

КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

На правах рукопису

**Дирів Михайло Ярославович**

УДК 535.375.5, 517.988

НЕЛІНІЙНО-ОПТИЧНЕ ПІДСИЛЕННЯ СВІТЛА НА ФОНІ  
СТОКСОВОГО ШУМУ В КВАРЦОВИХ ВОЛОКНАХ

01.04.05 – оптика, лазерна фізика

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата  
фізико-математичних наук

Науковий керівник:  
доктор фіз.-мат. наук, доцент  
Фелінський Георгій Станіславович

КИЇВ-2017

## ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ.....	4
ВСТУП.....	5
РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ.....	14
1.1. Нелінійна фотон-фононна взаємодія в оптичних волокнах.....	14
1.2. Основи спонтанного і вимушеного розсіювання світла.....	20
1.3. Аналіз ВКР підсилення в часовій області.....	25
1.4. Метод спектральної декомпозиції.....	29
1.5. Методи оптимізації смуги ВКР підсилення.....	35
1.6. Загальний опис шуму оптичних підсилювачів.....	41
1.6.1. Джерела оптичного шуму у ВКР підсилювачах.....	41
1.6.2. Квантове обмеження оптичного шуму.....	45
1.7. Висновки до першого розділу.....	49
РОЗДІЛ 2. МОДЕЛЮВАННЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ПРОФІЛІВ КОЕФІЦІЄНТА ВКР ПІДСИЛЕННЯ.....	50
2.1. Досліджувані типи волокон та їх характеристики.....	51
2.1.1. Одномодове волокно з чистого кварцу.....	51
2.1.2. Одномодове волокно з компенсованою дисперсією.....	52
2.1.3. Одномодове волокно з ненульовою зміщеною дисперсією.....	55
2.2. Чисельне моделювання профілю коефіцієнта ВКР підсилення.....	56
2.2.1. Аналіз змодельованих профілів підсилення для типових волокон...	56
2.2.2. Інтерпретація результатів на основі часової функції відгуку.....	66
2.3. Висновки до другого розділу.....	70
РОЗДІЛ 3. ОПТИМІЗАЦІЯ ШИРОКОСМУГОВОГО ВКР ПІДСИЛЕННЯ В ОБЛАСТІ МІНІМАЛЬНИХ ОПТИЧНИХ ВТРАТ.....	71
3.1. Вплив нерівномірності коефіцієнта згасання на ВКР підсилення.....	72
3.2. Синтез смуг підсилення з багатохвильовим помпуванням.....	79
3.3. Моделювання і оптимізація смуги повного підсилення у волокні TrueWaveRS™.....	84

3.3.1. Постановка задачі.....	84
3.3.2. Розрахунок довжин хвиль накачування.....	86
3.3.3. Оптимізація потужностей помпування.....	89
3.4. Результати моделювання та їх аналіз.....	93
3.5. Висновки до третього розділу.....	95
РОЗДІЛ 4. ШУМОВІ ВЛАСТИВОСТІ ВКРП.....	97
4.1. Стохастичний шум при відсутності сигналу у волокні SMF.....	98
4.1.1. Виміряні спектри вихідної потужності ПСВ.....	98
4.1.2. Чисельне моделювання потужності ПСВ.....	100
4.2. Вплив ПСВ на формування шумових параметрів ВКРП.....	102
4.2.1. Сигнал та шум ПСВ в холостому режимі підсилення.....	102
4.2.2. Аналіз ефективності сигнал-шумового ВКР підсилення.....	109
4.3. Особливості підсилення стоксового шуму.....	113
4.3.1. Аналіз спектрів спонтанного випромінювання при зустрічному помпуванні.....	116
4.3.2. Динаміка формування ВКР за потужністю накачки.....	118
4.3.3. Профілі коефіцієнта ВКР підсилення сигналу та ПСВ.....	124
4.4. Кількісний аналіз шумових параметрів ВКРП.....	125
4.5. Висновки до четвертого розділу.....	130
ВИСНОВКИ.....	132
Додаток А Параметри спектральної декомпозиції.....	133
А.1 7-компонентна гаусова спектральна декомпозиція.....	133
А.2 7-компонентна лоренцева спектральна декомпозиція.....	133
А.3 7-компонентна осциляторна спектральна декомпозиція.....	134
А.4 7-компонентна гаусово-лоренцева спектральна декомпозиція.....	134
А.5 12-компонентна гаусова спектральна декомпозиція.....	135
А.6 9-компонентна гаусова спектральна декомпозиція.....	135
Додаток В Миттєва смуга підсилення сигналу в TrueWaveRS™.....	136
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	137

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ

ВКР	вимушене комбінаційне розсіювання
СКР	спонтанне комбінаційне розсіювання
$g_R$	коефіцієнт ВКР підсилення
КР	комбінаційне розсіювання
ЕЛВП	ербій-легований волоконний підсилювач
ВКРП	підсилювач не ефекті ВКР
SMF	стандартне одномодове волокно
SSMF	одномодове волокно з чистого кварцу
ПСВ	підсилене спонтанне випромінювання
$G_R$	смуга ВКР підсилення
$G$	смуга повного підсилення
DSF	одномодове волокно зі зміщеною дисперсією
NZDSF	одномодове волокно з ненульовою зміщеною дисперсією (фірмова назва TrueWaveRS™)
ППР	подвійне релеївське розсіювання
OSNR	оптичне відношення сигнал/шум
$OSNR_{ASE}$	відношення оптичного сигналу до ПСВ шуму
$OSNR_{DRS}$	відношення оптичного сигналу до ППП шуму
ЧХЗ	чотирьох-хвильове змішування
NF	коефіцієнт шуму
DCF	одномодове кварцове волокно з компенсованою дисперсією
DWDM	щільне хвильове мультиплексування
BER	коефіцієнт імовірності появи бітових помилок

