптичними лініями, які передають цифрову та аналогову інформацію, є розпливчастою. Не дивно, що до характеристик багатьох компонентів в більш прогресивних багаторівневих цифрових системах пред'являються більш жорсткі метричні вимоги, які зазвичай важливі в аналогових лініях, як, наприклад, нерівномірність частотної характеристики, ширина лінії генерації лазера та рівність амплітуд фотодетектора.

Може так статися, що в міру подальшого зростання пропускної здатності цифрових транспортних систем та систем обробки даних всі аналогові сигнали будуть відразу оцифруватися й оброблятися в цифровій формі. Це не завжди можливо, як розглядається в наступному розділі. Згідно з теоремою Найквіста аналоговий сигнал може без



спотворень бути перетворений в цифрову форму тільки в разі, коли сигнал розбивається на регулярні інтервали з мінімум двома відліками на період верхньої робочої частоти [1.47]. Щоб створити відліки в цифровій формі після стробування, амплітуди відліків повинні бути квантовані в дискретні рівні, а кожному з них присвоюється дискретне число. Присвоєння амплітуді відліку одного з цих дискретних рівнів призводить до появи шуму квантування. Цей шум квантування має адитивний характер відносно інших шумів самого сигналу. Нехай відношення сигнал/шум (SNR) буде визначатися як відношення квадратів максимального напруження сигналу до мінімально помітної напруги сигналу:

$$SNR = 20l g \left( \frac{V_{max,rms}}{V_{min,rms}} \right). \quad (1.4)$$

Якщо різниця між рівнями квантування однакова (необов'язкові вимоги) і складається з  $2^n$  дискретних рівнів, то вираз для SNR спрощується [1.48]:

$$SNR = 20l g \left( \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{2}} 2^n \right) = 6.02n + 1.76, \text{ дБ} \quad (1.5)$$

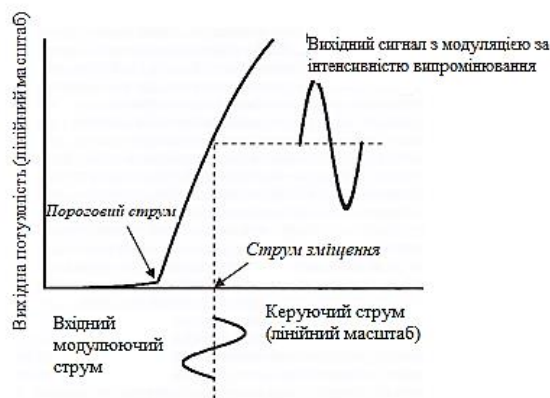
Таким чином, часто визначається, що динамічний діапазон  $n$ -розрядного аналого-цифрового перетворювача (АЦП) дорівнює 6,02 дБ на ефективний розряд (нехтуючи складовою 1,76 дБ).

Розглянемо радіолокатор на базі фазованої антенної решітки, що складається із 1000 приймальних елементів, які працюють при миттєвій смузі 10 ГГц. Для роботи радіолокатора часто потрібно відношення сигнал/шум не менше 90 дБ [1.49], для чого необхідно 15-розрядний АЦП. Для стробування на частоті Найквіста потрібно  $20 \times 10^9$  вибірок у секунду, і кожна вибірка повинна бути представлена 15-розрядною цифровою послідовністю. В результаті сукупна швидкість передачі на антену становить 300 Гбіт/с. Припустимо, що існує АЦП з параметрами, що забезпечують дану швидкість, хоча це вище сучасних технологічних можливостей [1.50, 1.51]. Далі, внаслідок того що це фазована решітка,

вихідні сигнали всіх її 1000 елементів повинні оброблятися когерентно, тобто повна швидкість даних, що вимагають обробки, становить 300 Тбіт/с. Така швидкість, хоча й реальна, але являє собою занадто великий обсяг даних для управління та обробки. Аналогова обробка сигналів, або діаграмоутворення, можливо, будуть завжди необхідні, оскільки системні вимоги щодо збільшення динамічного діапазону, миттєвої смуги пропускання та розмірів решітки можуть рости ще швидше, ніж розвиток цифрової обробки сигналів.

### **1.3. Принципові волоконно-оптичні компоненти**

Вичерпне уявлення про аналогові лінії та системи не може бути отримано без попереднього осмислення характеристик і властивостей базових компонентів. У даному розділі описується кілька принципів компонентів так, щоб читач міг встановити зв'язок системи кількісних показників, описаних в наступних розділах, і показаної на рис. 1.1 узагальненої функціональної схеми аналогової ВОСП. По-перше, і насамперед, потрібні прилади, що здійснюють перетворення електричних сигналів в оптичний діапазон. На ранніх етапах розвитку волоконної оптики ця функція виконувалася діодним лазером на основі безпосередньої модуляції струмом інжекції. Концептуальна перетворювальна характеристика лазера з безпосередньою модуляцією приведена на рис. 1.11. При перевищенні певного порогу вихідна потужність лазерного діода швидко й приблизно лінійно зростає в міру збільшення струму інжекції.



**Рис. 1.11.** Концептуальна характеристика перетворення лазерного діода з безпосередньою модуляцією. Діод зміщений на фіксовану величину постійного струму, і його струм модулюється високочастотним вхідним сигналом в області точки зміщення

Граничний струм необхідний, щоб створити інверсію носіїв заряду та компенсувати втрати в лазерному резонаторі. Як при аналоговій, так і при цифровій модуляції лазер зміщується вище порога. Вхідний модулюючий струм викликає зміну інтенсивності вихідного випромінювання лазера. У разі цифрової модуляції лазер зміщується в область, близьку до вимикання, при передачі цифрового «нуля» та в деяку область більш високої потужності при передачі цифрової «одиниці». Це забезпечує близьку до 100 % глибину модуляції лазерного діода. В аналогових лініях глибина модуляції змінна, оскільки амплітуда вхідного модулюючого струму залежить від рівня високочастотного сигналу на його вході. Щоб забезпечити широкий динамічний діапазон (широкий діапазон вхідних рівнів високочастотного сигналу), використовується більший струм зміщення, що дає можливість уникнути обмеження сигналів великої амплітуди, оскільки їх від'ємна півхвиля може зменшити струм накачування до значень, близьких до порогового струму. Друга проблема - це лінійність ват-амперної характеристики (ВтАХ). Збільшення керуючого струму призводить у більшості лазерних діодів до зменшення диференційної квантової ефективності, коли відповідний приріст струму

(при великому керуючому струмі) викликає меншу зміну потужності, ніж при малих керуючих струмах.

Це проявляється як відхилення від лінійності ВТАХ (див. рис. 1.11), що може призвести до спотворення форми вхідного сигналу. Іншою важливою характеристикою діодних лазерів з безпосередньою модуляцією є швидкість зміни струму та відповідна смуга модуляції. Максимальна частота безпосередньої модуляції пов'язана з частотою релаксаційних коливань лазерного резонатора. Частота релаксаційних коливань може бути розрахована із швидкісних лазерних рівнянь і являє собою характеристичну частоту, визначену взаємозв'язком осцилюючого поля в лазерному резонаторі та інверсії атомів. В напівпровідникових лазерах частота релаксаційних коливань визначається як [1.52]:

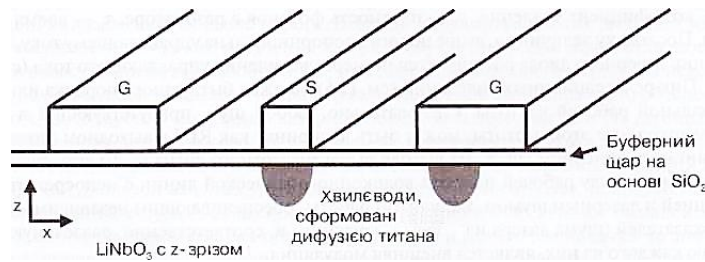
$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{AP_0}{\tau_p}}, \quad (1.6)$$

де  $A$  - коефіцієнт підсилення,  $P_0$  - густина фотонів у резонаторі,  $\tau_p$  - час життя фотона. Оскільки величина  $P_0$  вище порога та пропорційна керуючому струму, діапазон модуляції лазерного діода розширюється за мірою збільшення керуючого струму (див. також 8.1). Пік релаксаційних коливань (див. (1.6)) повинен мати один порядок або вище максимальної робочої частоти. Тому будь-який шум, присутній у керуючому потоці нижче цієї частоти, може бути сприйнятий як RIN в вихідному оптичному випромінюванні і, зрештою, на виході високочастотного сигналу. Таким чином існує сильний зв'язок між робочою смугою волоконно-оптичної смуги з безпосередньою модуляцією та лазерним шумом. Варіантом роботи, що забезпечує незалежність цих двох показників (шуму лазера та смуги модуляції) і, відповідно, роздільну оптимізацію кожного з них, є зовнішня модуляція.

У процесі зовнішньої модуляції, випромінювання, що працює в безперервному режимі лазера, управляється за допомогою зовнішнього

модулятора. Ці пристрої можуть працювати в багатьох режимах, використовуючи модуляцію інтенсивності, фази або поляризації випромінювання. Як уже згадувалось, зовнішня модуляція дозволяє оптимізувати шум лазера незалежно від робочої смуги лінії передачі. Загальноприйнятий спосіб модуляції неперервного лазерного випромінювання НВЧ-сигналу (електрооптичного перетворення) полягає у використанні електрооптичного ефекту [1.53]. Електрооптичний ефект базується на зміні показника заломлення матеріалу внаслідок зміни прикладеного електричного поля.

Даний ефект існує в деяких кристалах і залежить від їх орієнтації, що описується за допомогою так званих електрооптичних коефіцієнтів. Найбільш розповсюдженим у волоконно-оптичних лініях матеріалу є ніобат літію ( $\text{LiNbO}_3$ ), хоча також використовуються арсенід галію, танталат літію та багато інших органічних полімерів. Поперечний переріз ніобат-літієвого модулятора показано на рис. 1.12. Тривимірний ніобат-літієвий підкладок орієнтований у формі  $z$ -зрізу, це означає, що вісь кристала збігається з головними силовими лініями вхідного електричного поля оптичної хвилі. Ніобат літію має високий електрооптичний коефіцієнт у напрямку осі  $z$  ( $r_{33}$ ) й трохи менші коефіцієнти у напрямку осі  $x$  ( $r_{23}$  або  $r_{13}$  залежно від орієнтації координат системи). Оптичні хвилеводи можуть бути сформовані шляхом дифузії титану в ніобат-літієвій підкладці. Потім після осадження буферного шару  $\text{SiO}_2$  може бути сформована структура металевих електродів, що утворюють високочастотний хвилевід. На рис. 1.12 представлена копланарна хвилевідна структура GSG (ground-signal-ground) типу, де під сигнальним електродом та одним з заземлюваних електродів розташовані два оптичних хвилеводи. Це забезпечує взаємодію енергії прикладеного високочастотного сигналу (через силові лінії електричного поля між сигнальним та заземлювальними електродами) з розповсюджуваним оптичним сигналом.



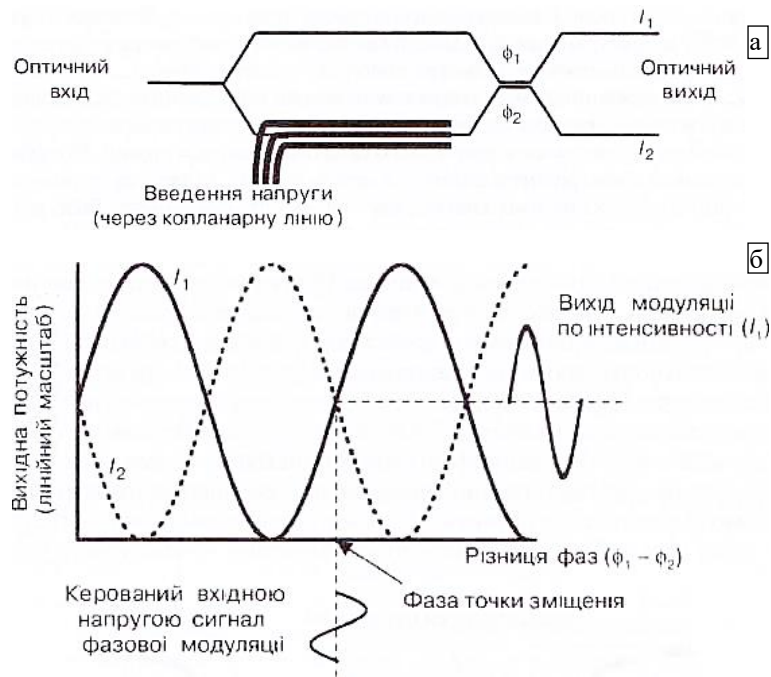
**Рис. 1.12.** Зображення поперечного перерізу ніобат-літійового електрооптичного модулятора з  $z$ -зрізом. Металеві сигнальний (S) та заземлюючі (G) електроди розташовуються над двома оптичними хвилеводами, сформованими дифузією титану

Прикладений радіочастотний сигнал змінює показник заломлення оптичного хвилеводу і, отже, фазу розповсюдження по хвилеводу оптичного випромінювання. У такій схемі фаза оптичного сигналу в хвилеводі під сигнальним електродом зсувається приблизно в два рази більше і з протилежним знаком у порівнянні з фазовим зсувом під заземлювальним електродом. Численні дослідження були присвячені питанню створення оптимальної конструкції цих модуляторів, щоб покращити перекриття між високочастотними полями та оптичними хвилеводами [1.54]. Особливо важливо гарантувати, що оптичні та радіочастотні хвилі поширюються з однаковою групою швидкості і що передача енергії між радіочастотним та оптичним полями здійснюється з максимальною ефективністю [1.55]. Таке узгодження швидкостей може бути дуже складною задачею із-за великої різниці в ніобат-літійових показниках заломлення у високочастотному та оптичному діапазонах.

В ході попереднього розгляду показано, як сигнал НВЧ-діапазону впливає на фазу оптичного поля в електрооптичному кристалі. Цього достатньо для створення оптичного фазового модулятора, але в багатьох оптичних лініях в цілях забезпечення можливості простої демодуляції за допомогою фотодіода застосовується модуляція по інтенсивності випромінювання. Для перетворення оптичної фазової модуляції в модуляцію по інтенсивності часто використовується оптичний

інтерферометр. Загальноприйнятим типом інтерферометра є схема Маха-Цандера.

Узагальнена функціональна схема модулятора Маха-Цандера (ММЦ) приведена на рис. 1.13 (а). Вхідна оптична потужність рівномірно розподіляється в два хвилеводи. Після розповсюдження на деяку довжину два оптичних поля об'єднуються та інтерферують один з одним. У розглянутому прикладі два інтерференційні сигнали об'єднуються та надходять на виходи 1 і 2. Внаслідок інтерференції інтенсивність оптичного випромінювання може збільшуватися або зменшуватися в залежності від різниці фаз між оптичними полями ( $\phi_1 - \phi_2$ ). Графік залежності інтенсивності на обох оптичних виходах від різниці фаз ( $\phi_1 - \phi_2$ ) наведено на рис. 1.13 (б). Відзначимо, що криві знаходяться в протифазі. На базі цього інтерферометра може бути створений модулятор інтенсивності випромінювання шляхом фазової модуляції полів якогось одного хвилеводу. На рис. 1.13 (б) розглянутий варіант розташування високочастотного копланарного хвилеводу тільки над одним з хвилеводів інтерферометра, однак на практиці можуть бути також використані обидва оптичних хвилеводи, як це показано на рис. 1.12. Для збільшення ефективності електрооптичного перетворення внаслідок протилежної спрямованості фазових зрушень між двома оптичними хвилеводами другий хвилевід може бути розташований безпосередньо під внутрішнім заземлювальним електродом. Отже, модуляцію по інтенсивності можна отримати шляхом регулювання статичного фазового відхилення ( $\phi_1 - \phi_2$ ) в деякій точці передавальної функції, прикладаючи напругу вхідного високочастотного сигналу для фазової модуляції світла й використовуючи інтерферометр, щоб перетворити фазову модуляцію в модуляцію по інтенсивності.



**Рис. 1.13.** (а) Узагальнена схема модулятора Маха-Цандера.

(б) Типова передавальна характеристика ММЦ з комплементарними оптичними виходами

На рис. 1.13 (б) показаний графік модуляції по інтенсивності на виході  $I_1$ , при цьому на виході  $I_2$  буде спостерігатися комплементарна (з фазовим зсувом  $180^\circ$ ) модуляція по інтенсивності. Така конфігурація придатна для придушення деяких видів оптичного амплітудного шуму, що буде описано в розділі 6. В даний час запропоновано безліч інших зовнішніх модуляторів, включаючи напівпровідникові абсорбційні модулятори на ефекті Франца-Келдиша [1.56], поляризаційні модулятори [1.57] та модулятори, що використовують зміну показника заломлення внаслідок ефектів вільних носіїв заряду в кремнії [1.58]. Більш детального дослідження модуляторів присвячені глави 6-8.

Поле високочастотного копланарного хвилеводу перекривається тільки з одним оптичним хвилеводом, але на практиці один з заземлюючих електродів розташовується над другим оптичним хвилеводом, як це показано на рис. 1.13. (б) типова передавальна характеристика ММЦ з



комплементарними оптичними виходами. Модулятор зміщується за допомогою фіксованої постійної напруги, і сигнал радіочастотного діапазону модулює оптичне випромінювання.

Велика кількість пасивних оптичних компонентів може бути використано між електрооптичним та оптико-електричним перетвореннями, входячи до складу блоку «Обробка» рис. 1.1. Дані компоненти включають: оптичні розгалужувачі, спрямовані відгалужувачі, фільтри, резонатори, атенюатори, ізолятори, циркулятори, поляризатори та перемикачі. Детальний опис цих компонентів представлено в [1.59]. Деякі з них описуються в цьому розділі. Першим розглянемо зображений на рис. 1.14 волоконно-оптичний відгалужувач на базі сплавного звужувального переходу.



**Рис. 1.14.** Схематичне зображення волоконно-оптичного відгалужувача типу  $2 \times 2$  на базі сплавного звужувального переходу

Волоконно-оптичний відгалужувач даного типу був запропонований в [1.60] і є важливим компонентом для багатьох систем. Робота приладу ґрунтується на ефекті резонансного зв'язку електричних полів між двома хвилеводними модами, що розповсюджуються коли профілі оптичних полів загасаючих коливань перекриваються в просторі. Щоб це сталось, хвильові моди повинні бути досить близькі один до одного, оскільки поля загасаючих коливань поширюються в оболонку оптичного волокна тільки на кілька мікронів. Отже, волокна повинні адіабатично звужуватися, щоб забезпечити поширення фундаментальних волоконних мод в повітряному

просторі. У зв'язку зі зменшенням діаметра волокон серцевина більше не в змозі підтримувати каналізовану моду і фундаментальна мода починає розповсюджуватись в навколишньому повітрі. Це забезпечує взаємодію електричного поля кожної каналізованої моди, направляючи енергію з одного хвилеводу в інший. Коефіцієнт зв'язку можна змінювати, контролюючи довжину, на якій здійснюється взаємодія полів. Аналогічний ефект взаємодії електричних полів може бути використаний в вихідному відгалужувачі інтерферометричного модулятора (рис. 1.13 (б)).

Більшість пасивних пристроїв є взаємними, що означає ідентичність їх передавальних функцій в обох напрямках. Типовим прикладом взаємного пристрою є показаний на рис. 1.14 волоконно-оптичний відгалужувач. Проте також часто застосовуються невзаємні пристрої: оптичні ізолятори та циркулятори. Ізолятор, як правило, використовується в лазерних модулях, щоб запобігти попаданню в лазерний резонатор зворотного розсіювання світла, яке викликає нестабільність його роботи. Багато лазерів, як, наприклад, РЗЗ-лазери, чутливі до віддзеркалень, знову потрапляють в його резонатор [1.61].

Більшість невзаємних пристроїв оснований на ефекті Фарадея, коли стан поляризації світла повертається на величину, пропорційну компоненті магнітного поля в напрямку поширення хвилі. Оптичний ізолятор можна реалізувати шляхом введення  $45^\circ$  фарадеївського поляризаційного ротатора між двома лінійними поляризаторами, поверненими один щодо одного на  $45^\circ$ .

Падаюча лінійна поляризація проходить через перший поляризатор, повертається на  $45^\circ$  за допомогою фарадеївського ротатора й орієнтується так, щоб пройти крізь другий поляризатор. Поляризація сигналу, що пройшов крізь вихідний поляризатор, і який поширюється в зворотному напрямку, повертається на  $45^\circ$  в протилежному напрямку, падає на вхідний поляризатор під кутом  $90^\circ$  відносно до напрямку пропускання, і сигнал

блокується. Завдяки поєднанню двох поляризованих дільників променів так, щоб пропускати обидва лінійно-поляризовані стани, можна реалізувати поляризаційно-незалежний пристрій [1.62]. Якщо ввести поляризований дільник між одним з поляризаторів та фарадеївським ротатором, світло, що розповсюджується в зворотному напрямку, яке в ізоляторі мало б блокуватись ізоляційним ротатором, буде перенаправлене в інше волокно, і в результаті реалізується трипортовий пристрій, що діє як циркулятор. Робочі характеристики такого оптичного циркулятора наведені на рис. 1.15. Його схема містить три стани пропускання з малими втратами і три напрямки з високими втратами (ізоляцією). Циркулятори часто застосовуються, щоб зібрати відбиття від інших пристроїв. Наприклад, їх можна використовувати в схемі відбивних оптичних фільтрів, що входять до складу спектрально-селективних пристроїв підсумовування та розділення сигналів, таких як спектральні мультиплексори демультіплексори.

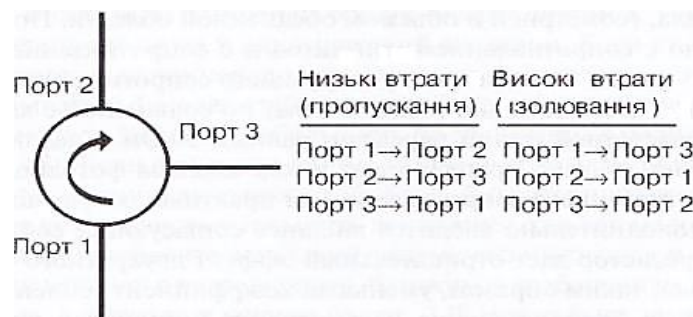
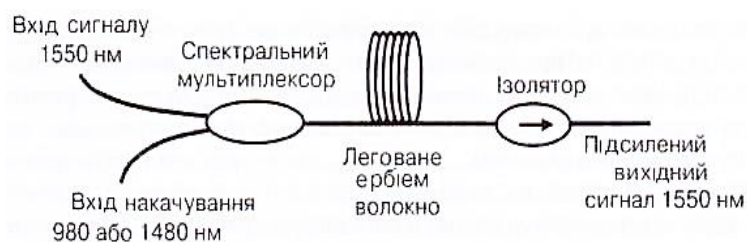


Рис. 1.15. Функціональна схема трипортового циркулятора

Активні пристрої також мають велике значення й часто входять до складу блоку «Обробка» рис. 1.1. Одним з найбільш широко застосовуваних оптичних компонентів є оптичний підсилювач. Підсилювачі використовуються в цілях компенсації ослаблення сигналу, наприклад внаслідок втрат при поширенні, надлишкових втрат в компонентній базі та втрат від розгалуження й розподілу. Оптичні підсилювачі будуються на базі різноманітних форм, включаючи

напівпровідникові підсилювачі [1.63], а також бріллюєнівські [1.64], раманівські [1.65] і леговані рідкоземельними матеріалами [1.66] волоконні підсилювачі. Кожен з них має свої переваги та недоліки (див. 3.5 і 4.3), проте найбільшого поширення набув волоконний підсилювач з легуванням рідкоземельними матеріалами. В підсилювачах даного типу серцевина оптичного волокна легується невеликою кількістю рідкоземельних іонів, наприклад іонами ербію  $\text{Er}^{3+}$  в ЕВП. Узагальнена схема ЕВП представлена на рис.1.16.

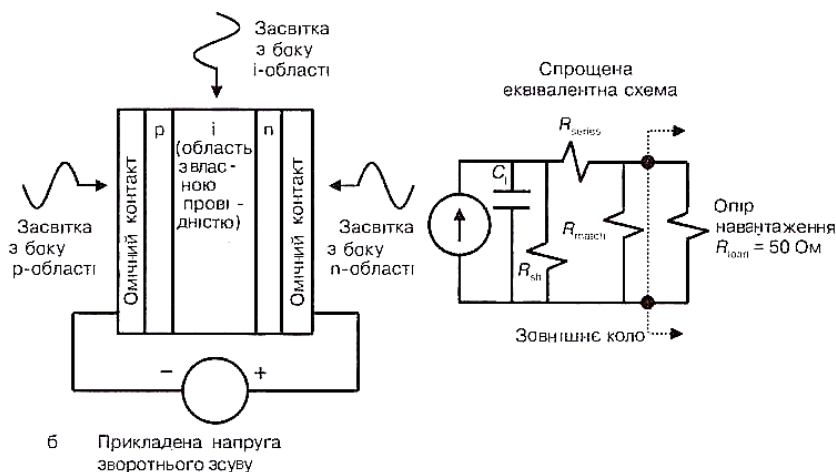


**Рис. 1.16.** Принципові елементи схеми ербієвого волоконного підсилювача

Хвилі довжиною 980 нм та 1480 нм сильно поглинаються в  $\text{Er}^{3+}$  отже, можуть використовуватися як помпування для легованого ербієм волокна. Це випромінювання закачування може бути підсумовано в одному й тому ж волокні з сигналом діапазону 1550 нм за допомогою спектрального мультиплексора. За рахунок інверсії середовища вхідне випромінювання діапазону 1550 нм може стимулювати перехід збуджених іонів ербію в основний стан, що тягне за собою стимульовану емісію фотонів і, як наслідок, когерентне оптичне підсилення. Оптичний ізолятор на виході підсилювача використовується для запобігання повернення відбитого випромінювання в активне волокно, що може викликати нестабільність вихідного сигналу. Два найважливіших параметри ЕВП, які роблять його ідеальним підсилювачем, - це низький коефіцієнт спонтанної емісії (низький коефіцієнт шуму) та великий (мілісекунди) час життя в збудженому стані.

Мілісекундний час життя виключає швидкі флуктуації підсилення  $i$ , отже, мінімізує спотворення на високочастотних ( $\gg$  кілогерц) сигналах (див. розділ 4). Кількісна оцінка шумової характеристики ЕВП в складі аналогової ВОСП буде розглянута в розділі 3.

На дальньому кінці лінії передачі повинен бути встановлений ОЕП, що виконує функцію зворотного перетворення оптичного сигналу в електричний. Ця операція стандартно виконується за допомогою фотодетектора. Найбільш широко розповсюджений варіант фотодетектора,  $p-i-n$ -фотодіод, використовується в різних виконаннях. Базові конфігурації включають схеми з поверхневим засвіченням, хвилеводну та біжучу хвилі. На рис. 1.17 показана узагальнена структура  $p-i-n$ -фотодіода, характеристики якого вивчені.



**Рис. 1.17.** Фотодіод  $p-i-n$ -типу та його еквівалентна електрична схема

Якісний огляд  $p-i-n$ -фотодіодів виконаний в [1.32]. У структур між двома легованими матеріалами  $p$ - та  $n$ -типу поміщається власний (нелегований) напівпровідник. Матеріали можуть бути ідентичними (гомоперехід) або різними (гетероперехід), і в деяких спеціальних випадках не потрібно узгодженість їх кристалічних ґраток [1.67]. Прикладання напруги зсуву викликає збіднення області власної

провідності, що утворює плоский конденсатор, а підвищення напруги призводить до розширення збідненої області та відповідного зменшення ємності приладу. Оптичне випромінювання поглинається в  $i$ -області при опроміненні через матеріали  $p$ - або  $n$ -типів (конфігурація з поверхневим засвіченням) або збоку через  $i$ -область (хвильова конфігурація), створюючи електронно-діркові пари. Фотогенеровані носії заряду, рухаючись в збідненій області, формують струм у зовнішньому колі.

У зв'язку з тим що поглинання фотонів викликає появу струму, фотодетектор діє аналогічно пристрою з квадратичною характеристикою, реагуючи лише на зміну інтенсивності оптичного випромінювання та відбиваючи, таким чином, огинаючи модуляцію інтенсивності (вхідним високочастотним сигналом) в формі вихідного струму. Реакція даних приладів визначається в термінах їх чутливості в одиницях ампер на ват, тобто скільки ампер струму генерується на кожен ват падаючої потужності. Електрично фотодіоди в нехтуванні імпедансами, пов'язаними з монтажем кристала в корпусі, імітуються дуже простою еквівалентною схемою. Фотодіод представляється у вигляді паралельного з'єднання джерела струму, ємності переходу ( $C_j$ ) та шунтуючого опору ( $R_{sh}$ ), підключеного до вихідного кола через невеликий послідовний опір ( $R_{series}$ ). Ємність переходу визначається специфічними властивостями матеріалу, геометрією та обсягом збідненої області. Послідовний опір пов'язаний з опором контактів і з опором об'ємних напівпровідників  $p$ - та  $n$ -типів. Джерелом шунтуючого опору є струм витоку, і він зазвичай значно вище (більше 1 кОм) в порівнянні з характеристичним імпедансом високочастотної лінії передачі, рівним 50 Ом. Отже, шунтуючим опором зазвичай нехтують в ході аналізу фотодіода. У зв'язку з більшою величиною шунтуючого опору на практиці для поліпшення узгодження з навантаженням часто додатково вводиться зовнішній узгоджувальний опір ( $R_{match}$ ). Цей узгоджувальний резистор дає негативний ефект дворазового

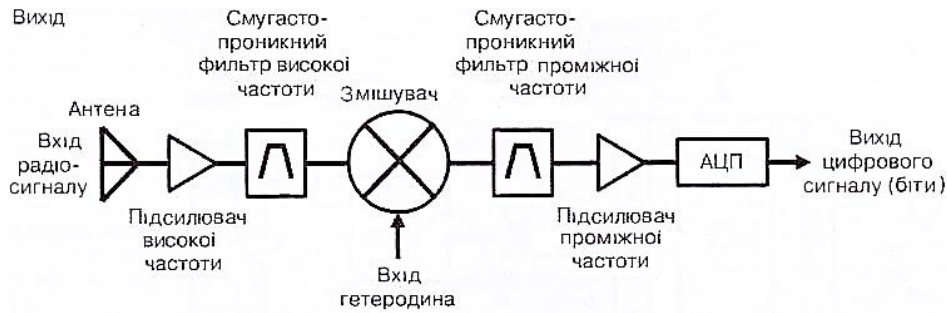
зменшення фотогенерованого струму, таким чином, зменшуючи коефіцієнт підсилення в лінії передачі на 6 дБ. Більш детальний, розгляд фотодіодів, включаючи інші типи, буде виконано в розділі 6.

Фотодіод може бути з поверхневим засвіченням через  $p$ - або  $n$ -контакти або з опроміненням паралельно області із власною провідністю, як у випадку хвилеводної конфігурації.

#### **1.4. Аналогові лінії передачі в складі радіочастотних систем**

Розглянемо наведену на рис. 1.18 типову структурну схему радіоприймача. Метою такої схемної побудови може бути оцифровка прийнятих радіосигналів для визначення ситуації навколишнього середовища. Антена приймає радіосигнали з навколишнього простору, ці сигнали посилюються та обмежуються по смузі за допомогою смуго-пропускаючого фільтру. Оскільки АЦП функціонує тільки в специфічному діапазоні частот, для перенесення центральної частоти радіосигналу в діапазон АЦП використовується змішувач. Після частотного перетворення сигнал фільтрується й посилюється до рівня, який знаходиться всередині динамічного діапазону АЦП з роздільною здатністю  $n$  біт на даній частоті стробування.

Зокрема, з метою просторового рознесення високочастотних та низькочастотних вузлів волоконно-оптична лінія може бути введена між антеною та вхідним підсилювачем високої частоти або між підсилювачем та електронним змішувачем. У цьому випадку може бути виконаний загальний аналіз системи, що враховує втрати (див. рис. 1.7), коефіцієнт шуму та динамічний діапазон.



**Рис. 1.18.** Структурна схема та типові вузли, що входять до складу радіоприймача

Якщо ж потрібно багатоканальна антенна система, наприклад, для визначення напрямку впливу, в аналізі може також враховуватись фазова стабільність. Волоконно-оптичний метод рішення забезпечує поліпшену фазову стабільність в порівнянні з повністю електронним підходом (див. рис. 1.8). Якщо фотонна лінія має прийнятну характеристику коефіцієнта шуму, то потенційно можна обійтись без антенного підсилювача. Усунення цього підсилювача дає можливість зменшити викривлення, бо радіочастотні підсилювачі з малою кількістю шумів мають відносно вузький динамічний діапазон. Застосування фотоніки для поділу каналів з дозволом, близьким до вимог в електроніці, стає реальністю; в результаті фільтр на рис. 1.18 може бути замінений на оптичний аналог. Інші реальні можливості для використання фотоніки в такій системі - це оптичне знижуюче перетворення його частоти та оптичне аналого-цифрове перетворення. Можливості обмежуються тільки майстерністю розробників систем та існуючими фотонними технологіями.



### **Запитання для контролю.**

1. Функціональна схема багатоканальної ВОСП.
2. Структурна побудова гібридних волоконно-коаксіальних мереж.
3. Переваги застосування великих радіоастрономічних антенних решіток в ВОСП.
4. Надати визначення аналогових волоконно-оптичних ліній.
5. Принципи аналогово-цифрового перетворення сигналу в волоконно-оптичній лінії.
6. Переваги та недоліки використання аналогових і цифрових волоконно-оптичних ліній.
7. Основні функціональні елементи волоконно-оптичних ліній.
8. Надати визначення одномодового та багатомодового волокна.
9. Надати визначення вікон прозорості.
10. Принципи використання аналогових волоконно-оптичних ліній у складі радіосистем.
11. Надати визначення показника заломлення середовища.
12. Яким чином визначається одномодовість волокна?
13. Фізична сутність  $p$ - $n$  переходу.
14. Надати визначення ближнього та дальнього кінця передавальної лінії.
15. Надати визначення коефіцієнта загасання сигналу у ВОСП.

## Літэратура

[1.1] Berceci T. and Herczfeld P. R., «Microwave photonics—a historical perspective», IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques, 58(11), 2992–3000 (2010).

[1.2] Page R. M., «The Early History of Radar», Proceedings of the IRE, 50(5), 1232–1236 (1962).

[1.3] Fuller K. L., «To see and not be seen», IEE Proceedings F, Radar and Signal Processing, 137(1), 1-10(1990).

[1.4] Norman R.F. and Meullen N. F., «Towed Target», US Patent 3,135,511, 2 1964.

[1.5] Toman D. «Towed Decoy with Fiber Optic Link», US Patent 4,808,999, 28 Feb. (1989).

[1.6] Chiddix J.A., Laor H., Pangrac D.M., Williamson L.D. and Wolfe R.W., «AM video on fiber in CATV systems: need and implementation», IEEE Journal on Selected Areas in Communications, 8(7), 1229–1239 (1990).

[1.7] Nazarathy M., Berger J., Ley A. J., Levi I.M. and Kagan Y., «Progress in externally modulated AM CATV transmission systems», Journal of Lightwave Technology, 11(1), 82–105 (1993).

[1.8] Phillips M. R. and Ott D. M., «Crosstalk due to optical fiber nonlinearities in WDM CATV lightwave systems», Journal of Lightwave Technology, 17(10), 1782–1792 (1999).

[1.9] Webber J. C. and Pospieszalski M.W., «Microwave instrumentation for radio astronomy», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 50(3), 986–995 (2002).

[1.10] Lockman F. J., «The Green Bank Telescope: an overview», Proceedings of SPIE, 3357, 656–665 (1998).

[1.11] Prestage R.M., Constantinescu K.T., Hunter T.R., Kinig L.J., Lacasse R.J., Lockman F.J. and Norrod R. D., «The Green Bank Telescope», Proceedings of the IEEE, 97(8), 1382–1390 (2009).

[1.1] White S.D., «Implementation of a photonic automatic gain control system for correcting gain variations in the Green Bank Telescope fiber optic system», *Review of Scientific Instruments*, 71(8), 3196-3199 (2000).

[ 1.13] Testi L. and Walsh J., «The inauguration of the Atacama large millimeter/submillimeter array», *The Messenger*, 152, 2–6 (2013).

[1.14] Payne J. M. and Shillue W. P., «Photonic techniques for local oscillator generation and dis-tribution in millimeter-wave radio astronomy», *IEEE Internationa/ Topical Meeting on Mi-crowave Photonics, MWP 2002*, Paper W1 -3, 9–12 (2002).

[ 1.15] Thacker D. L. and Shillue B., «Atacama large millimeter array local oscillator: how photonics is enabling millimeter-wave astronomy», in *2011 Optical Fiber Communication Conference*, paper OThJ 1, (2011).

[1.16] Liebe H. J., «Atmospheric EHF Window Transparencies near 35, 90, 140 and 220 GHz», *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-31(1), 127–135 (1983).

[1.17] Wiltse J. C., «Corrections to published curves for atmospheric attenuation in the 10 to 1000 GHz region», *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, 4, 2580– 2583(1997).

[1.18] Ramo S., Whinnery J. R. and Duzer T. V., *Fields and Waves in Communications Electronics*, p. 413, Wiley, New York (1994).

[1.19] Kapron F. P., «Radiation losses in glass optical waveguides», *Applied Physics Letters*, 17(10), 423-425 (1970).

[1.20] Kaiser P., TynesA. R., Astle H.W., Pearson A. D., French W. G., Jaeger R. E. and Cherin A. H., «Spectral losses of unclad vitreous silica and soda-lime-silicate fibers», *Journal of the Optical Society of America*, 63(9), 1141 (1973).

[1.21] French,W. G.,MacChesneyJ.B., O’ConnorP.B. and TaskerG.W., «Optical waveguides with very low losses», *Bell System Technology Journal*, 53(5), 951–954 (1974).

[1.22] Horiguchi M. and Osanai H., «Spectral losses of low-OH content optical fibers», *Electronics Letters*, 12(12), 310-312 (1976).

[1.23] Kawachi M., Kawana A. and Miyashita T., «Low-Loss Single-Mode Fiber at Material Dispersion-Free Wavelength of 1.27  $\mu\text{m}$ », *Electronics Letters*, 13(15), 442–443 (1977).

[1.24] Murata H. and Inagaki N., «Low-loss single-mode fiber development and splicing research in Japan», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 17(6), 835–849 (1981).

[1.25] Su C. and Lanzisera V., «Ultra-high-speed modulation of 1.3- $\mu\text{m}$  InGaAsP diode lasers», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 22(9), 1568–1578 (1986).

[1.26] Olshansky R., Powazinik, W., Hill P. and Lanzisera V., «InGaAsP buried heterostructure laser with 22 GHz bandwidth and high modulation efficiency», *Electronics Letters*, 23(16), 839-841 (1987).

[1.27] Okamoto H. «Semiconductor Quantum-Well Structures for Optoelectronics—Recent Advances and Future Prospects», *Japanese Journal of Applied Physics*, 26 (Part 1), No. 3, 315–330 (1987).

[1.28] Nagarajan R., Ishikawa M., Fukushima T., Geels R. S. and Bowers J. E., «High speed quantum-well lasers and carrier transport effects», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(10), 1990-2008 (1992).

[1.29] Morton P.A., Logan R.A., Tanbun-Ek T., Sciortino Jr., P.F., Sergeant A.M., Montgomery R. K. and Lee B.T., «25 GHz bandwidth 1.55  $\mu\text{m}$  GaInAsP p-doped strained multi-quantum-well lasers», *Electronics Letters*, 28(23), 2156–2157 (1992).

[1.30] Weisser S., Larkins E.C., Czotscher K., Benz W., Daleiden J., Esquivias I., Fleissner J., Ralston J.D., Romero B.J., Sah R. E., Schonfelder A. and Rosenzweig J., «Damping-limited modulation bandwidths up to 40 GHz in undoped short-cavity In<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>As-GaAs multiple-quantum-well lasers», *IEEE Photonics Technology Letters*, 8(5), 608–610 (1996).

[1.31] Bowers J. E., Burrus C. A. and McCoy R. J., «InGaAs PIN photodetectors with modulation response to millimetre wavelengths», *Electronics Letters*, 21(18), 812–814 (1985).

[1.32] Bowers J.E. and Burrus C.A., «Ultrawide-band long-wavelength p-i-n photodetectors», *Journal of Lightwave Technology*, 5(10), 1339–1350 (1987).

[1.33] Hartog A. H., Conduit A. J. and Payne D. N., «Variation of pulse delay with stress and temperature in jacketed and unjacketed optical fibers», *Optical and Quantum Electronics*, 11(3), 265-273 (1979).

[1.34] Roman J., Frankel M., Williams K. and Esman R., «Optical fiber cables for synchronous remoting of numerous transmitters/receivers», *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(4), 591-593(1998)

[1.35] Campillo A., Tulchinsky D., Funk E. and Williams K., «RF phase distortion due to crosstalk in an 8 channel wavelength division multiplexed analog delay line», *Optical Fiber Communications Conference 2003* 729–730(2003).

[1.36] Redd J. and Lyon C., «Spectral content of NRZ test patterns», *EDN Magazine*, 49(9), 10–14 (2004).

[1.37] Essiambre R. J., Kramer G., Winzer P. J., Foschini G. J. and Goebel B., «Capacity limits of optical fiber networks», *Journal of Lightwave Technology*, 28(4), 662–701 (2010).

[1.38] Shannon C. E., «Communication in the presence of noise», *Proceedings of the IRE*, 37(1), 10-21, (1949).

[1.39] Mecozzi A. and Essiambre R., «Nonlinear Shannon Limit in Pseudolinear Coherent Systems», *Journal of Lightwave Technology*, 30(12), 2011–2024 (2012).

[1.40] Essiambre R.J., Tkach R.W. and Ryf R., «Fiber nonlinearity and capacity: single-mode and multimode fibers», in *Optical Fiber Telecommunications VIB*, Academic (2013).

[1.41] ZhouX., Yu J., QianD., WangT., Zhang G. and MagillP.D., «8x114 Gb/s, 25-GHz- spaced, PolMux-RZ-8PSK transmission over 640 km of SSMF employing digital coherent detection and EFDA-only amplification», in Optical Fiber Communication Conference, Post- Deadline Paper PDP1 (2008).

[1.42] ZhouX., Yu J., Huang M.F., Shao Y., WangT., Magill P., Cvijetic M., Nelson L., Birk M., Zhang G., Ten S., Matthew H.B. and Mishra S.K., «Transmission of 32-Tb/s capacity over 580 km using RZ-shaped PDM-8QAM modulation format and cascaded multimodulus blind equalization algorithm», *Journal of Lightwave Technology*, 28(4), 456–465 (2010).

[1.43] Winzer P.J., GnauckA.H., DoerrC.R., MagariniM. and Buhl L.L., «Spectrally Efficient Long-Haul Optical Networking Using 112-Gb/s Polarization-Multiplexed 16-QAM». *Journal of Lightwave Technology*, 28(4), 547–556 (2010).

[1.44] TakahashiH., AminA.A., Jansen S.L., Morital. and Tanaka H., «Highly spectrally efficient DWDM transmission at 7.0 b/s/Hz using 8x65.1-Gb/s coherent PDM-OFDM», *Journal of Lightwave Technology*, 28(4), 406–414 (2010).

[1.45] NakazawaM., «Ultrahigh spectral density coherent optical transmission techniques», in *High Spectral Density Optical Communications Technologies*, M. Nakazawa, K. Kikuchi and T. Miyazaki (editors), pp. 51–80, Springer (2010).

[1.46] Okamoto S., Toyoda K., Omiya T., Kasai K., Yoshida M. and Nakazawa M., «512 QAM (54 Gbit/s) coherent optical transmission over 150 km with and optical bandwidth of 4.1 GHz», in *European Conf. on Optical Communications*, 1–3 (2010).

[1.47] Nyquist H., «Certain Topics in Telegraph Transmission Theory», *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, 47(2), 617–644 (1928).

[1.48] Walden R. H., «Analog-to-digital converter survey and analysis», *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, 17(4), 539–550 (1999).

[1.49] Roman J.E., Nichols L.T., Williams K.J., Esman R.D., Tavik G.C., Livingston M. and Parent M. G., «Fiber-optic remoting of an ultrahigh dynamic range radar», *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 46 (12), 2317–2323 (1998).

[1.50] Walden R. H., «Analog-to-digital converters and associated IC technologies», in *IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuits Symposium*, 1–2 (2008).

[1.51] Khilo A., et al., «Photonic ADC: overcoming the bottleneck of electronic jitter», *Optics Express*, 20(4), 4454-4469 (2012).

[1.52] Lau K. Y. and Yariv A., «Ultra-high speed semiconductor lasers», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 21(2), 121-138 (1985).

[1.53] Kaminow I.P. and Turner E. H., «Electrooptic light modulators», *Applied Optics*, 5(10), 1612-1628 (1966).

[1.54] Gopalakrishnan G. K., Bulmer C. H., Bums W. K., McElhanon R. W. and Greenblatt A. S., «40 GHz, low half-wave voltage Ti:LiNbO<sub>3</sub> intensity modulator», *Electronics Letters*, 28(9), 826-827 (1992).

[1.55] Haga H., Izutsu M. and Sueta T., «LiNbO<sub>3</sub> traveling-wave light modulator/switch with an etched groove», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 22(6), 902–906 (1986).

[1.56] Leeson M.S., Payne F.R., Mears R.J., Carroh J.E., Roberts J.S., Pate M. A. and Hill G., «Design and fabrication of a planar, resonant Franz-Keldysh optical modulator», *IEEE Colloquium on Optics in Computing*, 8 (1988).

[1.57] Ranalli E. R. and Sonek G. J., «Narrow bandwidth electrooptic polarization modulator using GaAs quantum-well waveguides», *IEEE Photonics Technology Letters*, 3(4), 320–323 (1991).

[1.58] Liu A., Samara-Rubio D., Liao L. and Paniccia M., «Scaling the modulation bandwidth and phase efficiency of a silicon optical modulator», *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 11(2), 367–372 (2005).

[1.59] Kashima N., *Passive Optical Components for Optical Fiber Transmission*, Boston: Artech House, USA (1995).

[1.60] Villarruel C. A. and Moeller R. P., «Fused single mode fibre access couplers», *Electronics Letters*, 17(6), 243-244 (1981).

[1.61] Tkach R. and Chraplyvy A., «Regimes of feedback effects in 1.5- $\mu$ m distributed feedback lasers», *Journal of Lightwave Technology*, 4(11), 1655–1661 (1986).

[1.62] Chang K. W. and Sorin W. V., «High-performance single-mode fiber polarization-independent isolators», *Optics Letters*, 15(8), 449–451 (1990).

[1.63] O'Mahony M. J., «Semiconductor laser optical amplifiers for use in future fiber systems», *Journal of Lightwave Technology*, 6(4), 531–544 (1988).

[1.64] Tkach R. W. and Chraplyvy A. R., «Fibre Brillouin amplifiers», *Optical and Quantum Electronics*, 21, S105–S112 (1989).

[1.65] Rottwitt K. and Stentz A. J., «Raman amplification in lightwave communication systems», in *Optical Fiber Telecommunications IVA*, I. Kaminow and T. Li (editors), Academic (2002).

[1.66] Poole S., Payne D., Mears R., Fermann M. and Laming R., «Fabrication and characterization of low-loss optical fibers containing rare-earth ions», *Journal of Lightwave Technology*, 4(7), 870-876 (1986).

[1.67] Ejeckam F.E., Chua C.L., Zhu Z.H., Lo Y.H., Hong M. and Bhat R., «High-performance InGaAs photodetectors on Si and GaAs substrates», *Applied Physics Letters*, 67(26), 3936-3938 (1995).



## РОЗДІЛ 2. ПОКАЗНИКИ ЕФЕКТИВНОСТІ АНАЛОГОВИХ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧІ

Навчальний посібник присвячений розгляду оптичних аспектів функціонування радіофотонних систем в термінах радіочастотних (РЧ) показників ефективності.

Таким чином, мета цього розділу – визначити найбільш важливі параметри та характеристики для аналізу аналогових систем. Хоча система показників визначається для РЧ-систем загалом, без детального обговорення оптичних аспектів, також для ілюстративних цілей будуть використані деякі дані, пов'язані з працюючими в НВЧ-діапазоні радіофотонними лініями передачі.

Огляд розпочинається з простого аналізу лінійних чотирьохполюсників з використанням матриці розсіювання, з якої визначається малосигнальний РЧ-коефіцієнт підсилення. Стандартним показником, який використовується при визначенні кількісних характеристик як для окремого РЧ-компонента, так і для системи з шумом, є коефіцієнт шуму. Він буде описаний нижче, разом з коротким обговоренням теплового шуму. Коефіцієнт підсилення та коефіцієнт шуму в РЧ-діапазоні будуть розглянуті для лінійного чотирьохполюсника в силу їх важливості для опису проходження сигналу та чутливості РЧ-систем. У реальних умовах усі фізичні РЧ-системи виявляються нелінійними. Для опису нелінійності РЧ компонентної бази або системи стандартним чином аналіз проводиться шляхом розкладання в ряд Тейлора при збудженні одночастотним та двочастотним синусоїдальними сигналами. Одночастотний сигнал використовується для визначення динамічного діапазону по компресії підсилення (CDR), тоді як шляхом аналізу на базі двочастотного збудження вводиться такий параметр, як динамічний діапазон по

перешкодах (SFDR). Обидва ці динамічні діапазони будуть використані для опису якості аналогової РЧ-системи. В цілях спрощення наступного системного аналізу розділ закінчується рекомендацією по розрахунку показників окремих вузлів у багатокаскадній схемі. Посилення і коефіцієнт шуму в РЧ-діапазоні будуть розглянуті для лінійного чотиріполюсника через їх важливість при описі проходження сигналу і чутливості РЧ-систем. У реальних умовах всі фізичні РЧ-системи являються нелінійними. Для опису нелінійності РЧ компонентної бази або системи стандартним чином аналіз проводиться шляхом розкладання в ряд Тейлора при порушенні одночастотним і двочастотним синусоїдальними сигналами.

Одночастотний сигнал використовується для визначення динамічного діапазону по компресії посилення (CDR), тоді як шляхом аналізу на базі двочастотного порушення вводиться такий параметр, як динамічний діапазон по перешкодам (SFDR). Обидва цих динамічних діапазони будуть використані для опису якості аналогової РЧ-системи. З метою спрощення системного аналізу розділ закінчується рекомендацією щодо розрахунку показників окремих вузлів у багатокаскадній схемі.

## **2.1. Матриця розсіювання**

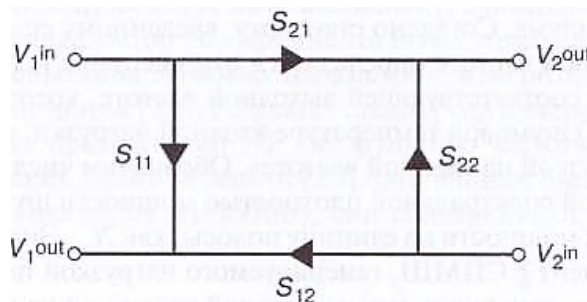
У цьому розділі наводиться елементарний опис матриці розсіювання РЧ-схеми, мета якого полягає у визначенні середнього коефіцієнту підсилення по потужності та коефіцієнту відбиття чотиріполюсника. Більш детальний опис матричного підходу, який виходить за межі даного матеріалу, зацікавлений читач може знайти в [2.1] чи [2.2].

Розглянемо лінійний багатополіусник, що містить ТУ портів<sup>2</sup>, де  $V_n^{in}$  – амплітуда хвилі напруги на вході  $n$ -го порту, а  $V_n^{out}$  – амплітуда хвилі напруги на виході  $n$ -го порту відповідно. Матриця розсіювання для такої лінійної схеми визначається наступним виразом:

$$\begin{bmatrix} V_1^{out} \\ V_2^{out} \\ \vdots \\ V_N^{out} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & \cdots & S_{1N} \\ S_{21} & & & S_{2N} \\ \vdots & & & \vdots \\ S_{N1} & S_{N2} & \cdots & S_{NN} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_1^{in} \\ S_2^{in} \\ \vdots \\ S_N^{in} \end{bmatrix}, \quad (2.1)$$

де індивідуальні елементи матриці розсіювання відомі як коефіцієнти розсіювання. Більшість схем, що аналізуються у цій книзі, будуть представлені у вигляді 2-портового кола (рис. 2.1), і в цьому випадку (2.1) можна скоротити:

$$\begin{bmatrix} V_1^{out} \\ V_2^{out} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^{in} \\ V_2^{in} \end{bmatrix} \quad (2.2)$$



**Рис. 2.1.** Графічний опис 2-портової мережі, що включає чотири коефіцієнти розсіювання, вхідну та вихідну напругу на кожному з портів

Розуміння фізичного змісту коефіцієнтів розсіювання в (2.2) може бути досягнуто шляхом розгляду випадку, коли джерело напруги прикладене до порту 1, а імпеданс порту 2 узгоджений відповідним чином, щоб уникнути будь-яких відбиттів. Заданих умов  $V_2^{in} = 0, V_1^{out} = S_{11}$

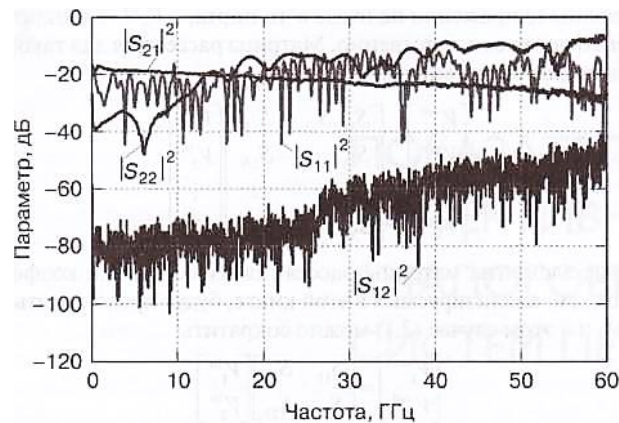
<sup>2</sup>Як широко відомо, у вітчизняній та зарубіжній науковій та учбовій літературі, пов'язаний з теорією лінійних колоїв, існує термінологічна відмінність у визначенні входів та виходів багатополіусника: у вітчизняній - як полюси, а в зарубіжній - як порти, кожен з яких містить два полюси. Щоб уникнути плутанини нижче буде використано зарубіжне визначення.

$V_1^{in}$  и  $V_2^{out} = S_{21}V_1^{in}$ . Отже, елемент матриці розсіювання  $S_{11}$  можна трактувати як коефіцієнт відбиття порту 1, якщо порт 2 з'єднаний з узгодженим навантаженням. Аналогічно міркуючи, параметр  $S_{21}$  є коефіцієнтом передачі від порту 1 до порту 2, якщо порт 2 сполучений з узгодженим навантаженням. Подібний аналіз може бути застосований в зворотному порядку для визначення того, що  $S_{22}$  - це коефіцієнт відбиття для порту 2 і що  $S_{12}$  - це коефіцієнт передачі від порту 2 до порту 1 відповідно; у обох випадках до порту 1 приєднано узгоджене навантаження. Коефіцієнт РЧ-підсилення по потужності в каналі від порту 1 до порту 2 пов'язаний з параметром  $S_{21}$  наступним чином:

$$g \equiv \frac{P_{out}}{P_{in}} = |S_{21}|^2 \quad (2.3)$$

Очевидно, що в (2.3) параметр  $g$  визначається як відношення середньої вихідної потужності до середньої вхідної потужності:  $P_{out} = |V_2^{out}|^2 / (2Z_2)$  та  $P_{in} = |V_1^{out}|^2 / (2Z_1)$ , де  $Z_1, Z_2$  – імпеданс порту 1 або порту 2 відповідно ( $Z_1=Z_2$  в наслідок раніше згаданих умов узгоджування імпедансів). Для того, щоб уникнути широкого розбігу вимірюваних величин, в мікрохвильовій техніці найчастіше використовується логарифмічна шкала, при цьому загальноприйнятою одиницею виміру є децибел, позначається як дБ і ґрунтується на відношенні потужностей як  $10^{0,1}$  [2.3]. Таким чином, у більшості прикладів РЧ-коефіцієнт підсилення  $G=10\lg(g)$ , визначатиметься в дБ на відміну від коефіцієнта  $g$  який визначається в лінійних одиницях. Крім того, параметр  $G$  зазвичай специфікується для малосигнального режиму роботи, який узгоджується з визначенням матриці розсіювання, введеним для лінійного кола. Елементи матриці розсіювання (S-параметри) для РЧ-компоненту або системи зазвичай вимірюються у функції від частоти за допомогою векторного аналізатора кіл (див, приклад, [2.4]). Результати таких вимірювань, виконаних у волоконно-оптичній лінії з використанням

приладу N5247A фірми Agilent, показані на рис. 2.2. Волоконно-оптична лінія являла собою послідовний ланцюжок лазер–модулятор–фотодіод. На цьому рисунку чітко видно сильна частотна залежність представлених даних, що підкреслює необхідність визначення характеристик НВЧ-систем у функції від частоти.



**Рис. 2.2.** Результати виміру квадратів коефіцієнтів розсіювання для аналогової ВОСП у функції від частоти

На рисунку показані: втрати від входу до виходу ( $|S_{21}|^2$ ), діелектрик між виходом і входом ( $|S_{12}|^2$ ), квадрат коефіцієнта відбиття по входу модулятора ( $|S_{11}|^2$ ), квадрат коефіцієнта відбиття по виходу фотодіода ( $|S_{22}|^2$ ). Кожна крива побудована по точці з рівномірним кроком.

Параметр  $|S_{21}|^2$  на рис. 2.2, показаний на графіку в дБ та еквівалентний  $G$ , має негативне значення уздовж усієї шкали вимірів ( $g < 1$ ), що вказує на наявність втрат. Частотна залежність елементів  $S_{11}$  і  $S_{22}$  показує періодичні максимуми та нулі, що очікувано для відбиття (аналізатор колоїв відкалібрований на величину імпедансу 50 Ом на обох портах), кількісно визначаючи коефіцієнти відбиття електрооптичного модулятора та фотодіода відповідно. Нарешті, елемент  $S_{12}$  на рис. 2.2 є результатом виміру рівня власних шумів аналізатора кіл, оскільки фотодіод не може передати РЧ-сигнал назад по ВОСП, так само як і

модулятор не в змозі демодулювати оптичний сигнал, що переносить РЧ-інформацію.

$$V = \sqrt{4k_B T R B}, \quad (2.4)$$

де  $k_B$  – постійна Больцмана, а  $B$  – смуга частот, в якій виконувалось вимірювання напруги. Потужність теплового шуму, що передається від вхідного навантаження до вихідного порту, визначається в припущенні кола, що складається з двох паралельних опорів. Як описано в [2.7], тепловий розігрів резистора у паралельному колі з другим узгодженим резистором є причиною виникнення струму в узгодженому резисторі  $I=V/(2R)$ , де  $V$  визначено в (2.4). Іншими словами, струм, пов'язаний з падінням напруги на резисторі (див. (2.4)), ділиться навпіл між двома рівними опорами в паралельному кіл. Отже, середня потужність, що виділяється на кожному з двох опорів при тепловій рівновазі, дорівнює:

$$P_{th} = I^2 R = \frac{V^2}{4R} k_B T B. \quad (2.5)$$

Помноживши (2.5) на  $g$ , а потім нормуючи на одиничну смугу пропускання відповідно до раніше даного визначення, приходимо до наступного вигляду фактора шуму:

$$F \equiv \frac{N_{out}}{g k_B T_s}, \quad (2.6)$$

де  $T_s = 290$ ,  $K = 17^\circ$ ,  $C = 62^\circ$ ,  $F$  – стандартна шумова температура. Фактор шуму часто визначається в дБ, називаючись при цьому коефіцієнтом шуму:

$$NF[\text{дБ}] = 10\log(F) = 174 + N_{out}[\text{дБм/Гц}] - G[\text{дБ}], \quad (2.7)$$

де дБм/Гц – одиниця виміру, що представляє в децибельній шкалі відношення спектральної густини потужності (СГП) до 1 мВт, причому СГП теплового шуму дорівнює  $10\log(k_B T_s) = -174$  дБм/Гц. При тепловому шумі як мінімально можливому шумовому рівні допустимі діапазони визначеного вище чинника шуму та коефіцієнта шуму відповідають  $F \geq 1$  і  $NF \geq 0$  дБ.

Альтернативне, але еквівалентне формулювання фактору шуму полягає в тому, що це відношення величин вхідного сигналу до шуму (SNR) до вихідного, узятє для межі по тепловому шуму на вході при  $T_s$ . Математично це може бути записано як:

$$F = \frac{SNR_{in.th}}{SNR_{out}}, \quad (2.8)$$

де  $SNR_{in.th} = P_{in}/(k_B T_s B)$  та  $SNR_{out} = P_{out}/(N_{out} B)$ . Підставляючи ці значення в (2.8) з умовами, згаданими раніше, й використовуючи співвідношення (2.3), можна отримати (2.6). За допомогою (2.6) можна вивести рекомендації для вимірювання коефіцієнту шуму. До входу тестованого пристрою приєднується крайове навантаження, опір якого збігається з вхідним опором пристрою при температурі 290 К, і проводиться вимір  $N_{out}$ . Також вимірявши  $g$ , можна за допомогою (2.6) розрахувати величину  $F$ . Вимірювання коефіцієнту шуму можуть бути виконані за допомогою різного тестового обладнання, включаючи аналізатор коефіцієнту шуму, аналізатор спектру, аналізатор колоїв, установку для випробування шумових параметрів, вимірювач потужності, вольтметр середньоквадратичних значень [2.8]. Результат такого роду вимірювань показаний на рис. 2.3. Дані на цьому рисунку представляють NF як функцію частоти для кращих сучасних волоконно-оптичних ліній передачі [2.9]. Ці дані були отримані за допомогою аналізатора коефіцієнта шуму (HP8970B), вони підкреслюють частотну залежність таких вимірювань<sup>3</sup>.

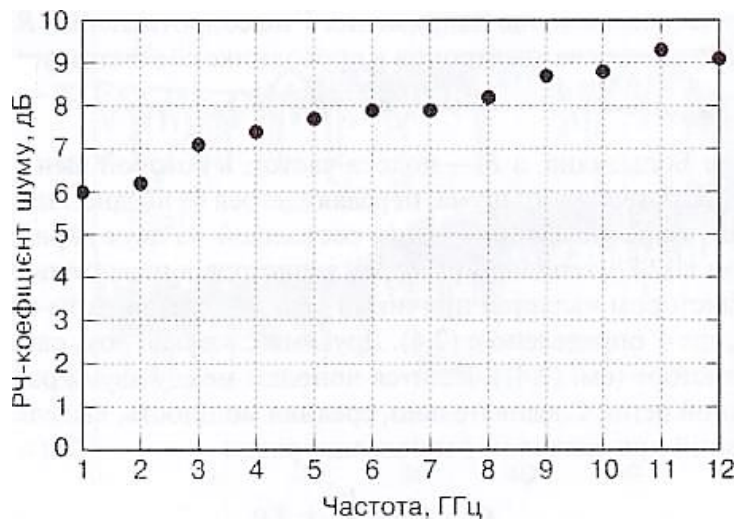
Як приклад корисності параметра  $F$  оцінимо мінімально виявлений сигнал (MDS) для радіочастотного приймача. Іноді параметр MDS визначається як чутливість і здебільшого застосовується для приймача, але іноді також використовується для опису компонентів на вході приймального пристрою. MDS визначається наступним чином:

---

<sup>3</sup> Це наближення справедливо в мікрохвильовому діапазоні при стандартній шумовій температурі 290 К; розділ 3.2 для ознайомлення з деталями.

$$MDS = Fk_B T_s B(SNR_{min}) \quad (2.9)$$

де  $SNR_{min}$  – це мінімальне значення SNR, необхідне для виявлення сигналу приймачем; воно іноді називається «запасом по чутливості». На практиці приймачі можуть бути охолоджені до температури  $T \ll T_s$ , наприклад в радіоастрономії [2.10]. В цьому випадку реальне значення MDS буде менше, ніж це передбачено за допомогою (2.9).



**Рис.2.3.** Вимірний РЧ-коефіцієнт шуму як функція частоти для аналогової волоконно-оптичної лінії [2.9]

## 2.2. Динамічний діапазон

До цього моменту ми описували лише лінійні системи. Однак РЧ системи не можна вважати повністю лінійними. У наведеному нижче розділі буде продемонстровано як використовувати розкладання в ряд Тейлора для розрахунку слабких нелінійностей в термінах компресії, гармонійних спотворень та інтермодуляційних спотворень (ІМС). Для опису найбільш важливих ефектів визначені два поняття динамічного діапазону. Динамічний діапазон по компресії підсилення (CDR) зв'язаний з



компресією коефіцієнта підсилення і визначається для одночастотного вхідного сигналу, а динамічний діапазон перешкод (SFDR) має справу з викликаними нелінійністю небажаними частотними компонентами і визначається в термінах двочастотного вхідного сигналу.

### 2.2.1. Динамічний діапазон по компресії підсилення

Розкладання в показниковий ряд є корисним інструментом аналізу нелінійних систем збуджених слабким сигналом. Для опису нелінійних колоїв традиційно використовується розкладання в ряд Тейлора. У загальному вигляді розкладання в ряд Тейлора для функції  $f(x)$  виглядає наступним чином [2.11]:

$$f(x) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(x-a)^m}{m!} \left. \frac{d^m f}{dx^m} \right|_{x=a} \quad (2.10)$$

При аналізі схем у точках  $x=a$ , в якій обчислюється похідна в (2.10), зазвичай є точкою зміщення для пристрою. Застосування ряду Тейлора обмежується випадком малосигнального збудження. Подальше обмеження пов'язане з відсутністю пам'яті в нелінійних системах, це означає, що сигнал на виході залежить від сигналу на вході в той самий момент часу<sup>1</sup>. Крім того, хоча розкладання в степеневий ряд зазвичай використовують для опису нелінійності амплітудної характеристики, його також можна використати для аналізу фазової нелінійності [2.15]. У цьому підрозділі для простоти розглянемо тільки нелінійність амплітудної характеристики.

Лінійність узагальненого кола може бути проаналізована шляхом представлення вихідної напруги ( $V_{out}$ ) у вигляді ряду Тейлора від вхідної напруги ( $V_{in}$ ):

$$V_{out}(V_{in}) = a_0 + a_1(V_{in} - V_b) + a_2(V_{in} - V_b)^2 + a_3(V_{in} - V_b)^3 + \dots \quad (2.11)$$

де  $V_b$  – напруга зміщення.

Коефіцієнти в (2.11) визначаються з (2.10) таким чином для  $a_0 = V_{out}(V_b)$ .

Відносно проста міра лінійності аналогового компонента або системи – це відгук на поодинокі гармонійне спотворення. Така одночастотна перевірка може бути розрахована підстановкою в (2.11) вхідного сигналу у формі  $V_{in}(t) = V_b + V \sin(\Omega t)$ , де  $f = \frac{\Omega}{(2\pi)}$  – основна частота. Після декількох перетворень та використання стандартної тригонометричної тотожності підсумковий вираз виглядає таким чином:

$$V_{out} = \left(a_0 + \frac{a_2 V^2}{2}\right) + \left(a_1 V + \frac{3a_3 V^3}{4}\right) \sin(\Omega t) - \frac{a_2 V^2}{2} \cos(2\Omega t) - \frac{3a_3 V^3}{4} \sin(3\Omega t) + \dots \quad (2.12)$$

Вираз (2.12) має постійний неосцилюючий член і члени на основній частоті вхідного сигналу та її гармоніках. Для однооктавних систем (найвища частота менш ніж в два рази більше за найнижчу) гармонійні спотворення не є важливою проблемою. Проте нелінійний відгук на основній частоті виникає при  $a_3 \neq 0$ , що зазвичай призводить до компресії вихідного сигналу, якщо коефіцієнти  $a_1$  і  $a_3$  мають протилежний знак.

Важливим показником, який часто визначається в ході одночастотних випробувань, є CDR. Значення цього параметра в дБ по рівню  $x$  ( $CDR_{xдБ}$ ) визначається як діапазон вхідної потужності, в якому сигнал перевищує рівень мінімального шуму на виході, при цьому вихідна потужність випробовує стискання на  $x$ -дБ або менш відносно лінійного відгуку.

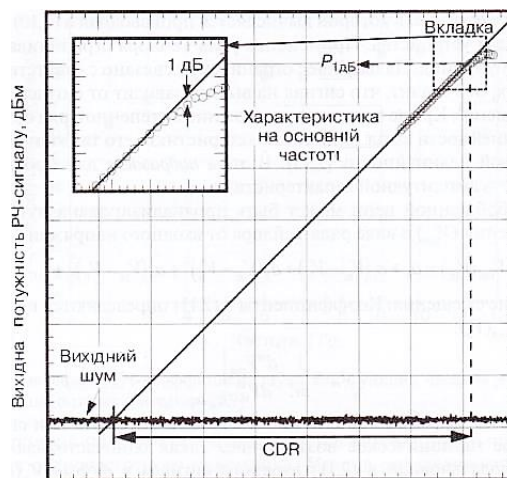
Математично

$$CDR_{xдБ} = \frac{P_{xдБ} 10^{\frac{x}{10}}}{N_{outB}} \quad (2.13)$$

де  $P_{xдБ}$  – вихідна потужність при стисканні на  $x$ -дБ. Зазвичай в специфікаціях використовується компресія на 1 дБ (іноді називається лінійним динамічним діапазоном).

Визначення  $CDR_{1дБ}$  вимагає виміру відгуку на основній частоті

пристрою, що випробовується, і вихідного рівня шуму. Відгук на основній частоті може бути отриманий за допомогою аналізатора колоїв або ж генератора сигналів та аналізатора РЧ- спектру. Вихідний рівень шуму може бути вимірний різними способами: їх перелік був приведений вище у зв'язку з виміром NF. На рис. 2.4 в ілюстративних цілях показано графічне визначення  $CDR_{1дБ}$  на основі нормованих даних виміру для волоконно-оптичної лінії передачі.



**Рис. 2.4.** Графічне визначення динамічного діапазону компресії підсилення (CDR) в термінах вихідної потужності при стисканні на 1дБ ( $P_{1дБ}$ ) та вихідної шумової потужності

Характеристика лінії на основній частоті порівнюється з лінійним відгуком і вихідна потужність  $P_{1дБ}$  визначається в точці, де виміряна характеристика на 1 дБ менше лінійного відгуку. Якщо графік побудований в дБм (див. рис. 2.4) значення CDR 1дБ може бути виражено в дБ за допомогою (2.14)<sup>4</sup>:

$$CDR_{1дБ} [дБ] = P_{1дБ} [дБм] + 1 - N_{out} \left[ \frac{дБм}{Гц} \right] - 10 \log(B [Гц]).$$

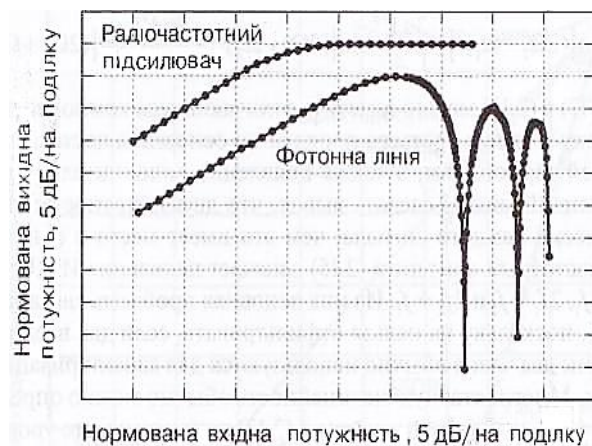
У цьому виразі зроблені допущення, що повна потужність шуму в

<sup>4</sup>Ряди Вольтерра як альтернативний метод, здатний оперувати нелінійними системами з пам'яттю, вперше застосовані до нелінійних колоїв в [2.12]. Пізніше були опубліковані основні статті по рядах Вольтерра для подібних застосувань [2.13], [2.14]

смузі  $B$  не залежить від частоти і що характеристика лінійна в усій смузі  $B$  в діапазоні від мінімального рівня шуму до номінального рівня  $P_{1\text{дБ}}$ . Приймаючи такі допущення, часто зручно нормувати  $\text{CDR}_{1\text{дБ}}$  до значення  $B=1$  Гц, встановлюючи одиниці виміру [ $\text{с}^{-1}$ ] чи [дБ·Гц], які можуть бути отримані, якщо безрозмірну величину  $\text{CDR}_{1\text{дБ}}$  розділити на величину смуги пропускання.

Кружки - це нормовані дані, виміряні у фотонній лінії, суцільна лінія має нахил 1:1. На вставці представлено збільшене зображення поблизу 1 дБ точки компресії, що показує відхилення на 1 дБ між лінійним відгуком та виміряними даними.

На рис. 2.5 наведені нормовані одночастотні характеристики передачі електронного РЧ-підсилювача та радіофотонної лінії.



**Рис. 2.5.** Виміряні нормовані характеристики передачі фотонної лінії та радіочастотного підсилювача на частоті 1 ГГц, що демонструють істотно відмінну поведінку в режимі компресії

Їх поведінка за межами лінійного режиму та в режимі сильної компресії абсолютно різна. Радіочастотний підсилювач після компресії плавно насичується до максимальної вихідної потужності. Насичення підсилення на основній частоті призводить до того, що вихідна потужність на даній частоті практично залишається незмінною. Збільшення

РЧ-потужності в цьому випадку призводить до появи нових спектральних компонент (гармонік) на виході підсилювача внаслідок його нелінійності. Характеристика радіофотонної лінії передачі в режимі компресії докорінно відрізняється, демонструючи по мірі збільшення вхідної потужності максимуми та мінімуми на основній частоті, що чергуються. Цей режим дуже рідко досягається в РЧ-системах, оскільки коефіцієнт передачі по потужності в цьому випадку досить низький. Проте криві на рис. 2.5 зображають той факт, що показники режиму компресії можуть сильно змінюватися для різних компонентів або систем, особливо в умовах сильної компресії.

Радіочастотні компоненти й системи зазвичай функціонують нижче точки  $P_{1дБ}$  в цьому випадку параметр  $CDR_{1дБ}$  адекватно визначає динамічний діапазон по характеристиці на основній частоті. Гармонійні спотворення при поданні одночастотного сигналу є проблемою в тому сенсі, що в спектрі з'являються обумовлені нелінійністю складові, які спочатку відсутні на вході. Якщо рівень спотворень недопустимий, паразитні сигнали, що виникають із-за гармонійних спотворень, можна зменшити, роблячи робочий динамічний діапазон нижче заданого значення  $CDR_{1дБ}$ . Гармонійні спотворення головним чином є проблемою у багатооктавних системах (де найбільша частота значно більша, чим подвоєне значення мінімальної частоти), але нелінійності, коли на вході є присутнім більш ніж один сигнал, також створюють ІМС. Інтермодуляційні спотворення, які мають сильний вплив в однооктавних системах, є головною проблемою, що описується в наступному підрозділі.

На рисунку суцільними лініями продемонстрована інтерполяція між вимірними даними.

### 2.2.2. Динамічний діапазон по завадам

Одночастотна методика вимірювань, розглянута в попередньому підрозділі, кількісно характеризує нелінійну систему в наближенні ряду Тейлора. Одночастотне випробовування широко використовується для визначення відгуку на основній частоті і величині параметра  $CDR_{1дБ}$ .

Вимір відгуків на гармоніках основної частоти дозволяє визначити коефіцієнти (2.13), а знаючи ці коефіцієнти і, враховуючи обмеження в застосуванні розкладання в ряд Тейлора, можна розрахувати вихідний сигнал для довільного вхідного сигналу. Проте на практиці одночастотна методика рідко використовується для визначення відгуку, викликаного спотвореннями, із-за багатооктавного розташування гармонійних спотворень.

Наприклад, визначення коефіцієнтів другого та третього порядків в (2.13) для тестованого 40 ГГц пристрою вимагатиме вимірювання характеристик вихідної потужності на частотах 80 та 120 ГГц відповідно. Навпаки, загальноприйнятий метод для визначення лінійності системи - це метод збудження двома синусоїдами з рівними амплітудами і близько розташованими частотами. Такий двочастотний тест призведе до появи ІМС, що буде описано далі.

Вважаючи, що на вході нелінійного кола, описаного в (2.11), діє сигнал у формі  $V_{in}(t) = V_b + V\sin(\Omega_1 t) + V\sin(\Omega_2 t)$ , виконаємо розкладання сигналу на виході в ряд Тейлора:

$$\begin{aligned} V_{out} = & (a_0 + a_2 V^2) + \left( a_1 V + \frac{9a_3 V^3}{4} \right) \sin(\Omega_1 t) + \\ & + \left( a_1 V + \frac{9a_3 V^3}{4} \right) \sin(\Omega_2 t) - \frac{a_2 V^2}{2} \cos(2\Omega_1 t) - \\ & - \frac{a_2 V^2}{2} \cos(2\Omega_2 t) + a_2 V^2 \cos[(\Omega_1 - \Omega_2)t] - a_2 V^2 \cos[(\Omega_1 + \Omega_2)t] - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{a_3 V^3}{4} \sin(3\Omega_1 t) - \frac{a_3 V^3}{4} \sin(3\Omega_2 t) + \frac{3a_3 V^3}{4} \sin[(2\Omega_1 - \Omega_2)t] + \\
& + \frac{3a_3 V^3}{4} \sin[(2\Omega_2 - \Omega_1)t] - \frac{3a_3 V^3}{4} \sin[(2\Omega_1 + \Omega_2)t] - \\
& - \frac{3a_3 V^3}{4} \sin[(2\Omega_2 + \Omega_1)t] + \dots
\end{aligned} \tag{2.14}$$

Порівняно з (2.12) в (2.14) можна помітити відмінні компоненти другого порядку по постійному струму і члени третього порядку за основними частотам, ті ж амплітуди по другій та третій гармоніках, а також появу додаткового частотного контенту. З цих відмінностей можна зробити висновок, що двочастотний вплив призводить до меншої компресії кожного сигналу, ніж це має місце в одночастотному методі. Додатковий частотний контент в (2.14) означає появу ІМС на частотах:  $f_1 - f_2, f_2 + f_1, 2f_1 - f_2, 2f_2 - f_1, 2f_1 + f_2$  та  $2f_2 + f_1$ . Із них основна проблема пов'язана з ІМС на частотах  $2f_1 - f_2$  і  $2f_2 - f_1$  так як їх неможливо відфільтрувати, якщо два вхідних сигнали мають близькі частоти. Ці два члени зазвичай використовуються для характеристики лінійності однооктавних систем. Багатооктавну нелінійність зазвичай можна визначити з допомогою ІМС з частотами  $f_1 - f_2$  та  $f_2 + f_1$ . Порівняння з (2.12) показує, що рівень ІМС другого порядку в два рази більше (по напрузі), ніж рівень другої гармоніки. Також рівень ІМС третього порядку в (2.14) в три рази більше, ніж рівень третьої гармоніки.

Отже, двочастотне випробування дозволяє шляхом проведення вимірів на частотах, близьких до основних, визначати коефіцієнти третього порядку розкладання в ряд Тейлора. Проте двочастотний сигнал необов'язково є зразком сигналу, який може бути зустрінутий на практиці. Тому іноді бажано використати сигнали з ширшим спектральним контентом. Наприклад, в [2.15] представлені результати для тричастотного випробування та шумового сигналу на вході (включаючи фазові нелінійності). Багаточастотні ( $\geq 3$ ) сигнали аналізувалися в різних роботах.

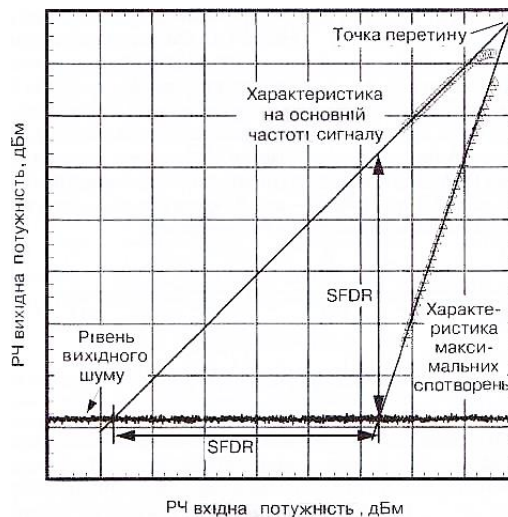
Подальше обговорення, що стосується характеристики спотворень, дане в розділі 4. У частині цього підрозділу, що залишилася, будуть розглянуті спотворення в термінах так званих точок перетину: концепції, яка може бути застосована до багатьох типів тестових сигналів. Конкретні приклади в основному акцентовані на двочастотне збудження, оскільки цей спосіб тестування залишається поширеним для виміру нелінійності в мікрохвильовій фотоніці.

Дія нових частот, що створюються із-за нелінійності, часто кількісно визначається за допомогою SFDR. Цей параметр може бути визначений як діапазон вхідної потужності (чи вихідної потужності), в якому вихідний сигнал вище за мінімальний рівень шуму на виході і при цьому усі паразитні сигнали (перешкоди) менші або дорівнюють мінімальному рівню шуму на виході приладу. Як альтернатива, параметр SFDR може бути визначений як величина, рівна вихідному SNR, за умови, що вихідний SNR еквівалентний відношенню потужності сигналу на основній частоті до найбільшого рівня перешкод. При розгляді ІМС відношення сигналу основної частоти до паразитних сигналів часто називається відношенням носійних до інтермодуляційних спотворень (CIR). На рис. 2.6 графічно представлено параметр SFDR, який визначається на базі залежності від вхідної РЧ-потужності вихідної потужності на основній частоті та супутніх їй спотворень.

При використанні для такого графіка шкали в дБ, малосигнальна характеристика на основній частоті матиме нахил 1:1, тоді як характеристика спотворень  $n$ -го порядку в малосигнальному наближенні нахил  $-1:n$ . Як видно з рис. 2.6, SFDR досить чітко відповідає вищезгаданому визначенню. Характеристики по основній частоті та спотворенням або вимірюються до мінімального рівня шуму, або, як показано на рис. 2.6, екстраполюються до його рівня. Зворотне екстраполювання від цих вимірів, що утворюють власне впорядковану



малосигнальну характеристику, до мінімального рівня шуму припускає, що вид цієї характеристики зберігається в діапазоні вхідних потужностей, починаючи від останньої вимірної точки та закінчуючи мінімальним рівнем шуму. Зазвичай це безпомилкове твердження, але деякі приклади, дані в наступних розділах, демонструють, що це не завжди так.



**Рис.2.6.** Визначення динамічного діапазону за перешкодами (SFDR) та параметра «точка перетину»

Суцільні лінії – це екстраполяція в подвійному логарифмічному масштабі лінійної залежності по основній частоті з нахилом 1:1 і характеристики максимальних спотворень з нахилом 1:n, де n-порядок максимальних спотворень.

Вихідна точка перетину n-го порядку ( $OIP_n$ ) є зручним показником для визначення SFDR n-го порядку. Як показано на рис. 2.6,  $OIP_n$  – це вихідна потужність в точці перетину екстрапольованих малосигнальних відгуків по основній частоті та спотворенням n-го порядку. Відмітимо, що  $OIP_n$  – це умовна, практично не досяжна вихідна потужність. Виразимо SFDR n-го порядку через  $OIP_n$  як:

$$SFDR_n = \left( \frac{OIP_n}{N_{outB}} \right)^{\frac{n-1}{n}} \quad (2.15)$$

Рівняння (2.16) часто представляється в логарифмічній формі як:

$$SFDR_n[\text{дБ}] = \frac{n-1}{n} \left\{ OIP_n[\text{дБм}] - N_{out} \left[ \frac{\text{дБм}}{\text{Гц}} \right] - 10 \log(B[\text{Гц}]) \right\} \quad (2.16)$$

В рівнянні (2.16) та (2.17) SFDR – безрозмірна величина. Тим не менш, ці два вирази нормуються в полосі 1 Гц, даний параметр отримують в одиницях  $\left[ \text{Гц}^{\frac{n-1}{n}} \right]$  в (2.16) і  $\left[ \text{дБ} \cdot \text{Гц}^{\frac{n-1}{n}} \right]$  в (2.16). Основа для цієї дії полягає в тому, що безрозмірний SFDR<sub>n</sub> може бути отриманий для будь-якої *B*. Таке нормування має на увазі два допущення:

1) вихідна (чи вхідна) потужність, для якої був проведений аналіз, відноситься до малосигнального режиму, коли характеристика на основній частоті чисто лінійна, а спотворення *n*-го порядку залишаються того ж порядку і коли

2)  $N_{out}$  не залежить від частоти для усіх значень *B*.

Широко прийнятий алгоритм для визначення  $OIP_n$  – це вимір характеристик по основній частоті та по спотвореннях *n*-го порядку в широкому діапазоні вхідних потужностей в режимі малого сигналу, апроксимація виразів дана в дБм, прямі з нахилом 1:1 та 1:*n* і, нарешті, екстраполяція прямих до їх перетину. (Як вже згадувалось вище, ці прямі можна екстраполювати вниз до мінімального рівня шуму для того щоб знайти SFDR<sub>n</sub>. Проте показник  $OIP_n$  корисний при каскадуванні компонентів, як буде показано в розділі 2.3. Форма з перетином в загальній точці для рівняння прямих означає, що значення  $OIP_n$  може бути визначене на базі одного виміру. Це дійсно так, тільки якщо тестований пристрій або система має очікувані характеристики на основній частоті (лінійна) і внаслідок спотворень (*n*-го порядку). Незважаючи на те що тестування компонента або системи при одній вхідній потужності – не саме краще рішення, корисно розглянути вираз для «одно точкового» представлення  $OIP_n$ . Якщо вихідну потужність на основній частоті позначити як  $P_{\Omega}$ , а потужність спотворень *n*-го порядку - як  $P_n$ , коли обидва параметри

вимірюються при тій же вхідній потужності, то вираз для  $OIP_n$  набере вигляд:

$$OIP_n = \left( \frac{P_\Omega^n}{P_n} \right)^{\frac{1}{n-1}}. \quad (2.17)$$

В децибельній формі:

$$OIP_n[\text{дБ}] = \frac{1}{n-1} (n \cdot P_\Omega[\text{дБм}] - P_n[\text{дБм}]). \quad (2.18)$$

Рівняння (2.17) та (2.18) також вірні тільки в режимі малого сигналу. З (2.17) та (2.18) можна зробити надзвичайно корисне спостереження відносно гармонік та ІМС. Як було відмічено в обговоренні, що йде за (2.14), для малосигнального режиму ІМС другого порядку в два рази більше (по напрузі), ніж спотворення на другій гармоніці, і аналогічно ІМС третього порядку в три рази більше по напрузі спотворень на третій гармоніці. Це загальний висновок для системи, яка може бути описана за допомогою розкладання в ряд Тейлора (див. (2.11) з попередніми обмеженнями). Отже, ІМС другого порядку в чотири рази більше (приблизно на 6 дБ) по потужності, чим спотворення на частоті другої гармоніки, а ІМС третього порядку в дев'ять разів більше по потужності, чим спотворення на частоті третьої гармоніки. Застосовуючи цей взаємозв'язок до (2.17) та (2.18), можна підрахувати, що  $OIP_2$  по гармоніках в чотири рази більше (приблизно на 6 дБ), ніж по ІМС, а  $OIP_3$  по гармоніках в три рази більше (за напругою):

$$IP_n = \frac{OIP_n}{g}. \quad (2.19)$$

Тоді  $SFDR_n$  можна виразити через  $IP_n$  шляхом підстановки (2.19) в (2.15) і з використанням визначення чинника шуму. (2.6):

$$SFDR_n = \left( \frac{IP_n}{Fk_B T_s B} \right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (2.20)$$

Або в децибельній формі:

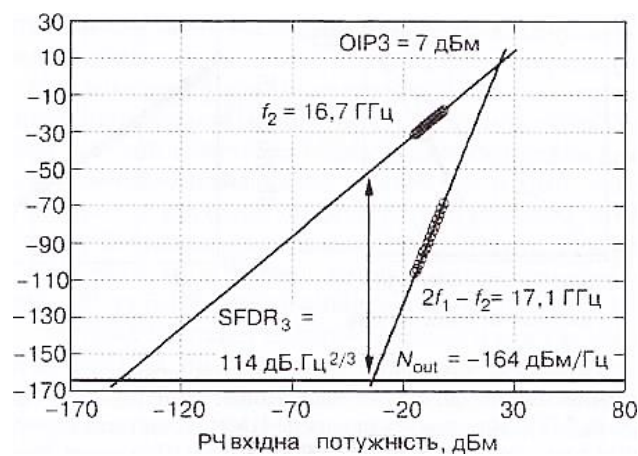
$$SFDR_n[\text{дБ}] = \frac{n-1}{n} \{174 + IP_n[\text{дБм}] - NF[\text{дБ}] - 10 \log(B[\text{Гц}])\}. \quad (2.21)$$

Нарешті, третій вираз для параметра  $SFDR_n$  можна виразити через відношення несуча/спотворення на виході, вхідну потужність на основній частоті  $P_{\Omega}^{in}$  та параметр MDS (2.9):

$$SFDR_n = \left(\frac{P_{\Omega}}{P_n}\right)^{\frac{1}{n}} \left(\frac{P_{\Omega}^{in} SNR_{min}}{MDS}\right)^{\frac{n-1}{n}} \quad (2.22)$$

Рівняння (2.15) та (2.20) зазвичай використовуються в мікрохвильовій фотоніці, але й (2.22) також виявляється корисним, коли ми маємо справу з приймальними системами. Показники ефективності SFDR та OIP, що знайшли широке застосування з відповідними індексами, якнайкраще описуються на базі аналізу отриманих експериментальних даних.