## ВСТУП

Перші роботи, присвячені дослідженню підсилення на ефекті вимушеного комбінаційного розсіювання (ВКР) в оптичних волокнах, припадають на початок 70-х років минулого століття: Столену та ін. [1] вдалось отримати оптичне випромінювання завдяки ВКР з накачкою від Nd:YAG лазера на довжині хвилі 532 нм в скляному волокні і спрогнозувати здатність ВКР підсилювачів (ВКРП) до широкопasmового підсилення світла. Однак вважалось, що ВКРП мають надмірно високий коефіцієнт шуму, а також можуть виникати нелінійні спотворення при багатоканальному підсиленні, тому ВКР підсилення не знайшло свого застосування протягом наступних 25-ти років. Тільки в середині 90-х з появою нових типів волокон та джерел оптичного помпування ВКР підсилення світла набуло подальшого розвитку. Зокрема, з'явилися одномодові кварцові волокна з низькими оптичними втратами – до 0,17 дБ/км [2]; було створено сучасні напівпровідникові лазери з високою квантовою ефективністю (до 90 %), що стали незамінними елементами більшості волоконних підсилювачів; також були розроблені новітні технології запису брегівських структур у волокні та виготовлення активних волокон з подвійною оболонкою, що дозволило відмовитись від об'ємних оптичних компонентів. Рушійною розробкою стало отримання волокон з високими значеннями КР підсилення та низькими втратами. Наприклад, більш ніж десятикратне збільшення ефективності підсилення у порівнянні зі стандартним одномодовим волокном (англ. SMF – single-mode fiber) було отримано у промислових волокнах із компенсацією дисперсії. Крім того, продовжують з'являтися нові зразки волокон для ВКР підсилення з різними профілями та нахилами дисперсії [3].

Оптичне волокно завдяки суттєвій перевазі у великій пропускну здатності, залишається до сих пір найкращим середовищем для підсилення та передачі значних потоків інформації (десятки Тб/с) на короткі та далекі відстані (аж до 12000 км) [4]. Згідно з останніми експериментальними даними через волокно

SMF можна передавати сигнал зі швидкістю вже понад 100 Тб/с на відстань 165 км [5]. Тому для ефективного підсилення оптичного сигналу використовуються саме оптико-волоконні підсилювачі. Серед них варто виділити підсилювачі на основі одномодових волокон, що леговані іонами рідкоземельних металів (найбільш вживаними є ербієві підсилювачі) і волоконні підсилювачі на нелінійному ефекті вимушеного комбінаційного розсіювання світла (ВКР).

Ербій-леговані волоконні підсилювачі (ЕЛВП), які входять до складу традиційних волоконно-оптичних систем, значно підвищують потужність сигналу – вище 30 дБ [6, 7], проте через обмежену робочу смугу підсилення – близько 4,3 ТГц (від 1528 до 1562 нм) [3] вони не можуть нарощувати пропускну здатність лінії зв'язку. Більш того, смуга підсилення таких пристроїв фіксована по спектру довжин хвиль, а її форма визначається в основному концентрацією різних домішок в серцевині волокна, наприклад, германію чи алюмінію. Смуга підсилення залежить також від потужності накачки та довжини самого підсилювача. Враховуючи, що останнім часом гостро постала потреба у використанні спектру довжин хвиль 1500-1525 нм й нижче, тобто підсилення оптичного сигналу в межах S-вікна прозорості [3, 8-10], такі підсилювачі не знаходять собі застосування. Освоєння телекомунікаційного S-вікна забезпечується саме використанням ВКР підсилювачів (ВКРП), які працюють в довільному діапазоні робочих довжин хвиль в межах від 0,3 до 2 мкм, а область підсилення визначається тільки довжиною хвилі накачки [3].

**Актуальність теми.** Зі створенням ВКРП на основі одномодового кварцового волокна з'явилась унікальна можливість забезпечити робочу смугу підсилення понад 12 ТГц в області сумарного C+L телекомунікаційного вікна. Це пояснюється тим, що власне сама тільки спектральна ширина профілю ВКР підсилення становить не менше 5 ТГц [3, 11, 12], а якщо для накачки застосовувати не одну, а зразу декілька оптичних хвиль, то це дозволяє розширити смугу підсилення на весь діапазон 1525-1625 нм. При цьому сумарне підсилення сигналу характеризується високим ступенем рівномірності (від 0,1 до

1 дБ) в робочій області спектру. Задовільну рівномірність спектру підсилення можна отримати шляхом вибору оптимального спектрального розподілу накачок, тобто їх потужностей на вході волокна з відповідними довжинами хвиль. Однак таке розширення смуги підсилення ВКРП призводить до перекриття спектральних смуг накачок та сигналів в області довжин хвиль, де коефіцієнт згасання є найменшим. Для уникнення цього небажаного ефекту слід оптимізувати також і кількість застосованих накачок, що є однією з поставлених задач в дисертаційній роботі. Варто зауважити, що отримання загальної смуги підсилення у ВКРП з багатохвильовим накачуванням є можливим тільки при точному відтворенні експериментального профілю коефіцієнта ВКР підсилення. Тому спектральна декомпозиція як метод аналітичної апроксимації спектру коефіцієнта ВКР підсилення є першочерговим кроком для вирішення як теоретичних так і практичних проблем використання ВКРП.

Загалом практика роботи ВКР підсилювачів показує, що їх шумові характеристики є кращими в порівнянні з ербієвими підсилювачами, які були популярні до недавнього часу [9, 13-15]. Для порівняння, відношення «сигнал-шум» (англ. OSNR – optical signal-to-noise ratio) на виході волокна в різних схемах ВКРП становить 10-16 дБ [16], 23-25 дБ [17], 39,4-40,3 дБ [18], 42-46 дБ [15], в той же час як OSNR в ЕЛВП не перевищує 20,45 дБ [19], по інших даних [20] – 22,3 дБ із застосуванням каскадних розгалужувачів на основі волоконних брегівських ґраток, що суттєво зменшують оптичні шуми (до -7 дБ) при WDM передачі сигналу. Встановлені параметри нелінійного ВКР підсилення в реальних умовах [16, 24, 25] не вкладаються в рамки сучасної теорії оптичного шуму підсилювачів [21-23]. Теорія описує існування коефіцієнта шуму як квантової межі не нижче 3 дБ на основі інверсії заселеності електронних рівнів енергії. Тобто за означенням коефіцієнта шуму, параметр OSNR на виході волокна повинен бути як мінімум вдвічі меншим за OSNR на його вході. Однак фізичні процеси у ВКРП, на відміну від ЕЛВП, жодним чином не пов'язані з інверсією заселеності, тому для опису шумових характеристик таких пристроїв

потрібні не тільки інші теоретичні рішення, а й додаткові експериментальні дослідження. В результаті відкритим залишається питання щодо якісного доповнення шумової теорії нелінійних оптоволоконних підсилювачів даними, які узгодженні з експериментальними шумовими параметрами цих підсилювачів.