На рис. 2.7 наведені експериментальні дані для розглянутої у розділі 6 волоконно-оптичної лінії передачі.



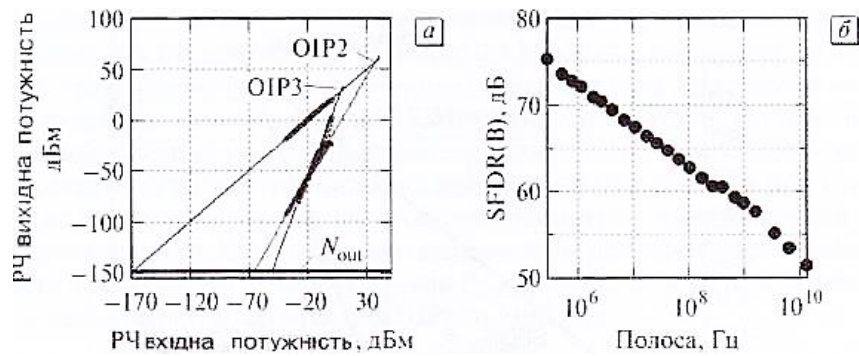
**Рис. 2.7.** Результати виміру обмеженого спотвореннями третього порядку динамічного діапазону по перешкодах

При правильному зміщенні модулятора дана лінія, що збуджується двочастотним сигналом, обмежена ІМС третього порядку. Зокрема на тестових частотах 16,7 та 16,9 ГГц, що формують ІМС на частотах 17,1 і 16,5 ГГц, OIP<sub>3</sub> = 7 дБм. При вимірюваному мінімальному рівні шуму – 164 дБм/Гц рівняння (2.17) дає  $SFDR_3 = 114$  дБ в смузі 1 Гц. Ця конкретна

лінія є прикладом багатооктавної системи, яка зберігає обмеження по третьому порядку. Такі характеристики зазвичай не виходять для мікрохвильової техніки і є безперечною перевагою волоконно-оптичних ліній даного типу, оскільки НВЧ-компоненти та системи зазвичай характеризуються нелінійностями як парного, так і непарного порядків.

Результати виміру обмеженого спотвореннями третього порядку динамічного діапазону по перешкодах, що становить  $114 \text{ дБ} \cdot \text{Гц}^{(2/3)}$  для фотонної лінії, отримані двочастотним методом при поданні на вхід двох сигналів однакової амплітуди з частотами  $f_1=16.9$  та  $f_2=16.7 \text{ ГГц}$ . Максимальні спотворення знаходиться ІМС третього порядку на частотах  $2f_1-f_2$  та  $(2 f_2 - f_1)$ . Вихідна точка перетину третього порядку ( $OIP_3$ ) дорівнює  $7 \text{ дБм}$ , а виміряна СПМШ на виході  $N_{out} = -164 \frac{\text{дБм}}{\text{Гц}}$ .

На рис.2.8 а наведені значення ІМС другого та третього порядків, виміряні для широкосмугового РЧ-підсилювача (смуга пропускання  $2-18 \text{ ГГц}$ ). Відзначимо, по-перше, що при вхідному сигналі, більш ніж  $-20 \text{ дБм}$ , обидва результати вимірювання спотворень відхиляються від прямих належного порядку (нахил  $1:2$  і  $1:3$  відповідно для спотворень другого й третього порядків), і це повинно прийматися до уваги при визначенні відповідних точок перетину. Вважаючи, що вхідна потужність підсилювача знаходиться нижче значення  $-20 \text{ дБм}$ , виміряні  $OIP_2 = 58 \text{ дБм}$  та  $OIP_3 = 29 \text{ дБм}$  можна використовувати для розрахунку SFDR. З виміряним  $N_{out} = -148 \frac{\text{дБм}}{\text{Гц}}$  та нормуванням при  $B=1 \text{ Гц}$  ці точки перетину дають результат  $SFDR_2 = 103 \text{ дБ} \cdot \text{Гц}^{\frac{1}{2}}$  і  $SFDR_3 = 118 \text{ дБ} \cdot \text{Гц}^{\frac{2}{3}}$ . Параметр  $SFDR_3$  визначатиме однооктавну характеристику підсилювача, але багатооктавний SFDR вимагає подальшого аналізу. Зрозуміло, що ІМС другого порядку будуть домінувати при  $B = 1 \text{ Гц}$ , оскільки ці спотворення найближчі до рівня шуму в смузі  $1 \text{ Гц}$ . Однак на практиці смуга пропускання системи може бути значно ширше.



**Рис. 2.8.** а, б – Результати вимірювання характеристик спотворень РЧ-підсилювача при збудженні двома сигналами однакової амплітуди з відповідними частотами

На рис. 2.8 б показані значення SFDR ( $B$ ) в функції від смуги, отримані з використанням даних рис. 2.8 а. Відзначимо, що SFDR із рис. 2.8 а визначається як параметр CIR, коли ІМС в режимі найбільшої потужності на конкретній вихідній потужності сигналу основної частоти відповідає  $N_{out} \cdot B$ . Це ще одне формулювання для параметра SFDR: раніше він визначався рівним вихідному при однакових вихідних SNR та CIR.

При низьких вхідних потужностях SFDR обмежується ІМС другого порядку і крива SFDR ( $B$ ) показує нахил в  $-1/2$  в логарифмічному просторі (SFDR зменшується на 5 дБ на порядок збільшення частоти). По мірі збільшення вхідної потужності домінуючим стає ІМС третього порядку при цьому SFDR( $B$ ) має нахил в  $-2/3$  в логарифмічному масштабі ( $-6.67$  дБ/декада). На межі слабого сигналу графік SFDR ( $B$ ) має нахил  $(1-n)/n$ , де  $n$  - порядок спотворень. Як впливає з рис. 2.8 б, перехід від нахилу  $-1/2$  до  $-2/3$  (обмеження по другому та третьому порядках) виникає поблизу смуги шириною 1 ГГц.

Корисний вираз для аналізу даних, аналогічних показаним на рис. 2.8, може бути отримано при  $SFDR_n = SFDR_m$  та подальшому вирішенні щодо  $OIP_n$  ( $OIP_m$ ):

$$OIP_n = OIP_m \frac{[n(m-1)]}{[m(n-1)]} (N_{out} B)^{\frac{1+[n(1-m)]}{[m(1-n)]}} \quad (2.23)$$

Результати вимірювання характеристик спотворень РЧ-підсилювача

при збудженні двома сигналами однакової амплітуди з частотами  $f_1 = 16.9$  ГГц та  $f_2 = 16.7$  ГГц. Вимірювались продукти ІМС на частотах  $2f_2 - f_1$ ,  $2f_1 - f_2$ ,  $f_1 - f_2$ . Вихідна точка перетину третього порядку ( $OIP_3$ ) рівна 29 дБм, а вихідна точка перетину другого порядку ( $OIP_2$ ) равна 58 дБм. Відзначимо, що характеристики перешкод показують відхилення від прямої лінії поблизу верхнього краю даних вимірів. Вимірjana СПМШ по виходу ( $N_{out}$ ) дорівнює -148 дБм/Гц; б – розрахований на базі 2.8 а SFDR в функції від шумової смуги.

За допомогою (2.23) розраховується вихідна точка перетину  $n$ -го порядку, яка необхідна для збігу з величиною SFDR, що визначається вихідною точкою перетину  $m$ -го порядку для заданих  $N_{out}$  і  $B$ . Зокрема, порівнюючи найбільш розповсюджені параметри  $OIP_2$  та  $OIP_3$ , тобто коли  $n = 2$  і  $m = 3$ , рівняння (2.23) приймає вигляд:

$$OIP_2 = (OIP_3)^{\frac{4}{3}} (N_{out} B)^{\frac{-1}{3}} \quad (2.24)$$

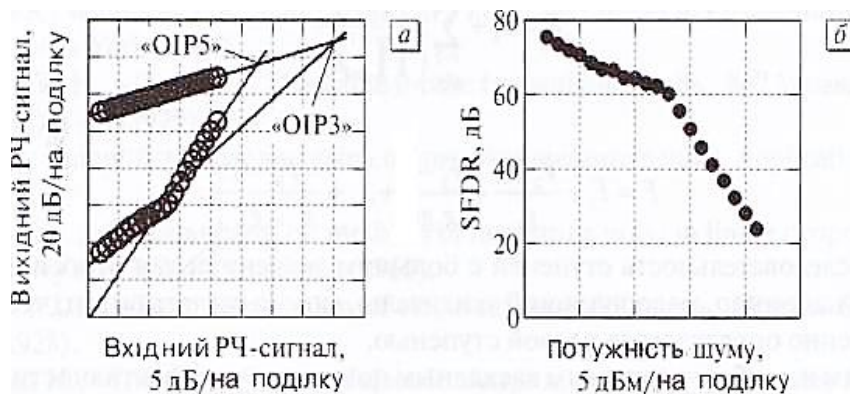
Це рівняння може бути записано в логарифмічній формі як:

$$OIP_2 [\text{дБм}] = \frac{4}{3} OIP_3 [\text{дБм}] - \frac{1}{3} N_{out} \left[ \frac{\text{дБм}}{\text{Гц}} \right] - \frac{10}{3} \log(B [\text{Гц}]). \quad (2.25)$$

Корисність (2.25) стає очевидною, коли воно застосовується до даних рис. 2.8. А саме підстановка в (2.25)  $OIP_2 = 29$  дБм,  $N_{out} = -148$  дБм/Гц та  $B = 1$  Гц дає результат у вигляді  $OIP_2 = 88$  дБм. Дана величина  $OIP_2$  в розглянутому РЧ-підсилювачі потрібна, щоб зберегти межу по спотворенням третього порядку для всіх  $B \geq 1$  Гц. Зрозуміло, параметр  $OIP_2$ , рівний 58 дБм, не задовольняє цій вимозі, тому в смузі більшої октави основний вплив створюється спотвореннями другого порядку. Більш корисна величина в даному випадку це  $B$ , при якій ІМС третього порядку буде більше, ніж ІМС другого порядку. Розв'язуючи (2.25) відносно  $B$  та підставляючи  $OIP_2 = 58$  дБм,  $OIP_3 = 29$  дБ,  $N_{out} = -148$  дБм/Гц отримуємо  $B = 1,0$  ГГц. Отже, для  $B \leq 1,0$  ГГц  $SFDR = 102$  дБ -  $(10/2)\log(B[\text{Гц}])$ , а для  $B \geq 1,0$  Гц

$SFDR = 118 \text{ дБ} - (20/3) \log(B[\text{Гц}])$ . Як вже було описано, це положення узгоджується з рис. 2.8 б.

Параметр  $OIP_n$  корисний і для раніше розглянутих типів аналізу, і для випадку каскадування компонентів, який буде описаний в розділі 2.4. Проте показник  $OIP_n$  іноді може бути неадекватним або навіть призводити до неправильних висновків при описі характеристик реальної системи. Такий приклад наведено на рис. 2.9 а, де представлені результати вимірювань для конкретної волоконно-оптичної лінії передачі [2.19]. У всьому діапазоні вхідної потужності, де вихідний сигнал на основній частоті лінійний з досить високою точністю (малосигнальний режим), нахил характеристики ІМС дорівнює 1:3 по логарифмічній шкалі в нижній частині діапазону, а потім, у міру збільшення вхідної потужності, крутизна характеристики збільшується до 1:5.



**Рис. 2.9.** а – Виміряні дані для лінеаризованої фотонної лінії передачі;  
 б - розрахований за даними рис.2.9 а SFDR зображений графічно як функція від довільної потужності шуму

Відзначимо, що зображені на рис. 2.9 спотворення, що показують таку поведінку, проявляються на тій же частоті. Ці два різних режими, які відповідають нелінійностям третього та п'ятого порядку, можуть бути описані параметрами  $OIP_3$  та  $OIP_5$ . Однак необхідно задати коректний діапазон вхідної потужності для кожного параметра  $OIP_n$ . Крім того, ні з



допомогою  $OIP_3$ , ні за допомогою  $OIP_5$  неможливо адекватно описати спотворення в діапазоні потужності, де відбувається перехід нахилу характеристики від 1:3 до 1:5. Нарешті, ці дані ілюструють ситуацію, в якій вимір в одній точці з подальшим розрахунком за допомогою (2.18) може бути вкрай невдалим. У таких випадках краще побудувати характеристику SFDR як функцію потужності шуму у всій смузі пропускання, використовуючи визначення, в якому SFDR дорівнює вихідному SNR при рівності вихідних SNR та CIR. Як впливає з рис. 2.9 б, цей варіант аналізу був застосований до даних рис. 2.9 а. Побудований як функція від довільної потужності шуму в дБм, SFDR в дБ має нахил 1:2, коли спотворення обмежені третім порядком, і 1: -4, коли обмежені п'ятим порядком. У загальному випадку в режимі малого сигналу нахил SFDR в дБ як функції від потужності шуму в дБм буде дорівнює  $1:(1-n)$ , де  $n$ -порядок спотворень.

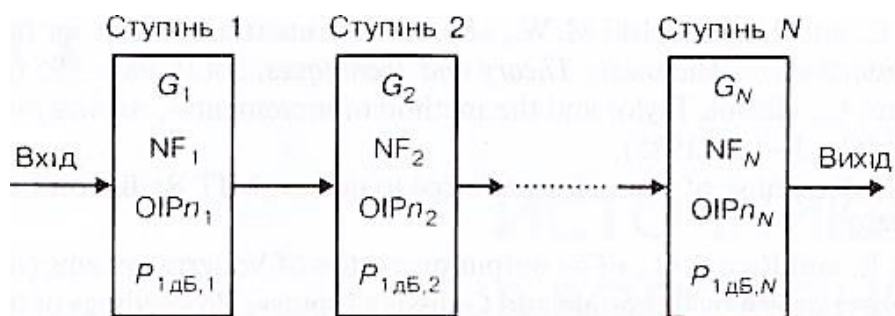
Показник SFDR може бути визначений декількома рівнозначними способами, з цього впливає, що вимірювання SFDR повинні бути різноманітні, але адекватні. Найбільш важливо бути впевненим, що вимірювальний прилад набагато більш лінійний, ніж система, що вимірюється. Одна з найбільш широко застосованих методик для визначення  $OIP_n$  полягає в використанні генераторів сигналів з високою фільтрацією і якісно відкаліброваного радіочастотного аналізатора спектра. За допомогою (2.15) можна точно розрахувати  $SFDR_n$  тільки тоді, коли  $N_{out}$  отримано одним з описаних вище способів.

Вираз (2.22) встановлює альтернативний метод, який, ймовірно, є більш загальним і, що важливо, не ґрунтується на  $OIP_n$ . Краща методика при обробці результатів вимірювань з визначенням SFDR полягає в тому, щоб надати якомога більше даних для розрахунку, оскільки, як показано в цьому розділі, сам математичний апарат і відповідні процедури можуть вводити в оману, якщо не підкріплюються експериментальними даними.

Виміряні дані для лінеаризованої фотонної лінії передачі, подібно описаної в [2.15] Показані характеристика на основній частоті при  $f_1 = 1.01$  Гц та ( $f_2 = 1.02$  ГГц) характеристика найбільш помітних інтермодуляційних спотворень при  $2f_1 - f_2 = 1.00$  ГГц. Хоча відзначені ОІР третього та п'ятого порядків, проте ні той ні інший параметр не можуть адекватно охарактеризувати ефективність роботи лінії.

### 2.3. Каскадний аналіз

До цього моменту РЧ показники ефективності були представлені для одиничних пристроїв або систем, що розглядаються як єдине ціле. Проте найчастіше потрібно визначити ефективність послідовного ряду компонентів, заданих їхніми індивідуальними показниками. Такий каскадний аналіз і буде предметом обговорення в цьому підрозділі. Структурна схема, показана на рис. 2.10, є послідовним каскадом із ступенів, де кожен ступінь має відомі  $g$ ,  $F$ ,  $OIP_n$  та  $P_{1дБ}$ .



**Рис.2.10.** Структурна схема каскаду з  $N$  ступенями, кожна з яких має відомий РЧ-коефіцієнт посилення ( $G$ ), РЧ-коефіцієнт шуму ( $NF$ ), вихідну точку перетину  $n$ -го порядку ( $OIP_n$ ) та вихідну потужність при 1-дБ компресії ( $P_{1дБ}$ )

Нижче передбачається, що на кожному рівні імпеданс узгоджений на вході і на виході і кожен ступінь працює в малосигнальному режимі. Найпростіший показник для каскаду з узгодженими імпедансами – це коефіцієнт підсилення. Каскадний коефіцієнт підсилення представляє собою добуток індивідуальних коефіцієнтів підсилення:

$$g = \prod_{p=1}^N g_p , \quad (2.26)$$

де передбачається, що всі ступені працюють в лінійному режимі. З такими ж припущеннями каскадний коефіцієнт підсилення в дБ – це сума індивідуальних коефіцієнтів підсилення:

$$G[\text{дБ}] = \sum_{i=1}^N G_i[\text{дБ}] . \quad (2.27)$$

Співвідношення (2.26) та (2.27) потребують, щоб  $(i-1)$  – а ступінь не створювала компресії в  $i$ -й ступені, тобто:

$$P_{1\text{дБ}}[\text{дБм}]_{i-1} \ll (P_{1\text{дБ}}[\text{дБм}]_i - G_i[\text{дБ}] + 1) , \quad (2.28)$$

для всіх  $i \geq 2$ , де  $G_i$  – малосигнальний коефіцієнт підсилення  $i$ -го ступеня. Ліва частина (2.28) являє собою вхідну потужність, необхідну для компресії  $i$ -го ступеня на 1 дБ. Умова « $\ll$ » є трохи неоднозначною і потребує гарантії того, що малосигнальний коефіцієнт підсилення є реальним коефіцієнтом підсилення для кожного ступеню каскаду. Очевидно, коли деякі ступені близькі або піддаються компресії, співвідношення (2.26) та (2.27) повинні бути відповідно скориговані.

Перша публікація формули для каскадного фактора шуму була в [2.12]. Відповідний вираз найбільш просто записати в лінійній формі як:

$$F = F_1 + \sum_{i=2}^N \left( \frac{F_i - 1}{\prod_{p=1}^{i-1} g_p} \right) \quad (2.29a)$$

або

$$F = F_1 + \frac{F_2 - 1}{g_1} + \frac{F_3 - 1}{g_1 g_2} + \dots + \frac{F_N - 1}{g_1 \dots g_{N-1}} \quad (2.29b)$$

Підсумовуючи послідовність ступенів з великим значенням  $g_s$  і відносно низьким значенням  $F_i$  (наприклад, малошумний підсилювач), можна зробити висновок, що каскадний  $F$  переважно визначається першою

сходінкою. Останнім і найбільш складним каскадним показником ефективності, розглянутих в цьому розділі, є SFDR. Кращий підхід для розрахунку каскадних SFDR – це спочатку знайти каскадні  $OIP_n$ , а потім, використовуючи каскадні  $F$  та  $g$ , визначити каскадний SFDR за допомогою (2.15) і (2.20). Каскадний  $OIP_n$  має вигляд [2.21]:

$$OIP_n = \left\{ \sum_{i=2}^{N-1} \left[ (OIP_{ni} \prod_{p=i+1}^N g_p)^{\frac{(1-n)}{2}} \right] + OIP_{nN}^{\frac{(1-n)}{2}} \right\}^{\frac{2}{(1-n)}} \quad (2.30a)$$

Або в більш загальній формі [2.22]:

$$(OIP_n)^{\frac{1-n}{2}} = (OIP_{nN})^{\frac{1-n}{2}} + (g_N OIP_{n_{N-1}})^{\frac{1-n}{2}} + (g_{N-1} g_N OIP_{n_{N-2}})^{\frac{1-n}{2}} + \dots + (g_2 \dots g_N OIP_{n_1})^{\frac{1-n}{2}} \quad (2.30 б)$$

Вираз (2.30) представляє мінімальне значення  $OIP_n$  для каскаду (найгірший випадок) з тим припущенням, що спотворення для кожного наступного ступеня складаються синфазно. Отже, ці вирази є найбільш консервативним підходом для аналізу каскадного  $OIP_n$ . Більш детальний аналіз каскадів з  $OIP_n$  представлений в [2.13] і включає мінімальне значення  $OIP_3$  (формула 2.30 при  $n = 3$ ) максимальне значення  $OIP_3$  і статистичний аналіз, який передбачає, що відносні фази можна розглядати як випадкові змінні. Розширення цього аналізу на випадок спотворень довільного порядку залишається за межами цієї роботи. Насправді в [2.14] продемонстровано, що найгірший випадок  $OIP_3$  (див. (2.30) при  $n=3$ ) ближче до реальної характеристики ефективності, ніж можна було очікувати. Співвідношення (2.30) має використовуватись як консервативна інструкція для аналізу та розробки систем, але слід зазначити, що найкращий підхід – це ретельний вимір каскадного  $OIP_n$ .

## Запитання для контролю

1. Надати визначення одночастотного та двочастотного синусоїдального сигналу.
2. Надати визначення матриці розсіювання РЧ-схеми.
3. Фізична сутність коефіцієнтів матриці розсіювання.
4. Одиниці вимірювання середнього коефіцієнту підсилення за потужністю та коефіцієнту відбиття чотириполюсника.
5. Динамічний діапазон аналогової РЧ-системи.
6. Фізична сутність параметра «точка перетину».
7. Надати визначення динамічного діапазону за компресією підсилення (CDR).
8. Надати визначення динамічного діапазону перешкод (SFDR).
9. Характеристики спотворень РЧ-підсилювача при збуджені двома сигналами однакової амплітуди з відповідними частотами.
10. Сутність каскадного аналізу.

## Літэратура

- [2.1] Pozar D. M., Microwave Engineering, Wiley, USA (2005).
- [2.2] Ramo S., Whinnery J. R., and Duzer T. V., Fields and Waves in Communications Electronics, Wiley, New York (1994).
- [2.3] Martin W. H., «Decibel – The name for the transmission unit», Bell System Technical Journal, 8(1), 1-2(1929).
- [2.4] Agilent, «Amplifier linear and gain compression measurements», Application Note 1408–7 (2006).
- [2.5] Haus H. A., «IRE standards on methods of measuring noise in linear twoports, 1959», Pro-ceedings of the IRE, 48(1), 60-68 (1960).
- [2.6] Johnson J. B., «Thermal agitation of electricity in conductors», Physical Reviews, 32, 97– 109 (1928).
- [2.7] Nyquist H., «Thermal agitation of electric charge in conductors», Physical Review, 32,110– 113 (1928).
- [2.8] Agilent, «Fundamental of RF and microwave noise figure measurements», Application Note 57-1 (2010).
- [2.9] Urick V. J.,McKinney J. D.,Diehl J. F.,and Williams K. J.,«Fiber-optic links with all-photonc RF gain and low RF noise figure», IEEE International Microwave Symposium Digest (2011).
- [2.1] Webber J.C. and Pospieszalski M.W., «Microwave instrumentation for radio astronomy», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 50(3), 986–995 (2002).
- [2.2] Feigenbaum L., «Brook Taylor and the method of increments», Archive for History of Exact Sciences, 34(1), 1-140 (1985).
- [2.3] Wiener N., «Response of a non-linear device to noise», MIT Radiation Lab Report V- 16S, R-129 (1942).
- [2.4] Bedrosian E. and Rice S. O., «The output properties of Volterra systems (nonlinear systems with memory) driven by harmonic and Gaussian inputs», Proceedings of the IEEE, 59( 12), 1688-1707(1971).

[2.5] Busgang J. J., Ehrman L. and Graham J. W, «Analysis of nonlinear systems with multiple inputs», Proceedings of the IEEE, 62(8), 1088–1119 (1974).

[2.6] Heiter G. L., «Characterization of nonlinearities in microwave devices and systems», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 21(12), 797–805 (1973).

[2.7] Sea R. G., «An algebraic formula for amplitudes of intermodulation products involving an arbitrary number of frequencies», Proceedings of the IEEE, 56(8), 1388–1389 (1968).

[2.8] Pedro J. C. and de Carvalho N. B., «On the use of multitone techniques for assessing RF components' intermodulation distortion», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 47(12), 2393-2402 (1999).

[2.9] Gharaibeh K. M., Gard K. G., and Steer M.B., «In-band distortion of multisines», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 54(8), 3227–3236 (2006).

[2.10] McKinney J. D., Colladay K. and Williams K. J., «Linearization of phase-modulated analog optical links employing interferometric detection, Journal of Lightwave Technology, 27(9), 1212-1220 (2009).

[2.11] Friis H. T., «Noise figures of radio receivers», Proceedings of the IRE, 32(7), 419–422 (1944).

[2.12] Wilson S. E., «Evaluate the distortion of modular cascades», Microwaves, 20, 67–70 (1981).

[2.13] Maas S. A., Nonlinear Microwave and RF Circuits, Artech House, Boston (2003).

[2.14] Kanaglekar N.G., McIntosh R. E., and Bryant W. E., «Analysis of two-tone, third-order distortion in cascaded two-ports», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 36(4), 701-705 (1988).

[2.15] Maas S. A., «Third-order intermodulation distortion in cascaded stages», IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 5(6), 189-191 (1995).

### РОЗДІЛ 3. ДЖЕРЕЛА ШУМУ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧНИХ ЛІНІЯХ

Поняття спектральної густини потужності (СГП) електричного шуму було введено в попередньому розділі, щоб визначити РЧ-показники ефективності. В цьому розділі будуть описані шуми, властиві мікрохвильовій фотоніці, які залежать як від електричних сигналів, так і від оптичних. У мікрохвильовій фотоніці, як правило, використовуються оптичні джерела з діапазоном довжин хвиль від 1310 нм (228,9 ТГц) до 1550 нм (193,4 ТГц), тому при описі шумів в цьому розділі будуть використовуватися довжини хвиль з даного діапазону. Модулюючі сигнали мають меншу ширину смуги, від аудіо (<20 кГц) до міліметрового діапазону хвиль (> 100 ТГц). Сучасні технології мікро-хвильової фотоніки дозволяють скоротити розрив між носійними й модулюючими сигналами. Прийmemo основні позначення для частот:  $\Omega$  – кутова частота НВЧ-сигналу;  $f = \frac{\Omega}{2\pi}$  – частота НВЧ-сигналу в Гц;  $\omega$  – оптична кутова частота;  $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$  – частота оптичного сигналу в Гц. За замовчуванням в цьому розділі мова буде йти про оптичну частоту, якщо не вказано інше.

Повному аналізу шумів в кожній із зазначених вище областей може бути присвячена окрема книга. Найбільш повний опис фізичних процесів, пов'язаних з даною проблемою, представлено в [3.1]. Не менш корисними можуть виявитися книги [3.2] та [3.3], в яких описуються процеси стосовно шумів електронних приладів. У цьому розділі розглядаються шуми, що відносяться тільки до мікрохвильової фотоніки, але варто відзначити, що існують й інші які не розглядаються в даній монографії, це випадкові процеси електромагнітної природи, що викликають перешкоди в лініях. Тут основна увага приділяється тим джерелам шуму, які є найбільш

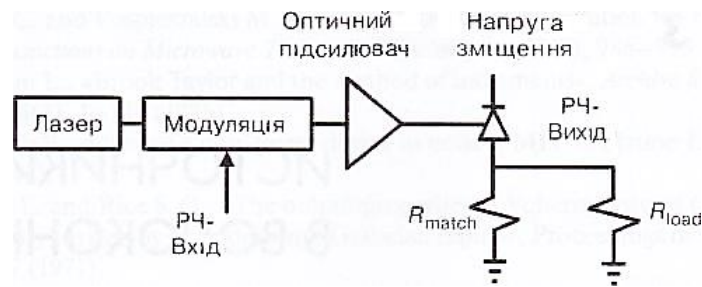


важливими стосовно галузі мікрохвильової фотоніки. Опис процесів в цьому розділі починається з базових понять шумових явищ та їх впливу на характеристики РЧ-сигналу. Потім окремо розглядаються індивідуальні шумові компоненти, починаючи з фундаментальних джерел теплового та дробового шумів. Далі аналізуються додаткові шуми, створювані компонентною базою волоконно-оптичних ліній, включаючи надмірний шум лазерів, оптичних підсилювачів та фотодіодів. Оптичні ефекти поширення сигналу не входять до тематики даного розділу і будуть розглянуті в розділі 5.

### 3.1. Базові поняття

Такі показники ефективності РЧ-систем, як  $F$ , CDR та SFDR визначаються в термінах СГП повного вихідного шуму,  $N_{out}$  (розділ 2). Отже, в даному випадку представляє інтерес отримання виразу для  $N_{out}$  в узагальненій аналоговій волоконно-оптичній лінії (рис. 3.1). На рисунку джерело оптичного випромінювання модулюється електричним сигналом, що може бути досягнуто за допомогою зовнішнього компонента схеми або шляхом безпосередньої модуляції лазера. У лінії може бути застосований оптичний підсилювач. Для відновлення електричного сигналу використовується фотодетектор, для функціонування якого потрібна модуляція інтенсивності оптичного сигналу. Детектування модульованого по інтенсивності оптичного сигналу здійснюється безпосередньо або (при використанні інших методів модуляції (фазової, частотної або поляризаційної), за допомогою перетворення в оптичну модуляцію по інтенсивності перед засвіченням фотодетектора. В ході аналізу буде

використана схема фотодіода з рис. 3.1, яка відповідає еквівалентній схемі на рис.1.17 для випадку  $R_{sh} \rightarrow \infty$  та  $R_{series} \rightarrow 0$ .



**Рис. 3.1.** Блок-схема фотонної лінії

Фотодетектори перетворюють фотони в електрони, внаслідок чого буде відбуватися процес перенесення змін оптичної інтенсивності в зміни амплітуди вихідного фотоструму. Причому фотодетектори не реагують на варіації фази оптичного сигналу до тих пір, поки зміна фази не буде перетворена на зміну інтенсивності в оптичному діапазоні, наприклад за допомогою інтерферометра. Згідно [3.4] зміна оптичної інтенсивності виражається через відносний шум інтенсивності:

$$RIN \equiv \frac{\langle P_{opt}^2(t) \rangle}{\langle P_{opt} \rangle^2} \quad (3.1)$$

де чисельник – середньоквадратичне розподілення оптичного шуму інтенсивності, знаменник – квадрат середнього значення оптичної потужності. Припустимо, що шум є повністю випадковим процесом, в такому випадку перетворення Фур'є дозволяє виразити (3.1) в частотній області:

$$\langle P_{opt}^2(t) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{opt}(\omega) |F(\omega)|^2 d\omega, \quad (3.2)$$

де  $S_{opt}(\omega)$  - двостороння спектральна густина середнього квадрата розподілу оптичного шуму інтенсивності в  $(Вт^2)/Гц$  та  $F(\omega)$  - передавальна функція фільтра, що використовується для вимірювання шуму. Якщо смуга вимірювань  $B$  на частоті  $f = \omega/2\pi$  багато менше, ніж зміни

спектральної щільності, то  $F(f)=1$  і  $\langle P_{opt}^2(t) \rangle = 2S_{opt}(f)B$ . Двостороння спектральна щільність зазвичай містить позитивні та негативні частоти, бо Фур'є-перетворення даної спектральної густини є автокореляційною функцією відповідно до теореми Вінера-Хінчіна [3.5]. Однак одностороння спектральна густина з тільки позитивними частотами має більшу фізичну значущість. Одностороння спектральна густина є подвоєною величиною двосторонньої спектральної, густин так як  $S_{opt}(f)=S_{opt}(-f)$  (за винятком випадку  $f=0$ ) Для вимірювання  $\langle P_{opt}^2(t) \rangle$  та  $\langle P_{opt} \rangle$  потрібен фотодетектор, при цьому показником, що використовується для кількісного визначення перетворення оптичного сигналу в електричний, є чутливість фотодетектора  $\mathfrak{R} = \eta q/h\nu$  де  $\eta$  – квантова ефективність фотодетектора,  $q$  – заряд електрона,  $h$  – постійна Планка,  $\nu$  – оптична частота. Тоді постійний струм фотодетектора  $I_{ds} = \mathfrak{R}\langle P_{opt} \rangle$ . Середньоквадратичне значення фотоструму пов'язано з інтенсивністю оптичного шуму:

$$\langle I_{opt}^2(t) \rangle = 2\mathfrak{R}^2 |H_{pd}(f)|^2 S_{opt}(f) = \mathfrak{R}^2 |H_{pd}(f)|^2 \langle P_{opt}^2(t) \rangle / B,$$

де була використана одностороння спектральна густина середнього квадрата оптичного шуму інтенсивності,  $H_{pd}$  – передавальна функція фільтра фотодетектора, нормована на чутливість.

Ці співвідношення, застосовані до (3.1), можуть бути переписані в термінах фотоструму як:

$$RIN = \frac{\langle i_{opt}^2(t) \rangle B}{I_{dc}^2 |H_{pd}(f)|^2}, \quad (3.3)$$

Спектральна густина потужності шуму (СГПШ), що виділяється на опорі  $R_{load}$  на виході лінії внаслідок флуктуацій оптичної інтенсивності,  $N_{opt} = i_{opt}^2(t)R_{load}$ . В режимі, коли весь фотострум розсіюється в навантаженні,  $R_{match}$  – це опір по розімкнутому колу, і в такому випадку може бути отримано максимальне значення  $H_{pd}$ , рівне 1. Як показано на рис. 3.1, якщо  $R_{match} = R_{load}$ ,  $H_{pd} = \frac{1}{2}$ , тобто шумовий

струм буде рівномірно розподілений між  $R_{match}$  та  $R_{load}$ . Підставивши вищезгаданий вираз для  $N_{opt}$  і опустивши індекси при  $R$ :

$$RIN = \frac{N_{opt}B}{i_{dc}^2 |RH_{pd}(f)|^2}, \quad (3.4)$$

Вираз (3.4) зазвичай використовується для опису ефектів, пов'язаних з флуктуаціями оптичної інтенсивності в термінах, доступних для вимірювань електричних параметрів: середнього значення струму фотодетектора ( $I_{dc}$ ) та СГП вихідного шуму ( $N_{opt}$ ) вимірюваних у смузі  $B$  на опорі  $R$  навантаження. Значення RIN (3.4) зазвичай нормується в  $B=1$  Гц й виражається в децибелах при  $R=50$  Ом:

$$RIN \left[ \frac{\text{дБн}}{\text{Гц}} \right] = 13 + N_{opt} \left[ \frac{\text{дБн}}{\text{Гц}} \right] - 20 \log(I_{dc} | \text{мА} |) - 2H_{pd} [\text{дБ}], \quad (3.5)$$

де дБн/Гц – позначає шум щодо сигналу носійної частоти. У РЧ-діапазоні RIN зазвичай є функцією від частоти. Типові значення RIN дуже маленькі (великі негативні числа за шкалою децибел) і зазвичай лежать в діапазоні від  $-100$  до  $-175$  дБн/Гц.

Збільшення шуму інтенсивності в оптичному діапазоні призводить до збільшення СГП загального шуму ( $N_{opt}$ ) що є критичним для якості пристроїв мікрохвильової фотоніки (див. розділ 2). Як було описано, в цьому контексті ( $N_{opt}$ ) слід розглядати як односторонню СГПШ, бо саме ця величина може бути фізично виміряна. Визначення фактора шуму (див. формулу 2.6) передбачає, що величина ( $N_{opt}$ ) повинна бути виміряна за відсутності сигналу з узгодженим навантаженням на вході системи. Проте для великої кількості застосувань, де шум, накладений на сигнал, являє особливий інтерес, його величина не завжди може бути повністю кількісно оцінена за допомогою фактора шуму. Такі області застосування включають метрологію часу й частоти [3.6] та радіолокаційні системи [3.7]. Даний шум, який неможливо врахувати за допомогою фактора шуму, може бути пов'язаний з самим джерелом сигналу або з шумом в смузі модулюючих частот при підвищеному перетворенні частоти. Останній

спостерігається в системах із застосуванням змішувачів (див. рис. 1.18) або в волоконно-оптичних системах, де RIN основної смуги може негативно впливати на якість РЧ-сигналу. У цих випадках для опису якості передачі часто використовується відношення сигнал/шум (SNR) на виході:

$$SNR(f') = \frac{P_{rf}}{N_{SSB}(f')}, \quad (3.6)$$

де  $N_{SSB}$  – односмугова потужність шуму, або повна потужність шуму в смузі 1 Гц на деякій частоті налаштування від носійної із середньою потужністю  $P_{rf}$ . Цей параметр не еквівалентний введений вище односторонньої СГПШ. Однак за відсутності шумів генератора та внаслідок підвищуючого перетворення частоти можлива ситуація, коли  $N_{SSB}(f') = N_{out}(f') \times (1\text{Гц})$ , що може бути використано для визначення SNR в функції від частоти налаштування від носійної  $f'$ . Параметр SNR в (3.6) відрізняється від аналога в (2.8), оскільки останній призначений для опису фактора шуму і побічно вимагає відсутності додаткового шуму в сигналі. Більш того, згідно з визначеннями SNR в розділі 2 при його розрахунку здійснюється інтегрування СГПШ у всій робочій смузі, в той час як (3.6) дає SNR як функцію від частоти налаштувань при нормуванні шуму в смузі 1 Гц.

Фазові шуми представляють особливий інтерес для багатьох застосувань. Існує безліч параметрів, що дають кількісну оцінку стабільності сигналу за часом та частоті, однак існує один найбільш широко використовуваний параметр, званий «рукописна L» [3.8], який визначається:

$$\mathcal{L}_{th}(f') = \frac{\text{Однополосна СГП в результаті модуляції фазового шуму} \left[ \frac{\text{Вє}}{\text{Гц}} \right]}{\text{Повна потужність сигналу [Вт]}}, \quad (3.7)$$

де  $f'$  – частота налаштувань від носійної. В випадку коли «чистий» шум  $N_{out}$  накладається на «чистий» сигнал [3.2]:

$$\mathcal{L}_{th}(f') = \frac{N_{out}(f')}{2P_{rf}}. \quad (\text{накладання чистого шуму}) \quad (3.8)$$

Рівняння (3.8) справедливо у випадках впливу посиленого теплового та дробового шумів, що представляють типову ситуацію в мікрохвильовій фотоніці, і які будуть предметом аналізу в наступних двох розділах. Перетворений на більш високі частоти лазерний шум може також стати причиною погіршення SNR (див. (3.6)) в радіофотонних лініях, що буде розглянуто в підрозділі 3.4. Крім цих специфічних випадків та деяких інших прикладів які рідко зустрічаються, основний акцент в частині книги буде зроблений на отриманні виразів для РЧ-фактору шуму на базі величин котрі піддаються вимірюванню. Зокрема, буде проаналізовано вираз для СГП повного вихідного шуму в термінах компонент які до нього входять.

### 3.2. Тепловий шум

Поняття теплового шуму було введено в підрозділі 2.2 при визначенні РЧ-фактора шуму. Джерелом теплового шуму в ланцюзі є випадкові флуктуації напруги на клеммах провідника, що знаходиться в тепловій рівновазі. Причиною виникнення цих флуктуацій є безладний тепловий рух електронів в провіднику. Числове значення цього ефекту було отримано експериментально в [3.9] та теоретично описано в [3.10].

На честь цих авторів тепловий шум іноді називають шумом Джонса або Найквіста.

Теорема рівномірного розподілу [3.11] – результат класичної статистичної механіки – стверджує, що середня енергія на кожному зі ступенів свободи пропорційна  $k_B T/2$ , де  $k_B$ - постійна Больцмана,  $T$ -абсолютна температура. Одновимірний осцилятор має дві ступені свободи, що дає середню енергію  $k_B T$  для електромагнітної моди з рівним

внеском електричного магнітного полів. Провідник, який знаходиться в тепловій рівновазі, може бути представлений як одновимірний осцилятор. Як було вперше описано в [3.10], а надалі в [3.12] та [3.1], коло, що містить два паралельних узгоджених опори, які знаходяться в термічній рівновазі, будуть проводити потужність в обох напрямках в кількості  $k_B T B$ , де  $B$  – смуга кола. Найбільш поширений спосіб кількісної оцінки теплового шуму в термінах середньоквадратичного падіння напруги на резисторі опором  $R$ :

$$\langle V^2 \rangle = 4k_B T R B. \quad (3.9)$$

Як було показано раніше в (2.4) й описано в [3.12], при використанні формальної теорії колоїв ця напруга відповідає номінальній потужності  $k_B T B$ . Згідно [3.10], якщо енергія моди відповідає  $hf = (e^{\frac{hf}{k_B T}} - 1)$ , то середньоквадратична напруга внаслідок теплового шуму в резистор

$$\langle V^2 \rangle = (4RBhf) / (e^{\frac{hf}{k_B T}} - 1) \quad (3.10)$$

де  $f$  – частота,  $h$  – постійна Планка. Номінальна СГП в (3.10),  $\frac{\langle V^2 \rangle}{4RB} = hf / (e^{\frac{hf}{k_B T}} - 1)$  є оригінальною формулою в [3.13] для енергії одновимірного абсолютно чорного тіла. Цей результат є квантово-механічним, але, як буде показано далі в цьому розділі, необов'язково дає повну квантову трактовку. У разі якщо  $k_B T \gg hf$ , тобто в найбільш поширеному для електроніки випадку, (3.9) і (3.10) приблизно еквівалентні. Розглянемо розкладання в ряд Тейлора експоненти в знаменнику (3.10), яка, будучи введеною в (3.10), перетворює його до вигляду (3.9):

$$e^{\frac{hf}{k_B T}} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left( \frac{hf}{k_B T} \right)^n \approx 1 + \frac{hf}{k_B T} \quad \text{для } k_B T \gg hf \quad (3.11)$$

Діючи тим же шляхом, закон Планка для енергії одновимірного чорного тіла  $U = hf / (e^{\frac{hf}{k_B T}} - 1)$ , можна вважати приблизно еквівалентним

закону Релея–Джинса,  $U = k_B T$ , коли  $k_B T \gg hf$ . Проблема останнього частотно-незалежного виразу полягає в тому, що потужність теплового шуму стає нескінченною величиною при смузі, що прагне до нескінченності. Це проблема, названа «ультрафіолетовою катастрофою», була усунена законом Планка. Відзначимо, що розглянутий вище закон Планка і наближення Релея–Джинса дають енергію, яка прагне до нуля при абсолютній нульовій температурі. Однак як описано в наступному розділі, квантова механіка пророкує енергію нульової точки.

Представлені вище рівняння описують тепловий шум, який є предметом дослідження цього розділу. При стандартній шумовій температурі ( $T_s = 290$  К) для НВЧ-діапазону частот рівняння Найквіста (див. 3.9) адекватно описує шум на виході, «викликаний вхідним кінцевим навантаженням на частоті вхідного сигналу» [3.14] для будь-якого компонента або системи. Отже, РЧ-фактор шуму не вимагає подальшого обговорення. Однак в разі мікрохвильової фотоніки умова  $k_B T \gg hf$  може не виконуватись. Декілька прикладів містять охолоджені РЧ-приймачі, коли  $T \ll T_s$ ; розробки в області міліметрових хвиль ( $>100$  ГГц); також не варто забувати, що носійний оптичний сигнал має частоту в сотні терагерц. У зв'язку з цим і для повноти викладу в цій главі буде коротко розглянуто питання енергії нульової точки. Повна енергія абсолютно чорного тіла задається формулою:

$$U = \frac{\hbar\omega}{e^{\frac{\hbar\omega}{k_B T}} - 1} + \frac{\hbar\omega}{2} \quad , \quad (3.12)$$

де  $\hbar = h/2\pi$  та  $\omega = 2\pi\nu$  – кутова частота. Рівняння (3.12) є висновком формули Планка для випромінювання абсолютно чорного тіла (1912 рік), хоча Планк не використовував сучасну квантову механіку для досягнення цього результату [3.15]. У сучасному розумінні член  $\hbar\omega/2$  являє собою енергію нульової точки. Дане поняття є наслідком квантової теорії, чітко сформульованої до 30-х років минулого століття, згідно з якою –



середньоквадратичні флуктуації значень поля є ненульовими в вакуумі. Кілька десятиліть потому дослідники [3.16] прийшли до висновку, що узагальнений опір в тепловій рівновазі проявляє електрорушійну силу, що містить внесок від енергії нульової точки. Пізніше в [3.17] було встановлено, що нульова точка не вносить вклад в номінальну потужність резистора, а, скоріше, енергія нульової точки може бути виявлена тільки як середньоквадратичне значення напруги, яка падає на резисторі. В [3.18] енергія нульової точки віднесена до процесу детектування, що робить її облік непотрібним в умовах теплового шуму, як, наприклад, у факторі шуму. Проте в [3.19] було запропоновано, що енергію нульової точки необхідно враховувати разом з тепловим шумом резистора. Перш ніж обговорювати ці діаметрально протилежні висновки, буде корисно розглянути чисельні значення СГПШ для кожного із зазначених випадків.

Нехай досяжні СГПШ, що відносяться відповідно до (3.9), (3.10) та (3.12):

$$N_1 = k_B T, \quad (3.13)$$

$$N_2 = \frac{hf}{e^{k_B T} - 1}, \quad (3.14)$$

$$N_3 = \frac{hf}{e^{k_B T} - 1} + \frac{hf}{2}. \quad (3.15)$$

При стандартній шумовій температурі  $T_s = 290$  К,  $N_1 = -173.9753$  дБм/Гц,  $N_2 = -174.0112$  дБм/Гц та  $N_3 = -173.97510112$  дБм/Гц. На рис. 3.2 побудовані графіки розрахунку (3.13), (3.14) та (3.15) для частоти  $f = 100$  ГГц як функції температури в діапазоні від 0 до 50 К. При 50 К всі три криві лежать в межах 0,22 дБ один від одного.

Як впливає з рисунка, у міру падіння температури спостерігається все більша розбіжність кривих. При  $T \rightarrow 0$ ,  $N_1$  та  $N_2$  прагнуть до нуля, але на частоті  $f=100$  ГГц  $N_2$  прагне до нуля швидше, ніж  $N_1$ . Енергія нульової точки в (3.15) є межею  $N_3$  при  $T \rightarrow 0$ . Очевидно, що графік по (3.13) не

залежить від частоти, однак різниця між  $N_1$ ,  $N_2$  та  $N_3$  стає значною в міру її зростання. Розглянемо випадок, коли  $f = 193$  ТГц, що відповідає оптичній носійній з довжиною хвилі, 1550 нм (рис. 3.3).

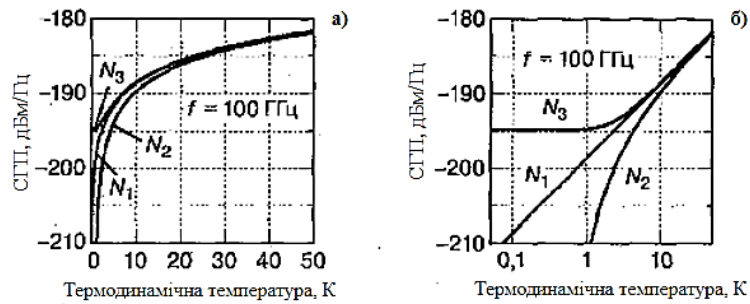


Рис 3.2. Розрахунок СГП по (3.13) – (3.15) при частоті  $f = 100$  ГГц

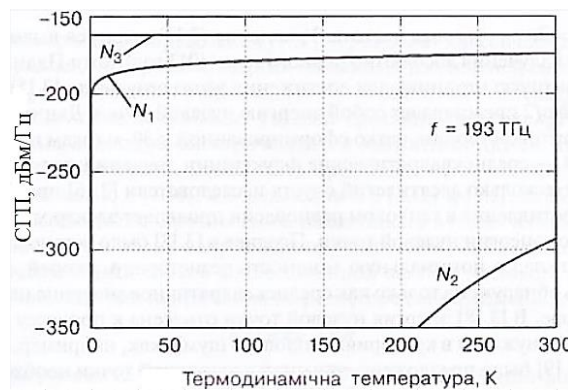


Рис. 3.3. Розрахунок СГП по (3.13) – (3.15) на частоті  $f = 193$  ТГц

Значення  $N_2$ , яке визначається законом Планка, виходить нижче  $-290$  дБм/Гц ( $1 \cdot 10^{-59}$  Вт/Гц<sup>1</sup>) при  $T < 300$  К. Член, пов'язаний з нульовою точкою, вносить основний вклад в  $N_3$ , і він більше, ніж  $N_1$  в рівнянні Найквіста. Отже, на оптичних частотах енергія нульової точки грає більш важливу роль чим тепловий вклад і може розглядатися як причина дробового шуму, який<sup>5</sup> буде описаний в наступному розділі. На закінчення розрахуємо (3.13) – (3.15) у функції від частоти (рис. 3.4). При стандартній шумовій температурі 290 К криві виглядають приблизно однаково до

<sup>5</sup> Очевидно, тут опечатка:  $-290$  дБм/Гц =  $-\frac{320 \text{ дБВт}}{\text{Гц}} = 1 \cdot 10^{-32}$  Вт/Гц

частот порядку 1 ТГц, після чого  $N_1$ , залишається на тому ж рівні, в той час як  $N_2$  зменшується по експоненціальному закону, а  $N_3$  лінійно зростає.

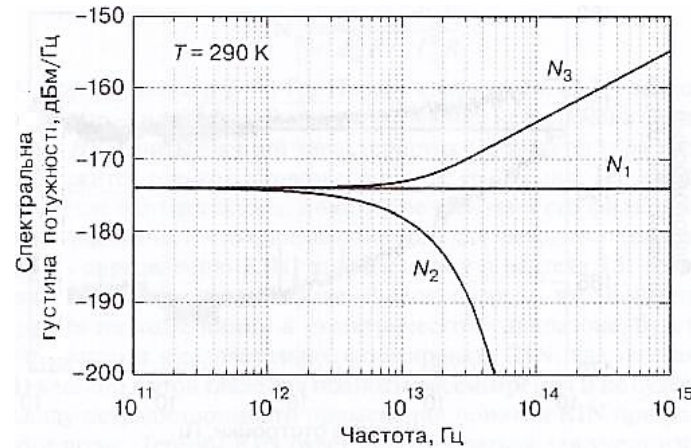


Рис. 3.4. Розрахунок рівнянь по (3.13) – (3.15) для  $T = 290$  К

Первинною мірою шумових властивостей є введений в розділі 2 фактор шуму, який визначається для стандартної шумової температури 290 К. Отже, фактор шуму для частот нижче 100 ГГцБ який використовуються в електроніці адекватно описується величиною СГП за рівнянням Найквіста (див. (3.9)). Більш того, при термодинамічних температурах вище 50 К та частотах нижче 100 ГГц рівняння (3.13) – (3.15) зберігають приблизно однакові значення. Ці умови застосовуються для більшості прикладів в мікрохвильовій фотоніці, отже, для опису СГП теплового шуму можна буде використовувати вираз  $k_B T$ . Тоді параметр SNR, пов'язаний з тепловим шумом, який еквівалентний SNR на вході (див. (2.8)) при  $T = T_s$ ,

$$SNR_{th} = \frac{P_{rf}}{k_B T B} \quad (3.6)$$

Рівняння (3.16) може бути нормовано на  $B = 1$  Гц, приймаючи в такому випадку форму (3.6). Тепловий шум, накладаючись на РЧ-сигнал, впливає так само на амплітудний та фазовий шуми, і в цьому випадку односмуговий фазовий шум розраховується за формулою:

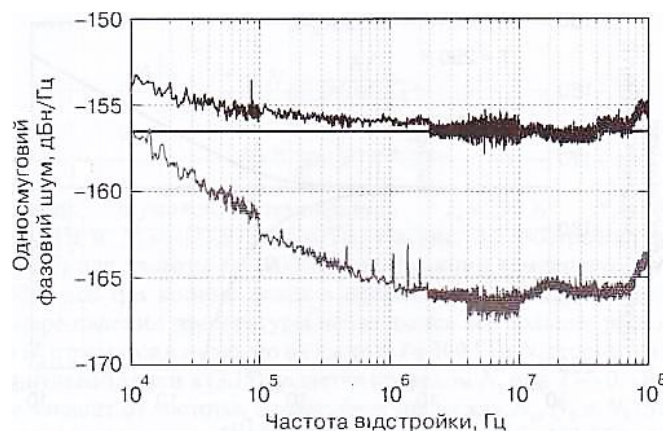
$$\mathcal{L}_{th}(f') = \frac{k_B T}{2P_{rf}} \quad (3.17)$$

Описані за допомогою (3.16) та (3.17) сигнали в межі теплового шуму рідко застосовуються на практиці. Швидше на зменшення SNR та збільшення  $\mathcal{L}_{th}(f')$  буде впливати доданий шум, певним фактором шуму системи. Для випадку коли фактор шуму та коефіцієнт підсилення системи є частотно-незалежними у всій смузі вимірювання, (3.16) і (3.17) можуть бути задані як:

$$SNR = \frac{P_{rf}}{Fgk_B T_s B} \quad (3.18)$$

Передбачається, що в (3.18) та (3.19)  $F$  відноситься до білого шуму. Рівняння (3.18) являє собою величину на виході системи при стандартній шумовій температурі з фактором шуму  $F$  та коефіцієнтом підсилення  $g$ , а (3.19) – односмуговий фазовий шум на виході тієї ж системи.

На рис. 3.5 наведені результати вимірювань  $\mathcal{L}_{th}(f')$  для генератора частоти 10,24 ГГц (Poseidon Scientific Instruments SLCO-BCS) при наявності й відсутності на виході НВЧ підсилювача [3.20], який демонструє зростання шуму в першому випадку до рівня, розрахованого по (3.19). В даних вимірах використовувалася система аналізу фазового шуму Agilent E5500A/B. Для обох графіків на рис. 3.5 вихідна потужність  $P_{rf} = 5.3$  дБм.



**Рис. 3.5.** Вимірний односмуговий фазовий шум для генератора з наявністю (крива чорного кольору) та відсутністю (крива сірого кольору) на виході НВЧ-підсилювача

Границя по тепловому шуму в цьому випадку задається в (3.17) й становить  $-182$  дБн/Гц. Фазовий шум генератора, показаний на рисунку кривою сірого кольору, набагато вище цієї межі. Чорна крива на рисунку – вимірний фазовий шум після проходження сигналу через НВЧ-підсилювач з параметрами  $G = 19.5$  дБ та  $NF = 6.3$  дБ на частотах в області  $10,24$  ГГц. Суцільна чорна лінія зображає результати розрахунку по (3.19) для вище зазначених параметрів, які складають  $\mathcal{L}_{th}(f') = -156,6$  дБн/Гц. Не дивлячись на вклад у положення кривої чорного кольору посиленого фазового шуму генератора, мінімальне значення шуму на рівні  $-156,5$  дБн/Гц переважає в смузі налаштувань від  $1$  до  $70$  МГц. Тепловий шум існує як на вході, так і на виході аналогової волоконно-оптичної лінії (рис. 3.1). Повна СГПШ в наслідок теплового шуму на виході такої лінії може бути записана як:

$$N_{th} = k_B T (g + 1), \quad (3.20)$$

де  $g$  – коефіцієнт підсилення лінії передачі. Перший член  $gk_B T$  відноситься до теплового шуму на вході лінії з урахуванням передавальної функції лінії, вираженої через коефіцієнт  $g$ .<sup>2</sup> Відзначимо, що  $g$  містить в собі і ЧМХ, і фільтрує функцію фотодетектора.

Другий доданок в (3.20),  $k_B T$  відображає тепловий шум на виході лінії, припускаючи, що фотодетектор узгоджений з навантаженням і, отже, передає СГПШ, рівну  $k_B T$ . Щоб отримати вираз для  $RIN$ , який буде пов'язаний з тепловим шумом, підставимо (3.20) в (3.4). Рівняння (3.21) нормовано в  $B = 1$  Гц. Перший доданок в (3.21) залежить від теплового шуму на вході, а другий – на виході. В дане рівняння не включена фільтруюча функція фотодетектора  $H_{pd}$ .<sup>6,7</sup>

<sup>6</sup>Лінійказверхмалощумних генераторів X-діапазону із сапфіровим резонатором.

<sup>7</sup>Як впливає з [3.21], в деяких випадках в рівняння повинні входити добавочні члени для врахування теплового шуму від інших джерел, наприклад нагрозочних резисторів.

$$RIN_{th} = \frac{gk_B T}{I_{dc}^2 R} + \frac{k_B T}{I_{dc}^2 R} \quad (3.21)$$

Пряма лінія - розрахунок за допомогою (3.19) по експериментально визначеним параметрам [3.20].

Коефіцієнт підсилення лінії, що враховує характеристику фотодетектора міститься тільки в першому доданку рівняння. Тепловий шум на виході формується вже після фотодетектора, тому не включає його фільтруючу функцію. Дане положення показує, що визначення RIN для вихідного теплового шуму не буде точно слідувати визначенням RIN, наведеним в підрозділі 3.1. Вихідний тепловий шум не існує в оптичному діапазоні. У свою чергу, вхідний тепловий шум, оскільки генерується на вході лінії в «електричному» діапазоні, буде накладатися на оптичну носійну і, отже, формувати RIN, як описано в підрозділі 3.1. Рівняння (3.21) введено в цьому розділі для повноти розгляду і не буде використовуватися надалі з огляду на нетрадиційність застосування поняття RIN при розгляді вихідного теплового шуму. Термін RIN буде використовуватися для обліку надлишкового шуму в оптичному діапазоні. Проте, як було зазначено в [3.22], узагальнений вираз RIN, наприклад як в (3.21), забезпечує компактне представлення цієї характеристики в деяких схемах радіофотонних ліній.

### 3.3. Дробовий шум

Дробовий шум був відкритий Шотткі [3.23] в 1918 році в процесі вивчення електронної емісії в вакуумних лампах. Робота [3.1] дає вичерпний математичний опис дробового шуму з точки зору мікрохвильової фотоніки. Слідуючи йому, в цьому розділі коротко, в

основному на якісному рівні, представимо три підходи для опису дробового шуму: статистичний аналіз на базі оригінальних припущень, запропонованих Шотткі, напівкласичний опис на базі детектування за допомогою фотодіода та чисто квантово-механічне трактування процесу фотодетектування. Всі три підходи відповідають цілям даної книги.

У своїй роботі Шотткі припустив, що емісія електронів з катода вакуумної лампи є повністю випадковим процесом, при цьому флуктуації струму представляються середньоквадратичним значенням:

$$\langle I_{sh}^2 \rangle = 2qI_{dc}B, \quad (3.22)$$

де  $q$  – елементарний електричний заряд,  $I_{dc}$  – постійний струм,  $B$  – смуга. Рівняння (3.22) є широко відомим виразом для дробового шуму. Крім того, може бути показано, що емісія електронів з катода підпорядковується розподілу ймовірності Пуассона, що є цікавим результатом стосовно фотодіодів.

Як було відзначено в розділі 1, в якості фотодіода може бути використаний  $p$ - $i$ - $n$ - перехід. Такий фотодіод функціонує як класичний прилад з квадратичною вольт - амперною характеристикою, який з деякою ефективністю перетворює оптичну потужність в електричну.

Для падаючого оптичного поля  $E(t)$  результуючий фотострум  $I(t) = \mathfrak{R}A(\epsilon/\mu)^{1/2} |E(t)|^2$ , де  $\mathfrak{R}$  - чутливість фотодіода в А/Вт,  $A$  – площа перерізу волоконної моди,  $\epsilon/\mu$  – відношення електричної та магнітної проникності серцевини оптичного волокна<sup>1</sup>. Результуючий постійний фотострум, що створюється в  $p$ - $i$ - $n$ -переході при прикладеній середньої оптичній потужності  $\langle P_{opt} \rangle$  буде дорівнювати:

$$I_{dc} = \mathfrak{R} \langle P_{opt} \rangle = \eta q \hbar \omega \langle P_{opt} \rangle. \quad (3.23)$$

Для визначення величини середньоквадратичних флуктуацій фотоструму внаслідок дробового шуму (3.23) може бути підставлений в (3.22). Рівняння (3.23) є напівкласичним в сенсі, що в ньому

використовується квантування заряду електрона ( $q$ ) та енергія фотона ( $\hbar\omega$ ).

З точки зору квантової механіки фотодіод поглинає фотони та генерує електронно-діркові пари. Падаюче оптичне поле може бути представлено як когерентні квантові стани, які проявляють флуктуації, описувані процесами Пуассона, або дробовий шум. Отже, результуючий фотострум буде також мати складову дробового шуму [3.1]. Крім того, джерелом дробового шуму можуть бути флуктуації нульової точки, розглянуті в попередньому розділі. Дробовий шум в оптичному діапазоні може спостерігатися як флуктуація емісії носіїв, викликані флуктуаціями нульової точки оптичного поля. Однак ці флуктуації нульової точки поля «тільки сприяють флуктуаціям» фотоструму, «флуктуації нульової точки самі по собі не генерують фотострум» [3.1].

Спектральна густина потужності на виході лінії, представленої на рис. 3.1, внаслідок дробового шуму:

$$N_{sh} = 2qI_{dc}R|H_{pd}(f)|^2. \quad (3.24)$$

Рівняння (3.24) містить СГП з (3.22) й частотну характеристику фотодетектора. Воно може бути переписано в більш зручній логарифмічній формі:

$$N_{sh} \left[ \frac{\text{дБм}}{\text{Гц}} \right] = -168 + 10\log(I_{dc}[\text{мА}]) + 2H_{pd}[\text{дБ}]. \quad (3.25)$$

Інколи дробовий шум виражають як RIN, підставляючи (3.24) в (3.4):

$$RIN_{sh} = \frac{2q}{I_{dc}}. \quad (3.26)$$

Логарифмічно (3.26) записується як:

$$RSN_{sh} = [\text{дБн/Гц}] = -155 - 10\log(I_{dc}[\text{мА}]) \quad (3.27)$$

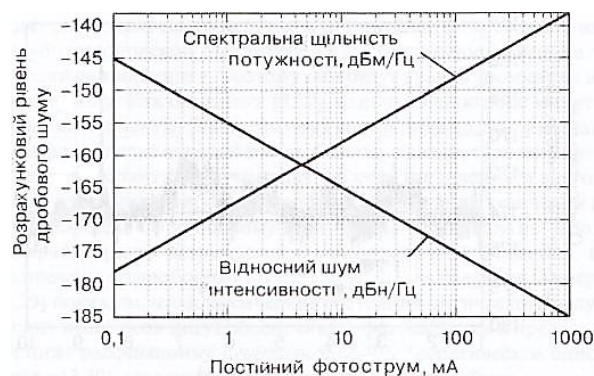
Використання RIN для розрахунку дробового шуму більш загальноприйнято, ніж для теплового шуму (див. (3.21)). Як було описано раніше, дробовий шум проявляється у вигляді флуктуацій оптичної потужності, що робить можливим введення чіткого визначення RIN.

Однак як буде описано в наступному розділі, RIN буде



використовуватися в першу чергу для розрахунку шуму в доповнення до теплового шуму та дробового шуму, що формується в оптичному діапазоні. Двома прикладами такого надмірного шуму є шуми лазера (підрозділ 3.4) та шуми внаслідок оптичного підсилення (підрозділі 3.5).

На рис. 3.6 вирази (3.25) та (3.27) представлені як функції від  $I_{dc}$  при  $N_{pd} = 1$  (0 дБ). Як буде показано в наступних розділах, бажано, щоб радіофотонні лінії працювали на межі по дробовому шуму, оскільки  $N_{sh}$  лінійно зростає в міру зростання  $I_{dc}$ , в той час як рівень сигналу для багатьох ліній має квадратичну залежність від  $I_{dc}$ .

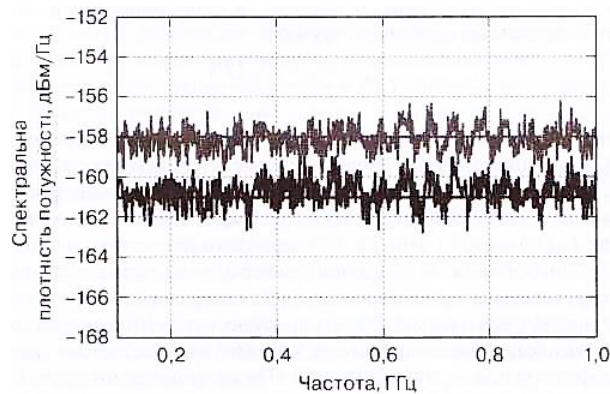


**Рис. 3.6.** Розраховані СГП дробового шуму та відносний шум інтенсивності в функції від середнього фотоструму. Спектральна густина потужності задається в (3.25) при  $N_{pd} = 1$ ; відносний шум інтенсивності задається згідно (3.27)

У таких випадках фактор шуму буде зменшуватися в міру збільшення оптичної потужності на вході фотоприймального пристрою. До того ж  $RIN_{sh}$  лінійно зменшується зі зростанням  $I_{dc}$ . Це є одним з найважливіших властивостей дробового шуму, як буде продемонстровано в підрозділі 3.4, де показана залежність від  $I_{dc}$  чутливості вимірювання  $RIN$  лазера<sup>8</sup>.

<sup>8</sup>В цьому виразі мається на увазі, що вся оптична потужність із серцевини волокна передається на фотодіод з визначеною квантовою ефективністю. При наявності втрат потужності між волокном та областю поглинання фотодіода цей параметр позначається як ефективна чутливість,  $\mathcal{R}_{elf}$ , де  $\mathcal{R}_{elf} \neq \frac{\eta q}{h\nu}$ .

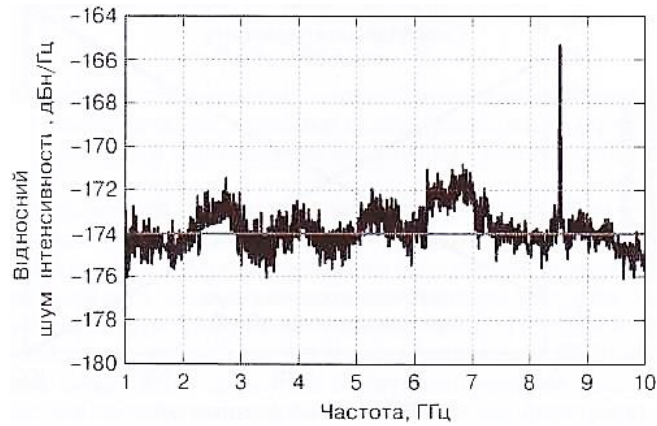
На рис. 3.7 наведені результати вимірювання  $N_{sh}$  при  $I_{dc}=5$  та 10 мА [3.20] дані отримані для малошумного твердотілого лазера з робочою довжиною хвилі 1,319 мкм, де в якості активного середовища використовується  $Y_3Al_5O_{12}$ , легований  $Nd^{3+}$  або Nd: YAG-лазера й *p-i-n*-фотодіода з  $H_{pd}=1$  для всього діапазону частот. Застосований Nd: YAG-лазер працював в режимі межі по дробовому шуму в смузі від 100 МГц до 1 ГГц для обох значень фотострумів. Як видно з рисунка, розрахункові значення  $N_{sh}$  виходять  $-161$  та  $-158$  дБм/Гц відповідно для  $I_{dc}=5$  та 10 мА. Виміряні значення коливаються в області цих розрахованих рівней.



**Рис. 3.7.** Виміряна спектральна густина потужності дробового шуму для середніх фотострумів 5 мА (чорний колір) та 10 мА (сірий колір).

Прямі лінії – результати розрахунку за допомогою (3.25) [ 3.20]

Подібний Nd: YAG-лазер був використаний для вимірювань, представлених на рис.3.8. Зображений на цьому рисунку параметр  $RIN_{sh}$  вимірювався за допомогою фотодіода з частково збідненою областю поглинання [3.24], який працював при  $I_{dc} = 80$  мА [3.25]. Гострий пік між 8 та 9 ГГц з'являється шляхом впливу побічної моди Nd: YAG-лазера, але крім цієї ділянки лазер обмежений дробовим шумом на всій смузі 1-10 ГГц для  $I_{dc}=80$  мА.



**Рис. 3.8.** Вимірний відносний шум інтенсивності Nd: YAG-лазера при середньому фотострумі 80 мА. Напівжирна лінія - результат розрахунку за допомогою (3.27) [3.25]

Рівняння (3.27) передбачає значення  $RIN_{sh} = -174$  дБн/Гц для  $I_{dc} = 80$  мА. Як показано на рис. 3.8,  $RIN$ , який вимірюється, варіюється в істотних межах відносно розрахованого значення з деякою періодичністю. Причина цих періодичних коливань полягає в неузгодженості імпедансів фотодіода та вимірювального приладу.

Показник SNR для сигналу, обмеженого дробовим шумом:

$$SNR_{sh} = \frac{P_{rf}}{2qI_{dc}RB|H_{pd}(f)|^2}, \quad (3.28)$$

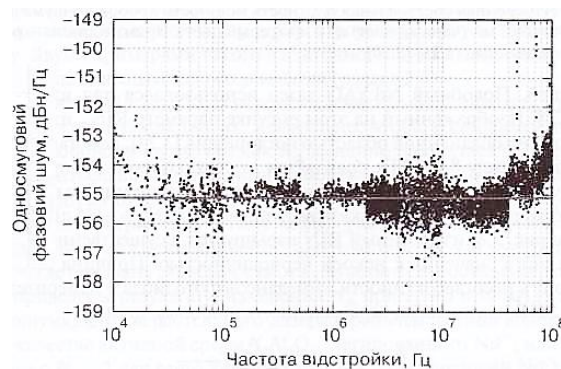
де передбачається, що фільтруюча функція фотодетектора вже врахована в середній потужності  $P_{rf}$  РЧ-сигналу, отже, вона входить в знаменник як складова дробового шуму.

Аналогічним чином, як і в разі теплового шуму, при накладенні на РЧ-сигнал половина СГП дробового шуму буде відноситися до односмугового фазового шуму. Вираз для нього в межі по дробовому шуму:

$$\mathcal{L}_{sh}(f') = \frac{qI_{dc}R|H_{pd}(f)|^2}{P_{rf}} \quad (3.29)$$

На рис. 3.9 побудований графік для вимірюного  $\mathcal{L}_{sh}(f')$  в волоконній оптичній лінії при  $I_{dc} = 10$  мА [3.20]. Для цих експериментів був застосований фотодіод зі схемою узгодження імпедансів так, щоб

$|H_{pd}(f)|^2 = 1/4 (-6 \text{ дБ})$  и  $R=50 \text{ Ом}$ . Для такого фотодіода (3.29) дає значення  $\mathcal{L}_{sh} \left[ \frac{\text{дБн}}{\text{Гц}} \right] = -177 + 10 \log(I_{dc}[\text{мА}]) - P_{rf}[\text{дБм}]$ . В ході експерименту  $P_{rf}=-11,9 \text{ дБм}$ , що дає значення  $\mathcal{L}_{sh}(f') = -155,1 \frac{\text{дБн}}{\text{Гц}}$ . Як показано на рисунку, виміряні значення коливаються біля цього рівня, за винятком верхніх та нижніх частот смуги налаштувань, причиною цього є внесок фазового шуму генератора.



**Рис. 3.9.** Виміряний односмуговий фазовий шум, викликаний накладанням дробового шуму

Дані отримані при РЧ носійній потужності – 11,9 дБм на частоті 10,24 ГГц та середньому фотострумі 10 мА. Напівжирна лінія - це розрахунок за допомогою (3.29) [3.20].

В ході всього попереднього розгляду дробового шуму було припущено, що оптичне поле може бути представлено як когерентні стани світла, де дробовий шум викликається флуктуаціями нульової точки. Також існують інші так звані «Стислі стани» світла, як, наприклад, квадратурно-стислі стани або стани, що підкоряються субпуассонівській статистиці [3.26]. Детальний опис таких станів не входить в завдання даної книги, тому вони будуть коротко згадані в цьому розділі для повноти розгляду. Як описано в [3.27], одночастотне поле може бути розбите на два квадратурні компоненти. У когерентних станах кожна квадратура дає

однаковий шум через флуктуації нульової точки. Однак у квадратурному-стислому стані шум в одній квадратурі може бути зменшений шляхом збільшення в іншій квадратурі. Даний ефект був продемонстрований в волоконно-оптичних системах для зниження рівня шумів нижче межі по дробовому шуму [3.28]. Ці та інші екзотичні світові стани вкрай рідко зустрічаються в мікрохвильовій фотоніці, де діють описані вище межі по дробовому шуму. Проте недавні експериментальні демонстрації [3.29] показали, що класичні стани оптичного випромінювання на базі коротких оптичних імпульсів можуть забезпечувати фазовий шум в межах дробового шуму з рівнями нижче розрахованих за допомогою (3.29). Теоретичний опис даного ефекту проведено в [3.30], але він виходить за рамки даної роботи.

### **3.4. Лазери**

Лазерні технології мають вирішальне значення на сьогоднішній день для сучасних мереж. Існує велика кількість навчальної літератури, присвяченої лазерній тематиці, серед них одним з найбільш повних робіт є [3.31]. Основна мета даного розділу полягає не в тому, щоб дати інструкцію по лазерній фізиці або детальний опис всіх існуючих лазерних технологій, що використовуються в радіофотонних системах. Швидше це коротке обговорення пов'язаних з мікрохвильовою фотонікою лазерних технологій, за яким слідує опис лазерного шуму, головним чином в термінах RIN.

Існує безліч типів лазерів. Напівпровідникові лазери [3.32] раніше широко застосовувалися в аналогових лініях з безпосередньою модуляцією, а пізніше - як джерела безперервного випромінювання в

лініях з зовнішньою модуляцією і, таким чином, є важливим елементом систем волоконно-оптичного зв'язку [3.33]. Використання різних матеріалів, таких як GaN, GaAs, InAlAs та InGaAsP робить для напівпровідникових лазерів доступним широкий діапазон довжин хвиль від 400 до 1600 нм при безпосередньому накачуванні постійним струмом. Для формування напівпровідникового лазерного випромінювача (НЛВ) на базі цих матеріалів можуть бути застосовані різні напівпровідникові структури. Найбільша загальна структура – це простий діод з прямим зміщенням, який використовує напівпровідники *p*- та *n*-типів на базі одного й того ж матеріалу для формування гомоперехода. Для гомоперехідних НЛВ необхідно обмеження носіїв і оптичної моди і потрібні великі порогові струми для створення інверсії населеності. Ці прилади значно менш ефективні, ніж гетероперехідні структури, в яких для формування лазерного резонатора використовуються два або більше різних напівпровідникових матеріалів [3.34]. В даний час широко застосовуються різні види гетероструктурних НЛВ. Зокрема, в конструкціях лазерів на базі подвійних гетероструктур використовується активна область, оточена напівпровідниковим матеріалом з більшою шириною забороненої зони таким чином, щоб мінімізувати втрати на поглинання в матеріалі під час відсутності накачування. Коли товщина активного шару порівнянна з довжиною хвилі де Бройля ( $\lambda = h/p$ , де  $h$  - постійна Планка,  $p$  - імпульс електрона), може бути сформований квантоворозмірний лазер. Використання квантових ям дискретизує густину станів і призводить до зменшення граничних струмів та більш високої ефективності. Лазери на квантових ямах на даний момент є найпоширенішим типом НЛВ.

Більшість перших напівпровідникових лазерів працювали в режимі існування безлічі поздовжніх мод. Багатохвильове випромінювання може призводити до різних проблем в аналогових та цифрових лініях передачі,

що включають ефекти, пов'язані з хроматичною дисперсією волокна [3.35]. Внаслідок цього були в короткі терміни реалізовані однохвильові НЛВ. Існує два основні підходи до отримання однохвильових коливань в напівпровідникових лазерах, де для обмеження числа хвиль генерації може бути застосований зворотний зв'язок. А саме НЛВ на базі резонатора з торцевими випромінюваннями можуть бути з'єднані з розподіленим бреггівськими відбивачем (РБВ) або, як альтернатива, відбивач може бути сформований в самому НЛВ у вигляді структури з розподіленим зворотним зв'язком (РЗЗ). Так званий РЗЗ-лазер набув широкого поширення завдяки більшій стійкості до температурних коливань, ніж НЛВ з РБВ, й широко доступний в важливих для волоконної оптики спектральних діапазонах в районі 1,32 та 1,55 мкм. Лазер поверхневого випромінювання з вертикальним резонатором (VCSEL) також є прикладом ефективного мініатюрного НЛВ, але його використання обмежується, головним чином, інтегральними між з'єднаннями [3.36].

Альтернативою напівпровідниковому лазеру в аналогових лініях служить твердотільний лазер, активне середовище якого базується на іонах в скляній або кристалічній основі [3.31]. Твердотільні лазери мають більш повільну динаміку підсилення, ніж напівпровідникові матеріали, що призводить до поліпшення характеристик RIN в області високих частот, а також до звуження ширини лінії генерації. Звуження ширини лінії лазера супроводжується зниженням рівня оптичного фазового шуму, що важливо в умовах когерентного приймання та використання сигналів з кутовою модуляцією. Загалом, твердотільні лазери мають більш низьку ефективність, ніж напівпровідникові, внаслідок того, що потрібне додаткове споживання електричного струму для накачування напівпровідникового лазера, який, в свою чергу, є джерелом порушення іонів.

Найбільш поширеним типом твердотільного лазера є лазер на базі

$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Nd}^{3+}$ , де як активне середовище виступає кристал алюмоітрієвого граната (АІГ), легований іонами неодиму [3.37]. Більш коротко: Nd: YAG-лазер<sup>9</sup> накачується оптичним випромінюванням на хвилях довжиною 730 або 808 нм.

Основна лінія емісії доводиться на 1,064 мкм, а також в спектрі даного лазера спостерігається ще ряд ліній генерації, в тому числі на 1,32 мкм, що відповідає вікну прозорості кварцового оптичного волокна з майже нульовою дисперсією. Як було описано в розділі 1, поява ербієвих волоконних підсилювачів (ЕВП) значно розширила можливості ВОСП, що працюють в області мінімальних оптичних втрат у волокні в околиці 1,55 мкм. Ербієм також легують скло та інші матеріали, що дозволяє міняти робочу довжину хвилі в широкому діапазоні, в тому числі й для того, щоб узгодити лазерне джерело з ербієвим підсилювачем [3.38]. Часто в матеріали, легovanі  $\text{Er}^{3+}$ , додають іони  $\text{Yb}^{3+}$  для підвищення ефективності поглинання потужності накачування, особливо на хвилі 980 нм, що стимулює розвиток лазерів з коротким резонатором. Звичайно, вище перелічений список лазерів не є повним, проте в ньому представлені основні типи лазерів, що використовуються в мікрохвильовій фотоніці.

Крім цього, варто згадати не настільки важливі для цілей мікрохвильової фотоніки типи лазерів, наприклад, бріллюєнівські [3.39] та раманівські [3.40] волоконні лазери. Останній тип лазера в основному застосовується як джерело накачування.

Незалежно від того, який тип лазера використовується в фотонній лінії, бажано, щоб він мав високу потужність та низький рівень шуму. Оскільки фотодетектори реагують тільки на зміну інтенсивності оптичного сигналу, то вкрай є важливим питання зменшення флуктуацій інтенсивності лазерного випромінювання. Однак як буде показано далі, його фазові флуктуації можуть також чинити негативний вплив на систему

---

<sup>9</sup>Або, що еквівалентно, АІГ - лазер.



шляхом перетворення фазового шуму в шум інтенсивності. Лазерний шум, як правило, задається в термінах RIN (див. (3.4)):

$$RIN_{laser} = \frac{N_{laser}B}{I_{dc}^2 R |H_{pd}|^2} \quad , \quad (3.30)$$

де  $N_{laser}$  – СГПШ на виході фотодіода внаслідок шуму лазера. Як і в попередніх рівняннях, наприклад в (3.4), вираз (3.30) нормовано для  $B = 1$  Гц й задається децибельною шкалою через одиниці дБн/Гц. Схема установки для вимірювання власного відносного шуму інтенсивності лазера схожа на схему лінії, представленій на рис. 3.1, за винятком пристрою зовнішньої модуляції випромінювання. В застосуваннях мікрохвильової фотоніки вихідне випромінювання лазера, як правило, потрапляє на фотодіод через оптичне волокно.

Для того щоб фотодіод не входив в режим насичення та продовжував працювати в лінійному режимі, необхідно послаблювати потужність лазерного сигналу. Тобто між лазером і фотодетектором бажано встановити змінний оптичний атенюатор (ЗОА). Оскільки RIN – це відносна міра, ослаблення в ланцюзі між лазером та фотодетектором не впливає на RIN лазера. Однак як впливає з (3.26), RIN в межі дробового шуму зменшується в міру зростання фотоструму. Отже, чутливість вимірювання RIN визначається величиною середньої потужності лазера на вході фотодетектора (див. рис. 3.6). Хоча можливо виміряти RIN на кілька децибел нижче, ніж згідно (3.26), точність вимірювання визначається безліччю факторів, в тому числі базовою статистикою RIN і методикою, яка використовується в процесі вимірювання [3.31]. Найбільш поширений метод дозволяє аналізувати СГПШ на виході схеми за допомогою радіочастотного аналізатора спектра (РАС). В даному випадку лазерний шум зазвичай буде нижче рівня власного шуму РАС. Отже, щоб забезпечити можливість вимірювання шуму, що генерується в оптичному діапазоні, між фотодіодом та РАС повинен бути введений малошумний

підсилювач (МШП). Припустимо, що рівень власного шуму РАС незначний у порівнянні з вихідним шумом МШП ( $N'$ ), тоді RIN можна записати як:

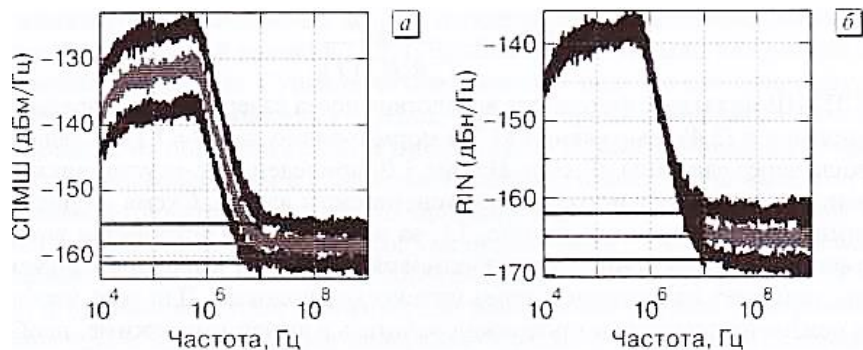
$$RIN = \frac{4 \left( \frac{N'}{g_{LNA} - F_{LNA} k_B T} \right)}{I_{dc}^2 R}, \quad (3.31)$$

де  $g_{LNA}$  – коефіцієнт підсилення МШП,  $F_{LNA}$  – фактор шуму МШП. Додаткові допущення, що стосуються (3.31), – це вихідний тепловий шум не впливає на RIN (див. обговорення до (3.21)),  $H_{pd} = 1/2$  у всій смузі РЧ-сигналу,  $B = 1$  Гц,  $g_{LNA}$  та  $F_{LNA}$  – константи у всій смузі вимірювань і використання обладнання, показаного на рис. 3.10. Якщо виключити який-небудь механізм модуляції, що призводить до накладання вхідного теплового шуму на лазерне випромінювання, то RIN, згідно (3.31), буде містити тільки власні шуми лазера й дробовий шум.

Що стосується завдання коректно виміряти спектр RIN будь-якого досліджуваного лазера у всьому діапазоні частот – це використовувати схему. На рис. 3.10 а наведено результати вимірювання СГПШ для АІГ-лазера при  $I_{dc} = 5, 10$  та  $20$  мА. Тут шум лазера переважає на частотах нижче  $3$  МГц, а основним джерелом шуму в області вище  $300$  МГц є дробовий шум. Як видно з рис. 3.11 а, СГПШ змінюється пропорційно  $I_{dc}$  (збільшується на  $3$  дБ при подвоєнні середнього струму) в межі по дробовому шуму і пропорційно  $I_{dc}^2$  (збільшується на  $6$  дБ при подвоєнні середнього фотоструму) в разі, коли переважають шуми лазера.

На рис 3.10 а - виміряна СГПШ АІГ-лазера при середніх фотострумах  $5$  мА (нижня крива чорного кольору),  $10$  мА (крива сірого кольору) та  $20$  мА (верхня крива чорного кольору). Напівжирними лініями показані результати розрахунку за допомогою (3.25) меж дробового шуму; на рис 3.10 б - виміряний відносний шум інтенсивності (RIN) АІГ-лазера при середніх фотострумах  $5$  мА (верхня крива чорного кольору),  $10$  мА (крива сірого кольору) та  $20$  мА (нижня крива чорного кольору).

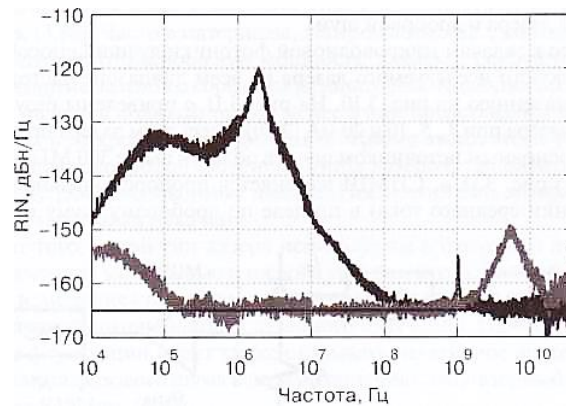
Напівжирними лініями показані результати розрахунку за допомогою (3.27) меж по дробовому шуму [3.20].



**Рис 3.10.** а - виміряна СПМШ АІГ-лазера; б - вимірний відносний шум інтенсивності (RIN) АІГ-лазера

Відповідний виміряним СПМШ рис. 3.10 а спектр RIN представлений на рис. 3.10 б. Відзначимо, що там де переважає шум лазера ( $f < 300$  МГц) спектри RIN не залежать від середнього фотоструму. Навпаки, в режимі обмеження дробовим шумом ( $f > 300$  МГц) вимірний RIN зменшується в міру зростання фотоструму  $RIN_{shot} \propto 1/I_{dc}$ . Взаємне перетворення RIN та СПП часто потрібно на практиці, наприклад при перерахунку шумової характеристики лазера, яка зазвичай трактувалася в одиницях RIN, в показники РЧ-системи.

На рис. 3.11 представлені два спектра RIN, виміряних за схемою рис. 3.10. Тут показані спектри твердотілого ербієвого волоконного лазера та напівпровідникового лазера з РЗЗ; в обох випадках середнє значення фотоструму становило 10 мА, що дозволяє встановити нижню межу вимірювання RIN в межі дробованого шуму на рівні  $-165$  дБн/Гц [3.42]. Межа дробових шумів на цьому рівні для твердотільного лазера лежить в смузі від 1 до 20 ГГц, а для напівпровідникового лазера – приблизно від 10 кГц до 1 ГГц.



**Рис. 3.11.** Результати вимірювань RIN для напівпровідникового лазера з розподіленим зворотним зв'язком (сірий колір) та ербієвого волоконного лазера (чорний колір)

В обох випадках значення середнього фотоструму становило 10 мА, що відповідає межі по дробових шуму -165 дБн/Гц (напівжирна лінія) [3.42].

Піки в спектрі RIN є наслідком ряду причин, в тому числі конкуренції мод або потрапляння в його резонатор зовнішнього шуму. Показаний на рисунку гострий пік близько 1 ГГц в спектрі волоконного лазера виникає через другу повздовжню моду. Однак більш широкі піки в області декількох мегагерц для волоконного лазера і близько 6 ГГц для напівпровідникового лазера – це результат релаксаційних коливань. Даний ефект проявляється в більшості лазерів, що використовуються в мікрохвильовій фотоніці, й іноді частота цих релаксаційних коливань називається «піком RIN» для конкретного лазера. Релаксаційні коливання, в загальному випадку, виникають, коли в активному середовищі час життя збудженого стану більше, ніж час життя фотона в резонаторі, що притаманне для більшості твердотільних та напівпровідникових лазерів. Релаксаційні коливання виникають поблизу усталеної амплітуди і викликаються навіть найменшими збудженнями в лазерному резонаторі або інтенсивності накачування. Як видно з рис. 3.11, частоти релаксаційних коливань в різних типах лазерів можуть значно відрізнитися.

У літературі можна знайти численні вирази для частот релаксаційних коливань, і два з них будуть згадані в цьому розділі. Як описано в розділі 1.3, частота релаксаційних коливань напівпровідникового лазера може бути записана як [3.43]:

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{A\rho_0}{\tau_p}}, \quad (3.32)$$

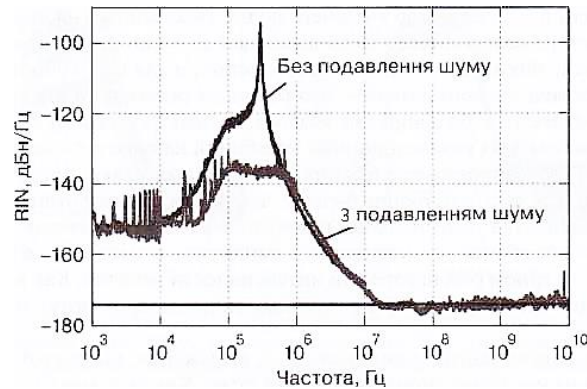
де  $A$  – диференційний оптичний коефіцієнт підсилення,  $\rho_0$  – стаціонарна густина фотонів,  $\tau_p$  – час життя фотона. Рівняння (3.32) досить важливо при конструюванні напівпровідникових лазерів не тільки тому, що описує піки шумового спектра, але також визначає смугу безпосередньої модуляції лазера. В [3.31] використані швидкісні рівняння для чотирьохрівневої системи АІГ-лазера, щоб отримати вираз для релаксаційної частоти у вигляді:

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{(W/W_{th}-1)}{\tau_a\tau_c}} \quad (3.33)$$

де  $W$  – інтенсивність накачування,  $W_{th}$  - порогова інтенсивність накачування,  $\tau_a$  - час життя атома,  $\tau_c$  - час життя фотона в резонаторі. У АІГ-лазері умова,  $\tau_a \gg \tau_c$  диктує, що для фіксованої порогової інтенсивності накачування визначається інтенсивністю накачування  $f_r$  та часом життя атома.

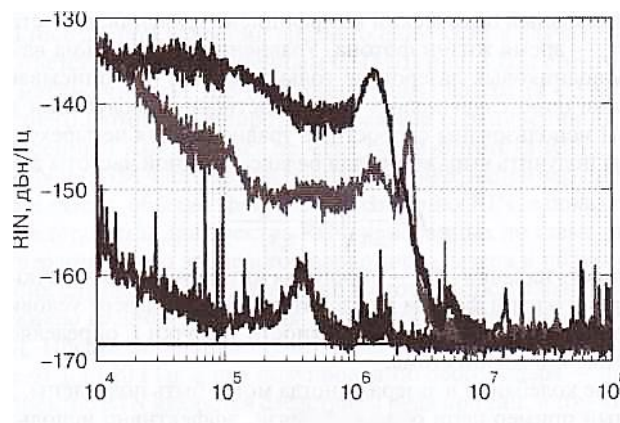
Релаксаційні коливання в лазерах іноді можуть бути придушені. На рис. 3.12 [3.25] показаний конкретний приклад кола зворотного зв'язку, ефективно використаний для придушення релаксаційних коливань в АІГ-лазері (Lightwave Electronics, Model No. M125N-1319-200). В даному випадку пік RIN в околиці 300 кГц було зменшено більш ніж на 40 дБ ціною незначного збільшення шуму в області між 800 кГц та 3 МГц. Спектри на рис. 3.12 були отримані за допомогою потужного фотодіода [3.24], який працював при  $I_{dc} = 80\text{mA}$ , що встановлює межу по дробовому шуму  $-174$  дБн/Гц. Відсутність у фотодіоді кола узгодження імпедансів

призвело до неузгодженості, який викликав пульсації вище 30 МГц. Пік в околиці 8,5 ГГц узгоджується з міжмодовим інтервалом в лазері. Ці дві особливості можна чіткіше побачити на рис. 3.8, на якому частина даних рис. 3.12 побудована на графіку з лінійною частотною віссю.



**Рис. 3.12.** Результати вимірювання спектрів RIN АІГ-лазера, що показують вплив схеми шумозаглушення

Електронні схеми драйверів також значно впливають на шумові характеристики лазера. На рис. 3.13 показані три спектра RIN вищезгаданого напівпровідникового лазера з РЗЗ, керованого трьома різними електронними драйверами.



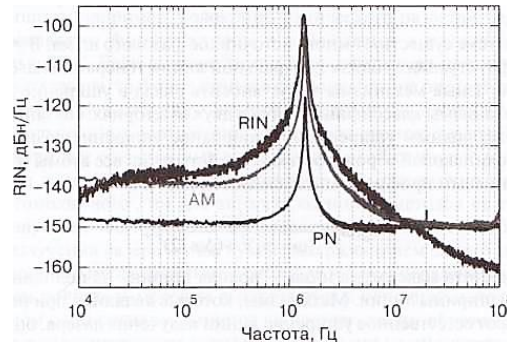
**Рис. 3.13.** Результати вимірювання спектрів RIN напівпровідникового лазера з РЗЗ при застосуванні трьох різних джерел струму

Детальний опис цих даних представлено в [3.44], а тут досить сказати, що вибір джерела може значно змінити спектр шуму лазера. У разі напівпровідникового лазера з РЗЗ шум струму накачування може безпосередньо модулювати інтенсивність лазера й виявлятися як надмірна RIN. Ефективність та ширина смуги цього процесу залежать від конкретного типу лазера. Загалом, лазери будуть більш ефективно реагувати на зміни рівня накачування на частотах нижче релаксаційного колювання. Отже, навіть високочастотний шум накачування порядку гігагерц може бути асоційований з напівпровідниковими лазерами. Твердотільні лазери з оптичним накачуванням більш стійкі до шуму накачування в мікрохвильовому режимі. Наприклад, твердотільні лазери, що включають волоконні лазери, леговані ербієм, та АПГ-лазери показують релаксаційні колювання нижче декількох мегагерц (див. рис. 3.11 і 3.12). Для ліній передачі, що функціонують вище релаксаційних колювань, такий низькочастотний шум є проблемою тільки в плані можливості його підвищуючого перетворення в смугу РЧ-носійної.

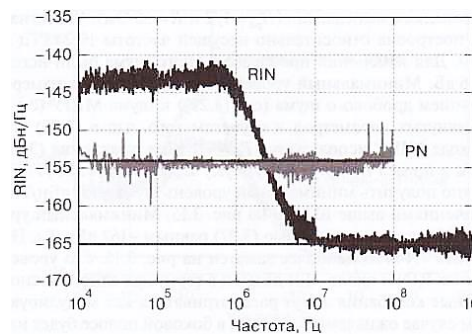
На рис. 3.14 та 3.15 наведені приклади шуму лазера внаслідок підвищення перетворення частоти до смуги РЧ-носійної. Зокрема, на рис. 3.15 показані три спектра, виміряні для ербієвого волоконного лазера: спектр RIN в основній смузі, а також спектри односмугового фазового та амплітудного шумів на РЧ-носійної в фотонній лінії на базі того ж лазера [3.20]. Величина RIN була виміряна за допомогою установки, перетворений шум був визначений за допомогою системи тестування фазового шуму Agilent E5500A/B. Середній фотострум дорівнював 5 мА для обох вимірів (RIN та лінії передачі), крім того, в обох схемах використовувалися фотодіоди з узгодженням імпедансів ( $H_{pd} = 1/2$  та  $R = 50 \text{ Ом.}$ ). Частотна вісь для перетвореного шуму побудована щодо носійної частоти 10,24 ГГц при абсолютному значенні  $P_{rf} = 4 \text{ дБм.}$  Для вимірювань перетвореного шуму були використані МШП

$zG = 20$  дБ та  $NF = 6$  дБ.

Суцільна напівжирна лінія – це межа по дробовому шуму для середнього значення фотоструму 80 мА (див. (3.27)) [3.25].



**Рис. 3.14.** Результати вимірювання RIN в смузі основних частот та перетворених вгору односмугових амплітудного (AM) та фазового (PN) шумів в лінії передачі на базі ербієвого волоконного лазера



**Рис. 3.15.** Результати вимірювання RIN в смузі основних частот і перетвореного вгору однополосного фазового (PN) шуму в лінії передачі на базі АІГ-лазера

Суцільна напівжирна лінія - це межа по дробовому шуму для середнього фотоструму 20 мА [3.34]. Мінімальний рівень шуму для даних вимірювань визначався сумарним впливом дробового шуму (див. (3.29)) й шуму МШП (див. (3.19)). При підстановці вищезазначених параметрів та з урахуванням того, що в (3.29) в якості рівня РЧ-потужності на вході МШП використовується  $P_{rf} = -16$  дБм, рівняння (3.19) дає результат:  $\mathcal{L}_{sh}(f') = -155$  дБн/Гц, а межа ежа по дробовому шуму



$\mathcal{L}_{sh}(f') = -154$  дБн/Гц. Комбінуючи ці два джерела, можна отримати мінімальний рівень шуму  $-151$  дБн/Гц, що узгоджується з вимірними значеннями вище  $10$  МГц на рис. 3.14. Мінімальний рівень дробового шуму для спектра RIN задається за допомогою (3.27) рівним  $-162$  дБн/Гц. Пік релаксаційних коливань поблизу  $1,4$  МГц найбільш помітний на рис. 3.14. Його рівень відповідає  $-97$  дБн/Гц в термінах RIN і близько  $-101$  дБн/Гц в термінах однополосного амплітудного шуму. Релаксаційні коливання можуть розглядатися як сигнал, що модулює для РЧ-носійну, в цьому випадку очікуваний рівень в бічній смузі буде на  $3$  дБ нижче потужності модульованого сигналу [3.2]. Відмінність, що спостерігається в  $4$  дБ між спектром RIN та спектром однополосного амплітудного шуму, знаходиться в погоджені з експериментальною похибкою в межах  $1$  дБ. Максимум спектра однополосного фазового шуму складає  $-118$  дБн/Гц, що на  $17$  дБ нижче значення амплітудного шуму й відноситься до обмеженої здатності вимірювальної системи щодо усунення амплітудного шуму. Таким чином, шум лазера в даному випадку впливає на перетворений вгору амплітудний шум, але не впливає на перетворений вгору фазовий шум.

На рис. 3.15 показані два спектра, що демонструють ще один приклад, де шум інтенсивності лазера не вносить вклад в перетворений вгору РЧ фазовий шум [3.20]. Зокрема, наведені спектр для RIN АІГ-лазера та односмуговий фазовий шум в околиці частоти носійної  $10,24$  ГГц на виході лінії на базі того ж лазера. Для обох наборів даних  $I_{dc} = 10$  мА,  $H_{pd} = 1/2$  та  $R = 50$  Ом. Значення RIN по дробовому шуму розраховане за допомогою (3.27) й становить  $-165$  дБн/Гц. Вище  $10$  МГц спектр RIN обмежується дробовим шумом, однак на низьких частотах рівень RIN лазера набагато вище дробового шуму. Дані фазового шуму визначені по відношенню до потужності носійної  $-13$  дБм, що встановлює межу по дробовому шуму на рівні  $-154$  дБн/Гц (див. (3.29)). Вимірний

фазовий шум обмежений дробовим шумом по всьому заданому діапазону частот. Як впливає з рисунку, в даному випадку RIN лазера становить – 144 дБн/Гц і не вносить вклад в перетворений вгору фазовий шум.

Перетворений спектр побудований по відношенню до частоти РЧ-носійної 10,24 ГГц [3.20].

Межа за дробовим шумом показана у вигляді суцільних ліній для кожного набору даних. Перетворений спектр побудований по відношенню до частоти РЧ-носійної 10,24 ГГц [3.20].

Як згадувалося вище, фотодіоди перетворюють флуктуації оптичної інтенсивності в коливання струму. Отже, шум інтенсивності лазера – головна проблема радіофотонної лінії. Флуктуації оптичної фази не впливають на РЧ характеристику фотонних ліній до тих пір, поки не з'являється деякий механізм, що перетворює фазові коливання в коливання інтенсивності. На жаль, таких механізмів досить багато. Зокрема, ненавмисні відбиття в лінії передачі можуть створити багатопроменеве середовище, в якому фазовий шум перетворюється в шум інтенсивності ще до фотодетектування. Волоконні ефекти, такі як подвійне релеївське розсіювання та хроматична дисперсія (див. розділ 5), можуть також перетворювати оптичні фазові флуктуації в флуктуації інтенсивності в системах з прямим детектуванням. Перетворення фаза-інтенсивність є навмисним в системах, де інформація закодована в оптичній фазі, і такі системи будуть неодмінно перебувати під впливом оптичного фазового шуму, а також шуму інтенсивності. У зв'язку з цим в іншій частині цього розділу будуть дані поняття, пов'язані з фазовим шумом лазера та його виміром.

В лазерній системі існує багато джерел фазового шуму. В цьому розділі сконцентруємося на флуктуаціях поблизу центральної лінії генерації лазера – на ширині лінії. Різноманітні механізми можуть вносити вклад в розширення лінії випромінювання лазера. Дані механізми

класифікуються в двох категоріях: пов'язані з однорідним розширенням та неоднорідним розширенням. Однорідне розширення виникає, коли механізм розширення з однаковою ймовірністю впливає на всі атоми і лінія генерації описується лоренцевим профілем інтенсивності [3.44]:

$$I_o(\omega) \approx \frac{\Delta\omega}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Delta\omega/2)^2}, \quad (3.34)$$

де  $\omega_0$  - кутова частота максимуму,  $\Delta\omega$  - повна ширина на половині максимального значення (FWHM) ширини лінії. Механізми, які є причиною однорідного розширення, включають природне розширення лінії випромінювання лазера, яке визначається квантовою механікою, раманівським розсіюванням, збільшенням часу життя в твердотільних лазерних системах і розширенням за рахунок зіткнень в газових лазерах. Однорідно-розширені лазери можуть показувати просторове вигорання провалів. Даний ефект виникає в тому випадку, коли підсилювальне середовище лазера просторово насичується єдиною модою резонатора. Інші поздовжні моди можуть все ще відчувати підсилення в просторових областях, де воно залишається ненасиченим [3.45].

Неоднорідне розширення виникає в процесі впливу на кожен атом з випадковою ймовірністю. Для опису неоднорідного розширення може бути застосована Функція Гауса [3.45]:

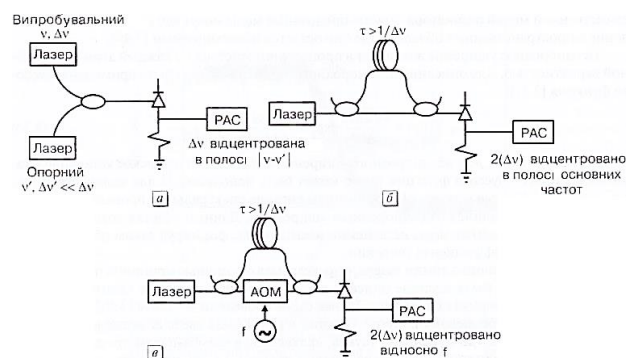
$$I_o(\omega) = \frac{4\sqrt{\pi \ln 2}}{\Delta\omega} \exp \left[ \frac{-4(\omega - \omega_0)^2 \ln 2}{(\Delta\omega)^2} \right]. \quad (3.35)$$

Класичним прикладом неоднорідного розширення є доплерівське розширення в газових системах. Функція Гауса також може бути використана для кількісного визначення 1/f-шуму в лазерах [3.46]. Фотовипалювання спектральних провалів – це феномен, що асоціюється з неоднорідним розширенням. Даний ефект виникає, коли різні моди, що збуджуються, незалежно насичуються, формуючи таким чином «провали» в спектрі коефіцієнта підсилення.

Природна ширина лінії лазера, що визначається за допомогою

принципу невизначеності Гейзенберга, була вперше описана в [3.47]. Ранні вимірювання квантово-обмеженої лінії по формулі Шавлова-Таунса були проведені в роботі [3.48] й очікувано відповідали лоренцевому контуру. Пізніше в [3.49] була введена модифікована ширина лінії в межі Шавлова-Таунса, що включає «альфа-параметр» для опису розширення, що спостерігається в напівпровідникових лазерах. Альфа-параметр – це відношення відхилень від усталеного значення дійсної частини показника заломлення до його уявної частини. Даний параметр був повністю описаний в двох пізніших оглядових статтях [3.50] та [3.51] і до цього часу використовується для аналізу напівпровідникових лазерів [3.52]. У деяких випадках форма лінії лазера може визначатися як однорідним, так і неоднорідним процесами. У таких випадках форма лінії випромінювання не може бути окремо відтворена ні за допомогою розподілу Лоренца, ні за допомогою гаусівського розподілів. Більш коректно для опису вимірюного спектра можна скористатися функцією Фойгта, що містить внесок обох вищевказаних розподілів [3.46].

Вимірювання ширини лінії лазера може бути виконано різними методами. Три найбільш поширених з них зображені на рис 3.16.



**Рис. 3.16.** Експериментальні установки для визначення ширини лінії лазера

А саме показані концептуальні діаграми (а) гетеродинного, (б) гомодинного, (в) автогетеродинного підходів. Детальний опис кожного

варіанту знаходиться поза рамками даної роботи, тому в цьому розділі будуть описані лише основні положення. Повне роз'яснення з цих та інших методів дано в [3.53]. У гетеродинному варіанті для вимірювань використовується опорний лазер. Випромінювання опорного та тестового лазерів об'єднуються в оптичному діапазоні за допомогою, наприклад, волоконно-оптичного розгалужувача. Комбіноване поле виявляється фотодетектором і спостерігається в радіочастотному діапазоні зазвичай за допомогою РАС. Якщо ширина лінії опорного лазера набагато менше ширини лінії тестованого лазера, то форма лінії в радіодіапазоні є реплікою останнього на різницевій частоті двох лазерів. Гетеродинна техніка корисна, тому що з її допомогою можна показати асиметрію лінії тестованого лазера. Проте метод складний в реалізації для сучасних лазерів з високим ступенем монохроматичності, оскільки ширина лінії опорного лазера може не бути досить вузькою.

Ні для автогомодинного<sup>10</sup>, ні для автогетеродинного методів не потрібно опорний лазер. Швидше, випромінювання тестованого лазера змішується з самим собою. Це досягається поділом випромінювання лазера на два пучка, затримування одного сигналу по відношенню до іншого, повторним об'єднанням сигналів, а потім передачею їх на фотодетектор. У автогомодинному підході вимірювання виконуються в основній смузі частот, тоді як в автогетеродинному один сигнал зсувається по частоті, таким чином, формуючи биття на частоті зсуву радіохвиль. Це має перевагу, оскільки вимірювання проводиться в радіочастотному діапазоні поза основною смугою частот, де може бути присутнім значний шум вимірювальної системи.

Показані: а - гетеродинна схема, б - гомодинна схема, в – автогетеродинна схема, АОМ - акустооптичний модулятор.

---

<sup>10</sup> Вище той же метод названий просто «гомодинним». Швидше за все, це помилка, але для збереження точності перекладу тут і далі він буде називатися, як в оригіналі.

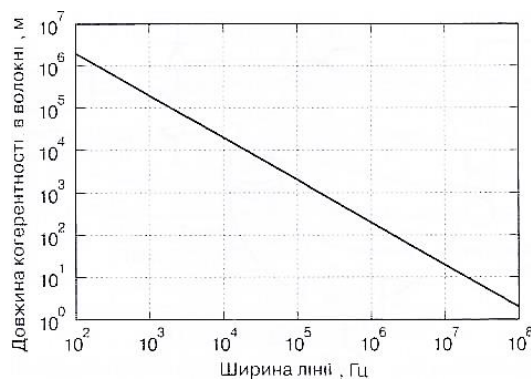
Загальновідомо, що стабільне визначення важко реалізувати, використовуючи хоча б якийсь метод, в якому затримана репліка від лазера зберігає когерентність з реплікою без затримки. Тому бажано використовувати затримку, яка більше довжини когерентності лазера. Для ширини спектральної лінії  $\Delta\nu = \Delta\omega/2\pi$  часова затримка повинна бути більше часу когерентності лазера, тобто:

$$\Delta\tau > \frac{1}{\Delta\nu}. \quad (3.36)$$

Із (3.46) необхідна довжина лінії затримки в середовищі з показником заломлення  $n$  буде:

$$\Delta L = \frac{c}{n\Delta\nu}, \quad (3.37)$$

де  $c$  – швидкість світла у вакуумі. Рішення, згідно (3.47), відображено графічно на рис. 3.17 при типовому значенні  $n$  для оптичного волокна, що дорівнює 1,5.



**Рис. 3.17.** Залежність мінімальної довжини когерентності, даної рівнянням (3.37) при  $n = 1,5$  (оптичне волокно), від спектральної ширини лазера

Для обох автогомодинного та автогетеродинного підходів спектр в РЧ-діапазоні являє згортку спектра лазера з самим собою. Два слідства з цього полягають у тому, що втрачаються будь-які асиметрії в формі лінії і спектральна ширина лінії радіочастот буде більше, ніж дійсна спектральна ширина лазера. Для строго лоренцевої форми виміряна спектральна ширина лінії (FWHM) буде в два рази більше дійсної спектральної ширини

лінії, а для строго гаусової форми – в  $\sqrt{2}$  раз [3.53]. Якщо оптичне випромінювання з лоренцевою формою лінії, яка визначається за допомогою (3.34), зсувається в основну смугу частот ( $\omega_0 = 0$ ) стає функцією частоти в герцах  $\nu = \frac{\omega}{2\pi}\Delta$  й перетворюється в лоренцевий контур подвійної ширини ( $\omega/2\pi = 2\Delta\nu$ ), то:

$$I_o(\omega) \approx \frac{\Delta\nu}{\pi[\nu^2 + (\Delta\nu)^2]} \quad (3.38)$$

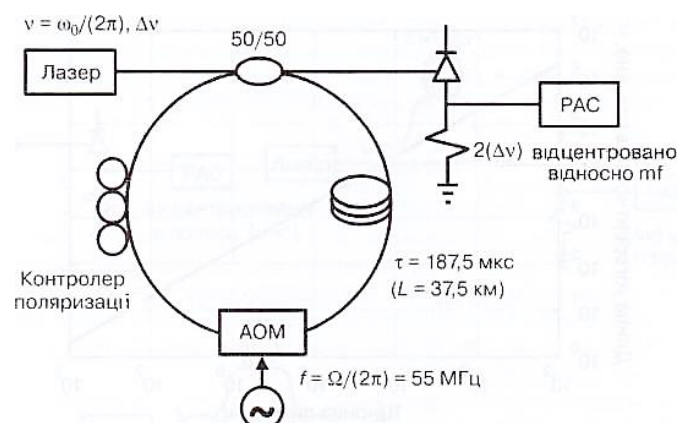
Рівняння (3.38) може бути використано для підбору профілю інтенсивності в РЧ діапазоні щоб визначити лоренцеву ширину лінії (FWHM)  $\Delta\omega$  в оптичному діапазоні.

Автогетеродинний метод часто застосовується для визначення характеристик лазерів, що використовуються в мікрохвильовій фотоніці. Перша демонстрація даного методу була проведена на базі волоконно-оптичного інтерферометра Маха-Цандера [3.54]. В одне плече інтерферометра була введена волоконно-оптична лінія затримки, а в іншому забезпечувався частотний зсув за допомогою АОМ. До аналогічного результату призводить використання інших типів асиметричних інтерферометрів, наприклад інтерферометра Майкельсона. Роздільну здатність в такій схемі можна визначити з [3.55]:

$$\Delta\nu_{min} = \frac{c[-0,4\log(RBW \cdot n\Delta L/c) + 0,6]}{n\Delta L}, \quad (3.39)$$

де RBW – смуга вимірювання РАС, і має забезпечуватися умова  $(RBW \cdot n\Delta L/c) < 0,3$ . Рівняння (3.39) встановлює довжину волокна для автогетеродинної схеми і узгоджується з (3.37) за умови  $(RBW \cdot n\Delta L/c) < 0,1$ . Щоб зменшити потребу в довгих волокнах при визначенні характеристик лазера, також можливе використання рециркуляції в оптичній лінії затримки. Вперше рециркуляційна волоконно-оптична лінія затримки для автогетеродинного підходу була запропонована в [3.55], також відомі й інші варіанти, як, наприклад, компенсація втрат [3.56].

На рис. 3.18 показана рециркуляційна волоконно-оптична лінія затримки з деякими унікальними властивостями. Випромінювання тестованого лазера проходить через волоконно-оптичний ізолятор та рівномірно розподіляється по двох гілках. Випромінювання в першій гілці надходить безпосередньо на фотодіод, тоді як у другій вводиться в спеціально створений волоконний тракт. Тракт складається з дванадцяти відрізків довжиною по 3,125 км, що включають по шість відрізків кожного з двох типів волокон, зрощених поперемінно, із загальною довжиною 37,5 км (затримка 187,5 мкс). Таке розташування зменшує вплив ефектів вимушеного розсіювання Мандельштама–Бріллюена (SBS) на сигнал, що поширюється та хроматичної дисперсії, яке буде детально розглянуто в розділі 5. Після проходження цього волоконного тракту сигнал зсувається по частоті на 55 МГц за допомогою АОМ й потім пропускається через контролер поляризації (КП). Цей пристрій використовується для вирівнювання поляризацій затриманого та незатриманого сигналів, максимізуючи, таким чином, сигнал биття. Половина затриманого сигналу підводиться до фотодіоду, в той час як інша половина продовжує рециркуляцію.



**Рис. 3.18.** Рециркуляційна волоконно-оптична лінія затримки для визначення ширини лінії лазерного випромінювання



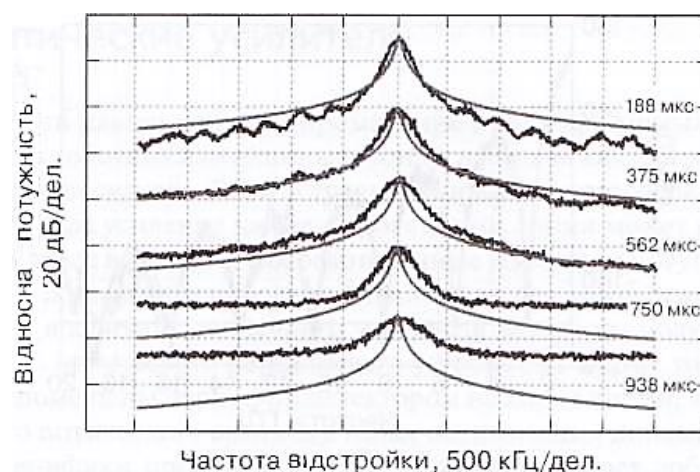
Якщо прийняти, що вхідне електричне поле відповідає  $E_{in}(t) = E_0 \exp[i\omega_0 t + i\phi(t)]$ , то ідеальне вихідне електричне поле буде мати вигляд:

$$E_0(t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \sum_{m=0}^{\infty} \left(\sqrt{\alpha/m}\right)^m \exp[i(\omega_0 + m\Omega)(t - m\tau) + i\phi(t + m\tau)], \quad (3.40)$$

$E_0$  - амплітуда електричного поля;  $\phi$  - фаза, що залежить від часу;  $t$  - номер циркуляції через волоконну петлю;  $\alpha$  - втрати оптичної потужності в волоконній петлі;  $\Omega$  - кутова частота керуючого сигналу АОМ;  $\tau$  - час затримки в петлі. Квадратичне детектування поля в (3.40) реалізує затримане автогетеродинне вимірювання ширини лазерної лінії з часом затримки  $m\tau$ , центрованої в околиці частот  $m\Omega/(2\pi)$ .

Схема, показана на рис. 3.18, була застосована для дослідження характеристик ербієвого волоконного лазера. Результати наведені на рис. 3.20 для максимально п'яти проходів по волоконній лінії затримки [3.57]. При  $\text{RBW} = 1$  кГц розширення, розраховане за допомогою (3.39), при  $m = 1-5$  відповідно дорівнює 4,747; 2,052; 1,243; 0,866 та 0,651 кГц.

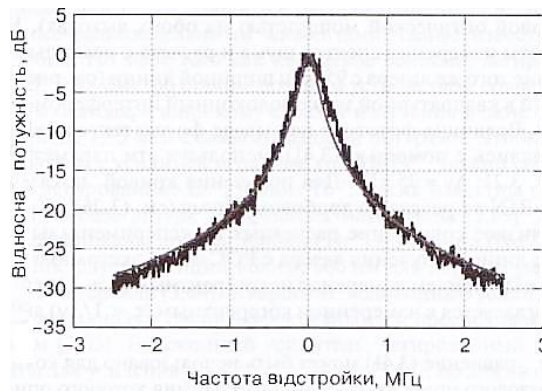
Кожен набір даних на рис. 3.19 нормований на центральну частоту биття ( $m \cdot 55$  МГц) та на максимальну потужність.



**Рис. 3.19.** Виміряна форма лінії в функції від часу рециркуляції випромінювання ербієвого волоконного лазера

Кожен спектр порівнюється з лоренцевою формою лінії (див. (3.38)) при  $\Delta\nu = 2.5$  кГц. Після першого проходу з 188-мкс затримкою лазерне випромінювання все ще когерентне, і інтерференційні смуги ще помітні на крилах спектра. За допомогою (3.36) можна визначити, що ширина лінії менше 5,4 кГц. При 375-мкс затримки ( $m = 2$ ) лоренцевий контур шириною 2,5 кГц забезпечує гарний збіг на крилах, але поблизу максимуму виникає гаусівське розширення. Крім того, спостерігаються слабкі залежності від шумових перешкод, які вказують згідно (3.36) на ширину лінії близько 2,6 кГц. При наступних проходах крила спектра маскуються мінімальним рівнем шуму виміральної системи і розширення зростає. З даних рис. 3.19 можна зробити наступні висновки: ширина лінії лазерного випромінювання близько 2,5 кГц, але в ній можуть бути присутніми механізми розширення, відмінні від однорідних. Крім того, зміни в волокні під впливом зовнішніх умов (температурних або акустичних) можуть вносити вклад в варіації фази. У наведеному вище аналізі довжини волокон передбачалися постійними. Подальше дослідження, яке демонструє, яким складним може стати визначення ширини лінії для лазерів з вузькою лінією. Напівпровідниковий лазер з РЗЗ також був вимірний за допомогою схеми, показаної на рис. 3.18, результати вимірювань представлені на рис. 3.20 [3.58]. На рисунку наведені вимірні дані для одного проходу петлі, нормовані на центральну носійу частоту 55 МГц та на максимальну вимірну потужність. Екстраполяція даних здійснювалася за допомогою (3.38) при  $\Delta\nu = 95$  КГц.

Вимірня форма лінії в функції від часу рециркуляції випромінювання ербієвого волоконного лазера для максимально п'яти проходів через петлю рис. 3.18. З метою порівняння амплітуди спектрів зрушені на 30 дБ й нормовані по частоті. Суцільні лінії представляють розрахований за допомогою (3.38) лоренцевий контур з шириною лінії (FWHM) 2,5 кГц [3.57].



**Рис. 3.20.** Автогетеродинний вимір з затримкою для напівпровідникового лазера з розподіленним зворотним зв'язком

Суцільна лінія означає розрахований за допомогою (3.38) лоренцевий контур з шириною лінії (FWHM) 95 кГц [3.58]. Спостерігається гарний збіг результатів розрахунку та вимірювань, який допомагає зрозуміти, що в цьому конкретному лазері переважає однорідне розширення форми лінії.

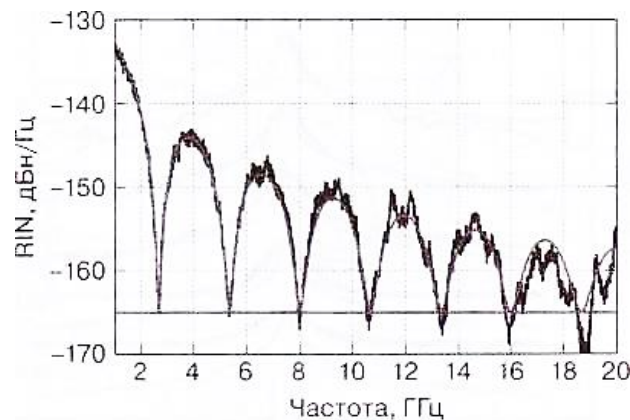
В застосуваннях мікрохвильової фотоніки фазовий шум лазера може проявлятися різними шляхами. Будь-який процес, що вносить диференційну часову затримку між сигналом та його копією, потенційно перетворює фазовий шум лазера в шум інтенсивності. В якості датчика, а також для демодуляції сигналів з фазовим кодуванням часто використовуються інтерферометри. Теорія, пов'язана з перетворенням фаза-інтенсивність стосовно шуму лазера в двопробних інтерферометрах, представлена в двох послідовно опублікованих статтях [3.59], [3.60]. Вирази з цих статей можуть бути використані для опису фазового шуму лазера, який може бути перетворений в RIN як:

$$RIN = \frac{\Delta\nu \cdot e^{-\pi\tau\Delta\nu}}{\pi(\Delta\nu^2 + f^2)} [\cosh(2\pi\tau \cdot \Delta\nu) - \cos(2\pi f\tau)], \quad (3.41)$$

Вимірювання відносного шуму інтенсивності лазера з лінією випромінювання згідно рис. 3.20 після передачі через ІМЦ з 375-пс диференційною затримкою. Суцільні лінії – результати розрахунку за

допомогою (3.41) та межі дробового шуму ( $-165$  дБн/Гц) [3.5В].

Де  $\Delta\nu$  – ширина лінії, що передбачає відповідність лоренцевому контуру,  $f$ -частота РЧ-діапазону,  $\tau$ -диференційна затримка між двома плечами інтерферометра. Крім того, в (3.41) передбачається, що двопробеневий інтерферометр зміщується в квадратурі (з однаковою оптичною потужністю на обох виходах). На рис. 3.21 [3.58] наведені результати вимірювання спектра шуму та розрахунку за допомогою (3.41). В ході експерименту випромінювання того ж лазера з  $95$ кГц шириною лінії (див. рис. 3.20) було передано через зміщений в квадратурній точці волоконний інтерферометр Маха-Цандера (ІМЦ) з  $\tau = 375$  пс.



**Рис. 3.21.** Вимірювання відносного шуму інтенсивності лазера з лінією випромінювання

Величина фотоструму на виході фотодетектора склала  $I_{dc} = 10$  мА. Розрахунки здійснювалися за допомогою (3.41), використовуючи ці параметри, а також результат аналізу на рис. 3.21,  $\Delta\nu = 95$ кГц. Для одержання кривої, показаної на рис. 3.21 в (3.41) був введений RIN в межі дробового шуму (див. (3.26)). Як впливає з рисунку, спостерігається збіг розрахункових та експериментальних даних. В даному випадку ширина лінії випромінювання лазера з РЗЗ чітко екстраполюється лоренцевим контуром з  $\Delta\nu = 95$  кГц, причому вимір некогерентним ( $\tau \gg 1/\Delta\nu$ )

автогетеродинним методом добре узгоджується з виміром когерентним ( $\tau_1 \ll 1/\Delta\nu$ ) автогомодинним методом.

Таким чином, рівняння (3.41) може бути використано для кількісного визначення впливу фазового шуму лазера, лінія випромінювання якого описується лоренцевим контуром, на систему на базі двопроменевого інтерферометра. На практиці існують різні механізми, за допомогою яких можна перетворити фазовий шум лазера в RIN. На сторінках даної роботи будуть розглядатися метод когерентного детектування, хроматична дисперсія та релєївське розсіювання. Також існує безліч механізмів, які можуть стати причиною оптичного фазового шуму і які важко описати в термінах ширини лінії, як, наприклад, паразитна частотна або фазова модуляція, викликана зовнішніми сигналами та/або шумом.

У цьому розділі були розглянуті найбільш важливі аспекти шуму лазера для цілей мікрохвильової фотоніки. Показано, що флуктуації інтенсивності в оптичному полі після фотодетектування перетворюються в шум радіочастот. У світлі цього флуктуації інтенсивності лазера вкрай важливі в радіофотоніці незалежно від того, чи належать вони до власного шуму інтенсивності лазера або до його фазового шуму, який перетворюється в шум інтенсивності. У міру безперервного зростання потужності фотодіодів з смугою радіочастот також зростають вимоги до малошумних лазерів. Кращою практикою в зв'язку з лазерними шумами стосовно радіофотоніки є ретельна характеристика лазерного шуму з точки зору його проявів в РЧ діапазоні в кожній конкретній схемі.

### 3.5. Оптичні підсилювачі

Оптичні підсилювачі знайшли широке застосування в радіофотонних лініях. Вони можуть бути використані в коротких або довгих лініях передачі як для збільшення, так і для підтримки потужності сигналу. У магістральних застосуваннях зосереджене або розподілене оптичне підсилення на всьому протязі лінії може компенсувати втрати на поширення в волокні. Зосереджені підсилювачі можуть бути використані в волоконно-оптичних лініях невеликої довжини як для компенсації втрат компонентної бази, так і в якості кінцевого підсилювача лазерного модуля, щоб підвищити вихідну потужність оптичного передавального пристрою. Крім того, оптичні підсилювачі можуть бути поміщені перед фотодетектором на кінці лінії, щоб підвищити рівень прийнятого оптичного сигналу з метою оптимізації динамічного діапазону. Незалежно від специфіки застосування процес підсилення буде додавати шум в сигнал, який передається. Є умови роботи і деякі типи підсилювачів, де це положення не є обов'язковим [3.1], але такі пристрої та системи знаходяться поза компетенцією цієї роботи. Шум, що додається процесом підсилення, може трактуватися різними шляхами [3.61]; розгляд в цьому розділі акцентується на характеристиках та питаннях побудови аналогової лінії передачі.

У даній книзі не ставилося завдання охопити всі можливі оптичні підсилювачі для мікрохвильової фотоніки. Найбільш поширені – це волоконні підсилювачі, леговані рідкоземельними елементами, найвідоміші серед яких будуються на базі ербію. У міру того як кварцове волокно, леговане  $\text{Er}^{3+}$ , стало легкодоступне [3.62], ЕВП швидко стали ключовим пристроєм сучасних телекомунікаційних систем завдяки широкому спектру випромінювання у вікні прозорості кварцового волокна

в районі 1,55 мкм з найменшими втратами. Щоб збільшити перетин поглинання в порівнянні з підсилювачем на базі тільки  $\text{Er}^{3+}$ , можна спільно легувати кварцове волокно, леговане  $\text{Er}^{3+}$ , іоном  $\text{Yb}^{3+}$ .

Також відомі рідкоземельні оптичні підсилювачі на базі інших легуючих матеріалів [3.63]. Наприклад, оптичні волокна були леговані іонами тербія ( $\text{Tb}^{3+}$ ) й неодиму ( $\text{Nd}^{3+}$ ): відповідні зразки показали пік флуоресценції поблизу 600 нм для першого матеріалу і в районі 1,06 мкм для другого матеріалу [3.64].

Кварцові волоконні підсилювачі, леговані тербієм, також показали себе дуже ефективними і забезпечують підсилення в області довжин хвиль 1 мкм [3.65]. Волоконний підсилювач, легований празеодимом ( $\text{Pr}^{3+}$ ), пропонує варіанти для підсилення в 1,3-мкм області [3.66], але для його створення потрібно флуоридне оптичне волокно, яке важко поєднати із кварцевим волокном, що всюди використовується. Попри всі ці варіанти, ЕВП залишається найкращим вибором розробників цифрових та аналогових систем. Питання впливу ЕВП на шумові характеристики аналогової лінії передачі будуть детально розглянуті в підрозділі 3.5.1.

Раніше були перераховані інші доступні технології побудови оптичних підсилювачів, крім волоконних підсилювачів, легованих рідкоземельними елементами. Зокрема, в підрозділі 3.5.2 будуть розглянуті волоконні підсилювачі, що використовують ефекти Бріллюена та Рамана. Інші можливі механізми оптичного підсилення у волокні включають параметричні процеси. Наприклад, внаслідок кубічної сприйнятливості ( $\chi^{(3)}$ ) в нелінійному волокні ефект чотирьохфотонного змішування може бути застосований для реалізації оптичного параметричного підсилювача [3.67].

Хоча даний тип підсилювача також не розглядається в цій книзі, для нього були запропоновані різні застосування [3.68], які показали його перспективність з точки зору низького рівня внесеного шуму, але при

великій потужності накачування. Також є оптичні підсилювачі, які базуються на волокні, такі як напівпровідникові оптичні підсилювачі (НОП). Цей тип підсилювача дуже привабливий завдяки своєму інтеграційному потенціалу, і буде розглянуто в підрозділі 3.5.3.

### 3.5.1. Ербієві волоконні підсилювачі

Схематичне зображення ЕВП показано на рис. 3.22. Активне середовище складається з відрізка волокна, легованого  $\text{Er}^{3+}$ . Енергетична діаграма для цього іона представлена на рис. 3.24. Перехід з першого збудженого стану в основний стан  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  відповідає смузі випромінювання в районі 1,53 мкм, що збігається з вікном мінімуму втрат при поширенні в оптичних системах на базі кварцового волокна.

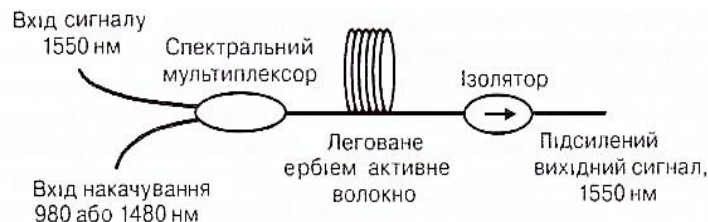


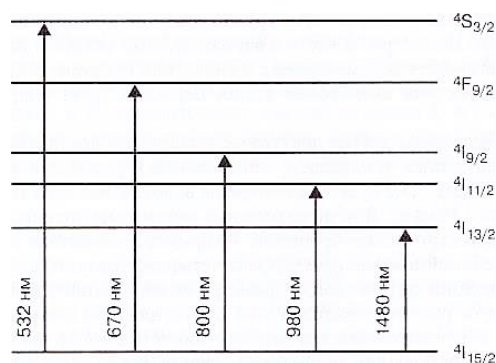
Рис. 3.23. Основні компоненти ербієвого волоконного підсилювача

**Рис.3.22.** Основні компоненти ербієвого волоконного підсилювача

Сигнал в околиці 1,55 мкм може бути об'єднаний з сигналом накачування ербієвого волокна за допомогою спектрального поділу каналів (СПК). Вхідний оптичний сигнал стимулює випромінювання при  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  переході, що веде до когерентного підсилення сигналу. При переході зі збудженого в основний стан також виникають спонтанні акти випромінювання, результатом яких є шум. Як буде описано нижче,



оптична спонтанна емісія перетворюється в радіочастотні типи шуму. Є безліч варіантів довжин хвиль накачування, число яких ще збільшується при додатковому легуванні  $\text{Yb}^{3+}$  (рис. 3.23). Накачування поблизу 1480 нм безпосередньо збуджує стан  $^4I_{13/2}$  і створює дворівневу систему. Трирівнева система виходить в результаті накачування випромінюванням на 980 нм, що збуджує активне середовище в стан  $^4I_{11/2}$  який, в свою чергу, безвипромінювально переходить в метастабільний перший збуджений стан. Обидві ці довжини хвиль часто використовуються, при цьому застосовуються для накачування серцевини напівпровідникові лазери з однією просторовою модою й потужністю на рівні до декількох Вт є комерційно доступними.

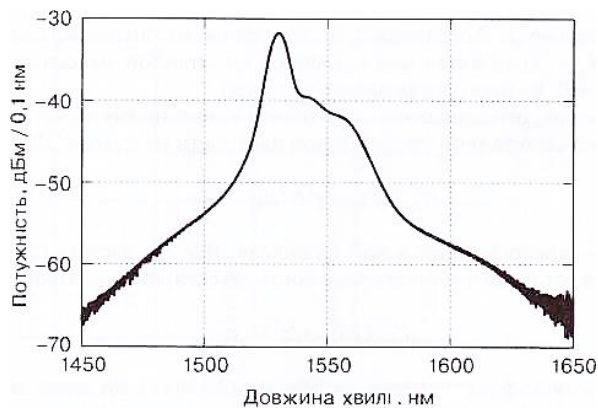


**Рис. 3.23.** Діаграма енергетичних рівнів для іона  $\text{Er}^{3+}$ . Довжини хвиль в нм показані для процесу поглинання

Переваги накачування в районі 1480 нм складаються в більш широкому спектрі поглинання, але накачування при 980 нм використовується частіше, оскільки забезпечує кращі шумові характеристики [3.69]. Інша перевага накачування на 980 нм полягає в тому, що завдяки великій різниці довжин хвиль накачування та сигналу, є можливість застосування надійних легкодоступних мультиплексорів на базі сплавних розгалужувачів.

Праворуч – написи у формі  $2^{S+1}L_j$ ,  $S$  – спінове квантове число,  $L$  – квантове число орбітального кутового моменту,  $j$  – квантове число повного кутового моменту.

На рис. 3.24 наведено вимірний спектр спонтанної емісії (без вхідного сигналу) на виході ЕВП, що накачується на хвилі 980 нм [3.25]. З рисунку видно наявність очевидного максимуму підсилення поблизу 1535 нм, а також значного рівня емісії в смузі 1500–1575 нм. Час життя рівня  ${}^4I_{\frac{13}{2}}$  зазвичай близько 10 мс, але залежить від основного матеріалу. Зокрема, для вирівнювання спектра випромінювання в 1550-нм діапазоні може бути застосовано додаткове легування алюмінієм германо-силікатного волокна [3.70], в результаті отримаємо час життя рівня  ${}^4I_{\frac{13}{2}}$  9.5-10.00 мс [3.71]. Проте можна забезпечити різні часи життя, починаючи від 4 мс для телуритової основи до 14,7 мс для кварцового скла [3.71]. Як буде розглянуто в розділі 4, великий час життя підсилювального середовища ЕВП є суттєвою перевагою, оскільки така повільна динаміка коефіцієнта підсилення не викликає спотворень НВЧ-сигналів.



**Рис. 3.24.** Вимірний спектр спонтанної емісії ербієвого волоконного підсилювача [3.25]

Спонтанне випромінювання в ЕВП проявляється у вигляді трьох типів шуму радіочастот. А саме: в процесі фотодетектування можливі

биття між собою або з сигналом, що дає в результаті відповідно званий спонтанно-спонтанний шум або сигнально-спонтанний шум. Також виникає дробовий шум, пов'язаний із середньою потужністю шуму спонтанної емісії. Детальний опис шумів ЕВП виконано в [3.72], наведені там вирази будуть використані в цьому розділі як відправна точка для аналізу. Розгляд шуму ЕВП починається з введення коефіцієнта спонтанної емісії [3.72]:

$$n_{sp} = \frac{N_2}{N_2 - (\sigma_a / \sigma_e) N_1} , \quad (3.42)$$

де  $N_1$  та  $N_2$  – відповідно концентрація атомів на основному та збудженому рівнях,  $\sigma_a$  і  $\sigma_e$  – відповідно поперечний переріз поглинання й випромінювання. Рівняння (3.42) дано для дворівневої системи, але схоже вираз може бути отримано й для трирівневої системи. Коефіцієнт спонтанної емісії використовується для опису середньої оптичної потужності на виході ЕВП внаслідок спонтанного випромінювання [3.72]:

$$P_{sp} = n_{sp} h\nu (g_0 - 1) B_0 , \quad (3.43)$$

де  $h$  – постійна Планка,  $\nu$  – оптична частота,  $g_0$  – оптичний коефіцієнт підсилення потужності ЕВП,  $B_0$  - його оптична смуга пропускання. Дробовий шум внаслідок спонтанного випромінювання розраховується за допомогою (3.24) при  $I_{dc} = M_{sp} I_0 \mathfrak{R} P_{sp}$ :

$$N_{sh,sp} = 2M_{sp} \mathfrak{R} I_0 g h \nu n_{sp} (g_0 - 1) B_0 R |H_{pd}(f)|^2 , \quad (3.44)$$

де  $\mathfrak{R}$  – чутливість фотодіода,  $I_0$  – коефіцієнт оптичних втрат між ЕВП та фотодіодом,  $M_{sp}$  – кількість мод посиленіх спонтанною емісією (ASE) ( $M_{sp} = 2$  для типової схеми ЕВП на базі одномодового волокна).

Висновок виразу, що відноситься до спонтанно-спонтанного шуму, починається з визначення спонтанно-спонтанної спектральної густини на виході ЕВП [3.52]:

$$\hat{\sigma}_{sp-sp}^2(f) = 2q^2 N^2 B_0 \left(1 - \frac{f}{B_0}\right), \quad (3.45)$$

де  $N = n_{sp}(g_0 - 1)$  – число фотонів в ASE на виході ЕВП,  $f$  – частота РЧ-сигналу. середньоквадратична спектральна густина струму після детектування в фотодіоді:

$$\langle i_{sp-sp}^2(f) \rangle = \eta^2 l_0^2 M_{sp} \hat{\sigma}_{sp-sp}^2. \quad (3.46)$$

Підставляючи квантову ефективність  $\eta = \Re h \nu / q$  та (3.45) в (3.46) отримаєм

$$\langle i_{sp-sp}^2(f) \rangle = 2M_{sp} (\Re h \nu l_0 n_{sp})^2 (g_0 - 1)^2 B_0 \left(1 - \frac{f}{B_0}\right). \quad (3.47)$$

За допомогою (3.47) обчислюються середньоквадратичні флуктуації струму в заданій РЧ смузі  $B$ :

$$\begin{aligned} \langle i_{sp-sp}^2 \rangle &= \int^B \langle i_{sp-sp}^2(f) \rangle df = \\ &= 2M_{sp} (\Re h \nu l_0 n_{sp})^2 (g_0 - 1)^2 B_0 B \left(1 - \frac{B}{2B_0}\right). \end{aligned} \quad (3.48)$$

Рівняння (3.48) може потім бути використано для розрахунку повної шумової потужності внаслідок шуму від спонтанно-спонтанного биття в заданій РЧ-смузі. Зокрема, СГПШ РЧ-діапазоні виходить з (3.47):

$$N_{sp-sp}(f) = 2|H_{pd}(f)|^2 M_{sp} (\Re h \nu l_0 n_{sp})^2 (g_0 - 1)^2 B_0 \left(1 - \frac{f}{B_0}\right) R. \quad (3.49)$$

Процедура отримання результуючої СГПШ РЧ-діапазону для шуму сигнально-спонтанного биття аналогічна (3.49). А саме сигнально-спонтанна СГП на виході ЕВП [3.72]:

$$\sigma_{sig-sp}^2(f) = \frac{4q^2 g_0 P_{sig} N}{h \nu} \quad (3.50)$$

де  $P_{sig}$  – оптична потужність сигналу на вході ЕВП. Тоді середній квадрат сигнально-спонтанної спектральної густини струму дорівнює:

$$\langle i_{sp-sp}^2(f) \rangle = 4h \nu P_{sig} n_{sp} (\Re l_0)^2 g_0 (g_0 - 1). \quad (3.51)$$

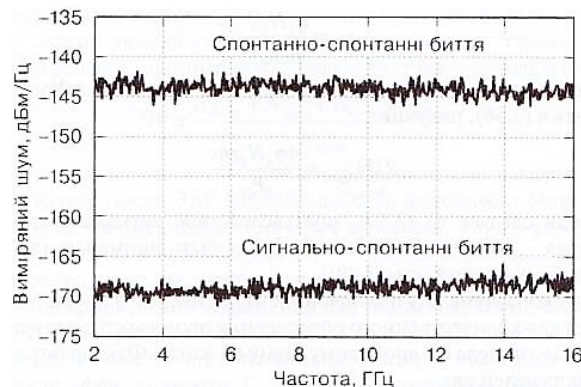
Середньоквадратичне значення для сигнально-спонтанних флуктуацій струму виходить множенням (3.51) на смугу пропускання:

$$\langle i_{sp-sp}^2 \rangle = 4h \nu P_{sig} n_{sp} (\Re l_0)^2 g_0 (g_0 - 1) B. \quad (3.52)$$

Нарешті, сигнально-спонтанна СГПШ РЧ-діапазону має вигляд:

$$N_{\text{sig-sp}}(f) = 4|H_{pd}(f)|^2 h\nu P_{\text{sig}} n_{sp} (\Re l_0)^2 g_0 (g_0 - 1) R. \quad (3.53)$$

На рис. 3.25 наведені дані, що характеризують частотну залежність шумів внаслідок спонтанно-спонтанного й сигнально-спонтанного биття [3.25]. На рисунку графічно зображено виміряні  $N_{sp-sp}$  та  $N_{sig-sp}$  в діапазоні від 2 до 16 ГГц для аналогової лінії на базі ЕВП при  $H_{pd} \approx 1/2$  для кожного набору даних. Крива  $N_{sp-sp}$  реєструвалася при постійному фотострумі 1 мА без застосування фільтра ASE. Звідси слідує, що  $B_0 \gg f$  і частотна залежність  $N_{sp-sp}$ , як впливає з (3.49), практично відсутня у всьому заданому РЧ-діапазоні, що узгоджується з даними рис. 3.25. Для виміряної  $N_{sig-sp}$  на рис. 3.25 постійний фотострум дорівнював 2 мА. Відзначимо, що він також практично не залежить від частоти, що збігається з результатом розрахунку за допомогою (3.53).



**Рис. 3.25.** Результати шумових вимірювань на виході двох схем ЕВП, що характеризують шум внаслідок спонтанно-спонтанного биття при середньому фотострумі 1 мА (вгорі) та шум внаслідок сигнально-спонтанного биття при середньому фотострумі 2 мА (внизу) [3.25]

Вирази для RIN, пов'язаного з дробовим шумом ASE, шумом спонтанно-спонтанного биття та шумом сигнально-спонтанного биття, можуть бути отримані за допомогою, відповідно, (3.44), (3.49) та (3.53) із (3.4). Для цієї мети повне рівняння для постійного фотоструму має вигляд:

$$I_{dc} = \Re l_0 g_0 P_{sig} + M_{sp} \Re h \nu l_0 n_{sp} (g_0 - 1) B, \quad (3.54)$$

де перший доданок – це середній фотострум, створений оптичним сигналом, а другий доданок пов'язаний із ASE.

В багатьох практичних ситуаціях постійний струм, створений оптичним сигналом, переважає і, якщо  $g_0 \gg 1$ , то нерівність  $P_{sig} \gg M_{sp} h \nu n_{sp} B_0$  в цьому випадку є визначальною. Наприклад, якщо  $M_{sp} = 2$ ,  $\nu = 193$  ТГц,  $n_{sp} = 1$ ,  $B_0 = 200$  ГГц, то  $P_{sig} \gg 50$  нВт. Для застосувань мікрохвильової фотоніки  $B_0 = 200$  ГГц відповідає двосмуговій модуляції на носійній 100 ГГц і результуюче обмеження  $P_{sig} \gg 50$  нВт виконується для рівнів потужності, які загалом використовуються. В даному випадку сигнально-спонтанний шум буде значно більший, ніж дробовий шум внаслідок посиленої спонтанної емісії та спонтанно-спонтанного шуму. З точки зору цієї умови рівняння (3.54) може бути перетворено як:

$$I_{dc} \approx \Re l_0 g_0 P_{sig}. \quad (3.55)$$

Значення RIN для сигнально-спонтанного биття виходить шляхом підстановки (3.53) і (3.55) в (3.4) із нормуванням в одиничній смузі:

$$RIN_{sig-sp}(f) \approx \frac{4n_{sp} h \nu (g_0 - 1)}{g_0 P_{sig}}. \quad (3.56)$$

Поверхнева оцінка (3.56) дає відсутність шуму при  $g_0 = 1$ . Однак як буде описано нижче, нульове значення коефіцієнта спонтанної емісії робить таку ситуацію неприпустимою. Коефіцієнт підсилення ЕВП може бути записаний в функції від довжини волоконного тракту ЕВП  $z$  [3.72]:

$$g_0(z) = \exp[\sigma_e N_2(z) - \sigma_a N_1(z)]. \quad (3.57)$$

Підставляючи (3.42) в (3.57) та розв'язуючи відносно коефіцієнта спонтанної емісії, отримуємо:

$$n_{sp} = \frac{\sigma_e N_2 z}{\ln(g_0)}, \quad (3.58)$$

де  $N_2$  і  $\sigma_e$  передбачаються постійними на всій довжині підсилювача

з. Рівняння (3.58) можна потім підставити в (3.56), отримавши:

$$\lim_{g_0 \rightarrow 1} RIN_{sig-sp} \approx \frac{4\sigma_e N_2 \zeta h\nu}{P_{sig}} . \quad (3.59)$$

Таким чином, як випливає з (3.59), шум внаслідок сигнально-спонтанного биття не зникає в межі  $g_0 \rightarrow 1$ . Схожий аналіз може бути застосований для шуму внаслідок спонтанно-спонтанного биття (3.49).

Фактор оптичного шуму ( $F_0$ ) та коефіцієнт оптичного шуму  $NF_0 \equiv 10 \log(F_0)$  широко використовуються для кількісного визначення шумових показників ЕВП й визначаються відносно межі дробового шуму на вході. Фактор оптичного шуму для ЕВП може бути визначений як:

$$F_0 \equiv \frac{N_{sh,sig} + N_{sh,sp} + N_{sp-sp} + N_{sig-sp}}{N_{sh,in}} , \quad (3.60)$$

де  $N_{sh,sig}$  – дробовий шум, пов'язаний з сигналом на виході ЕВП,  $N_{sh,in}$  – дробовий шум, пов'язаний з сигналом на вході ЕВП. Чисельник (3.60) характеризує весь оптичний шум на виході ЕВП в припущенні межі дробового шуму на вході. Чотирьох доданків цілком достатньо для рівня даної книги, але необхідно зазначити, що можуть виникати інші джерела шуму, такі як багатопроменева інтерференція, посилене подвійне релєвське зворотне розсіювання та дробовий шум, викликаний непоглиненою потужністю накачування [3.73]. За визначенням всі члени в (3.60) передбачаються вимірними за допомогою ідеального детектора з  $\eta = 1$ . Отже, рівняння (3.44), (3.49) й (3.53) при підставленні  $H_{pd} = 1$ ,  $\mathfrak{R} = \frac{q}{h\nu}$ ,  $l_0 = 1$  дають в результаті вирази, відповідно для  $N_{sp-sp}$ ,  $N_{sig-sp}$  та  $N_{sh-sp}$ .

При тих же умовах  $N_{sh,sig} = \frac{2q^2 g_0 P_{sig} R}{h\nu}$  та  $N_{sh,in} = 2q^2 P_{sig} R / (h\nu)$ .

При високому рівні підсилення ( $g_0 \gg 1$ ) може бути використано інший вираз для  $n_{sp}$ . А саме в разі  $g_0 \gg 1$   $n_{sp}$  може бути записано в термінах фактору оптичного шуму ЕВП [3.72]:

$$n_{sp} = \frac{F_0}{2} \text{ (для } g_0 \gg 1 \text{)}. \quad (3.61)$$

Рівняння (3.61) обмежує  $F_0 \geq (NF_0 \geq 3 \text{ дБ})$  для ЕВП з високим підсиленням, тому що мінімальне абсолютне значення для  $n_{sp} = 1$ . Корисне рівняння для сигнально-спонтанного RIN може бути записано в термінах фактору оптичного підсилення при декількох припущеннях: вищезгадане  $g_0 \gg 1$ , що призводить до (3.61) та  $P_{sig} \gg M_{sp} h \nu n_{sp} B_0$ , тобто постійний фотострум, пов'язаний з ASE, незначний у порівнянні з фотострумом від сигналу.

При таких умовах (3.61) може бути підставлений в (3.56), даючи в результаті:

$$RIN_{sig-sp} \approx \frac{2h\nu F_0}{P_{sig}}. \quad (3.62)$$

Рівняння (3.62) корисно в ході проектування системи для розрахунку RIN на виході ЕВП в сигнально-спонтанному обмеженні, що часто зустрічається в мікрохвильовій фотоніці. Відзначимо, що якщо  $N_{sig-sp}$  – переважаючий доданок в чисельнику (3.60), то рівняння (3.62) може бути отримано при записі  $F_0$  в термінах RIN і з використанням  $RIN_{sh,in} = 2h\nu/P_{sig}$  в знаменнику. Багато виробників ЕВП вказують величину  $NF_0$  в дБ в функції від вхідної потужності ЕВП. Тому корисна форма (3.62) в дБ може бути записана при  $\nu = 193 \text{ ТГц}$  (довжина хвилі 1550 нм):

$$RIN_{sig-sp} [\text{дБн/Гц}] \approx -155,9 + NF_0 [\text{дБ}] - P_{sig} [\text{дБм}] \quad (3.63)$$

Коефіцієнт оптичного шуму є традиційним показником для опису шумових характеристик ЕВП не дивлячись на те, що виникають суперечки про його застосування [3.74]. Проте при системному проектуванні може бути більш корисний інший показник [3.75], що характеризує погіршення якості передачі сигналу внаслідок впливу шуму: NP (noise penalty)<sup>11</sup>. Даний

<sup>11</sup> У вітчизняній науковій літературі, присвяченій аналізу аналогових ВОСП, найбільш часто використовується еквівалент «штраф за шум». Однак оскільки термін не є сталим, ми будемо користуватися його іноземній аббревіатурою.



показник може бути визначений як:

$$NP \equiv \frac{N_{sh,sig} + N_{sh,sp} + N_{sp-sp} + N_{sig-sp}}{N_{sh,sig}}, \quad (3.64)$$

де передбачається, що в тестованій системі попередньо виміряні всі параметри, включаючи втрати в тракці після ЕВП та неідеальність фотодіода. Менш значуще роз'яснення полягає в тому, що чисельник в (3.64) той же самий, що і в (3.60). Однак нормуючий член (знаменник) у визначенні NP – це дробовий шум вихідного сигналу, на відміну від дробового шуму вхідного сигналу для  $NF_0$ . Це важлива відмінність дозволяє безпосередньо модифікувати вирази для лінії передачі, включивши в них мультиплікативний NP [3.75]. Таким чином, використання NP дозволяє розробнику оптичної лінії передачі швидко оцінити вплив, який чинить оптичний підсилювач на її показники ефективності. З цією метою рівняння (3.44), (3.49) та (3.73) для,  $N_{sh-sp}$ ,  $N_{sp-sp}$  й  $N_{sig-sp}$  відповідно можуть бути підставлені в (3.64) При визначенні NP  $N_{sh,sig} = 2q^2 |H_{pd}(f)|^2 \eta l_0 g_0 P_{sig} R / (hv)$ . Цікавий вираз для NP виходить в межі сигнально-спонтанного шуму, де  $N_{sig-sp}$ , багато більше, ніж обидва  $N_{sp-sp}$  та  $N_{sh,sp}$ . Застосовуючи ці умови до (3.64), а також записавши шум в термінах RIN, отримаємо:

$$NP \approx 1 + \frac{RIN_{sig-sp}}{RIN_{sh,sig}}, \quad (3.65)$$

де  $RIN_{sh,sig} = 2hv / (\eta l_0 g_0 P_{sig})$  – це параметр RIN, пов'язаний з дробовим шумом сигналу на виході лінії (на відміну від «на виході ЕВП» у визначенні  $NF_0$ ). Згідно (3.62)  $RIN_{sig-sp}$  не залежить від втрат в тракці після ЕВП, і, отже,  $RIN_{sig-sp}$  визначається на його виході. Однак величина  $RIN_{sh,sig}$  залежить від втрат після ЕВП. Отже, якщо значення  $\eta l_0$  дуже мале (дуже великі втрати), то величина  $RIN_{sh,sig}$  може бути набагато більше, ніж  $RIN_{sig-sp}$  тобто  $NP \rightarrow 1$  (0 дБ). Це можна записати в більш

явному вигляді, якщо підставити вищезгаданий вираз для  $RIN_{sh,sig}$  і (3.62) в (3.65):

$$NP \approx 1 + \eta l_0 g_0 F_0 . \quad (3.66)$$

Таким чином, в межі сигнально-спонтанного шуму, коли  $\eta l_0 \ll g_0 F_0$ ,  $NP \rightarrow 1$  (0дБ), лінія передачі в основному обмежена дробовим шумом. Умова  $\eta l_0 \ll g_0 F_0$  містить в собі безліч реальних для РЧ-лінії передачі ситуацій, де ЕВП може бути використаний, щоб компенсувати втрати внаслідок розгалужень, втрати при поширенні або низьку квантову ефективність фотодіода.

Схема для демонстрації відмінності параметрів  $NP$  та  $NF_0$  приведена на рис. 3.26. на рисунку лазерне випромінювання проходить через змінний оптичний атенюатор (ЗОА) і надходить на вхід тестованого ЕВП. Для вимірювання вхідної потужності ЕВП застосовуються калібрований оптичний аналізатор спектру (ОАС) та волоконно-оптичний розгалужувач. На протилежному кінці ЕВП для контролю його вихідної потужності використовується друга пара на базі ОАС та оптичного розгалужувача. Для вимірювання вихідної СГПШ після фотодетектування застосовані РЧ смугово-пропускаючий фільтр (СПФ), підсилювач та радіочастотний аналізатор спектру (РАС). Експеримент був проведений з апаратурою, що включає Er-Yb-лазер на склі (CLR Photonics), комерційний ЕВП (Avanex) та InGaAs-фотодіод (Discovery Semiconductor) [3.75].

Характеристика  $RIN$  лазера (див. рис. 3.27) була виміряна за відсутності СПФ [3.75]. В ході експерименту отриманий фотострум  $I_{dc} = 20$  мА, якому відповідно до (3.27) відповідає  $RIN_{sh} = -168$  дБн/Гц. Для такого фотоструму лазерне випромінювання обмежене дробовим шумом на частоті 1 ГГц й при тому, що форма спектра  $RIN$  лазера відповідає лоренцевій кривій, очікуване значення  $RIN$  досягає  $-190$  дБн/Гц при 1 ГГц. Максимальна вихідна потужність лазера дорівнює 70 мВт на хвилі 1550 нм, тобто при детектуванні цієї потужності за допомогою ідеального

фотодіода

( $I_{dc} = 87.5$  мА) величина  $RIN_{sh} = -174.4 \frac{\text{дБн}}{\text{Гц}}$ . Отже, визначення характеристик ЕВП на частоті 1 ГГц з цим лазером підтверджує припущення, зроблене при формулюванні  $NF_0$ , що вхідний сигнал обмежений дробовим шумом.

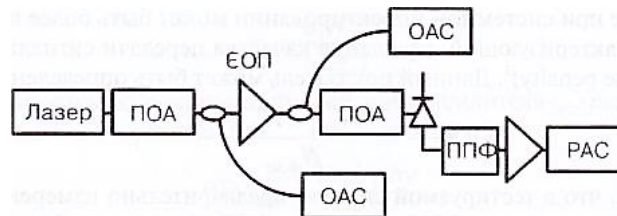


Рис. 3.26. Обчислювальна схема для визначення шумової характеристики ЕВП

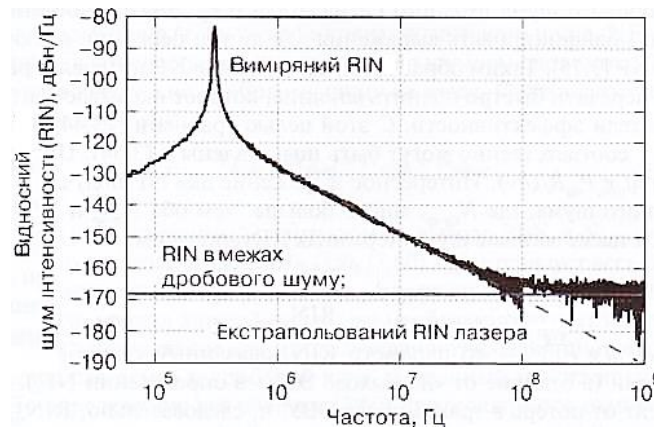
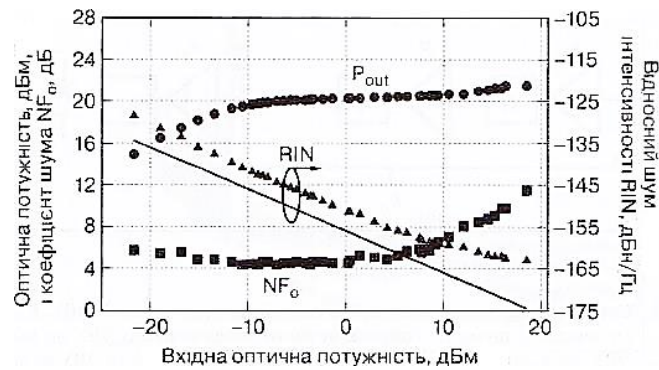


Рис. 3.27. Вимірний шум ербієвого волоконного лазера, використаного для визначення шумової характеристики підсилювача

Також показані: межа по дробових шуму для середнього струму 20 мА та екстрапольований шум в припущенні лоренцевої форми лінії випромінювання [3.75].

На рис. 3.28 наведені три отримані за допомогою установки рис. 3.25 характеристики, виражені в функції від вхідної оптичної потужності ЕВП ( $P_{sig}$ ) в діапазоні від  $-20$  дБм до  $+20$  дБм [3.75]. Як показано за допомогою кривої вихідної оптичної потужності, ЕВП протягом майже всього цього діапазону знаходиться в насиченні й працює в лінійному режимі із

$G_0 \approx 35$  дБ тільки при малій вхідній потужності. Суцільною лінією позначений розрахований RIN, пов'язаний з дробовим шумом сигналу на вході ЕВП,  $RIN_{sh,in} = 2hv/P_{sig}$ , в припущенні ідеального детектора з  $\eta=1$ . Також показаний вимірний RIN на виході ЕВП, який при діленні на  $RIN_{sh,in}$  дає в результаті відображений графічно,  $F_0(P_{sig})$ , визначений за допомогою (3.60). Відзначимо, що коефіцієнт шуму дорівнює приблизно 5 дБ аж до  $P_{sig} = 5$  дБм, після чого  $NF_0$  значно зростає в міру того, як ЕВП входить в глибоке насичення.

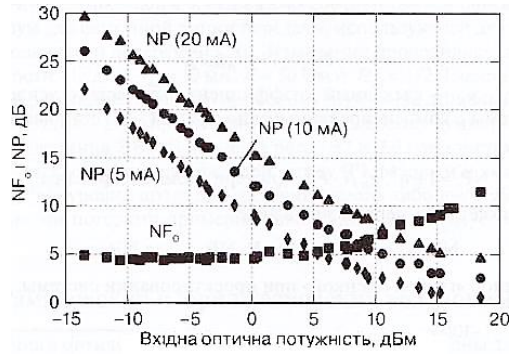


**Рис. 3.28.** Виміряні вихідна оптична потужність ( $P_{out}$ ) коефіцієнт оптичного шуму ( $NF_0$ ) та відносний шум інтенсивності (RIN) на виході ЕВП в функції від рівня вхідної оптичної потужності, створюваної лазером

Для порівняння розглянемо дані на рис. 3.29, де наведені результати вимірювання NP при  $I_{dc} = 5, 10$  та  $20$  мА [3.75]. В цьому випадку вимір RIN виконувався шляхом регулювання постійної фотоструму за допомогою другого ЗОА. Як випливає з (3.64)<sup>12</sup>, для розрахунку NP значення повного RIN потрібно розділити на  $RIN_{sh,sig} = 2hv/P_{sig}$ . З рис. 3.29 випливає, що рівень NP зменшується в міру того, як ЕВП переходить в глибоке насичення, при цьому рівень  $NF_0$  зростає.

Шумова характеристика якого показана на рис. 3.26. Суцільна лінія – це розрахована межа по дробовому шуму для вхідного сигналу [3.75].

<sup>12</sup>Згідно з текстом посилання повинна бути на (3.65). - Прим. пер.



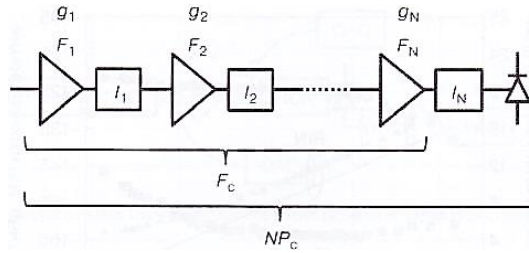
**Рис. 3.29.** Вимірний коефіцієнт оптичного шуму ( $NF_0$ ) та показник NP на виході ЕВП в функції від рівня вхідної потужності, отриманої при посиленні сигналу лазера

Вимірний коефіцієнт оптичного шуму ( $NF_0$ ) та показник NP на виході ЕВП в функції від рівня вхідної потужності, отриманої при посиленні сигналу лазера, шумова характеристика якого показана на рис. 3.27. Значення NP були виміряні при середніх фотострумах 5, 10 та 20 мА [3.75].

Корисність показника NP полягає в тому, що з його допомогою можна визначити погіршення якості внаслідок використання ЕВП на системному рівні в порівнянні з випадком застосування системи з випромінюванням в межі дробового шуму при тому ж рівні вихідної потужності.

Обидва розглянутих показника  $F_0$  та NP можуть каскадуватися для опису характеристики послідовно включених ЕВП. На схемі, наведеній на рис. 3.30, зображений ланцюжок з N ЕВП, кожен з яких має коефіцієнт підсилення  $g_i$ , фактор оптичного шуму  $F_i$  та коефіцієнт втрат після ЕВП<sub>i</sub> ( $1 \leq i \leq N$ ). Каскадний фактор шуму для такого кола, визначений від входу першого ЕВП до виходу останнього ЕВП, може бути записаний [3.76] як:

$$F_c = F_1 + \frac{F_2}{g_1 l_1} + \dots + \frac{F_N}{g_1 l_1 g_2 l_2 \dots g_{N-1} l_{N-1}} \quad (3.67)$$



**Рис. 3.30.** Схема оптичної лінії передачі на базі ланцюжка з N ЕВП

Каскадний фактор оптичного шуму ( $F_c$ ) визначається від входу першого ЕВП до виходу останнього ЕВП; каскадний NP ( $NP_c$ ) визначається від входу першого ЕВП до виходу фотодіода.

Особливий випадок, часто зустрічається на практиці, - це ситуація, коли кожен ЕВП в ланцюзі має однаковий фактор шуму і кожен ЕВП точно компенсує втрати між ним та наступним етапом. Математично це може бути записано як  $F_n = F_0$  та  $g_n l_n = 1$  для всіх  $n^1$ . За даних умов (3.67) зводиться до вигляду:

$$F_c = NF_0 \text{ (втрати компенсуються).} \quad (3.68)$$

Як впливає з рис. 3.30, каскадний NP визначається від входу першого ЕВП до виходу лінії передачі. У сигнально-спонтанній межі (див. (3.66)) каскадний NP може бути записаний як:

$$NP_c \approx 1 + \eta l_N g_c F_c, \quad (3.69)$$

де  $g_c = g_1 l_1 g_2 l_2 \dots g_{N-1} l_{N-1} g_N$  - каскадний коефіцієнт оптичного підсилення. для визначеної вище системи з компенсованими втратами (3.69) стає приблизно рівним:

$$NP_c \approx 1 + \eta l_N g_N N F_N \text{ (втрати компенсуються)} \quad (3.70)$$

Рівняння (3.70) може бути переписано у вигляді:

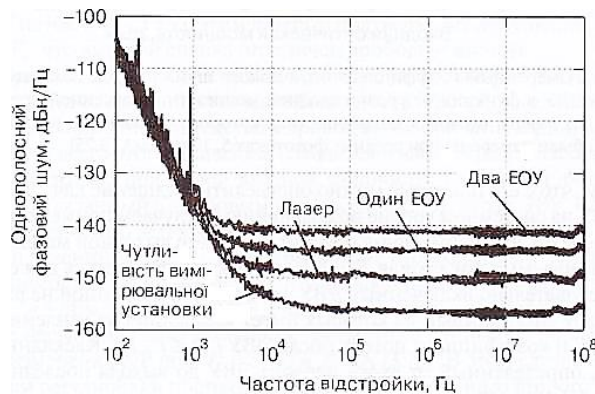
$$NP_c \approx 1 + N(NP_N - 1) \approx N \cdot NP_N \text{ для, } NP_N \gg 1, \quad (3.71)$$

що є корисною «грубою оцінкою» при проектуванні системи.

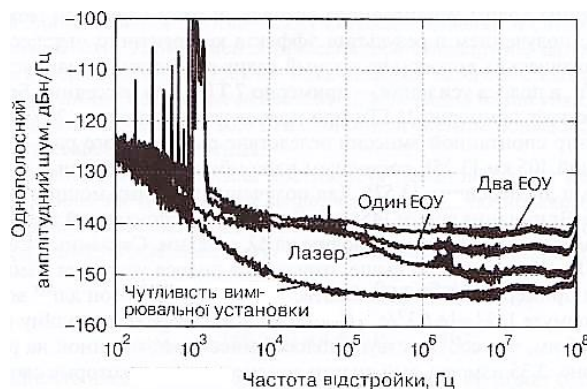
Як показано, чутливість вимірювання обмежена шумом генератора частотою 10,24 ГГц [3.20].

На рис. 3.31 й 3.32 приведені виміряні відповідно односмуговий

фазовий та амплітудний шум для фотонної лінії передачі, що використовує два ЕВП, в конфігурації з компенсованими втратами [3.20]. Вимірювання проводились на частоті 10,24 ГГц при рівні потужності -15 дБм,  $I_{dc} = 10$  мА,  $R = 50$  Ом,  $H_{pd} = \frac{1}{2}$ . Підставлення цих параметрів в (3.29) дає в результаті межу по дробового шуму -152 дБн/Гц. Основним внеском в фазовий та амплітудний шум при налаштуванні 1 МГц є сумарний шум, що накладається внаслідок впливу ЕВП. Дані на рис. 3.32 й 3.33 демонструють дві властивості шуму ЕВП. По-перше, він так само розподілений між РЧ фазовим та амплітудним шумом. По-друге, зміна рівня шуму при наявності одного або двох ЕВП в конфігурації з компенсованими втратами приблизно дорівнює 3 дБ, що узгоджується з вищенаведеним аналізом.



**Рис. 3.31.** Вимірний односмуговий фазовий шум для лінії передачі, що використовує тільки лазер і такий же лазер з одним та двома ЕВП



**Рис. 3.32.** Вимірний односмуговий амплітудний шум для лінії передачі, що використовує тільки лазер і такий же лазер з одним та двома ЕВП

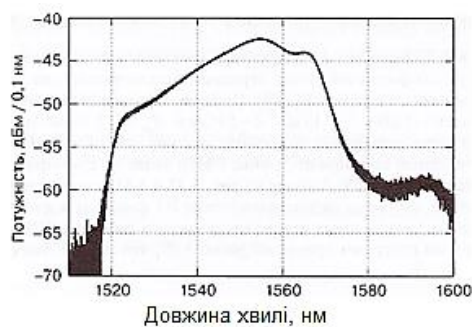
### 3.5.2. Раманівський і бріллюєнівський волоконні підсилювачі

Процеси розсіювання в оптичному волокні можуть бути використані для оптичного підсилення. Існує два види підсилювачів, в основі яких лежать розсіювання Рамана [3.76] та Бріллюєна [3.77]. Обидва підсилювачі засновані на одному типі механізму розсіювання, однак різняться енергіями які беруть участь в цих процесах. Раманівське та бріллюєнівське розсіювання в оптичному волокні спостерігаються тоді, коли розповсюджене випромінювання викликає осциляції його молекул. З точки зору квантової механіки процес розсіювання може бути описаний як анігіляція фотона з подальшою емісією фотона з більш низькою частотою фонона (стоксове розсіювання) або анігіляція фотона й фонона з подальшою емісією фотона з більш високою частотою (антистоксове розсіювання). Для оптичних підсилювачів, що використовуються в мікрохвильовій фотоніці, стоксів процес багато більш імовірний, ніж антистоксове розсіювання. Оптичний фонon створюється в процесі розсіювання Рамана, в свою чергу, в процесі бріллюєнівського розсіювання створюється акустичний фонon.

Обидва процеси можуть бути використані для підсилення оптичного сигналу при накачуванні волокна на хвилі, довжина якої відповідає так званому стоксовому зміщенню відносно довжини хвилі сигналу який підсилюється. У цьому випадку він може стимулювати розсіювання з отриманням в результаті ефекту когерентного оптичного підсилення. Для типових оптичних волокон частотний зсув внаслідок раманівського розсіювання становить 13 ТГц, а смуга підсилення - приблизно 7 ТГц. Для розсіювання Бріллюєна зрушення частоти відповідає приблизно 11 ГГц при смузі підсилення близько 20 МГц. На рис. 3.33 представлений спектр спонтанної емісії внаслідок раманівського розсіювання в волоконному



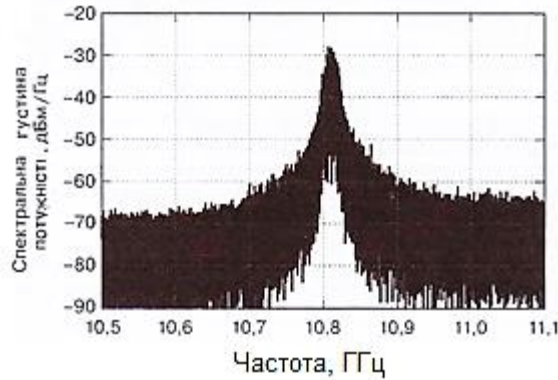
тракті довжиною 105 км [3.25], що складається з комбінації волокон з позитивними та негативними дисперсіями [3.57]. Для отриманих даних потужність накачування відповідала 500 мВт на довжині хвилі 1455 нм. Пік спектра спонтанної емісії доводиться на 1555 нм, що дає збільшення довжини хвилі на  $\Delta f = 100$  нм. Пов'язаний з цим частотний зсув  $\Delta f = 13.2$  розрахований за формулою  $|\Delta\lambda| = |\Delta f| \lambda^2 / c$ . Підставивши в цей вираз довжину хвилі 1555 нм, отримуємо  $|\Delta\lambda| = 56$  нм, що відповідає смузі емісії, показаної на рис. 3.33.



**Рис. 3.33.** Спектр посиленої спонтанної емісії для раманівського підсилювача з довжиною хвилі накачування 1455 нм [3.25]

На рис. 3.34 вимірний спектр демонструє деякі властивості процесу розсіювання Бріллюена [3.25]. Дані на рис. 3.34 були отримані за допомогою РАС, який використовувався для вимірювання биття між сигналом накачування та сигналом бріллюенівського розсіювання. В ході експерименту застосовувалося стандартне одномодове волокно довжиною 20 км, яке на хвилі 1551 нм накачується лазером з вихідною потужністю 10 мВт та шириною лінії випромінювання менше 1 МГц. Як видно з рисунку, бріллюенівська частота незначно перевищує 10,8 ГГц із шириною спектра близько 25 МГц за рівнем на 10 дБ нижче максимального значення.

Необхідна потужність накачування для досягнення раманівського підсилення в типовому волокні, як правило, на три порядки вище, ніж для бріллюенівського.



**Рис. 3.34.** Вимірний шум стимульованого бріллоенівського розсіювання на виході 20-км стандартного одномодового волокна, що накачується на хвилі 1551 нм [3.25]

Для кварцового волокна без збереження стану поляризації на хвилі 1,5 мкм раманівський та бріллоенівський коефіцієнти підсилення можуть бути відповідно апроксимуватися [3.26]:

$$G_{Raman}[\text{дБ/км}] \approx 6.6 \times P_{pump}[\text{Вт}], \quad (3.72)$$

$$G_{Brillouin}[\text{дБ/км}] \approx 4.6 \times P_{pump}[\text{мВт}], \quad (3.73)$$

де  $P_{pump}$  – потужність накачування. Хоча бріллоенівське підсилення може бути досягнуто при значно нижчому рівні потужності, бріллоенівський волоконний підсилювач (БВП) вносить набагато більше шуму, ніж раманівський волоконний підсилювач (РВП). Так само як і у випадку з ЕВП, обидва цих волоконних підсилювачі можуть характеризуватися фактором спонтанної емісії  $n_{sp}$ . Аналогічно ЕВП в РВП можливе досягнення мінімального  $n_{sp} \rightarrow 1$ , в той час як для типового БВП значення  $n_{sp}$  варіюється від 50 до 500 [3.26]. Високе значення внесених шумів та лімітована смуга підсилення сильно обмежують сферу застосування БВП. Тому в частині підрозділу мова буде йти тільки про РВП.

Волоконний раманівський підсилювач дає численні переваги в фотонних системах. По-перше, оптичне підсилення може бути досягнуто

для будь-якої довжини хвилі, на якій існує лазер накачування, що забезпечує відповідне стокове зміщення. По-друге, лінія передачі, що містить РВП, може функціонувати з віддаленим джерелом накачування. Останнє особливо важливо для ліній, де існують складнощі з розміщенням зосереджених лінійних підсилювачів. Більш того, лінія передачі може накачувати з будь-якого кінця, тобто можливо однаково і протилежно спрямоване поширення випромінювання накачування та сигналу. Нарешті, існують кілька застосувань, де розподілене раманівське підсилення дозволяє поліпшити SNR в порівнянні з зосередженими підсилювачами.

Перераховані вище переваги РВП не обходяться даром. На додаток до високої потужності накачування існують ще кілька проблем із застосуванням даного типу пристроїв в радіофотонних системах. Швидкість раманівського процесу складає близько 100 фс, що може мати негативний вплив завдяки цим двом ефектам. Перший полягає в тому, що підсилювальне середовище буде реагувати на модуляцію на частотах НВЧ й міліметрового діапазонів, в результаті будуть спостерігатися значні спотворення в аналогових системах при роботі підсилювача в області, близької до насичення (див. підрозділі 4.3). Другий – в тому, що шум накачування може накладатися на сигнал на робочих частотах радіофотонної лінії. Жоден з цих ефектів не створює серйозного впливу на ЕВП, оскільки його динаміка підсилення значно повільніше (близько 10 нс), що зазвичай знаходиться нижче робочих частот РЧ-сигналу. На відміну від ЕВП випромінювання накачування та сигналу в РВП (і БВП) повинні бути поляризаційно узгодженими. Це може стати істотною проблемою, особливо в лініях, де поляризаційно залежна хроматична дисперсія може призвести до різного характеру зміни поляризацій хвиль накачування та сигналу.

Незважаючи на те, що як і ЕВП, так і РВП можуть працювати в режимі  $n_{sp} \rightarrow 1$ , в останньому також можливі інші джерела шуму,

нетипові для ЕВП, що пов'язано з меншими рівнями потужності які в них використовуються [3.27]. Наприклад, в разі накачування на декількох довжинах хвиль в РВП може виникнути ефект чотирьоххвильового зміщення через взаємодію випромінювання накачування та сигналу або двох сигналів накачування. Крім того, у РВП превалює багатопроменева інтерференція, пов'язана з подвійним релєївським розсіюванням. Аналітичний розгляд всіх таких ефектів знаходиться поза компетенцією цієї роботи, але згадані тут ефекти поширення описуються в загальному вигляді в розділі 5.

Двома важливими показниками ефективності розподілених підсилювачів є ефективний коефіцієнт підсилення й ефективний фактор шуму. Припустимо, що характеристика РВП кількісно визначена за допомогою коефіцієнта підсилення й фактору шуму:  $g_0$  і  $F_0$  відповідно. Обидва ці показники визначаються так само, як і для ЕВП в підрозділі 3.5.1. А саме:  $g_0$  - це відношення вихідної потужності до вхідної, а  $F_0$  визначається відносно меж дробового шуму на вході (див. (3.60)). Ефективний коефіцієнт підсилення<sup>13</sup> РВП має вигляд [3.27]:

$$F_{0,eff} = F_0 e^{-\alpha_{sig} L}, \quad (3.74)$$

де  $\alpha_{sig}$  – постійна загасання волокна для сигналу,  $L$  – довжина підсилювача. Постійна загасання зазвичай виражається в дБ/км, і формула для перетворення лінійного уявлення в дБ має вигляд:

$$\alpha_{sig}[\text{дБ}] = \frac{10\alpha_{sig}[\text{лінійна}]}{\ln(10)} \approx 4.343\alpha_{sig}[\text{лінійна}]. \quad (3.75)$$

Нормування до втрат на 1 км дозволяє записати (3.74) у вигляді  $\alpha_{sig}$ :

$$NF_{0,eff}[\text{дБ}] = NF_0[\text{дБ}] - \alpha_{sig}[\text{дБ/км}]L[\text{км}], \quad (3.76)$$

де  $NF_{0,eff}$  – ефективний коефіцієнт оптичного шуму,  $NF_0$  – коефіцієнт оптичного шуму РВП. Як випливає з (3.76), в РВП ефективний коефіцієнт шуму являє собою різницю коефіцієнту шуму й повних втрат в волокні.

---

<sup>13</sup>Судячи із позначень в (3.74), це помилка. Насправді мова йде про фактор шуму.