То ж, актуальність даної дисертаційної роботи зумовлена необхідністю розробки нових підходів щодо розрахунку і чисельного моделювання широкопasmового ВКР підсилення; практичним інтересом до вивчення оптичних шумів ВКР підсилювачів; потребами поглибленого розуміння фізичних процесів нелінійної оптики при передачі когерентного інформаційного сигналу на фоні стохастичного шуму через оптичне одномодове волокно.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Робота над дисертацією була виконана в Київському національному університеті імені Тараса Шевченка в межах держбюджетних науково-дослідних тем «Дослідження ефектів взаємодії електромагнітних та акустичних полів з впорядкованими, наноструктурованими та біологічними системами для створення новітніх технологій» (номер держреєстрації 0111U005265) та «Дослідження взаємодії електромагнітних, акустичних та магнітних полів зі структурованими та нанорозмірними об'єктами для створення новітніх біологічних та інформаційних технологій» (номер держреєстрації 0116U002564).

**Метою роботи** є дослідження фундаментальних особливостей стоксового ВКР підсилення світла (профілю підсилення ВКР, порогової потужності накачки, часової функції відгуку) на фоні стоксового шуму в різних типах одномодових волокон.

Реалізація поставленої мети передбачає розв'язання наступних **задач**:

— З'ясування оптимальної кількості спектральних компонент при аналітичному відтворенні експериментальних профілів ВКР підсилення в робочому діапазоні стоксових зсувів при вирішенні фундаментальних та прикладних аспектів синтезу ВКРП.

— З'ясування впливу оптичного згасання в одномодовому кварцовому волокні на поріг ВКР підсилення та смугу підсилення в терагерцовому вікні прозорості.

— Розробка фізичних основ, алгоритмів та програм синтезу сумарної смуги підсилення ВКРП в терагерцовому вікні прозорості C+L.

— Аналіз експериментальних даних вимірювання абсолютного перерізу підсиленого спонтанного випромінювання та його впливу на формування шумових параметрів (вихідного відношення сигнал/шум, коефіцієнта шуму тощо).

— Визначення ефективності стоксового ВКР підсилення сигналу в порівнянні з підсиленням оптичного шуму при однохвильовій та багатохвильовій накачці.

— Встановлення причини зниження частоти появи помилок в інформаційному потоці при використанні ВКРП.

**Об'єктом дослідження** є оптичні одномодові волокна на основі кварцового скла, а саме стандартне кварцове волокно SMF, германо-силікатне волокно зі зміщеною дисперсією TrueWaveRS™ та волокно з компенсованою дисперсією DCF.

**Предмет дослідження** – процеси підсилення при вимушеному комбінаційному розсіюванні, фізичні особливості стоксових спектрів підсилення, параметри та властивості стохастичного шуму при оптичному ВКР підсиленні.

**Методи дослідження:**

— метод оптичної спектроскопії при вимірюванні підсиленого спонтанного випромінювання на виході одномодового кварцового волокна.

— спектральна декомпозиція з використанням стандартних функцій форми лінії (лоренціан, гаусіан, їх поєднання, осциляторна функція) для апроксимації спектральних профілів підсилення.

— алгоритм нелінійної регресії Левенберга-Марквардта.

— метод функції відгуку для аналітичного та графічного представлення ВКР підсилення в часовій області.

— метод поліноміальної апроксимації для відтворення кривої оптичного коефіцієнта згасання.

— чисельний метод Рунге-Кутти четвертого порядку для знаходження розв'язків зв'язаних диференціальних рівнянь.

— чисельний метод рівномірного пошуку для оптимізації вхідних потужностей помпування за критерієм мінімізації нерівномірності смуги підсилення.

**Наукова новизна роботи** полягає в наступному:

1. За даними експериментальних досліджень встановлено, що нелінійно-оптичне підсилення когерентного сигналу на 50-ти кілометровій ділянці одномодового кварцового волокна щонайменше в 2-3 рази перевищує підсилення некогерентного стоксового шуму.

2. Показано, що при розширенні смуги підсилення понад 10 ТГц оптичне згасання в одномодових кварцових волокнах відіграє суттєву роль, що проявляється у зменшенні ширини миттєвої смуги підсилення по всій області частот сумарного телекомунікаційного вікна прозорості S+C+L: для типового волокна SMF – ширина миттєвої смуги підсилення зменшується на 0,9 ТГц, для волокна TrueWaveRS™ – близько на 1,2 ТГц, а для волокна DCF – на 2,6 ТГц.

3. Аналітично відтворено профіль ВКР підсилення у волокні з компенсованою дисперсією в діапазоні стоксових зсувів до 20 ТГц на основі суперпозиції лише 7-ми спектральних гаусових компонент. Оптимальна кількість спектральних складових становить не більше 10-ти для всіх типів досліджуваних волокон, незважаючи на те, що профілі коефіцієнта ВКР підсилення в них значно відрізняються і мають складну форму, зокрема у волокні SMF.

4. Запропоновано методику визначення дійсного значення коефіцієнта імовірності появи бітових помилок з використанням безпосередніх вимірювань

вихідної потужності оптичного шуму в холостому режимі роботи ВКРП. Метод дозволяє визначити оптичний коефіцієнт шуму для будь-якої заданої ділянки волокна при розподіленому підсиленні когерентного сигналу на фоні стокового шуму та може бути корисним для узагальненого аналізу шумових характеристик ВКРП.