Ефективний коефіцієнт підсилення можна охарактеризувати аналогічним способом:

$$g_{0,eff} = g_0 3^{\alpha_{sig} L} . \quad (3.77)$$

Даний параметр можна записати в дБ як:

$$G_{0,eff}[\text{дБ}] = G_0[\text{дБ}] + \alpha_{sig}[\text{дБ/км}] \cdot L[\text{км}] \quad (3.78)$$

Таким чином, ефективний коефіцієнт підсилення характеризує збільшення коефіцієнта підсилення РВП на повні втрати в волокні. Ефективне підсилення іноді позначається як «підсилення перемикання», оскільки за допомогою даного параметра кількісно визначається зміна вихідної потужності при включеному підсилювачі в порівнянні з втратами на поширення в волокні, що входить до його складу.

Розуміння всіх цих технічних показників волоконних підсилювачів дозволить проводити осмислене проектування фотонних систем. Не настільки важливо, який шумовий параметр використовується для опису шумової характеристики: ефективний коефіцієнт шуму, коефіцієнт шуму, NP або RIN найбільш важливо ретельно вибрати схему підсилення. Зокрема, застосування гібридних схем волоконних підсилювачів дозволяє запозичувати корисні властивості з інших підходів. Наприклад, був продемонстрований гібридний БВП/ЕВП [3.27], що забезпечує кращу шумову характеристику, ніж поодиначий ЕВП. Гібридний РВП/ЕВП був використаний для досягнення передачі сигналу зі швидкістю 3,28 Тбіт/с [3.28], що було рекордом на час публікації. Вибір оптимального типу волоконного підсилювача повинен виходити із системних вимог.

Проте, як згадувалося раніше, волоконні підсилювачі не є єдиним варіантом, придатним для оптичного підсилення.

### 3.5.3. Напівпровідникові оптичні підсилювачі

Даний тип оптичного підсилювача може бути з'єднаний з волокном, але на противагу підсилювачів, які розглянуті раніше, вони не використовуються в якості підсилюючого середовища. Швидше, активним середовищем ПОП служить напівпровідниковий матеріал.

Як і в напівпровідниковому лазері, описаному в підрозділі 3.4, різні матеріали можуть бути використані для конструювання НОП з тим, щоб досягти оптичного підсилення в широкій смузі довжин хвиль. Наприклад, для підсилення в районі 1,5 мкм зазвичай використовується GaInAsP [3.29]. Існує два основних типи НОП: підсилювач на основі резонатора Фабрі-Перо та підсилювач хвилі, що біжить [3.30]. Особливість НОП першого типу полягає в частковому відбитті від торців напівпровідникового кристала, що створює ефект резонансного підсилення. Ці резонансні підсилювачі чутливі до температури й інших умов навколишнього середовища. Навпаки, підсилювач хвилі, що біжить є однопрохідним пристроєм з дуже слабким зображенням від торців. Незалежно від принципу роботи в ході оцінки придатності НОП для цілей мікрохвильової фотоніки необхідно взяти до уваги ряд питань.

Аналогічно ЕВП НОП може бути охарактеризований через оптичний коефіцієнт підсилення та коефіцієнт спонтанної емісії. Проте є кілька важливих відмінностей між ними, які необхідно розглянути. Як згадувалося раніше, НОП доступні в широкому діапазоні довжин хвиль, охоплюючи приблизно смугу 400-1600 нм. За допомогою НОП також забезпечується: низьке енергоспоживання, мініатюрність та чудовий інтеграційний потенціал. Однак вони зазвичай демонструють менший коефіцієнт підсилення й більш високий коефіцієнт шуму в порівнянні з ЕВП. Як і БВП так і РВП, коефіцієнт підсилення НОП залежить від стану

поляризації [3.31]. Але на відміну від волоконних підсилювачів в НОП потрібні додаткові вузли зв'язку з оптичним волокном. Іноді це може бути проблематично, особливо з точки зору досягнення належної якості антивідбиваючого покриття. Можливо, основна проблема, пов'язана із застосуванням НОП в мікрохвильовій фотоніці, – це спотворення аналогових сигналів. Швидкість відновлення підсилення в НОП типово становить кілька сотень пікосекунд, що є досить швидко з точки зору спотворення сигналів в гігагерцовому діапазоні, коли підсилювач працює в режимі компресії або близько до нього (див. в підрозділі 4.3). Проте, завдяки інтеграційному потенціалу, НОП активно досліджується в радіофотонних інтегральних схемах, які в даний час інтенсивно розвиваються (підрозділ 4.3).

### **3.6. Фотодетектування**

Вважається, що в багатьох високоефективних лініях передачі головний внесок в шум, пов'язаний з процесом фотодетектування, вноситься дробовим шумом. Проте додатково до дробового шуму в фотодетекторі можуть виникнути інші типи шумів. У цьому і буде в деталях розглянуто виникнення додаткового амплітудного шуму через процеси лавинної іонізації. Інше важливе джерело шуму – це надлишковий фазовий шум фотодетектора, але його розгляд не входить до даної роботи. Читач може самостійно вивчити це питання за допомогою [3.32]-[3.37]. Інший шумовий внесок пов'язаний з узгодженням вихідного імпедансу фотодіода, більшого, ніж 50 Ом, що може бути важливим на низьких частотах або для вузькосмугових систем [3.38]. Такі колої використовуються для оптичних аналогових систем КТВ, але вони не

будуть розглянуті в цьому розділі.

В високоефективних аналогових ВОСП для поліпшення коефіцієнта шуму та динамічного діапазону ліній передачі використовуються високі фотоструми. А саме в разі досягнення характеристики лінії з обмеженням дробового шуму значення SNR буде поліпшуватися в міру зростання фотоструму, що пов'язано з більш повільним підвищенням потужності дробового шуму в порівнянні з потужністю сигналу. Завдяки широкій доступності лазерів потужністю 50 і більше мВт та низькою оптичною втратою стало звичайним досягнення фотоструму на виході лінії істотно більше 2 мА. Отже, в більшості високоефективних ліній вихідна потужність дробового шуму буде перевищувати вихідний тепловий шум (див. (3.20) та (3.24)). Однак деякі схеми малопотужних ліній передачі, наприклад оптичні сполучення в інтегральних схемах або для інших малопотужних аналогових застосувань, можуть забезпечити перевагу за рахунок підсилення струму, наприклад при використанні лавинних фотодіодів (ЛФД).

Лінії цифрового зв'язку мають перевагу з точки зору поліпшення вихідного SNR при використанні ЛФД або оптичних підсилювачів. Коли вихідний фотострум значно нижче 500 мкА і RIN лазера малий, якість приймача переважно визначається вихідним тепловим шумом. При цьому з метою збільшення струму (потужності) сигналу на виході фотодіода до тих пір, поки є можливість контролю надлишкового шуму в конкретному процесі підсилення, в приймачі може бути застосовано множення фотоструму (лавинне підсилення) або оптичне передпідсилення. У таких «малопотужних» застосуваннях, коли приймачі працюють при низьких рівнях підсилення лавинного струму, величина SNR збільшується пропорційно квадрату ефективного підсилення по струму до тих пір, поки шум, пов'язаний з лавинним процесом, залишається нижчим за значення вихідного теплового шуму. Точка максимуму SNR виникає, коли шум,



пов'язаний з процесом підсилення, стає рівним або злегка перевищує вихідний тепловий шум. У разі застосування ЛФД ця шумова точка перетину визначається вхідною потужністю сигналу, а також його коефіцієнтом множення та коефіцієнтом надлишкового шуму.

Щоб оцінити внесок лавинного процесу в вихідний шум, [3.39] була розвинена лавинна теорія в наближенні локального поля. Відповідно до цієї роботи шум і добуток коефіцієнта підсилення на смугу пропускання ЛФД можуть бути описані через коефіцієнти електронної ( $\alpha$ ) та діркової ( $\beta$ ) іонізації, а саме через їхнє відношення або  $k$ -фактор, де  $k = \beta/\alpha$ . Вираз для спектральної густини шуму вихідного струму з урахуванням інжекції електронів [3.39]:

$$2qI_{in}M^3 \left[ 1 - (1-k) \left[ \frac{M-1}{M} \right]^2 \right], \quad (3.79)$$

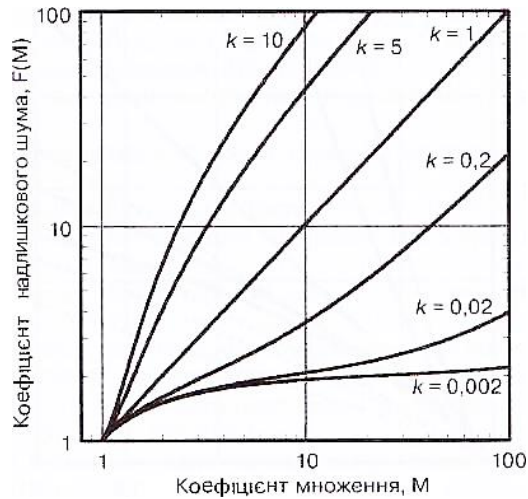
де  $M$  – коефіцієнт підсилення середнього струму,  $I_{in}$  – вхідний струм інжекції для приладу з  $M = 1$ . Коефіцієнт надлишкового шуму ЛФД був визначений шляхом ділення СПМ вихідного шуму на вихідний шумовий струм, який би з'явився за відсутності додаткового шуму, зокрема помноженого вхідного дробового шуму:  $2qI_{in}M^2$  розділивши (3.79) на цей вихідний шум, можна отримати загальний вираз для коефіцієнта надлишкового шуму ЛФД:

$$F(M) = kM + (1 - k) \left( 2 - \frac{1}{M} \right). \quad (3.80)$$

Рівняння (3.80) представлено графічно на рис. 3.35 як функція від  $M$  для різних значень  $k$ - фактору. Як видно з рисунку, при  $k=1$  (коефіцієнти електронної та діркової іонізації рівні)  $F = M$ , що представляє приклад «правильно» розробленого ЛФД. Інша помітна тенденція – це те, що для великих значень  $M$  (високе підсилення)  $F \rightarrow 2$  (ЗдБ) при  $k \rightarrow 0$ .

Рівняння (3.79) було отримано при тому припущенні, що носії заряду (і, отже, їх коефіцієнти іонізації) знаходяться в локальній рівновазі з

електричним полем  $i$ , таким чином, ймовірність іонізації визначаються тільки електричним полем в цьому місці.



**Рис. 3.35.** Графік коефіцієнта надлишкового шуму ЛФД (див. (3.80)) в функції від коефіцієнта лавинного підсилення  $M$  для різних значень  $k$ -фактору

Однак добре відомо, що ударна іонізація не є локальним процесом в тому сенсі, що носіям, які інжектуються «холодними», потрібне проходження певної відстані, щоб досягти достатньої енергії іонізації [3.40]. Дана відстань зазвичай іменується як «мертва зона». Крім того, існує також мертва зона між актами іонізації, оскільки створеним в результаті іонізації носіям до того, як вони зможуть іонізувати інший носій заряду, потрібен певний пробіг для досягнення потрібної енергії. Умова локальної рівноваги в достатній мірі пояснює поведінку ЛФД та шумові властивості в ЛФД з лавинними областями, багато більшими, ніж мертва зона. Однак умова локальної рівноваги може призвести до завищення значення  $F(M)$  в «тонких» ЛФД.

У таких випадках не можна нехтувати нелокальними ефектами мертвої зони і потрібне вдосконалення вищезгаданої теорії функціонування ЛФД. З цією метою було розвинуто кілька трактувань, включаючи використання коефіцієнтів іонізації з пам'яттю [3.41] та облік

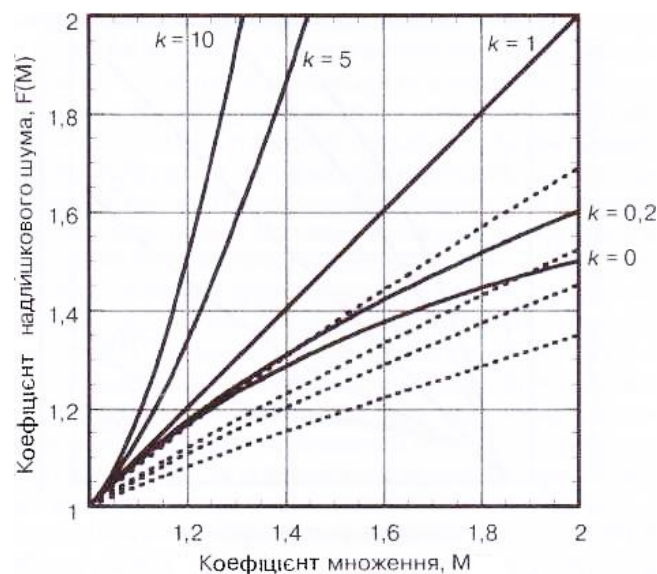
просторового розподілу актів іонізації [3.42]. Теорія, описана в [3.41], була використана для аналізу характеристик іонізації ЛФД з тонкою лавинною областю [3.43]. Пояснення деталей розрахунку ЛФД з низькими значеннями k-фактору знаходиться за межами області компетенції даної книги. Відсилаємо зацікавленого читача до [3.44], де проведено якісний огляд по розробці ЛФД. Для цілей даної роботи досить розглянути вплив факторів на характеристики фотодіода в аналоговій ВОСП (рис. 3.35).

Розглянемо перший сценарій для лінії з використанням ЛФД. Зазвичай застосування ЛФД виправдано, тільки коли вхідна оптична потужність фотодіода настільки мала, що дробовим шумом можна знехтувати й переважає вихідний тепловий шум. В даному випадку коефіцієнт підсилення струму безпосередньо впливає на SNR який буде зростати в дБ як  $20\log(M)$  до тих пір, поки вихідний шум ЛФД перевищує вихідний тепловий шум [3.45]. Таким чином, створення ЛФД з низьким коефіцієнтом надлишкового шуму дозволить йому працювати при більш високому коефіцієнті підсилення перш, ніж його шум перевищить вихідний тепловий шум.

Розглянемо другий сценарій, в якому в лінії передачі застосовується потужний фотодіод. Такі фотодіоди з високими струмами часто використовуються з малошумними лазерами з тим, щоб поліпшити коефіцієнт шуму в високоефективних лініях передачі за умови досягнення їх роботи в межі дробового шуму. Надмірний шум у потужних фотодіодах може бути важливий, оскільки дані прилади мають тенденцію працювати з високими електричними полями в області власної провідності, що допомагає послабити вплив просторового заряду і забезпечити функціонування в лінійному режимі [3.47]. Фотодіоди, що працюють в таких умовах, показали невелике збільшення квантової ефективності при прикладанні більш високої напруги, що пов'язано з лавинним процесом [3.48]. Крім того, в більшості таких фотодіодів з високим значенням

струму використовуються короткі області власної провідності або дрейфові області. Таким чином, вони можуть забезпечити схожі характеристики k-фактору в порівнянні з ЛФД з короткою дрейфовою областю при високих напругах зсуву.

На рис. 3.36 наведені графіки розрахунку за допомогою (3.49) при низьких значеннях  $M$ , суміщені з графіком емпіричної функції [3.50], яка застосовується для розрахунку з прийнятною похибкою параметра  $F(M)$  в «тонких» ЛФД з низькими вимірюваними значеннями k-фактору.



**Рис. 3.36.** Графіки коефіцієнта надлишкового шуму ЛФД при низькому підсиленні: суцільні лінії - розрахунок за допомогою (3.80); пунктирні лінії - розрахунок за допомогою емпіричної функції [3.50], яка більш точно відповідає результатам вимірювань для «тонких» ЛФД

Як видно з рисунка, «тонкі» ЛФД можуть забезпечити більш низьке значення надлишкового шуму, ніж передбачає (3.80) для малих  $M$ . До цього часу точний вплив надлишкового шуму в потужних фотодіодах ще недостатньо вивчено, і потрібні подальші дослідження з метою мінімізувати внесок k-фактору ЛФД у високоефективних аналогових лініях.

## Запитання для контролю

1. Компоненти аналогової волоконно-оптичної лінії.
2. Які апаратні засоби використовуються для вимірювання шуму у лінії передачі?
3. Яка різниця між потужністю і рівнем потужності в лінії передачі, в яких одиницях вимірюються визначені величини?
4. Фізична сутність параметру SNR.
5. Який параметр лінії характеризує кількісну оцінку стабільності сигналу за часом та частоті?
6. Причини погіршення параметру SNR.
7. Який шум називають шумом Джонса або Найквіста?
8. Формула повної енергії абсолютно чорного тіла.
9. Причини виникнення дробового шуму в ВОЛЗ?
10. Типи лазерів у ВОЛЗ.
11. В якому випадку виникають релаксаційні коливання в ВОЛЗ?
12. Фізична сутність неоднорідного розширення з застосуванням функції Гауса.
13. Для визначення яких характеристик лазерів застосовується автогетеродинний метод?
14. Особливості функціонування оптичних підсилювачів.
15. Через які процеси виникає додатковий амплітудний шум у ВОЛЗ?

## Літэратура

- [3.1] Selected Topics in Quantum Electronics, 6 (6), 1022-1028 (2000).
- [3.2] Obarski GE and Splett JD, «Measurement assurance program for the spectral density of relative intensity noise of optical fiber sources near 1550 nm», NIST Special Publication 250-57, US Government Printing Office (2000).
- [3.3] Singley JM, Diehl JF, and Urick VJ, «Characterization of lasers for use in analog photonic links», Naval Research Laboratory Memorandum Report, NRL/MR/5650-11-9370 (2011a).
- [3.4] Lau KY and Yariv A., «Ultra-high speed semiconductor lasers», IEEE Journal of Quantum Electronics, 21 (2), 121-138 (1985).
- [3.5] Diehl JF, Swingen L.A., Devgan P.S., And Urick VJ, «An evaluation of compact laser drivers for field-deployed, analog fiber-optic systems», Naval Research Laboratory Memorandum Report, NRL/MR/5652-07- 9088 (2007).
- [3.6] Tang CL, Statz H. and de Mars G., «Spectral output and spiking behavior of solid-state lasers», Journal of Applied Physics, 34 (8), 2289-2295 (1963).
- [3.7] Mercer LB, «1/f Frequency noise effects on self-heterodyne linewidth measurements», Journal of Lightwave Technology, 9 (4), 485-493 (1991).
- [3.8] Schawlow AL and Townes C. H., «Infrared and optical masers», Physical Review, 112 (6), 1940-1949 (1958).
- [3.9] Hinkley ED and Freed C., «Direct observation of the Lorentzian line shape as limited by quantum phase noise in a laser above threshold», Physical Review Letters, 23 (6), 277-280 (1969)
- [3.10] Henry C. H., «Theory of the linewidth of semiconductor lasers», IEEE Journal of Quantum Electronics, 18 (2), 259-264 (1982).
- [3.11] Henry C. H., «Phase noise in semiconductor lasers», Journal of Lightwave Technology, 4 (3), 298-311 (1986).

[3.12] Osinski M. and Buus J., «Linewidth broadening factor in semiconductor lasers-an overview», IEEE Journal of Quantum Electronics, 23 (1), 9-29 (1987).

[3.13] Chuang C. F., Liao Y. H., Lin C. H., Chen S.Y., Grillot F. and Lin F.Y., «Linewidth enhancement factor in semiconductor lasers subject to various external optical feedback conditions», Optics Express, 22 (5), 5651-5658 (2014 poky).

[3.14] Baney DM and Sorin WV, «High resolution optical frequency analysis», in Fiber Optic Test and Measurement, D. Derickson (editor), Prentice Hall (1998).

[3.15] Okoshi T., Kikuchi K. and Nakayama A., «Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum», Electronics Letters, 16 (16), 630-631 (1980).

[3.16] Tsuchida H., «Simple technique for improving the resolution of the delayed self-heterodyne method», Optics Letters, 15 (11), 640-642 (1990).

[3.17] Dawson JW, Park N. and Vahala K. J., «An improved delayed self-heterodyne interferometer for linewidth measurements», IEEE Photonics Technology Letters, 4 (9), 1063-1065 (1992).

[3.18] Urick VJ, Qiu JX, Bucholtz F., McDermitt C. and Williams KJ, «4 Gbit/s transmission over single-channel Raman-amplified 105-kmlink», Electronics Letters, 40 (8), 1-2 (2004).

[3.19] Singley JM, Diehl JF, and Urick VJ, «Laser noise considerations for phase modulated links», IEEE AVFOP Conf. Dig., Paper ThD5 (2011b).

[3.20] Moslehi B., «Noise power spectra of optical two-beam interferometers induced by the laser phase noise», Journal of Lightwave Technology, 4 (11), 1704-1710 (1986).

[3.21] Tkach RW and Chraplyvy AR, «Phase noise and linewidth in an InGaAsP DFB laser», Journal of Lightwave Technology, 4 (11), 1711-1716 (1986).

[3.22] Yamamoto Y. and Inoue K., «Noise in amplifiers», *Journal of Lightwave Technology*, 21 (11), 2895-2915 (2003).

[3.23] Mears R. J., Reekie L., Jauncey L. M., and Payne D. N., «Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54  $\mu\text{m}$ », *Electronics Letters*, 23 (19), 1026 (1987).

[3.24] Kenyon A. J., «Recent developments in rare-earth doped materials for optoelectronics», *Progress in Quantum Electronics*, 26, 225-284 (2002).

[3.25] Poole S. B., Payne D. N., Mears R. J., Fermann M. E., and Laming, R. I., «Fabrication and characterization of low-loss optical fibers containing rare-earth ions», *Journal of Lightwave Technology*, 4 (7), 870-876 (1986).

[3.26] Paschotta R., Nilsson J., Tropper A. C., and Flanna D. C., «Ytterbium-doped fiber amplifiers», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33 (7), 1049-1056 (1997).

[3.27] Whitley T. J., «A review of recent system demonstrations incorporating 1.3- $\mu\text{m}$  praseodymium-doped fluoride fiber amplifiers», *Journal of Lightwave Technology*, 13 (5), 744-760 (1995).

[3.28] Stolen R. H. and Bjorkholm J. E., «Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18 (7), 1062-1072 (1982).

[3.29] Hansryd J., Andrekson P. A., Westlund M., Li J., and Fedekvist P., «Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications», *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 8 (3), 506-520 (2002).

[3.30] Yamada M., Shimizu M., Okayasu M., Takeshita T., Fioriguchi M., Tachikawa Y. and Sugita E., «Noise characteristics of  $\text{Er}^{3+}$ -doped fiber amplifiers pumped by 0.98 and 1.48  $\mu\text{m}$  laser diodes», *IEEE Photonics Technology Letters*, 2 (3), 205-207 (1990).

[3.31] Kikushima K. and Yoshinaga H., «Distortion due to gain tilt of erbium-doped fiber amplifiers», *IEEE Photonics Technology Letters*, 3 (10), 945-947 (1991).



[3.32] Becker PC, Olsson NA, and Simpson JR, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers Fundamentals and Technology*, Academic (1999).

[3.33] *Desurvire E., Erbium-Doped Fiber Amplifiers Principles and Applications*, Wiley (2002).

[3.34] Baney DM, Gallion P. and Tucker RS, «Theory and measurement for the noise figure of optical amplifiers», *Optical Fiber Technology*, 6, 122-154 (2000).

[3.35] Haus FF. A., «Noise figure definition valid from RF to optical frequencies», *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6 (2), 240-247 (2000b).

[3.36] Urick VJ, Bucholtz F. and Williams KJ, «Noise penalty of highly saturated erbium-doped fiber amplifiers in analog links», *IEEE Photonics Technology Letters*, 18 (6), 749-751 (2006).

[3.37] Rottwitt K. and Stentz AJ, «Raman amplification in lightwave communication systems», in *Optical Fiber Telecommunications IVA*, I. Kaminow and T. Li (editors), Academic (2002).

[3.38] Tkach RW and Chraplyvy AR, «Fibre Brillouin amplifiers», *Optica! and Quantum Electronics*, 21, S105-S112 (1989).

[3.39] Bromage J., «Raman amplification for fiber communications systems», *Journal of Lightwave Technology*, 22 (1), 79-93 (2004).

[3.40] Strutz SJ and Williams KJ, «Low-noise hybrid erbium/Brillouin amplifier», *Electronics Letters*, 36 (16), 1359-1360 (2000).

[3.41] Nielsen T.N., Stentz A.J., Rottwitt K., Vengsarkar DS, Chen Z.J., Hansen P.B., Park J.H., Feder K.S., Strasser T.A., Cabot S., Stulz S., Peckham D. W., Hsu L., Kan C.K., Jurdy A. F., Sulhof F.J., Park S.Y., Nelson L.E., and Gruner-Nielsen L., «3.28- Tb/s (82x40 Gb/s) transmission over 3x100 km non-zero-dispersion fiber using dual C- and L-band hybrid Raman/erbium-doped inline amplifiers », in *Optical Fiber Communications Conference Post-Deadline Digest*, Paper PD23-1, 236 (2000).

[3.42] Simon JC, «GalnAsP semiconductor laser amplifiers for single-mode fiber communications», *Journal of Lightwave Technology*, 5 (9), 1286-1295 (1987).

[3.43] Olsson NA, «Semiconductor optical amplifiers», *Proceedings of the IEEE*, 80 (3), 375-382 (1992).

[3.44] O'Mahony MJ, «Semiconductor laser optical amplifiers for use in future fiber systems», *Journal of Lightwave Technology*, 6 (4), 531-544 (1988).

[3.45] Ivanov EN, Diddams SA, and Hollberg L., «Study of the excess noise associated with demodulation of ultra-short infrared pulses», *IEEE Trans, on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 52 (7), 1068-1074 (2005).

[3.46] Tulchinsky DA and Williams KJ, «Excess amplitude and excess phase noise of RF photodiodes operated in compression», *IEEE Photonics Technology Letters*, 17 (3), 654-656 (2005).

[3.47] Taylor JA, Quinlan F., Hati A., Nelson C., Diddams SA, Datta S. and Joshi A., «Phase noise in the photodetection of ultrashort optical pulses», *2010 IEEE International Frequency Control Symposium (FCS)*, pp. 684-688 (2010).

[3.48] Fortier TM, Quinlan F, Hati A., Nelson C., Taylor JA, FuY., Campbell J. and Diddams SA, «Photonic microwave generation with high-power photodiodes», *Optics Letters*. 38 (10), 1712-1714 (2013).

[3.49] Helkey R., Twichell JC, and Cox CI, «A down-conversion optical link with RF gain». *Journal of Lightwave Technology*, 15 (6), 956-961 (1997).

[3.50] McIntyre RJ, «Multiplication noise in uniform avalanche diodes», *IEEE Transactions on Electron Devices*, 13 (1), 164-168 (1966).

## **РОЗДІЛ 4. СПОТВОРЕННЯ У ВОЛОКОННО- ОПТИЧНИХ ЛІНІЯХ**

Як обговорювалося в розділі 2, якість сигналів в аналогових фотонних лініях передачі головним чином характеризується коефіцієнтом шуму та динамічним діапазоном. У розділі 3 досліджувалися зазвичай передачі радіочастотних сигналів джерела шуму, що виникають в фотонних лініях. У цьому розділі розглядаються спотворення сигналу на додаток до описаних в розділі 2, а також деякі типові джерела спотворень. У порівнянні з математичним трактуванням спотворень в розділі 2 в підрозділі 4.1 прийнятий більш наочний підхід, який ґрунтується на описі передавальних функцій та енергетичних спектрів. Дана методика реалізується в підрозділі 4.2, в якому нелінійності, що виникають в процесі електрооптичних перетворень, вводяться для подальшого обговорення в наступних розділах. У підрозділі 4.3 на базі матеріалів підрозділу 3.5 описуються спотворення, що виникають внаслідок компресії сигналів в різних оптичних підсилювачах. Нарешті, підрозділ 4.4 присвячений аналізу нелінійностей в пристроях які зазвичай використовуються в мікрохвильовій фотоніці – фотодетекторах.

### **4.1. Спотворення сигналу в нелінійній системі**

До цього часу при розгляді основна увага приділялася опису з позицій теорії лінійних систем. Лінійна система може бути повністю описана через імпульсну характеристику - математичне трактування, яка показує як система реагує на вплив імпульсу (з необмеженою смугою). Система вважається лінійною за умови, що дотримується принцип

суперпозиції. Якщо в системі позначити вхідні сигнали як  $x(t)$ , а вихідні - як  $y(t)$ , дотримання принципу суперпозиції означає, що при подачі на вхід суми  $ax_1(t) + bx_2(t)$  на виході буде  $ay_1(t) + ay_2(t)$  при будь-яких значеннях скалярних констант  $a$  та  $b$ . При справедливості принципу суперпозиції та відомої імпульсної характеристики вихідний сигнал лінійної системи може бути представлений згорткою вхідного сигналу у часовій області з його імпульсною характеристикою.

Такий загальний математичний опис непридатний при аналізі нелінійної системи. На практиці для нелінійної системи використовується малосигнальна апроксимація, при якій система описується в околиці деякої робочої точки за допомогою алгоритмів розкладання, наприклад статичних рядів, за умови «малості» вхідних сигналів в цій робочій точці. При цьому стає можливим застосування теорії лінійних систем для математичного опису вихідного сигналу в робочій точці при мінімальному відхиленні від неї.

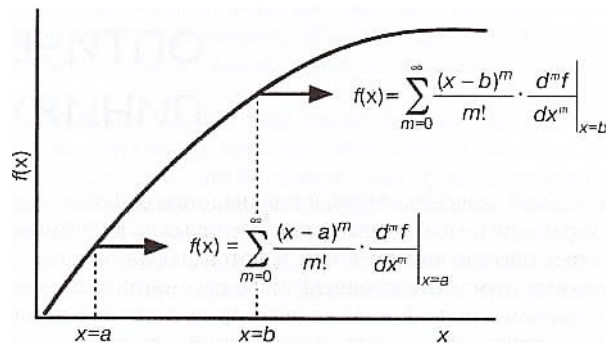
При подачі на вхід одного синусоїдального сигналу на виході нелінійної системи можуть виникнути гармонійні спотворення. На рис. 4.1 показано, що в нелінійній системі одночастотний вхідний сигнал перетворюється не тільки у зважений вихідний сигнал основної частоти, але й в нескінченну суму гармонік на частотах  $m\omega$ , де  $m$  – ціле число.



**Рис. 4.1.** Діаграма нелінійної системи, на виході якої з одного вхідного синусоїдального сигналу на частоті  $\omega$  виходить нескінченна сума гармонік на частотах  $m\omega$  ( $m = 1, 2, 3, \dots$ )

Розглянемо передавальну функцію  $f(x)$ , наведену на рис. 4.2. За допомогою такої кривої може бути представлена ват-амперна

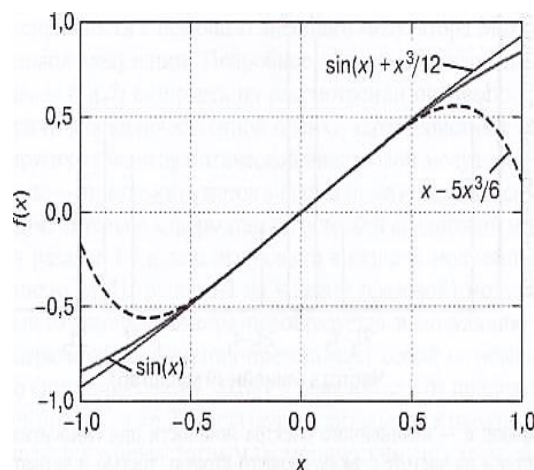
характеристика безпосередньо модульованого з високою швидкістю лазерного діода (див. також рис. 1.11).



**Рис. 4.2** Графік нелінійної передавальної функції  $f(x)$  з розкладом у ряд Тейлора в точках  $x = a$ ,  $x = b$

Вихідна потужність  $f(x)$  може бути описана математичним шляхом апроксимації в ряд Тейлора (див. (2.10)) при деякому струмові постійного зміщення, зокрема, як видно з рис. 4.2, при двох струмах постійного зміщення  $x=a$  та  $x=b$ . Модуляція по інтенсивності лазера створюється за допомогою модуляції керуючим струмом,  $x = C + A \sin(\omega t)$ , де  $C$  – струм зміщення. В разі малосигнальної апроксимації процесу модуляції (малої величини  $A$ )  $f(x)$  може бути описана рядом Тейлора. Відзначимо, що кривина  $f(x)$  в точці  $x = b$  більша, ніж в точці  $x = a$ , тобто можна припустити наявність у ній більш сильних спотворень сигналу. Це припущення може бути некоректним з кількох причин. Розглянемо випадок лазера, для якого характеристика перетворення часто вимірюється на постійному струмові, а керуючий вплив, як правило, відбувається на дуже високій частоті. Це вимагає оцінки характеристики перетворення  $f(x)$  при дуже високій швидкості. Коли мають місце явища з різко відмінною часовою шкалою, наприклад теплових ефектів поряд, з радіочастотною модуляцією, функція  $f(x)$  може бути коректною в дуже обмеженому діапазоні частот керуючого впливу. У лазерах з безпосередньою

модуляцією при великих струмах зміщення виникає ефект насичення (припинення росту) потужності внаслідок температурних явищ, які можуть обмежуватися мікросекундами або більш повільними часовими рамками в залежності від теплової маси типового кристалу напівпровідникового лазера. Модуляція з гігагерцовими швидкостями може не забезпечити достатнього часу для нагріву лазера, і, отже, функціональна залежність  $f(x)$  на високих частотах може не відтворити такого насичення, тобто вихідний сигнал буде менш спотвореним. Інша проблема при спробі оцінки лінійності передавальної характеристики по її зовнішньому вигляду складається в труднощах візуального визначення наявності та складу похідних вищих порядків. Для пояснення цієї точки зору будуть використані криві на рис. 4.3.



**Рис. 4.3.** Графіки трьох різних передавальних функцій

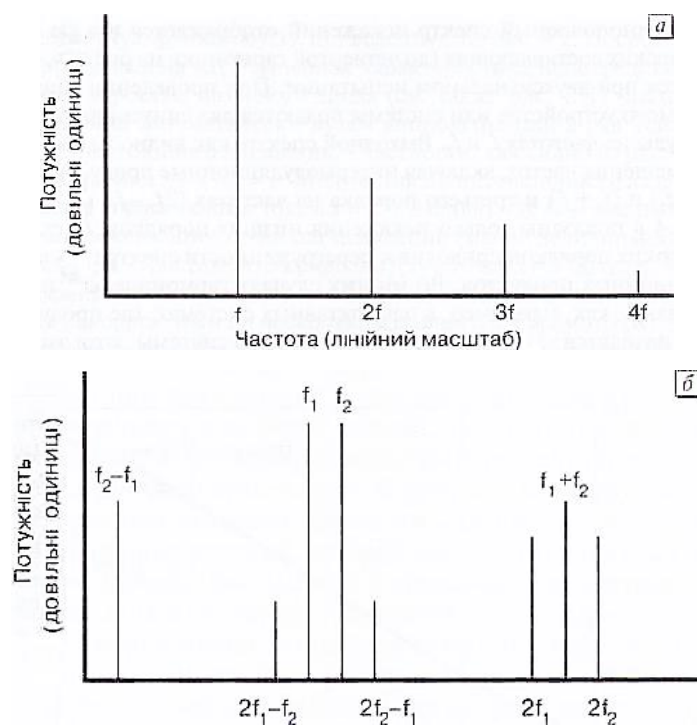
Розглянемо три розраховані передавальні функції, наведені на рис. 4.3. Одна з них - це синусоїдальна передавальна функція  $f(x) = \sin(x)$  яка є дуже важливою функцією в аналогових фотонних лініях передачі й буде детально аналізуватися в подальших розділах. Функція  $\sin(x)$  близька до лінійної при малих значеннях  $x$ , але починає не збігатися з  $f(x) = x$  в міру того, як  $x$  відхиляється від  $x = 0$ . Розкладання  $\sin(x)$  в ряд Тейлора навколо точки  $x = 0$  є непарною функцією від  $x$  з коефіцієнтом при члені

$x^{2n+1}$ , відповідному  $(-1)^n/(2n + 1)!$  для  $n = 0, 1, 2, \dots$

Таким чином, для синусоїдальної передавальної функції складові спотворення непарного порядку можуть бути розраховані. Також на рисунку наведено графік функції  $f(x) = \sin(x) + x^3/12$  з дворазовим зменшенням складових третього порядку в порівнянні з синусоїдальною функцією. Як видно, дана функція більш лінійна, ніж  $\sin(x)$ , але її все-таки не можна вважати абсолютно лінійною. У третій функції рис. 4.3  $f(x) = x - 5x^3/6$  число складових третього порядку збільшилось в 5 разів у порівнянні з  $f(x) = \sin(x)$ , однак відсутній внесок складових більш високого порядку. Всі три функції рис. 4.3 на вигляд здаються «майже лінійними» для малих значень  $x$ , але, очевидно, мають дуже відмінний зміст гармонійних складових. Ця графічна ілюстрація демонструє складність визначення лінійності за зовнішнім виглядом передавальної характеристики, тобто лінійність найкраще оцінювати розрахунковим або експериментальним шляхом.

Існують різні варіанти вимірювання спотворень, і для точного визначення нелінійності, особливо в багатокаскадних системах та/або в компонентах з безліччю фізичних джерел нелінійності, потрібен ретельний вибір методу вимірювання. У найбільш загальних (й широко прийнятих) схемах використовуються односигнальний та двосигнальний методи вимірювання спотворень, описані в розділі 2. При односигнальному вимірі спотворень на вхід подається синусоїдальний діючий сигнал на одній частоті, а на виході вимірюється потужність на гармоніках цієї частоти (див. рис. 4.1). В частотній області односмуговий спектр спотворень відображається у вигляді цілочисельного набору гармонійних складових (до четвертої гармоніки на рис. 4.4 а). Спектр потужності ускладнюється при двосигнальному випробуванні. При проведенні даного випробування на вхід тестованого пристрою або системи подаються два синусоїдальних сигнали однакової амплітуди на частотах  $f_1$  та  $f_2$ . Вихідний спектр, як

видно з рис. 4.4 б, містить ряд продуктів змішування частот, включаючи інтермодуляційні продукти другого порядку на частотах  $(f_2 - f_1)$  й  $(f_1 + f_2)$  та третього порядку на частотах  $(2f_2 - f_1)$  й  $(2f_1 - f_2)$ . Для спрощення на рис. 4.4 б показані тільки спотворення нижчих порядків, оскільки облік продуктів більш високих порядків призводить до перевантаження спектру через велику кількість інтермодуляційних продуктів. У багатьох випадках гармонійні спотворення можуть бути відфільтровані, як, наприклад, в однооктавних системах, де продукти гармонійних спотворень знаходяться за межами робочої смуги системи, хоча це несправедливо для багатооктавних систем.



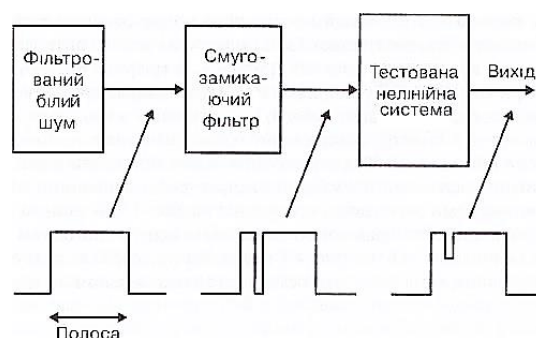
**Рис. 4.4.** Графіки: а - нелінійного спектру потужності при односигнальній вхідній дії на частоті, що включає другу, третю та четверту гармоніки;  
 б - нелінійного спектру потужності при двосигнальній вхідній дії з урахуванням продуктів змішування другого та третього порядків.

Продукти інтермодуляційних спотворень третього порядку представляють особливу важливість у всіх системах, оскільки



розташовуються дуже близько до складової сигнальної частоти та не можуть бути відфільтровані.

В аналогових системах кабельного телебачення з безліччю піднесуючих й великим числом побічних продуктів спотворення часто характеризуються в термінах CSO та CTB (див., наприклад, [4.1]). Цей варіант вимірювання спотворень зручний при домінуванні в спектрі сигналу дискретних несучих з малою глибиною модуляції на канал. У міру підвищення глибини модуляції спектр може стати безперервним через зростаюче число інтормодуляційних продуктів. У граничному випадку, коли число несучих континуальне, іноді застосовується метод білого шуму або тестування з завантаженим білим шумом [4.2]. У цьому випробуванні (див. рис. 4.5) в смузі безперервного шумового сигналу розміщується смугово-закривальний фільтр. Це створює вхідний тестовий сигнал з постійною частотною міткою всередині смуги. Потім даний сигнал подається на вхід нелінійної системи та виконується вимір потужності всередині провалу в функції від вхідної потужності. Цей метод перевірки дає якісну картину внутрішньосмугових спотворень для будь-якої нелінійної системи.



**Рис.4.5.** Структурна схема випробування із завантаженим білим шумом та відповідні характеристичні спектри потужності.

Як згадувалося в розділі 2, при проведенні випробувань типу раніше описаних, необхідно брати до уваги якість вимірювальної апаратури.

Починаючи тестування системи, потрібно перш за все відкалібрувати вимірювальний прилад. Важливо, щоб до входу тестованого пристрою або системи прикладався тільки сигнал з чистим спектром. Сигнальні генератори та пристрої складання сигналів (для багатосигнальних випробувань) часто мають недостатню лінійність і можуть формувати випробувальний спектр з наявністю паразитних спотворень.

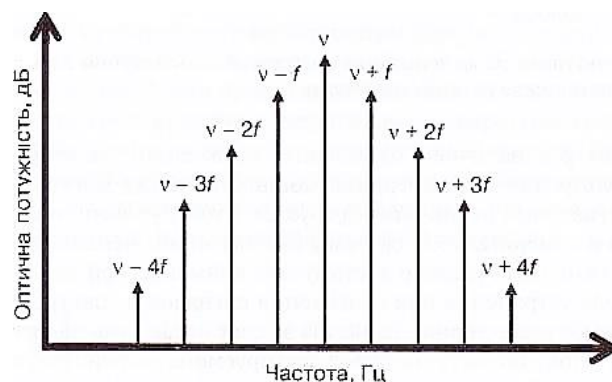
На стороні виходу системи прилади, які використовуються для вимірювання потужності, також можуть бути нелінійними. Для отримання вірогідних результатів потрібно, щоб рівень нелінійності впливаючого сигналу й вимірювальної системи був би багато меншим, ніж у тестованій системі. Також має бути приділено достатньо уваги при введенні фільтрів або інших елементів для усунення або послаблення сигналів в спектрі, оскільки багато фільтрів забезпечують режекторні властивості за рахунок відбиття енергії, і ця відбита енергія може знову потрапити на вихід тестованого пристрою, створюючи додаткові спотворення.

#### **4.2. Спотворення в процесі електрооптичного перетворювання**

У попередньому розділі передавальна функція, подібна до характеристики безпосередньої модуляції по інтенсивності випромінювання лазера, розглядалася як приклад джерела спотворень при передачі аналогових сигналів. В даному розділі подання в частотній області, подібно рис. 4.4, використовується для опису оптичної аналогової модуляції по інтенсивності за допомогою зовнішнього модулятора Маха–Цандера (ММЦ), а також чисто фазової модуляції. Детальний опис кожної з них виконано відповідно базуючись на розгляді оптичних полів та фотострумів в часовій області для кількісної оцінки характеристик

радіохвиль. Мета в даному випадку – запропонувати метод аналізу на базі комплексних амплітуд в оптичній області стосовно форматів оптичної аналогової модуляції.

Як введено в підрозділі 1.3 та деталізовано в розділі 6, модуляція по інтенсивності за допомогою зовнішнього ММЦ заснована на кутовій (фазовій) модуляції, яка за допомогою інтегрального інтерферометра перетворюється в модуляцію по інтенсивності. Результуюча передавальна функція являє собою оптичну інтенсивність, що змінюється за синусоїдальним законом в залежності від прикладеної напруги, як це показано на рис. 1.13 та в 6.2. Коли нечутливий до паразитної частотної модуляції ММЦ управляється одночастотним гармонійним сигналом, вихідне оптичне поле може бути описано нескінченною сумою беселевих функцій (див. (6.15)). Відповідний спектр оптичної потужності містить складові на оптичній несучій з двома бічними смугами, що містять основну модулюючу частоту й цілий ряд її гармонік. Вид спектру, який може бути отриманий на екрані оптичного аналізатора спектра, показаний графічно на рис. 4.6. Для розрахунку графіка рис. 4.6 використовувався вираз (6.15) при керуючій напрузі  $0,3V_{\pi}$  та квадратурному зміщенні.



**Рис. 4.6.** Розрахований за допомогою (6.15) спектр оптичної потужності на виході двотактного ММЦ

Розрахований за допомогою (6.15) спектр оптичної потужності на виході двотактного<sup>14</sup> ММЦ, зміщеного точно в квадратурній точці та керованого одним гармонійним сигналом з амплітудою  $0,3V_{\pi}$ . Показані спектральні складові до четвертого порядку з масштабуванням за відносними рівнями кожної частотної компоненти.

Розрахований за допомогою (6.39) спектр оптичної потужності на виході двотактного ММЦ, зміщеного точно в квадратурній точці та керованого двома гармонійними сигналами з амплітудою  $0,08V_{\pi}$  кожний. Показані спектральні складові до другого порядку з масштабуванням за відносними рівнями кожної частотної компоненти.

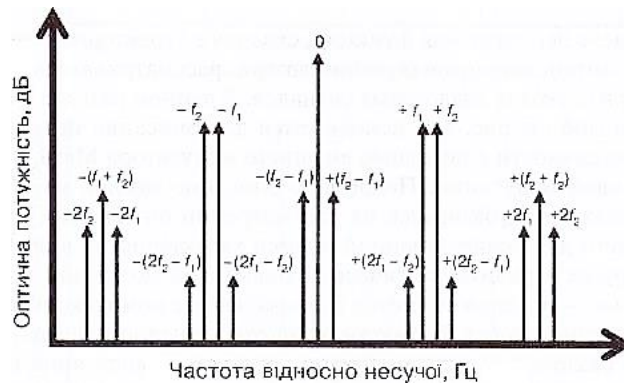
При детектуванні поля, відповідного рис. 4.6, за допомогою ідеального фотодіода формується радіочастотний спектр, який містить лише непарні гармоніки (див. (6.19)). Результати розрахунку за допомогою (6.39) спектра оптичної потужності на виході нечутливого до паразитної частотної модуляції квадратурного-зміщеного ММЦ, керованого двома гармонійними сигналами, наведені на рис. 4.7. В даному розрахунку глибина модуляції була зменшена в порівнянні з випадком модуляції одним сигналом і становила  $0,08V_{\pi}$ . Як і на рис. 4.6, на рис. 4.7 показані продукти спотворення як парного, так і непарного порядків, але в фотострумі залишаються тільки спотворення непарного порядку (див.(6.40)). Отже, графіки рис. 4.6 та 4.7 самі по собі не описують повну картину. Більш кращим є облік фазових співвідношень, які можуть бути отримані за допомогою показаної на рис. 4.8 векторної діаграми.

Розрахована за допомогою (6.15) векторна діаграма на виході двотактного ММЦ, зміщеного точно в квадратурній точці та керованого одним гармонійним сигналом амплітудою  $0,3V_{\pi}$ . Комплексна площина розташована перпендикулярно площині сторінки зі спрямованими

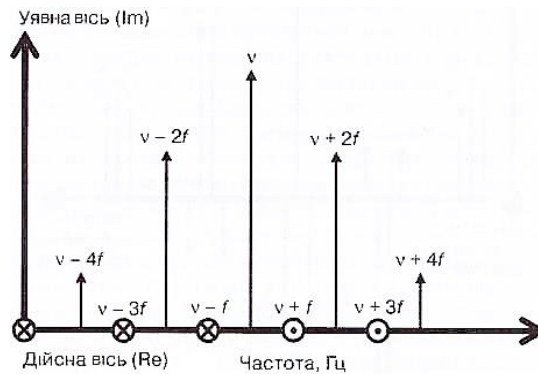
---

<sup>14</sup>Коли оптичні хвилеводи управляються різнополяризованими електричними сигналами (див. рис. 1.12). Названо по аналогії з електронними підсилювачами.

всередину сторінки позитивними значеннями дійсної осі.



**Рис. 4.7.** Розрахований за допомогою (6.39) спектр оптичної потужності на виході двухтактного ММЦ,



**Рис. 4.8.** Розрахована за допомогою (6.15) векторна діаграма на виході двотактного ММЦ

На рис. 4.8 приведена діаграма комплексних амплітуд сигналів на частотах рис. 4.6. Комплексні амплітуди показані у фіксованій часовій точці, коли оптична несуча може бути записана як  $A \sin(2\pi vt)$ . (Аналогічна діаграма може бути побудована для випадку двосигнального управління шляхом розрахунку по (6.39), але в цьому розділі вона для стислості не наводиться). Коли цей повний спектр демодулюється за допомогою фотодіода, у фотострумі зникають складові парного порядку, але залишаються всі спектральні складові непарного порядку.

Розрахована векторна діаграма на виході фазового модулятора, керованого одим гармонійними сигналами амплітудою  $0,3 V_{\pi}$  кожен, з

масштабуванням за відносними рівнями кожної частотної компоненти. Комплексна площина розташована перпендикулярно площині сторінки зі спрямованими всередину сторінки позитивними значеннями дійсної осі.

Отже, співвідношення, показані на рис. 4.8, являють собою особливий випадок, коли відсутні всі продукти змішування, які відповідають спектральним складовим парного порядку. Навіть невелика зміна амплітудних та/або фазових співвідношень в бічних смугах може призвести до значних спотворень. Як простий приклад можна привести розглянутий в [4.3] випадок придушення несучої, що збільшує чутливість лінії, але викликає появу спотворень парного порядку. Інші процеси, що викликають спотворення амплітуд та/або фаз, будуть розглянуті в кінці даного розділу.

Спектри оптичної потужності двосмугової фазової модуляції, отриманої за допомогою зовнішнього фазового модулятора, й описаної вище двосмугової модуляції по інтенсивності за допомогою ММЦ неможливо розрізнити при одній і тій самій глибині модуляції. Однак пряме детектування такої модуляції по інтенсивності з квадратурним зміщенням ММЦ призводить до появи фотоструму високої частоти зі складовими тільки непарного порядку, тоді як пряме детектування сигналу з фазовою модуляцією дає фотострум, в якому відсутні складові змінної частоти. При цьому передбачається тільки чиста фазова модуляція без вмісту залишкових складових модуляції по інтенсивності [4.4]. На рис. 4.9 та 4.10 приведені векторні діаграми для випадків фазової модуляції одночастотним та двочастотним сигналами, що використовують ту ж опорну фазу оптичної носійної, як на рис. 4.8. Всі частотні складові спектрів модуляції по інтенсивності також присутні в спектрах фазової модуляції. Проте, порівнюючи рис. 4.8 та 4.9, можна помітити відмінність фазових співвідношень різних спектральних складових.

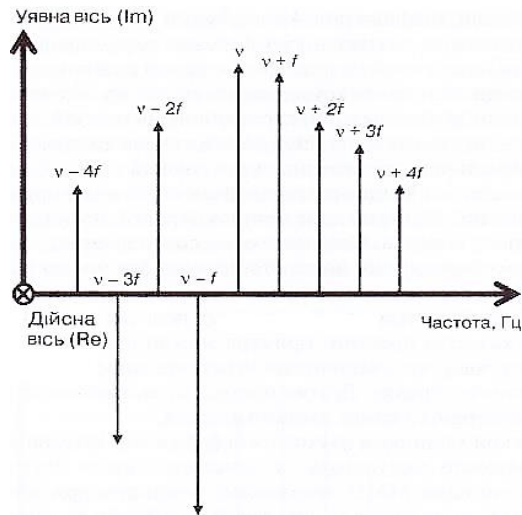


Рис. 4.9. Розрахована векторна діаграма на виході фазового модулятора

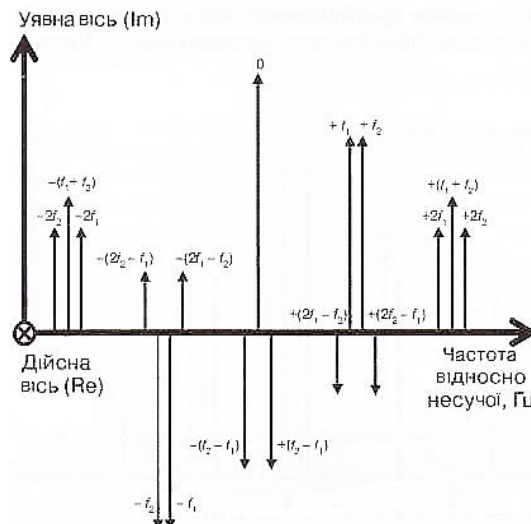


Рис. 4.10. Розрахована векторна діаграма на виході фазового модулятора

Розрахована векторна діаграма на виході фазового модулятора, керованого двома гармонійними сигналами амплітудою  $0,08V_{\pi}$  кожен, з масштабуванням за відносними рівнями кожної частотної компоненти. Комплексна площина розташована перпендикулярно площині сторінки зі спрямованими всередину сторінки позитивними значеннями дійсної осі.

Характерні співвідношення показані на рис. 4.9 та 4.10, відповідають оптичному полю постійної інтенсивності, що призводить до відсутності фотоструму високої частоти в результаті прямого детектування.

Демодуляцію фазомодульованого поля можна забезпечити шляхом введення деякого механізму, що змінює ці співвідношення, наприклад за допомогою оптичного інтерферометра, інших типів оптичної фільтрації або сигналу оптичного гетеродина.

Механізми, що перетворюють фазову модуляцію в модуляцію по інтенсивності шляхом зміни фазових та/або амплітудних співвідношень бічних смуг стосовно оптичної несучої, можуть аналогічним чином впливати й на модульований по інтенсивності сигнал. Зокрема, хроматична дисперсія (див. розділ 5) може викликати частотно-залежний фазовий зсув, який призводить до ослаблення та спотворень парного порядку модульованих по інтенсивності сигналів, а також до перетворення фазової модуляції в модуляцію по інтенсивності. Аналогічні ефекти можуть викликати оптичні фільтри з високою крутизною дисперсійної характеристики за умови неправильного розташування оптичної несучої всередині їх смуги пропускання. Також важлива амплітудна характеристика в оптичному діапазоні. Наприклад, для вищезгаданого випадку придушення складових парного порядку при модуляції по інтенсивності потрібен точний баланс складових по обидві сторони від оптичної несучої. А саме оптичні компоненти з частотно-залежною в смузі модуляційного сигналу амплітудною передавальною функцією можуть істотно погіршити якість вихідного сигналу. Таку характеристику можуть мати багато оптичних компонент, як, наприклад, фільтри та підсилювачі, що мають в смузі пропускання значну нерівномірність коефіцієнта передачі. Оптичні підсилювачі можуть також мати надмірний нахил коефіцієнта підсилення в НВЧ-діапазоні, що описано в наступному розділі.

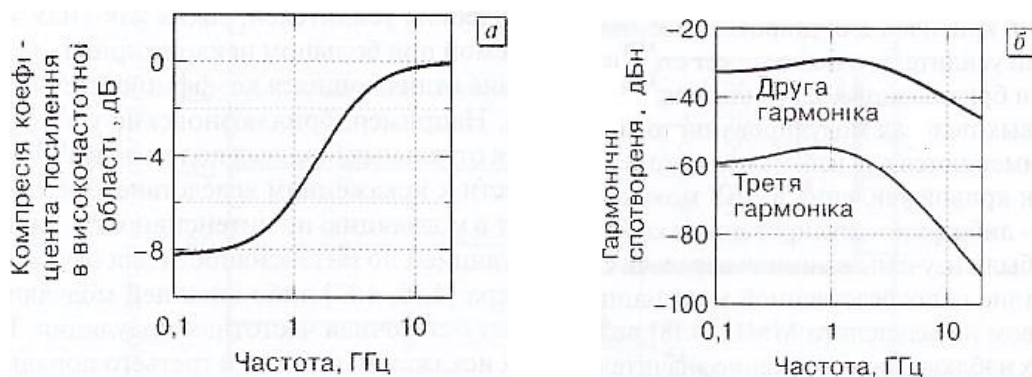


### 4.3. Спотворення в оптичному підсилювачі

В оптичному підсилювачі залежність вихідної оптичної потужності від вхідної оптичної потужності являє собою так само, як і в радіочастотному підсилювачі (див. рис. 2.5), насичену характеристику. Вид вимірної характеристики насичення на прикладі ербієвого волоконного підсилювача (ЕВП) показаний на рис. 3.29. Як зазначено в розділі 3, робота оптичного підсилювача в режимі насичення може призвести до зменшення внесених шумів внаслідок мінімізації спонтанної емісії. Однак функціонування оптичного підсилювача в режимі насичення може викликати спотворення модульованого по інтенсивності сигналу за умови, що підсилювальне середовище її буде реагувати на зміни інтенсивності сигналу. Отже, пов'язана з процесом оптичного підсилення постійна (або постійні) часу є критичним показником для визначення впливу насичення оптичного підсилювача на високочастотний сигнал. Реакція оптичного підсилювача на модуляцію коефіцієнта підсилення буде у вигляді характеристики фільтра нижніх частот з характеристичною частотою зрізу ( $f_c$ ), що відповідає часу відгуку середовища. Функціонування оптичного підсилювача в режимі насичення перетворює характеристику високочастотного сигналу, роблячи її подібною характеристикою фільтра верхніх частот з тієї ж  $f_c$ : тобто компресія оптичного підсилення впливає на радіосигнали частотою нижче  $f_c$  і практично не впливає на сигнали частотою істотно вище  $f_c$ . В даному розділі будуть досліджені характеристики ряду оптичних підсилювачів в режимі насичення та продемонстровано, що завдяки відносно низькій динаміці змін коефіцієнта підсилення ЕВП має значні переваги перед іншими типами оптичних підсилювачів.

В даний час опубліковано значну кількість досліджень за

характеристиками насичення в високочастотній області напівпровідникового оптичного підсилювача (НОП), що пов'язано з перспективою його застосування в радіофотонних інтегральних схемах. Однак типовий час рекомбінації носіїв в НОП  $\tau_c \leq 200$  пс, що відповідає  $f_c \geq 5$  ГГц. Це може призвести до неможливості їх використання в високоякісних аналогових системах внаслідок описаного вище насичення в високочастотній області, а також високочастотних перехідних перешкод в багатоканальних системах. Результати розрахунку, що демонструють частотну характеристику НОП в режимі насичення, наведені на рис. 4.11. Розрахунки були виконані шляхом вирішення швидкісних рівнянь НОП з використанням аналітичних виразів для нормованої характеристики на основній частоті та відносних спотворень на другий та третій гармоніках [4.5].



**Рис. 4.11.** Розрахована передавальна характеристика напівпровідникового оптичного підсилювача в режимі насичення (а) і характеристики відносних рівнів спотворень на другий і третій гармоніках для того ж підсилювача (б)

Криві на рис. 4.11 побудовані в смузі від 100 МГц до 10 ГГц, в якій в [4.5] продемонстровано найкращий збіг розрахункових та експериментальних даних для використаних в цьому розділі параметрів. Передатна характеристика на основній частоті може бути отримана з [4.5] як:

$$|S_{21}|^2 = A \frac{x_s^2 + 2x_s + \Omega^2 \tau_c^2 + 1}{e^{2g_0} x_s^2 + 2e^{g_0} x_s + \Omega^2 \tau_c^2 + 1} \quad (4.1)$$

де  $A$  – ненасичений коефіцієнт підсилення лінії передачі;  $x_s = P_{sig}/P_{sat}$  – відношення вхідної оптичної потужності НОП до вихідної оптичної потужності в режимі насичення;  $\Omega$  – кутова частота;  $g_0$  – оптичний коефіцієнт підсилення. Оптичний коефіцієнт підсилення пов'язаний з малосигнальним оптичним коефіцієнтом підсилення ( $g_{0,ss}$ ) як [4.5]:

$$x_s(e^{g_0} - 1) = g_{0,ss} - g_0. \quad (4.2)$$

Характеристика на рис. 4.11, а розрахована з (4.1) для НОП з наступними параметрами:  $A = 1$ ;  $P_{sig} = 2$ мВт;  $P_{sat} = 9$ мВт;  $\tau_c = 200$ пс та  $g_{0,ss} = 4.2$ (6.2дБ).

При підстановці останнього параметра в (4.2) виходить  $g_0 = 2.3$ . Крива на рис. 4.11 а має вигляд характеристики фільтра верхніх частот з впливом на коефіцієнт підсилення на частотах нижче 5 ГГц ( $1/\tau_c$ ) та відсутністю впливу на частотах вище 5 ГГц.

Співвідношення струмів на другій та третій гармоніках і струму на основній частоті записуються відповідно як [4.5]:

$$\frac{I_{2\Omega}}{I_\Omega} = - \frac{m x_s (e^{g_0} - 1) (1 + i2\Omega\tau_c) [1 + x_s (e^{g_0} + 1)2 + i\Omega\tau_c]}{2(1 + x_c + i\Omega\tau_c)(1 + x_s e^{g_0} + i2\Omega\tau_c)(1 + x_s e^{g_0} + i2\Omega\tau_c)} \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{I_{3\Omega}}{I_\Omega} = & \frac{m^2 x_s^2 (e^{g_0} - 1) / (1 + i3\Omega\tau_c)}{4(1 + x_s e^{g_0} + i\Omega\tau_c)(1 + x_s e^{g_0} + i3\Omega\tau_c)} \\ & \times \left\{ \frac{e^{g_0} \left[ 1 + \frac{x_s (e^{g_0} + 1)}{2} + i\Omega\tau_c \right]}{(1 + x_s e^{g_0} + i\Omega\tau_c)(1 + x_s e^{g_0} + i2\Omega\tau_c)} \right. \\ & \left. + \frac{e^{g_0} - 1}{2(1 + x_s + i\Omega\tau_c)} \right\} \quad (4.4) \end{aligned}$$

де  $m$  – глибина модуляції. Рівняння (4.3) та (4.4) можуть бути використані для розрахунку відносної потужності по другій та третій гармоніках

відповідно,  $|I_{2\Omega}/I_{\Omega}|^2$  і  $|I_{3\Omega}/I_{\Omega}|^2$ . Результати такого розрахунку для зазначених вище параметрів та  $m = 0,13$  наведені на рис. 4.11.

Розрахунки виконані згідно [4.5]. Як очікувалося, форма кривих відповідає характеристиці фільтра нижніх частот, однак відносні спотворення на частотах вище 5 ГГц можна вважати зневажливо малими, що пояснюється низькою крутизною спаду передавальної характеристики. Щоб частково вирішити проблему високочастотних спотворень в НОП було запропоновано використовувати структуру на основі квантових ям типу II [4.6], що призвело до збільшення часу рекомбінації носіїв в НОП до 2 нс. Тим не менше швидка динаміка зміни коефіцієнта підсилення залишається перешкодою для застосування НОП з компресією підсилення в радіосистемах на базі мікрохвильової фотоніки.

У попередніх розрахунках характеристик НОП передбачалося, що на його вхід подається випромінювання, модульоване безперервним високочастотним сигналом, який викликає гармонійні спотворення. Але в ряді застосувань мікрохвильової фотоніки з обробкою імпульсних високочастотних сигналів при великій глибині модуляції також необхідно брати до уваги перехідні явища в оптичних підсилювачах з компресією коефіцієнта підсилення. Подібні часові ефекти вивчалися в цифрових системах оптичного зв'язку для ситуацій, коли позитивний викид фронту імпульсу супроводжується негативним викидом. При цьому до настання стаціонарного режиму підсилення виникає короткий період ненасиченого підсилення, а потім - зменшення коефіцієнта підсилення. Постійні часу цього процесу знаходяться в тісному зв'язку зі швидкістю зміни коефіцієнта передачі підсилювача. В даний час перехідні явища в значній мірі вивчені для раманівських підсилювачів [4.7, 4.8] та для ЕВП [4.9, 4.10]. В останньому процесі насичення та відновлення коефіцієнта підсилення займають відносно великий час, що становить близько сотень мікросекунд [4.9].

Гранична частота важлива не тільки з точки зору вивчення фундаментальної характеристики підсилення та спотворень, але й для перенесення шуму. Як згадано раніше, характеристика модуляції коефіцієнта підсилення оптичного підсилювача відповідає фільтру нижніх частот з характеристичною частотою  $f_c$ . Отже, відповідні зміни коефіцієнта передачі підсилювача можуть призвести до накладення на сигнал шуму джерела накачування. Для НОП перенесення шуму накачування може стати проблемою, якщо не використовується малошумне джерело електричного струму. У разі ж оптично накачаних підсилювачів такою проблемою може бути перенесення відносного шуму інтенсивності (RIN). Значний рівень перенесення RIN джерела накачування спостерігався на частотах істотно вище 1 ГГц як в раманівських [4.11], так і параметричних [4.12] підсилювачах.

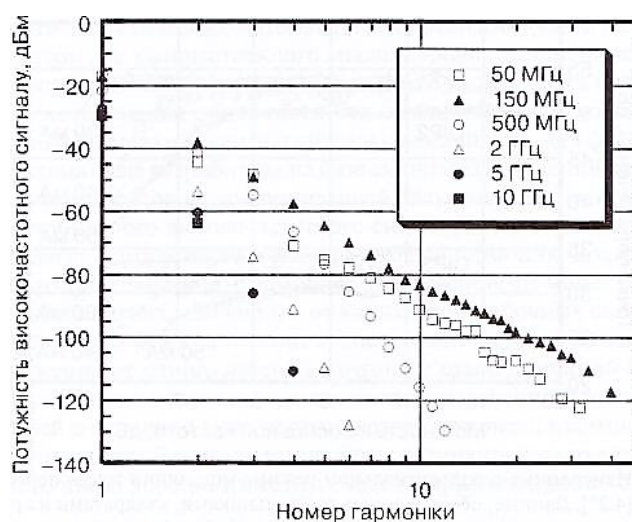
Завдяки великому часу життя інвертованого стану (близько 10 нс) характеристична частота ЕВП знаходиться всього лише в районі 100 Гц. Як було згадано, ця властивість дає йому безліч переваг перед іншими типами оптичних підсилювачів. Графік модуляції коефіцієнта підсилення ЕВП відповідає характеристиці фільтра нижніх частот, що забезпечує малі перехідні перешкоди в багатоканальних лініях передачі на частотах вище 5 кГц [4.9]. Характеристика передачі сигналу для ЕВП в режимі насичення має таку ж форму, як для НОП (рис. 4.11 а), але з  $f_c = 100$  ГГц [4.3]. Результируюча крива спотворень має вигляд характеристики фільтра нижніх частот. На частотах вище 1 кГц спотворення парного порядку зменшуються зі швидкістю близько 20 дБ/декада, а виміряна крутизна зменшення спотворень непарного порядку склала 40 дБ/декада [4.4]. Особливу важливість при одночасній передачі безлічі оптичних каналів та/або у випадках, коли при одноканальній передачі потрібно створити так званий нахил кривої підсилення в смузі високочастотної модуляції, набуває нерівномірність

підсилювальної характеристики оптичного підсилювача. Даний параметр не дуже критичний для широкосмугових оптичних підсилювачів, таких як НОП та раманівський підсилювач, проте може стати проблемою при великому нахилі кривої підсилення в ЕВП та бріллюєнівських підсилювачах внаслідок різниці коефіцієнтів підсилення в бічних смугах модульованого сигналу. Наприклад, бріллюєнівські підсилювачі часто застосовуються для виборчого підсилення окремих бічних смуг модуляції [4.1]. Нахил кривої підсилення в ЕВП може призвести до спотворень внаслідок конверсії частотно- або фазо-модульованих компонентів в модуляцію по інтенсивності. Такі процеси були вивчені в лініях передачі з модуляцією по інтенсивності для випадків, коли внаслідок безпосередньої модуляції лазера [4.1] або зовнішньої модуляції за допомогою небалансного ММЦ [4.2] виникає залишкова частотна модуляція. У таких випадках спостерігалася поява значних спотворень другого та третього порядків. Рішенням цих проблем може стати застосування для легування суміші  $\text{Er-Al}$ , що призводить до зменшення нерівномірності коефіцієнта підсилення [4.1], або використання схем з низьким рівнем паразитної частотної модуляції.

#### **4.4. Спотворення в фотодетекторі**

Гармонійні спотворення вперше спостерігалися в лавинних фотодіодах [4.1]. Згодом авторами цієї роботи також були проведені вимірювання  $p-i-n$ -фотодіода, в ході яких виявлена друга гармоніка, але тільки при дуже малих зсувах, і, отже, був зроблений висновок, що в стандартному режимі зсуву  $p-i-n$ -фотодіоди є високолінійні пристрої. Перші вимірювання реальної нелінійності фотодіодів були виконані в [4.2].

Її результати, відтворені на рис. 4.12, показують рівні спотворень аж до 40-ї гармоніки при характерних рівнях фотоструму всього лише 1 мА. Ймовірна причина спотворень була пізніше пояснена в [4.2] як результат деформації сигналів у часовій області внаслідок високих полів просторового заряду, що створюються фотогенерованими носіями в області власної провідності. Дані результати та висновки викликали широке вивчення нелінійних властивостей фотодетекторів великим числом наукових груп, що буде розглянуто далі в підрозділі 4.4.2.



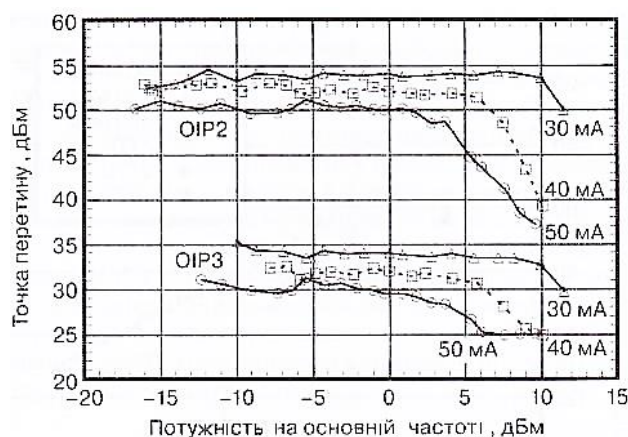
**Рис. 4.12.** Залежність потужності високочастотного сигналу на виході фотодетектора від номера гармоніки для п'яти різних модулюючих частот [4.2]

Номер гармоніки узятий відносно відповідної основної частоти. Спотворення в фотодетекторах мають найбільшу вагомість в фотонних лініях передачі з широким динамічним діапазоном. У розділі 6 виводяться вирази для розрахунку так званих вихідних точок пересічення<sup>15</sup> другого ( $OIP_2$ , вираз (6.47)) та третього ( $OIP_3$ , вираз (6.42)) порядків для випадку синусоїдальної модуляції по інтенсивності. Оскільки зменшення нелінійних спотворень модулятора є найбільш складним завданням при

<sup>15</sup>Даний термін введений в описі 2.3.2.

проектуванні практичних аналогових ВОСП, бажано зробити так, щоб модулятор був домінуючим джерелом спотворень, а всі інші компоненти, що використані мали значно більші у порівнянні з ним значення точок перетину. Такий підхід гарантує визначення модулятором динамічного діапазону лінії передачі. Принциповий елемент лінії передачі, яким є оптико-електричний перетворювач, або фотодетектор, повинен бути досліджений на предмет задоволення цьому критерію. Для доказу важливості застосування високолінійних фотодетекторів в лініях мікрохвильової фотоніки були виконані вимірювання спотворень в лінії передачі на базі потужних балансних фотодетекторів [4.3]. В результаті були визначені технічні вимоги до фотодетекторів з високими робочими фотострумами без урахування впливу модулятора.

Виміряні в залежності від потужності на основній частоті (глибини модуляції) характеристики  $OIP_2$  та  $OIP_3$  фотодетекторів представлені на рис. 4.13. З рисунка можна констатувати, що в виміряному діапазоні середніх струмів та глибин модуляції величина  $OIP_3$  фотодетекторів перевищує аналогічний параметр лінії, обмеженими вимогами до модулятора. А саме для фотострумів 30 мА на фотодетектор її значення в останньому випадку становить 28,5 дБм (див. (6.42)), тоді як  $OIP_3$  фотодетектора вище 30 дБм при всіх виміряних глибинах модуляції.



**Рис. 4.13.** Виміряні в малосигнальному режимі модуляції точки перетину фотодіода [4.5]



Для фотострумів 50 мА на фотодетектор  $OP_3$  лінії, обмеженої модулятором, становить 33 дБм, що вже вище значень  $OP_3$  фотодетектора, відповідних близько 30 дБм при невеликій глибині модуляції і зменшуються до 25 дБм в міру її зростання. Результати вимірювання відповідних спотворень в лінії передачі наведені на рис. 4.14, й демонструють вплив спотворень в фотодетекторі на її загальну характеристику.

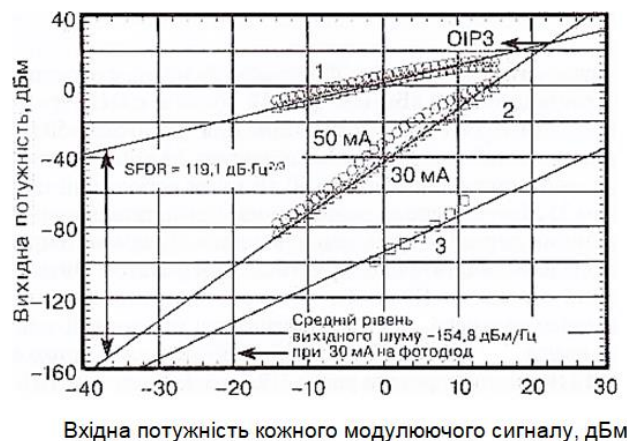
При фотострумі 30 мА на фотодетектор величина SFDR лінії становить  $119 \text{ дБ}\cdot\text{Гц}^{2/3}$ , що відповідає обумовленому модулятором значенням, а динаміка спотворень в залежності від вхідної потужності при всіх глибинах модуляції слідує постійному нахилу 30 дБ/декада. Для струмів 50 мА на фотодетектор величина SFDR лінії передачі дорівнює  $119,5 \text{ дБ}\cdot\text{Гц}^{2/3}$ , що на 1 дБ нижче розрахункового значення для обумовленої модулятором лінії, а залежність спотворень від вхідної потужності не відповідає постійному нахилу 30 дБ/декада внаслідок зменшення  $OP_3$  фотодіода в міру збільшення глибини модуляції, що показано на рис. 4.13. Даний результат характеризує важливість застосування в лініях мікрохвильової фотоніки високолінійних фотодетекторів, особливо в тих, які працюють при високих середніх фотострумах. Крім цього в лініях, де для поліпшення характеристики передачі, що визначається модулятором, застосовується його лінеаризація, до лінійності фотодетектора будуть пред'являтися більш жорсткі вимоги.

Згідно рис. 4.14 виміряна характеристика  $OP_2$  лінії передачі вийшла значно краще, ніж аналогічна характеристика власне фотодетектора. Передбачається, що це сталося або в результаті балансування двох фотодетекторів, або через ефект компенсації спотворень, викликаних фотодетектором та модулятором.

У більш пізній роботі [4.4] продемонстрована можливість компенсації спотворень другого порядку фотодетектора в лінії з

балансними виходами, зміщеними в квадратурі. Також було показано [4.5], що для компенсації спотворень другого порядку фотодетектора в схемі лінії з несиметричним виходом можуть бути використані спотворення другого порядку модулятора. Таким чином, підтверджено, що обидва підходи справедливі для зменшення загальних спотворень парного порядку в лінії передачі. Викладені методи є досить ефективними з точки зору проектування ліній з високими вимогами до величини  $OIP_2$ , яка є важливим системним показником для багатьох широкосмугових систем передачі високочастотних сигналів.

Дані, зазначені трикутниками, квадратами та кружками, виміряні при середніх фотострумах відповідно 30,40 та 50 мА. Основна частота модулюючого сигналу дорівнює 500 МГц.



**Рис. 4.14.** Виміряні двосигнальні інтермодуляційні спотворення для лінії мікрохвильової фотоніки [4.5]

Частоти вхідних сигналів 1,0 та 1,1 ГГц. Середні фотоструми після детектування відповідають 30 мА (трикутники) та 50 мА (кружки). Спотворення другого порядку (квадрати) виміряні при струмах 30 мА на фотодетектор. 1 - характеристика на основній частоті; 2 - характеристика інтермодуляційних спотворень третього порядку; 3 - характеристика інтермодуляційних спотворень другого порядку при струмах 30 мА на фотодіод.

#### 4.4.1. Схеми вимірювання спотворень фотодетектора

Визначення джерел нелінійності фотодетектора є значно більш складним завданням в порівнянні з відносно простим та зрозумілим аналізом більшості спотворень, що виникають в процесі модуляції. В цьому напрямку через складність нелінійних механізмів та великого числа можливих джерел нелінійності до цього часу не вдалося отримати аналітичних математичних рішень (див. 4.4.2). Отже, важливим інструментом для кількісного аналізу рівня нелінійності фотодетектора стає його безпосереднє вимірювання. Як раніше згадувалося в цьому розділі, для того щоб виконати тестування лінійності без додаткових спотворень, будь яке джерело сигналу, що використовується, повинно бути ідеально лінійним. Для фотодетекторів така вимірювальна система була розроблена на базі змішування випромінювань двох одночастотних лазерів [4.6]. Її схема з фазовою синхронізацією випромінювань двох одночастотних лазерів для забезпечення стабільного високочастотного сигналу биття на частоті  $\nu_2 - \nu_1$  показана на рис. 4.15.

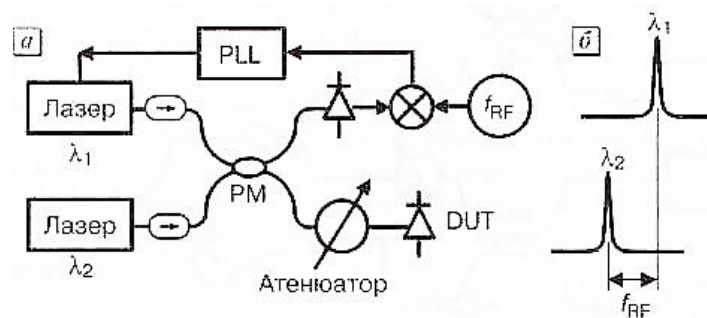


Рис. 4.15. Дволазерна гетеродина схема для вимірювання нелінійності фотодетектора

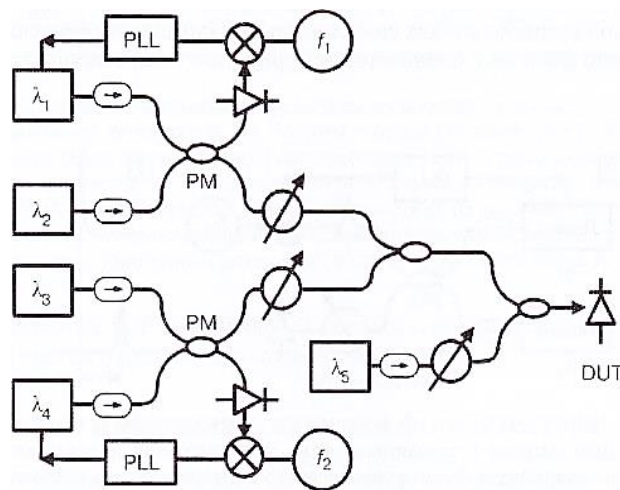
У зв'язку з відсутністю в спектрі лазерів гармонік, кратних згенерованій частоті радіочастотного діапазону, за допомогою даної системи може бути сформований чисто синусоїдальний сигнал, вільний від

будь-яких побічних складових. Умова існування такого режиму полягає в досить високій ізоляції лазерів так, щоб будь-яке відбиття від одного лазера в інший не стало причиною генерації побічних лазерних мод. Це може статися, коли частота випромінювання другого лазера знаходиться близько до сусідньої з основною модою першого лазера і рівень взаємного ізолювання лазерів недостатньо високий.

Дволазерна гетеродина схема для вимірювання нелінійності фотодетектора, в якій для формування чисто синусоїдального високочастотного сигналу випромінювання двох одночастотних лазерів синхронізовані по фазі з частотним зсувом. РМ – розгалужувач Х-типу на базі волокна зі збереженням поляризації DUT – фотодетектор що випробовується;  $f_{RF}$  – гетеродин; PLL – схема фазової синхронізації.

Задачу забезпечення незалежного від амплітуди синусоїдального впливу регулювання середньої потужності й, отже, глибини модуляції можна вирішити, додавши третій лазерний випромінювач [4.7]. Така схема являє собою імітацію лінії з прямим детектуванням та модуляцією по інтенсивності за допомогою ММЦ, що працює в квадратурному режимі зсуву, на виході фотодетектора якої генерується модульований фотострум з великою постійною складовою й регульованою глибиною модуляції. Довжина хвилі третього лазера повинна бути досить далеко зміщена, щоб продукти змішування були значно вище смуги пропускання фотодетектора. А саме: рознос на частоті від 500 ГГц до 1 ТГц ( $> 5$  нм) повинен бути достатнім для фотодіодів зі смугою кілька гігагерц. Як показано в [4.22], надмірно велике рознесення довжин хвиль (наприклад, використання двох лазерів з фазовою синхронізацією на хвилі 1,32 мкм і немодульованого лазера, що працює на хвилі 1,55 мкм) може призвести до некоректних результатів. Причиною цього є експонентний профіль поглинання носіїв заряду і варіювання коефіцієнтів поглинання для сильно рознесених довжин хвиль [4.8].

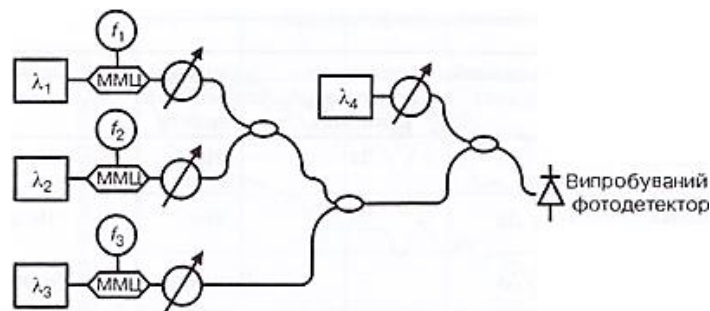
Для проведення вимірювання інтермодуляційних спотворень двосигнальним методом необхідно генерувати два синусоїдальних сигнали й забезпечити незалежні рівні постійного фотоструму. Отже, потрібно чотири лазери для генерації двохсинусоїдальних сигналів [4.9] та п'ятий лазер для управління постійним фотострумом. Така схема, в якій два високочастотних синусоїдальних сигнали формуються на частотах  $|v_2 - v_1|$  та  $|v_4 - v_3|$ , наведена на рис. 4.16. У цьому випадку також необхідно правильно рознести довжини хвиль так, щоб не виникали продукти змішування в смузі фотодетектора, але досить близько, щоб уникнути проблем, пов'язаних зі зміною коефіцієнта поглинання. Незважаючи на складність дана двосигнальна гетеродинна схема на базі п'яти лазерів набула поширення завдяки можливості досягнення високої чистоти тестових сигналів.



**Рис. 4.16.** Двосигнальна гетеродинна вимірювальна схема на базі п'яти лазерів

У деяких випадках більш придатною є установка для вимірювання спотворень, вперше використана в [4.9]. У цьому підході випромінювання трьох лазерів модулюється за допомогою зовнішніх ММЦ на трьох різних частотах. Схема її приведена на рис. 4.17 з додаванням четвертого лазера для незалежного регулювання постійної потужності. На вхід кожного

модулятора подається синусоїдальний сигнал відмінної частоти, і продукти нелінійних спотворень другого порядку формуються як сума/різниця між двома з трьох частот, а продукти третього порядку - як сума/різниця всіх трьох частот. В [4.10] описані результати порівняння схем з двома та трьома модуляторами та зроблено висновок, коли замість більш простої, але менш точної схеми з двома модуляторами необхідно застосовувати варіант з трьома модуляторами. При використанні підходу, відповідно рис. 4.17, інтермодуляційні та гармонійні спотворення математично пов'язані з продуктами індивідуального змішування трьох модульованих лазерних випромінювань.



**Рис. 4.17.** Вимірювальна установка на базі чотирьох лазерів з трисигнальною зовнішньою модуляцією

PLL - схема фазової синхронізації; PM - розгалужувач X-типу на базі волокна зі збереженням поляризації; DUT – фотодетектор, що випробується.

Однак для характеристики нелінійності потрібне створення спеціальної математичної моделі. В [4.10] виконано детальний порівняльний аналіз двох вимірювальних установок, схеми яких показані на рис. 4.16 і 4.17, та зроблено висновок, що результати вимірів за схемою з трьома модуляторами близько збігаються з результатами при використанні більш досконалої гетеродинної схеми з п'ятьма лазерами за умови, що нахил характеристики спотворень відповідає передбаченим

розрахунковим шляхом (30 дБ/декада для інтермодуляційних спотворень третього порядку). Для більшості фотодетекторів дана умова виконується тільки в дуже вузькому діапазоні глибин модуляції або в разі домінування одного нелінійного процесу. Отже, при дослідженні інтермодуляційних спотворень фотодетектора двосигнальним методом загальну перевагу слід віддати гетеродинній вимірювальній схемі з п'ятьма лазерами, оскільки з її допомогою формується більш точний діапазон вхідних сигналів. Проте необхідно відзначити слабкість описаних індивідуальних підходів до проведення вимірювань нелінійності.

Хоча більш поширений двосигнальний метод, для специфічних застосувань (наприклад в існуючих системах кабельного телебачення) може виявитися більш придатним трисигнальний та навіть  $n$ -сигнальний методи. Таким чином, іноді більш прийнятним варіантом при вимірюванні характеристик фотодетектора може стати показана на рис. 4.5 схема випробувань із завантаженим білим шумом.

#### 4.4.2. Нелінійні механізми фотодетектора

Як обговорювалося в розділі 1, найбільш широке поширення в лініях мікрохвильової фотоніки отримав  $p$ - $i$ - $n$ -фотодетектор, спрощена структура якого приведена на рис. 1.17. Принципово він складається з шару напівпровідника з власною провідністю, введеного між двома шарами сильно легованих матеріалів  $p$ - та  $n$ -типів. Функціонування приладу може бути представлено у вигляді електронної схеми, що містить джерело струму, включене паралельно з ємністю переходу та високим шунтувальним опором. Частотна характеристика приладу переважно визначається однополюсним RC-фільтром нижніх частот, в якому

резистивна частина включає комбінацію послідовного імпедансу з узгоджувальним та навантажувальним імпедансом (див. рис. 1.17). Даний тип фотодіода містить велику кількість внутрішніх джерел нелінійності. У табл. 4.1 представлений скорочений перелік з шести нелінійностей, яким приділено основну увагу в науковій літературі. У таблиці описується, чи є нелінійність властивою власне діоду або це функція зовнішнього кола, і чи знаходиться ця нелінійність в безпосередньому зв'язку з густиною оптичної потужності всередині фотодіода і чи залежить від частоти. В даному підрозділі детально розглядаються деякі особливості цих нелінійностей.

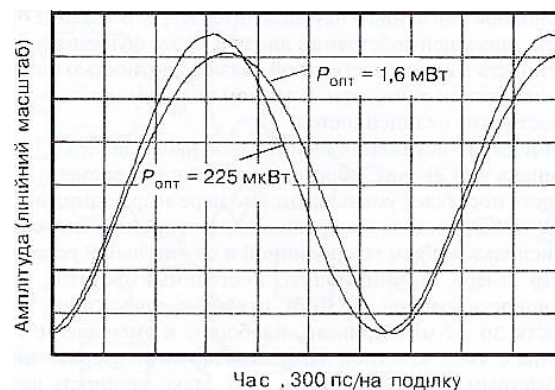
**Таблиця 4.1.** Основні нелінійності фотодіодів

Нелінійність	Внутрішній ефект	Залежність від навантаження (зовнішній)	Залежність від щільності потужності	Залежність від частоти
Чутливість (по напрузі)	-	Так	немає	Не залежить
Чутливість (по струму)	Так	-	немає	Не залежить
Ємність (по струму)	Так	-	можливо	Збільшується на високих частотах
ємність (по напрузі)	-	Так	немає	Збільшується на високих частотах
Швидкість електронів (по полю)	Так	Так	Всередині: так Зовні: немає	Збільшується на високих частотах
Швидкість дірок (по полю)	Так	Так	Всередині: так Зовні: немає	Збільшується на високих частотах

Вперше гармонійні спотворення в фотодіоді спостерігалися в [4.10], і їх причина пояснювалася в [4.11] як вплив нелінійності часу прольоту носіїв. Відомо, що швидкості носіїв зменшуються в міру зростання інтенсивності оптичного поля. На рис. 4.18 приведена вимірjana характеристика синусоїдального збудження фотодіода з використанням



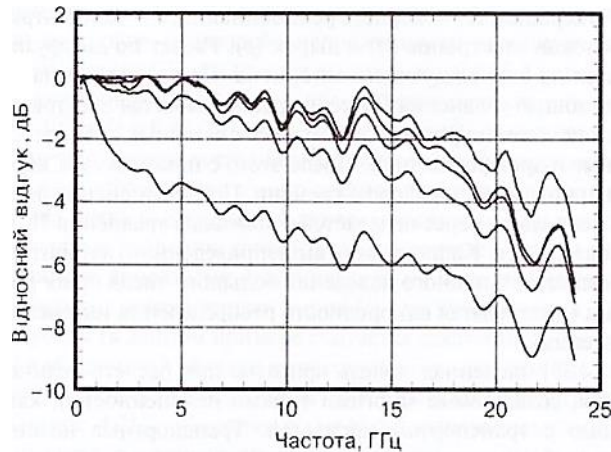
гетеродинної вимірювальної установки (див.рис.4.15) без додаткового лазера, що формує постійний фотострум [4.11]. При низькій діючій потужності, що дорівнює 225 мкВт, відгук виходить чисто синусоїдальним. Збільшення потужності до 1,6 мВт призвело, навпаки, до зменшення амплітуди позитивної напівхвилі з явно помітною затримкою в міру зростання рівня сигналу та із наступним швидким відновленням, як тільки потужність повертається до низького рівня. Таким чином, часова характеристика фотодіода є нелінійною функцією від рівня струму, викликаючи спотворення, які проявляються як гармоніки основної частоти. До того ж можна додати до гармонійних спотворень, які спостерігаються, що такі нелінійності минулого часу призводять до компресії чутливості фотодіодів на високих частотах, оскільки потужність на основній частоті повинна зменшитися у зв'язку з її перетворенням в гармонійні складові.