**Практичне значення одержаних результатів.** Отримані результати поглиблюють і доповнюють знання в області нелінійної волоконної оптики. Зокрема, моделювання спектру профілю коефіцієнта ВКР підсилення на основі методу спектральної декомпозиції дає аналітичне представлення даного профілю як суперпозиції елементарних функцій форми лінії, що в подальшому спрощує чисельні розрахунки параметрів ВКР підсилувача, так як коефіцієнт ВКР підсилення залежить від матеріальних властивостей волокна. Щодо практичного значення роботи, то результати досліджень суттєво спрощують синтез ВКРП з наперед заданими характеристиками, такими як вхідна потужність помпування для довільного числа джерел накачки, відповідні довжини хвиль, нерівномірність смуги підсилення. Представлені розрахунки та експериментальні дані дослідження стокового підсиленого спонтанного випромінювання свідчать про низький оптичний шум ВКРП. Запропонований метод аналізу підсиленого спонтанного випромінювання, що генерується монохроматичною накачкою, дозволяє розділити виміряну величину оптичного шуму ВКРП на лінійну та нелінійну частини в залежності від потужності помпування. В результаті визначаються абсолютні значення як коефіцієнта ВКР підсилення шуму, так і диференціального поперечного перерізу СКР для відносно вузької смуги 120 ГГц. Однак практичний інтерес представляє дослідження оптичного шуму ВКРП для C+L вікна, тобто для значно ширшого діапазону частот 10 ТГц із досить складним профілем коефіцієнта ВКР підсилення. На основі експериментальних даних розраховано коефіцієнт ВКР підсилення шуму ПСВ, максимум якого становить  $0,23 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$ , що свідчить про його відмінність від сигнального коефіцієнта підсилення ВКР.

**Особистий внесок автора.** Дисертація є самостійною науковою працею, всі наукові результати, положення і висновки, отримані дисертантом особисто. Постановку задач досліджень і узагальнення теоретичних результатів проведено автором спільно з науковим керівником д. ф.-м. н., доц. Фелінським Г.С. Також в обговоренні результатів досліджень брав участь д. ф.-м. н., проф. Коротков П.А. Дисертант безпосередньо брав участь у розробці теоретичних моделей відтворення профілів ВКР підсилення, у здійсненні всіх числових розрахунків, обговоренні результатів та написанні, оформленні й підготовці до друку всіх статей та тез доповідей, в яких висвітлюються основні результати роботи. Використані в дисертації ідеї, положення чи гіпотези інших авторів мають відповідні посилання і використані лише для підкріплення ідей здобувача. Всі доповіді на наукових конференціях і семінарах зроблені автором особисто.

**Апробація роботи.** Результати дисертації були представлені та обговорені на 8-ми конференціях:

1. Міжнародна конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2012», Київ, 2012
2. Міжнародна наукова конференція «НТ МІС4Е», Кременчук, 2012
3. VIII<sup>th</sup> International Conference «Electronics and Applied Physics», Kyiv, 2012
4. XIII<sup>th</sup> International Young Scientists' Conference on Applied Physics, Kyiv, 2013
5. 6<sup>th</sup> International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL 2013), Sudak, Crimea, Ukraine, 2013
6. 12<sup>th</sup> International Conference Laser and Fiber-Optical Networks Modeling (LFNM 2013), Sudak, Crimea, Ukraine, 2013
7. XXXIV<sup>th</sup> International Scientific Conference Electronics and Nanotechnology (ELNANO), Kyiv, 2014
8. XIV<sup>th</sup> International Young Scientists' Conference on Applied Physics, Kyiv, 2014

**Публікації.** Основні результати дисертаційної роботи опубліковані у восьми статтях у фахових журналах [28, 29, 33, 35, 38-41] та восьми тезах доповідей на конференціях [26, 27, 30-32, 34, 36, 37].

**Структура та обсяг дисертації.** Дисертація складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків, додатків та списку використаних джерел, що містить 145 посилань. Робота викладена на 151 сторінці, включаючи 38 рисунків.

## РОЗДІЛ 1

### ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

#### 1.1. Нелінійна фотон-фононна взаємодія в оптичних волокнах

Випромінювання світла в результаті вимушеного комбінаційного розсіювання (ВКР) спостерігалось ще на початку 60-х років минулого століття при дослідженні фізичних процесів в лазерних пристроях [42, 43]. Проте тільки з появою волоконно-оптичної техніки та технології виготовлення волокон з низькими оптичними втратами підсилення світла набуло стрімкого розвитку і згодом стало самостійним напрямком в нелінійній оптиці. Оптиелектронні пристрої, побудовані на базі одномодових оптичних волокон із плавленого кварцу  $\text{SiO}_2$  є неодмінними компонентами більшості сучасних засобів передачі та обробки світлових сигналів, а також систем волоконного зв'язку [44]. Однак кварцове оптичне волокно виступає не тільки в ролі лінії передачі оптичної інформації, а й в ролі підсилюючого середовища. Підсилення на основі вимушеного комбінаційного розсіювання (ВКР) світла є результатом так званої непружної фотон-фононної взаємодії, тобто нелінійної взаємодії фотонів світла з фононною системою матеріалу волокна в процесі проходження світла [3]. Така взаємодія є нелінійною через нелінійну природу і дисперсність аморфного кварцового волокна, а сама теорія розповсюдження світла по волокну базується на електродинамічних рівняннях Максвелла [45, 46].

Суть нелінійної фотон-фононної взаємодії полягає в наступному. Для простоти опишемо процес взаємодії одного фотона з частотою  $\omega_p$  з оптичним фононом кристалічної ґратки матеріалу волокна з частотою  $\Omega$  (рис. 1.1). Первинний (налітаючий) фотон переводить молекулу з основного стану в збуджений коливальний стан і навпаки зі збудженого в основний, тобто можливі два випадки [12, 45, 47, 48]: відповідно в першому – первинний фотон віддає частину своєї енергії фонону ґратки і при цьому розсіюється з меншою енергією

$\hbar\omega_s = \hbar(\omega_p - \Omega)$  – так звана стоксова компонента випромінювання (стоксовий зсув),  $\omega_s$  – стоксова частота розсіяного фотона; в другому – первинний фотон відбирає частину енергії фонона і розсіюється вже з більшою енергією  $\hbar\omega_{as} = \hbar(\omega_p + \Omega)$  – антистоксова компонента (антистоксовий зсув),  $\omega_{as}$  – антистоксова частота розсіяного фотона. Якщо ці події відбуваються спонтанно, то такий процес називається спонтанним комбінаційним розсіюванням (СКР) (в англійській літературі – Raman Effect); якщо ж елементарний акт розсіювання викликаний дією фотонів на стоксових чи антистоксових частотах, то це – процес вимушеного комбінаційного розсіювання. Оскільки стоксова генерація в звичайних умовах є більш імовірною і її ефективність значно перевищує ефективність антистоксової, то в усіх без винятку волоконних підсилювачах використовується саме стоксова частина спектру підсилення [3, 45, 48] і подальше вивчення та дослідження параметрів і характеристик процесу ВКР буде стосуватись саме стоксового випромінювання.

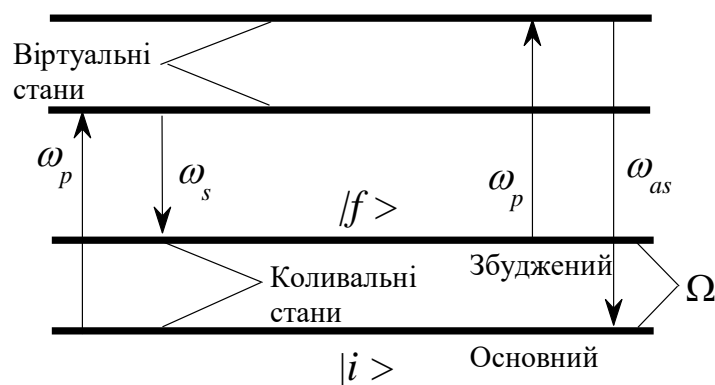


Рис. 1.1 Схema, яка ілюструє процес спонтанного комбінаційного розсіювання світла у волокні.

Розглядаючи випадок стоксового процесу, варто звернути увагу, що в основному стані  $|i\rangle$  (див. рис. 1.1) знаходиться  $n_p$  фотонів на частоті  $\omega_p$ ,  $n_s$  розсіяних фотонів на частоті  $\omega_s$  та  $n_v$  оптичних фононів на частоті  $\Omega$ .

Відповідно в кінцевому стані  $|f\rangle$  буде  $n_p - 1$  фотонів на частоті  $\omega_p$ ,  $n_s + 1$  розсіяних фотонів на частоті  $\omega_s$  та  $n_v + 1$  фононів на частоті  $\Omega$  [12, 48]. Швидкість переходу від основного до кінцевого стану визначається наступним чином [12]:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | \bar{H}_{\text{int}} | i \rangle|^2 \rho(\hbar\omega_f),$$

де  $\hbar$  – зведена стала Планка,

$\bar{H}_{\text{int}}$  – оператор Гамільтона, який описує взаємодію між електромагнітними полями падаючої хвилі і молекулами, які її розсіюють,

$\rho(\hbar\omega_f)$  – густина кінцевих станів, тобто число станів в одиниці інтервалу енергій для одиничного об'єму кристалічної ґратки матеріалу волокна.

При нелінійній фотон-фононній взаємодії розсіювальна молекула є прототипом моделі квантового осцилятора. Для простоти вважається, що кількість осциляторів дорівнює кількості молекул. Тоді гамільтоніан взаємодії для поляризованого диполя в електричному полі записується як [12]:

$$\bar{H}_{\text{int}} = -\frac{1}{2} \sum_n \vec{p}^{(R)}(\vec{r}_n) \cdot \vec{E}(\vec{r}_n), \quad (1.1)$$

де  $\vec{p}^{(R)}(\vec{r}_n)$  – дипольний момент, що виникає при незначних зміщеннях молекули,

$\vec{r}_n$  – радіус-вектор n-тої молекули,

$\vec{E}(\vec{r}_n)$  – вектор електричного поля.

В свою чергу  $\vec{p}^{(R)}$  складається з двох членів: перший відповідає пружному релєївському розсіюванню, другий – непружному комбінаційному розсіюванню

(КР). У випадку комбінаційного розсіювання зміщення осцилятора від положення рівноваги створюється осцилюючим електричним полем та коливальними рухами атомів [3]. Так як зміщення осцилятора від свого рівноважного стану викликає диференціальну поляризованість  $\frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q_k}$  через вектор зміщення  $\vec{q}(\vec{r})$ , то компонента дипольного моменту, що відповідає за КР матиме наступний вигляд:

$$p_i^{(R)}(\vec{r}) = \sum_{j,k} \frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q_k} \cdot q_k(\vec{r}) \cdot E_j(\vec{r}).$$

Зміщення осцилятора можна описувати в скалярній формі через оператори утворення та анігіляції фононів  $b^+$  та  $b$  відповідно:

$$q = \sqrt{\frac{\hbar}{2Nm\Omega}} \left[ b \exp(i(\beta_v z - \Omega t)) + b^+ \exp(-i(\beta_v z - \Omega t)) \right],$$

де  $N$  – кількість осциляторів в межах об'єму взаємодії  $V$ ,

$m$  – маса молекули, яка пов'язана з коливанням,

$\beta_v$  – стала поширення для фононної хвилі.

Електричне поле при цьому міститиме дві частотні компоненти, одна з яких описує поле накачування (індекс  $p$ ), тобто поле вхідної хвилі, а інша – електричне поле розсіяної хвилі (індекс  $s$ ):

$$\vec{E} = -i \sqrt{\frac{\hbar \omega_p}{2\varepsilon_p V}} \sum_{\sigma=1,2} \vec{e}_{\sigma}^p \left[ a_{p\sigma}^+ \exp(-i(\beta_p z - \omega_p t)) - a_{p\sigma} \exp(i(\beta_p z - \omega_p t)) \right] -$$

$$-i \sqrt{\frac{\hbar \omega_s}{2\varepsilon_s V}} \sum_{\sigma=1,2} \vec{e}_{\sigma}^s \left[ a_{s\sigma}^+ \exp(-i(\beta_s z - \omega_s t)) - a_{s\sigma} \exp(i(\beta_s z - \omega_s t)) \right],$$

де  $\varepsilon_p, \varepsilon_s$  – величини діелектричної проникності для полів накачування і розсіювання,

$\vec{e}_\sigma, \vec{e}_\sigma$  – одиничні вектори, що визначають напрямок поляризації для плоскої хвилі,

$a^+, a$  – відповідні оператори утворення і анігіляції фотонів накачування і розсіяних фотонів.