**Рис. 4.18.** Осцилограми вихідного сигналу фотодетектора на частоті 500 МГц при низькому (225 мкВт) та високому (1,6 мВт) рівнях падаючої оптичної потужності ( $P_{\text{out}}$ ) показують спотворення форми сигналів [4.11]

Компресія чутливості також спостерігалася в [4.11], де відтворена в цьому розділі на рис. 4.19 частотна характеристика фотодіода досліджувалася як функція від прикладеної оптичної потужності. З рисунку виходить, що високочастотний відгук зменшується в міру збільшення спадаючої оптичної потужності. Такі характеристики є

важливими при дослідженні фотодіодів оптимізованих для лінійного детектування багатьох фотострумів, що потрібно для поліпшення технічних показників ліній передачі.



**Рис. 4.19.** Нормована частотна характеристика в залежності від спадаючої оптичної потужності для  $P_{opt} = 100, 200, 400, 800$  та  $1600$  мкВт із розташуванням кривих відповідно зверху вниз [4.11]

В іншій експериментальній роботі [4.12] імпульсна характеристика фотодетектора безпосередньо досліджувалася в функції від оптичної потужності або енергії імпульсу. У цьому детальному наборі експериментальних даних спостерігалось зменшення тривалості імпульсу з відповідним збільшенням зворотного викиду заднього фронту у міру підвищення енергії спадаючих імпульсів та появи нелінійності часів прольоту носіїв.

Така поведінка збігається з результатами інших досліджень [4.13], де показано, що причина нелінійності прогнозованого часу пов'язана з накопиченням просторового заряду в збідненій області, що призводить до залежності від фотоструму швидкості носіїв. В результаті в околиці вузлів електричного поля всередині збідненої області формуються поля просторового заряду, що призводить до значної компресії відгуку сигналу.

Для розуміння природи й поведінки цих нелінійностей в фотодіоді

необхідно детальне чисельне моделювання, оскільки фізика приладів занадто складна для використання аналітичних математичних рішень. Перша одномірна модель, пов'язана з розрахунком нелінійностей в  $p$ - $i$ - $n$ -фотодетекторах, була представлена в [4.14], хоча в статті були відсутні будь-які підтверджувальні експериментальні дані. Інша одномірна модель [4.15] була успішно застосована для розрахунку часових спотворень та компресії відгуку, з високою точністю передбачивши рівні гармонійних спотворень в широкому діапазоні умов функціонування.

Моделі для аналізу транспорту носіїв належать до загального класу дифузійно-дрейфових моделей, що застосовуються при моделюванні різних напівпровідникових приладів. Процес моделювання ґрунтується на вирішенні наступних трьох пов'язаних рівнянь. Перше – це рівняння Пуассона:

$$\nabla \cdot E = \frac{q}{\epsilon} (p - n + N_d - N_a), \quad (4.5)$$

за допомогою якого визначається напруженість електричного поля  $E$  в будь-якій точці всередині приладу в залежності від просторового положення заряду як для концентрацій фіксованого заряду (домішок)  $N_d$  та  $N_a$  так і для заряду вільних носіїв  $p$  та  $n$ . В (4.5)  $q$  – заряд електрона (взятий з позитивним знаком),  $\epsilon$  – діелектрична проникність матеріалу приладу. Також використовуються рівняння безперервності носіїв: одне – для дірок й одне – для електронів:

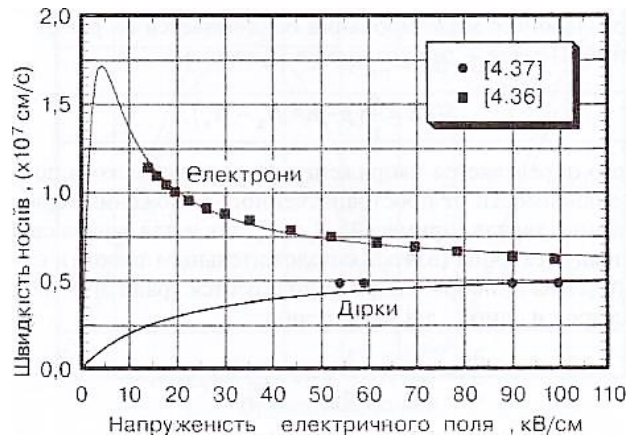
$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - R - \frac{1}{q} \nabla \cdot (J_{p\text{-drift}} + J_{p\text{-diff}}), \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - R - \frac{1}{q} \nabla \cdot (J_{n\text{-drift}} + J_{n\text{-diff}}), \quad (4.7)$$

де  $G$  – швидкість генерації,  $R$  – швидкість рекомбінації,  $J$  – концентрації дифузійних та дрейфових струмів електронів ( $n$ ) та дірок ( $p$ ). Розрахунок по дифузійно-дрейфовій моделі виконується на базі наступного алгоритму. При заданому початковому розподілі зарядів за допомогою рівняння Пуассона розраховується електричне поле. Потім в функції від місця

розташування розраховуються всі пов'язані з генерацією та рекомбінацією дифузійні та дрейфові струми. Після цього за допомогою рівнянь безперервності визначаються збільшення зарядів в часі. Після зміни розподілу заряду електричне поле знову перераховується за допомогою рівняння Пуассона, і процес моделювання повторюється. Коректність вищенаведеного алгоритму була підтверджена [4.15] при аналізі нелінійного поведження великої кількості приладів, правда, тільки в одному вимірі (припускаючи однорідність розподілу інтенсивності радіально від осевого напрямку).

Описана в [4.15] чисельна модель придатна при розрахунку нелінійних ефектів, включаючи, створювані багатьма типами нелінійностей, як, наприклад, спотворення, пов'язані з транспортом носіїв. Транспортні нелінійності залежать від швидкостей носіїв (електронів та дірок) у збідненій області і є функцією рівня миттєвого струму. У збідненій області, де локальні електричні поля можуть в значній мірі змінюватися, на швидкості носіїв заряду відчутно впливає рівень миттєвого струму. Огляд функціональних залежностей швидкостей носіїв виконаний в [4.15], та на рис. 4.20 побудовані емпіричні графіки для InGaAs на базі експериментальних даних для електронів [4.16] та дірок [4.37]. З типовою шириною збідненої області 1 мкм (для приладів зі смугою 25 ГГц) при прикладених напругах від 5 до 10 В напруженість електричного поля змінюється в межах між 50 та 100 кВ/см, що викликає відхилення швидкостей носіїв в районі 10% (див. рис. 4.20). Позиційна залежність швидкостей носіїв всередині збідненої області сама по собі не є джерелом нелінійності за умови, що просторовий розподіл електричного поля не залежить від струму. Однак через протікання струму та коливання фотоструму в процесі модуляції змінюється просторовий розподіл заряду, що відповідно до рівняння Пуассона призводить до зміни електричного поля.

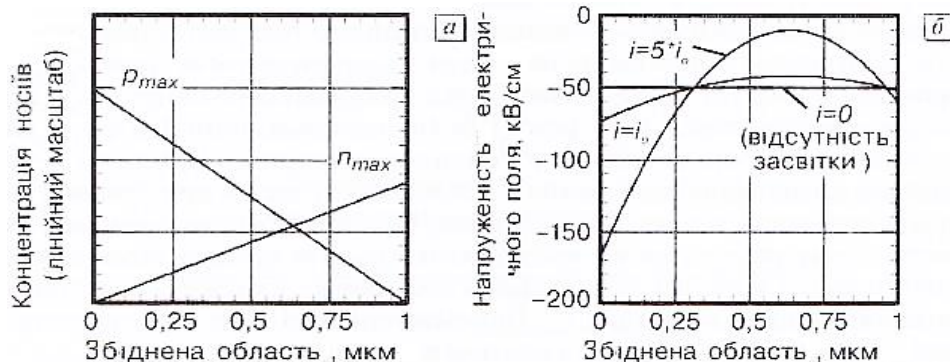


**Рис. 4.20.** Емпіричні графіки, що характеризують залежність швидкостей електронів та дірок від напруженості електричного поля

Спрощення завдання дає можливість оцінити зміну електричного поля збідненої області [4.13], що є корисною спробою розібратися з його величиною в області просторового заряду. В якості таких спрощень насамперед приймається, що концентрації фонових домішок дорівнюють нулю. Це дозволяє визначати напруженість «тіньового» електричного поля як прикладена напруга, поділена на ширину збідненої області.

По-друге, швидкості носіїв заряду передбачаються фіксованими на рівні «тіньової» напруженості електричного поля. Це для збідненої області шириною 1 мкм при зворотному зміщенні 5 В створює «тіньове» електричне поле напруженістю 50 кВ/см, забезпечуючи швидкості електронів та дірок відповідно  $0,73 \cdot 10^7$  см/с та  $0,42 \cdot 10^7$  см/с. Третє припущення пов'язане з тим, що носії генеруються однорідно всередині всього збідненого шару (на противагу експоненціально згасальному поглинанню в напрямку поширення) і що швидкість їх рекомбінації дорівнює нулю. З однорідною швидкістю генерації та постійною швидкістю носіїв стаціонарні значення концентрації носіїв заряду всередині збідненої області представляються лінійними функціями від їх місця розташування (див. рис. 4.21 а). Оскільки максимальні концентрації дірок ( $p_{max}$ ) та електронів ( $n_{max}$ ) обернено пропорційні їх швидкості (в

даному прикладі вважається постійною), то очевидно, що повне число дірок в збідненій області суттєво більше, ніж число електронів. Розраховане згідно (4.5) електричне поле може бути безпосередньо інтегровано за наведеними на рис. 4.21 а значенням  $p(x)$  та  $n(x)$  з додатковою граничною умовою, що повний інтеграл електричного поля дорівнює прикладеній на виходах фотодіода напрузі. Таким чином, електричне поле буде мати параболічну форму за умови лінійності функцій для концентрацій носіїв. Результати розрахунку електричного поля для різної густини струму в припущенні відсутності послідовного опору представлені на рис. 4.21 б. Відзначимо, що велике число дірок в збідненому шарі призводить до значного зростання електричного поля поблизу  $p$ -області, так що існує небезпека утворення електричного пробоя. На протилежному боці збідненого шару поблизу  $n$ -області збільшення струму призводить до спадання напруженості електричного поля до малих значень.



**Рис. 4.21.** Концентрації носіїв збідненої області шириною 1 мкм між легованими  $p$ - та  $n$ - областями (а) та напруженості електричного поля всередині даної збідненої області в умовах відсутності засвітки (при напрузі 5 В) та для двох різних рівнів струму один з яких в п'ять разів вище, ніж інший (б)

У разі якщо струм буде продовжувати збільшуватися так, що поле в цій області стане близьким до нуля, а електрони та дірки будуть

накопичуватися в цій області (вони більше не матимуть достатньої швидкості для швидкого переміщення), то відгук фотодетектора буде зменшуватися відповідно до рис. 4.19. Точне значення струму, при якому це станеться, залежить від типу фотодіода, його геометрії та умов засвічення.

Високий ступінь узгодження з вимірними нелінійними спотвореннями може бути отримана, коли повна одномірна модель застосовується для розрахунку епітаксійних шарів конкретного фотодіода та враховується польова залежність швидкостей. З її допомогою було проведено моделювання спотворень в часовій області [4.13], подібно даним рис. 4.18 а також розрахована відповідна рис. 4.19 компресія відгуку в частотній області [4.13]. Результати обох розрахунків показали чудовий збіг з експериментальними даними. Моделювання гармонійних спотворень в функції від струму [4.13] також показало чудовий збіг з експериментальними даними, і типовий результат його наведено на рис. 4.22.



**Рис. 4.22.** Графіки одновимірного моделювання та експериментальні дані [4.13]

Таке одновірне моделювання все-таки є апроксимацією фактичної геометрії, оскільки профіль інтенсивності реальних приладів являє собою гаусовий розподіл з радіальною симетрією. Проте при порівняльному тестуванні одновимірних дифузійно-дрейфових моделей з більш точними,

але вимагаючими більшого обсягу обчислень методами Монте-Карло [4.10] були отримані виключно хороші результати.

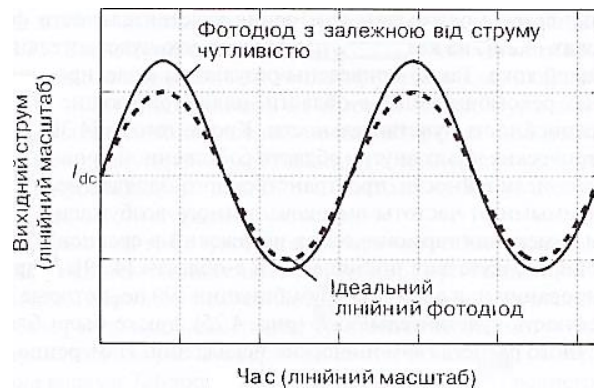
Графіки одновимірного моделювання та експериментальні дані [4.13], що показують близький збіг при описі нелінійних ефектів, що визначають залежність рівнів основної частоти, а також другої, третьої та четвертої гармонік від середнього фотоструму при діаметрі fotocутливої площадки 7,5 мкм.

Шляхом збільшення обчислювальних потужностей, введення додаткових фізичних ефектів та удосконалення чисельних методів одновимірна модель була розвинена в двовимірну (радіальна симетрія вимагає тільки два виміри) з попередніми результатами, що дозволяють з високою точністю передбачити менш очевидні властивості нелінійної поведінки фотодетектора [4.14].

Інші вивчені й визнані важливими нелінійності фотодетектора відносяться до загального класу нелінійності квантової ефективності або чутливості. Перша виявлена експериментально нелінійність чутливості описана в [4.13], хоча в цій роботі нелінійність була віднесена до поглинання в суміжному зі збідненою областю шарі  $p$ -типу. І тільки в опублікованій згодом роботі [4.12] вона була ідентифікована як нелінійність, що залежить від миттєвого струму фотодетектора чутливості. Якісне пояснення нелінійності чутливості дано на рис. 4.23, на якому наведені розраховані криві фотоструму, що збуджується синусоїдально-модульованим сигналом ідеального фотодетектора (пунктирна лінія) та фотодетектора, чутливість якого залежить від фотоструму (суцільна лінія). Чутливість останнього є лінійною функцією від миттєвого фотоструму й при середньому струмові ( $I_{dc}$ ) дорівнює чутливості ідеального фотодетектора. При короткочасному характері нелінійності, такому, що чутливість може змінитися за період синусоїди, у міру збільшення струму його значення будуть більші, ніж очікувані в разі, якщо чутливість та ж,

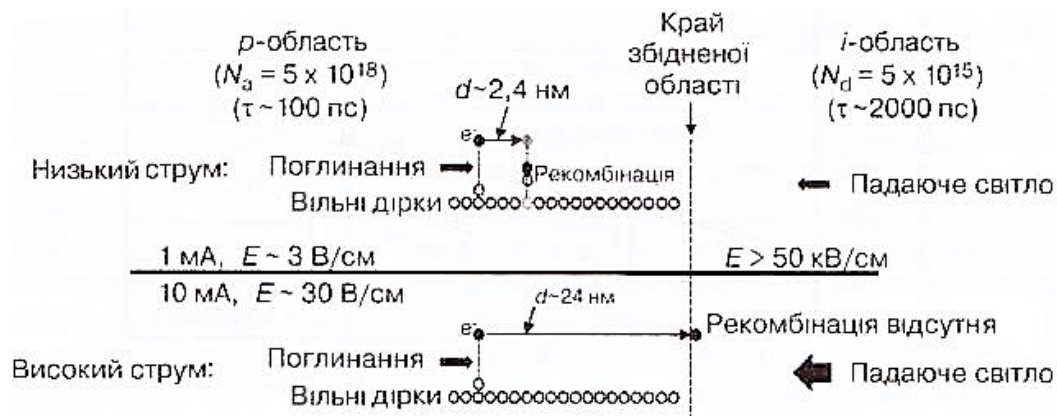


що в точці генерації  $I_{dc}$ . При зменшенні струму нижче  $I_{dc}$  чутливість знижується й реальний струм стає менше, ніж в ідеальному випадку.



**Рис. 4.23.** Розраховані вихідні струми для двох варіантів фотодіодів

Подальше збільшення чутливості зі струмом було ідентифіковано в [4.12] як джерело нелінійності фотодетектора при високих електричних полях. Для розуміння фізичної природи цього типу нелінійності корисна діаграма, що представлена на рис. 4.24. У фотодіоді з одним згетеропереходом поглинання виникає в збідненій області та приконтактному InGaAs-шарі з легуванням р-типу. В незбідненій р-області при поглинанні створюється електронно-діркова пара. У цій області, загалом, передбачається, що неосновні носії, електрони, рухаються тільки внаслідок дифузії, проте в зв'язку з наявністю дрейфового струму основних носіїв, дірок, в р-області існує слабе рівномірне електричне поле (ця область функціонує подібно провіднику основних носіїв, дірок). На діаграмі в верхній частині рис. 4.24 розглянуто випадок струму детектора 1 мА, що формує слабе електричне поле напруженістю 3 В/см. У цьому полі рух електрона до рекомбінації буде обмежуватися середньою відстанню 2,4 нм при часі рекомбінації  $\tau$  порядку 100 пс. Якщо електрон генерується далі, ніж 2,4 нм (в середньому) від краю збідненої області, він рекомбінує ще до того, як досягне збідненої області, й не буде створювати струм у зовнішньому колоу.



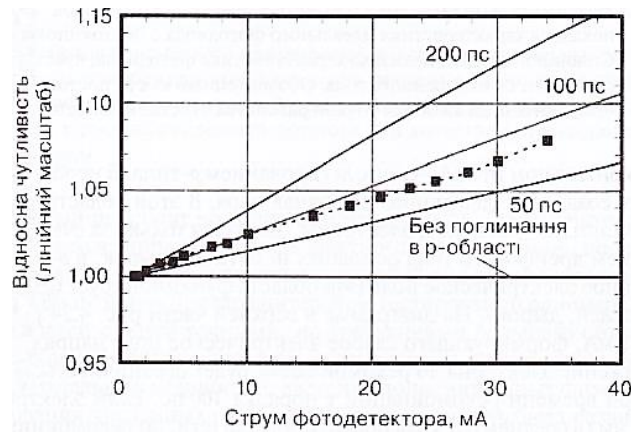
**Рис. 4.24.** Діаграми, що пояснюють процес рекомбінації з краю збідненої області (p-i-n перехід) при низькому (вгорі) та високому (внизу) фотострумі [4.12]

Пунктирною лінією показана характеристика ідеального фотодіода з постійною чутливістю. Суцільною лінією показана характеристика фотодіода, чутливість якого залежить від миттєвого струму. Позначений як  $I_{dc}$  постійний фотострум лінійного фотодіода є точкою рівності чутливості в обох випадках.

На діаграмі в нижній частині рис. 4.24 розглянуто випадок струму детектора 10 мА, що формує електричне поле напруженістю 30 В/см. У цьому полі рух електрона до рекомбінації буде обмежуватися середньою відстанню 24 нм при часу рекомбінації  $\tau$  близько 100 пс. В даному випадку в збідненій області буде більше не рекомбінованих електронів, що створить в 10 разів більший повний струм, при цьому виникає залежність від густини потужності фотоструму, що є джерелом нелінійних спотворень.

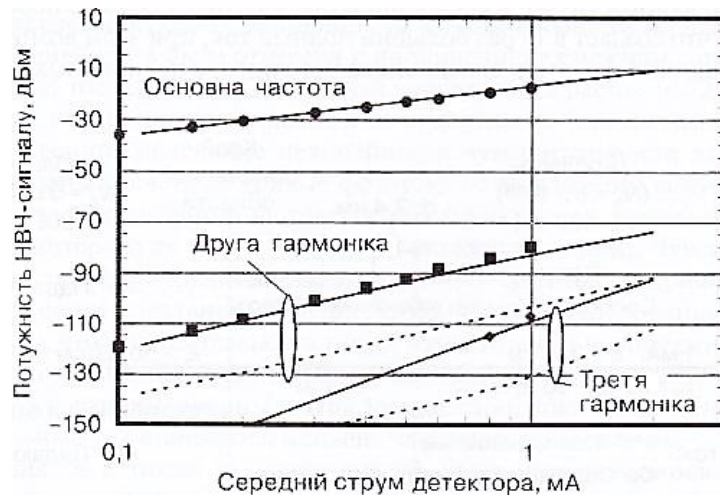
На рис. 4.25 наведені результати вимірювання чутливості фотодетектора при різних фотострумах [4.12], з яких ясно випливає, що чутливість дійсно є функцією струму. Також наведені результати моделювання фотодіода при різному часі рекомбінації в p-області, що ілюструють вплив часу рекомбінації на нелінійність чутливості. Крім того, в [4.13] було відзначено, що при сильних електричних полях всередині

області власної провідності, коли не так значно впливають нелінійності просторового заряду, нелінійні спотворення стають незалежними від частоти високочастотного збудження.



**Рис. 4.25.** Виміряні (квадрати) та розраховані (суцільні лінії) значення чутливості, нормовані при низьких струмах. Результати моделювання наведені для часу рекомбінації 50, 100 та 200 пс [4.12]

На рис. 4.26 наведені результати вимірювання гармонійних спотворень в порівнянні з модельованими за умови наявності та відсутності поглинання в  $p$ -області [4.13]. В іншій роботі [4.12] результати моделювання при часі рекомбінації 100 пс, які більш точно пророкують нелінійність чутливості (рис. 4.25), також були близькі до значення, необхідного для точного розрахунку гармонійних спотворень. Вимірювання чутливості в функції від струму повинно виконуватися за умови суттєвої помітності ефекту так, як на рис. 4.25. Залежність чутливості від струму може виникнути під дією інших пов'язаних з впливом тепла ефектів, як, наприклад, зсуву енергетичної зони [4.13], коли під впливом зміни температури зміщується край зони провідності, що викликає невелика зміна коефіцієнта поглинання. Як було вже зазначено в цьому розділі, ефекти, пов'язані з температурою, повинні мати постійну часу в мікросекундному діапазоні, тому не можуть створювати значних нелінійних спотворень на гігагерцових частотах.



**Рис. 4.26.** Результати вимірювання та розрахунку вихідних сигналів фотодетектора на основній частоті та її другій і третій гармоніках. Розрахунки виконані з урахуванням (суцільні лінії) та без урахування (пунктирні лінії) поглинання в  $p$ -області [4.13]

Вимірювання залежної від струму чутливості можуть бути використані для оцінки нелінійних спотворень шляхом розкладання в ряд Тейлора за умови, що час вимірювань відповідає величині, зворотній смузі частот, в якій буде проводитися моделювання. При цьому на базі результатів вимірювання чутливості можуть бути сформовані аналітичні вирази для розрахунку гармонійних спотворень [4.14]. Чутливість може бути описана рядами Тейлора в околиці деякого середнього фотоструму:

$$\mathfrak{R}(I) = \mathfrak{R}(I_{avg}) + \mathfrak{R}'(I_{avg})(I - I_{avg}) + \frac{1}{2}\mathfrak{R}''(I_{avg})(I - I_{avg})^2, \quad (4.8)$$

де  $\mathfrak{R}'(I_{avg})$  та  $\mathfrak{R}''(I_{avg})$  позначені перша й друга похідні чутливості по струму, оцінені при середньому струмові  $I_{avg}$ . Тоді за допомогою методик, описаних в [4.44], можуть бути отримані вирази для розрахунку відношення потужності на гармоніках до потужності на основній частоті:

$$\frac{P_{2f}}{P_f} = \left(\frac{I_{2f}}{I_f}\right)^2 \approx \left\{ \frac{mP_{avg}}{2} \left[ I_{avg}\mathfrak{R}''(I_{avg}) - \mathfrak{R}'(I_{avg}) - \frac{3}{2}P_{avg}\mathfrak{R}(I_{avg})\mathfrak{R}''(I_{avg}) \right] \right\}^2 \quad (4.9)$$

$$\frac{P_{3f}}{P_f} = \left(\frac{I_{3f}}{I_f}\right)^2 \approx \left[ \frac{1}{8}m^2P_{avg}^2\mathfrak{R}(I_{avg})\mathfrak{R}''(I_{avg}) \right]^2, \quad (4.10)$$

де  $m$  - глибина модуляції,  $P_{avg}$  - середня оптична потужність. Для використання (4.8) в (4.9) та (4.10) були зроблені наступні основні припущення:  $I \approx R(I_{avg})P_0$ , вхідна оптична потужність  $P_0 = P_{avg} + mP_{avg}\sin(\Omega t)$  та  $I_f \approx m\Re(I_{avg})P_{avg}$ . Як простий приклад за допомогою (4.9) виконаємо розрахунок спотворень по другій гармоніці (рис. 4.26), використовуючи дані рис. 4.25. Згідно з цим рисунком перша похідна дорівнює 0,002/мВт в діапазоні струмів 0-23 мА. При  $m = 1$  та  $P_{avg} = 1$  мВт відношення потужності на другій гармоніці до потужності на основній частоті виходить  $-60$  дБн за умови нехтування впливом другої похідної, що близько до  $-65$  дБн при струмі 1 мА (див. рис. 4.26). Подібні узгодження для спотворень по другій та третій гармоніках були отримані в [4.14] для іншого типу фотодетектора. Ця проста емпірична методика коректна в разі, коли джерелом спотворення є нелінійна чутливість, інакше рівні спотворень, що спостерігаються, повинні бути пояснені за допомогою іншого нелінійного механізму.

Згідно табл. 4.1 пов'язана з фотострумом нелінійність чутливості не залежить від частоти збудження. У наведеному вище прикладі це твердження в основному виконується на низькій частоті, однак стає некоректним по мірі її підвищення до точки, в якій час прольоту неосновних носіїв (електронів) в поглинальному шарі  $p$ -області буде порівняним з періодом генерації. Що стосується інших наведених у таблиці показників, то пов'язана зі струмом чутливість не повинна залежати від розміру фоточутливої площі (оптичної інтенсивності), оскільки концентрація основних носіїв (дірок), яка визначає величину електричного поля в  $p$ -області досить висока й слабо залежить від поглинання. В результаті пов'язана зі струмом чутливість визначена як внутрішній ефект, оскільки всі змінні, що визначають дану нелінійність в першому наближенні є внутрішніми щодо фотодіоду.

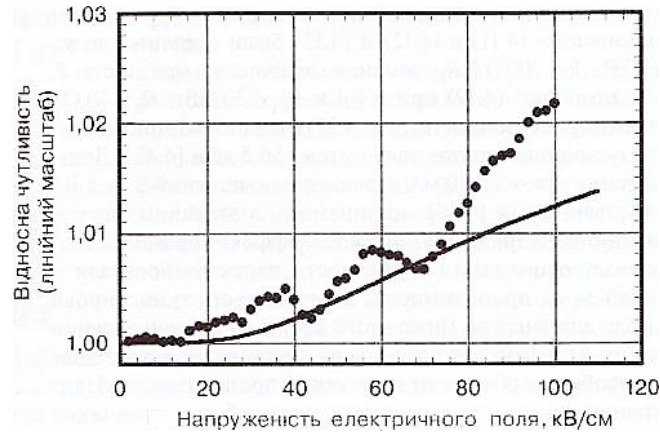
Єдиний тип нелінійності чутливості, що є функцією розмірів області засвічення, пов'язаний з ефектом просвітлення. Явище просвітлення добре відомо в напівпровідниках. Просвітлення або насичення поглинання виникає, коли дія сильного електричного поля призводить або до скорочення числа наявних кінцевих енергетичних станів, або до зменшення числа початкових станів. У будь-якому випадку коефіцієнт поглинання падає в міру зменшення числа наявних актів поглинання. Просвітлення зазвичай спостерігається при впливові коротких імпульсів випромінювання, коли високі оптичні інтенсивності дуже ймовірні. Саме просвітлення було висунуто в [4.15] як причину суттєвого зменшення чутливості в імпульсних оптичних лініях передачі фотонних АЦП, що призвело до нелінійних спотворень, досить великих, щоб обмежити їх загальні технічні показники. З припущення, що просвітлення саме по собі залежить від густини потужності, виходить, що відповідна нелінійність фотодіода також буде пов'язана з густиною потужності. Оцінку можливості впливу цієї нелінійності на нелінійні спотворення при безперервному опроміненні проведемо шляхом простого розрахунку першої похідної чутливості по струму. У гіршому випадку чутливість дослідженого в [4.15] фотодіода змінилася на 10% при зміні енергії імпульсу тривалістю 30 пс на 50 пДж. Це дозволяє оцінити величину першої похідної близько  $6 \cdot 10^{-5} / \text{мВт}$ , що приблизно в 100 разів менше пов'язаної зі струмом чутливості, що визначає спотворення на рис. 4.26. Хоча значення яке вийшло значно менше нелінійності по другій гармоніці, їм не можна знехтувати в загальному випадку, оскільки пов'язана зі струмом чутливість приладу, результати дослідження якого наведені на рис. 4.25 та 4.26, істотно більша, ніж у більшості типів фотодетекторів. Таким чином, необхідні подальші дослідження для кількісного визначення викликаного просвітленням нелінійності в фотодіодах з безперервним опромінюванням.

Обговорені досі нелінійності чутливості являли собою функцію тільки внутрішніх характеристик приладу. До нелінійностей чутливості, що виникають під впливом зовнішніх чинників, можна віднести ті нелінійності, які залежать від напруги на виходах фотодетектора. Наприклад, струм, що тече в опорі навантаження, може зменшити напругу на виходах та викликати нелінійність, пов'язану з часом прольоту. У багатьох фотодіодах чутливість також може бути функцією напруги на виходах фотодетектора. Цей тип нелінійності позначений в табл. 4.1 як залежна від напруги чутливість.

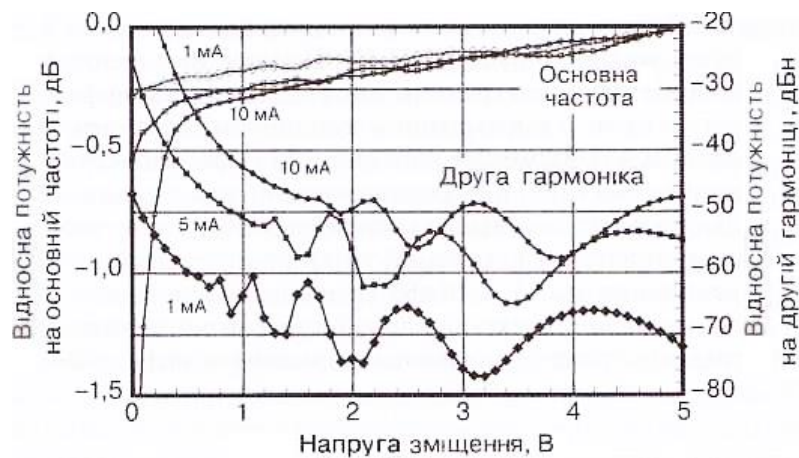
Нелінійності чутливості, що залежать від напруги, були безпосередньо пов'язані з нелінійними спотвореннями в [4.16], де було показано, що зміна напруги зсуву на 7 В призводить до зміни чутливості на 4%. Було висунуто припущення, що причиною цього є ударна іонізація, коли прискорений рух дірок та/або електронів в області високого поля може іонізувати додаткові носії, викликаючи зростання струму або, що еквівалентно, збільшення чутливості. Даний ефект також спостерігався в [4.17] і був віднесений до впливу ударної іонізації в умовах сильного опромінення *p-i-n*-діодів. З метою кількісної оцінки специфіки нелінійності залежної від напруги чутливості в [4.18] представлені дані експериментального дослідження гармонійних спотворень, результати вимірювання цього типу чутливості та короткий чисельний аналіз. Результати вимірювання чутливості в функцій від прикладеної напруги [4.18], а також розрахунку збільшення чутливості внаслідок ударної іонізації по моделі, запропонованій в [4.19], наведені на рис. 4.27.

Як видно з рисунку, основна властивість збільшення чутливості в міру зростання електричного поля в збідненій області може бути віднесена до ударної іонізації. Джерело показаних на рисунку осциляцій точно невідомий, проте на основі даних рис. 4.28 можна зробити висновок, що осциляції амплітуд другої гармоніки мають ту ж періодичність, що й

вимірювана характеристика залежної від напруги чутливості. Щоб вивести аналітичні вирази для оцінки нелінійних спотворень на базі розглянутого вище ефекту, пов'язану з напругою чутливість можна також розкласти в ряд Тейлора.



**Рис. 4.27.** Виміряна характеристика відносної чутливості в функції від електричного поля в області власної провідності (прикладена напруга, поділена на ширину збідненої області) та розрахунок іонізації по моделі, запропонованій в [4.19]



**Рис. 4.28.** Виміряні характеристики по основній частоті та другій гармоніці при струмах 1, 5 та 10 мА для фотодіода [4.20], результати дослідження якого представлені на рис. 4.27

Ряд Тейлора для залежної від напруги чутливості в околиці прикладеної напруги  $V_a$  [4.20] можна записати як:

$$\mathfrak{R}(V) = \mathfrak{R}(V_a) + \mathfrak{R}'(V_a)(V - V_a) + \frac{1}{2}\mathfrak{R}''(V_a)(V - V_a)^2, \quad (4.11)$$



де  $\Re^n(V|a)$  – похідні чутливості в околиці  $V_a$ . Відповідні вирази для розрахунку гармонійних спотворень по другій та третій гармоніках можуть бути записані як:

$$\frac{P_{2f}}{P_f} = \left(\frac{I_{2f}}{I_f}\right)^2 \approx \left\{ \frac{mP_{avg}}{2} \left[ V_a R_L \Re''(V_a) - \Re'(V_a) R_L - \frac{3}{2} P_{avg} \Re(V_3) \Re''(V_a) R_L^2 \right] \right\}^2 \quad (4.12)$$

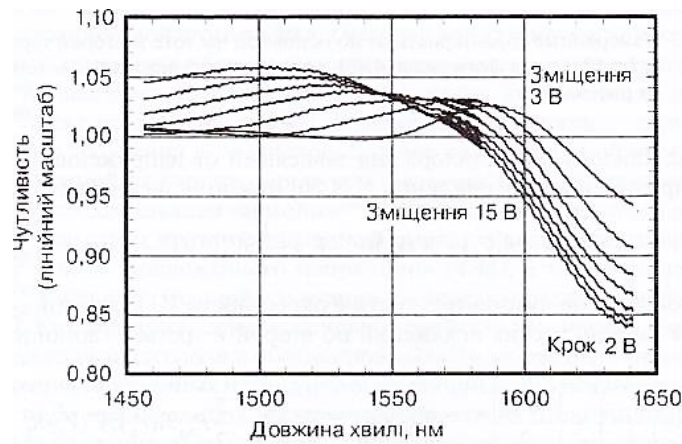
$$\frac{P_{3f}}{P_f} = \left(\frac{I_{3f}}{I_f}\right)^2 \approx \left[ \frac{1}{8} m^2 R_L^2 P_{avg}^2 \Re(V_a) \Re''(V_a) \right]^2 \quad (4.13)$$

де  $m$  – глибина модуляції,  $R_L$  – опір навантаження,  $P_{avg}$  – середня оптична потужність. Для використання (4.11) в (4.12) та (4.13) були зроблені наступні основні припущення:  $I \approx \Re(V_a)P_0$ ,  $V \approx \Re(V_a)P_0$ . Вхідна оптична потужність  $P_0 = P_{avg} + mP_{avg}\sin(\Omega t)$  та  $I_f \approx m\Re(V_a)P_{avg}$ . За допомогою (4.12) при  $m = 1$ ,  $P_{avg} = 30$  мВт,  $R_L = 50$  Ом,  $\Re' = 0.002$  А/Вт/ В, та  $\Re'' = 0$  (лінійна апроксимація по рис. 4.27) відношення потужності на другій гармоніці до потужності на основній частоті виходить  $-56,5$  дБн [4.20]. Дана величина близька до результату вимірювання при струмі 10 мА в діапазоні зсувів 2,5–5 В (див. рис. 4.20).

Іншим дослідженням в [4.20] механізмом, що створює залежність чутливості від прикладеної напруги, є ефект Франца-Келдиша. Даний ефект описує осциляції ймовірності переходу носія заряду для енергій, що перевищують край зони провідності, та ймовірність тунелювання під дією електричного поля для енергій нижче цього краю при наявності зовнішнього електричного поля. Результуючий ефект полягає в зміні чутливості в залежності від довжини хвилі, особливо поблизу від краю зони провідності.

На рис. 4.29 наведені результати вимірювання чутливості фотодіода поблизу краю зони провідності для доданих напруг зсуву в межах 3–15 В з кроком 2 В. Відзначимо, що вплив кордону зони проявляється в зсуві в бік

коротких хвиль у міру підвищення прикладеної напруги. В результаті чутливість падає на хвилях довше 1575 нм й збільшується на хвилях коротше 1525 нм.



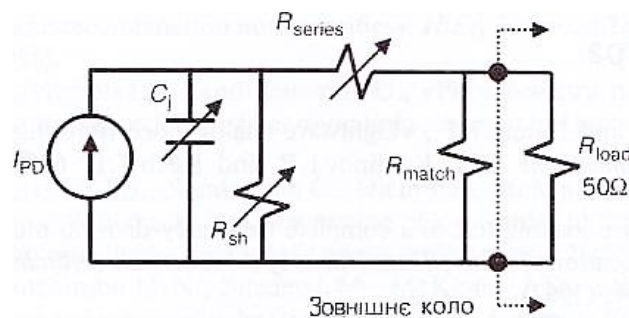
**Рис. 4.29.** Результати вимірювання чутливості в функції від довжини хвилі при різних прикладених напругах

Також в даних рис. 4.29 простежуються ефекти від ударної іонізації. На значно віддаленій від кордону зони хвилі 1450 нм, де ефект Франца-Келдиша знехтовно малий, чутливість фотодіода завдяки дії ударної іонізації збільшується на 4,5%, що узгоджується з теорією для цієї фотодіодної структури [4.21]. У міру збільшення чутливості внаслідок ударної іонізації біля кордону зони під впливом ефекту Франца-Келдиша може виникнути зсув зі зменшенням чутливості: ці дві нелінійності можуть бути використані для взаємної компенсації. Продемонстровано [4.22], що спектральні характеристики гармонійних спотворень як другого, так і третього порядків мають індивідуальні локальні мінімуми. Цей метод компенсації призводить до зменшення гармонійних спотворень по другій та третій гармоніках в смузі 1545-1550 нм відповідно на 15 та 10 дБ. Подібно нелінійності чутливості по струму, пов'язаної з нелінійною рекомбінацією, обидві розглянуті вище нелінійності чутливості по напрузі (ударна іонізація й ефект Франца-Келдиша) не залежать від густини

оптичної потужності й також обидві не залежать від частоти в смузі модуляції до декількох гігагерц.

Результати вимірювання чутливості в функції від довжини хвилі при різних прикладених напругах, що демонструють вплив ефекту Франца-Келдиша. Всі чутливості нормовані при напрузі 3 В на хвилі 1550 нм.

Останнім серед джерел нелінійності фотодетектора, наведених в табл. 4.1, є його ємність, яка може залежати від напруги або струму. Це може бути представлено у вигляді еквівалентної схеми, в якій значення ємності переходу, шунтуючого та/або послідовного опорів залежать від струму фотодетектора або від напруги на виходах фотодетектора (рис. 4.30). Вплив струму на ємність переходу та шунтуючий опір було вперше описано в [4.22].



**Рис. 4.30.** Відповідна рис. 1.18 еквівалентна схема фотодіода, на якій враховується, що ємність переходу ( $C_j$ ), шунтуючий опір ( $R_{sh}$ ) та послідовний опір ( $R_{series}$ ) можуть змінюватися в залежності від струму або напруги на виходах фотодетектора

У цій роботі для пояснення нелінійних спотворень на виході фотодетектора, використовуючи просте схемотехнічне уявлення нелінійного струму, струмові залежності були промодельовані та чисельно узгоджені з даними вимірювання коефіцієнта відбиття високочастотного сигналу. У більш пізній публікації [4.23] результати розрахунку за допомогою дифузійно-дрейфової моделі показали, що ймовірною причиною струмової залежності ємності є внутрішній перерозподіл заряду

в збідненій області. Ще в одній статті [4.24] в якості можливого джерела струмової залежності елементів еквівалентної схеми було також названо існування імпедансу просторового заряду.

Нелінійність виникатиме при будь-якому характері струмової залежності елементів еквівалентної схеми фотодетектора. Дане твердження може бути пояснено за допомогою рис. 4.31, на якому побудована амплітудно-частотна характеристика (АЧХ) простого однополюсного RC-кола.



**Рис. 4.31.** Нормована АЧХ однополюсного RC-фільтра (напівжирна крива в центрі) та АЧХ цього ж фільтра в разі невеликого збільшення (нижня крива) або зменшення (верхня крива) ємності

Додатково на рисунку наведено дві інші АЧХ для випадків невеликого збільшення або зменшення ємності. Це може бути представлено як зміна величини еквівалентної ємності при пікових та нульових значеннях збудливого синусоїдального сигналу. Отже, за аналогією з поясненнями до рис. 4.23 при коливаннях струму фотодетектора близько середнього або постійного значень характер спаду АЧХ RC-кола на піках та нулях збудливого синусоїдального сигналу буде відрізнятися. Залежно від знаку зміни це призведе або до збільшення, або до зменшення струму в ланцюзі. Описаний ефект буде проявлятися до тих пір, поки зміна ємності буде відбуватися швидше, ніж струм у фотодіода.

Залежність від струму опорів може розглядатися як внутрішній ефект (що не залежить від імпедансу навантаження), але для визначення її граничного впливу на обмеження характеристик високолінійних приладів необхідні подальші дослідження.

Інший важливий ємнісний ефект полягає в залежності ємності від напруги. Використовуючи той же підхід, як і при розгляді залежності чутливості від напруги, в разі якщо ємність фотодіода є функцією від прикладеного зміщення (майже завжди виконується), будь-яке коливання напруги внаслідок зміни імпедансу навантаження в ході модуляції буде призводити до динамічної зміни напруги на виходах фотодетектора. Для пояснення зв'язку цього ефекту з гармонійними спотвореннями можна також скористатися підходом, проілюстрованим на рис. 4.31. Ефект був досліджений в [4.25] в співставленні з експериментальними даними, які показали його вплив на нелінійність фотодетектора.

Нелінійність фотодетектора є складнішою проблемою, ніж розглянутий на сторінках цієї книги аналіз схем оптичної модуляції.

А саме: його, як правило, можна виконати за допомогою аналітичних виразів в той час, як більшість проведених до теперішнього часу досліджень, пов'язаних з спотвореннями в фотодіодах, засноване на емпіричному та чисельному підходах. Хоча джерела викликаних фотодіодом спотворень неможливо визначити простими засобами, їх вплив на характеристики фотонних ліній передачі можна легко виразити в термінах вимірних рівнів. Зокрема, деградацію характеристики лінії передачі можна кількісно визначити в термінах параметрів  $OIP_2$  та  $OIP_3$  фотодіода, які можуть бути виміряні за допомогою методів, описаних в 4.4.1. Приклад такої процедури стосовно ліній з прямим детектуванням та модуляцією по інтенсивності за допомогою зовнішнього ММЦ детально описано в 6.4.

## Запитання для контролю

1. В чому полягає спотворення сигналу в ВОЛЗ?
2. Який метод перевірки надає якісну картину внутрішньосмугових спотворень для будь-якої нелінійної системи?
3. Надати визначення білого шуму?
4. Які спотворення виникають в процесі електрооптичного перетворювання сигналу?
5. Спектр оптичної потужності на виході двотактного ММЦ.
6. Характеристики насичення ербієвого волоконного підсилювача.
7. Охарактеризувати напівпровідниковий оптичний підсилювач в режимі насичення.
8. Чи являється модулятор домінуючим джерелом спотворень в аналогових ВОСП?
9. Порівняти характеристики  $ОІР_2$  та  $ОІР_3$  фотодетекторів.
10. Проаналізувати основні нелінійності фотодіодів.
11. Що собою являє р-і-п перехід у фотодіоді?
12. В чому полягає ефект Франца-Келдиша?

## Літэратура

[4.1] Phillips M. R., and Darcie T. C., «Lightwave analog video transmission», in Optical Fiber and Telecommunications IIIA, Kaminovl. P. and KochT. L. (editors), Academic Press (1997).

[4.2] YehL. P., «Noise loading test of a complete frequency-division multiples voice point-to- point communication system», Transactions of the American Institute of Electrical Engineering, 81 (1), 40-43 (1962).

[4.3] Esman RD and Williams KJ, «Wideband efficiency improvement of fiber optic systems by carrier subtraction», IEEE Photonics Technology Letters, 7 (2), 218-220 (1995).

[4.4] Tavlykaev R., Wiberg AOJ, Gopalakrishnan GK, and Radic S., «Nonlinear distortions in EO phase modulators», IEEE Photonics Technology Letters, 24 (19), 1778-1780 (2012).

[4.5] Herrera J., Ramos F. and Marti J., «Nonlinear distortion generated by semiconductor optical amplifier boosters in analog optical systems», Optics Letters, 28 (13), 1102-1104 (2003).

[4.6] KhurginJ. B., Vurgaftman I., Meyer JR, Xu S., and KangJ.U., «Reduced crosstalk semiconductor optical amplifiers based on type-II quantum wells», IEEE Photonics Technology Letters, 14 (3), 278-280 (2002 ).

[4.7] Chen CJ and Wong WS, «Transient effects in saturated Raman amplifiers», Electronics Letters, 37 (6), 371-373 (2001).

[4.8] Gray S., «Transient gain dynamics in wide bandwidth discrete Raman amplifiers», in Optical Fiber Communications Digest, paper ThR2, p. 512-513 (2002).

[4.9] Giles CR, Desurvire E. and Simpson JR, «Transient gain and cross talk in erbium-doped fiber amplifiers», Optics Letters, 14 (16), 880-882 (1989).

[4.10] Sun Y., Zyskind JL, and Srivastava AK, «Average inversion level, modeling, and physics of erbium-doped fiber amplifiers», IEEE Journal of

Selected Topics in Quantum Electronics, 3 (4), 991-1007 (1997).

[4.11] Fludger CRS, Handerek V. and Mears RJ, «Pump to signal RIN transfer in Raman fiber amplifiers». *Journal of Lightwave Technology*, 19 (8), 1140-1148 (2001).

[4.12] Marhic ME, Kalogerakis G., Wong KKY, and Kazovsky L., «Pump-to-signal transfer of low-frequency intensity modulation in fiber optical parametric amplifiers», *Journal of Lightwave Technology*, 23 (3), 1049-1055 (2005).

[4.13] Freeman J. and Conradi J., «Gain modulation response of erbium-doped fiber amplifiers», *IEEE Photonics Technology Letters*, 5 (2), 224-226 (1993).

[4.14] Chen LK, Lau KY, and Huber DR, «Fundamental distortion characteristics of the erbium fiber amplifier», in *Optical Fiber Communications Digest*, paper WL6, p. 112 (1991).

[4.15] Yao XS, «Brillouin selective sideband amplification of microwave photonic signals», *IEEE Photonics Technology Letters*, 10 (1), 138-140 (1998).

[4.16] Kikushima K. and Yoshinaga H., «Distortion due to gain tilt of erbium-doped fiber amplifiers», *IEEE Photonics Technology Letters*, 3 (10), 945-947 (1991).

[4.17] Clesca B., Bousselet P. and Hamon L., «Second-order distortion improvements or degradations brought by erbium-doped fiber amplifiers in analog links using directly modulated lasers», *IEEE Photonics Technology Letters*, 5 (9), 1029-1031 (1993).

[4.18] Willems FW and Muys W., «Distortion caused by the interaction of residual chirp in Mach-Zehnder intensity modulators with optical cavities, fiber dispersion, and EDFA gain-slope in analog CATV lightwave systems», *Optical Fiber Technology*, 2, 63-68 (1996).

[4.19] Ozeki T. and Hara EH, «Measurements of nonlinear distortion in photodiodes», *Electronics Letters*, 12 (3), 80-83 (1976).



[4.20] Esman RD and Williams KJ, «Measurement of harmonic distortion in microwave photodetectors», IEEE Photonics Technology Letters, 2 (7), 502-504 (1990).

[4.21] Williams KJ and Esman RD, «Observation of photodetector nonlinearities», Electronics Letters, 28 (8), 731-732 (1992).

[4.22] Williams KJ and Esman RD, «Photodiode DC and microwave nonlinearity at high current due to carrier recombination nonlinearities», IEEE Photonics Technology Letters, 10 (7), 1015-1017 (1998).

[4.23] Williams KJ, Nichols LT, and Esman RD, «Photodetector nonlinearity Limitations on a high-dynamic range 3 GHz fiber optic link», Journal of Lightwave. Technology, 16 (2), 192-199 (1998).

[4.24] Hastings AS, Urick V.J., Sunderman C., Diehl JF, McKinney JD, Tulchinsky DA, Devgan PS, and Williams KJ, «Suppression of even-order photodiode nonlinearities in multioctave photonic links», Journal of Lightwave Technology, 26 (15), 2557-2562 (2008).

[4.25] Urick V.J., Hutchinson MN, Singley J.M., McKinney J.D., And Williams KJ, «Suppression of even-order photodiode Distortions via predistortion linearization with a bias-shifted Mach-Zehnder modulator», Optics Express, 21 (12), 14368-14376 (2013).

[4.26] Williams KJ, Goldberg L., Esman RD, Dagenais M. and Weller JF, «6-34 GHz offset phase locking of Nd: YAG 1319 nm nonplanar ring lasers». Electronics Letters, 25 (18), 1242-1243 (1989).

## РОЗДІЛ 5. ЕФЕКТИ ПОШИРЕННЯ

### 5.1. Основні волоконні ефекти

У цьому розділі дається докладний опис впливу ефектів поширення на аналоговий сигнал, який передається у волокні на оптичній несучій. Ефекти поширення, пов'язані з передачею модульованих сигналів, будуть розглянуті в трьох наступних розділах на основі описаних нижче принципів. В оптичному волокні існує набагато більше число нелінійностей, ніж в середовищах передачі НВЧ-сигналів. У цій главі будуть описані основні волоконні ефекти в застосуваннях мікрохвильової фотоніки.

А саме будуть розглянуті ефекти, починаючи з лінійних механізмів розсіювання до відносно складних нелінійних процесів. Пружне релєївське розсіювання є основним джерелом втрат для ліній передачі з довжиною хвилі в районі 1550 нм, що також призводить до втрат радіочастотного (РЧ) сигналу в аналогових ВОСП. Лінійне релєївське розсіювання буде проаналізовано в підрозділі 5.2 в контексті подвійного релєївського розсіювання (DRS), яке є причиною виникнення багатопроменевої інтерференції (БП) в волоконно-оптичних лініях передачі. Фазова стабільність РЧ-сигналу є одним з найважливіших параметрів радіофотонних ліній, зокрема в тих багатоканальних застосуваннях, де важливо зберегти відносну фазу РЧ-сигналу в кожному каналі; пов'язаний з цим матеріал буде представлений в підрозділі 5.3. У підрозділі 5.4 обговорюватимуться два ефекти, пов'язані з показником заломлення. А саме те, що частотна залежність показника заломлення є причиною виникнення хроматичної дисперсії в оптичному волокні (підрозділ 5.4).

Внаслідок неідеально круглої геометрії реального оптичного волокна дві ортогональні поляризації випромінювання мають різні показники заломлення. Цей ефект називається двопроренева заломлення, й випадковий характер його зміни в оптичних волокнах призводить до поляризаційної модової дисперсії (ПМД). Два нелінійних та непружних процеси розсіювання – вимушене бріллюенівське розсіювання (SBS) та вимушене раманівське розсіювання (SRS) – будуть розглянуті в підрозділах 5.5 та 5.6. Відзначимо, що обидва ці типи розсіювання вже були описані в 3.5.2 в рамках дослідження оптичного підсилення.

Електромагнітні поля в оптичних волокнах викликають поляризацію в діелектричному середовищі. Ця наведена поляризація  $P$  є нелінійною функцією прикладеного електричного поля  $E$  й може бути записана у вигляді розкладання в степеневий ряд [5.1]:

$$P = \varepsilon_0(\chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)} \cdot EE + \chi^{(3)} \cdot EEE + \dots), \quad (5.1)$$

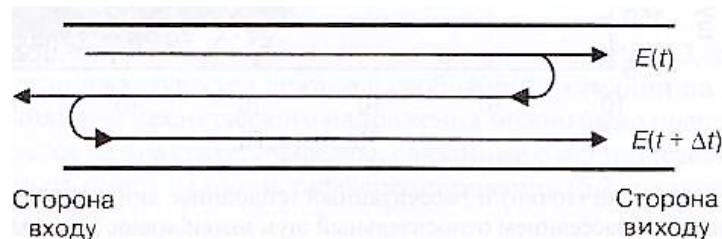
де  $\varepsilon_0$  – діелектрична проникність вакууму,  $\chi^{(n)}$  – сприйнятливості  $n$ -го порядку. За допомогою члена першого порядку, що містить  $\chi^{(1)}$ , описується лінійне поширення в волокні. Всі члени старшого порядку в (5.1) містять добутки електричних полів і, отже, характеризують нелінійність. Наприклад, сприйнятливості другого порядку призводить до генерації другої гармоніки. Однак симетричні молекули, такі як  $\text{SiO}_2$ , не мають сприйнятливості другого порядку, внаслідок чого сприйнятливості  $\chi^{(2)}$  незначна для типових оптичних волокон [5.1]. Найбільш важливим нелінійним параметром для застосувань мікрохвильової фотоніки є сприйнятливості третього порядку  $\chi^{(3)}$ . Коефіцієнти підсилення, пов'язані з бріллюенівським та раманівським розсіюванням, визначаються уявною частиною сприйнятливості  $\chi^{(3)}$ . Сприйнятливості третього порядку викликає параметричне чотирьоххвильове зміщення (ЧХЗ), процес, математично схожий з описаними в розділі 2 ІМС третього порядку.

Нелінійний показник заломлення також ґрунтується на тому, що може призвести до появи фазової самомодуляції (ФСМ) та фазової крос-модуляції (ФКМ). Поляризаційна залежність ФКМ може призвести до появи нелінійного двопроменевого заломлення, яке, в свою чергу, може стати причиною поляризаційної крос-модуляції (ПКМ). Всі ці нелінійні ефекти пов'язані зі сприйнятливістю третього порядку й будуть описані в підрозділах 5.7-5.9. І, нарешті, багато з перерахованих вище ефектів поширення можуть діяти спільно, створюючи складні спотворення в радіофотонній лінії передачі, і в цьому розділі будуть наведені приклади такого впливу. Математично схожий з описаними в розділі 2 ІМС третього порядку нелінійний показник заломлення також ґрунтується на  $\chi^{(3)}$ , що може призвести до появи фазової самомодуляції (ФСМ) та фазової кросмодуляції (ФКМ). Поляризаційна залежність ФКМ може призвести до появи нелінійного двопроменевого заломлення, яке, в свою чергу, може стати причиною поляризаційної кросмодуляції (ПКМ). Всі ці нелінійні ефекти пов'язані зі сприйнятливістю третього порядку й будуть описані в підрозділах 5.7-5.8

## 5.2. Подвійне релєївське розсіювання

Наявність безлічі точок розсіювання волоконно-оптичної лінії може викликати інтерференцію та шум. Зокрема, процес БПІ може перетворити фазовий шум в шум інтенсивності, що спрощено показано на рис. 5.1. На рисунку частина хвилі, що поширюється в прямому напрямку, відбившись, може піти в зворотному напрямку. Потім мала кількість цієї розсіяної назад хвилі може перевідбитись та поширюватися в тому ж напрямку, що і вихідний сигнал. У цьому випадку поле буде суперпозицією поля

вихідного лазерного випромінювання і його затриманої копії, що є причиною перетворення фазових флуктуацій лазерного випромінювання в флуктуації його інтенсивності. Якщо на виході такої лінії ввести фотодетектор, то фазові флуктуації лазера будуть проявлятися у вигляді шуму інтенсивності смуги основних частот РЧ-спектра. Ця ситуація є схожою на автогомодинний метод із затримкою, який використовується для вимірювання ширини лінії лазера (див. підрозділ 3.4). Рівень затриманого сигналу в цьому випадку буде значно менше, ніж сигналу без затримки. Наприклад, слабкі зосереджені відображення в волоконно-оптичній лінії передачі можуть бути викликані поганою якістю зварювання або сполучних роз'ємів [5.2]. Ці типи БПІ можуть бути усунені за рахунок коректних рішень при будівництві та експлуатації лінії передачі. Однак розподілене відображення, що виникає внаслідок релєївського розсіювання в волокні, – це процес, вплив якого не можна так просто мінімізувати.



**Рис. 5.1.** Концептуальне уявлення багатопроменевої інтерференції волоконно-оптичної лінії

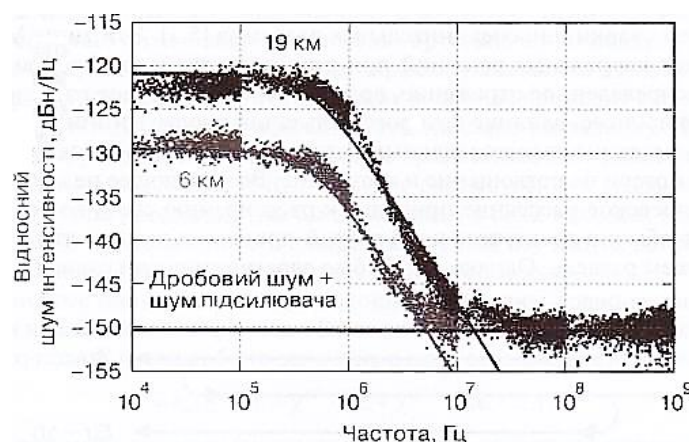
Релєївське розсіювання є головним джерелом загасання в районі 1,55 мкм, що перевищує втрати на поглинання та випромінювання, які виникають на малих неоднорідностях волокна. Релєївське розсіювання призводить до розсіювання світла у всіх напрямках. Даний ефект зазвичай трактується як пружний процес і саме так буде розглядатися в цьому розділі. Однак в [5.3] було зареєстровано зрушення частоти приблизно на 50 кГц, який був в подальшому приписаний непружному спонтанному

релеївському розсіюванню в волокні [5.4]. Хоча вже відомо існування в волокні вимушеного релеївського розсіювання [5.5], подальший розгляд в цьому розділі буде обмежено спонтанним варіантом. Подвійне релеївське розсіювання є важливим джерелом багатопрменевої інтерференції в ВОСП великої протяжності. Процес DRS створює близький до безперервного ряд відображень за принципом, зображеному на рис. 5.1. Для виведення відносного шуму інтенсивності (RIN) на виході лінії, що виникає за рахунок DRS, може бути використаний підхід, розглянутий в [5.6]:

$$RIN_{DRS} = 2R_{bs}^2(2\alpha L + e^{-2\alpha L} - 1) \frac{\Delta\nu}{\pi[f^2 + (\Delta\nu)^2]}, \quad (5.2)$$

де  $R_{bs}$  – коефіцієнт зворотнього релеївського розсіювання,  $\alpha$  – коефіцієнт загасання,  $L$  – довжина оптичного волокна,  $\Delta\nu$  – ширина лінії випромінювання (FWHM),  $f$  – частота РЧ діапазону. Формула (5.2) справедлива тільки для лазерів, що мають на виході лоренцеву форму лінії випромінювання та для  $L$  – великої довжини когерентності лазера.

На рис. 5.2 представлені два спектри RIN, виміряних на виході стандартного одномодового волокна довжиною 6 та 19 км при середньому фотострумі для обох довжин  $I_{ds} = 0,92$  мА. В ході вимірювань було використано схему, наведену на рис. 3.10.



**Рис.5.2.** Вимірний та розраховані шуми вимірювальної установки

Для підсилення рівня сигналу шумів, що вносяться аналізатором спектру, застосовувався малошумний підсилювач РЧ-діапазону з коефіцієнтом шуму  $NF_{LNA} = 2$  дБ. Вхідний оптичний сигнал генерувався напівпровідниковим лазером з шириною лінії  $\Delta \nu = 481$  кГц, виміряної за допомогою установки, схема якої показана на рис. 3.19. Для кожної лінії погонний коефіцієнт загасання був вимірний на рівні релеївського коефіцієнта  $\alpha = 0,18 \frac{\text{дБ}}{\text{км}}$ . Релеївський коефіцієнт в (5.2), використаний в якості підгонки параметра в першому експерименті (6 км) становив  $R_{bs} = -30,5$  дБ. Потім його значення застосовувалося для розрахунку RIN при  $L = 19$  км. Жоден з шумів (дробовий чи шум підсилювача) величиною  $F_{LNA} k_B T$  (див. (3.31)) були відняті з результатів вимірювань. Результуюче мінімальне значення шуму, що визначається цими джерелами, як впливає з рис. 5.2, становить  $-150,3$  дБн/Гц.

Представлені на рис. 5.2 дані вимірювань та теоретичні результати демонструють хороший збіг, обґрунтовуючи, таким чином, використання (5.2) для проектування та аналізу радіофотонних ліній. Ще раз підкреслимо, що це рівняння було отримано для лазера з лоренцевою лінією або для випадку БПІ при диференційній затримці у тракці, що перевищує час когерентності лазера ( $\tau_c = 1/\pi\Delta\nu$  для лоренцевого кола). Більш загальний вираз можливо отримати, якщо замінити в (5.2) лоренцеву форму лінії на перетворення Фур'є від квадрата автокореляційної функції оптичного поля [5.6].

Вимірний (точки) та розрахований (суцільні лінії) викликаний подвійним релеївським розсіюванням відносний шум інтенсивності на виході з 6-км (сірий колір) та 19-км (чорний колір) стандартного одномодового оптичного волокна. Також показаний розрахований рівень внаслідок дробового шуму й шуму РЧ-підсилювача вимірювальної установки.

### 5.3. Фаза РЧ-сигналу в волоконно-оптичних лініях

Кінцева швидкість світла призводить до затримки поширення сигналу волоконно-оптичної лінії, яка, в свою чергу, може викликати збільшення часу очікування в роботі деяких систем. Однак оптичне волокно з низькими втратами може бути дуже перспективним в якості запом'ятовуючого середовища для буферизації критичних режимів системи або для обробки сигналів на базі ліній затримки. Час затримки при поширенні в волоконному тракті довжиною  $L$  обчислюється за формулою

$$t = \frac{nL}{c}, \quad (5.3)$$

де  $n$  – ефективний груповий показник заломлення,  $c$  – швидкість світла у вакуумі. Стандартне одномодове волокно має такі параметри:  $n = 1,468$  [5.7], відповідно погонний час затримки становить  $4,90 \text{ нс/м} = 4,9 \text{ мкс/км}$ . У термінах фази РЧ сигналу це виражається як –  $1,76 \cdot 10^{-6} \text{ град./}(м \cdot \text{Гц}) = 17,6 \text{ град./}(см \cdot \text{ГГц})$ .

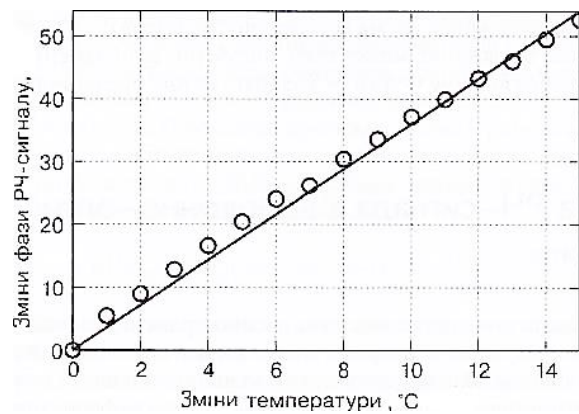
Стабільність фази радіочастотного сигналу у волоконно-оптичній лінії є критичним параметром в багатьох застосуваннях, зокрема для формування діаграми фазованої антенної решітки. Особливо варто відзначити вплив перепадів температури та механічної напруги. Залежність фази РЧ-сигналу від зміни температури  $T$  може бути отримана з (5.3), якщо спочатку перетворити тимчасову затримку в зміну фази, а потім застосувати так зване колове правило:

$$\frac{d\varphi}{dT} = \frac{2\pi L f}{c} \left( \frac{n}{L} \frac{dL}{dT} + \frac{dn}{dT} \right), \quad (5.4)$$

де  $f$  – частота. Множник  $(1/L) \cdot dL/dT$  – коефіцієнт термічного розширення, який для типового кварцового волокна має значення  $5,6 \cdot 10^{-7}/^\circ\text{C}$  [5.8]. Температурна залежність показника заломлення для типового кварцового волокна  $dn/dT = 1,210^{-5}/^\circ\text{C}$  при робочій довжині



хвилі 1550 нм [5.8]. Отже, температурна зміна показника заломлення є найбільш важливим в двох випадках. Введемо  $n = 1,468$  в (5.4), тоді фазова зміна буде  $d\varphi/dT = 0,27 \text{ рад}/(\text{кмГц} \cdot ^\circ\text{C})15/(\text{км} \cdot \text{ГГц} \cdot ^\circ\text{C})$ . На рис. 5.3 представлені результати як вимірювань, так і розрахунків за допомогою (5.4) при  $n = 1,468$  [5.9]. В ході експерименту модульований на частоті 12 ГГц сигнал пропускався через 20 м стандартне одномодове волокно, яке поміщалося в температурну камеру. Потім проводилися вимірювання відносної зміни фази як функції зміни температури. Як можна бачити, має місце прекрасний збіг теоретичних та експериментальних результатів.



**Рис. 5.3.** Графік зміни фази в залежності від температури для модульованого сигналу

Варто відзначити, що в експерименті, представленою на рис. 5.3, оптичне волокно не було намотано на котушку, а лежало в вільному стані на дні термокамери, внаслідок чого впливом механічної напруги можна було знехтувати. Однак це не завжди виконується на практиці. Ефекти, пов'язані з механічними напруженнями в волокні, можуть бути описані шляхом диференціювання (5.3) по поздовжньо прикладеній напрузі [5.10].

$$\frac{d\varphi}{d\sigma} = \frac{2\pi Lf}{c} \left( \frac{n}{L} \frac{dL}{d\sigma} + \frac{dn}{d\sigma} \right) \quad (5.5)$$

В (5.5)  $dn/d\sigma = - 3,4 \cdot 10^{-12}/\text{Па}$  та  $[(1/L) dL/d\sigma]^{-1} = 7,2 \cdot 10^{10} \text{ Па}$  – модуль Юнга. Диференціал може бути записаний як

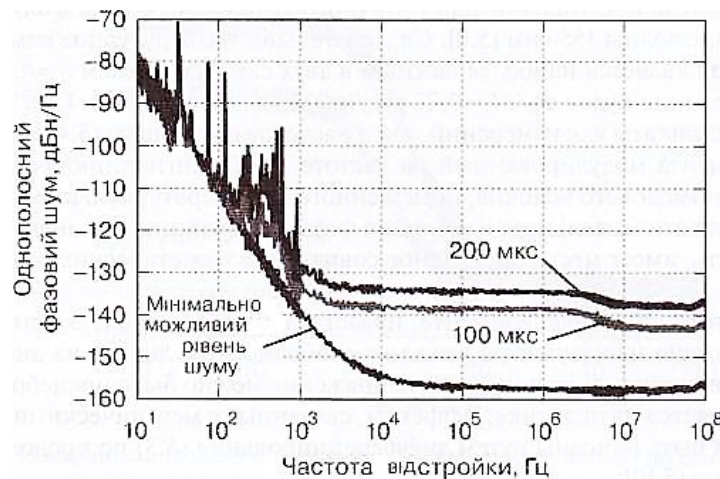
$d\phi/d\sigma = 1,3^\circ/(\text{кмГГц} \cdot \text{кПа})$ . Рівняння (5.5) може бути важливим для аналізу змонтованих систем, зокрема з використанням великої кількості прокладених разом волоконно-оптичних кабелів, що було досліджено для комерційного [5.11] та військового [5.12] застосувань. На додаток до фазової стабільності, розглянутої вище в цьому розділі, важливим параметром є односмуговий фазовий шум в області, близької до несучої частоти РЧ-сигналу на виході лінії. В волоконних лініях даний вид шуму може виникати від різних джерел, які були розглянуті в розділі 3.

Графік зміни фази в залежності від температури для модульованого на частоті 12 ГГц сигналу, переданого через 20 м стандартного одномодового волокна. Кружками позначені експериментальні дані, суцільною лінією – теоретична залежність.

На додаток до фазової стабільності, розглянутої вище в цьому розділі, важливим параметром є односмуговий фазовий шум в області, близької до несучої частоти РЧ-сигналу на виході лінії. В волоконних лініях даний вид шуму може виникати від різних джерел, які були розглянуті в розділі 3. Фундаментальні обмеження внаслідок температурних флуктуацій волокна були досліджені в [5.13] та в посиланнях до цієї роботи. Давно відомо, що характеристика односмугового фазового шуму в волоконних лініях може бути прийнятною для великого числа застосувань, наприклад в корабельній антені дециметрового діапазону з дистанційним живленням [5.10] та в РЛС X - діапазону [5.14]. Аналогові волоконно-оптичні лінії також:

Аналогові волоконно-оптичні лінії також знаходять застосування для розподілу високоякісних частотних стандартів, де іноді використовуються методи активного придушення [5.15]. На рис. 5.4 представлені експериментальні дані по досяжним характеристикам пасивних волоконно-оптичних ліній затримки [5.16]. На рисунку показані результати вимірювання однополосного фазового шуму при використанні сигналу

частотою 10,24 ГГц та потужністю – 15 дБм після передачі по волоконній лінії протяжністю 20 та 40 км. В обох лініях для підтримки необхідного рівня сигналу застосовувалися ЕВП, при цьому шум на частотах відстройки більше 10 кГц переважно визначається впливом цих оптичних підсилювачів. Шум на більш низьких частотах відстройки знаходиться близько до нижньої межі вимірювальної установки, за винятком кількох показаних на рисунку викидів. Ці викиди обумовлені перетвореними шумами лазерів накачування ЕВП, оскільки вони виникають на частотах, що знаходяться нижче типової частоти відсічки для іонів ербія у волокні.



**Рис. 5.4.** Результати вимірювання однополосного фазового шуму для 10,24-ГГц сигналу на виході 20-км (затримка 100 мкс) та 40-км (затримка 200 мкс) волоконно-оптичної лінії. Також показаний мінімальний рівень шуму вимірювальної установки

#### 5.4. Хроматична дисперсія

Частотна залежність показника заломлення, або хроматична дисперсія оптичного волокна, може створювати великий вплив на РЧ-характеристику ліній великої протяжності. Її вплив може бути корисним, коли дисперсія вводиться навмисно, наприклад в пристроях

фільтрації, заснованих на дисперсії [5.17] або фотонних генераторах надширокосмугових електричних сигналів [5.18], [5.19]. Проте в більшості випадків дисперсія проявляє негативний вплив на оптичні лінії, в яких вона викликає завмирання сигналу, перетворення фаза-інтенсивність та деградацію якості передачі сигналів. В даному розділі наводиться загальне трактування дисперсії, пов'язаної з лінійним відгуком в лінії передачі. Зокрема, розгляд починається з простого випадку лінії передачі, що використовує ідеальну модуляцію по інтенсивності або фазову модуляцію без урахування конкретної реалізації схеми модулятора. Такий підхід дозволяє з високою точністю визначити фундаментальний відгук для реальних дисперсійних радіофотонних ліній передачі. Для оптичної лінії, яка працює в малосигнальному режимі, модульоване оптичне поле може бути записано у вигляді

$$e(t) = E e^{i\omega_0 t} [1 + m(t)] \quad (5.6)$$

де  $\omega_0 k$  – робоча частота лазерного джерела,  $m(t)$  – прикладена модуляція, яка задовольняє наступну умову:  $|m(t)| \ll 1$ . В цьому випадку оптична модуляція є традиційною безперервною двосмуговою модуляцією, такою ж, як і в разі використання простого оптичного модулятора інтенсивності або фази несучої. Оптична інтенсивність (яка викликає вимірні варіації фотоструму) пропорційна  $|e(t)|^2$ , тобто її можна виразити як:

$$p(t) \propto E^2 [1 + 2\text{Re}\{m(t)\}]. \quad (5.7)$$

Для радіочастотних сигналів в більшості аналогових ВОСП вплив дисперсії найбільш просто аналізується в частотній області. У зв'язку з цим корисно розглянути комплексний спектр модульованого випромінювання, заданий як перетворення Фур'є модуляції в часовій області:

$$M(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} m(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (5.8)$$

У разі «чистої» модуляції по інтенсивності модуляційний сигнал  $m(t)$  (дійсна величина) дає результат у вигляді ермітового комплексного

спектра, де дійсна складова спектра є парною функцією частоти, а уявна – непарною функцією частоти [5.20]. Для випадку оптичної фазової модуляції, де модуляційний сигнал  $m(t)$  – уявна величина, результативний спектр буде антиермітовим (парні й непарні властивості дійсної та уявної частин спектра міняються місцями). Тоді визначення комплексного спектра фотоструму на кінці аналогової лінії зводиться до знаходження ермітової частини модульованого оптичного поля.

Відзначимо, що внаслідок припущення роботи в режимі малого сигналу член, пропорційний  $|m(t)|^2$ , є дуже незначним, тому був виключений з (5.7). Тоді з цього виразу можна зробити висновок, що модульована інтенсивність оптичного сигналу пропорційна дійсній компоненті модульованого електричного поля. У разі модуляції по інтенсивності ( $m(t)$  – дійсна величина) слід очікувати, що варіації оптичної інтенсивності будуть прямо пропорційні рівню прикладеної модуляції. У разі ж ідеальної оптичної фазової модуляції ( $m(t)$  – уявна величина) інтуїтивно зрозуміло, що інтенсивність буде постійною.

Постійна поширення, що вводиться для математичного опису хроматичної дисперсії, може бути представлена у вигляді [5.1]:

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) \quad (5.9)$$

де  $\omega$  – частота оптичного сигналу,  $c$  – швидкість світла у вакуумі,  $n(\omega)$  – залежний від частоти показник заломлення. Для частотних смуг, що представляють інтерес в більшості аналогових ліній передачі, частотна залежність  $\beta(\omega)$  добре описується першими трьома складовими розкладання в ряд Тейлора щодо несучої оптичної частоти:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2, \quad (5.10)$$

де

$$\beta_n = \left. \frac{d^n \beta(\omega)}{d\omega^n} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (5.11)$$

В даному випадку  $\beta_0$  означає абсолютну оптичну фазу, й нею можна спокійно знехтувати. У другому доданку,  $\beta_1$  – групова затримка, яка характеризує кінцеву швидкість поширення сигналу в оптичному волокні (див. попередній розділ). Хоча групова затримка є ключовим параметром при проектуванні оптичних ліній затримки й забезпечує причинно-наслідковий зв'язок в оптичних фільтраційних структурах, цей термін, як правило, не включається в математичний аналіз аналогових ВОСП. Хроматична дисперсія в оптичному волокні описується за допомогою параметра  $\beta_2$ , який характеризує частотну залежність групової затримки. Загалом, дисперсія складається з двох чинників: типу матеріалу та геометрії хвилеводу. Однак для стандартного одномодового волокна на довжинах хвиль, далеких від точки нульової дисперсії (коли  $\beta$  стає зневажливо малою), вона визначається тільки матеріалом [5.1]. В лініях з керованою дисперсією, а також в нелінійній волоконній оптиці, наприклад для параметричного підсилення [5.1], знаходять застосування спеціальні типи волокон, такі як волокна зі зміщеною дисперсією та з компенсованою дисперсією, в яких матеріали й модові параметри підібрані так, щоб отримати бажану величину дисперсії. У волоконно-оптичному зв'язку замість  $\beta_2$  (пс<sup>2</sup>/км) часто використовують параметр дисперсії  $D$  (пс/нм/км), який пов'язаний таким способом:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2. \quad (5.12)$$

Для стандартного одномодового волокна величина  $\beta_2 \approx -22$  пс<sup>2</sup>/км ( $D \approx 17$  пс/нм/км) на центральній довжині хвилі  $\lambda = 1550$  нм ( $\omega/2\pi = 193,55$  ТГц) [5.7]. Існує велике число емпіричних формул для  $D(\lambda)$  записаних в термінах довжини хвилі при нульовій дисперсії  $\lambda_0$ , та нахилу в точці нульової дисперсії  $S_0$  [5.21], для стандартного одномодового волокна вони становлять:  $\lambda_0 \approx 1310$  нм,  $S_0 \approx 0,092$  пс/нм<sup>2</sup>/км [5.7].

Для опису ефектів хроматичної дисперсії в оптичній лінії

комплексний оптичний спектр множиться на фазову експоненту, що описує поширення в дисперсійному середовищі. Задавши комплексний спектр модульованого поля на вході (обчислюється за допомогою перетворення Фур'є формули (5.6)), електромагнітне поле після поширення в дисперсійному середовищі довжиною  $L$  можна виразити таким чином:

$$E(\tilde{\omega}) = [E_{in}(\tilde{\omega}) * M(\tilde{\omega})] \times Q(\tilde{\omega}), \quad (5.13)$$

де «\*» – знак згортки,  $\tilde{\omega}$  – налаштування від центральної частоти випромінювання лазера  $\tilde{\omega} = \omega - \omega_0$ ,  $Q(\tilde{\omega})$  задається як:

$$Q(\tilde{\omega}) = \exp\left(\frac{-i1}{2} \beta_2 L \tilde{\omega}^2\right). \quad (5.14)$$

Як видно з (5.13) та (5.14), множення спектра модуляції на комплексну експоненту, що представляє дисперсію, викликає зрушення фаз між верхньою й нижньою оптичними бічними компонентами модульованого поля, що поширюється в дисперсійному оптичному волокні. Така зміна спектральної симетрії буде взаємно конвертувати модуляцію інтенсивності й фазову модуляцію, в результаті чого буде спостерігатися частотна залежність, відсутня в первісному модуляційному сигналі (див. також комплексні діаграми в розділі 4). Цей ефект може бути ослаблений за допомогою різних методів, наприклад односмугової оптичної модуляції.

Хоча повний аналіз впливу дисперсії в аналогових лініях (включаючи індуковану дисперсією спотворення) вимагає чіткої оцінки (5.13), уявлення про ефекти першого порядку, що призводять до завмирань в лініях передачі з модуляцією по інтенсивності та перетворенню фаза-інтенсивність, які індукуються дисперсією, можна отримати, розглядаючи дисперсійні ефекти як фільтр [5.22], [5.23]. Це досягається, перш за все, розкладанням експоненти в (5.14) з використанням тотожності Ейлера:

$$\exp\left(-i\frac{1}{2}\beta_2 L \tilde{\omega}^2\right) = \cos\left(\frac{1}{2}\beta_2 L \tilde{\omega}^2\right) - i \sin\left(\frac{1}{2}\beta_2 L \tilde{\omega}^2\right). \quad (5.15)$$

Відзначимо, що перший член (5.15) є ермітовим, в той час як другий

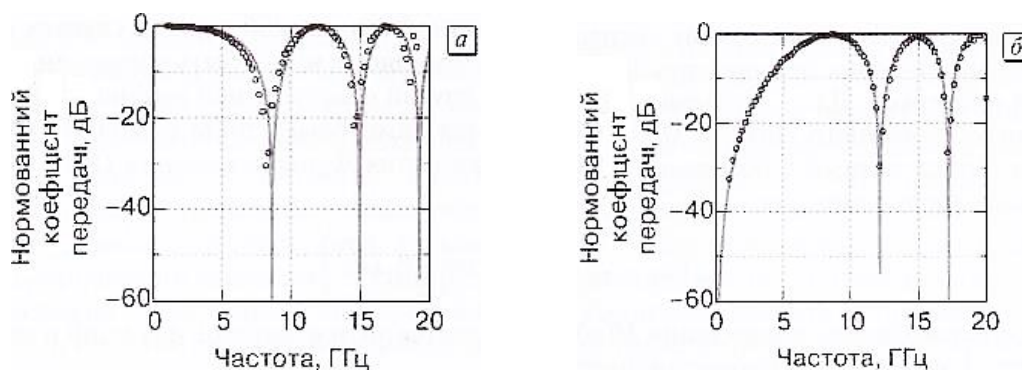
член – антиермітовим. Оскільки добутком двох ермітових або двох антиермітовх функцій є ермітова функція, відгук дисперсійної оптичної лінії у випадках «чистої» модуляції інтенсивності й «чистої» фазової модуляції може бути визначений безпосередньою перевіркою. Для початку розглянемо випадок з модуляцією інтенсивності, коли спектр модульованого сигналу  $M(\omega)$  є ермітовим, тоді комплексний спектр фотоструму (визначений за допомогою перетворення Фур'є рівняння (5.7)) на виході лінії буде пропорційний:

$$I_{out}(\omega) \propto M(\omega) \cos\left(\frac{1}{2}\beta_2 L \tilde{\omega}^2\right). \quad (5.16)$$

У разі «чистої» фазової модуляції  $M(\omega)$  є антиермітова функція і комплексний спектр фотоструму буде пропорційний:

$$I_{out}(\omega) \propto M(\omega) \sin\left(\frac{1}{2}\beta_2 L \tilde{\omega}^2\right). \quad (5.17)$$

З метою ілюстрації впливу хроматичної дисперсії на характеристики аналогової лінії на рис. 5.5 представлені нормовані частотні характеристики передачі в дисперсійній лінії протяжністю близько 50 км з модуляцією по інтенсивності (а) та з фазовою модуляцією (б). На рисунку кружками позначені виміряні дані, а суцільною лінією – теоретичні дані, розраховані за допомогою (5.16) й (5.17) при  $\beta_2 = -21,47 \frac{\text{пс}^2}{\text{км}}$ .



**Рис. 5.5.** а – Радіочастотна характеристика для 50-км волоконно-оптичної лінії з використанням оптичної модуляції по інтенсивності;

б – оптичної фазової модуляції.



Для ідеальної аналогової оптичної лінії з модуляцією по інтенсивності коефіцієнт передачі буде постійним у функції від частоти (або на практиці його хід буде визначатися частотними характеристиками оптичного модулятора та фотодіода). При розгляданні рис. 5.5 а можна відзначити, що дисперсія призводить до завмирань РЧ-сигналу, про що свідчать глибокі нулі на графіку. На частотах, де відгук РЧ-сигналу стає зневажливо малим, прикладена модуляція по інтенсивності повністю перетворюється в оптичну фазову модуляцію, а саме оптична інтенсивність стає постійного рівня, який неможливо виміряти на виході фотодіода. Навпаки, для випадку оптичної фазової модуляції, показаної на рис. 5.5 б, коефіцієнт передачі РЧ-сигналу в лінії в ідеалі повинен бути нульовим (в лінійних одиницях) в нехтуванні будь-якими недосконаlostями оптичного модулятора (наприклад залишковою модуляцією по інтенсивності внаслідок відбиття) та неідеальністю волокна, наприклад подвійним релеївським розсіюванням (підрозділ 5.2). Однак дисперсія періодично перетворює прикладену фазову модуляцію в майже досконалу модуляцію інтенсивності, про що свідчать максимуми на частотній характеристиці. Слід зазначити, що обидві модуляційні характеристики є комплементарними: максимальне перетворення інтенсивність-фаза (нулі) на характеристиці лінії з модуляцією по інтенсивності відповідає максимальному перетворенню фаза-інтенсивність (піки) на характеристиці лінії з фазовою модуляцією. Невеликий зсув положення нулів між розрахованими й виміряними даними на характеристиці лінії з модуляцією по інтенсивності є наслідком невеликого залишкового остаточної оптичної фазової модуляції в модуляторі по інтенсивності який використовувався в ході вимірювань [5.24].

Для модульованих сигналів, шириною смуги яких не можна знехтувати, дисперсія може бути використана як інструмент для генерації НВЧ-сигналів, а також для оптичної обробки сигналів [5.25], [5.17], [5.19],

але також може додатково створювати погіршувальний вплив. Наприклад, на додаток до дисперсійного завмирання або перетворення фаза-інтенсивність прикладеного модуляційного сигналу хроматична дисперсія при неправильному управлінні може також викликати підвищення мінімального рівня РЧ-шуму. Зокрема, в лініях з використанням напівпровідникових лазерів з РЗЗ перетворення оптичного фазового шуму лазера в вимірюваний РЧ-шум на виході лінії може істотно вплинути на коефіцієнт шуму лінії передачі.

На обох графіках експериментальні результати позначені кружками, теоретичні - суцільними лініями. Теоретичний розрахунок базується на (5.16) та (5.17) при  $\beta_2 = -21,47 \frac{ps^2}{km}$ .

Для пояснення цього ефекту нижче буде описаний базовий процес аналізу дисперсійної лінії з кінцевою смугою модуляційних сигналів та детально розглянуто поведінку лінії зі стохастичними полями. Як приклад будуть приведені експериментальні дані, що ілюструють вплив фазового шуму лазера в лінії передачі з дисперсією.

У багатьох фізичних задачах найбільш інформативно розглядати вплив хроматичної дисперсії в часовій області на відміну від частотного подання, в якому використовується множник квадратичної фазової експоненти. Даний підхід перш за все вимагає розрахунку волокна оптичного поля, на базі якого можна легко визначити інші цільові параметри (фотострум, спектр РЧ-потужності і т.п.). Вихідне поле з урахуванням дисперсійного впливу може бути записано як:

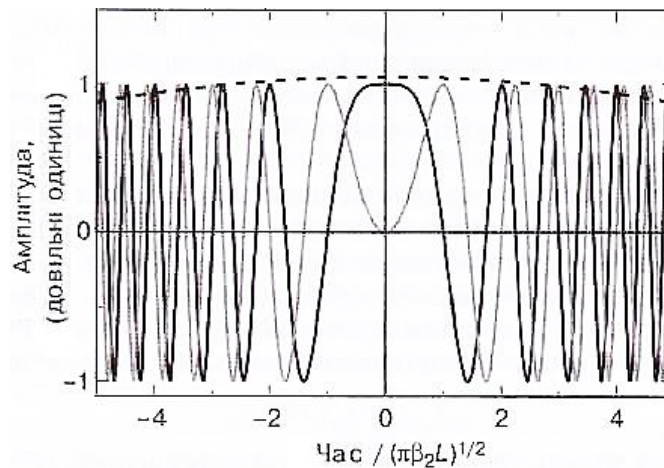
$$e_{out}(t) = e_{in}(t) * q(t), \quad (5.18)$$

де  $q(t)$  – імпульсний відгук оптичного волокна в часовій області, який задається як зворотне перетворення Фур'є функції  $Q(\tilde{\omega})$  (див. (5.14)):

$$q(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\beta_2 L \tilde{\omega}^2 / 2} e^{i\tilde{\omega} t} dt = \left( \frac{1}{i2\pi\beta_2 L} \right)^{1/2} e^{it^2 / (2\beta_2 L)}. \quad (5.19)$$

Для аналізу ефектів згортки в (5.18) корисно розглядати поведінку

функції  $q(t)$  в часовій області (прекрасний опис квадратичних фазових фільтрів дано в [5.26]). Нормовані дійсна (суцільна крива чорного кольору) та уявна (суцільна крива сірого кольору) частини функції  $q(t)$  представлені на рис. 5.6 для 50-кілометрового одномодового оптичного волокна SMF-28 ( $\beta_2 L \approx 1100 \text{ пс}^2$ ). Для порівняння пунктирною лінією на рисунку показана умовна лінія, що огинає вхідне поле  $e_{in}(t)$ .