В результаті гамільтоніан взаємодії (1.1) виражається так:

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\frac{\partial \alpha}{\partial q} \frac{\sqrt{\hbar^3}}{2V} \sqrt{\frac{\omega_s \omega_p}{2Nm\Omega}} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_p \varepsilon_s}} \times$$

$$\times \left[ \sum_{\sigma=1,2} a_{s\sigma}^+ a_{p\sigma} b^+ \exp(i(\beta_p z - \beta_s z - \beta_v z - \omega_p t + \omega_s t + \Omega t)) + \right.$$

$$\left. + \sum_{\sigma=1,2} a_{s\sigma} a_{p\sigma}^+ b \exp(-i(\beta_p z - \beta_s z - \beta_v z - \omega_p t + \omega_s t + \Omega t)) \right] \quad (1.2)$$

де величина  $\frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q_k}$  записується у скалярному представленні як  $\frac{\partial \alpha}{\partial q}$ .

Перший доданок (1.2) описує випромінювання стоксового фотона з частотою  $\omega_s$ , тоді як другий – його поглинання в процесі комбінаційного розсіювання [48]. Якщо виразити зв'язок початкового (основного) стану з кінцевим (збудженим) через матричний елемент  $\langle f | a_s^+ a_p b^+ | i \rangle = \sqrt{(n_s + 1)n_p(n_v + 1)}$ , то швидкість переходу для стоксового випромінювання буде:

$$W_{\text{випр.}} = \rho(\hbar\omega_f) \left| \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right|^2 \frac{\pi \hbar^2 \omega_s \omega_p}{4V^2 N m \varepsilon_p \varepsilon_s \Omega} (n_s + 1) n_p (n_v + 1),$$

де фононна заселенність (густина)  $n_v$  є функцією від температури  $T$  при тепловій рівновазі:

$$n_v = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\Omega}{k_B T}\right) - 1}, \quad (1.3)$$

де  $k_B$  – постійна Больцмана.

Аналогічно, у випадку поглинання стоксового фотону матричний елемент виражається як  $\langle f | a_s a_p^\dagger b | i \rangle = \sqrt{n_s (n_p + 1) n_v}$ . Таким чином, швидкість переходу для стоксового поглинання набуде вигляду:

$$W_{\text{погл.}} = \rho(\hbar\omega_f) \left| \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right|^2 \frac{\pi \hbar^2 \omega_s \omega_p}{4V^2 N m \varepsilon_p \varepsilon_s \Omega} n_s (n_p + 1) n_v.$$

Як було сказано вище, в процесі ВКР підсилення стоксова компонента частіше застосовується для підсилення і генерації оптичного випромінювання, тому доцільно представити повну швидкість зміни кількості розсіяних фотонів тільки для стоксової компоненти. Матимемо наступний аналітичний вираз [12]:

$$\frac{dn_s}{dz} = C \cdot \rho(\hbar\omega_f) \frac{\omega_s \omega_p}{\Omega} \{n_s (n_v + 1) n_p - n_s n_p n_v - n_s n_v + n_p (n_v + 1)\}, \quad (1.4)$$

$$\text{де } C = \left| \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right|^2 \frac{\pi \hbar^2}{4V^2 N m \varepsilon_p \varepsilon_s u},$$

тут  $u$  – фазова швидкість.

Чотири доданки, які входять у вираз (1.4), описують вимушене випромінювання, вимушене поглинання, спонтанне поглинання та спонтанне випромінювання, відповідно [12]. Аналізуючи рівняння (1.4) можна бачити, що величина спонтанного поглинання не залежить від накачки і звичайно є набагато меншою за решту доданків, тому нею можна знехтувати. З рівняння (1.4) і з урахуванням рівняння (1.3) видно, що спонтанне випромінювання залежить від температури середовища через пропорційність величині  $n_v + 1$ . В свою чергу від температури не залежить різниця між процесами вимушеного випромінювання і поглинання, що в подальшому пояснює відмінність між профілями підсилення СКР та ВКР.

## 1.2. Основи спонтанного і вимушеного розсіювання світла

Тривалий час найбільш широкоживаними у волоконній техніці і оптичних телекомунікаціях були підсилювачі на волокні, легованому ербієм (ЕЛВП, англ. EDFA – Erbium doped fiber amplifier). Вивченню такого типу волоконного підсилювача присвячений цілий ряд робіт, зокрема [6, 7, 49-51]. Однак з появою волоконних підсилювачів на ефекті вимушеного комбінаційного розсіювання (ВКРП) ербієві підсилювачі відійшли на другий план через ряд своїх недоліків, які розглядаються далі.

Спочатку для ЕЛВП використовувались довжини хвиль накачування видимого діапазону [45]. Ефективне накачування можна отримати за допомогою напівпровідникових лазерів, що працюють на довжинах хвиль  $\sim 0,98$  і  $1,48$  мкм. Підсилення при цьому становить 30-40 дБ при потужності накачування всього кілька міліват. В [7] оптимізовано параметри ЕЛВП на довжині хвилі накачування  $0,98$  мкм для отримання підсилення 19, 30, 33 дБ при потужності накачування відповідно 10, 30, 50 мВт. Експериментально отримано коефіцієнт

підсилення в 33 дБ з потужністю накачування 27 мВт із застосуванням AlGaInP-лазера, що працює на довжині хвилі 670 нм [45].

Параметри підсилення ЕЛВП залежать від схеми накачування та властивостей різних домішок (напр., германію чи алюмінію), які разом з ербієм використовуються для виготовлення серцевини волокна [45]. Частоти накачування і сигналу визначені конкретними резонансними енергетичними рівнями ербію. На відміну від ЕЛВП, для якого потрібне спеціально виготовлене ербієве волокно, для ВКРП можна використати будь-яке оптичне волокно, в якому процес ВКР можливий завжди. Крім того ВКР виникає на будь-якій частоті сигналу при належному виборі частоти накачування, оскільки фотон накачування переходить на віртуальний енергетичний рівень. Наприклад, в роботі [50] представлено аналіз ВКР на довжині хвилі 1,65 мкм, де смуги підсилення ЕЛВП не достатньо для ефективного підсилення. Не менш важливою перевагою ВКРП є й те, що процес ВКР підсилення є надзвичайно швидким, в той час як в ЕЛВП перехід енергії, яка запасена на вищому енергетичному рівні ербію, відбувається набагато повільніше [17].