**Рис. 5.6.** Часове подання дійсної та уявної частин імпульсного відгуку волокна  $q(t)$  відповідно до (5.18)

Розглядаючи окремо або дійсну, або уявну частину  $q(t)$ , можна помітити, що ненульовий внесок в інтеграл згортки має місце протягом часу  $t_q = 2\sqrt{\pi\beta_2 L}$ . За межами цієї області коливання між позитивними та негативними значеннями не вносять вклад в величину інтеграла, що можна легко побачити на рис. 5.6 шляхом порівняння часової шкали коливань з варіаціями обвідної комплексного поля (пунктирна лінія чорного кольору). Таким чином, якщо часові варіації обвідної вхідного поля відбуваються за час, багато більше, ніж  $t_q$  або  $\beta_2 L \rightarrow 0$ ,  $q(t)$  може бути розглянута як дельта-функція Дірака, в такому випадку вихідне поле буде еквівалентно вхідному (на основі фільтруючої властивості  $\delta$ -функції):

$$e_{out}(t) = e_{in}(t) * \delta(t) = e_{in}(t). \quad (5.20)$$

В протилежному випадку, коли присутня значна дисперсія і  $t_q$  багато більше, ніж період флуктуацій обвідної вхідного поля, загальновідомо, що поле вихідного сигналу буде зазнавати значну частотно-залежну затримку. Щоб отримати уявлення про вплив цієї затримки, корисно записати згортку в (5.20) в явному вигляді:

$$e_{out}(t) = \left(\frac{1}{i2\pi\beta_2L}\right)^{-\frac{1}{2}} e^{i\frac{1}{2\beta_2L}t^2} \int e_{in}(t') e^{i\frac{1}{2\beta_2L}t'^2} e^{-i\frac{1}{\beta_2L}t't} dt'. \quad (5.21)$$

Визначивши миттєву частоту як:

$$\omega = \frac{1}{\beta_2L}t, \quad (5.22)$$

Легко бачити, що огинаюча комплексного вихідного поля в часовій області може бути представлена як:

$$e_{out}(t) = \left(\frac{1}{i2\pi\beta_2L}\right)^{-\frac{1}{2}} e^{i\frac{t^2}{2\beta_2L}} \times \left[ E_{in}(\omega) * e^{\frac{-i\beta_2L\omega^2}{2}} \right] \quad (5.23)$$

Часове подання дійсної (суцільна крива чорного кольору) та уявної (суцільна крива сірого кольору) частин імпульсного відгуку волокна  $q(t)$  відповідно до (5.18). Для порівняння чорною пунктирною лінією побудована умовна огинаюча вхідного комплексного поля  $e_{in}(t)$ .

Коли комплексний спектр вхідного поля  $E_{in}(\omega)$  обмежений смугою набагато ширше, ніж,  $f_Q = 1/\sqrt{\pi L\beta_2}$  комплексна експонента  $\exp(-i\beta_2L\omega^2/2) \rightarrow \delta(\omega)$ . В цьому випадку комплексна часова огинаюча вихідного поля задається масштабованою версією вхідного комплексного спектра, визначеною як функція часу, помножена на квадратичний експонентний член фази:

$$e_{out}(t) = \left(\frac{1}{i2\pi\beta_2L}\right)^{-\frac{1}{2}} e^{i\frac{t^2}{2\beta_2L}} \times E_{in}\left(\omega = \frac{1}{\beta_2L}t\right) \quad (5.24)$$

В даному випадку миттєва частота  $\omega$  замінена відповідно до (5.22).

В (5.24) в явному вигляді показано оптичне частотно-часове перетворення, що застосовано для опису ефекту розширення імпульсу при передачі надшвидкісних оптичних сигналів [5.27], а також інтенсивно

використовується в оптичних синтезаторах широкосмугових електричних сигналів [5.18, 5.19] та для оптичної й НВЧ вимірювальної техніки [5.25, 5.28], коли поле  $E_{in}(\omega)$  обмежене в часі та по смузі.

Для вхідних полів, обмежених по смузі, але з огинаючою стохастичного комплексного поля (наприклад, для випадку посиленої спонтанної емісії [5.29] або лазерного фазового шуму [5.30]) описана вище процедура втрачає інтуїтивний характер в тому, що огинаюча вихідного поля  $e_{out}(t)$  містить одну вибірку випадкового процесу, що визначається випадковим характером фази вхідного електричного поля. Зокрема, в застосуваннях мікрохвильової фотоніки вплив випадкових вхідних оптичних сигналів (тобто шуму) на характеристики системи передачі полягає в підвищенні мінімального порогу РЧ-шуму, що можна найбільш чітко побачити шляхом порівняння спектра середньої РЧ-потужності й часової огинаючої оптичного поля (або його інтенсивності). Даний варіант аналізу буде наведено нижче. Відомі роботи, описують вплив фазового шуму лазера в інтерферометричних [5.31] та дисперсійних системах [5.32], [5.22], [5.33]. Кінцевий результат, представлений в даному випадку, ідентичний показаному в [5.33], проте висновки відрізняються підходом, що дає уявлення про роль дисперсії в обробці випадкових сигналів.

Завдання в нашому випадку зводиться до визначення СГП вихідного шуму РЧ-діапазону, що виникає при перетворенні фаза-інтенсивності фазового шуму лазерного джерела, з якого можна визначити відповідне значення параметра RIN. З теореми Вінера-Хинчина спектр потужності фотоструму за умови, що фотострум є стаціонарний в широкому сенсі випадковий процес [5.34], дорівнює:

$$S_{rf}(\omega) = R_0 \int_{-\infty}^{\infty} \langle I(t)I(t + \tau) \rangle e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (5.25)$$

В даному випадку дужки  $\langle \rangle$  означають середню по ансамблю величину,  $R_0$  – опір навантаження фотодіода. Фотострум пропорційний значенню квадрата вихідного оптичного поля:

$$I(t) = \Re |e_{in}(t) * q(t)|^2 \quad (5.26)$$

де  $e_{in}(t)$  – знову комплексна огибаюча в часовій області, що входить в дисперсійну лінію (яка буде розглянута в наступному розділі),  $\Re$  – середня чутливість (А/Вт) фотодіода, використаного в ході вимірювань. Запишемо (5.26) в інтегральній формі:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e_{in}(t+t_1) e_{in}^*(t+t_2) e^{i(t_1^2-t_2^2)/(2\beta_2 L)} dt_2 dt_1. \quad (5.27)$$

Тут  $\langle * \rangle$  означає комплексне спряження. Роблячи підстановку  $t+t_1 = u_1$  та  $t+t_2 = u_1 + u_2$  й визначаючи миттєву частоту як  $\tilde{\omega} = u_2/(\beta_2 L)$ , вираз для фотоструму можна переписати у вигляді:

$$I(t) = \frac{\Re}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{-i\beta_2 L \omega^2}{2}} e^{i\omega t} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} e_{in}(u_1) e_{in}^*(u_1 + \beta_2 L \tilde{\omega}) e^{-i\tilde{\omega} u_1} du_1. \quad (5.28)$$

В (5.28) інтеграл по  $u_1$  записаний у формі перетворення Фур'є. Також варто відзначити, що підінтегральна функція в (5.28) має випадкову часову (і, отже, спектральну) фазу. Множник квадратичної фазової експоненти може бути опущений, оскільки він не вносить вклад в центральні моменти випадкових процесів  $I(t)$  [5.34]. В такому випадку подвійний інтеграл являє собою слідуючі один за одним пряме та зворотне перетворення Фур'є. Тоді фотострум буде визначатися як:

$$I(t) = \Re e_{in}(t) e_{in}^*(t + \beta_2 L \tilde{\omega}). \quad (5.29)$$

Після цього, прийнявши  $t=0$ , оскільки для стаціонарного випадкового процесу вибір початкового часу довільний, за допомогою (5.25) знайдемо спектр потужності в РЧ діапазоні:

$$S_{rf}(\tilde{\omega}) = \Re^2 R_0 \int_{-\infty}^{\infty} \langle e_{in}(0) e_{in}^*(\beta_2 L \tilde{\omega}) e_{in}(\tau) e_{in}^*(\tau + \beta_2 L \tilde{\omega}) \rangle e^{-i\tilde{\omega} \tau} d\tau. \quad (5.30)$$

Відзначимо, що отриманий в (5.30) вираз близько збігається з результатами, описаними в [5.33]. Деталі подальшого розрахунку  $S_{rf}(\omega)$  будуть залежати від базової статистики фази огибаючої вхідного електричного поля.

Розглянемо вхідне електричне поле  $e_{in}(t) = \sqrt{P_0} \exp[\phi(t)]$ , де

флуктуації фази лазера відображаються у вигляді стаціонарного випадкового процесу. В цьому випадку  $P_0$  – середня потужність лазера і, щоб в явному вигляді досліджувати шумовий внесок внаслідок фазового шуму лазера, флуктуації інтенсивності лазера ігноруються. Підстановка цього виразу в (5.30) дає:

$$S_{rf}(\tilde{\omega}) = \Re^2 P_0^2 R_0 \int_{-\infty}^{\infty} \langle e^{i[\phi(0)-\phi(\beta_2 L \tilde{\omega})]} e^{i[\phi(\tau)-\phi(\tau+\beta_2 L \tilde{\omega})]} \rangle e^{-i\tilde{\omega}\tau} d\tau. \quad (5.31)$$

Подання різниці фаз гаусовим випадковим процесом [5.34] дозволяє переписати (5.31) як:

$$S_{rf}(\tilde{\omega}) = \Re^2 P_0^2 R_0 \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{-([\phi(0)-\phi(\beta_2 L \tilde{\omega})+\phi(\tau)-\phi(\tau+\beta_2 L \tilde{\omega})]^2)/2}{2}} e^{-i\tilde{\omega}\tau} d\tau. \quad (5.32)$$

(t) =  $\frac{\Re}{2\pi\beta_2 L}$  Визначимо різницю фаз як  $\Psi_{t_1, t_2} = \phi(t_1) - \phi(t_2)$ , тоді алгебраїчні перетворення аргумента експоненційної функції в (5.32) дають

$$(\Psi_{0, \beta_2 L \tilde{\omega}} + \Psi_{\tau, \tau + \beta_2 L \tilde{\omega}})^2 = \Psi_{0, \beta_2 L \tilde{\omega}}^2 + \Psi_{\tau, \tau + \beta_2 L \tilde{\omega}}^2 + \Psi_{\tau + \beta_2 L \tilde{\omega}, \beta_2 L \tilde{\omega}}^2 + \Psi_{\tau, 0}^2 - \Psi_{\tau, \beta_2 L \tilde{\omega}}^2 - \Psi_{\tau + \beta_2 L \tilde{\omega}, 0}^2 \quad (5.33)$$

Якщо СГП фазового шуму приблизно рівномірна  $\Psi_{t_1 t_2}$ , описується вільним броунівським рухом [5.35] то тоді

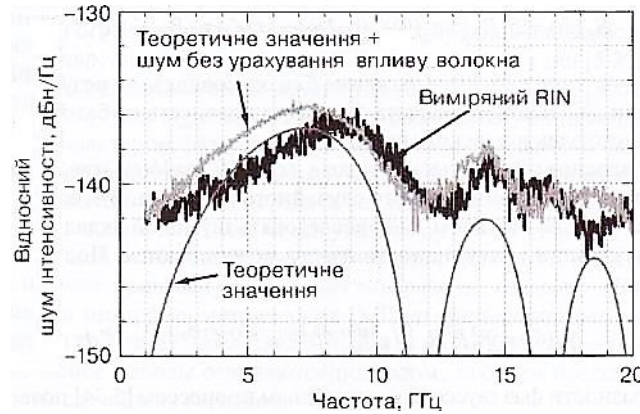
$$\langle \Psi_{t_1 t_2}^2 \rangle = \Delta\omega |t_1 - t_2|, \quad (5.34)$$

де  $2\Delta\omega$  - ширина лоренцевих лінії (FWHM). Відзначимо, що  $\Delta\omega$  - це ширина лінії лазера в оптичній області (див. (3.34)). Підставивши (5.33), (5.34) в (5.32) та виконавши інтегрування, отримуємо СГП шуму:

$$S_{rf}(\tilde{\omega}) = \Re^2 P_0^2 R_0 \delta(\omega) + \Re^2 P_0^2 R_0 \frac{2\Delta\omega}{\Delta\omega^2 + \tilde{\omega}^2} \left\{ 1 - e^{-\Delta\omega |\beta_2 L \tilde{\omega}|} \left[ \cos(\beta_2 L \tilde{\omega}^2) + \frac{\Delta\omega}{\tilde{\omega}} \sin(\beta_2 L \tilde{\omega}^2) \right] \right\} \quad (5.35)$$

Щоб проілюструвати вплив фазового шуму лазера та дисперсії на шумову характеристику лінії, на рис. 5.7 наведено вимірний спектр RIN для 50-км одномодової волоконної лінії передачі ( $\beta_2 L \approx -1145 \text{ пс}^2$ ) з використанням в якості джерела лазера з РЗЗ при ширині лінії за рівнем

$FWHM \frac{\Delta\omega}{2\pi} = 1 \text{ МГц}$  [5.36]. Вимірний спектр RIN відображений суцільною чорною лінією, а розрахований за формулою (5.36) – суцільний темно-сірою лінією.



**Рис. 5.7.** Вимірний спектр RIN (чорний колір) для 50-км лінії типу IMDD з шириною спектральної лінії лазера  $\frac{\Delta\omega}{2\pi} = 1 \text{ МГц}$ , повною дисперсією  $\beta_2 L \approx -1145 \text{ пс}^2$  та центральною довжиною хвилі  $\lambda = 1558 \text{ нм}$

Коли шум на виході лінії без урахування впливу волокна, приблизно рівний  $-143 \text{ дБн/Гц}$  в досліджуваній смузі (основне джерело – посилена спонтанна емісія на виході ЕВП Віднімаючи дельта-функцію при нульовій частоті (еквівалентно відніманню квадрата середнього фотоструму згідно (5.25) й трактуванню RIN як другого центрального моменту  $I(t)$ ), нормуючи на середню потужність постійного струму, що розсіюється на фотодіоді ( $\mathcal{R}^2 P_0^2 R_0 = I_{dc}^2 R_0$ ), а потім помножуючи на 2, отримуємо вираз для однополосного спектра RIN внаслідок перетворення фаза-інтенсивність фазового шуму лазера, що збігається з відомим результатом [5.33]:

$$RIN(\tilde{\omega}) = \frac{4\Delta\omega}{\Delta\omega^2 + \tilde{\omega}^2} \times \left\{ 1 - e^{-\Delta\omega|\beta_2 L \tilde{\omega}|} \left[ \cos(\beta_2 L \tilde{\omega}^2) + \frac{\Delta\omega}{\tilde{\omega}} \sin(\beta_2 L \tilde{\omega}^2) \right] \right\} \quad (5.36)$$

Варто відзначити дві значимих обставини, пов'язані зі спектром RIN, джерелом якого є фазовий шум лазера. По-перше, спектр RIN тісно пов'язаний з формою лінії лазерного впромінювання, про що свідчить



функція Лоренца в (5.36). Отже, рівень RIN зменшується з частотою налаштування швидше, ніж спектральна лінія лазера. По-друге, коли дисперсія значна, так що частотно-залежна затримка в досліджуваній смузі багато більша, ніж довжина когерентності лазера ( $|\beta_2 L \omega_{max}| \gg 2\pi/\Delta\omega$ ), то вимірний спектр RIN буде відповідати формі лінії випромінювання, отриманої за допомогою затриманого автогетеродинного методу (див. підрозділ 3.4). Зауважимо, однак, що дане припущення не має практичного сенсу, оскільки, щоб досягти такої межі великої дисперсії, необхідно нереально довге оптичне волокно. Наприклад, припустимо, що використовується лазер з лоренцевою шириною лінії ( $FWHM \frac{\Delta\omega}{2\pi} = 1\text{МГц}$ ) (час когерентності близько 1 мкс). Щоб виміряти відповідну форму спектральної лінії в смузі 10 МГц, використовуючи стандартне одномодове волокно ( $|\beta_2| \approx$ ), некогерентно складається з розрахованим значенням шуму внаслідок фазового шуму лазера, результуюча величина RIN близько збігається з вимірним спектром RIN.

Некогерентне складання розрахованого значення шуму внаслідок тільки перетворення фаза-інтенсивність фазового шуму лазера (крива темно-сірого кольору) та шуму на виході лінії без урахування впливу волокна (приблизно -143 дБм/Гц в досліджуваній смузі) показано світло-сірою кривою, яка близько збігається з вимірним спектром RIN [5.36].

Як детально розглянуто в даному розділі, хроматична дисперсія може погіршувати вплив на фундаментальну характеристику лінії в РЧ-діапазоні й являє собою механізм для перетворення оптичного шуму між якими перебувають квадратурні поля. Конкретно вплив її на аналогові лінії передачі з модуляцією по інтенсивності та фазовою модуляцією буде додатково досліджено відповідно в наступних розділах. Спотворення парного порядку, індуковані хроматичною дисперсією в лініях з модуляцією по інтенсивності на базі ММЦ, будуть описані в розділі 6.

Подальше обговорення комплементарної реакції на вплив цієї дисперсії модуляцій по інтенсивності та фазі з посиланням на деякі методи зменшення її впливу за рахунок синфазної та квадратурної модуляції проводиться далі. Повний огляд методів зменшення впливу хроматичної дисперсії можна знайти в [5.37]. Важливі підходи в цьому напрямку, що застосовуються в мікрохвильовій фотоніці, ґрунтуються на односмуговій модуляції та розробці волоконних трактів з низьким значенням повної дисперсії ( $D \times L$ ). Останній підхід може бути реалізований шляхом перемежуючихся ділянок волокна, з протилежними  $D$ , за допомогою якого можна разом вирішити інші проблеми в волокні, наприклад зменшити стимульоване брільюєнівське розсіювання.

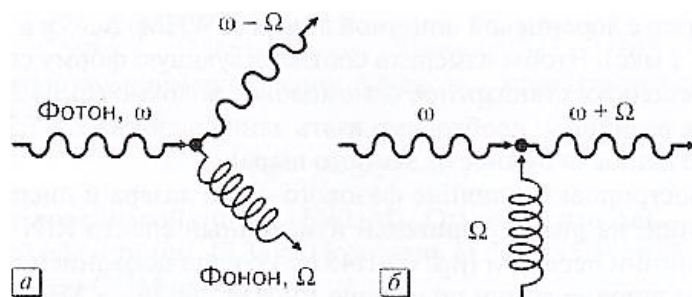
## 5.5. Вимушене брільюєнівське розсіювання

Даний вид розсіювання<sup>16</sup> є нелінійним, з низьким граничним значенням, отже, його вплив є найбільш важливим в застосуваннях мікрохвильової фотоніки, де використовуються досить протяжні оптичні волокна. Процес вимушеного брільюєнівського розсіювання (SBS) був уже описаний в підрозділі 3.5.3 при вивченні волоконних підсилювачів, але в цьому розділі він буде розглянутий більш докладно. З класичної точки зору брільюєнівське розсіювання – це процес, в ході якого світло, проходячи через середовище, розсіюється на акустичних коливаннях її кристалічної решітки. Світло, що розсіюється акустичною хвилею, набуває доплерівського зсуву, в результаті чого в оптичному діапазоні утворюються нові компоненти. Кут брільюєнівського розсіювання визначається з умови Брега.

---

<sup>16</sup>Вітчизняний еквівалент: вимушене розсіяння Мандельштама-Брільюєна, ВРМБ

Квантово-механічна схема даного процесу зображена на рис. 5.8<sup>17</sup>. Даний вид розсіювання є непружним, і тут можливі дві ситуації, так звані стоксове й антистоксове розсіювання. У разі стоксового розсіювання фотон анігілює з подальшим виникненням фотона з більш низьким значенням частоти та фонона. У разі антистоксового розсіювання анігіляція фотона й фонона призводить до утворення фотона з більш високою частотою. Дані процеси можуть спостерігатися в стандартному оптичному волокні, в цьому випадку процес стоксового розсіювання має велику ймовірність в напрямку, протилежному напрямку поширення сигналу. Частота фонона, як правило, становить близько 11 ГГц для стандартного волокна, тому частота розсіяного назад світла зміщується на значення цієї величини. У разі слабкого сигналу рівень релєївського розсіювання зазвичай переважає над брільюєнівським. Однак воно може стимулюватися при потужності вхідного сигналу вище деякого рівня, який зазвичай називається порогом SBS.



**Рис. 5.8.** Схема брільюєнівського (та раманівського) розсіювання: *a* - стоксів процес; *б* - антистоксів процес

Повне виведення рівняння для порогу SBS вимагає спільного розв'язку диференціальних рівнянь накачування та зондуєчого випромінювання по всій довжині оптичного волокна. Ці методи детально розглянуті в [5.1], а в цьому підрозділі будуть наведені їх основні

<sup>17</sup>Діаграма рис 5.8 не відповідають діаграмам Фейнмана, для яких потрібно більше вершин взаємодії[5.38]

результати. Корисною апроксимацією для порогової потужності SBS - процесу є [5.39]:

$$P_{SBS} \approx \frac{21A_{eff}}{g_B(f_B)L_{eff}} \quad (5.37)$$

де  $A_{eff}$  - ефективна площа оптичного волокна,  $g_B$  - максимальний брільюенівській коефіцієнт підсилення на центральній брільюенівській частоті  $f_B$ ,  $L_{eff}$  - ефективна довжина оптичного волокна. Параметр волокна, часто зазначений в специфікації, - це діаметр модового поля (MFD), який, якщо вважати розподіл потужності в хвилеводі гаусовим, може бути пов'язаний з  $A_{eff}$  як:

$$A_{eff} = \frac{\pi(MFD)^2}{4} \quad (5.38)$$

Для волокна із ступінчастим профілем розподілу показника заломлення величина MFD може бути визначена за допомогою емпіричної апроксимації [5.40]:

$$MFD = d_1 \left( 0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \right) \quad (5.39)$$

де  $d_1$  - діаметр серцевини,  $V$  задається в (1.1). Для стандартного оптичного волокна  $MFD = 10,4$  мкм, відповідно при використанні (5.38)  $A_{eff} \approx 85$  мкм<sup>2</sup>.

Спектр контуру брільюенівського підсилення має лоренцеву форму й може бути записаний як [5.1]

$$g_B(f) = \frac{g_B(f_B)(\Delta f_B)^2}{4(f-f_B)^2 + (\Delta f_B)^2}, \quad (5.40)$$

де  $\Delta f_B$  - ширина брільюенівського контуру (FWHM), яка має типові значення близько 16 МГц. Максимальний рівень коефіцієнта брільюенівського підсилення [5.1]:

$$g_B(f_B) = \frac{2\pi\gamma_e^2 X}{c n_p \gamma_p^2 \rho_o v_a (\Delta f_B)} \quad (5.41)$$

де  $\gamma_e$  - постійна електрострикції серцевини,  $X$  - фактор, що враховує

перекриття оптичної та акустичної мод,  $c$  – швидкість світла у вакуумі,  $n_p$  – показник заломлення для випромінювання накачки,  $\lambda_p$  – довжина хвилі накачки,  $\rho_0$  – густина,  $v_a$  – швидкість акустичного сигналу.

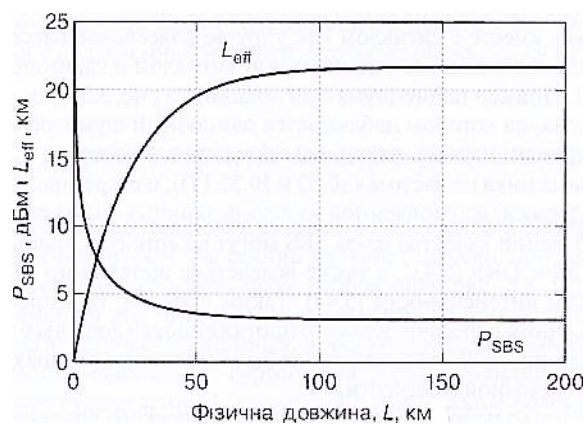
Для типових кварцових волокон  $g_B(f_B) = 3 - 5 \cdot 10^{-11} \frac{\text{М}}{\text{Вт}}$ . Останнім параметром, необхідним для розрахунку за допомогою (5.37), є ефективна довжина оптичного волокна, яка співвідноситься з фізичною довжиною

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (5.42)$$

де  $\alpha$  - коефіцієнт згасання лазерного випромінювання (див. також (3.75)).

Результати розрахунку за допомогою (5.37) та (5.42) графічно зображені на рис. 5.9 в функції від фізичної довжини стандартного одномодового волокна з наступними параметрами:

$$A_{eff} = 85 \text{ мкм}^2, \quad g_B(f_B) = 4 \cdot 10^{-11} \frac{\text{М}}{\text{Вт}}, \quad \alpha = 0,2 \frac{\text{дБ}}{\text{км}}.$$

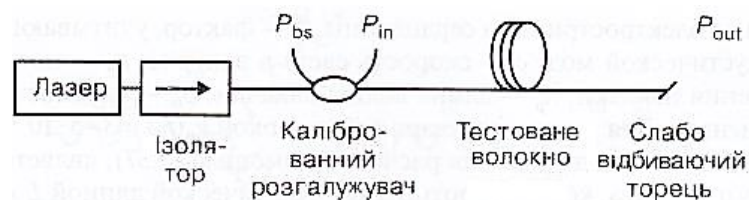


**Рис.5.9.** Розраховані порогові значення SBS (див.(5.37)) та ефективна довжина (див.(5.42))

Як видно з графіків ефективна довжина волокна приблизно на рівні 21,7 км при фізичній довжині біля 150 км (взагалі при великих  $\alpha L$  величин  $L_{eff} \rightarrow 1/\alpha$ ). Таким чином при  $L > 125$  км поріг SBS стає відносно постійною величиною, рівною 3,1 дБм (2,0 мВт). Розрахунки, представлені на рис. 5.9, корисні в тому випадку, коли відомі всі параметри оптичного

волокна. Однак на практиці, коли розглядається SBS, найкраще спеціально характеризувати волокно яке використовується (якщо можливо).

На рис. 5.10 представлена схема вимірювання порога SBS. Випромінювання лазера проходить через добре відкалібрований розгалужувач в волоконний тракт, що тестується. Для вимірювання потужності на виході схеми, а також на двох виходах розгалуджувача застосовується вимірювач оптичної потужності (ВОП). Виходи розгалуджувача використовуються для вимірювання потужності на вхідному кінці тракту та зворотної розсіяної потужності.



**Рис.5.10.** Схема для вимірювання в волоконному тракті вихідної ( $P_{out}$ ) та зворотно розсіяної ( $P_{bs}$ ) оптичної потужності в функції від вхідної оптичної потужності ( $P_{in}$ ).

Результати вимірювання за допомогою даної схеми для 50-км стандартного одномодового волокна представлені на рис. 5.11. Як видно з рисунку, в режимі лінійного відгуку вихідна потужність приблизно на 12,5 дБ нижче, ніж вхідна, що відповідає коефіцієнту згасання 0,25 дБ/км.

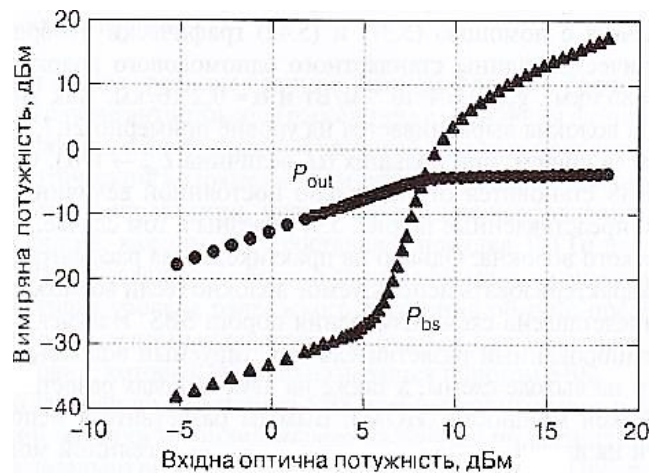
Зворотно розсіяна потужність приблизно на 33 дБ нижче, ніж вхідна, що відповідає рівню релеївського розсіювання. Значення потужності зворотно розсіяного випромінювання починає швидко зростати при потужності на вході волоконного тракту всього лише 5 дБм, що свідчить про досягнення порогу SBS. Підставивши значення параметрів оптичного волокна

$$A_{eff} = 85 \text{ мкм}^2, g_B(f_B) = 4 \cdot 10^{-11} \frac{\text{м}}{\text{Вт}} \text{ та } \alpha = 0,25 \frac{\text{дБ}}{\text{км}} \quad (5.37)$$

отримаємо  $P_{SBS} = 4,3 \text{ дБм}$ , що відповідає виміряним даним. Збільшення

потужності на вході вище порога SBS дає мінімальну зміну вихідної потужності. Таке насичення потужності на виході волоконного тракту може вплинути на фотонні лінії передачі, де РЧ-характеристики визначаються рівнем прийнятої оптичної потужності.

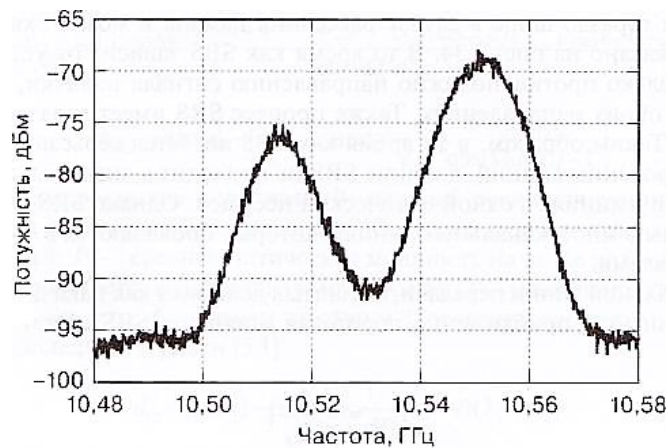
При  $A_{eff} = 85 \text{ мкм}^2$ ,  $g_B(f_B) = 4 \cdot 10^{-11} \frac{\text{М}}{\text{Вт}}$ ,  $\alpha = 0,2 \frac{\text{дБ}}{\text{км}}$ .



**Рис. 5.11.** Виміряні вихідна ( $P_{out}$ ) та зворотно розсіяна ( $P_{bs}$ ) оптичні потужності в функції від вхідної оптичної потужності для 50-км тракту стандартного одномодового волокна.

Хоча відомі випадки роботи радіофотонних ліній передачі вище порога SBS [5.41], кращою практикою, взагалі, вважається режим, коли брільюенівське розсіювання нищівно мале по відношенню до релеївського. Справа в тому, що вплив SBS є найбільш очевидною причиною ослаблення потужності лазерного сигналу, яка, в свою чергу, призводить до обмеження досяжних РЧ-характеристик лінії. Однак існує ще кілька проблем, пов'язаних з роботою близько або вище порога SBS. Наприклад, даний ефект може призвести до серйозної деградації якості роботи ліній мікрохвильової фотоніки, які працюють в X-діапазоні, через значний шум на брільюенівській частоті ( $\approx 11$  ГГц). Зворотня розсіяна брільюенівська хвиля може бути перевідображена і за тим поширюватися разом з

сигналом як пружне релєївське розсіювання. В результаті на виході лінії будуть спостерігатися биття між сигналом та зрушеною по частоті брїллюенівською хвилею. Приклад такого шуму був показаний на рис. 3.35 для 20-км стандартного одномодового волокна, на якому спостерігається одиночний шумовий пік близько 10,8 ГГц. Інший спектр з наявністю двох брїллюенівських піків наведено на рис. 5.12.



**Рис. 5.12.** Вимірний спектр РЧ-сигналу на виході ліній з двома типами волокна та різними частотами

На рисунку показані два шумових піки на частотах 10,52 та 10,55 ГГц, виміряні на виході 20-км волоконної лінії затримки, виготовленої з двох різних типів волокон [5.42]. Інші більш складні деградації якості через SBS можуть виникнути, наприклад, при спільному впливі SBS та DRS [5.43], а також внаслідок викликаного SBS перетворення фазового шуму в шум інтенсивності [5.44]. Таким чином, при проектуванні більшості фотонних ліній передачі великої протяжності повинні застосовуватись методи зменшення впливу SBS, оскільки, як було відмічено, їх характеристики покращуються зі збільшенням вихідної потужності.

Використання декількох різних типів оптичного волокна з різними частотами SBS може значно поліпшити поріг SBS в порівнянні з довгою



лінією, яка виготовлена з одного типу оптичного волокна [5.46]. Якщо частоти SBS значно розрізняються, як у випадку, представленому на рис. 5.12, тоді сигнали зворотного розсіювання від двох волокон різних типів не будуть зв'язані один з одним. Зокрема, поріг SBS для 20-км лінії, результати вимірювання якої наведені на рис. 5.12, склав 13 дБм [5.42], що на 8 дБ вище, ніж поріг для стандартного оптичного волокна тієї ж довжини. Такий підхід ефективний для аналогових волоконно-оптичних ліній затримки, де котушка волокна розташована разом з каскадами модуляції та демодуляції, проте дана схема абсолютно непрактична для протяжних ліній типу точка-точка. Використання волоконних трактів з певним розподілом частот SBS було продемонстровано в [5.47]. Волоконні тракти з неоднорідним розподілом домішок [5.48] та з унікальними профілями розподілу показника заломлення [5.49] також продемонстрували підвищену навантажувальну здатність по потужності, що передається. Поріг SBS можна підвищити, застосовуючи температурний [5.50] або механічний [5.51] вплив на волокно, однак дані методи знову ж неефективні для ліній типу точка-точка. Також відомі підходи щодо збільшення порогу SBS, пов'язані з управлінням на ближньому кінці лінії, наприклад застосування поляризаційного скремблера [5.52] та розширення смуги вхідного сигналу [5.53]. Дані методи придатні в цифрових системах, проте можуть не підійти для високоякісних аналогових застосувань. Наприклад, при розширенні спектра вхідного сигналу за допомогою генератора фазового шуму схема стає сприйнятливою до перетворення фазового шуму в шум інтенсивності. Для вирішення проблеми впливу SBS в радіофотонних лініях дуже привабливим вважається використання форматів модуляції з пригніченою несучою.

## 5.6. Вимушене раманівське розсіювання

Поняття раманівського розсіювання було введено в підрозділі 3.5.2 при вивченні волоконних підсилювачів. Раманівське розсіювання є схожим процесом з розсіюванням Бріллюена, і для опису його може бути використаний рис. 5.8. Однак між цими двома процесами є ряд істотних відмінностей. У бріллюенівському випадку розсіювання відбувається на акустичних фонах, у свою чергу, при раманівському розсіянні оптичні фони взаємодіють з фотонами. Для цього процесу зрушення оптичної частоти набагато більш істотне, й становить в оптичному волокні близько 13 ТГц. Спектр підсилення набагато ширший в разі розсіювання Рамана й може охоплювати десятки терагерц, що показано на рис. 3.34. У той час як SBS залежить від кута падіння й може виникати тільки протилежно напрямку сигналу накачування, SRS може поширюватися в обох напрямках. Також процес SRS має набагато більш високий поріг, ніж SBS. Таким чином, в той час як SBS є серйозною проблемою для одноканальних фотонних ліній, вплив SRS не призводить до значного погіршення якості передачі в лініях з однією оптичною носійною.

Однак SRS може викликати серйозні проблеми в багатоканальних лініях, які проявляються у формі перехідних перешкод між каналами.

Для одноканальної лінії передачі, де сигнал діє як накачка для спонтанного раманівського процесу, наближено порогова потужність SRS може бути розрахована як [5.39]

$$P_{SRS} \approx \frac{16A_{eff}}{g_R L_{eff}} \quad (5.43)$$

де  $g_R$  - раманівський коефіцієнт підсилення. Даний параметр можна оцінити по відомим даним [5.54] за допомогою трикутної апроксимації з нахилом  $5,0 \cdot 10^{-15}$  м/Вт/ТГц [5.55]. Для стандартного оптичного волокна

на довжині хвилі 1550 нм зрушення становить 13 ТГц при  $g_R = 6,5 \cdot 10^{-14}$  м/Вт. Підставивши це значення в (5.43) й використовуючи ті ж параметри, що при розрахунку мінімальної порогової потужності SBS:  $A_{eff} = 85$  мкм<sup>2</sup>,  $\alpha = 0,2 \frac{дБ}{км}$  та  $L_{eff} = 21,7$  км отримуємо значення мінімальної порогової потужності SRS 30 дБм (1Вт). Розраховане значення порога SBS для цих же параметрів становить 3 дБм (2 мВт). Ясно, що SBS буде впливати на характеристики лінії при набагато нижчих рівнях потужності в порівнянні з SRS. Проте, як буде докладно описано нижче, облік процесу SRS важливий з точки зору перехресних перешкод в РЧ – діапазоні.

Вплив SRS на перехресні перешкоди в багатоканальній лінії передачі визначається шляхом розв'язку зв'язаних диференційних рівнянь, які описують еволюцію різних довжин хвиль, що поширюються в оптичному волокні. У цьому трактуванні двоканальна система включає в себе наступні рівняння [5.55].

$$\frac{dI_1}{dL} + \frac{1}{v_1} \frac{dI_1}{dt} = I_1(g_R I_2 - \alpha_1) \quad (5.44a)$$

$$\frac{dI_2}{dL} + \frac{1}{v_2} \frac{dI_2}{dt} = I_2(-g_R I_1 - \alpha_2) \quad (5.44b)$$

У рівняннях (5.44) підрядкові індекси відповідають сигналам на хвилях довжиною  $\lambda_1$  й  $\lambda_2$ ,  $I$  – оптична інтенсивність,  $v$  – групова швидкість,  $\alpha$  – коефіцієнт втрат в волокні.

Раманівський коефіцієнт підсилення позитивний при  $\lambda_1 > \lambda_2$  і негативний в разі  $\lambda_1 < \lambda_2$  та може бути апроксимований [5.8]:

$$g_R = \left( 5,0 \cdot 10^{-15} \frac{м}{Вт * ТГц} \right) \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) c \quad (5.45)$$

Припустимо, що на хвилі  $\lambda_1$  поширюється немодульоване безперервне випромінювання, а на хвилі  $\lambda_2$  - модульоване сигналом РЧ-діапазону, в цьому випадку величина перехідної перешкоди від хвилі  $\lambda_2$  на хвилю  $\lambda_1$  (*Xtalk*) визначається як:

$$Xtalk = \frac{P_{RF,1}(\Omega)}{P_{RF,2}(\Omega)} \quad (5.46)$$

Формула (5.46) являє собою відношення РЧ-потужності на виході лінії по каналу 1, що працює в безперервному режимі, до РЧ-потужності по каналу 2 з модульованим випромінюванням. Рівняння (5.44) можуть бути розв'язані відносно амплітуди та ( $Xtalk_{SRS}$ ) та фази ( $\theta_{SRS}$ ) РЧ-сигналу перехідної перешкоди внаслідок SRS, використовуючи наступні співвідношення [5.55]:

$$Xtalk_{SRS} = \left( \frac{\rho_{SRS} g_R P_2}{A_{eff}} \right)^2 \frac{1 + e^{-2\alpha L} - 2e^{-\alpha L} \cos(\Omega d_{12} L)}{\alpha^2 + \Omega^2 d_{12}^2} \left( 1 + \frac{\rho_{SRS} g_R P_2 L_{eff}}{A_{eff}} \right) \quad (5.47)$$

$$\theta_{SRS} = \arctg \left( \frac{-\Omega d_{12}}{-\alpha} \right) + \arctg \left[ \frac{e^{-\alpha L} \sin(\Omega d_{12} L)}{e^{-\alpha L} \cos(\Omega d_{12} L) - 1} \right] \quad (5.48)$$

де  $\rho_{SRS}$  - фактор перекриття поляризацій, який дорівнює одиниці у разі, коли обидві хвилі мають однакову поляризацію, або прагне до нуля в разі ортогональності поляризацій;  $P_2$  - середня оптична потужність на вході волокна в модульованому каналі (передбачається амплітудна модуляція);  $\Omega$  - кутова модулююча частота, в даному випадку  $\alpha = \alpha_1 = \alpha_2$ ;  $d_{12}$  - параметр зсуву. Останній параметр описує вплив хроматичної дисперсії й дорівнює [5.1].

$$d_{12} = \beta_1(\lambda_1) - \beta_1(\lambda_2) = \frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \approx D(\lambda_1 - \lambda_2) \quad (5.49)$$

де  $\beta_1$  та  $D$  визначені в підрозділі 5.4. Фаза РЧ-сигналу індукованої SRS перехідні перешкоди (див. (5.48)) є важливою складовою в тому випадку, коли розглядається велика кількість джерел перехідних перешкод, які повинні додаватися при збереженні їх фазових співвідношень.

Аргументи функцій зворотного тангенса в (5.48) записані у формі, сумісній з функцією «atan2»<sup>1</sup> яка зазвичай використовується в синтаксисі багатьох комп'ютерних мов.

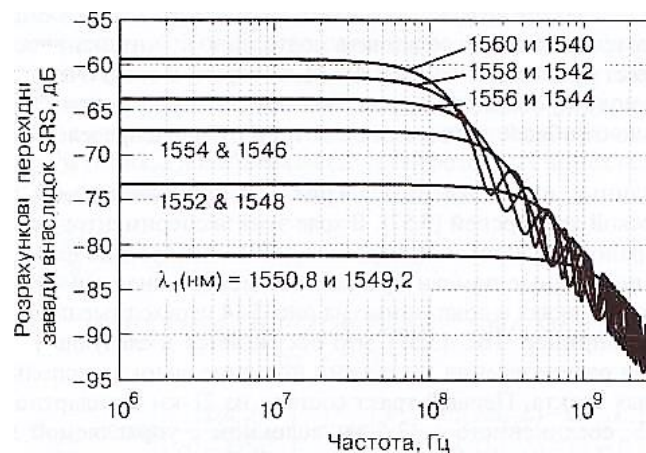
Коректність (5.47) й (5.48) була підтверджена раніше [5.55], і нижче буде дано їх порівняння з експериментальними даними. Рівняння (5.47) може бути використано для передбачення рівня перехідних перешкод за

рахунок впливу SRS, а саме на рис. 5.13 представлені результати розрахунку перехідних перешкод від хвилі  $\lambda_2 = 1550$  нм на 12 різних хвиль  $\lambda_1$ . Для побудови графіків на рисунку використовувалися наступні значення:

$$\rho_{SRS} = 1, \alpha = 0,2 \frac{\text{дБ}}{\text{км}}, L = 25 \text{ км}, P_2 = 0 \text{ дБм}, A_{eff} = 85 \text{ мкм}^2 \text{ та } D = 16,5 \text{ пс/нм/км}.$$

Як слідує з (5.47), амплітуда перехідних перешкод внаслідок SRS одна й та ж при однаковому налаштуванні від модульованого каналу незалежно від знаку цього налаштування. Вплив SRS зменшується при збільшенні каналного інтервалу з максимальним раманівським підсиленням в районі 1450 нм при довжині хвилі носійної 1550 нм.

На рис. 5.13 можна бачити, що перехідні перешкоди від SRS на низьких частотах модуляції вищі й набагато більш чутливіші до збільшення відстані між каналами. Це необхідно враховувати при розгляданні застосувань аналогової фотоніки в діапазонах ВЧ та НВЧ (додаток П2.1), наприклад в радіосистемі з віддаленою антеною.



**Рис. 5.13.** Розраховані перехідні перешкоди внаслідок вимушеного раманівського розсіювання в лінії

Розраховані перехідні перешкоди внаслідок вимушеного раманівського розсіювання в лінії довжиною 25 км з модульованим каналом на хвилі 1550 нм. На рисунку значення довжин хвиль представлені в нанометрах.

### 5.7. Фазова крос-модуляція

Вище було проведено розгляд лінійної частини показника заломлення ( $n$ ) в функції від затримки поширення РЧ-сигналу й хроматичної дисперсії. Повний показник заломлення ( $n_T$ ) залежить від оптичної інтенсивності в волокні за рахунок складових сприйнятливості вищого порядку [5.1]:

$$n_T = n + n_2 |E|^2, \quad (5.50)$$

де  $E$  - електричне поле в волокні,  $n_2$  - нелінійний показник заломлення [5.1]:

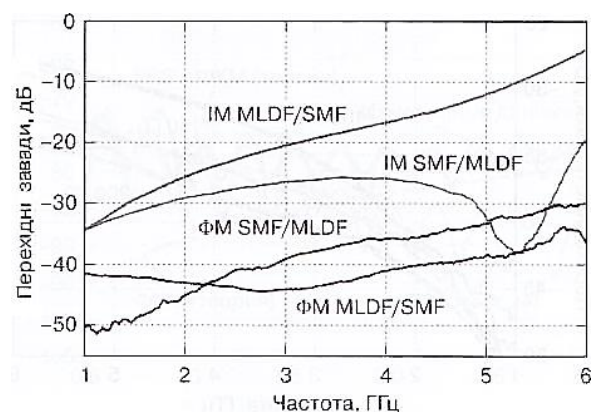
$$n_2 = \frac{3}{8} n \cdot \text{Re}[X^{(3)}] \quad (5.5)$$

Типове значення для  $n_2$  оптичного волокна  $n_2 = 2,6 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$  [5.56] але ця величина буде змінюватися в залежності від конкретного типу волокна. Якщо інтенсивність модульована, показник заломлення також буде модульованим, це буде викликати фазову модуляцію сигналу, що поширюється в волокні.

Одиночний сигнал може накладати таку модуляцію сам на себе: даний процес називається фазовою самомодуляцією (ФСМ). Також фазова модуляція може накладатися на сигнал за допомогою іншого оптичного сигналу, що поширюється по волокні, це називається фазовою крос-модуляцією (ФКМ). Аналіз (5.50) показує, що для двох оптичних сигналів

з однаковою інтенсивністю фазовий зсув сигналу, викликаний ФКМ, в два рази більший, ніж викликаний ФСМ. Для лінії з IMDD нелінійна фазова модуляція сама по собі не може стати проблемою, так як фотодіод за принципом дії нечутливий до флуктуацій фази оптичного сигналу. Однак ФСМ та ФКМ можуть бути перетворені в модуляцію по інтенсивності за рахунок впливу хроматичної дисперсії. Аналогічно модуляція з постійною інтенсивністю, якою є фазова модуляція, не створює вплив на ФСМ та ФКМ. Однак якщо хроматична дисперсія перетворює фазову модуляцію в модуляцію по інтенсивності, то зміна інтенсивності може призвести до ФСМ та ФКМ, які, в свою чергу, спотворюють первісний фазомодульований сигнал. У зв'язку з цим ефекти ФСМ та ФКМ сильно залежать не тільки від загальної дисперсії мережі, але й від її розподілу по довжині лінії передачі.

Вимірні дані, представлені на рис. 5.14, відображають взаємодію між ФКМ та хроматичною дисперсією [5.57]. В ході цих експериментів оптична носійна з довжиною хвилі в районі 1550 нм модулювалась РЧ-сигналом по фазі або інтенсивності й вимірювалися перехідні завади при розносі між каналами 50 ГГц.



**Рис. 5.14.** Вимірні перехідні завади для 33,4-км лінії з використанням модуляції по інтенсивності та фазової модуляції

Виміряні перехідні завади для 33,4-км лінії з використанням модуляції по інтенсивності (ІМ) та фазової модуляції (ФМ). Для кожного формату модуляції були використані два складені волоконних тракти на основі стандартного одномодового волокна з керованою дисперсією (SMF/MLDF), а також їхнього зворотного включення MLDF/ SMF) [5.57]

Хоча ефект ФКМ вносить основний вклад в показані на рис. 5.14 перехідні перешкоди, також впливають й інші механізми, наприклад ЧХЗ [5.57], що обговорюється в наступному розділі.

Для дослідження впливу розподілу дисперсії по довжині волокна були використані два складених волоконних тракти. Перший тракт складався з 21-км стандартного одномодового волокна типу SMF, з'єданого з 12,5-км волокном з керованою дисперсією типу MLDF, другий – з тих же типів волокна, але в зворотному порядку. Параметр дисперсії волокна типу SMF становив 16,5 пс/нм/км, відповідно, спільна величина дисперсії – 347 пс/нм. Ділянка волокна типу MLDF складалась з чотирьох волоконних секцій з  $D = \pm 4$  пс/нм/км, котрі чергуються, внаслідок чого загальна дисперсія ділянки була близька до нуля.

Як видно з рис. 5.14, дисперсійна карта в сильному ступені впливає на перехідні перешкоди. У лінії з модуляцією по інтенсивності сигнал створює ФКМ, яка, в свою чергу, перетворюється в перехідні перешкоди за рахунок хроматичної дисперсії. Цей процес відбувається найбільш ефективно в випадку, коли волокно типу MLDF йде перед стандартним волокном. При фазовій модуляції інтенсивність є константою, і, отже, вона не викликає ФКМ. Отже, механізм утворення перехідних перешкод для лінії з фазовою модуляцією є тріступінчатим. Спочатку дисперсія трансформує фазомодульований сигнал в сигнал з модуляцією по інтенсивності, який, в свою чергу, викликає ФКМ. Потім внаслідок дисперсії або в фазо-чутливому приймачу ФКМ перетворюється в перехідні перешкоди з модульованою інтенсивністю. На відміну від



випадку з модуляцією по інтенсивності цей процес майже у всьому частотному діапазоні протікає ефективніше, якщо першим йде волокно з більш високим значенням дисперсії.

Розрахунок індукованих ФКМ перехідних перешкод в двоканальній лінії з модуляцією по інтенсивності включає безліч параметрів, що були використані в попередньому розділі для опису перехідних перешкод внаслідок SRS. Для двох довжин хвиль  $\lambda_1$  (безперервний режим випромінювання) та  $\lambda_2$  (з модуляцією по інтенсивності) перехідні перешкоди можуть бути розраховані за допомогою методу аналізу обурення огинаючих хвиль. Значення в термінах амплітуди ( $Xtalk_{XPM}$ ) й РЧ-фази ( $\Omega_{XPM}$ ) перехідних перешкод внаслідок ФКМ виходять на базі наступних формул [5.55]:

$$Xtalk_{XPM} = \left( \frac{2n_2\lambda_1 DP_2 \Omega^2 \rho_{XPM}}{A_{eff} c} \right) \times \frac{1 + e^{-2\alpha L} - 2e^{-\alpha L}(1 - \alpha L)\cos(d_{12}\Omega L) - 2L[\alpha + d_{12}\Omega e^{-\alpha L}\sin(d_{12}\Omega L)] + L^2}{(\alpha^2 + d_{12}^2\Omega^2)^2} \times \frac{+(\alpha^2 + d_{12}^2\Omega^2) + L^2}{(\alpha^2 + d_{12}^2\Omega^2)^2} \quad (5.52)$$

$$\theta_{XPM} = \arctg \left( \frac{2\Omega d_{12}\alpha}{\alpha^2 - \Omega^2 d_{12}^2} \right) + \arctg \left[ \frac{e^{-\alpha L}\sin(\Omega d_{12}L) - \Omega d_{12}L}{e^{-\alpha L}\cos(\Omega d_{12}L) - 1 + \alpha L} \right] \quad (5.53)$$

де всі параметри визначені раніше, а  $\rho_{XPM}$  – фактор перекриття поляризацій для процесу ФКМ. Нехтуючи ефектами ПМД,  $\rho_{XPM}$  лежить в межах від 1/3 для перпендикулярних поляризацій до 1 для паралельних поляризацій. На рис. 5.15 наведені результати розрахунку за допомогою (5.52) та дані вимірювань для лінії з модуляцією по інтенсивності на базі 25-км волокна марки Corning MetroCor. Параметри для рис. 5.15:

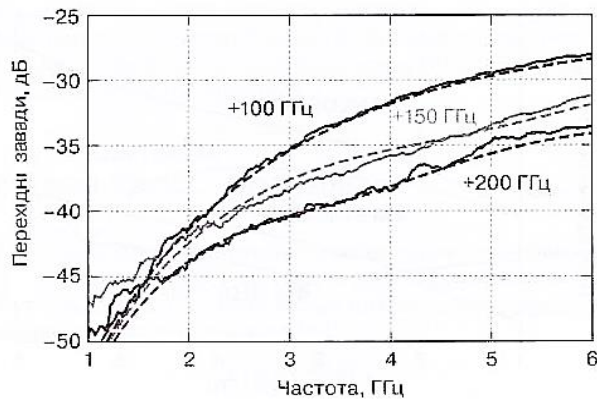
$$\lambda_2 = 1550,16 \text{ нм}, \quad \rho_{SRS} = 1,$$

$$n_2 = 2,7 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт},$$

$$\alpha = 0,20 \frac{\text{дБ}}{\text{км}}, \quad P_2 = 8,45 \text{ дБм}, \quad A_{eff} = 58 \text{ мкм}^2 \text{ та } D$$

$$= -8 \text{ пс/нм/км}.$$

Експериментальні дані добре узгоджуються з теорією для трьох канальних інтервалів: 100 ГГц, 150 ГГц та 200 ГГц.



**Рис. 5.15.** Результати розрахунку за допомогою (5.51)(пунктирні лінії) та виміри перехідних завад в 25 км лінії передачі [5.58].

Деякі тенденції для індукованих ФКМ перехідних перешкод слідує з рис. 5.16. Графіки побудовані з використанням (5.52) в функції від  $\lambda_1$  та  $\Omega$  для наступних параметрів:

$$\lambda_2 = 1550 \text{ нм}, \quad \rho_{XPM} = 1, \quad n_2 = 2,6 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}, \quad \alpha = 0,2 \text{ дБ}$$

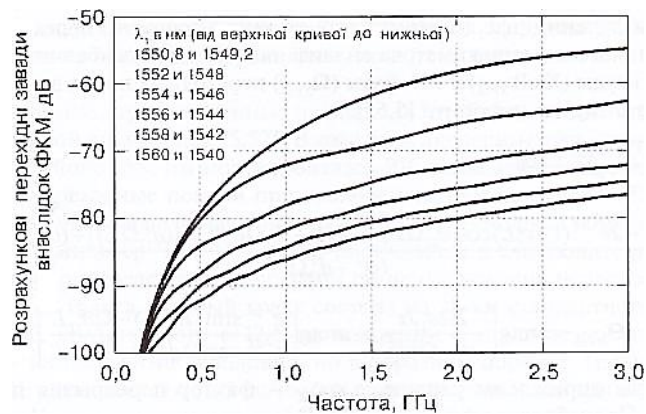
$$/\text{км}, \quad P_2 = 0 \text{ дБм},$$

$$A_{eff} = 85 \text{ мкм}^2, \text{ та } D = 16,5 \text{ пс/нм/км}.$$

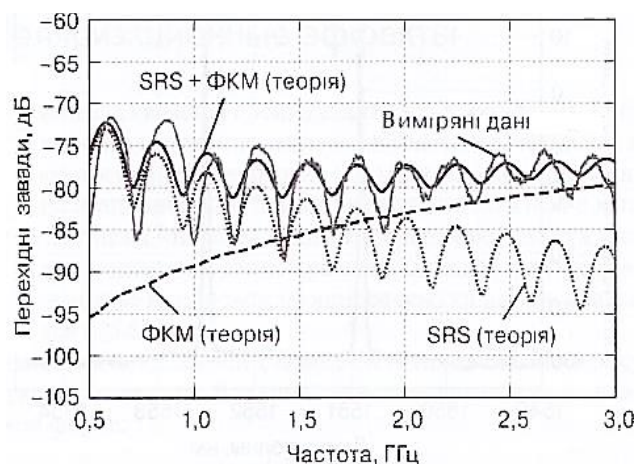
Так само, як і для процесу SRS, перехідні перешкоди внаслідок ФКМ на досліджуваних довжинах хвиль симетричні щодо модульованого каналу.

На низьких частотах модуляції перехідні перешкоди внаслідок ФКМ дуже маленькі, оскільки визначаються першим доданком (5.52). Однак зі

збільшенням частоти вони швидко зростають (див. рис. 5.16). Рознос каналів в разі ФКМ викликає ефект, протилежного з випадком SRS: ефективність створення перехідних перешкод внаслідок ФКМ підвищується в міру звуження каналного інтервалу. Як було зазначено вище, фаза РЧ-сигналу повинна бути врахована при аналізі перехідних перешкод, що виникають від більш ніж одного фізичного механізму. Приклад цього показаний на рис. 5.17, де зображені перехідні перешкоди внаслідок спільної дії ФКМ та SRS [5.59].



**Рис.5.16.** Розраховані перехідні завади в наслідок фазової крос-модуляції в 25-км лінії з модульованим каналом на хвилі 1550 нм.



**Рис.5.17.** Результати виміру та розрахунку перехідних завад в результаті впливу SRS та ФКМ для 19,1-км лінії передачі.

Параметри для для графіків рис.5.17:

$$\lambda_1 = 1565,00 \text{ нм}, \lambda_2 = 1551,57 \text{ нм}, \rho_{SRS} = 0,9, \rho_{XPM} = 0,8, n_2 = 2,7 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}, \alpha = 0,2 \frac{\text{дБ}}{\text{км}},$$

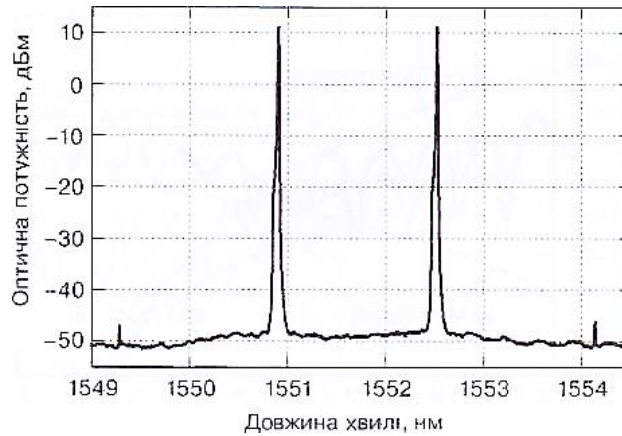
$$L = 19,1 \text{ км}, P_2 = 1,7 \text{ дБм}, A_{eff} = 85 \text{ мкм}^2 \text{ та } D = 16,5 \text{ пс/нм/км}.$$

Теорія для кожного із ефектів SRS та ФКМ (відповідно (5.47) та (5.52) не може передбачити значення вимірюваних перехідних завад. Для цього із (5.48) та (5.53) було отримано додаткові когерентні складові перехідних завад за допомогою SRS та ФКМ, що забезпечило хороше узгодження з виміряними даними. Існують деякі відмінності між результатами теорії та експерименту, які найбільш ймовірно пов'язані з дисперсією у 200-ГГц фільтрі з плоскою смуговою характеристикою який використовувався в ході експериментів. Як відомо [5.60], дисперсія, яку вносить такий фільтр є основним фактором виникнення аналогових перехідних перешкод, які необхідно враховувати при проектуванні багатоканальних радіофотонних ліній передачі. Інші, не враховані теорією нелінійні ефекти, які спостерігаються в оптичному волокні, також можуть стати причиною виникнення перехідних перешкод низького рівня. Наприклад, це механізми, що включають ЧХЗ або поляризаційні ефекти, які будуть розглянуті в наступних двох розділах.

## 5.8. Чотирьоххвильовий ефект змішування

Чотирьоххвильове (ЧХЗ) або чотирьохфотонне змішування є нелінійним ефектом волокна, що залежать від сприйнятливості третього порядку (див. (5.1)). Дані вимірювань, представлені на рис. 5.18, демонструють ефект ЧХЗ, де дві оптичні частоти  $\nu_1$  та  $\nu_2$  взаємодіють з  $\chi^{(3)}$ ,

за рахунок чого відбувається генерація частот  $2\nu_1 - \nu_2$  та  $2\nu_2 - \nu_1$ . Цей процес спостерігається в оптичній області як різновид інтермодуляційних спотворень третього порядку, подібні описані в підрозділі 2.3.2.



**Рис. 5.18.** Результати вимірювання спектра на виході ділянки волокна зі зміщеною дисперсією, що демонструють два продукти ЧХЗ, отриманих від вхідних хвиль довжиною 1552,6 та 1551,0 нм [5.61].

Справді, ЧХЗ може бути причиною генерації третьої гармоніки. Повний аналіз ефекту ЧХЗ вимагає розгляду векторного полявнаслідок його поляризаційної залежності [5.1]. Більш того, чотирьоххвильове змішування найбільш ефективно при узгоджених константах поширення взаємодіючих хвиль, з чого випливає, що частотний інтервал та дисперсія відіграють важливу роль в цьому процесі.

Спектр, зображений на рис. 5.18, було виміряно на виході ділянки оптичного волокна зі зміщеною дисперсією при нульовій дисперсії поблизу 1,5 мкм. Як джерела випромінювання використані два лазера з робочими частотами 193,10 й 193,30 ТГц (відповідно 1552,6 та 1551,0 нм), випромінювання яких були об'єднані за допомогою суматора зі збереженням поляризації та введені в волокно.

У результаті у вихідному спектрі спостерігалися два максимуми при 192,90 ТГц (1554,2 нм) та 193,50 ТГц (1549,5 нм), що відповідають

продуктам ЧХЗ. В даному експерименті ефективність ЧХЗ була значно підвищена завдяки поляризаційному узгодженню випромінювань та низькому значенню хроматичної дисперсії середовища, що дозволило спостерігати цей ефект за допомогою ОАС.

Як і інші нелінійні ефекти, які спостерігаються в оптичному волокні, ЧХЗ може бути описано параметром підсилення. Параметричний коефіцієнт підсилення для стандартного оптичного волокна на довжині хвилі 1550 нм приблизно становить  $g_P = 1,1 \cdot 10^{-13} \text{ м/Вт}$  [5.11]. Відзначимо, що це значення більше, ніж для SRS:  $g_R = 6,5 \cdot 10^{-14} \frac{\text{м}}{\text{Вт}}$ , і менше, чим для SRS:  $g_B = 4 \cdot 10^{-11} \frac{\text{м}}{\text{Вт}}$ . Однак ці процеси розсіювання є самоузгодженими по фазі, тоді як в процесі ЧХЗ потрібно фазове узгодження між сигналами накачування [5.61]. Отже, процес ЧХЗ може мати низьку ефективність в довгих волоконних лініях та/або при великих канальних інтервалах, коли умови фазового узгодження хвиль не задовольняються [5.62]. Хоча SBS та SRS, в загалі, створюють більші проблеми в аналогових системах, ніж ЧХЗ, проте в застосуваннях мікрохвильової фотоніки існує ряд ефектів, пов'язаних з чотирьоххвильовим змішуванням, що погіршують якість передачі.

З рис. 5.18, на якому чітко демонструється ефект ЧХЗ, важко зробити оцінки про його вплив на РЧ-сигнал. При налаштуванні частот, багато більших, ніж смуга РЧ каналу в околиці кожної з носійних, утворюються два продукти змішування на частотах  $2\nu_1 - \nu_2$  та  $2\nu_2 - \nu_1$ . Однак в двоххвильовій системі ЧХЗ другого порядку може викликати значні перехідні перешкоди й спотворення другого та третього порядків [5.63]. Часто ЧХЗ описується випадком, коли 9 нових частот генеруються за рахунок нелінійної взаємодії трьох частот на вході системи. Зокрема, для вхідних сигналів на частотах  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  та  $\nu_3$  виникають продукти третього порядку на частотах  $\nu_{i,j,k} = \nu_i + \nu_j - \nu_k$ , де  $i, j, k$  рівні 1, 2, 3 [5.64].

Класичним прикладом перехресних перешкод між каналами є випадок рівновіддалених трьох сигналів, тобто  $\nu_2 - \nu_1 = \nu_3 - \nu_2$ . Спектр аналогового оптичного сигналу, модульованого за фазою або амплітудою, містить носійну частоту та дві бічні смуги. Такий сигнал являє собою класичний сценарій розглянутих вище перехідних перешкод. Отже, ЧХЗ потенційно може чинити негативний вплив навіть в одноканальних системах, особливо при великій глибині модуляції.

## 5.9. Поляризаційні ефекти

Метою цього розділу є переважно якісний огляд значущих поляризаційних ефектів в волоконно-оптичних системах, таких як поляризаційні втрати, поляризаційна модова дисперсія (ПМД) та поляризаційна крос-модуляція (ПКМ). Аналіз поляризаційних ефектів повинен виконуватися з використанням елементів обчислень Джонса й Мюллера, проте повний опис кожного з них видається надмірно розлогим для даної роботи. Хороше трактування цих двох уявлень поляризації в оптиці й супроводжуючі її посилення на оригінальні літературні джерела наводяться в [5.65].

Поширення світла вздовж осі  $z$  може бути представлено як сума двох компонент, що відповідають осям  $x$  та  $y$ . В такому випадку електромагнітна хвиля може бути записана в векторній формі:

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x e^{i\phi_x} \\ E_y e^{i\phi_y} \end{bmatrix} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (5.54)$$

де  $E_x$  та  $E_y$  - амплітуди двох компонент,  $\phi_x$  та  $\phi_y$  - їх фази,  $\omega$  - кутова частота,  $\beta$  - постійна поширення. Вектор в (5.54) розмірності  $2 \times 1$  відомий як вектор Джонса котрий містить інформацію про поляризацію світла. В

обчисленнях Джонса для опису оптичних компонент використовується матриця  $2 \times 2$ , яка для розрахунку вихідного вектора Джонса може бути помножена на його вхідний вектор. Обчислення Джонса має фізичний зміст, оскільки воно безпосередньо пов'язане з рівняннями Максвелла. Однак його параметри не можуть бути прямо виміряні, а вектор в загальному випадку уявний.

В обчисленні Мюллера використовуються вектори типу  $4 \times 1$ , вектори Стокса для опису поляризації світла та матриці виду  $4 \times 4$  для оптичних компонент. Параметри Стокса є дійсними і можуть бути побудовані так, щоб бути пов'язаними з вимірюваними інтенсивностями оптичних сигналів. Покладемо  $I_x$  – інтенсивність компоненти  $x$ ,  $I_y$  – інтенсивність компоненти  $y$ ,  $I_{45}$  – інтенсивність лінійно-поляризованої компоненти під кутом  $45^\circ$ ,  $I_{-45}$  – інтенсивність лінійно-поляризованої компоненти під кутом  $-45^\circ$ ,  $I_R$  – інтенсивність правої циркулярно-поляризованої компоненти,  $I_L$  – інтенсивність лівої циркулярно-поляризованої компоненти. Ці інтенсивності можуть бути виміряні в шести експериментах, використовуючи комбінації лінійних поляризаторів і чвертьхвильових пластин [5.66]. Параметри Стокса пов'язані з цими інтенсивностями та з (5.54) як [5.66].

$$\begin{aligned}
 S_0 &= I_x + I_y = \frac{1}{2}(E_x^2 + E_y^2), \\
 S_1 &= I_x - I_y = \frac{1}{2}(E_x^2 - E_y^2), \\
 S_2 &= I_{45} - I_{-45} = E_x E_y \cos(\phi_y - \phi_x), \\
 S_3 &= I_R - I_L = E_x E_y \sin(\phi_y - \phi_x) \quad (5.55)
 \end{aligned}$$

Тоді вектор Стокса запишеться на базі цих чотирьох компонент:

$$S = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad (5.56)$$



У загальному випадку простір Стокса є сферою Пуанкаре, яка є одиничною сферою, нормованою на повну оптичну інтенсивність ( $S_0$ ) по трьох осях (рис. 5.19). Відзначимо, що (5.56) іноді відносять до вектора Мюллера, залишаючи вектор  $S_0$  Джонса як позначення на сфері Пуанкаре для вектора типу  $3 \times 1$ . Екватор сфери відповідає лінійно поляризованим станам, де один повний оборот навколо екватора дорівнює повороту поляризації на  $180^\circ$ . Північний та південний полюси сфери представляють відповідно праву й ліву циркулярні поляризації. У загальному випадку перетин половини окружності сфери уздовж геодезичної лінії буде відповідати повороту площини поляризації в ортогональний стан.

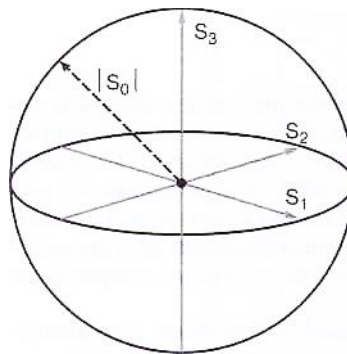


Рис. 5.19. Візуалізація вище визначених параметрів.

Попередні два розділи дають достатньо інформації для розуміння ефектів поляризаційних втрат та ПМД.

Стокса на сфері Пуанкаре Однак варто відзначити найбільш важливі роботи для волоконної оптики, пов'язані з обчисленнями Джонса та Мюллера.

Можна показати [5.67], що вектори Джонса й Стокса пов'язані з матрицями спіна Паулі<sup>1</sup>. Цей розрахунок поляризації на базі спін-векторів [5.66] був вперше застосований для направлених хвиль в [5.67], в подальшому був успішно використаний в контексті розгляду ефекту ПМД [5.68] і дещо пізніше розширено для опису поширення оптичної фази [5.69].

Ці дослідження були застосовані для розгляду РЧ аналогових оптичних ліній з фазовою модуляцією [5.70], а їх результати продовжують активно використовуватися в області оптичного зв'язку [5.71].

Поляризаційні втрати (PDL) в оптичній компонентній базі пов'язані з втратами при передачі, які залежать від стану поляризації вхідного сигналу. Існує безліч фізичних механізмів, які є джерелом поляризаційних втрат, наприклад явище дихроїзму. Незалежно від джерела вони визначаються як [5.66]:

$$PDL[\text{дБ}] \equiv 10 \log \left( \frac{P_{max}}{P_{min}} \right) \quad (5.57)$$

де  $P_{max}$  та  $P_{min}$  - максимальна й мінімальна потужності на виході оптичного компонента при фіксованому значенні вхідної потужності, яка вимірюється для всіх станів поляризації. Наприклад, ідеальний поляризатор буде повністю послаблювати один поляризаційний стан, в такому випадку  $P_{min} = 0$  та  $PDL \rightarrow \infty$ . Поляризаційні втрати можуть бути представлені як вектор Джонса або в просторі Стокса в напрямку поляризаційного стану, яке відноситься до  $P_{max}$ .

Поляризація, пов'язана з  $P_{min}$ , буде завжди ортогональною до вектору PDL. Величина поляризаційних втрат в сучасному оптичному волокні вкрай низька, але вони можуть бути значними у інших волоконно-оптичних компонентів. Зокрема, поляризаційні втрати можуть перетворювати флуктуації станів поляризації в флуктуації інтенсивності, які надалі впливають на лінії передачі з IMDD.

Існує безліч шляхів виникнення поляризаційних флуктуацій, наприклад поляризаційна модова дисперсія, яка нижче буде коротко розглянута.

Поляризаційні втрати, що виникають на границі розділу оптичного волокна та повітря, наприклад при введенні випромінювання в фотодіоди,

викликають пов'язані з флуктуаціями поляризації коливання коефіцієнта підсилення РЧ-сигналу на виході лінії. Така нестабільність знижує чутливість малошумних аналогових фотонних ліній, котрі використовуються в радіоастрономії для застосування яких вимагається система автоматичного регулювання підсилення [5.72].

Поляризаційно-залежне підсилення (PDG) виникає в оптичних підсилювачах, наприклад в ЕВП [5.73], й призводить до флуктуацій інтенсивності в лініях без збереження стану поляризації хвилі, що розповсюджується. До поляризаційних втрат сприйнятливі лінії з поляризаційною модуляцією [5.74], що призводить до завмирань та спотворень. Як зазначено в попередньому розділі, поляризаційні втрати можуть впливати спільно з іншими ефектами поширення [5.75], такими як ПМД, та створювати значне погіршення якості фотонних ліній передачі.

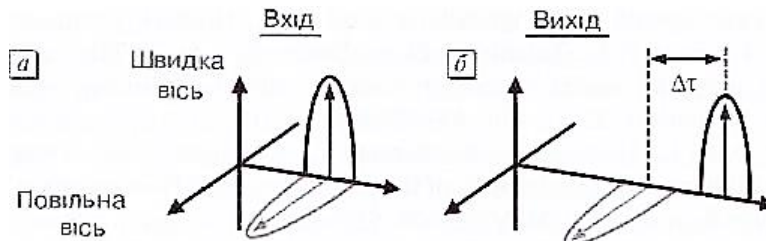
Поляризаційна модова дисперсія [5.76] являє собою результат випадкових флуктуацій лінійного двопроменевого заломлення (залежність від поляризації коефіцієнта заломлення) в волокні. Аналіз ПМД є вкрай складним завданням. Ранні роботи на тему статистики ефекту ПМД були виконані в [5.76], в подальшому цей ефект був розглянутий в роботах навчального плану [5.68], [5.66]. Зокрема, в [5.68] представлено хороше узагальнення основних моделей ПМД та їх взаємозв'язок. В основі моделювання лежить принцип, що існує два власних ортогональних стани поляризації, які не змінюються після поширення в уже згадуваному волоконному тракті. Різниця в часі поширення між цими двома власними станами, інакше диференційна групова затримка (DGD), є максимумом для цих двох станів.

Як показано на рис. 5.20, дані власні стани зазвичай позначаються як швидка та повільна осі й не обов'язково збігаються з напрямками  $x$  та  $y$ . Аналіз ПМД проводиться за допомогою вектора ПМД  $\hat{t}$ , модуль якого  $\Delta t$  дорівнює DGD, а напрямок збігається з повільною віссю в стоксовому

просторі. Для волокон довжиною багато більше 10 м значення DGD може бути апроксимувати [5.1]:

$$\Delta\tau \approx D_p\sqrt{L}, \quad (5.58)$$

де  $D_p$ - середнє значення параметра ПМД.



**Рис.5.20** Графічне представлення поляризаційної модової дисперсії на вході (а) та виході (б)

В даній час явище ПМД в волокні активно вивчається [5.75], і воно може значно відрізнитися для волокон різних типів. Наприклад, ПМД стандартного телекомунікаційного оптичного волокна становить близько  $0,1 \text{ пс}/\sqrt{\text{км}}$  [5.7], в свою чергу, для волокна, легованого ербієм, це значення може досягати  $7,5 \text{ пс}/\sqrt{\text{км}}$  [5.29].

Завмирання сигналу в волокні через ПМД, подібно ефектам багатопроменевого поширення [5.76], є серйозною проблемою для цифрових систем передачі. Відносно менше число публікацій відомо стосовно аналогових систем, в яких явище ПМД також викликає завмирання й спотворення сигналу [5.68]. Як було зазначено вище, ефекти PMD можуть мати складний характер. Інші роботи пов'язані з дослідженням названої ПМД другого порядку частотної залежності ПМД ( $d\tau/d\omega$ ) яка може призвести до ускладнення завдань, пов'язаних з поляризаційно залежними ефектами внаслідок хроматичної дисперсії [5.78]. На додаток до вище сказаного ПМД може взаємодіяти з іншими нелінійними явищами [5.82] та ефектами поширення. Наприклад, внаслідок ПМД фазо-модульований оптичний сигнал може перетворитися в поляризаційно-модульований, який, в свою чергу, внаслідок

поляризаційних втрат може бути перетворений в модуляцію по інтенсивності [5.83].

Сигнали не змінюють поляризацію після проходження середовища, але зсуваються в часі на  $\Delta t$ . Явища поляризаційних втрат та ПМД є наслідком лінійного подвійного променезаломлення волокна. Нелінійне двопророменеve заломлення може стати причиною подальших проблем, особливо для поляризаційної крос-модуляції. Введене в підрозділі 5.7 поняття нелінійного показника заломлення передбачає фіксовану поляризацію. У загальному випадку нелінійна частина (5.50) може бути розбита на дві поляризаційні складові [5.1]:

$$\Delta n_x = n_2 \left( |E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right), \quad \Delta n_y = n_2 \left( |E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right) \quad (5.59)$$

Із (5.59) можна отримати параметр нелінійного модового двопророменеve заломлення,  $|n_x - n|$ . У багатохвильовій системі внаслідок нелінійного двопророменеve заломлення модуляція по інтенсивності в одному каналі може призводити до модуляції поляризації в інших каналах. Величезна кількість синонімів використовуються для опису цього ефекту. Наприклад, перераховані в [5.74] включають поляризаційну крос-модуляцію, оптичний ефект Керра і деполіаризацію внаслідок ФКМ. Проте потрібні аналітичні трактування цього ефекту, які неможливо передбачити з допомогою (5.59). Останнім часом було проведено безліч досліджень, присвячених оптичному ефекту Керра в надшвидкісних телекомунікаційних застосуваннях [5.75], [5.76]. Вивчення ПМД стає важливою темою в цифрових системах передачі завдяки тенденціям підвищення швидкості передачі даних (частотного контенту) та розвитку методів мультиплексування по поляризації. Вище сказане справедливо й для аналогових волоконно-оптичних ліній передачі, в яких вплив ефектів поляризаційної модової дисперсії матиме суттєве значення в лініях передачі сигналів дуже високої частоти та/або в лініях на базі кодування поляризації.

## Запитання для контролю

1. Причини виникнення поляризації в діелектричному середовищі?
2. Який ефект називається двопроневим заломленням і до чого він призводить?
3. Що може призвести до появи фазової саомодуляції та фазової крос-модуляції?
4. Особливості зворотнього релєївського розсіювання.
5. В яких випадках є важливою температурна зміна показника заломлення?
6. Який параметр впливає на фазову стабільність радіосигналу на виході лінії передачі?
7. Яким чином може бути визначений кут брїллюєнівського розсіювання?
8. Види багатомодових оптичних волокон?
9. Яким чином визначити одномодовість волокна?
10. Пояснити різницю між процесом Раманівського розсіювання з розсіюванням Брїллюєна.
11. Які причини викликають фазову модуляцію сигналу, який розповсюджується у волокні?
12. Пояснити механїзм утворення перехідних перешкод для лінії з фазовою модуляцією.
13. Чотирьоххвильовий ефект змішування.
14. Що собою являє поляризаційна модова дисперсія?

## Жирепатыра

[5.1] Agrawal G., Nonlinear Fiber Optics, 5th edition, Academic Press (2013).

[5.2] Gimlett JL and Cheung NK, «Effects of phase-to-intensity noise conversion by multiple reflections on Gigabit-per-second DFB laser transmission systems», Journal of Lightwave Technology, 7 (6), 888-895 (1989).

[5.3] OkusagaO., CahillJ., DochertyA., ZhouW. and MenukC.R., «Guided entropy mode Rayleigh scattering in optical fibers», Optics Letters, 37 (4), 683-685 (2012).

[5.4] OkusagaO., CahillJ., DochertyA., MenukC.R., And ZhouW., «Spontaneous inelastic Rayleigh scattering in optical fibers», Optics Letters, 38 (4), 549-551 (2013).

[5.5] Zhu T., Bao X., Chen L., Liang H. and Dong Y., «Experimental study on stimulated Rayleigh scattering in optical fibers», Optics Express, 18 (22), 22958-22963 (2010).

[5.6] Wan P. and Conradi J., «Impact of double Rayleigh backscatter noise on digital and analog fiber systems», Journal of Lightwave Technology, 14 (3), 288-297 (1996).

[5.7] Corning, Inc., «Corning SMF-28e+ Optical Fiber Product Information», Accessed 2 March 2013: <http://www.corning.com/opticalfiber/products/SMF-28e+fiber.aspx> (2011).  
Campillo AL, Funk EE, Tulchinsky DA, Dexter JL, and Williams KJ «Phase performance of an eight-channel wavelength-division-multiplexed analog-delay line», Journal of Lightwave Technology, 22 (2), 440-447 (2004) .

[5.8] UrickV.J., Diehl J., Hastings A., SundermanC., McKinney JD, DevganP.S., Dexter JL, and Williams KJ, «Analysis of fiber-optic links for HF antenna remoting», NRL Memorandum Report, NRL/MR/5650-08-9101 (2008).

Sun C.K., Anderson G.W., Orazi R.J., Berry M.H., Pappert S.A., And Shadaram M., «Phase and amplitude stability of broadband fiber optic links», in Proceedings of SPIE, 2560, 50-56 (1995).

[5.1] Serizawa Y., Myoujin M., Miyazaki S. and Kitamura K., «Transmission delay variations in OPGW and overhead fiber-optic cable links», IEEE Transactions on Power Delivery, 12 (4), 1415-1421 (1997).

[5.2] Roman J.E., Frankel M.Y., Williams K.J., and Esman R.D., «Optical fiber cables for synchronous remoting of numerous transmitters/receivers», IEEE Photonics Technology Letters, 10 (4), 591-593 (1998a).

[5.3] Foster S., Tikhomirov A. and Milnes M., «Fundamental thermal noise in distributed feedback fiber lasers», IEEE Journal of Quantum Electronics, 43 (5), 378-384 (2007).

[5.4] Roman J.E., Nichols L.T., Williams K.J., Esman R.D., Tavik G.C., Livingston M. and Parent M.G., «Fiber-optic remoting of ultrahigh dynamic range radar», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 46 (12), 2317-2323 (1998b).

[5.5] Ye J., Peng J.L., Jones R.J., Holman K.W., Hall J.L., Jones D.J., Diddams S.A., Kitching J., Bize S., Bergquist J.C., Hollberg L.W., Robertson L. and Ma L.S., «Delivery of high-stability optical and microwave frequency standards over an optical fiber network», Journal of Optical Society of America B, 20 (7), 1459-1467 (2003).

[5.6] Urlick V.J., Singletary J.M., Sunderman C.E., Diehl J.F., And Williams K.J., «Design and performance of Ka-band fiber-optic delay lines», Naval Research Laboratory Memorandum Report, NRL/MR/5650-12-9456 (2012).

[5.7] Supradeepa V.R., Long C.M., Wu R., Ferdous F., Hamidi E., Leaird D.E., and Weiner A.M., «Comb-based radiofrequency photonic filters with rapid tunability and high selectivity», Nature Photonics, 6 (2), 186-194 (2012).

[5.8] Wang J. and Yao J., «Large time-bandwidth product microwave arbitrary waveform generation using a spatially discrete chirped fiber Bragg grating», Journal of Lightwave Technology, 28 (11), 1652-1660 (2010).



[5.9] McKinney JD and Weiner AM, «Photonic synthesis of ultrabroadband arbitrary electromagnetic waveforms», in *Microwave Photonics*, CH Lee (editor), CRC Press, 243-306 (2013).

[5.10] Bracewell RN, *The Fourier Transform and its applications*, McGraw-Hill (2000).

[5.11] Coming, Inc., «Single-Mode Dispersion Measurement Method», Accessed 21 January 2014:

[5.12] Wang J. and Petermann K., «Small signal analysis for dispersive optical fiber communication systems», *Journal of Lightwave Technology*, 10 (1), 96-100 (1992).

[5.13] McKinney JD and Diehl JF, «Measurement of chromatic dispersion using the baseband radio-frequency response of a phase-modulated analog optical link employing a reference fiber», *NRL Memorandum Report*, NRL/MR/5652-07-9072 (2007).

[5.14] Koyama F. and Iga K., «Frequency chirping in external modulators». *Journal of Lightwave Technology*, 6 (1), 87-93 (1988).

[5.15] Azana J. and Muriel MA, «Real-time optical spectrum analysis based on time-space duality in chirped fiber gratings», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 36 (5), 517-526 (2000).

[5.16] Papoulis A., «Pulse compression, random variables, and diffraction: a unified approach», *Journal of Optical Society of America A*, 11 (1), 3-13 (1994).

[5.17] Weiner AM, *Ultrafast Optics*, John Wiley & Sons (2009).

[5.18] Dorrer C., «Temporal van Cittert-Zernike theorem and its application to the measurement of chromatic dispersion», *Journal of Optical Society of America B*, 21 (8), 1417-1423 (2004).

[5.19] Desurvire E., *Erbium-Doped Fiber Amplifiers Principles and Applications*, Wiley (2002).

[5.20] Armstrong JA, «Theory of interferometric analysis of laser phase noise», *Journal of Optica! Society of America*, 56 (8), 1024-1031 (1966).

[5.21] Tkach RW and Chraplyvy AR, «Phase noise and linewidth in an InGaAsP DFB laser», *Journal of Lightwave Technology*, 4 (11), 1711-1716 (1986).

[5.22] Yamamoto S., Edagawa N., Taga H., Yoshida Y. and Wakabayashi H., «Analysis of laser phase noise to intensity noise conversion by chromatic dispersion in intensity modulation and direct detection optical-fiber transmission», *Journal of Lightwave Technology*, 8 (11), 1716-1722 (1990).

[5.23] Marshall W. K., Crosignani B. and Yariv A., «Laser phase noise to intensity noise conversion by lowest-order group-velocity dispersion in optical fiber: exact theory», *Optics Letters*, 25 (3), 165-167 (2000).

[5.24] Papoulis A., *Probability, Random Variables, and Stochastic Processes*, McGraw-Hill (1991).

[5.25] Lax M., «Classical noise V: noise in self-sustained oscillators», *Physical Review*, 160 (2), 290-300 (1967).

[5.26] Urick V.J., Bucholtz F., McKinney JD, Devgan P.S., Campillo AL, Dexter JL, and Williams KJ, «Long-haul analog photonics», *Journal of Lightwave Technology*, 29 (8), 1182-1205 (2011).

[5.27] Agrawal GP, *Fiber-Optic Communications Systems*, 2nd edition, Wiley, New York (1997).

[5.28] Balkanski M. and Wallis RF, *Semiconductor Physics and Applications*, Oxford (2000).

[5.29] Smith RG, «Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering», *Applied Optics*, 11 (11), 2489-2494 (1972).

[5.30] Marcuse, D., «Loss analysis of single-mode fiber splices», *The Bell System Technical Journal*, 56 (5), 703-718 (1977).

[5.31] Devgan PS, Diehl JF, Urick V.J., And Williams KJ, «Long-haul microwave analog link with shot-noise-limited performance above the stimulated Brillouin scattering threshold», in *Proceedings of the IEEE Topical Meeting on Microwave Photonics*, 326- 329 (2008).

[5.32] Urick V.J., Rogge M.S., Knapp P.F., Swingen L. and Bucholtz F., «Wideband predistortion linearization for externally-modulated long-haul analog fiber optic-links», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 54 (4), 1458-1463 (2006).

[5.33] Fotiadi A.A. and Kiyani R. V., «Cooperative stimulated Brillouin and Rayleigh backscattering process in optical fiber», Optics Letters, 23 (23), 1805-1807 (1998).

[5.34] Zhang J. and Phillips M.R., «Modeling intensity noise caused by stimulated Brillouin scattering in optical fibers», in Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics Digest, 140-142 (2005).

[5.35] Urick V.J., Swingen L., Rogge M.S., Campillo A.L., Bucholtz F., Dexter J.L., And Knapp P.F., «Design and characterization of long-haul single-channel intensity-modulated analog fiber-optic links», NRL Memorandum Report, NRL/MR/5650-05-8904 (2005).

[5.36] Mao X. P., Tkach R.W., Chraplyvy A.R., Jopson R. M., and Derosier R.M., «Stimulated Brillouin threshold dependence on fiber type and uniformity», IEEE Photonics Technology Letters, 4 (1), 66-69 (1992).

[5.37] Shiraki K., Ohashi M. and Tateda M., «SBS threshold of a fiber with a Brillouin frequency shift distribution», Journal of Lightwave Technology, 14 (1), 50-57 (1996a).

[5.38] Shiraki K., Ohashi M. and Tateda M., «Performance of strain-free stimulated Brillouin scattering suppression fiber», Journal of Lightwave Technology, 14 (4), 549-554 (1996b).

[5.39] Ruffin A.B., Li, M.J., Chen X., Kobayakov A. and Annunziata R., «Brillouin gain analysis for fibers with different refractive indices», Optics Letters, 32 (23) 3123-3125 (2005).

[5.40] Hansryd J., Dross F., Westlund M., Andrekson P.A., and Knudsen S.N., «Increase of the SBS threshold in a short highly nonlinear fiber by applying a temperature distribution», Journal of Lightwave Technology, 19 (11), 1691-1697 (2001).

[5.41] Boggio MC, Marconi JD, and Fragnito HL, «Experimental and numerical investigation of the SBS-threshold increase in an optical fiber by applying strain distributions», *Journal of Lightwave Technology*, 23 (11), 3808-3814 (2005).

[5.42] Deventer M. and Boot AJ, «Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers», *Journal of Lightwave Technology*, 12 (4), 585-590 (1994).

[5.43] Wilson GC, Wood T. H., Zyskind J.L., Sulhoff J.W., Johnson JE, Tanbun-Ek T., and Morton PA, «SBS and MPI suppression in analogue systems with integrated electroabsorption modulator/DFB laser transmitters», *Electronics Letters*, 32 (16), 1502-1504 (1996).

[5.44] Stolen RH and Ippen EP, «Raman gain in glass optical waveguides», *Applied Physics Letters*, 22 (6), 276-278 (1973).

[5.45] Phillips MR and Ott DM, «Crosstalk due to optical fiber nonlinearities in WDM CATV lightwave systems», *Journal of Lightwave Technology*, 17 (10), 1782-1792 (1999).

[5.46] Antona JC, Bigo S. and Kosmowski S., «Nonlinear index measurements of various fibre types over C+ L bands using four-wave mixing», in *Proceedings of the 27th European Conference on Optical Communications*, 270-271 (2001).