Ефективне підсилення сигналу в одномодовому волокні відбувається шляхом вимушеного КР за рахунок відносно невеликих потужностей помпування. Релеївське розсіювання може приводити до спотворень сигналу із-за багатопрохідної інтерференції сигнальної хвилі, а за формування оптичного шуму в підсилювачі відповідає, головним чином, спонтанне комбінаційне розсіювання (СКР).

Поперечні перерізи релеївського розсіювання  $\sigma_r$  та СКР  $\sigma_T$  не залежать від інтенсивності хвилі, яка їх збуджує, і тому їх відносять до ефектів лінійної оптики [3, 4, 17]. За абсолютною величиною  $\sigma_r \sim 10^{-3}$  від інтенсивності хвилі збудження, а відповідне значення для СКР складає  $\sigma_T \sim 10^{-6}$ . При релеївському розсіюванні формується когерентна хвиля з  $\omega_r = \omega_p$ , де  $\omega_r$  та  $\omega_p$  – відповідні частоти розсіяної хвилі та хвилі помпування.

Стоксова схема процесу СКР дає розсіяну хвилю зі зміщеною частотою  $\omega_s = \omega_p - \Omega$ , де  $\Omega$  – фононна частота, тобто частота власних коливань молекул серцевини волокна. Стоксові хвилі при СКР не когерентні, оскільки формуються за участю теплових фононів, з довільним розподілом фази коливань на частоті  $\omega_s$ . Тому інтенсивність складових стоксового спектру при СКР пропорційна фактору заселеності коливних станів  $(n_\nu + 1)$ , тобто залежить від фононної частоти  $\Omega$  та температури  $T$ .

При спонтанному комбінаційному розсіюванні тільки невелика частина потужності випромінювання накачки  $\omega_p$  (зазвичай менше  $10^{-6}$ ) перетворюється у випромінювання з більш низькою частотою  $\omega_s$ , тобто вхідне випромінювання служить накачкою для генерації випромінювання на зміщеній частоті, при цьому величина частотного зсуву визначається коливальними модами середовища [46].

ВКР підсилення має місце при наявності набагато інтенсивнішої накачки в порівнянні з СКР, потужність якої повинна перевищувати певний поріг, визначений для кожного оптичного волокна індивідуально. Важливо, що при ВКР до  $\sim 80\%$  потужності накачки може переходити в енергію моди ВКР та створювати каскадну генерацію зсунутих частотних компонент [45]. Якщо пробний сигнал на частоті  $\omega_s$  перекривається з накачкою на вході волокна, він буде підсилюватись за рахунок ВКР, доки різниця частот  $\omega_p - \omega_s$  лежить в межах комбінаційної смуги підсилення. Так як КР генерує фотони на всіх частотах всередині полоси підсилення, підсилюються всі частотні компоненти. Однак частотна компонента, для якої коефіцієнт підсилення  $g_R$  максимальний, зростає найшвидше [46]. У випадку одномодового кварцового волокна  $g_R$  максимальний на частоті, зміщеній від частоти накачування приблизно на 13,2 ТГц ( $440 \text{ cm}^{-1}$ ), як показано на рисунку 1.2. Таким чином, ВКР призводить до генерації стоксової хвилі, частота якої визначається піком комбінаційного підсилення [17, 24, 46].

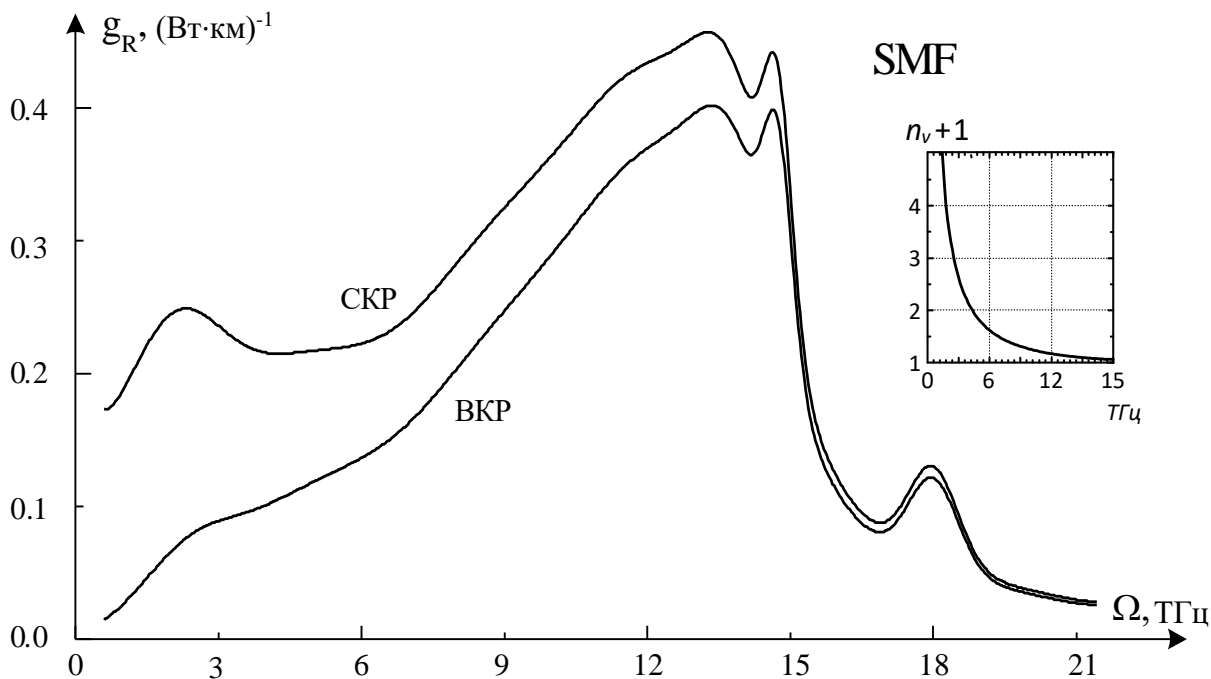


Рис. 1.2 Спектри СКР та ВКР в одномодовому волокні SMF [3]. Фактор фононної заселеності як функція частоти стоксового зсуву при  $T = 300$  К показаний на вставці справа.