[5.47] Rogge MS, Urick VJ, Bucholtz F., Williams KJ, and Knapp P., «Comparison of amplitude and phase modulation crosstalk in hyperfine WDM fiber optic links», in *CLEO Technical Digest*, paper CMH2 (2005).

[5.48] Bucholtz F., Urick VJ, and Campillo AL, «Comparison of crosstalk for amplitude and phase modulation in an analog fiber optic link», in *Proceedings of the IEEE Topical Meeting on Microwave Photonics*, 66-69 (2004).

[5.49] Sunderman CE and Urick VJ, «Fiber-optic propagation effects in long-haul HF/VHF/UFIF analog photonic links», *NRL Memorandum Report*, NRL/MR/5650-14-9537 (2014 roky).

[5.50] Campillo AL and Bucholtz F., «Increased nonlinear crosstalk in analog wavelength-division-multiplexed links due to the chromatic dispersion of optical filters», IEEE Photonics Technology Letters, 18 (19), 2014-2016 (2006).

[5.51] Stolen RH, «Phase-matched-stimulated four-photon mixing in silica-fiber waveguides», IEEE Journal of Quantum Electronics, 11 (3), 100-103 (1975).

[5.52] Shibata N., Braun RP, and Waarts RG, «Phase-mismatch dependence of efficiency of wave generation through four-wave mixing in a single-mode optical fiber», IEEE Journal of Quantum Electronics, 23 (7), 1205-1210 (1987).

[5.53] Phillips MR, Wu, KY, and Villarruel FX, «Four-wave-mixing-induced crosstalk and distortion in subcarrier-multiplexed lightwave links: theory and measurement», Journal of Lightwave Technology, 26 (15), 2647-2652 (2008) .

[5.54] Chraplyvy AR, «Limitations on lightwave communications imposed by optical-fiber nonlinearities», Journal of Lightwave Technology, 8 (10), 1548-1557 (1990).

[5.55] Kliner DS, Lewis JW, and Randall CE, Polarized Light in Optics and Spectroscopy, Academic (1990).

[5.56] Damask JN, Polarization Optics in Telecommunications, Springer (2005).

[5.57] Frigo N.J., «A generalized geometrical representation of coupled mode theory», IEEE Journal of Quantum Electronics, 22 (11), 2131-2140 (1986).

[5.58] Gordon JP and Kogelnik H., «PMD fundamentals: polarization mode dispersion in optical fibers», Proceedings of National Academy of Sciences, 97 (9), 4541-4550 (2000).

[5.59] Frigo NJ and Bucholtz F., «Geometric representation of optical propagation phase», Journal of Lightwave Technology, 27 (15), 3283-3293

(2009).

[5.60] Frigo N.J., Bucholtz F. and McLaughlin C.V., «Polarization in phase modulated optical links: Jones- and generalized Stokes-space analysis», *Journal of Lightwave Technology*, 31 (9), 1503-1511 (2013).

[5.61] Karlsson M., «Four-dimensional rotations in coherent optical communications», *Journal of Lightwave Technology*, 32 (6), 1246-1257 (2014 року).

[5.62] White SD, «Implementation of a photonic automatic gain control system for correcting gain variations in the Green Bank Telescope fiber optic system», *Review of Scientific Instruments*, 71 (8), 3196-3199 (2000).

[5.63] Mazurczyk VJ and Zyskind JL, «Polarization dependent gain in erbium doped-fiber amplifiers», *IEEE Photonics Technology Letters*, 6 (5), 615-618 (1994).

[5.64] Campillo AL, «Interchannel nonlinear crosstalk in analog polarization modulated WDM systems», *Journal of Lightwave Technology*, 24 (3), 1186-1193 (2006).

[5.65] Rossi N., Serena P. and Bononi A., «Polarization-dependent loss impact on coherent optical systems in presence of fiber nonlinearity», *IEEE Photonics Technology Letters*, 26 (4), 334-337 (2014 року).

[5.66] Poole CD and Wagner RE, «Phenomenological approach to polarization dispersion in long single-mode fibers», *Electronics Letters*, 22, 1029-1030 (1986).

[5.67] Foschini GJ and Poole CD, «Statistical theory of polarization dispersion in single mode fibers», *Journal of Lightwave Technology*, 9 (11), 1439-1456 (1991).

[5.68] Kogelnik H. and Jopson RM, «Polarization-mode dispersion», in *Optical Fiber Telecommunications TVB*, I. Kaminow and T. Li (editors), Academic (2002).

[5.69] Brodsky M., Frigo NJ, Boroditsky M., Tur M., «Polarization mode dispersion of installed fibers», *Journal of Lightwave Technology*, 24 (12), 4584-

4599 (2006).

[5.70] Poole CD, Tkach RW, Chraplyvy AR, and Fishman D.A., «Fading in lightwave systems due to polarization-mode dispersion», IEEE Photonics Technology Letters, 3 (1), 68-70 (1991).

[5.71] Poole CD and Darcie TE, «Distortion related to polarization-mode dispersion in analog lightwave systems», Journal of Lightwave Technology, 11 (11), 1749-1759 (1993).

[5.72] Menyuk CR and Marks BS, «Interaction of polarization mode dispersion and nonlinearity in optical fiber transmission systems», Journal of Lightwave Technology, 24 (7), 2806- 2826 (2006).

[5.73] Huttner B., Geiser C. and Gisin N., «Polarization-induced distortions in optical fiber networks with polarization-mode dispersion and polarization-dependent losses», IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 6 (2), 317-329 (2000).

[5.74] Phillips MR, Woodwad S.L., And Smith RL, «Cross-polarization modulation: theory and measurement in subcarrier-modulated WDM systems», Journal of Lightwave Technology, 24 (11), 4089-4099 (2006).

[5.75] Collings B.C. and Boivin L., «Nonlinear polarization evolution induced by cross-phase modulation and its impact on transmission systems», IEEE Photonics Technology Letters, 12 (11), 1582-1584 (2000).

[5.76] Winter M., Bunge CA, Setti D. and Petermann K., «A statistical treatment of cross-polarization modulation in DWDM systems», Journal of Lightwave Technology, 27 (17), 3739- 3751 (2009).

## **РОЗДІЛ 6. ЗОВНІШНЯ МОДУЛЯЦІЯ ПО ІНТЕНСИВНОСТІ З ПРЯМИМ ДЕТЕКТУВАННЯМ**

У цьому розділі наводиться аналіз лінії передачі з зовнішньою модуляцією по інтенсивності випромінювання на основі модулятора Маха-Цандера (ММЦ) й прямим детектуванням. Формат IMDD із зовнішнім ММЦ, можливо, є найбільш поширеною архітектурою, що використовується в даний час, тому нижче вона розглядається детально. У підрозділі 6.1 наводиться, в значній мірі, якісний опис таких ліній з метою забезпечення інтуїтивного розуміння їх роботи. Кількісний аналіз ліній передачі з IMDD на базі ММЦ дається в підрозділах 6.2 та 6.3.

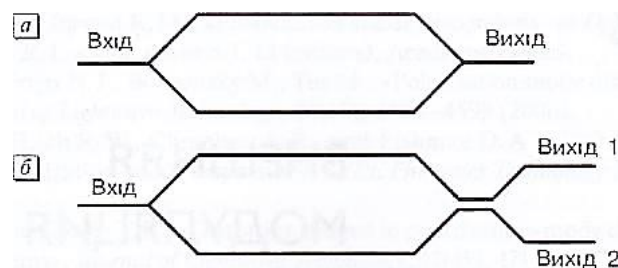
Аналіз фокусується на математичному описі відповідних технічних показників аналогової лінії з наведенням експериментальних даних, що підтверджують теорію. У підрозділі 6.3.4 вводяться деякі правила проектування цих ліній. Рівняння приводяться в лінійному та логарифмічному (децибельному) виглядах, що спрощує їх використання для проектування та аналізу. Темою підрозділу 6.4 є вплив фотодетектора, який може призвести до обмеження якості переданих сигналів. Схеми для лінеаризації частотно-модуляційної характеристики (ЧМХ) розглянуті в підрозділі 6.5. Розділ завершується аналізом ефектів поширення в підрозділі 6.6, який ґрунтується на матеріалі розділу 5.

### **6.1. Принципи побудови ліній передачі з зовнішньою модуляцією**

Принциповими компонентами розглянутих ліній передачі з зовнішньою модуляцією по інтенсивності випромінювання та прямим



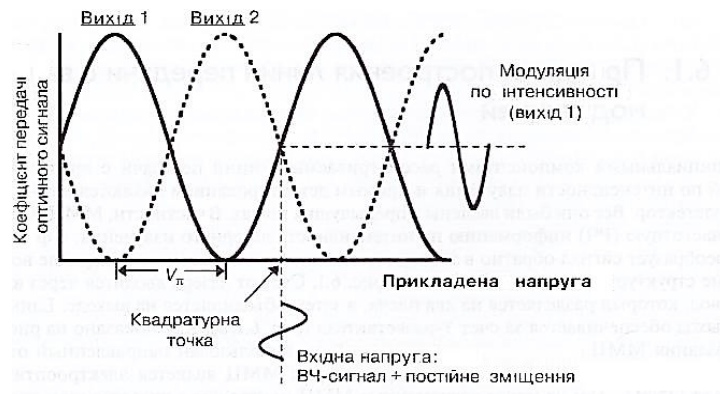
детектуванням є лазер, ММЦ та фотодетектор. Всі вони були введені в попередніх розділах. Зокрема, ММЦ переносить радіочастотну (РЧ) інформацію на інтенсивність лазерного випромінювання, а фотодетектор перетворює сигнал назад в електричний діапазон. Розглянемо, насамперед, дві базові структури ММЦ, показані на рис. 6.1. Світло від лазера вводитьься через вхідний хвилевід, який ділиться на два плеча, а потім об'єднується на виході. Єдиний вихід забезпечується за рахунок У-розгалужувача (рис. 6.1, а). Як показано на рис. 6.1,б, для створення ММЦ з двома виходами може бути використаний спрямований відгалужувач.



**Рис. 6.1.** Дві схеми модулятора Маха-Цандера (ММЦ) з використанням на виході з'єднувача Y-типу (а) та спрямованого відгалужувача (б)

Найбільш розповсюдженим матеріалом для ММЦ є електрооптичний кристал  $\text{LiNbO}_3$ . Тим не менше сучасні ММЦ побудовані з застосуванням широкого діапазону матеріалів, таких як GaAs, Si та полімерів. Схеми модуляторів, які показані на рис. 6.1, являють собою простий інтерферометр Маха-Цандера, який впливає з їх назви. Інтерференція двох світлових пучків в вихідному відгалужувачі залежить від їх відносної фази в точці рекомбінації. Якщо ММЦ будується за допомогою електрооптичного матеріалу, такого як  $\text{LiNbO}_3$ , ця відносна фаза може управлятися шляхом прикладання напруги до одного або обох плечей інтерферометра. Прикладена напруга буде змінювати показник заломлення, що, в свою чергу, буде регулювати фазу. Фотодіоди самі по собі не можуть демодулювати фазо-модульований сигнал, тому схема

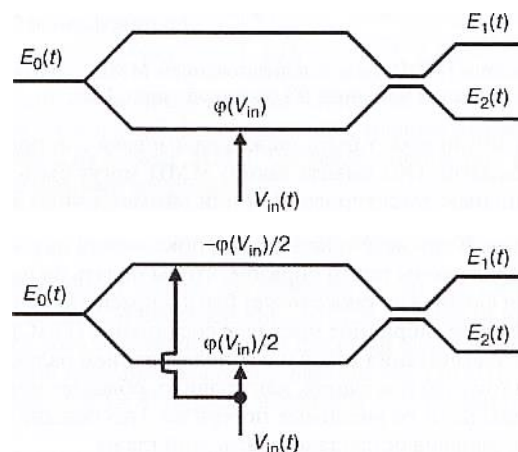
ММЦ використовується для перетворення електрооптичної фазової модуляції в модуляцію по інтенсивності. Типова передавальна характеристика ММЦ наведена на рис. 6.2 (див. також рис. 1.31).



**Рис.6.2.** Типові передавальні характеристики ММЦ.

На рисунку для випадку безперервного сигналу на оптичному вході показана нормована функція передачі ММЦ з двома виходами в залежності від прикладеної електричної напруги. Повна конструктивна інтерференція відбувається у випадку об'єднаних сигналів в фазі, і в цих точках спостерігаються максимальні значення передавальної характеристики. Пік коефіцієнта передачі на ММЦ з одним виходом відповідає нулю передачі на інший вихід, тобто точці повної деструктивної інтерференції. Посередині між піком та нулем коефіцієнта передачі, в так званій квадратурній точці, є досить лінійна ділянка. Напруга зсуву постійного струму може бути підібрана так, щоб встановити ММЦ в квадратурі, та отримати достатньо лінійну модуляцію оптичної інтенсивності при подачі радіочастотного сигналу. Модуляція по інтенсивності на виході ММЦ може бути легко перетворена назад в електричний сигнал шляхом демодуляції в фотодетекторі. В ММЦ з двома виходами формуються модульовані по інтенсивності оптичні сигнали з відносною різницею фаз  $180^\circ$ , що може бути використано для балансного фото детектування.

На рис. 6.3 представлено два методи подачі ВЧ-сигналу на ММЦ. Обидва ММЦ, що показані на рис. 6.3, мають два оптичні виходи  $E_1(t)$  та  $E_2(t)$  але дані методи можуть бути застосовані також до ММЦ з одним виходом. На рис. 6.3а. показано варіант подачі ВЧ-сигналу  $V_{in}(t)$  тільки на одне плече ММЦ. Варіант з подачею сигналу на обидва плеча, або двохтактна схема ММЦ, ілюструється на рис. 6.3 б. Тут вхідний сигнал радіочастотного діапазону ділиться порівну між двома плечима, при цьому сигнали, що прикладаються до кожного плеча, зміщені за фазою на  $180^\circ$ . Електричні поля на виході ММЦ з підведенням сигналу на одне або обидва плеча порівнюються в підрозділі 6.2. Хоча електричні поля мають явні відмінності, видно, що ВЧ фотоструми мають ту ж форму в нехтуванні будь-яких ефектів поширення.

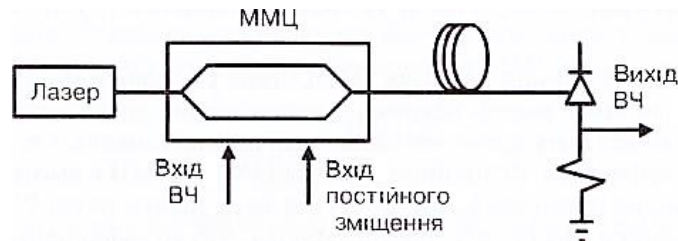


**Рис. 6.3.** Схеми ММЦ з одноктактним (а) та двохтактним (б) управлінням.

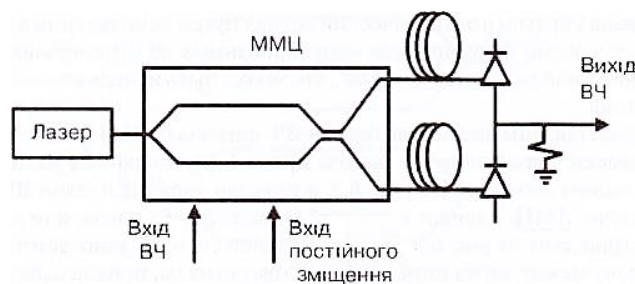
Три типи IMDD-ліній, що використовують зовнішній ММЦ, наведені на рис. 6.4-6.6. У всіх цих лініях випромінювання лазера підключено до входу ММЦ, як правило, через волокно зі збереженням площини поляризації (РМ-волокно).

Волокно зі збереженням поляризації необхідно для узгодження лазерної поляризації з належною віссю кристалу  $\text{LiNbO}_3$ . Електричний сигнал містить постійний зсув та ВЧ-сигнал; ці дві напруги часто

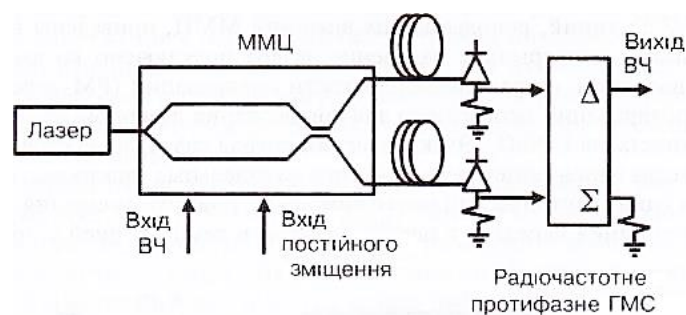
подаються на окремі електроди, але також може бути реалізований один електричний вхід за допомогою трійника зміщення. На рис. 6.4 показано оптичну лінію передачі з одним виходом та демодуляцією за допомогою одного фотодіода.



**Рис. 6.4.** Лінія передачі IMDD-типу з використанням ММЦ з одним виходом та одиночного фотодіода



**Рис. 6.5.** Лінія передачі IMDD-типу з використанням ММЦ з двома виходами та балансового детектування на основі прямого віднімання фотострумів



**Рис. 6.6.** Лінія передачі IMDD-типу з використанням ММЦ з двома виходами та балансового детектування на основі ВЧ протифазного ГМС.

Дана схема лінії може бути також реалізована з використанням одного виходу ММЦ з двома виходами. Обидва виходи такого ММЦ

можуть бути використані для побудови ліній з балансним детектуванням або симетричних ліній (див. рис. 6.5 та 6.6). Як описано в цьому розділі, симетричні лінії можуть забезпечити більш високі параметри, ніж лінії з одним виходом, але за рахунок необхідності двох ВЧ фазоузгоджених волоконних трактів. У симетричній лінії, показаної на рис. 6.5, використовуються фотодіоди, які підключені таким чином, щоб подати на навантаження різницю їх фотострумів. Для обчислення фотострумів також може бути застосовано радіочастотне протифазне гібридне мостове з'єднання (ГМЗ), показане на рис. 6.6. Основні відмінності між схемами прямого віднімання струмів з використанням радіочастотного протифазного ГМЗ складаються з того, що остання, як правило, має меншу пропускну спроможність, більш громіздка та має відносні втрати на 3 дБ більше. Кількісному аналізу цих схем буде присвячена решта цього розділу.

## **6.2. Передача сигналу та коефіцієнт підсилення**

Спочатку проведемо аналіз ліній передачі IMDD-типу з зовнішньою модуляцією на прикладі схем рис. 6.3. Для цього зробимо деякі припущення. По-перше, припустимо, що може бути застосований скалярний польовий аналіз, тобто знехтуємо поляризаційними ефектами. Функціонування LiNbO<sub>3</sub> ММЦ у високому ступені залежить від поляризації, але передбачається, що на його вході використовується РМ-волокно з належним узгодженням. По-друге, передбачається, що коефіцієнти зв'язку вхідного та вихідного розгалужувачів схеми ММЦ в точності рівні 50%. Дане припущення цілком реально для типових наявних на ринку ММЦ й забезпечується сучасними методами вимірювань.

Неідеальний коефіцієнт зв'язку може трактуватися за допомогою формалізму матриць передачі, як це зроблено в наступних розділах та було розглянуто в іншій роботі [6.1]. Обидва плеча модулятора передбачаються з однаковим часом затримки під час відсутності керуючих напруг, що на практиці не завжди можливо здійснити. Проте через це виникає невеликий статичний зсув за фазою, який може бути тривіально врахований в диференційному зсуві фаз, як це зроблено в аналізі, наведеному в наступному розділі. Для двотактного ММЦ передбачається, що напруги, прикладені до кожного плеча, мають однакову амплітуду й відносну фазу, яка в точності дорівнює  $180^\circ$ .

Для аналізу ММЦ будуть застосовані матриці передачі. Перш ніж застосувати введені раніше припущення, нижче наводиться короткий узагальнений опис цього підходу. Волоконно-оптичні з'єднувачі часто описують за допомогою матриці передачі. Узагальнена матриця відгалужувача конфігурації  $2 \times 2$  може бути записана як [6.2]

$$\begin{bmatrix} E_{out,1} \\ E_{out,2} \end{bmatrix} = \sqrt{a} \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{,1} \\ E_{,2} \end{bmatrix} \quad (6.1)$$

де  $E_{in1}$  та  $E_{in2}$  – поля на вході відгалужувача,  $E_{out,1}$  та  $E_{out,2}$  – поля на виході відгалужувача, значення  $A$ ,  $B$ ,  $C$  й  $D$  можуть бути комплексними. Якщо зворотніми відбитками можна знехтувати, то для симетричного відгалужувача (6.1) можна переписати як створення повного коефіцієнта передачі  $\sqrt{a}$  й унітарної матриці [6.3]:

$$\begin{bmatrix} E_{out,1} \\ E_{out,2} \end{bmatrix} = \sqrt{a} \begin{bmatrix} \sqrt{1-K} & i\sqrt{K} \\ i\sqrt{K} & \sqrt{1-K} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{,1} \\ E_{,2} \end{bmatrix} \quad (6.2)$$

де  $K$  – коефіцієнт зв'язку. У разі ідеального (без втрат) відгалужувача з коефіцієнтом зв'язку 50/50,  $a = 1$ ,  $K = 1/2$ . У подальшому аналізі маються на увазі саме такі відгалужувачі на вході й на виході ММЦ. Фазовий зсув в двох плечах модулятора можна описати за допомогою фазової матриці [6.4]:

$$\begin{bmatrix} \sqrt{a_1 F(\phi_1)} & 0 \\ 0 & \sqrt{a_2 F(\phi_2)} \end{bmatrix} \quad (6.3)$$

де  $a_1$  та  $a_2$  – коефіцієнти втрат для кожного плеча,  $F(\phi_1)$  й  $F(\phi_2)$  – функції, що описують еволюцію фази при проходженні сигналу по плечах інтерферометра. Нижче буде розглядатися тільки відносний фазовий зсув і матиметься на увазі, що  $a_1 = a_2$ . Крім того, в фазовій матриці ідеального двотактного ММЦ, який розглядається в наступному розділі  $F(\phi_1) = F^*(\phi_2)$  величини  $F$  описують відносну різницю фаз.

Первинною вхідною напругою в нашому аналізі є одиночний високочастотний сигнал з постійним зміщенням:

$$V_{im}(t) = V_{dc} + V_{rf} \sin(\Omega t) \quad (6.4)$$

де  $V_{dc}$  – напруга постійного зміщення,  $\Omega$  – кутова частота радіосигналу амплітудою  $V_{rf}$ . Припустимо, що поле у вхідному волокні ММЦ безперервне і може бути записано як

$$E_0(t) = \sqrt{\frac{2P_0}{A}} \left(\frac{\mu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{4}} e^{i\omega t} \quad (6.5)$$

де  $A$  – площа поперечного перерізу серцевини волокна,  $\mu$  та  $\varepsilon$  – діелектрична й магнітна проникності серцевини волокна відповідно,  $P_0$  – середнє значення оптичної потужності,  $\omega$  – кутова оптична частота. Рівняння 6.5 можна переписати так, щоб показати в явному вигляді зв'язок між  $P_0$  та комплексними оптичними полями які будуть розглянуті в наступному розділі:

$$P_0 = \frac{A}{2} \left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}} E_0^* E_0 \quad (6.6)$$

Першою сходинкою аналізу є розгляд електричних полів на виходах ММЦ, які показані на рис. 6.3. Обидва електричні поля розраховуються для ММЦ з двома виходами, маючи на увазі, що поле на кожному з його виходів відповідає полю на виході ММЦ з одним виходом. З огляду на

вищенаведені припущення, матриця передачі для модулятора, представленого на рис. 6.3 а, може бути записана як:

$$\begin{bmatrix} E_1(t) \\ E_2(t) \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{l_{mzm}}}{2} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\phi(t)} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_0(t) \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (6.7)$$

де  $l_{mzm}$  – коефіцієнт втрат оптичної потужності в модуляторі,  $\phi$  – відносний фазовий зсув між плечима ММЦ. Фазовий зсув записується як:

$$\phi(t) = \phi_{dc} + \phi_{rf} \sin(\Omega t) \quad (6.8)$$

де  $\phi_{dc} = \frac{\pi V_{dc}}{V_{\pi}(0)}$  та  $\phi_{rf} = \frac{\pi V_{rf}}{V_{\pi}(\Omega)}$ , а  $V_{\pi}$  – частотно залежна величина напруги, необхідна для отримання в модуляторі відносного фазового зсуву на  $\pi$  радіан (див. рис. 6.2). Підставивши (6.5) та (6.8) в (6.7), отримаємо:

$$\begin{bmatrix} E_1(t) \\ E_2(t) \end{bmatrix} = \frac{\gamma}{2} e^{i\omega t} \begin{bmatrix} e^{i\phi(t)} & -1 \\ i e^{i\phi(t)} & +i \end{bmatrix}, \quad (6.9)$$

де всі постійні позначені як  $\gamma$ :

$$\gamma = \sqrt{\frac{2l_{mzm}P_0}{A}} \left(\frac{\mu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (6.10)$$

Поля в рівнянні (6.9) можна розкласти по функціям Бесселя (див. додатки 4 та 6), отримавши:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(E_1) = & \frac{-\gamma}{2} \cos(\omega t) + \frac{\gamma}{2} \cos(\phi_{dc}) \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(\phi_{rf}) \cos[(\omega + k\Omega)t] - \\ & - \frac{\gamma}{2} \sin(\phi_{dc}) \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\phi_{rf}) \sin[(\omega + m\Omega)t]; \end{aligned} \quad (6.11)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(E_1) = & \frac{-\gamma}{2} \sin(\omega t) + \frac{\gamma}{2} \cos(\phi_{dc}) \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(\phi_{rf}) \sin[(\omega + k\Omega)t] - \\ & - \frac{\gamma}{2} \sin(\phi_{dc}) \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\phi_{rf}) \cos[(\omega + m\Omega)t], \end{aligned} \quad (6.12)$$

де  $J_n$  – функція Бесселя першого роду  $n$ -го порядку (див. додаток 6). Рівняння (6.11) та (6.12) описують двосмугову модуляцію з нескінченним числом бічних смуг, розташованих симетрично відносно несучої оптичної частоти. Відстань між бічними смугами визначається частотою радіочастотної модуляції, а амплітуда кожної спектральної складової – радіочастотною керуючою напругою в аргументі функцій Бесселя.



Важливим аспектом цих полів в порівнянні з полями в двохтактному модуляторі є їх залежність від величини постійного зсуву. В обох випадках рішення за допомогою (6.11) та (6.12) бічні смуги з'являються на тій же частоті. Повна потужність для будь-якої з бічних смуг модуляції пропорційна  $(\sin^2\phi_{dc} + \cos^2\phi_{dc})$  і, отже, не може регулюватися зміною зміщення ММЦ. Проте можна регулювати потужність оптичної несучої напруги, так як є три складові, які можуть цьому сприяти.

Наприклад, оптична несуча напруга в (6.11) може бути виключена, коли  $\phi_{dc} = 2n\pi$ , при будь-якому цілочисленному значенні  $n$ . Нульова умова для  $\phi_{dc} = (2n + 1)\pi$ . Цю особливість (6.11) та (6.12) можна якісно пояснити тим, що оптична носійна напруга присутня в обох плечах інтерферометра, в той час як бічні смуги модуляції генеруються тільки в одному. Таким чином, не може бути інтерференції на бічних частотах.

У двохтактному ММЦ, представленому на рис. 6.2 б модуляція виникає в обох плечах інтерферометра й може бути описана наступною матрицею передачі:

$$\begin{bmatrix} E_1(t) \\ E_2(t) \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{l_{mzm}}}{2} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{\frac{i\phi(t)}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-\frac{i\phi(t)}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_0(t) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (6.13)$$

Розв'язок рівняння дає:

$$\begin{bmatrix} E_1(t) \\ E_2(t) \end{bmatrix} = \frac{\gamma}{2} e^{i\omega t} \begin{bmatrix} e^{\frac{i\phi(t)}{2}} & -e^{-\frac{i\phi(t)}{2}} \\ ie^{\frac{i\phi(t)}{2}} & +ie^{-\frac{i\phi(t)}{2}} \end{bmatrix}. \quad (6.14)$$

Результуючі електричні поля можуть бути записані як:

$$Re(E_1) = -\gamma \sin\left(\frac{\phi_{dc}}{2}\right) \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_{2k}\left(\frac{\phi_{rf}}{2}\right) \sin[(\omega + 2k\Omega)t] + \gamma \cos\left(\frac{\phi_{rf}}{2}\right) \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_{2m+1}\left(\frac{\phi_{dc}}{2}\right) \cos[(\omega + (2m + 1)\Omega)t]; \quad (6.15)$$

$$Re(E_2) = -\gamma \cos\left(\frac{\phi_{dc}}{2}\right) \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_{2k}\left(\frac{\phi_{rf}}{2}\right) \sin[(\omega + 2k\Omega)t] + \gamma \sin\left(\frac{\phi_{rf}}{2}\right) \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_{2m+1}\left(\frac{\phi_{dc}}{2}\right) \cos[(\omega + (2m + 1)\Omega)t]. \quad (6.16)$$

У рівняннях (6.15) та (6.16) оптична несуча напруга й бічні смуги парних порядків мають однакову залежність від  $\Phi_{dc}$  на відміну від смуг непарних порядків. Отже, в двотактному ММЦ всі частотні компоненти залежать від постійного зміщення. Діаграма, побудована за рівнянням (6.15), представлена на рис. 4.8, показує відносні положення комплексних амплітуд для кожного частотного компонента в квадратурі.

Як буде показано, за відсутності будь-яких ефектів поширення фотоструми одноплечевого та двотактного ММЦ мають ідентичну форму. Фотострум буде розраховуватися за формулою:

$$I(t) = \mathfrak{R}P_0,$$

де  $\mathfrak{R}$ - чутливість фотодіода, а  $P_0$  визначається рівнянням (6.6). Як зазначено в розділі 3, чутливість фотодіода часто визначається як

$$\mathfrak{R} = \eta q / (h\nu),$$

де  $\eta$  – квантова ефективність фотодіода,  $q$  – заряд електрона,  $h$  – постійна Планка,  $\nu$  – оптична частота. Строго кажучи, це визначення для  $\mathfrak{R}$  коректно, тільки якщо оптична потужність з серцевини волокна повністю передається фотодіоду. Якщо ж між волокном та фотодіодом є втрати, використовується параметр «ефективна чутливість»  $\mathfrak{R}_{eff} = \alpha_{pd}\eta q / (h\nu)$ , де  $\alpha_{pd}$  враховує втрати потужності ( $\alpha_{pd} < 1$ ). Застосувавши ці визначення в (6.9), (6.14) та підставивши в (6.6), отримуємо для фотострумів:

$$I_{1,2}(t) = \mathfrak{R} \frac{g_0 l_{mzm} P_0}{2} [1 \mp \cos\phi(t)], \quad (6.17)$$

де підрядкові індекси «1» та «2» відповідають знакам «-» та «+». Тут  $g_0$  додано для обліку чистого оптичного підсилення (або втрат) між модулятором та фотодіодом. Відзначимо, що  $E_1$  в рівнянні (6.9) та  $E_2$  в рівнянні (6.14) дають однакові  $I_1$  в рівнянні (6.17). Те ж саме вірно для  $E_2$ .

Більш того, будь-яка з двох величин  $E_1$  або  $E_2$  може бути обрана як вихідне поле в разі модулятора з одним виходом. Отже, для визначення високочастотних параметрів аналіз буде продовжений для ММЦ з двома

виходами з використанням рівняння (6.17), оскільки фотодіод є джерело струму.

Рівняння (6.17) може бути розкладено з використанням рядів Ангера (додаток 6):

$$I_{1,2}(t) = I_{dc,q} \mp \cos(\phi_{dc}) I_{dc,q} J_0(\phi_{rf}) \mp \\ \mp 2 \cos(\phi_{dc}) I_{dc,q} \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(\phi_{rf}) \cos(2k\Omega t) \mp \mp \\ 2 \sin(\phi_{dc}) I_{dc,q} \sum_{m=0}^{\infty} J_{2m+1}(\phi_{rf}) \sin[(2m+1)\Omega t], \quad (6.18)$$

де  $I_{dc,q} = \frac{Rg_0 l_{mzm} P_0}{2}$  – постійна складова фотоструму при квадратурному зміщенні, визначеному, як  $\phi_{dc} = (2n+1)\pi$ , при цілочисельних значеннях  $n$ . Характеристика як функція від постійного зміщення дана в явному вигляді в (6.18) і буде використана в цьому підрозділі для опису спотворень парного порядку при малих відхиленнях від точки квадратури. Дане рівняння буде також використано для аналізу характеристики ММЦ в разі великих відхилень від квадратури.

Підставивши в (6.18) умови зміщення в квадратурі, отримаємо:

$$I_{1,2}(t) = I_{dc} \pm 2I_{dc} \sum_{m=0}^{\infty} J_{2m+1}(\phi_{rf}) \sin[(2m+1)\Omega t] \quad (6.19)$$

де член  $I_{dc,q}$  замінений на  $I_{dc}$ .

Складова фотоструму на основній частоті модуляції важлива в подальшому аналізі та може бути записана для одиночного фотодіода як

$$I_{\Omega, single} = 2I_{dc} J_1(\phi_{rf}) \sin(\Omega t) \quad (6.20)$$

Для зручності розрахунків в (6.20) обраний позитивний знак фотоструму. У разі двох фотодіодів в балансовій схемі фотострум буде:

$$I_{bal}(t) = I_2(t) - I_1(t) = 4I_{dc} \sum_{m=0}^{\infty} J_{2m+1}(\phi_{rf}) \sin[(2m+1)\Omega t] \quad (6.21)$$

Відзначимо, що різниця  $I_1 - I_2$  дасть таке ж значення за величиною, але з протилежним знаком. Базисний член (6.21) можна записати як:

$$I_{\Omega, bal}(t) = 4I_{dc} J_1(\phi_{rf}) \sin(\Omega t) \quad (6.22)$$

Рівняння (6.20) та (6.22) стають ідентичними при заміні  $I_{dc}$  в (6.20) на  $2I_{dc}$ . Це означає, що рівняння будуть еквівалентні, якщо постійний струм фотодіода в (6.22) замінити сумою постійних фотострумів кожного фотодіода. За замовчуванням будемо вважати  $I_{dc}$  фотострумом одного фотодіода або сумою фотострумів фотодіодів в балансовій схемі. Ця умова дозволяє застосовувати вищенаведені рівняння для всіх схем ММЦ.

Середня потужність вихідного ВЧ-сигналу на частоті першої гармоніки розраховується як:

$$P_{\Omega} = \langle I_{\Omega}^2 \rangle R_0 |H_{pd}|^2 \quad (6.23)$$

де  $R_0$ — вихідний опір,  $H_{pd}(f)$ — фільтруюча функція схеми фотодіода, а кутовими дужками позначено усереднення за часом. Функція  $H_{pd}$  введена в розгляд в розділі 3 й призначена для обліку частотно-залежного відгуку самого фотодіода, а також електричного кола між його р-і-п-переходом та навантаженням. В ідеальному випадку  $H_{pd} = 1$ , однак це не вдається реалізувати на практиці для приладів з смугою в НВЧ-діапазоні. У широкосмугових фотодіодах, зазвичай, застосовують коло узгодження імпедансів, що призводить до поділу струмів між узгоджувачим колом та навантаженням.

Подібні кола використовуються в кожній зі схем лінії передачі IMDD-типу, наведених на рис. 6.4-6.6. Нехтуючи частотною залежністю параметрів компонентів, для ліній, представлених на рис. 6.4 та 6.6  $H_{pd} = 1/2$ , внаслідок відгалуження струму в узгоджувачому ланцюзі поділ струмів призводить до втрати потужності на 6 дБ, так як  $P_{\Omega} \propto I_{\Omega}^2$ . В балансній лінії передачі рис. 6.6 з використанням протифазного ГМЗ  $H_{pd} = 1/(2\sqrt{2})$ : коефіцієнт  $1/2$  враховує вплив кола узгодження імпедансів, а додатковий коефіцієнт  $1/\sqrt{2}$  - власні втрати протифазного ГМЗ. Підставивши (6.20) в (6.23) отримаємо такий вираз для вихідної потужності IMDD – лінії з зовнішньою модуляцією:

$$P_{\Omega} = 2I_{dc}^2 J_1^2(\phi_{rf}) R_0 |H_{pd}|^2 \quad (6.24)$$

Отримана в (6.24) характеристика визначається функцією Бесселя першого порядку, що буде аналізуватися в наступному розділі.

З (6.24) можна отримати малосигнальний або лінеаризований вираз для вихідної потужності, застосувавши малосигнальну апроксимацію функції Бесселя,

$$J_n(\phi_{rf}) \approx \phi_{rf}^n / (2^n n!),$$

для  $\phi_{rf} \ll 1$  що виконується в даному випадку при  $V_{rf} \ll V_{\pi}/\pi$ . В результаті малосигнальна потужність на основній гармоніці може бути записана як:

$$P_{\Omega,ss} = \frac{I_{dc}^2 \phi_{rf}^2 R_0 |H_{pd}|^2}{2}. \quad (6.25)$$

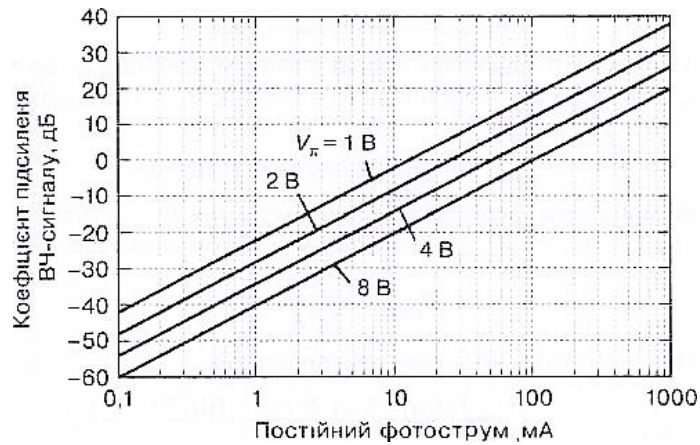
За допомогою (6.25) можна розрахувати малосигнальний коефіцієнт високочастотного підсилення (див. 2.6) в аналоговій лінії передачі, прирівнявши  $\phi_{rf}^2 = 2\pi^2 P_{in} R_i / V_{\pi}^2$ , де  $P_{in}$  - середнє значення вхідної ВЧ-потужності,  $R_i$  - вхідний опір:

$$g = \frac{I_{dc}^2}{V_{\pi}^2} \pi^2 R_i R_0 |H_{pd}|^2 \quad (6.26)$$

Для конкретного значення  $V_{\pi}$  лінія IMDD-типу може працювати як підсилювач високої частоти за умови введення достатньої оптичної потужності або, що одне й те ж, при досить великому  $I_{dc}$ . Рівняння (6.26) в дБ дуже корисно для проектування лінії: де  $R_i = R_o = 50$  Ом та  $H_{pd} = 1/2$ .

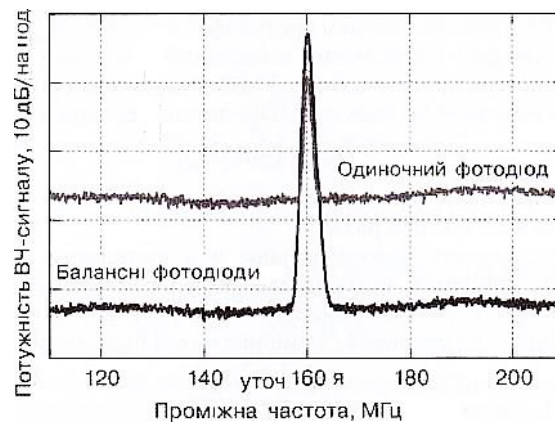
$$G[\text{дБ}] = -22,1 + 20 \log g \left( \frac{I_{dc}(\text{мА})}{V_{\pi}[\text{В}]} \right) \quad (6.27)$$

Вираз (6.27) можна застосувати для розрахунку ліній рис. 6.4 та 6.5, якщо в останній схемі використовується сума двох фотострумів. Розрахунковий графік представлений на рис. 6.7, де показані досяжні значення коефіцієнта підсилення для конкретних значень  $I_{dc}$  та  $V_{\pi}$ .



**Рис. 6.7.** Розрахований з використанням рівняння (6.26) малосигнальний коефіцієнт підсилення IMDD  $R_i = R_o = 50 \text{ Ом}$  та  $H_{pd} = 1/2$

Дані вимірювань, що демонструють зміну  $G$  для балансної лінії в порівнянні з несиметричною лінією, наведені на рис. 6.8. Ці результати отримані на проміжній частоті (ПЧ) в 12-ГГц фотонній лінії передачі зі знижуючим перетворенням для випадків використання несиметричної (рис. 6.4) та балансної (рис. 6.5) схем побудови [6.5].



**Рис. 6.8.** Виміряні сигнали на виході 12-ГГц лінії передачі із знижуючим перетворенням частоти для випадків використання несиметричної (сірий колір) і балансної (чорний колір) схем побудови [6.5]

Кожне з вихідних плечей працювало при постійному фотострумі 30 мА, тобто при  $I_{dc} = 30 \text{ мА}$  для лінії з одним виходом і при  $I_{dc} = 60 \text{ мА}$  для симетричної лінії. Як видно з рисунку, балансна лінія має на 6 дБ

більший коефіцієнт підсилення в порівнянні з лінією з одним виходом, що узгоджується з (6.27). Це збільшення досягається за рахунок ускладнення схеми приймача та необхідності узгодження фаз двох трактів передачі. Проте балансна конфігурація має додаткові переваги (рис. 6.8), а саме значне (близько 15,5 дБ) зниження рівня власних шумів. Це є наслідком ефекту фільтрації синфазного шуму в баланській конфігурації, що буде описано в підрозділі 6.3.1.

Іншими важливими з системної точки зору параметрами, які можна розрахувати із (6.24), є максимальна вихідна потужність та вихідна потужність при рівні компресії 1 дБ.

$$P_{out,max} = 2I_{dc}^2 J_1^2(\Phi_{max}) R_0 |H_{pd}|^2 \quad (6.28)$$

Рівняння (6.28) може бути оцінене з використанням значень  $J_1$ .  $J_1(\Phi_{max}) = J_1(1,8412) = 0,58$ , При  $R_0 = 50$  Ом та  $H_{pd} = 1/2$  рівняння (6.28) можна переписати як:

$$P_{out,max} [\text{дБм}] = -20,7 + 20 \log(I_{dc} [\text{мА}]) \quad (6.29)$$

Значення вхідної потужності необхідне для отримання  $P_{out,max}$ , може бути знайдено з умови  $\Phi_{max} = V_{in,max} \pi / V_\pi$ , де  $V_{in,max}$  – необхідне для досягнення  $P_{out,max}$ :

$$P_{in,max} = V_\pi^2 \Phi_{max}^2 - 2\pi^2 R_i \quad (6.30)$$

При  $\Phi_{max} = 1,8412$  та  $R_i = 50$  Ом можна переписати як

$$P_{in,max} [\text{дБм}] = 5,4 + 20 \log(V_\pi [\text{В}]) \quad (6.31)$$

Динамічний діапазон по компресії підсилення (CDR) визначається на основі вихідної потужності в точці компресії на 1 дБ:

$$P_{out,1\text{дБ}} = 2I_{dc}^2 J_1^2(\Phi_{1\text{дБ}}) R_0 |H_{pd}|^2 \quad (6.32)$$

де  $\Phi_{1\text{дБ}}$  – пікове значення фазового зсуву при 1-дБ компресії. Значення параметру може бути отримано за умови, що відношення лінеаризованого відгуку (див. (6.25)) до реального відгуку (див. (6.24)) дорівнює 1 дБ:

$$\frac{P_{\Omega,ss}}{P_{\Omega}} = 10^{0,1} \Rightarrow \frac{\Phi_{1дБ}^2}{J_1^2(\Phi_{1дБ})} = 4 \cdot 10^{0,1} \quad (6.33)$$

Рівняння (6.33) розв'язується чисельно і дає  $\Phi_{1дБ} = 0,9504$ , що може бути використано для оцінки  $J_1(0,9504) = 0,4235$ . Підстановка разом зі значеннями  $R_0 = 50 \text{ Ом}$  та  $H_{pd} = 1/2$  в рівняння (6.32) дає вираз в децибелах для вихідної потужності при рівні компресії 1 дБ:

$$P_{out,1дБ}[\text{дБм}] = -23,5 + 20 \log(I_{dc}[\text{мА}]) \quad (6.34)$$

Точка компресії по входу  $P_{in,1дБ}$  теж є важливим технічним показником, і її можна отримати із визначення  $\Phi_{1дБ} = V_{in,1дБ}/V_{\pi}$ , де  $V_{in,1дБ}$  – напруга для досягнення 1-дБ компресії на виході. Цей вираз можна переписати як:

$$P_{in,1дБ} = \frac{V_{\pi}^2}{2\pi^2} \frac{\Phi_{1дБ}^2}{R_i} \quad (6.35)$$

Підставивши в (6.35)  $\Phi_{1дБ} = 0,9504$  та  $R_i = 50 \text{ Ом}$ , отримуємо:

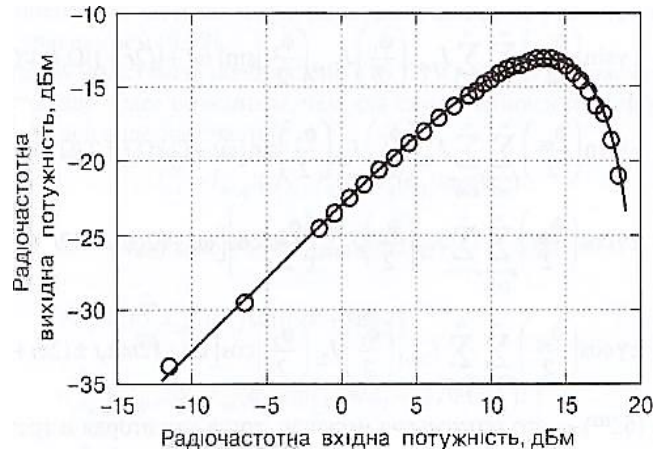
$$P_{in,1дБ}[\text{дБм}] = -0,4 + 20 \log(V_{\pi}[\text{В}]) \quad (6.36)$$

В вищенаведених виразах для компресії та максимальної потужності мається на увазі, що саме ММЦ є обмежуючим фактором. На практиці обмеження можуть створювати й інші компоненти, зокрема фотодетектор.

На рис. 6.9 представлений графік вимірної вихідної потужності на радіочастоті в залежності від вхідної потужності для лінії передачі типу IMDD [6.6], який ілюструє деякі властивості сигналу, що обговорювалися раніше. Для отримання цих даних використовувалася лінія, схема якої приведена на рис. 6.4, при середньому струмі  $I_{dc} = 2,4 \text{ мА}$ , частотою модуляції 6 ГГц та  $V_{\pi} = 2,6 \text{ В}$ . Вихід був узгоджений з навантаженням в 50 Ом, і прийнято  $H_{pd} = 1/2$ . Виходячи з (6.24), форма кривої на рис. 6.9 обумовлена функцією Бесселя першого порядку. Результати розрахунку з використанням (6.24) також наведені на рис. 6.9, демонструючи гарну відповідність з експериментальними даними. На рисунку явно видно компресія лінії, проте циклічність, притаманна функції Бесселя, більш



чітко показана на рис. 2.5. Нормовані дані на рис. 2.5 були отримані для лінії IMDD –типу із зовнішнім ММЦ, отже, вони також визначаються характеристикою згідно (6.24).



**Рис. 6.9.** Виміряна (кружки) та розрахована (суцільна крива) радіочастотна передавальна характеристика лінії з модуляцією по інтенсивності і прямим детектуванням [6.6]

Рис. 6.9 представляє собою результат вимірювання коефіцієнта передачі потужності в такій лінії. У лінійному режимі вимірний коефіцієнт підсилення дорівнює  $-23$  дБ, що відмінно узгоджується з розрахунком за допомогою (6.27), де  $G = -22,8$  дБ. Максимальна вихідна потужність цієї лінії  $-13$  дБм отримана при вхідній потужності  $13,5$  дБм. Ці результати відповідають передбаченим за допомогою рівнянь (6.29) та (6.31) відповідно:  $P_{out,max} = -13,1$  дБм й  $P_{in,max} = 13,7$  дБм. У даній лінії передачі компресія на  $1$  дБ при вихідній потужності  $-16$  дБм відбувається при рівні вхідної потужності  $7,5$  дБм. Рівняння (6.34) та (6.36) передбачають  $P_{out,1дБ} = -15,9$  дБм і  $P_{in,1дБ} = 7,9$  дБм відповідно.

Вище наведений одночастотний аналіз дозволяє визначити коефіцієнт підсилення по радіочастоті, коефіцієнт шуму та динамічний діапазон по компресії підсилення для лінії типу IMDD. Як було описано в розділі 2, лінійність радіочастотних систем, як правило, визначають

двочастотним методом. Тому продовжимо аналіз розглядом випадку двочастотного вхідного сигналу:

$$V_{in}(t) = V_{dc} + V_1 \sin(\Omega_1 t) + V_2 \quad (6.37)$$

Зсув фаз, який відповідає (6.37):

$$\phi(t) = \phi_{dc} + \phi_1 \sin(\Omega_1 t) + \phi_2 \sin(\Omega_2 t) \quad (6.38)$$

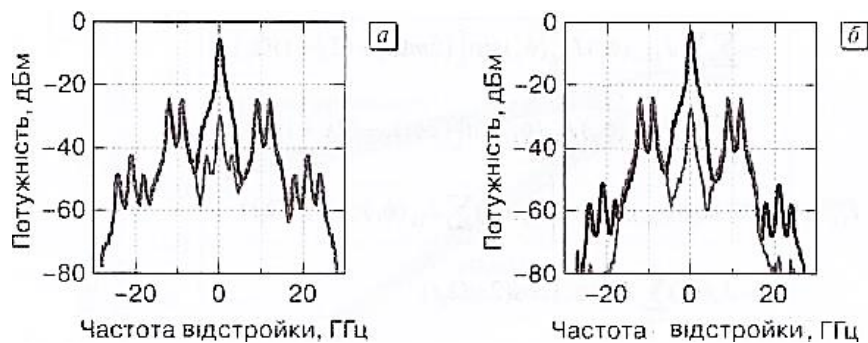
Напруженості поля для випадку двочастотної модуляції можуть бути визначені підстановкою (6.38) в (6.9) і (6.14). Розгорнуті вираження цих полів досить громіздкі, і ми наведемо тільки один приклад. Електричне поле  $E_1$  в (6.14) для двотактного ММЦ може бути записано як:

$$\begin{aligned} & -\gamma \sin\left(\frac{\phi_{dc}}{2}\right) \sum_{j=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_{2k}\left(\frac{\phi_1}{2}\right) J_{2j}\left(\frac{\phi_2}{2}\right) \sin[\omega t + (2k\Omega_1 t \pm 2j\Omega_2 t)] \\ & \gamma \cos\left(\frac{\phi_{dc}}{2}\right) \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{u=-\infty}^{\infty} J_{2q}\left(\frac{\phi_1}{2}\right) J_{2u+1}\left(\frac{\phi_2}{2}\right) \cos[\omega t + (2q\Omega_1 t \\ & \quad \pm (2u + 1)\Omega_2 t)] \end{aligned}$$

Перший рядок у (6.39) – це оптична носійна, тоді як другий та третій рядки – відповідно верхня та нижня бічні смуги внаслідок впливу перших та непарних вищих гармонік частот  $f_1$  та  $f_2$ . Четвертий та п'ятий рядки враховують гармоніки парного порядку. Шостий та сьомий рядки відповідають інтермодуляційним спотворенням (ІМС) парного порядку, а восьма та дев'ята – ІМС непарного порядку. Відзначимо, що вирази для ІМС в рядках із шостого по дев'ятий містять по два члени, що показано знаками « $\pm$ » всередині аргументу тригонометричної функції й на початку рядків. Поля на двох частотах для одноктного та для двотактного ММЦ слідує тим же тенденціям, що і для одночастотного випадку в малосигнальному наближенні. Це положення проілюстровано на рис. 6.10, на якому показані виміряні спектри для обох типів модуляторів [6.7].

$$\begin{aligned}
\operatorname{Re}(E_1) = & -\gamma \sin\left(\frac{\Phi_{dc}}{2}\right) J_0\left(\frac{\Phi_1}{2}\right) J_0\left(\frac{\Phi_2}{2}\right) \sin(\omega t) \\
& + \gamma \cos\left(\frac{\Phi_{dc}}{2}\right) J_0\left(\frac{\Phi_2}{2}\right) \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_{2m+1}\left(\frac{\Phi_1}{2}\right) \cos[\omega t + (2m+1)\Omega_1 t] \\
& + \gamma \cos\left(\frac{\Phi_{dc}}{2}\right) J_0\left(\frac{\Phi_1}{2}\right) \sum_{u=-\infty}^{\infty} J_{2u+1}\left(\frac{\Phi_2}{2}\right) \cos[\omega t + (2u+1)\Omega_2 t] \\
& - \gamma \sin\left(\frac{\Phi_{dc}}{2}\right) J_0\left(\frac{\Phi_2}{2}\right) \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_{2k}\left(\frac{\Phi_1}{2}\right) \sin[\omega t \\
& + 2k\Omega_1 t] \\
& - \gamma \sin\left(\frac{\Phi_{dc}}{2}\right) J_0\left(\frac{\Phi_1}{2}\right) \sum_{j=-\infty}^{\infty} J_{2j}\left(\frac{\Phi_2}{2}\right) \sin[\omega t + 2j\Omega_2 t] \\
& \pm \gamma \sin\left(\frac{\Phi_{dc}}{2}\right) \sum_{r=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_{2r+1}\left(\frac{\Phi_1}{2}\right) J_{2s+1}\left(\frac{\Phi_2}{2}\right) \sin[\omega t \\
& + ((2r+1)\Omega_1 t) \pm (2s+1)\Omega_2 t]
\end{aligned}$$

Для всіх даних, наведених на рис. 6.10, використані дві частоти 9 й 12 ГГц однакової амплітуди. Спектри були виміряні за допомогою оптичного аналізатора спектру [6.7].



**Рис. 6.10.** Виміряні оптичні спектри для лінії передачі з IMDD, модульованою двома радіосигналами на частотах 9 та 12 ГГц.

Показаний результат модуляції в квадратурі (чорна лінія) і при нульовому зміщенні (сіра лінія) з використанням одноктного (а) та двотактного (б) ММЦ.

При нульовому зміщенні несуча частота пригнічена приблизно на 24 дБ із нехтовно малими змінами смуг модуляції, як передбачено рівняннями (6.11) та (6.12). Також при нульовому зміщенні виявляються різницеві члени ІМС2 на частотах налаштування  $\pm 3$  ГГц, які були замасковані при квадратурному зміщенні. На рис. 6.10 б показані обидва спектра для двотактного ММЦ.

При квадратурному зміщенні можна бачити ті ж самі частотні компоненти, як і на рис. 6.10 а. Однак при нульовому зміщенні спектр має значні відмінності. При придушенні носійної на 25 дБ ми не бачимо більш членів парного порядку, а бічні компоненти на частотах модуляції збільшилися на 3 дБ. Всі ці характеристики передбачені рівнянням (6.39).

Рівняння (6.38) може бути підставлене в (6.17) та розвинене для розрахунку фотострумів. Результат виходить ще більш об'ємним, ніж для випадку одночастотної модуляції, й може бути представлений у вигляді трьох частин:

$$I_{1,2}^{dc} = I_{dc,q} \mp I_{dc,q} J_0(\phi_1) J_0(\phi_2) \cos(\phi_{dc}) \quad (6.40)$$

Рівняння (6.40 а) характеризує середній струм для кожного плеча, де член  $I_{dc,q}$  багаторазово використовується для ідентифікації постійного струму при квадратурному зміщенні [ $\phi_{dc} = (2n + 1)\pi$  – ціле число]. Члени непарного порядку, в тому числі обидві перші гармоніки, зібрані в (6.40б), спотворення парного порядку даються в (6.40в). Поодинокі знаки підсумовування включають гармонійні спотворення, в той час як подвійні підсумовування представляють інтермодуляційні спотворення.

$$\begin{aligned}
I_{1,2}^{odd}(t) = & \pm 2 \sin(\phi_{dc}) I_{dc,q} \\
& \times \left\{ J_0(\phi_2) \sum_{j=0}^{\infty} J_{2j+1}(\phi_1) \sin[(2j+1)\Omega_1 t] \right. \\
& + J_0(\phi_1) \sum_{k=0}^{\infty} J_{2k+1}(\phi_2) \sin[(2k+1)\Omega_2 t] \\
& - \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} J_{2j+1}(\phi_1) J_{2m}(\phi_2) \sin[(2m\Omega_2 - (2j+1)\Omega_1)t] \\
& - \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{h=1}^{\infty} J_{2k+1}(\phi_1) J_{2h}(\phi_2) \sin[(2h\Omega_1 - (2k+1)\Omega_2)t] \\
& + \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} J_{2j+1}(\phi_1) J_{2m}(\phi_2) \sin[(2m\Omega_2 - (2j+1)\Omega_1)t] \\
& \left. + \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{h=1}^{\infty} J_{2k+1}(\phi_1) J_{2h}(\phi_2) \sin[(2h\Omega_1 - (2k+1)\Omega_2)t] \right\} \quad (6.406)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I_{1,2}^{even}(t) = & \mp 2 \cos(\phi_{dc}) I_{dc,1} \\
& \times \left\{ J_0(\phi_2) \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(\phi_1) \cos(2k\Omega_1 t) \right. \\
& + J_0(\phi_1) \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m}(\phi_2) \cos(2m\Omega_2 t) \\
& - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} J_{2n+1}(\phi_1) J_{2p+1}(\phi_2) \cos[((2p+1)\Omega_2 - (2n+1)\Omega_1)t] \\
& + \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} J_{2n+1}(\phi_1) J_{2p+1}(\phi_2) \cos[((2p+1)\Omega_2 + (2n+1)\Omega_1)t] \\
& + \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} J_{2k}(\phi_1) J_{2m}(\phi_2) \cos[2(m\Omega_2 - k\Omega_1)t] \\
& + \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} J_{2k}(\phi_1) J_{2m}(\phi_2) \cos[2(m\Omega_2 \\
& + k\Omega_1)t] \left. \right\} \quad (6.40B)
\end{aligned}$$

У разі точного квадратурного зміщення члени парного порядку дорівнюють нулю. Однак в (6.40 а-в) входить також залежність від зсуву, щоб мати можливість проаналізувати характеристику в функції від малих відхилень від квадратурної точки. У квадратурному режимі зсуву найбільшими рівнями малосигнальних спотворень мають продукти ІМС третього порядку на частотах  $(2f_2 - f_1)$  та  $(2f_1 - f_2)$  задані в третій та четвертій рядках (6.40 б) відповідно. Середня потужність на малих сигналах для цих членів може бути отримана шляхом застосування так званого «малокутового» наближення Бесселя:

$$P_{IMD3,ss} = \frac{I_{dc}^2 \phi_{rf}^6 R_0 |H_{pd}|^2}{128} \quad (6.41)$$

Малосигнальний відгук на основній частоті при двочастотному впливі еквівалентний випадку одночастотної модуляції (див. (6.25)). Параметр  $OIP_3$  (див. (2.18)) для розрахунку спотворень в (6.41) можна отримати шляхом прирівнювання (6.25) до (6.41) та розв'язку щодо  $\phi_{rf}$  що призводить до  $\phi_{rf} = 2\sqrt{2}$ . Підстановка цього значення в (6.25) або (6.41) дає:

$$OIP_3 = 4I_{dc}^2 R_0 |H_{pd}|^2 \quad (6.42)$$

Іноді лінійність в лініях з IMDD характеризується спотвореннями по третій гармоніці. Використання аналізу, аналогічного вищенаведеному, показує, що  $OIP_3$  по третій гармоніці виходить в три рази більше, ніж за (6.42). Рівняння (6.42) може бути переписано в логарифмічний формат при  $R_0 = 50 \text{ Ом}$  та  $H_{pd} = 1/2$

$$OIP_3 [\text{дБм}] = -13,0 + 20 \log(I_{dc} [\text{мА}]) \quad (6.43)$$

Параметр  $IP_3$  виходить діленням (6.42) на (6.26)

$$IP_3 = \frac{4V_{\pi}^2}{\pi^2 R_i} \quad (6.44)$$

Або в логарифмічній формі для  $R_i = 50 \text{ Ом}$

$$IP_3 [\text{дБм}] = 9.1 + 20 \log(V_{\pi} [\text{В}]) \quad (6.45)$$

Вимірні дані, які використовуються для визначення  $OIP_3$  в лінії передачі з IMDD, наведені на рис. 6.11 [6.8]. У лінії застосовані ММЦ з двома виходами та балансні фотодіоди з  $H_{pd} = 1/2$  1 ГГц для узгодження виходів з 50 Ом. Кожен фотодіод працював при середньому струмі 30 мА. Для модуляції використовувалися два вхідних сигнали рівної амплітуди частотою 1,0 та 1,1 ГГц. На рис. 6.11 наведені результати вимірювань характеристик передачі на першій гармоніці та  $IMC_3$ , отримані за допомогою аналізатора електричного спектра. Різниця знайденого на основі вимірів  $OIP_3 = 23,5$  дБм в порівнянні з  $OIP_3 = 22,6$  дБм, передбаченої в (6.43) при  $I_{dc} = 60$  мА, становить 0,9 дБ, тобто невідповідність між виміром та теорією знаходиться в межах експериментальної похибки.

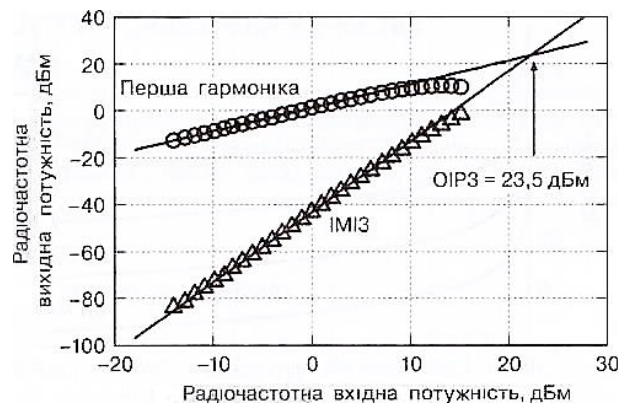


Рис.6.11. Результат вимірювання  $OIP_3$  для лінії з IMDD [6.8].

Так як на практиці важко забезпечити точне квадратурне зміщення, то корисно аналізувати спотворення парного порядку в залежності від фази зсуву. Найбільшими спотвореннями парного порядку є інтермодуляційні спотворення другого порядку  $IMC_2$  на частотах  $|f_2 - f_1|$  та  $(f_2 + f_1)$ , які задаються п'ятим та шостим рядками (6.40в) відповідно. Середня потужність мало сигнального режиму для цих членів дорівнює:

$$P_{IMD2,ss} = \frac{4 \cos^2(\phi_{dc}) I_{dc,q}^2 R_0 |H_{pd}|^2}{8} \quad (6.46)$$

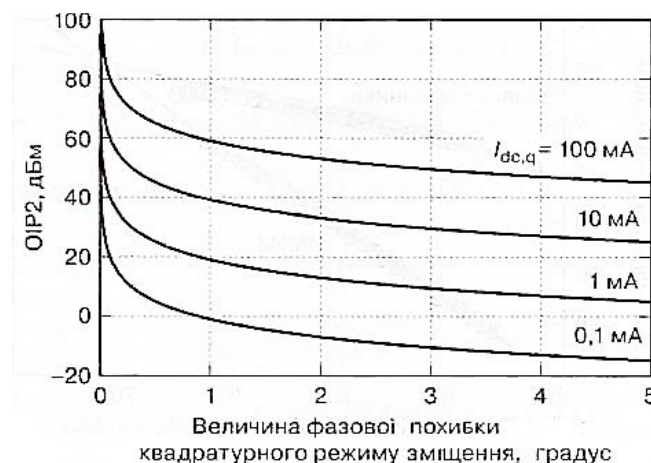
Як випливає з (6.40 б), потужність по першій гармоніці буде пропорційна  $\sin^2(\phi_{dc})$ . Помноживши (6.25) на  $\sin^2(\phi_{dc})$  та підставивши  $I_{dc} = I_{dc,q}$ , можна отримати залежність вихідної потужності на основній частоті від  $(\phi_{dc})$ . Прирівнюючи цей вираз до (6.46), отримаємо  $\phi_{rf} = tg(\phi_{dc})$ . Підстановка цього виразу для  $\phi_{rf}$  в (6.46) дає  $OIP_2$  як функцію від  $\phi_{dc}$ :

$$OIP_2(\phi_{dc}) = \frac{2\sin^4(\phi_{dc})I_{dc,q}^2R_0|H_{pd}|^2}{\cos^2(\phi_{dc})} \quad (6.47)$$

Можна показати, що  $OIP_2$  по другій гармоніці в чотири рази більше, ніж дає (6.47); даний результат також був відзначений в розділі 2 при розкладанні в ряд Тейлора двочастотного сигналу. Аналогічно потужності по першій гармоніці коефіцієнт підсилення на радіочастоті в залежності від  $\phi_{dc}$  також пропорційний  $\sin^2(\phi_{dc})$ . Розділивши (6.47) на (6.26) та помноживши на  $\sin^2(\phi_{dc})$ , можна отримати  $IP_2$  у вигляді:

$$IP_2(\phi_{dc}) = \frac{2tg^2(\phi_{dc})V_{\pi}^2}{\pi^2R_i} \quad (6.48)$$

Графік, побудований на основі (6.47), показаний на рис. 6.12 для  $R_0 = 50$  Ом та  $H_{pd} = 1/2$ .

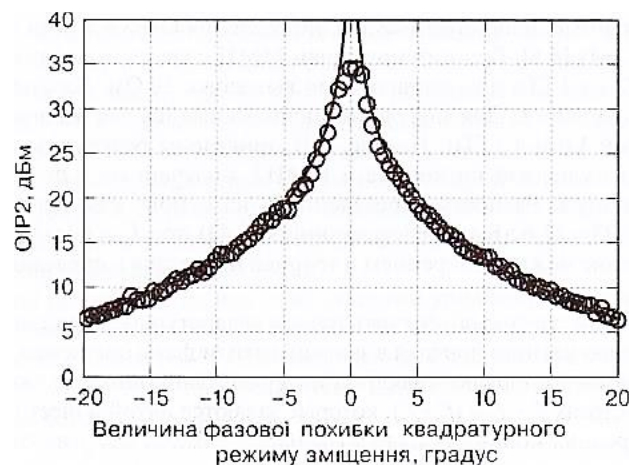


**Рис.6.12.** Результати розрахунку  $OIP_2$  лінії з IMDD за допомогою (6.47) при

$$R_0 = 50 \text{ Ом}, H_{pd} = 1/2$$



По горизонтальній осі відкладена величина фазової похибки від квадратурного режиму зсуву. Крива симетрична щодо квадратурної точки, й  $OIP_2$  значно знижується навіть при невеликій фазовій помилці зсуву. У мультиоктавних системах помилки зсуву можуть погіршити загальний динамічний діапазон по перешкодам (SFDR) в порівнянні з власним значенням SFDR третього порядку, обмеженим самим модулятором. Аналіз загального SFDR для лінії передачі з IMDD буде виконаний в наступному розділі. На рис. 6.13 формальна модель, дана за допомогою (6.47), порівнюється з результатами вимірів [6.9]. Експериментальні параметри для цих даних, які також використовуються для розрахунків, становлять  $I_{dc,q} = 5,2$  мА,  $R_0 = 500$  Ом,  $H_{pd} = 1/2$ .



**Рис. 6.13.** Виміряні (кружки) та розраховані (суцільна лінія) значення  $OIP_2$  як функція помилки установки змішування ММЦ [6.9]

З рисунка видно високий збіг між виміром та теорією. Максимальний вимірний рівень  $OIP_2$  знаходиться близько 35 дБм й обмежується в фотодіоді.

### 6.3. Шум та показники якості

У попередньому розділі були виведені найбільш важливі характеристики лінії з IMDD, починаючи з матриць передачі. Від їх властивостей залежать показники якості, такі як коефіцієнт шуму, відношення сигнал/шум (SNR) та динамічний діапазон. Однак шум, внесений лінією передачі з IMDD, також є критичним параметром. Отже, нижче буде виконаний шумовий аналіз з використанням при необхідності матеріалів розділу 3.

#### 6.3.1. Основні рівняння

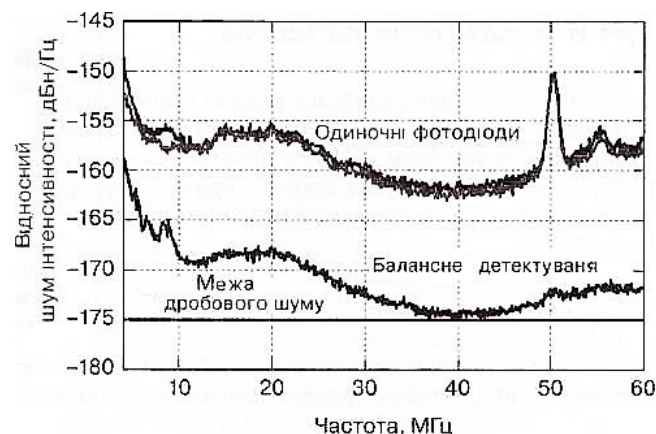
Вираз спектральної густини потужності шуму (СПМШ) на виході лінії передачі з IMDD на базі зовнішнього ММЦ із квадратурних зміщенням можна записати у вигляді:

$$N_{out} = \frac{I_{dc}^2}{V_{\pi}^2} \pi^2 R_i R_0 |H_{pd}|^2 k_B T_s + k_B T_s + 2q I_{dc} R_0 |H_{pd}|^2 + RIN \cdot I_{dc}^2 R_0 |H_{pd}|^2 \quad (6.49)$$

Як і в попередньому розділі,  $I_{dc}$  – повна величина постійної складової детектованого струму, завдяки чому (6.49) може застосовуватися до будь-якого типу ліній, представлених на рис. 6.4-6.6. Перший член в (6.49) пов'язаний з тепловим шумом (підрозділ 3.2) на вході лінії, помножений на малосигнальний коефіцієнт підсилення (див. (6.26)), що необхідно для його перетворення до виходу лінії. Другий член враховує теплової шум на виході лінії передачі. Обидва вирази для теплового шуму наведені в термінах стандартної шумової температури, так що (6.49) може бути використано для розрахунку стандартного коефіцієнта шуму. У деяких ситуаціях для опису теплового шуму можуть бути необхідні додаткові

умови. Наприклад, втрати в електродах або облік теплового шуму, що виникає в навантажувальному резисторі, можуть призвести до появи адитивних членів [6.10]. Третій член в (6.49) кількісно враховує внесок дробового шуму (підрозділ 3.3). Останній член описує додатковий оптичний шум, крім фундаментальних джерел теплових та дробових шумів, виміряний в термінах відносного шуму інтенсивності (RIN). Даний параметр визначається в (3.4) й може містити внесок шумів лазера (підрозділ 3.4), оптичного підсилення (підрозділ 3.5) або ефектів поширення (розділ 5). Різноманітні джерела шуму по різному проявляються в лінії з IMDD, зокрема деякі джерела шуму можуть бути компенсовані в ММЦ з двома виходами. Даний параметр визначається в (3.4) й може містити внесок шумів лазера (підрозділ 3.4), оптичного підсилення (підрозділ 3.5) або ефектів поширення (розділ 5).

На рис. 6.14 представлений набір даних, який свідчить про значну перевагу симетричної архітектури лінії типу IMDD з використанням ММЦ з двома виходами. З трьох кривих RIN, показаних на рисунку 6.14, дві – для кожного з плечей в лінії з IMDD на базі ММЦ з двома виходами, а одна – для симетричної конфігурації [6.11].



**Рис. 6.14.** Результати експериментального дослідження відносного шуму інтенсивності (RIN) для лінії з IMDD, виміряної на обох несиметричних виходах (вгорі) та на виході балансного детектора (внизу)

У лінії передачі перед модулятором встановлено напівпровідниковий лазер, випромінювання якого посилюється ербієвим волоконним підсилювачем (ЕВ). Кожне з плечей працює при фотострумі  $I_{dc} = 50\text{мА}$ , тобто в балансовій схемі повний середній струм детектування становить 100 мА. Таким чином, в балансовій схемі величина RIN нормується по чотирикратній середній потужності в порівнянні з несиметричним варіантом. Це відповідає дійсності, оскільки підсилення для симетричної лінії в стільки ж разів більше. Загальна довжина лінії передачі була 309 м, а обидва тракти були добре підігнані з відносною часовою затримкою 30 пс.

У даній лінії існують численні джерела шуму, серед яких домінуючими є лазерний шум, шум від ЕВП, електричний шум та дробовий шум. Оскільки шум лазера та шум від ЕВП вводяться до стадії модуляції, вони відносяться до категорії синфазного шуму. Однак до цієї категорії не входять електричний та дробовий шуми. У симетричній лінії синфазний шум може бути пригнічений за умови, що амплітуда та фаза кожного плеча добре підібрані.

Також показано на рис 6.14 теоретичну межу по дробовому шуму [6.11]. Як було встановлено, джерелом піку поблизу 50 МГц в несиметричній лінії є лазер, і він пригнічується на 25 дБ в симетричній конфігурації. Інша частина спектра на виході симетричної лінії передачі знаходиться приблизно на 12 дБ нижче рівня несиметричної лінії. Це вказує на придушення білого шуму, джерелом якого є ЕВП. Рівень RIN для дробового шуму при струмі 100 мА, як впливає з (3.27), становить – 175 дБн/Гц, що й відзначається на рис. 6.14. Нижньою межею шумової характеристики симетричною лінії є межа по дробовому шуму. Нарешті, перевищення над рівнем дробового шуму в симетричній конфігурації визначається електричними шумами на вході модулятора, які не є синфазними шумами і, отже, не можуть бути придушені за допомогою балансного детектування. Таким чином, несиметрична та симетрична лінії

передачі характеризуються тими ж показниками, але члени, що входять в склад  $N_{out}$  можуть відрізнятися в залежності від архітектур які розглядаються.

Фактор шуму для лінії з IMDD може бути отриманий із стандартного визначення (див. (2.6)):

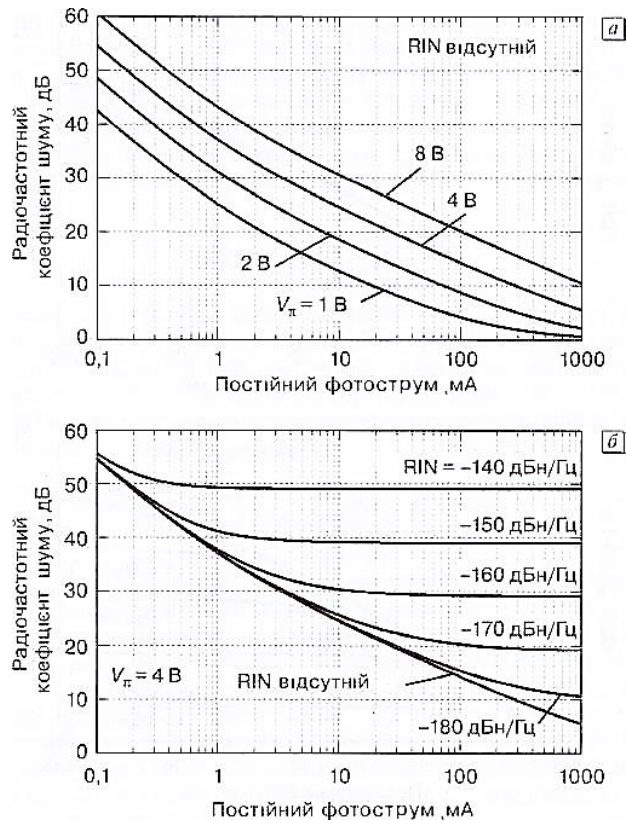
$$F = \frac{V_{\pi}^2 N_{out}}{I_{dc}^2 \pi^2 R_i R_0 |H_{pd}|^2 k_B T_s} \quad (6.50)$$

де  $N_{out}$  дається в (6.49), і рівняння (6.26) використовувалося для обліку коефіцієнта підсилення. Рівняння (6.50) може бути перетворено в логарифмічну форму:

$$NF[\text{дБ}] = 196,1 - 20 \log \left( \frac{I_{dc}[\text{мА}]}{V_{\pi}[\text{В}]} \right) + N_{out}[\text{дБм/Гц}] \quad (6.51)$$

де прийнято  $R_i = R_0 = 50 \text{ Ом}$  та  $H_{pd} = 1/2$ . Графіки, розраховані по (6.51), наведені на рис. 6.15. На рис. 6.15 а представлені значення NF в залежності від  $I_{dc}$  для різних значень  $V_{\pi}$ . Для того щоб продемонструвати загальні тенденції в лінії з фундаментальним обмеженням, на даному рисунку враховуються тільки тепловий та дробовий шуми ( $RIN = 0$ ). Вихідний тепловий шум буде обмежувати характеристику тільки при низьких значеннях радіочастотного коефіцієнта підсилення; нахил кривої на рис. 6.15 а для цієї межі  $m = -2$ . У межі по дробовому шуму  $m = -1$ .

Якщо ВЧ-підсилення достатньо для досягнення межі по вхідному тепловому шуму, то  $m = 0$  і  $NF \rightarrow 0 \text{ дБ}$ . Межа  $NF \rightarrow 0 \text{ дБ}$  обумовлена визначенням коефіцієнта шуму та виразом для вхідного теплового шуму в (6.49). Інші джерела теплового шуму, як, наприклад, описано в [6.10], можуть обмежити мінімальне значення NF до величини, більшої, ніж 0 дБ. На рис. 6.15 б представлені криві при фіксованому  $V_{\pi} = 4 \text{ В}$  та різних значеннях RIN. Як видно, в цьому випадку навіть відносно невисокий RIN може значно погіршити фундаментальний NF, особливо при великих фотострумах.



**Рис.6.15.** Результати розрахунку коефіцієнта шуму за допомогою (6.51):

а – вплив  $V_{\pi}$  при  $RIN = 0$ ; б – вплив  $RIN$  при  $V_{\pi} = 4 В$ .

Параметр «відношення сигналу до шуму» був введений при визначенні коефіцієнта шуму в (2.8). Даний показник визначається на виході ВЧ вузла або системи як:

$$SNR_{out} = \frac{P_{out}}{N_{out}B} \quad (6.52)$$

Рівняння в розділі 6.2 дозволяють розрахувати чотири значення SNR для лінії з IMDD, використовуючи (6.52) та (6.49) для визначення  $N_{out}$ . Зокрема, підстановка (6.24) дає загальний вираз для SNR, використання (6.25) – SNR в лінійному режимі, максимальне значення SNR визначається шляхом підстановки (6.28), і 1-дБ компресія виходить за допомогою (6.32).

Динамічний діапазон для лінії з IMDD є дуже важливим показником у багатьох аналогових застосуваннях. Параметри «динамічний діапазон по компресії підсилення» та «динамічний діапазон по перешкодах» (CDR та

SFDR) були визначені в підрозділі 2.3. Підстановка (6.32) в визначення 1-дБ CDR (див. (2.14)) та розрахунок числових постійних дає для 1-дБ CDR лінії з IMDD:

$$CDR_{1\text{дБ}} = \frac{(0,4516)I_{dc}^2 R_0 |H_{pd}|^2}{N_{out} B} \quad (6.53)$$

де  $N_{out}$  визначається з (6.49). З урахуванням  $R_0 = 50 \text{ Ом}$  та  $H_{pd} = 1/2 \text{ В} = 1 \text{ Гц}$  вираз (6.53) може бути перетворено в логарифмічну форму:

$$CDR_{1\text{дБ}} [\text{дБ} * \text{Гц}] = -22,5 + 20 \log(I_{dc} [\text{мА}]) - N_{out} [\text{дБм/Гц}] \quad (6.54)$$

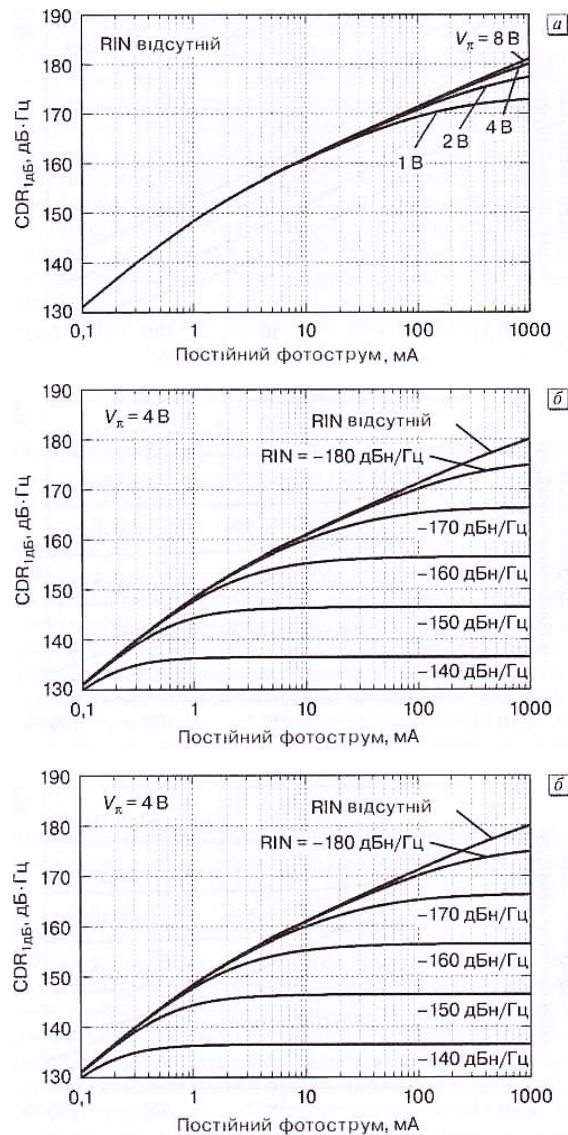
Графіки на основі (6.54) представлені на рис. 6.16 для  $R_0 = 50 \text{ Ом}$ . На рис. 6.16 а показані фундаментально обмежені значення в  $CDR_{1\text{дБ}}$  функції від  $I_{dc}$  для різних значень  $V_{\pi}$ . Величина  $CDR_{1\text{дБ}}$  збільшується з  $I_{dc}$  й не залежить від  $V_{\pi}$  доти, поки вхідний тепловий шум не створює чималий внесок. Як показано на рис. 6.16 а, значення  $V_{\pi}$  визначає максимально досяжну величину  $CDR_{1\text{дБ}}$  яка виходить при меншому  $I_{dc}$  та низькому значенні  $V_{\pi}$ .

Максимальний  $CDR_{1\text{дБ}}$  обмежується межею по вхідному тепловому шуму. У разі якщо переважаючим джерелом вихідного шуму є тепловий шум на вході лінії, динамічний діапазон стає обмеженим, тому що нижня межа шуму та вихідна потужність за рівнем компресії 1 дБ (див. (6.32)) пропорційні  $I_{dc}^2$ . Ця межа може бути виражена математично за допомогою підстановки в (6.53) першого члена (6.49), що представляє собою спектральну густину вихідного шуму, що виникає через наявність вхідного теплового шуму:

$$CDR_{1\text{дБ},max} = \frac{(0,4516)V_{\pi}^2}{\pi^2 R_i k_B T_s B} \quad (6.55)$$

Як було описано раніше, NF оптимізується шляхом мінімізації  $V_{\pi}$  так що вибір між динамічним діапазоном та NF являє собою важливе компромісне рішення. Рівень RIN може також вплинути на власний

$CDR_{1дБ}$  в лінії з IMDD. Вплив RIN на  $CDR_{1дБ}$  показано на рис.6.16 б для фіксованого  $V_{\pi} = 4В$ .



**Рис.6.16.** Результати розрахунку за допомогою (6.54) динамічного діапазону по компресії при  $R = 50$  Ом: а - вплив  $V_{\pi}$  при  $RIN=0$ ; б - вплив RIN при  $V_{\pi} = 4 В$

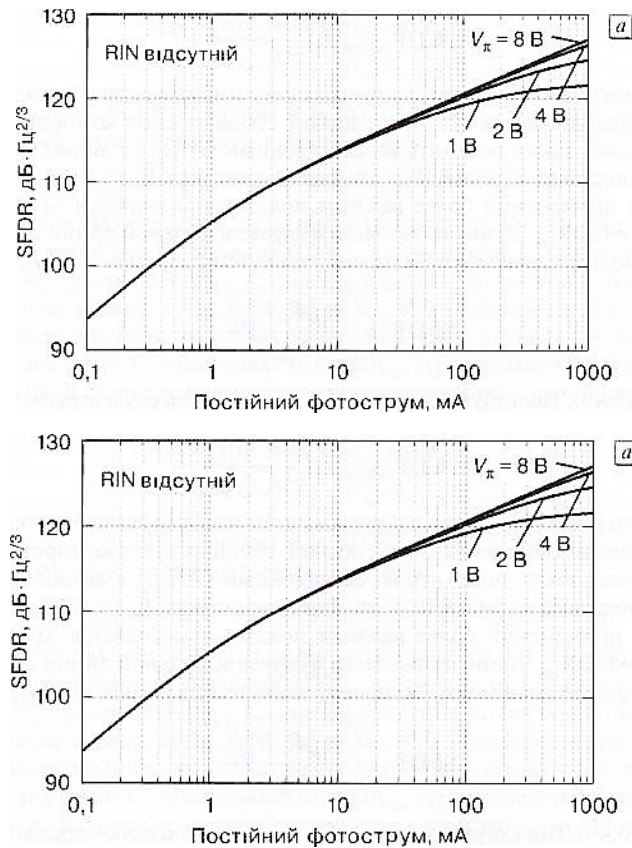
Для багатьох застосувань більш важливим показником є SFDR, який, як правило, менше  $CDR_{1дБ}$ . Даний параметр в разі ідеальної лінії з IMDD обмежений по ІМС третього порядку й може бути отриманий шляхом підстановки (6.42) в (2.16):



$$SFDR_3 = \left( \frac{4I_{dc}^2 R_0 |H_{pd}|^2}{N_{out} B} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (6.56)$$

де  $N_{out}$  дається в (6.49). Корисну для практики логарифмічну версію цього виразу можна записати якде були використані значення  $R_0 = 50$  Ом та  $H_{pd} = 1/2B = 1$  Гц. Графіки на основі (6.57) представлені на рис. 6.17 для  $R_i = 50$  Ом.

$$SFDR_3 \left[ \text{дБ} \cdot \text{Гц}^{\frac{2}{3}} \right] = -8,7 + \frac{40}{3} \log(I_{dc} [\text{мА}]) - \frac{2}{3} N_{out} [\text{дБм/Гц}] \quad (6.57)$$



**Рис. 6.17.** Результати розрахунку за допомогою (6.57) динамічного діапазону по завадам при  $R_i = 50$  Ом: а – вплив  $V_{\pi}$  при  $RIN = 0$ ; б – вплив  $RIN$  при  $V_{\pi} = 4$  В.

На рис. 6.17 а показані фундаментально обмежені значення SFDR в функції від  $I_{dc}$  для чотирьох значень  $V_{\pi}$ . Величина SFDR так само, як  $CDR_{1\text{дБ}}$ , збільшується з  $I_{dc}$  та не залежить від  $V_{\pi}$  доти, поки вхідний

теплової шум не починає робити чималий внесок.

У разі якщо SFDR обмежується вихідним тепловим шумом, нахил графіків на рис. 6.17 а,  $m = I_{dc}^{4/3}$ . У разі досягнення межі по дробовому шуму (підрозділ 6.3.2) нахил відповідає  $m = I_{dc}^{2/3}$ . Як і при аналізі CDR, величина SFDR стає незалежною від  $I_{dc}$ , коли домінує вхідний теплової шум. Вираз для максимального SFDR виходить шляхом підстановки в (6.56) першого члена (6.49):

$$SFDR_{max} = \left( \frac{4V_{\pi}^2}{\pi^2 R_i k_B T_s B} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.58)$$

Як впливає з (6.56) – (6.58), в ідеальній лінії з IMDD зміщеною точно в квадратурі, SFDR буде обмежений ІМС третього порядку. Проте, як видно з (6.47), спотворення другого порядку можуть бути проблемою для лінії зі зміщенням, що відрізняється від квадратури точки. Для того щоб отримати вираз для SFDR другого порядку в лінії з IMDD в функції від фази постійного зміщення, рівняння (6.47) може бути вставлено в визначення SFDR (див. (2.16)):

$$SFDR_3(\phi_{dc}) = I_{dc,q} \frac{\sin^2(\phi_{dc})}{|\cos(\phi_{dc})|} \left( \frac{2R_0 |H_{pd}|^2}{N_{out}(\phi_{dc})B} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.59)$$

Для кількісної оцінки (6.59) потрібно підставити вираз для  $N_{out}(\phi_{dc})$ . В якості відправної точки для цієї мети можна використовувати (6.49), де  $N_{out}$  визначається при квадратурному зміщенні. З чотирьох доданків в (6.49) тільки одне -  $k_B T_s$ , внаслідок вихідного теплового шуму не залежить від  $\phi_{dc}$ . Використовуючи (6.40 б), можна показати, що перший доданок в (6.49), що враховує вхідний теплової шум, можна записати у вигляді функції від  $\phi_{dc}$  зробивши заміну  $I_{dc} = I_{dc,q}$  та помноживши на  $\sin^2(\phi_{dc})$ . Третій та четвертий члени в (6.49) є виразами для вихідного дробового шуму та шуму, пов'язаного з RIN, відповідно. Рівень цих двох доданків залежить від середнього фотоструму, який

визначається в залежності від  $\phi_{dc}$ , через (6.40a) в малосигнальному наближенні для функції Бесселя. В результаті  $N_{out}$  як функція від  $\phi_{dc}$  записується як:

$$N_{out}(\phi_{dc}) = \left[ \frac{I_{dc,q}^2}{V_{\pi}^2} \sin^2(\phi_{dc}) \pi^2 R_i R_0 |H_{pd}|^2 + 1 \right] k_B T_s + 2q I_{dc,q} R_0 |H_{pd}|^2 [1 - \cos(\phi_{dc})] + RIN I_{dc,q}^2 R_0 |H_{pd}|^2 [1 - 2\cos(\phi_{dc}) + \cos^2(\phi_{dc})]. \quad (6.60)$$

Граничне значення SFDR в функції від  $\phi_{dc}$  являє собою дуже важливу системну характеристику. Щоб отримати його, потрібно порівняти значення  $SFDR_2(\phi_{dc})$  й  $SFDR_3(\phi_{dc})$  та взяти менше з них. Величина  $SFDR_2(\phi_{dc})$  розраховується за допомогою (6.59) та (6.60). Необхідне для розрахунку SFDR3 значення параметра може бути  $OIP_3(\phi_{dc})$  отримано з (6.46) у вигляді:

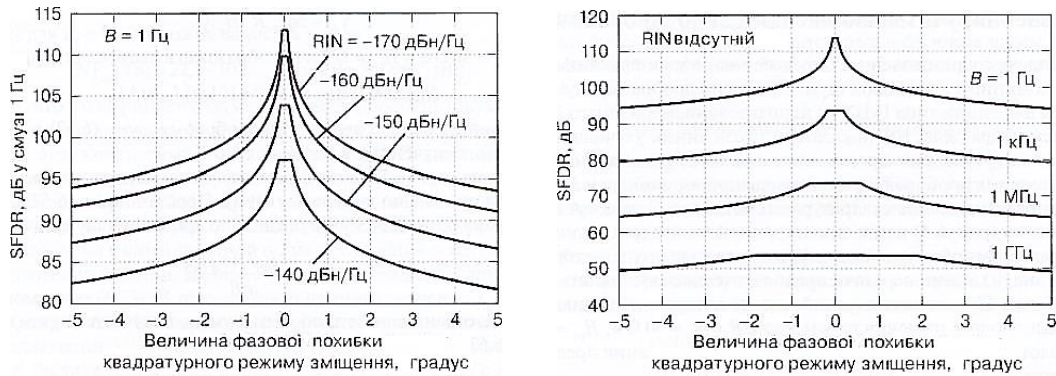
$$OIP_3(\phi_{dc}) = 4 \sin^2(\phi_{dc}) I_{dc,q}^2 R_0 |H_{pd}|^2 \quad (6.61)$$

Результати розрахунку динамічного діапазону по перешкодах для лінії з IMDD в залежності від помилки зсуву ММЦ при  $I_{dc,q} = 10$  мА,  $R_0 = 50$  Ом та  $H_{pd} = 1/2$ ; а - вплив смуги пропускання електричного каналу ( $B$ ) при  $RIN = 0$ ; б - вплив надлишкового RIN при  $B = 1$  Гц.

Потім бажаний вираз для  $SFDR_3(\phi_{dc})$  виходить шляхом підстановки (6.60) та (6.61) в (2.16). Граничний SFDR визначається множиною параметрів. На рис. 6.18, показані графіки для  $SFDR(\phi_{dc})$  при різних умовах. Граничний  $SFDR(\phi_{dc})$  можна знаходити шляхом розрахунку за допомогою вищенаведених виразів  $SFDR_2$  та  $SFDR_3$ , приймаючи в якості  $SFDR$  менший з них при кожному значенні  $\phi_{dc}$ .

Для всіх кривих на рис. 6.18  $I_{dc,q} = 10$  м,  $V_{\pi} = 10$  В,  $R_1 = R_0 = 50$  Ом,  $H_{pd} = 1/2$ ,  $\phi_{dc} = \pi / 2$  в квадратурній точці. На рис.18 а представлені графіки для  $SFDR(\phi_{dc})$  при  $RIN = -250$  дБн/Гц (нищівно малий) та різних

значеннях смуги  $B$ . В околиці квадратурної точки криві стають плоскими й обмежені величиною  $SFDR_3$  в цьому інтервалі. (Насправді в цих областях існує невеликий нахил, певної форми  $SFDR_3(\phi_{dc})$ ).



**Рис. 6.18.** Результати розрахунку динамічного діапазону по перешкодах для лінії з ІМДД в залежності від помилки зсуву ММЦ

Загальна тенденція полягає в тому, що область обмежена  $SFDR_3$ , і скорочується в міру зменшення  $B$ . Області рис. 6.18 а з великим вигином мають місце обмеження по  $SFDR_2$ . Як показано в даному випадку, навіть невелике відхилення від квадратури може значно погіршити власний  $SFDR_3$ . На рис. 6.18 б представлені характеристики  $SFDR(\phi_{dc})$  для різних значень RIN при  $B = 1$  Гц. Можна побачити тенденції, аналогічні для кривих рис. 6.18 а. Зокрема, вимоги до точності зміщення для збереження обмеження  $SFDR(\phi_{dc})$  значенням  $SFDR_3$  послаблюються в міру збільшення рівня RIN. Аналогічно залежності від  $B$ , ця тенденція пов'язана з відмінностями в нахилах характеристик спотворень другого та третього порядку й рівнем повної потужності вихідного шуму.

### 6.3.2. Рівняння, що враховують межу по дробовому шуму

Аналіз в цьому підрозділі зосереджений на певних характеристиках й обмежений тим, що у вихідному СГПШ домінує дробовий шум. Межа по дробовому шуму є важливою умовою роботи для лінії типу IMDD з використанням зовнішнього ММЦ. Як буде показано в наступному підрозділі, ВЧ-показники такої лінії поліпшуються як функція від середнього фотоструму. Це поліпшення відбувається через те, що вихідна потужність пропорційна  $I_{dc,q}$  тоді як дробовий шум на виході пропорційний  $I_{dc,q}^2$ . Всі подальші вирази припускають точне квадратурне зміщення. Вони можуть бути застосовані до несиметричної лінії (рис. 6.4) або до симетричної лінії (рис. 6.5 та 6.6), де постійний фотострум є сумою двох середніх фотострумів кожного детектора. У ряді випадків проектування аналіз лінії передачі краще виконувати на базі формул, виражених в децибелах. При цьому для ліній, схеми яких представлені на рис. 6.4 та 6.5, використовуються наступні значення параметрів:  $R_i = R_0 = 50 \text{ Ом}$ ,  $H_{pd} = 1/2$  та  $B = 1 \text{ Гц}$ .

Спектральну густину потужності шуму з (6.49) для опису меж по дробовому шуму можна переписати у вигляді:

$$N_{sh} = 2qI_{dc}R_0 |H_{pd}|^2$$

Підставляючи в (6.62):  $R_0 = 50 \text{ Ом}$ ,  $H_{pd} = 1/2$  та представивши в децибельній формі, отримаємо:

$$N_{sh} [\text{дБмГц}] = -174,0 + 10 \log(I_{dc} [\text{мА}])$$

Для виведення виразів на основі межі по дробовому шуму (6.62) та (6.63) можуть бути вставлені в рівняння, отримані в підрозділі 6.3.1.

Зокрема, за допомогою (6.52) можуть бути отримані чотири вирази для відношення сигналу до шуму в межі по дробовому шуму. Підстановка

в (6.52) рівнянь (6.24) та (6.62) дає загальний вираз для SNR в межі по дробовому шуму:

$$SNR_{sh} = \frac{I_{dc} J_1^2(\Phi_{rf})}{qB} \quad (6.64)$$

Малосигнальне SNR, обмежене дробовим шумом, виходить шляхом введення рівнянь:

$$SNR_{sh,ss} = \frac{I_{dc} \pi^2 R_i P_{in}}{2qV_{\pi}^2 B} \quad (6.65)$$

Рівняння(6.65) можна нормувати до  $B = 1$  Гц та перетворити в децибельну форму:

$$SNR_{sh,ss} [\text{дБ} \cdot \text{Гц}] = 151,9 + P_{in} [\text{дБм}] + 10 \log(I_{dc} [\text{мА}]) - 20 \log(V_{\pi} [\text{В}]) \quad (6.66)$$

Де було прийнято  $R_i = 50$  Ом. Максимальне SNR в межі дробового шуму виходить при підстановці (6.28) та (6.62) в рівняння (6.52) й може бути записано у вигляді:

$$SNR_{sh,max} = \frac{(0,3386)I_{dc}}{qB} \quad (6.67)$$

Рівняння (6.67) можна переписати у вигляді:

$$SNR_{sh,max} [\text{дБ} \cdot \text{Гц}] = 153,3 + 10 \log(I_{dc} [\text{мА}]) \quad (6.68)$$

Значення SNR при 1-дБ компресії на 2.8 дБ нижче максимального SNR й виходить в лінійній децибельній формі:

$$\log(I_{dc} [\text{мА}]) = (0,1794)I_{dc} / qB \quad (6.69)$$

$$SNR_{sh,1\text{дБ}} [\text{дБ} \cdot \text{Гц}] = 150,5 + 10 \log(I_{dc} [\text{мА}]) \quad (6.70)$$

Рівняння (6.69) та (6.70) були отримані шляхом підстановки (6.32) та (6.62) в (6.52).

У лінії типу IMDD дробовий шум при накладенні на ВЧ-сигнал буде в рівній мірі впливати на односмугові (SSB) амплітудні та фазові шуми.

Односмуговий амплітудний або фазовий шум може бути пов'язаний з вищенаведеними формулами для SNR як

$$SSB \text{ Noise}_{sh} \left[ \frac{\text{дБн}}{\text{Гц}} \right] = -SNR_{sh} [\text{дБ} \cdot \text{Гц}] - 3 \quad (6.71)$$

В (6.71) параметр  $SSB \text{ Noise}_{sh}$  відноситься або до односмугового амплітудного, або фазового шуму в межі дробового шуму, а величина  $SNR_{sh}$  може бути задана в (6.64) – (6.70). Дані на рис. 3.9 вказані для лінії типу IMDD з використанням зовнішнього ММЦ й характеризують односмуговий фазовий шум в залежності від налаштування від частоти носійної 10,24 ГГц. В найбільшій частині смуги вимірювань характеристика обмежена дробовим шумом і результати вимірювання добре узгоджуються з теорією.

Фактор шуму по ВЧ в межі дробового шуму виходить шляхом підстановки (6.62) в (6.50):

$$F_{sh} = \frac{2qV_{\pi}^2}{I_{dc}\pi^2 R_i k_B T_s} \quad (6.72)$$

Вираз (6.72) для  $R_i = 50 \text{ Ом}$  можна записати в вигляді

$$NF_{sh} [\text{дБ}] = 22,1 - 10 \log(I_{dc} [\text{мА}]) + 20 \log(V_{\pi} [\text{В}]) \quad (6.73)$$

З (6.73) випливає, що коефіцієнт шуму в межі дробового шуму буде визначатися  $I_{dc} \text{ та } V_{\pi}$ . Виміряні значення  $V_{\pi}$  для ММЦ в функції від радіочастоти наведені на рис. 6.19 [6.12]. Цей конкретний ММЦ працював в IMDD-лінії з низьким коефіцієнтом шуму. Результати вимірювання коефіцієнта шуму для трьох схем створення лінії передачі представлені на рис. 6.20 [6.12]. На рисунку показані коефіцієнти шуму для кожного з одиночних виходів, що працюють при середньому струмі близько 18,5 мА. Явище відсічки синфазного шуму в симетричній схемі дозволяє істотно знизити коефіцієнт шуму лінії. На рис. 6.20 також наведені дані розрахунку коефіцієнта шуму за допомогою (6.73). В ході його було прийнято значення  $I_{dc} = 37 \text{ мА}$  та використані значення  $V_{\pi}$  із рис. 6.19. Як

видно, експериментальні та розрахункові дані добре збігаються за винятком високочастотної ділянки, де внесок вихідного теплового шуму призводить до збільшення коефіцієнта шуму в порівнянні з межею по дробовому шуму.

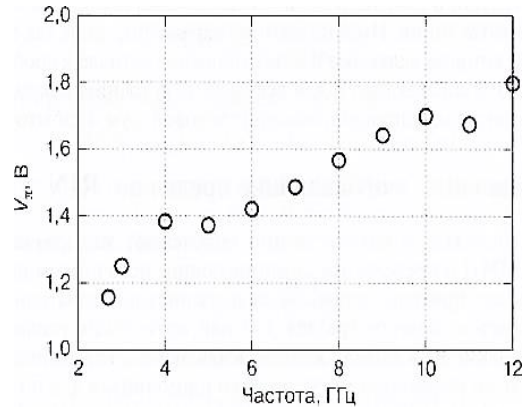


Рис. 6.19. Виміряні значення  $V_{\pi}$  в функції від частоти для високоефективного ММЦ [6.12]

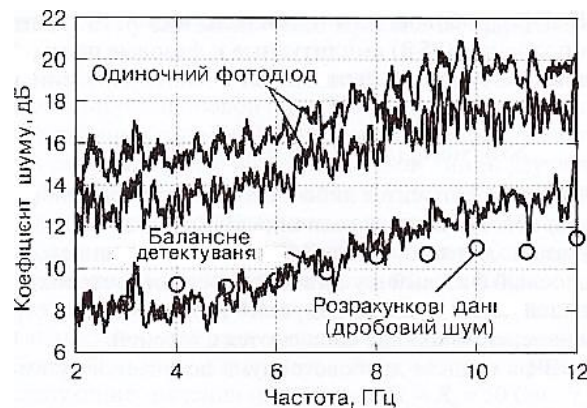


Рис. 6.20. Вимірний коефіцієнт шуму для високоякісної лінії з IMDD

Величину динамічного діапазону по компресії CDR в лінії з IMDD, обмеженою дробовим шумом, можна визначити з (6.53) з використанням  $N_{out}$  згідно (6.62):

$$CDR_{1дБ,sh} = \frac{(0,2258)I_{dc}}{qB} \quad (6.74)$$

Рівняння (6.74) може бути нормовано на  $B = 1$  Гц та виражено в децибельній формі:

$$CDR_{1дБ,sh}[\text{дБ} \cdot \text{Гц}] = 151,5 + 10 \log(I_{dc}[\text{мА}]) \quad (6.75)$$



Аналогічно CDR в межі по дробовому шуму, обмежений дробовим шумом SFDR для лінії типу IMDD є функцією тільки  $I_{dc}$  та  $B$ . Підстановка (6.62) в (6.56) призводить до:

$$SFDR_{sh} = \left( \frac{2I_{dc}}{qB} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (6.76)$$

Вимірювання представлені на виході кожного одиночного фотодіода й балансного детектора. Кружки означають розрахований коефіцієнт шуму в межі дробового шуму з використанням значень  $V_{\pi}$  з рис. 6.19.

Цей вираз можна записати в децибельній формі для  $B = 1$  Гц:

$$SFDR_{sh} \left[ \text{дБ} \cdot \text{Гц}^{\frac{2}{3}} \right] = 107,3 + \frac{20}{3} \log(I_{dc} [\text{мА}]) \quad (6.77)$$

Важливо відзначити, що всі рівняння від (6.64) до (6.77) не залежать від частотних характеристик фотодіода і електричних схем після фотодіода, які описуються через функцію  $H_{pd}$ . Причина цього полягає в тому, що і сигнал, і шум піддаються одній і тій же фільтрувальній функції на виході лінії. Саме тому параметри, такі як SNR, коефіцієнт шуму, CDR та SFDR, які включають в себе відношення сигналу до дробового шуму, не залежатимуть від  $H_{pd}$ . Це справедливо і для всіх інших джерел шуму, присутніх в оптичному діапазоні, як, наприклад, вхідний тепловий шум та надлишковий RIN.

### 6.3.3. Рівняння, що враховують межу по RIN

Рівняння в цьому підрозділі кількісно визначають характеристики лінії типу IMDD із зовнішнім ММЦ в межі, коли домінуючим джерелом шуму є RIN. Даний вид шумів, як правило, використовується для опису надлишкового шуму в фотонних лініях, наприклад від лазерів (підрозділ

3.4) або оптичних підсилювачів (підрозділ 3.5). Проте застосування RIN можна узагальнити для будь-якого джерела шуму [6.6]. У цьому разі вирази цього підрозділу можуть широко застосовуватися для корисного та компактного формулювання системи показників якості лінії передачі. Наприклад, (3.21) може бути використано з наведеними нижче рівняннями для визначення характеристик, коли обмежуючим фактором є тепловий шум. Аналогічно дробовому шуму RIN, заданий в (3.26), може бути введений в рівняння цього підрозділу для отримання рівнянь в підрозділі 6.3.2. В подальшому аналізі передбачається, що RIN нормується в смузі пропускання 1 Гц і тому виражається в  $(\text{Гц})^{-1}$  (або дБн/Гц в логарифмічному масштабі). Як і в попередньому підрозділі, рівняння в децибелах наводяться для ліній, схеми яких наведені на рис. 6.4 та 6.5, з наступними припущеннями:

$$R_i = R_0 = 50 \text{ Ом}, B = 1 \text{ Гц}, H_{pd} = 1/2, T_s = 290\text{K}$$

Для даного аналізу передбачається, що спектральна густина потужності вихідного шуму визначається як

$$N_{RIN} = RIN \cdot I_{dc}^2 R_0 |H_{pd}|^2 \quad (6.78)$$

для  $R_0 = 50 \text{ Ом}, H_{pd} = 1/2$  рівняння (6.78) можна переписати в децибельній формі:

$$N_{RIN} \left[ \frac{\text{дБм}}{\text{Гц}} \right] = -19 + RIN \left[ \frac{\text{дБн}}{\text{Гц}} \right] + 20 \log(I_{dc}[\text{мА}]) \quad (6.79)$$

Значення SNR, обмежене RIN, виходить шляхом підстановки (6.24) та (6.78) в (6.51):

$$SNR_{RIN} = \frac{2J_1^2(\phi_{rf})}{RIN \cdot B} \quad (6.80)$$

Існують три інших корисних вирази SNR в межі RIN. Зокрема, малосигнальний SNR в межі RIN

$$SNR_{RIN} = \frac{\pi^2 R_i P_{in}}{RIN \cdot V_{\pi}^2 B} \quad (6.81)$$

Який може бути записаний в децибельній формі при  $R_0 = 50 \text{ Ом}$ ,  $B = 1 \text{ Гц}$ :

$$\text{SNR}_{RIN,SS} [\text{дБ} \cdot \text{Гц}] = -3.1 + P_{in} [\text{дБм}] - RIN [\text{дБн} / \text{Гц}] - 20 \log(V_{\pi} [\text{В}]) \quad (6.82)$$

Вираз (6.81) отримано в результаті підстановки (6.25) та (6.78) в (6.52). Щоб визначити значення SNR в межі по RIN, необхідно об'єднати (6.28), (6.78) та (6.53):

$$\text{SNR}_{RIN,max} = \frac{0,6772}{RIN \cdot B} \quad (6.83)$$

Нормуючи (6.83) в полосі пропускання 1 Гц та виразивши в децибелах, отримаємо:

$$\text{SNR}_{RIN,SS} [\text{дБ} \cdot \text{Гц}] = -1.7 - RIN [\text{дБн/Гц}]. \quad (6.84)$$

Накінець, величина SNR при 1-дБ компресії отримаємо шляхом підстановки (6.32) та (6.78) в (6.52):

$$\text{SNR}_{RIN,1дБ} = \frac{0,3587}{RIN \cdot B}, \quad (6.85)$$

яке може бути перетворено в децибелі в полосі 1 Гц:

$$\text{SNR}_{RIN,1дБ} [\text{дБ} \cdot \text{Гц}] = -4,5 - RIN [\text{дБн/Гц}] \quad (6.86)$$

Коефіцієнт шуму по радіочастоті, CDR та SFDR для IMDD-лінії можна записати в компактній формі в залежності від RIN. Зокрема, вираз для фактору шуму виходить шляхом підстановки (6.78) в (6.50):

$$F_{RIN} = \frac{RIN \cdot V_{\pi}^2}{\pi^2 R_i k_B T_s} \quad (6.87)$$

Для знаходження коефіцієнта шуму необхідно перевести (6.87) в децибелі:

$$\text{NF}_{RIN} [\text{дБ}] = 177,0 + RIN [\text{дБн/Гц}] + 20 \log(V_{\pi} [\text{В}]) \quad (6.88)$$

Де  $R_i = 50 \text{ Ом}$ . Підстановка (6.78) в (6.53) дає значення CDR в межі по RIN.

$$\text{CDR}_{RIN,1дБ} = \frac{0,4516}{RIN \cdot B} \quad (6.89)$$

Логарифмічна версія (6.89) при  $B = 1 \text{ Гц}$ :

$$CDR_{RIN,1дБ} [\text{дБ} \cdot \text{Гц}] = -3,5 - RIN [\text{дБн}/\text{Гц}] \quad (6.90)$$

Нарешті, значення SFDR в межі по RIN, яке може бути отримано шляхом підстановки (6.78) для  $N_{out}$  в (6.56), можна записати у вигляді:

$$SFDR_{RIN} = \left( \frac{4}{RIN \cdot B} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (6.91)$$

Рівняння (6.91) можна нормувати для  $B = 1$  Гц, в результаті чого

$$SFDR_{RIN} \left[ \text{дБ} \cdot \text{Гц}^{\frac{2}{3}} \right] = 4,0 - \frac{2}{3} RIN \left[ \frac{\text{дБ}}{\text{Гц}} \right] \quad (6.91)$$

Вищенаведені рівняння демонструють корисність формального уявлення RIN для опису характеристик ліній з IMDD. Максимальне значення SNR, SNR при 1-дБ компресії, CDR при 1-дБ компресії та SFDR є функціями тільки RIN. Коефіцієнт шуму залежить тільки від RIN та півхвильові напруги ММЦ,  $V_{\pi}$ . Багато джерел RIN, такі як RIN лазера, не залежать від середнього фотоструму. Таким чином, специфікація мінімального RIN для лінії передачі буде визначати максимально досяжні рівні параметрів.

#### 6.3.4. Аналіз методом компромісних рішень

Проектування лінії передачі IMDD-типу із зовнішньою модуляцією має на увазі вибір з великого числа рішень, які відразу не очевидні, виходячи з вищенаведених виразів. Коефіцієнт підсилення, коефіцієнт шуму та SFDR є трьома показниками, з якими, як правило, можна зіткнутися на ранніх стадіях проектування лінії передачі. Відповідно до (6.26) коефіцієнт підсилення зростає в міру збільшення  $I_{dc}$  або в міру зменшення  $V_{\pi}$ . Шляхом підстановки (6.49) в (6.50) можна забезпечити більш глибоке уявлення про характер зміни фактору шуму:

$$F = 1 + \frac{V_{\pi}^2}{\pi^2 R_i} \left( \frac{1}{I_{dc}^2 R_0 |H_{pd}|^2} + \frac{2q}{I_{dc} k_B T_s} + \frac{RIN}{k_B T_s} \right) \quad (6.93)$$

Члени (6.93) відповідають вхідному тепловому шуму, вихідному тепловому шуму, дробовому шуму та RIN внаслідок надлишкового оптичного шуму. Аналогічно коефіцієнту підсилення фактор шуму поліпшується (зменшується) зі збільшенням  $I_{dc}$  або зі зменшенням  $V_{\pi}$ . Зменшення рівня RIN також покращує фактор шуму. Вплив цих параметрів на SFDR можна передбачити, підставивши (6.49) в (6.56):

$$SFDR_3 = \left( \frac{\pi^2 R_i k_B T_s B}{4V_{\pi}^2} + \frac{k_B T_s B}{4I_{dc}^2 R_0 |H_{pd}|^2} + \frac{qB}{2I_{dc}} + \frac{RIN \cdot B}{4} \right)^{-\frac{2}{3}} \quad (6.94)$$

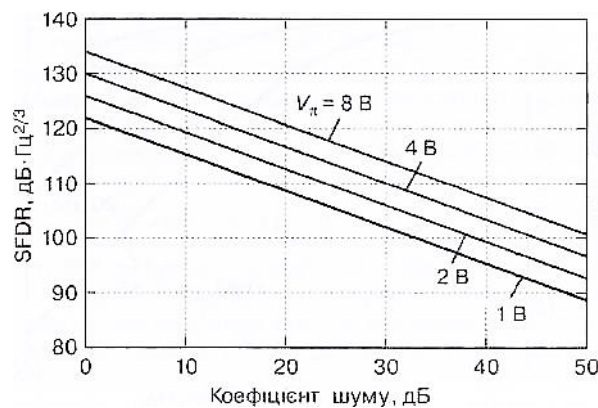
Як і в (6.93), з першого по четвертий члени в (6.94) відповідають вхідному тепловому шуму, вихідному тепловому шуму, дробовому шуму та RIN внаслідок надлишкового оптичного шуму. Збільшення  $I_{dc}$  або зменшення RIN призводить до поліпшення SFDR. Проте SFDR не залежить від  $V_{\pi}$ , за винятком випадків, коли параметри лінії обмежуються вхідним тепловим шумом. Коли це так, то більший  $V_{\pi}$  буде піднімати верхній рівень SFDR, як впливає з (6.58). Таким чином, підхід до проектування залежить від режиму роботи лінії передачі.

Компроміс між  $F$  та SFDR може бути досліджений наступним чином. Параметр SFDR можна записати у вигляді функції від  $F$ , спочатку перемножують (6.50) та (6.56), а потім отриманий результат розв'язують відносно SFDR

$$SFDR_3 = \left( \frac{4V_{\pi}^2}{\pi^2 R_i k_B T_s B} \right)^{\frac{2}{3}} \left( \frac{1}{F} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (6.95)$$

Графіки розрахунку (6.95) показані на рис. 6.21 для різних значень  $V_{\pi}$  при  $R_i = 50$  Ом та  $B = 1$  Гц. З рис. 6.21 можна зробити деякі прості висновки. По-перше, для даного значення коефіцієнта шуму SFDR більше при більшому  $V_{\pi}$ . Проте, згідно з (6.91), щоб отримати малий коефіцієнт

шуму, більший  $V_{\pi}$  буде вимагати більшого  $I_{dc}$  і низького рівня RIN. Навпаки, при заданому рівні SFDR коефіцієнт шуму поліпшується в міру зменшення  $V_{\pi}$ . В цьому випадку вхідний тепловий шум, що задається першим членом в (6.94) може збільшити обмеження по  $I_{dc}$  та RIN. Метод, розроблений в [6.13], являє собою детальне вивчення компромісних рішень, в якому результати ґрунтуються на графічному підході.



**Рис. 6.21.** Результати розрахунку на базі (6.95) дингамічного діапазону по завадам третього порядку в функції від коефіцієнта шуму при  $R_0 = 50$  Ом,  $B = 1$  Гц.

#### 6.4. Проблеми та рішення для фотодетектора

При аналізі ліній з IMDD до цього моменту передбачалося, що фотодіод є чисто лінійним. Однак як впливає з розділу 4, фотодіоди, що застосовуються в мікрохвильовій фотоніці, можуть демонструвати цілий ряд нелінійностей. В даному розділі труднощі внаслідок спотворень в фотодіоді, що входить до складу лінії передачі з IMDD, розглядаються кількісно в припущенні, що нелінійності фотодіода другого та третього порядку можуть бути описані за допомогою  $OIP_2$  та  $OIP_3$  відповідно. У наступній частині даного розділу деякі методи компенсації спотворень парного порядку, внесених фотодіодом, розглянуті більш докладно.

Вплив нелінійностей фотодіодів на однооктавний SFDR для лінії типу IMDD вивчається шляхом каскадного аналізу, як описано в розділі 2. Передбачається, що лінія з IMDD, що використовує ідеальний фотодіод, є першою сходинкою, за якою слідує нелінійний фотодіод з одиничним підсиленням та точкою перетину третього порядку по виходу  $OIP_{3pd}$ . Каскадний  $OIP_3$  цих двох ступенів дається в (2.31) з рівнянням (6.42), введеним в  $OIP_3$  лінії передачі:

$$IP_3 = \left( \frac{1}{4I_{dc}^2 R_0} + \frac{1}{OIP_{3pd}} \right)^{-1} \quad (6.97)$$

В (6.96), щоб уникнути плутанини, де саме вказана  $OIP_{3pd}$ ,  $H_{pd}$  був встановлений рівним одиниці. Підстановка (6.96) в (2.16) дає каскадний SFDR<sub>3</sub>. Відношення цього каскадного SFDR<sub>3</sub> до SFDR<sub>3</sub> в лінії типу IMDD з ідеальним фотодіодом (див. (6.56)) визначає погіршення якості передачі за рахунок фотодіода [6.14]:

$$\Delta SFDR_3 = \left( 1 + \frac{4I_{dc}^2 R_0}{OIP_{3pd}} \right) \quad (6.98)$$

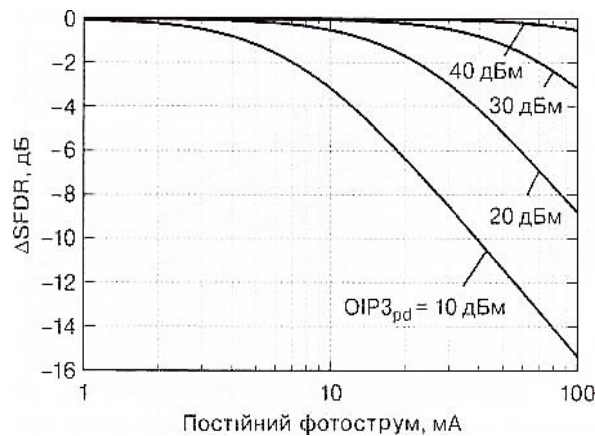
Рівняння (6.97) не залежить від  $N_{out}$  та  $B$ . Результати розрахунку за допомогою (6.97) наведено на рис. 6.22 для  $R_0 = 50$  Ом демонструючи інтуїтивний результат, що параметр  $OIP_3$  фотодіода повинен збільшуватися при більш високих середніх фотострумах для того, щоб підтримувати власну лінійність лінії передачі. В ідеальних умовах лінія типу IMDD з ММЦ, зміщеному точно в квадратурі, не створює спотворень парного порядку. Для мультиоктавних застосувань необхідний  $OIP_2$  фотодіода ( $OIP_{2pd}$ ) для збереження динамічного діапазону третього порядку лінії передачі задається за допомогою (2.25) з використанням (6.42), підставленим для  $OIP_3$  при  $H_{pd} = 1$ ;

$$OIP_{2pd} \geq (4I_{dc}^2 R_0)^{\frac{4}{3}} (N_{out} B)^{-\frac{1}{3}} \quad (6.98)$$

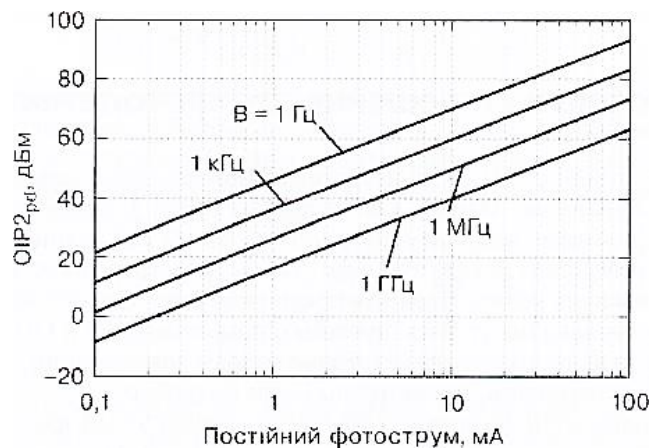
Випадок рівності в (6.98) зображений на рис. 6.23 з використанням

(6.49) для визначення при  $N_{out}$ ,  $R_i = R_0 = 50 \text{ Ом}$ ,  $V_{\pi} = 4 \text{ В}$  та  $RIN = 0$ . На рис. 6.23 показано вплив смуги пропускання електричних вузлів: чим ширше смуга, тим менш жорсткі вимоги до  $OIP_{2pd}$ . Вплив  $RIN$  в (6.98) було вивчено в [6.9]. Вираз (6.98) можна записати в межі дробового шуму як [6.14]  $OIP_{2pd,shot}$ :

$$OIP_{2pd,shot} \geq (2I_{dc})^{\frac{7}{3}}(qB)^{-\frac{1}{3}}R_0 \quad (6.99)$$



**Рис. 6.22.** Розраховані зміни SFDR через спотворення в фотодіоді відносно SFDR ідеальної лінії з IMDD (див. (6.97)) при різних значеннях вихідної точки перетину  $OIP_{3pd}$



**Рис. 6.23.** Розрахункові значення  $OIP_2$  фотодіода (див. (6.98)), необхідні для підтримки власного SFDR третього порядку в лінії з IMDD при  $R_i = R_0 = 50 \text{ Ом}$ ,  $V_{\pi} = 4 \text{ В}$ , та  $RIN = 0$ .



Точно такий же варіант (6.98) в межі по RIN<sup>1</sup>:

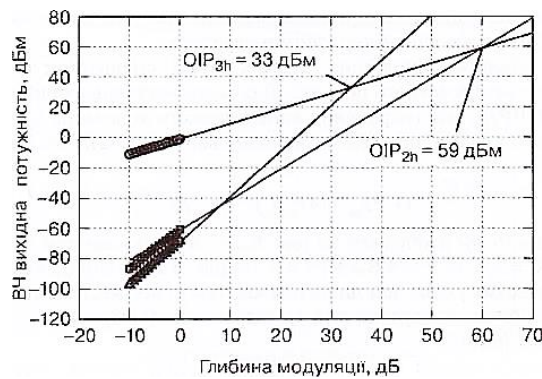
$$OIP_{2pd,RIN} \geq 4(2)^{\frac{2}{3}} I_{dc}^2 (RIN \cdot B)^{\frac{-1}{3}} R_0 \quad (6.100)$$

Вимоги до фотодіода в багатооктавних лініях з IMDD, наведені в (6.98), дуже важко забезпечити, особливо в малошумних лініях передачі або в лініях, навантаженням яких є вузькосмугові (з малою напругою) приймачі. Проте існують методи побудови, які можуть бути використані, щоб подолати ці обмеження. Два таких способа описані нижче. Для пояснення обох використовується розкладання в ряд Тейлора частотної характеристики фотодіода. Для аналізу передбачається, що збуджувальний сигнал, являє собою постійну складову струму (див. (6.40, а)) та два слабких синусоїдальних сигнали рівної амплітуди ( $\phi_1 = \phi_2 = \phi \ll 1$ ), дані першими двома рядками (6.40, б) при  $j=k=1$ . Використовуючи це як вхідний сигнал фотодіода та виконавши розкладання в ряд Тейлора (див. (2.10)) в околиці  $I_{dc}$ , можна отримати вихідний струм:

$$\begin{aligned} I_{pd} = & (a_0 + a_2 I^2) + \left( a_1 I + \frac{9a_3 I^3}{4} \right) \sin(\Omega_1 t) + \left( a_1 I + \frac{9a_3 I^3}{4} \right) \sin(\Omega_2 t) - \\ & \frac{a_2 I^2}{2} \cos(2\Omega_1 t) - \frac{a_2 I^2}{2} \cos(2\Omega_2 t) + a_2 I^2 \cos[(\Omega_1 - \Omega_2)t] - a_2 I^2 \cos[(\Omega_1 + \\ & \Omega_2)t] - \frac{a_3 I^3}{4} \sin(3\Omega_1 t) - \frac{a_3 I^3}{4} \sin(3\Omega_2 t) + \frac{3a_3 I^3}{4} \sin[(2\Omega_1 - \Omega_2)t] + \\ & \frac{3a_3 I^3}{4} \sin[(2\Omega_2 - \Omega_1)t] - \frac{3a_3 I^3}{4} \sin[(2\Omega_1 + \Omega_2)t] - \frac{3a_3 I^3}{4} \sin[(2\Omega_2 + \\ & \Omega_1)t] \dots \end{aligned} \quad (6.101)$$

де  $I = \phi I_{dc,q} \sin(\phi_{dc})$  в (6.40) в якості вхідного сигналу був використаний  $I_1$ . Перший метод використовує комплементарний характер двох вихідних сигналів ММЦ. Розглянемо розкладання в ряд Тейлора, дане в (6.101), при розрахунку для  $I_2$  в (6.40). Результатом є вихідний струм, як і в (6.101), за винятком того, що терміни непарного порядку зрушені по фазі на 180°, а терміни парного порядку мають ту ж фазу. Таким чином, якщо два ідентичних фотодіода (з однаковими коефіцієнтами Тейлора) використовуються в ідеальній балансній схемі (однакові амплітуди з точно 180° фазовим зрушенням), то складові парного порядку повинні

бути придушені. Ця методика була вперше продемонстрована в [6.15], й результати вимірювань наведені на рис. 6.24-6.26. Зокрема, на рис. 6.24 показані виміряні точки перетину по виходу внаслідок гармонійних спотворень другого та третього порядку:  $OIP_{2h}$  та  $OIP_{3h}$  відповідно, для фотодіода зі збуджуванням гармонійним сигналом частотою 5 МГц при середньому струмі  $I_{dc} = 6,5\text{мА}$ .

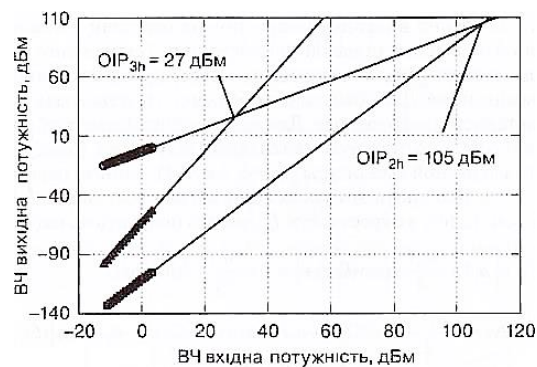


**Рис. 6.24.** Результати вимірювання характеристик фотодіода по першій, другій та третій гармоніках при порушенні гармонійним сигналом частотою 5 МГц. Показано значення точок перетину щодо виходу на гармоніках [6.15]

Загальний підхід для збільшення ефективної лінійності нелінійного пристрою – це формування матриці (решітки) таких пристроїв. Якщо все  $N$  пристроїв в решітці мають ідентичну нелінійність і їх вихідні струми комбінуються лінійно без втрат або фазових зрушень, очікується збільшення з коефіцієнтом  $N^2$  точки перетину по виходу в порівнянні з аналогічним параметром будь-якого окремого пристрою.

Для підтвердження була сконструйована решітка з чотирьох фотодіодів з використанням приладів, дуже схожих на той, результати дослідження якого наведені на рис. 6.24. По два фотодіода були приєднані до кожного виходу квадратурно-зміщеного ММЦ. Струми від двох фотодіодів на кожному плечі ММЦ підсумовувалися, а результуючий струм від кожного плеча ММЦ віднімався. Повний фотострум для лінії був

$I_{dc} = 26 \text{ мА}$  (6,5 мА на фотодіод). Значення параметрів  $OIP_{2h}$  та  $OIP_{3h}$  в цій лінії показані на рис. 6.25. Виграш від з'єднання фотодіодів в решітку для приймача повинен був бути 12 дБ, що приводить до  $OIP_{2h} = 71 \text{ дБм}$  та  $OIP_{3h} = 45 \text{ дБм}$ , якби фотодіоди були єдиним джерелом спотворень. Вимірне значення  $OIP_{3h} = 27 \text{ дБм}$  обмежене спотвореннями в ММЦ. Проте вимірне значення  $OIP_{2h} = 105 \text{ дБм}$  можна приписати передбаченому ефекту придушення парних гармонік.

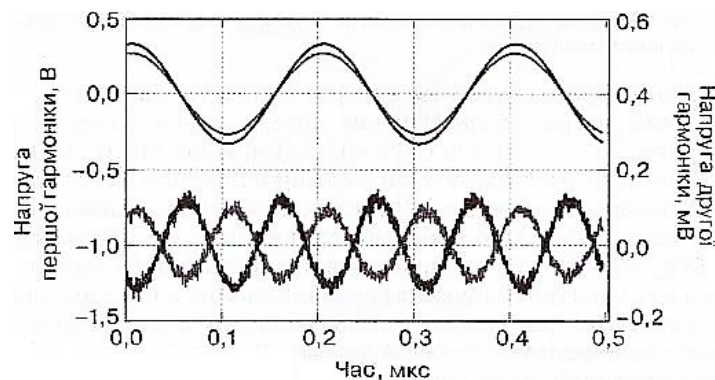


**Рис. 6.25.** Результати вимірювання характеристик лінії з IMDD по першій (5 МГц), другій та третій гармоніках. Показано значення точок перетину щодо виходу на гармоніках [6.15]

Причину придушення можна побачити більш чітко на рис. 6.26, де наведені сигнали першої та другої гармонік від кожного ММЦ, як вони вимірюються на виході приймача. Очевидно, що сигнали основної частоти знаходяться в фазі, а їх другі гармоніки – в протифазі. В даному підрозділі дається стисла викладка теорії та деякі експериментальні дані для цього методу.

Є деякі недоліки застосування балансного приймача для придушення внесених фотодіодом спотворень парного порядку. Метод вимагає два фазоузгоджених волокна, що може бути нереальним на практиці для протяжних ліній між двома точками та/або високих частот модуляції. Підхід також спирається на добре узгоджений набір фотодіодів, за

допомогою яких реалізується функція придушення. Метод, розроблений в [6.16], усуває ці проблеми шляхом придушення спотворень фотодіода парного порядку в ММЦ з одним виходом. Підхід ґрунтується на зміщенні ММЦ так, щоб навмисно генерувати спотворення парного порядку, підбираючи амплітуду спотворень, викликаних фотодіодом; рівняння в цьому розділі пророкують, що два джерела можуть створювати спотворення парного порядку в протифазі.



**Рис. 6.26.** Осцилограми сигналів на виході симетричної лінії із IMDD

Розглянемо ММЦ з одним виходом, що керується одним фотодіодом, як показано на рис. 6.4. Параметр ІМС2 для такої лінії може бути змодельований як складова характеристика в (6.40 в) та (6.101). Отриманий вираз:

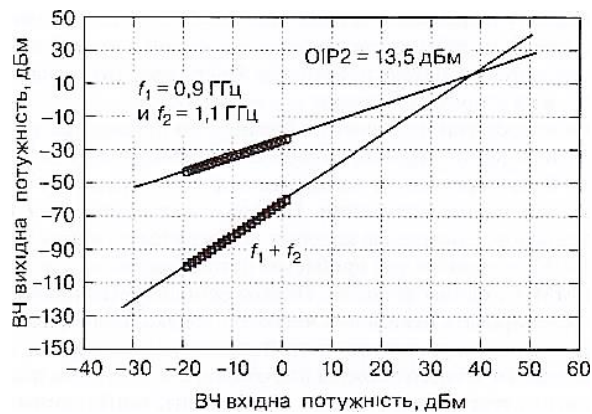
$$I_{imd2} = \pm \left[ \frac{\cos(\phi_{dc})}{2} + a_2 I_{dc,q} \sin^2(\phi_{dc}) \right] \cos[(\Omega_2 \mp \Omega_1)t] \quad (6.102)$$

де перший член в дужках пов'язаний з ММЦ, а другий – із фотодіодом.

Фази доданка, пов'язаного з ММЦ, розташовуються по обидва боки від квадратури точки, відрізняючись на 180°. Однак сигнал першої гармоніки, що генерується ММЦ, має однакову фазу щодо квадратурної точки (див. (6.406)), маючи на увазі, що  $a_2$  повинні мати той же знак в її околиці (див. (6.101)). Величина  $a_2$  може бути визначена з вимірювання  $OIP_2$  фотодіода, а інші параметри в (6.101) можна легко отримати. Отже,

при деяких фазах зміщення, які наведені в (6.102), може бути досягнутий ефект придушення.

На рис. 6.27 показані результати вимірювання OIP<sub>2</sub> для зворотно зміщеного на 1 В фотодіода PD3000 фірми Applied Optoelectronics при  $I_{dc} = 3.0$  мА. Ці дані були отримані на двочастотній установці з використанням двох ММЦ. На один з них подавався сигнал частотою 0,9 ГГц, а на іншій – 1,1 ГГц. Схема спроектована таким чином, щоб ізолювати ІМС2 на частоті 2,0 ГГц, які генеруються фотодіодом [6.16]. Виміряна OIP<sub>2</sub> внаслідок цього спотворення вийшла 13,5 дБм.

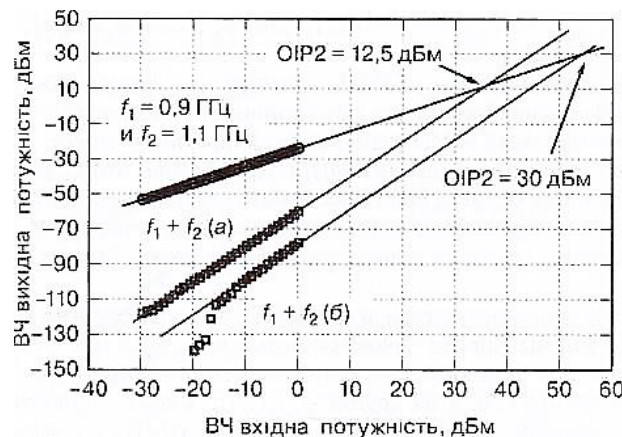


**Рис. 6.27.** Результати вимірювання OIP<sub>2</sub> для фотодіода, який використовується для демонстрації нової схеми лінеаризації [6.16]

Осцилограми сигналів на виході симетричної лінії із ІМDD, що показують (зверху, ліва вісь) перші гармоніки від кожного плеча, які були зрушені, щоб бути в фазі після віднімання та (знизу, права вісь) другі гармоніки, які зміщені по фазі на 180° [6.15].

Лінія типу ІМDD з використанням цього фотодіода була ще раз протестована на цих двох частотах; результати наведені на рис. 6.28. Наявність інтермодуляційних спотворень другого порядку на частоті 2,0 ГГц викликало OIP<sub>2</sub> = 12,5 дБм, коли ММЦ зміщений в квадратурі з  $I_{dc} = 3.0$  мА. Цей рівень дуже близький до вимірювань на самому фотодіоді, вказуючи, що він є джерелом обмеження. Зсув ММЦ

підлаштовувався до досягнення мінімального значення ІМС2, яке спостерігалось навіть далеко від квадратури точки при середньому струмі  $I_{dc} = 2.5\text{мА}$ . Інша перевага цього методу полягає в тому, що вихідні потужності в квадратурній точці на основній частоті та в режимі придушення майже ідентичні. Тоді як деякі методи лінеаризації досягають зменшення спотворень за рахунок зниження потужності на основній частоті. Результати ІМС2 в точці придушення також наведені на рис. 6.28.



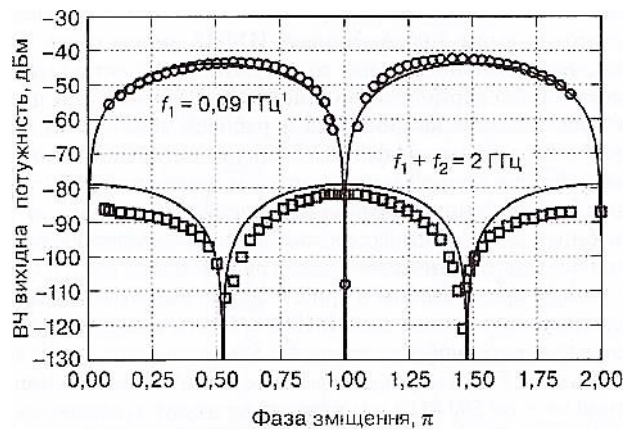
**Рис. 6.28.** Результати вимірювання ОІР2 для лінії з ІМДД, яка використовує ММЦ з одним виходом в точці квадратурного зміщення та в далекій від квадратури точці зміщення, де ІМС2 на виході фотодіода пригнічені [6.16].  
а – квадратурне зміщення; б – нульовий зсув

Дуже сильне придушення вимірювалося при вхідній потужності нижче  $-15$  дБм. Придушення існує і в інших режимах, при більш високих вхідних потужностях воно набагато менше.

Функція другого порядку (нахил 1:2 в логарифмічному масштабі) збігається з даними на більш високих вхідних потужностях, досягаючи  $OIP_2 = 30$  дБм. Це обмеження  $OIP_2$  визначається відбиттям в пристрої, але все-таки на 16,5 дБ краще, ніж  $OIP_2$  власне фотодіода. Ефект придушення набагато краще характеризується за допомогою відношення носійної до інтермодуляційних спотворень (CIR). При високих вхідних потужностях

CIR на 17,5 дБ вище на 2,5 мА, ніж на 3,0 мА (коли ММЦ в квадратурі). В області сильного придушення різниця CIR стає понад 40 дБ.

Результати розрахунку й вимірювання сигналу основної частоти та ІМС2 для лінії передачі в функції від зсуву ММЦ наведені на рис. 6.29. Як показано в цьому випадку, розрахункова потужність сигналу основної частоти (див. (6.101)) та потужність ІМС2 (див. (6.102)) близько збігаються з експериментальними даними. Розрахункові та експериментальні потужності сигналів основної частоти добре узгоджуються в квадратурній точці ( $I_{dc} = 3.0\text{мА}$ ).



**Рис. 6.29.** Результати вимірювання (символи) та розрахунку (суцільні лінії) потужності по першій гармоніці та по ІМС2 для лінії з IMDD в залежності від фази зміщення ММЦ [6.16].

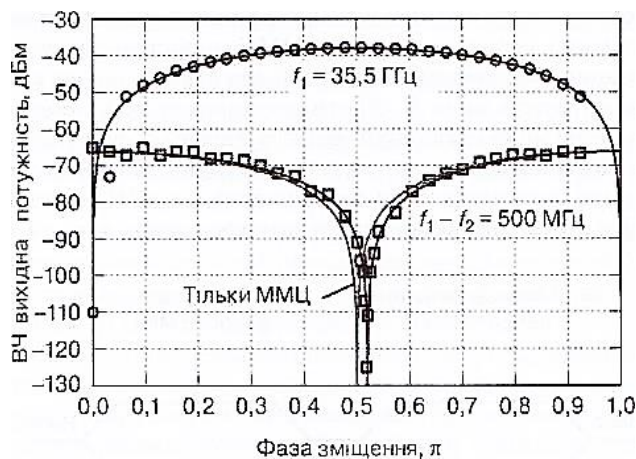
Однак виміряні значення знаходяться вище розрахованих при струмах менше 3,0 мА та нижче розрахованих для фотострумів вище 3,0 мА. Криві ІМС2 мають ту ж тенденцію з великою розбіжністю, але досить добре узгоджуються в області придушення. Причина невідповідності теорії та експерименту приписується компресії фотодіода, яка збільшується у міру підвищення фотоструму та робочої частоти.

Компресія сигналів на фотодіоді є паразитним ефектом експериментальної перевірки, коли, щоб продемонструвати метод в повній

мірі, фотодіод навмисно працює при низьких зворотних зсувах з метою зрушити ефект придушення досить далеко від квадратурної точки. Як описано в [6.17], компресію сигналів на фотодетекторі можна пояснити шляхом розгляду більшої кількості членів ряду Тейлора (див. (6.101)).

Аналогічні дані представлені на рис. 6.30, де високочастотний фотодіод ( $U^2T$  смуга 75 ГГц), використовується в лінії типу IMDD з одним виходом ММЦ [6.17]. Для даної лінії фотострум в квадратурній точці дорівнює 2,5 мА, а на вхід ММЦ подаються два сигнали частотами 35,0 й 35,5 ГГц. На рисунку в залежності від зміщення ММЦ показані ІМС2 на частоті з різницею 500 МГц та потужністю на одній з основних частот.

Як можна бачити, в цьому випадку теоретичні та експериментальні дані в точності збігаються для фотодіода, в якому ефект компресії відсутній. Крім того, на рис. 6.30 показано розрахований відгук ІМС2 для параметрів лінії з ідеальним фотодіодом відповідно з (6.40). Цей графік ще раз підкреслює вплив ІМС2 фотодіода за межею режиму повного придушення.



**Рис. 6.30.** Результати вимірювання (символи) та розрахунку (суцільні лінії) потужності по першій гармоніці та по ІМС2 для лінії з IMDD  $K_a$  - діапазону в залежності від фази зміщення ММЦ.



## 6.5. Методи лінеаризації

В ідеальному ММЦ, зміщеному точно в квадратурі, відсутні спотворення парного порядку, що робить лінію з ІМЦЦ ідеальним кандидатом для мультиоктавних застосувань. В даний час проведені численні демонстрації методів лінеаризації власної передавальної функції ММЦ для зменшення спотворень третього порядку, які є основним джерелом спотворення сигналів для випадку однооктавних застосувань. Один з ранніх методів, де два ММЦ оптично з'єднані послідовно й управляються одним і тим же ВЧ-сигналом, представлений на рис. 6.31.

У цій схемі є дві основні точки регулювання: коефіцієнт розгалуження радіочастотного сигналу, який поділяється між входами двох ММЦ, та постійний зсув на кожному ММЦ. При реалізації, як впливає з рис. 6.31, для ММЦ з одним виходом та коефіцієнтів оптичного розгалуження 50/50 ці регулювання можуть бути оптимізовані для досягнення лінеаризації спотворень третього порядку за рахунок збільшення спотворень парного порядку [6.18]. У такій же схемі можуть бути створені додаткові регулювання, використовуючи змінний оптичний зв'язок по потужності або ММЦ з двома входами та двома виходами [6.19].

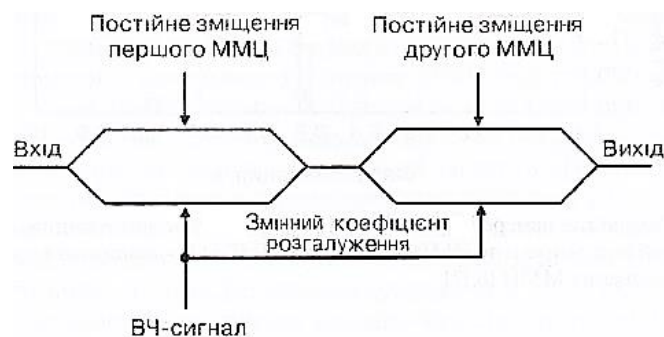
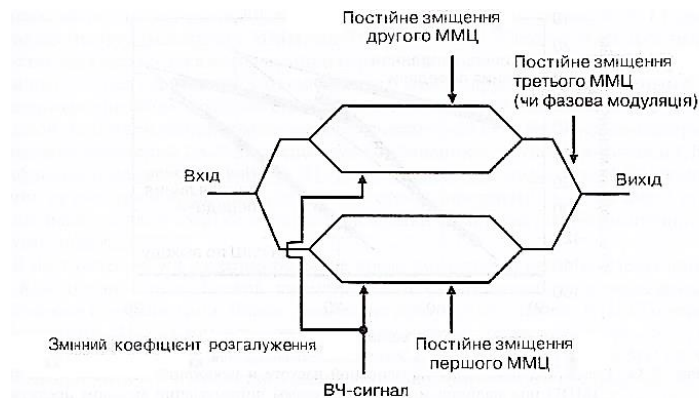


Рис. 6.31. Схема подвійного паралельного модулятора Маха-Цандера (DPMZM).

Ці структури забезпечують одночасну лінеаризацію спотворень другого та третього порядків за рахунок підвищеної складності схеми управління. Щоб вивести умови лінеаризації, для аналізу послідовно включених ММЦ може бути застосований формалізм матриць передачі (див. підрозділ 6.2).

Для лінеаризації аналогових оптичних ліній також були використані два паралельно включених ММЦ [6.20]. Базова схема такого подвійного паралельного ММЦ (DPMZM) приведена на рис. 6.32, де по два ММЦ розташовані в кожному плечі третього загального ММЦ.



**Рис.6.32.** Схема подвійного паралельного модулятора Маха-Цандера (DPMZM)

Отримана структура дає чотири можливих паралельних оптичних шляхи, відносні фази яких контролюються за допомогою трьох електродів постійного струму. На кожен з двох вкладених ММЦ подається радіочастотний сигнал. За рахунок зміни відносної амплітуди та фази модуляції на кожному ММЦ за допомогою численних регулювань можна зробити так, щоб спотворення від одного ММЦ компенсувало спотворення, що вноситься іншим ММЦ. Через 20 років після опублікування першої роботи [6.20] спостерігається відродження інтересу до використання DPMZM для аналогових застосувань [6.21] завдяки їх широкій комерційної доступності. Інтегровані DPMZM виявилися корисними для різних телекомунікаційних форматів, як, наприклад,

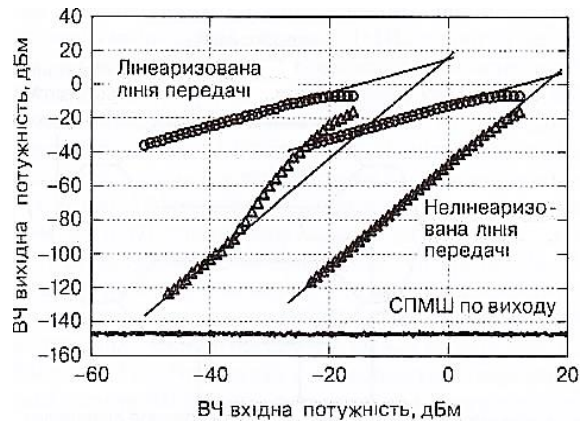
оптична квадратурна амплітудна модуляція [6.22], де цифрові сигнали надходять на входи вкладених ММЦ.

Деякі цікаві результати були нещодавно продемонстровані з використанням DPMZM, такі як лінеаризована односмугова модуляція [6.23], лінеаризована двосмугова модуляція з пригніченою носійною [6.24] та широкосмуговий радіочастотний фазообертач [6.25]. До розрахунку схеми DPMZM може бути також застосований матричний підхід, описаний в підрозділі 6.2, хоча аналіз є більш складним, ніж для послідовного включення ММЦ, так як для опису DPMZM потрібна матриця розміру  $4 \times 4$ .

Хоча розглянуті вище схеми двох послідовно включених ММЦ та DPMZM можуть бути виготовлені на одному кристалі, бажана лінеаризація одиночного ММЦ. Для цієї мети можна використовувати оптичні методи, наприклад структури з подвійною поляризацією та двохвильові структури. У схемі з подвійною поляризацією [6.26] поляризація світла на оптичному вході ММЦ навмисно розбалансована.

Умов лінеаризації домагаються шляхом подальшого розкладання вхідної поляризації на два ортогональних стани (TE і TM), які мають досить різні електрооптичні фазові зрушення. При цьому їх можна відрегулювати таким чином, щоб в результаті спотворення на кожній з поляризацій вони гасили один одного. Аналогічним чином працює двохвильовий метод [6.27], де дві хвилі різної довжини подаються на вхід одного ММЦ. Спотворення однієї довжини хвилі може придушити іншу шляхом регулювання зміщення ММЦ та оптичної потужності кожної хвилі.

Суцільні лінії на рис. 6.33 представляють собою інтерполяції, які використовуються для знаходження параметра лінійності OIP3. Показана також величина спектральної густини потужності вихідного шуму, рівна –  $148 \text{ дБм/Гц}$  [6.32].



**Рис. 6.33.** Результати вимірів на основній частоті та спотворення (символи) для лінії з IMDD при наявності та відсутності схеми лінеаризації методом передспотворень.

Схеми лінеаризації, які були обговорені вище, можна розглядати як вбудовані, де механізм лінеаризації є частиною самої лінії. Для лінеаризації передавальної функції лінії з IMDD можуть бути також використані зовнішні колої, в тому числі цифрові або аналогові електронні схеми, електрооптичні колої або гібридні підходи. Методи лінеаризації фотонних ліній можуть включати в себе підходи, розроблені для лінеаризації електронного підсилювача, в тому числі на принципах прямого зв'язку, зворотного зв'язку та передспотворень [6.28]. Методи зовнішньої лінеаризації шляхом передспотворень та прямого зв'язку широко застосовувалися в фотонних лініях традиційного кабельного телебачення (КТБ) [6.29]. При виконанні операції лінеаризації шляхом введення передспотворень нелінійна поведінка лінії характеризується апріорі, і схема, яка формує частотні компоненти для придушення спотворень, поміщається на вході лінії.

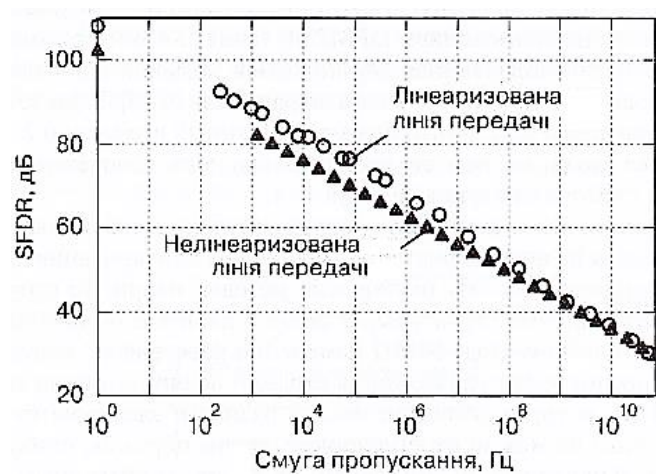
Гарний приклад аналогової електронної схеми введення передспотворень наведено в [6.30], де за допомогою працюючого в смузі 4-12 ГГц лінеаризатора досягнуто зменшення ІМСЗ лінії з IMDD більш ніж на 20 дБ. Для лінеаризації з прямим зв'язком спотворення в лінії передачі вимірюються у зовнішній схемі, яка формує сигнал корекції. Цей сигнал

потім комбінується з переданим по лінії спотвореним сигналом, пригнічуючи його спотворення. За допомогою даного підходу в лінеаризованій фотонній лінії, яка працює в смузі 2-18 ГГц, було продемонстровано придушення спотворень до 25 дБ, використовуючи комбінацію електрооптичної та НВЧ-схем й цифрову обробку сигналів [6.31]. Проте облік тільки однієї характеристики зазвичай не дає повної картини для вибору схеми лінеаризації, і це має першорядне значення для чіткої кількісної оцінки характеристик, розглянутих вище, та інших підходів.

В даний час відома велика кількість показників якості схеми лінеаризації. Як описано в розділі 2, такий параметр, як точка перетину по виходу, повинен бути використаний з великою увагою. Дані по працюючій в смузі 6-12 ГГц лінеаризованої лінії з IMDD, що ілюструють це положення, наведені на рис. 6.33. На даному рисунку представлені результати вимірювання на основній частоті та ІМСЗ для лінії з IMDD при наявності та відсутності схеми лінеаризації методом передспотворень в залежності від вхідної потужності [6.32]. Обидві лінії передачі збуджуються двома гармонійними сигналами частотами 9,000 ГГц та 9,011 ГГц. Як впливає з рисунка, прямі з нахилом 1:1 і 1:3 в основному близько збігаються з експериментальними даними для лінії без схеми лінеаризації з деякою компресією для обох кривих при високих вхідних потужностях. Однак в лінії зі схемою лінеаризації хід значень ІМСЗ не відповідає нахилу 1:3 на більшій частині діапазону вимірювань. Фактично спотворення при рівні вхідної потужності вище  $-35$  дБм ростуть з більш високою крутизною. Таким чином, визначаючи показник лінійності кожної лінії в термінах точки перетину по виходу як  $OIP3=5,7$  дБм (без схеми лінеаризації) та  $OIP3 = 14,6$  дБм (зі схемою лінеаризації), необхідно чітко вказати інтервал вхідних потужностей, в якому ці показники дійсні.

В даному випадку обидві лінії мають однаковий

$N_{out} = -148 \text{ дБм/Гц}$ . Більш коректне порівняння цих двох ліній виходить шляхом побудови SFDR в децибелах в залежності від вихідної смуги пропускання ( $B$ ), як показано на рис. 6.34. Як випливає з рисунка, лінеаризована лінія передачі має перевагу в 6 дБ за величиною SFDR при  $B < 10$  МГц, але обидві лінії мають приблизно однаковий SFDR при  $B > 100$  МГц. Це нетривіальне положення для лінії, що працює в смузі 6-12 ГГц, підкреслює ще раз важливість розуміння метрики SFDR, як представлено в розділі 2.



**Рис. 6.34.** Залежність динамічного діапазону по завадах (SFDR) від полоси пропускання електричної схеми для даних, які наведені на рис. 6.3 З[6.32].

## 6.6. Ефекти поширення

Основна частина аналізу в розділі 5, що присвячена ефектам поширення, була пов'язана з передачею оптичного сигналу з модуляцією по інтенсивності, отже, його висновки безпосередньо застосовні до ліній типу IMDD із зовнішнім ММЦ. Важливі одноканальні ефекти включають хроматичну дисперсію і стимульоване бріллюенівське розсіювання (SBS). У цьому розділі в якості доповнення до більш загального аналізу в розділі 5 детально досліджується вплив хроматичної дисперсії на лінію типу

IMDD з ММЦ. В такому форматі модуляції велика частина оптичної потужності витрачається на передачу носійної при малій глибині модуляції, так що показники якості лінії з IMDD обмежуватимуться SBS, як описано в розділі 5. Обмежена оптична потужність безпосередньо впливає на максимальний  $I_{dc}$ , який може впливати на ВЧ-характеристики, що буде відображено в цьому підрозділі. Механізм погіршення якості при багатоканальній передачі по лінії з IMDD такий же, як описано в розділі 5. А саме рівняння перехідних перешкод для стимульованого раманівського розсіювання (SRS) (див. (5.47) й (5.48)) та фазової крос-модуляції (ФКМ) (див. (5.52) та (5.53)) безпосередньо застосовні до лінії типу IMDD з використанням ММЦ, зміщеного в квадратурі. З огляду на деталі аналізу розділу 5, інша частина цього розділу концентрується тільки на конкретних рівняннях, що описують ефекти хроматичної дисперсії в лінії з IMDD на основі ММЦ.

Вплив хроматичної дисперсії на лінію з IMDD може бути визначено кількісно шляхом включення постійної поширення в електричному полі, як це описано в підрозділі 5.4. В даному підрозділі аналіз буде представлений прикладом з використанням поля без чірпа, визначеного виразом (6.15), яке може бути переписано як:

$$E_1 = \gamma' \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_{2m+1} \left( \frac{\Phi_{rf}}{2} \right) \cos[\omega_m t - \beta(\omega_m)L] - \gamma' \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_{2k} \left( \frac{\Phi_{rf}}{2} \right) \sin[\omega_k t - \beta(\omega_k)L] \quad (6.103)$$

Постійна  $\gamma' = \gamma \sqrt{\frac{g_0}{2}}$ , де  $\gamma$  визначається в (6.10),  $g$  – загальний коефіцієнт підсилення лінії, коефіцієнт,  $1/\sqrt{2}$  пов'язаний з квадратурним зміщенням ММЦ,  $L$  – довжина ділянки поширення. Непарні частотні компоненти позначені як  $\omega_m = \omega + (2m + 1)\Omega$ , парні – як  $\omega_k = \omega + 2k\Omega$ .

Нарешті, постійна поширення в (6.103) визначається як [6.37]:

$$\beta(\omega_n) = \beta_0 + \beta_1(\omega_n - \omega) + \frac{\beta_2}{2}(\omega_n - \omega)^2 + \dots \quad (6.104)$$

Рівняння (6.104) є розкладанням в ряд Тейлора (див. (2.10)) в околиці носійної частоти  $\omega$ . Параметр  $\beta_2$  (32 в (6.104) дає кількісну оцінку дисперсії групової швидкості і може бути представлений у вигляді [6.37]:

$$\beta_2 = \frac{-\lambda^2 D}{2\pi c} \quad (6.105)$$

де  $\lambda$  – довжина хвилі світла,  $D$  – параметр дисперсії для волокна,  $c$  – швидкість світла.

Параметр  $D$  є характеристичною величиною волокна і, як правило, виражається в пс/(нм·км), описуючи часове зрушення на одиницю довжини хвилі та довжини лінії (див. також підрозділ 5.4).

З урахуванням вищенаведених визначень мета полягає в обчисленні ВЧ малосигнального підсилення для лінії з IMDD, включаючи ефекти хроматичної дисперсії. Для цього складові оптичної носійної ( $k = 0$ ), першої верхньої бічної смуги ( $m = 0$ ) та першої нижньої бічної смуги ( $m = -1$ ) можуть бути виведені з (6.103) як:

$$E_1 \approx -\gamma' \sin(\omega t + \beta_0 L) + \frac{\gamma' \Phi_{rf}}{4} \cos\left(\omega t + \Omega t - \beta_0 L + B_1 \Omega L - \frac{\beta_2 \Omega^2 L}{2}\right) - \frac{\gamma' \Phi_{rf}}{4} \cos\left(\omega t - \Omega t - \beta_0 L - B_1 \Omega L - \frac{\beta_2 \Omega^2 L}{2}\right) \quad (6.106)$$

При застосуванні до (6.106) наближення слабкого сигналу  $J_0(\Phi_{rf}/2) \rightarrow 1$  та  $J_1(\Phi_{rf}/2) \rightarrow \Phi_{rf}/4$ . Радіочастотний фотострум може бути обчислений з (6.106) за допомогою наступного визначення:

$$I(t) = \Re A \left( \frac{\varepsilon}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \langle E^2(t) \rangle \quad (6.107)$$

де  $\langle \cdot \rangle$  вказує на усереднення за часом на оптичній шкалі. Відзначимо, що (6.107) так само, як і (6.106), відноситься до дійсної частини поля але середня оптична потужність розраховується інакше, ніж в (6.6), яке



застосовується до комплексного поля. Розрахунок по (6.106) з урахуванням (6.107) дає:

$$I(t) = I_{dc} + I_{dc}\Phi_{rf}\cos(\beta_1\Omega L)\cos\left(\frac{\beta_2\Omega^2 L}{2}\right)\sin(\Omega t) + I_{dc}\Phi_{rf}\sin(\beta_1\Omega L)\cos\left(\frac{\beta_2\Omega^2 L}{2}\right)\cos(\Omega t) \quad (6.108)$$

де збережені складові тільки першого порядку в  $\Phi_{rf}$  (складові  $\Phi_{rf}^2$  не враховано), та  $I_{dc} = \frac{\Re g_0 l_{mzm} P_0}{2}$ . Малосигнальний коефіцієнт підсилення ВЧ-сигналу можна отримати, розрахувавши з (6.108) середню потужність на основній частоті,  $f = \Omega/2\pi$ , а потім взявши її відношення до середньої величини вхідної оптичної потужності:

$$g = \frac{I_{dc}^2}{V_{\pi}^2} \pi^2 R_i R_0 |H_{pd}|^2 \cos^2\left(\frac{\pi\lambda^2 f^2 DL}{c}\right) \quad (6.109)$$

Рівняння (6.109) зводиться до формули для ВЧ-підсилення, даної в (6.26), при  $D \times L = 0$  і, як і (5.16), має ту ж добре відому форму [6.38]. Воно чисельно визначає завмирання внаслідок хроматичної дисперсії в аналоговій лінії з використанням безпосередньої модуляції по інтенсивності лазерного джерела безперервного випромінювання, що аналогічно (5.16), але з включенням конкретних констант, пов'язаних з лінією передачі на основі ММЦ. З (6.109) може бути отримана перша точка по рівню -3 дБ в такій лінії:

$$f_{3\text{дБ}} = \left(\frac{c}{4\lambda^2 DL}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.110)$$

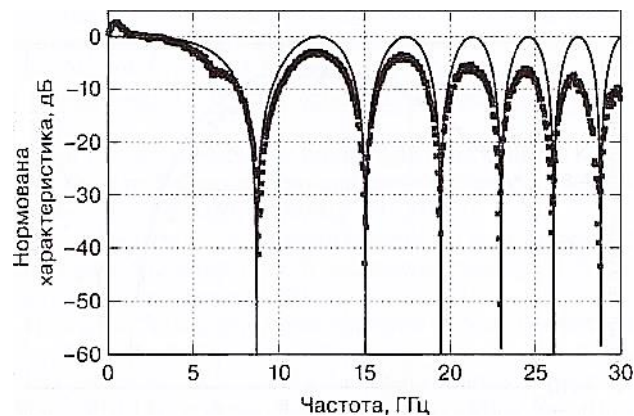
Прості перетворення одиниць дозволяють переписати (6.110) в зручній формі:

$$f_{3\text{дБ}}(\text{ГГц}) = 2,74 \cdot 10^5 (\lambda^2 [\text{нм}] D [\text{пс/нм/км}] L [\text{км}])^{-\frac{1}{2}} \quad (6.111)$$

де вказані одиниці виміру, які зазвичай використовуються для кожного з параметрів.

Результати вимірювання частотної характеристики лінії з IMDD

представлені на рис. 6.35 в порівнянні з розрахунком за (6.109). Дані нормовані до  $I_{dc}^2 \pi^2 R_i R_0 |H_{pd}|^2 / V_\pi^2$  на частоті 1 ГГц. Параметри для експерименту:  $D = 16,5$  пс/нм/км,  $\lambda = 1551$  нм та  $L = 50$  км. Як можна бачити, теорія в основному близько збігається з експериментом: розбіжності між розрахунком та вимірами по мірі збільшення частоти викликані частотними характеристиками ММЦ та фотодіода. При підстановці в (6.111) тих же параметрів можна визначити, що обмежена волоконною смугою пропускання по рівню  $-3$  дБ становить 6,15 ГГц. В принципі можна також працювати в областях максимумів, показаних на рис. 6.35.



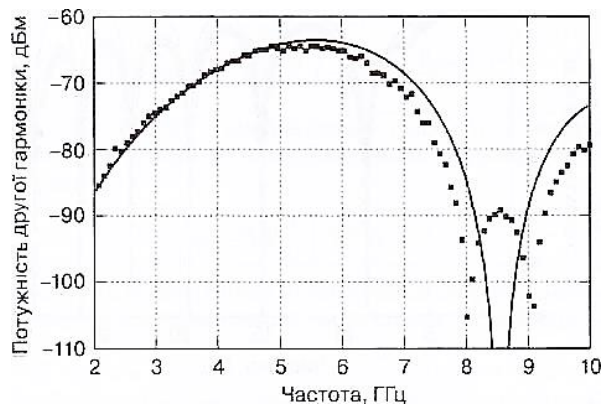
**Рис. 6.35.** Результати вимірювання (символи) та розрахунку (суцільні лінії) нормованої частотної характеристики для 50-км IMDD-лінії при  $D = 16,5$  пс/нм/км та  $\lambda = 1551$  нм. Провали в вимірній характеристиці виникають через електрооптичні компоненти, а не хроматичної дисперсії в волокні [6.6].

У лініях передачі на основі ММЦ на додаток до завмирання основної складової сигналу хроматична дисперсія може викликати спотворення парного порядку. Як впливає з (6.40 в), коли ММЦ зміщений точно в квадратурній точці, спотворення парного порядку повністю відсутні. Проте частотно-залежні фазові обертання призводять до появи доданків парного порядку в фотострумі, що виникає під дією електромагнітного поля в (6.103). Зокрема, друга гармоніка може виникнути, застосовуючи до

(6.103) малосигнальне наближення Бесселя та зберігаючи члени розкладання  $\Phi_{rf}$  до другого порядку. Алгебраїчні та тригонометричні функції, що застосовуються при розрахунку потужності другої гармоніки в залежності від  $D$ , є більш доречними, ніж похідна від (6.109) (див. також рівняння (13) в [6.39]), та результуючий вираз

$$P_{2f} = \frac{\Phi_{rf}^4 I_{dc}^2 R_0 |H_{pd}|^2}{128} \left[ \cos\left(\frac{4\pi\lambda^2 f^2 DL}{c}\right) - 1 \right]^2 \quad (112)$$

На рис. 6.36 наведені вимірні дані для 50км лінії з IMDD в порівнянні з розрахунком за допомогою (6.112). Теорія та експеримент добре узгоджуються там, де друга гармоніка, викликана хроматичною дисперсією, переважає над усіма іншими джерелами спотворень по другій гармоніці. Також необхідно відзначити провал характеристики на високих частотах через вплив електрооптичних компонентів. Як описано вище, помилка зміщення ММЦ призводить до спотворень парного порядку. А саме, за даними рис. 6.36, рівень другої гармоніки через неточності зміщення ММЦ близько  $-90$  дБм, що узгоджується з результатами вимірювань між 8 та 9 ГГц.



**Рис. 6.36.** Результати виміру (символи) та розрахунку (суцільні лінії) другої гармоніки для 50-км лінії з IMDD при  $D = 17$  пс/нм/км,  $\lambda = 1550$  нм [6.6].

Коли друга гармоніка, що викликана дисперсією, відсутня, характеристика обмежується за рахунок неточності зміщення ММЦ, як

показано на рисунку в районі 8,5 ГГц. Однак друга гармоніка та гармоніка, що викликана дисперсією, яка генерується ММЦ, не збігаються по фазі, отже, сигнал буде гаситися, коли їх амплітуди відповідають одна одній, як це має місце на рисунку в інтервалі 8-9 ГГц. Беручи дані рис. 6.36 як приклад, в лінії з IMDD, в якій рівень власних спотворень по другій гармоніці складає  $-90$  дБм, після поширення сигналу в волокны на 50 км із-за хроматичної дисперсії виникає збільшення цього рівня на 25 дБ.

Максимум по другій гармоніці поблизу 5,5 ГГц в цьому прикладі відповідає мінімальним втратам коефіцієнта підсилення на основній частоті, що відповідає розрахунку по (6.109) для тих же параметрів. Справді, смуга пропускання по рівню  $-3$  дБ, розрахована за допомогою (6.111) для цих параметрів, дорівнює 6,1 ГГц, що може ввести в оману, якщо потрібно багатооктавна робоча смуга пропускання. Отже, при проектуванні високоякісної багатооктавної протяжної аналогової лінії передачі необхідно враховувати викликане дисперсією зростання спотворень парного порядку, а також завмирання сигналу основної частоти та перетворення фазового шуму в шум інтенсивності. Показником якості, що описує вплив завмирань на основній частоті та зростання спотворень другого порядку, є OIP2 лінії в функції від параметра дисперсії, який може бути виведений з (2.18) за допомогою (6.109), (6.112):

$$\text{OIP2} = \frac{1}{8} I_{dc}^2 R_0 |H_{pd}|^2 \sin^{-4} \left( \frac{\pi \lambda^2 f^2 DL}{c} \right) \quad (6.113)$$

В цьому випадку передбачалося, що  $V_\pi$  та  $|H_{pd}|$  однакові на основних частотах і частотах спотворень другого порядку, але ця умова не завжди виконується. Відзначимо також, що при виведенні (6.113) в рівняння (6.112) був включений множник 4, щоб розраховувати OIP2 в одиницях ІМС, а не гармонійних спотворень (див. підрозділ 2.3.2).

## Запитання для контролю

1. Від яких факторів залежить реалізація явища інтерференції двох світлових пучків в вихідному відгалужувачі волоконно-оптичної системи?
2. Особливості передавальної характеристики ММЦ.
3. Надати порівняльну характеристику трьох типів IMDD-ліній, які використовують зовнішній ММЦ.
4. Математична модель фазового зсуву в двох плечах модулятора.
5. Яким чином визначається відстань між бічними смугами носійної оптичної частоти сигналу в волоконно-оптичній системі передачі?
6. Лінії передачі IMDD-типу з зовнішньою модуляцією. Переваги та недоліки їх використання.
7. Причини спотворень парного порядку при малих відхиленнях від точки квадратури.
8. Що є обмежуючим фактором для компресії та реалізації максимальної потужності сигналу?
9. Методика розрахунку коефіцієнта шуму в волоконно-оптичній системі передачі.
10. Визначення величини динамічного діапазону щодо компресії CDR в лінії з IMDD, обмеженою дробовим шумом.
11. Яким чином визначається спектральна густина потужності вихідного шуму в волоконно-оптичній системі передачі?
12. Розрахунок потужності сигналу за першою гармонікою та за ІМС2 для лінії з IMDD в залежності від фази зміщення ММЦ.
13. Схема подвійного паралельного модулятора Маха-Цандера (DPMZM). Переваги та недоліки її використання.

## Література

[6.1] Betts G. E., «LiNbO<sub>3</sub> external modulators and their use in high performance analog links», in RF Photonic Technology in Optical Fiber Links, WSC Chang (editor), Cambridge (2002).

[6.2] Priest RG, «Analysis of fiber interferometer utilizing 3x3 fiber coupler», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 30 (10), 1589-1591 (1982).

[6.3] Moslehi B., Goodman JW, TurM. and ShawH.J., «Fiber-optic lattice signal processing», Proceedings of the IEEE, 72 (7), 909-930 (1984).

[6.4] Weihs G., Reck M., Weinfurter H. and Zeilinger A., «All-fiber three-path Mach-Zehnder interferometer», Optics Letters, 21 (4), 302-304 (1996).

[6.5] Williams KJ and Esman RD, «Optically amplified downconverting link with shot-noise- limited performance», IEEE Photonics Technology Letters, 8 (1), 148-150 (1996).

[6.6] UrickV.J., Bucholtz F., McKinney JD, DevganP. S., Campillo AL, Dexter JL, and Williams KJ, «Long-haul analog photonics», Journal of Lightwave Technology, 29 (8), 1182-1205 (2011).

[6.7] Rogge MS, Urick VJ, and Bucholtz F., «Analysis of an optical channelization technique formicrowave applications», NRL Memorandum Report, NRL/MR/5652-07-9061 (2007).

[6.8] Williams KJ, Nichols LT, and Esman RD, «Photodetector nonlinearity limitations on a high-dynamic range 3 GHz fiber optic link», Journal of Lightwave Technology, 16 (2), 192-199 (1998).

[6.9] UrickV.J., Diehl JF, Draa MN, McKinney JD, and Williams KJ, «Wideband analog photonic links: some performance limits and considerations for multi-octave implementations», Proceedings ofSPIE, 8259, 825904-1-14 (2012).

[6.10] Сохнуб С. Н. III and Ackerman EI, «Recent advances in high-frequency (>10 GHz) micro-wave photonic links», in Optical Fiber Telecommunications VIB, IP Kaminow, T. Li, and AE Willner (editors), Academic (2013).

[6.11] UrickV.J., «Long-haul analog photonics principles with applications», Doctoral Dissertation, UMI No. 3255815 (2007).

[6.12] McKinney JD, Godinez M., UrickV.J., Thaniyavam S., CharczenkoW. and Williams KJ, «Sub-10 dB noise figure in a multiple-GHz analog optical link», IEEE Photonics Technology Letters, 19 (7), 465-467 (2007).

[6.13] Bucholtz F., Urick VJ, Godinez M. and Williams KJ, «Graphical approach for evaluating performance limitations in externally modulated analog photonic links», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 56 (1), 242-247 (2008).

[6.14] Urick VJ, Hastings AS, McKinney JD, Sunderman C., Diehl JF, Devgan PS, Col-laday K. and Williams KJ, «Photodiode linearity requirements for radio-frequency photonics and demonstration of increased performance using photodiode arrays», in IEEE Topical Meeting on Microwave Photonics Digest, 86-89 (2008).

[6.15] Hastings A., Urick VJ, Sunderman C., Diehl J. F, McKinney JD, Tulchinsky D., Devgan PS, and Williams KJ, «Suppression of even-order photodiode nonlinearities in multi-octave photonic links», Journal of Lightwave Technology , 26 (15), 2557-2562 (2008).

[6.16] Urick VJ, Hutchinson. MN, SingleyJ.M., McKinney JD, and Williams KJ, «Suppression of even-order photodiode distortions via predistortion linearization with a bias- shifted Mach-Zehnder modulator», Optics Express, 21 (12), 14368-14376 (2013).

[6.17] Hutchinson MN, SingleyJ.M., Urick VJ, HarmonS. R., McKinney JD, and Frigo NJ, «Mitigation of photodiode induced even-order distortion in

photonic links with predistortion modulation», *Journal of Lightwave Technology*, 32 (20), 3885-2892 (2014 roky).

[6.18] Betts GE, «Linearized modulator for suboctave-bandpass optical analog links», *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 42 (12), 2642-2649 (1994).

[6.19] Skeie H. and Johnson RV, «Linearization of electro-optic modulators by a cascade coupling of phase modulating electrodes», *Proceedings of SPIE*, 1583, 153-164 (1991).

[6.20] Korotky SK, and de Ridder RM, «Dual parallel modulation schemes for low-distortion analog optical transmission», *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, 8 (7), 1377-1381 (1990).

[6.21] Kawanishi T., Sakamoto T. and Izutsu M., «High-speed control of lightwave amplitude, phase, and frequency by use of electrooptic effect», *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 13 (1), 79-91 (2007).

[6.22] Winzer P.J., Gnauck A. H., Chandrasekhar S., Draving S., Evangelista J. and Zhu B., «Generation and 1,200-km transmission of 448-Gb/s ETDM 56-Gbaud PDM 16-QAM using a single I/Q modulator», in *36th European Conf. on Optical Communication (ECOC)*, 1-3 (2010).

[6.23] Kawanishi T. and Izutsu M., «Linear single-sideband modulation for high-SNR wavelength conversion», *IEEE Photonics Technology Letters*, 16 (6), 1534-1536 (2004).

[6.24] Zhu G., Liu W. and Fetterman HR, «A broadband linearized coherent analog fiber-optic link employing dual parallel Mach-Zehnder modulators», *IEEE Photonics Technology Letters*, 21 (21), 1627-1629 (2009).

[6.25] Chan EWH, Zhang W. and Minasian RA, «Photonic RF phase shifter based on optical carrier and RF modulation sidebands amplitude and phase control», *Journal of Lightwave Technology*, 30 (23), 3672-3678 (2012).

[6.26] Johnson LM and Roussell HV, «Reduction of intermodulation distortion in interferometric optical modulators», *Optics Letters*, 13 (10), 928-



930 (1988).

[6.27] Ackerman EI, «Broad-band linearization of a Mach-Zehnder electrooptic modulator», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 47 (12), 2271-2279 (1999).

[6.28] Katz A., «Linearization: reducing distortion in power amplifiers», IEEE Microwave Magazine, 2 (4), 37-49 (2001).

[6.29] Nazarathy M., Berger J., Ley AJ, Levi IM, and Kagan Y., «Progress in externally modulated AM CATV transmission systems», Journal of Lightwave Technology, 11 (1), 82-105 (1993).

[6.30] MacDonald JA, KubakM.V., And Katz A., «Wideband dynamic range improvement of microwave photonic links», in IEEE Avionic Fiber-Optics and Photonics Conference, 67-68 (2005).

[6.31] O'Connor SR, Clark TR, Novak D., «Wideband adaptive feedforward photonic link», Journal of Lightwave Technology, 26 (15), 2810-2816 (2008).

[6.32] UrickV.J., Rogge MS, Knapp RF., Swingen L. and BucholtzF., «Wideband predistortion linearization for externally-modulated long-haul analog fiber optic-links», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 54 (4), 1458-1463 (2006).

[6.33] Devaux F., Sorel Y. and Kerdiles JF, «Simple measurement of fiber dispersion and of chirp parameter of intensity modulated light emitter», Journal of Lightwave Technology, 11 (12), 1937-1940 (1993).

[6.34] Schiess M. and Carlden H., «Evaluation of the chirp parameter of a Mach-Zehnder intensity modulator», Electronics Letters, 30 (18), 1524-1525 (1994).

[6.35] Smith GH, Novak D. and Ahmed Z., «Overcoming chromatic-dispersion effects in fiber- wireless systems incorporating external modulators», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 45 (8), 1410-1415 (1997).

[6.36] Koyama F. and Iga K., «Frequency chirping in external modulators», *Journal of Lightwave Technology*, 6 (1), 87-93 (1998).

[6.37] Agrawal G., *Nonlinear Fiber Optics*, 5th edition, Academic Press (2013).

[6.38] Schmuck H., «Comparison of optical millimeter-wave system concepts with regard to chromatic dispersion», *Electronics Letters*, 31 (21), 1848-1849 (1995).

[6.39] McKinney J.D., Urick V.J., And Briguglio J., «Optical comb sources for high dynamic- range single-span long-haul analog optical links», *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 59 (12), 3249-3257 (2011).