Оскільки ВКР підсилення сигналу відбувається на тій же стоксовій частоті  $\omega_s = \omega_p - \Omega$ , що і СКР, і не залежить від фононної заселеності, то залежність ВКР від температури також відсутня. Фактично це означає, що ВКР відбувається за участю нерівноважних фононів, для яких можна покласти  $n_v = 0$ , звідки витікає, що  $T = 0$ . Тому спектральний відгук ВКР – профіль підсилення  $g_R \sim \sigma_0$  повинен повторювати спектр СКР при  $T = 0$ , причому [3, 53]:

$$\sigma_0(\Omega) = \frac{\sigma_T(\Omega)}{n_v(\Omega, T) + 1}, \quad (1.5)$$

а  $\sigma_0$  називається поперечним перерізом нульової температури (по Кельвіну).

Поперечний переріз СКР та профіль ВКР підсилення у стандартному кварцовому волокні показаний на рис. 1.2. Найбільша відмінність між спектром

СКР та профілем ВКР згідно рівняння (1.5) і даних на рис. 1.2 спостерігається в частотній області стоксового зсуву нижче 6 ТГц або  $200 \text{ см}^{-1}$ , де коефіцієнт ( $n_v + 1$ ) суттєво перевищує одиницю. У високочастотній області стоксового зсуву ( $> 12 \text{ ТГц}$ ) фактор заселеності коливальних станів втрачає залежність від фононної частоти і практично дорівнює 1, а спектр СКР, в свою чергу, співпадає з профілем ВКР підсилення.

Профіль ВКР підсилення  $g_R(\Omega)$  можна виразити через поперечний переріз при  $T = 0$   $\sigma_0(\Omega)$  як [1]:

$$g_R(\Omega) = \sigma_0(\Omega) \cdot \frac{\lambda_s^3}{c^2 h A_{eff}^{ps} n_p^2}, \quad (1.6)$$

а також через компоненти тензора нелінійної сприйнятливості третього порядку  $\chi_{ijkl}^{(3)}$  як [12]:

$$g_R = -\frac{3\omega_s}{\varepsilon_0 c^2 n_p n_s} \cdot \frac{\text{Im}[\chi_{iii}^{(3)} + \chi_{iji}^{(3)}]}{2A_{eff}^{ps}}, \quad (1.7)$$

де  $A_{eff}^{ps}$  – ефективна площа взаємодії накачки та сигналу,

$\lambda_s$  – стоксова довжина хвилі,

$n_p, n_s$  – коефіцієнти заломлення для хвилі накачки та стоксової хвилі,

відповідною,

$c$  – швидкість світла у вакуумі,

$h$  – стала Планка,

$\varepsilon_0$  – діелектрична стала.

Саме профіль  $g_R$  і визначає динаміку ВКР підсилення. Напівкласична теорія ВКР за допомогою співвідношень (1.6) та (1.7) встановлює

фундаментальний зв'язок коефіцієнта підсилення  $g_R$  із уявною частиною нелінійної сприйнятливості третього порядку, яка, в свою чергу, пов'язана із перерізом спонтанного КР та вимірюється експериментально.

### 1.3. Аналіз ВКР підсилення в часовій області

Для аналізу поширення ультракоротких оптичних імпульсів, ВКР підсилення зручніше описувати через нелінійну функцію відгуку в часовій області [54]. В загальному аналітичному вигляді нелінійний відгук середовища містить два доданки, перший з яких відповідає за миттєвий електронний відгук системи, другий – за запізнений молекулярний [55, 56]:

$$R(\tau) = (1 - f_R)\delta(\tau) + f_R h_R(\tau),$$

де  $f_R = 0,18$  – частина КР внеску, що визначає відносну ефективність між миттєвою нелінійністю та фотон-фононою взаємодією і розрахована з виміряного спектру коефіцієнта  $g_R$ ,

$\delta(\tau)$  – дельта-функція Дірака,

$h_R(\tau)$  – імпульсна функція відгуку із часом релаксації  $\tau$ .

Столен та інші [52] одні з перших отримали функцію відгуку з експериментального профілю ВКР підсилення  $g_R(\Omega)$  для звичайного кварцового волокна. Явний вигляд часової функції відгуку  $h_R(t)$  можна одержати безпосередньо як з уявної так і реальної частин комплексної величини нелінійної сприйнятливості 3-ого порядку  $\chi^{(3)}(\Omega)$ , застосовуючи обернене Фур'є-перетворення [3, 48]. В даному випадку, припускаючи, що всі оптичні хвилі є лінійно поляризованими з паралельною поляризацією та використовуючи

коефіцієнт ВКР підсилення (прямо пропорційний уявній частині  $\chi^{(3)}(\Omega)$ , рівняння (1.7)), отримаємо вираз для ВКР функції відгуку:

$$h_R(t) = B \cdot \int_0^{\infty} g_R(\Omega) \cdot \sin(2\pi c \Omega \cdot t) d\Omega, \quad (1.8)$$

$$\text{де } B = \frac{c}{(\pi \cdot \chi_R^{(3)} \cdot \omega_p)},$$

$c$  – швидкість світла у вакуумі,

$\chi_R^{(3)} = f_R \cdot \chi_0^{(3)} = f_R \cdot \chi^{(3)}(0)$  – нелінійна сприйнятливість, що відповідає за коливальні внески і дає часове запізнення функції відгуку.

В роботі [57] компактний аналітичний вираз для функції відгуку отриманий за допомогою моделі проміжного розширення (англ. IBM – intermediate-broadening model) як 13-тикомпонентної згортки функцій Гауса та Лоренца:

$$h_R(t) = \sum_{i=1}^{13} \frac{A_i'}{\omega_{v,i}} \exp(-\gamma_i t) \cdot \exp(-\Gamma_i^2 t^2 / 4) \cdot \sin(\omega_{v,i} t) \cdot \delta(t), \quad (1.9)$$

де  $A_i'$  – амплітуда  $i$ -ої коливальної моди,

$\omega_{v,i}$  – центральна коливальна частота  $i$ -ої моди,

$\gamma_i$  – ширина лоренцевої лінії  $i$ -ої моди,

$\Gamma_i$  – ширина гаусової лінії  $i$ -ої моди.

На рис. 1.3 показано ВКР функцію відгуку (1.09) в наближенні моделі проміжного розширення в порівнянні з отриманою по формулі (1.8) із експериментального профілю  $g_R(\Omega)$ .

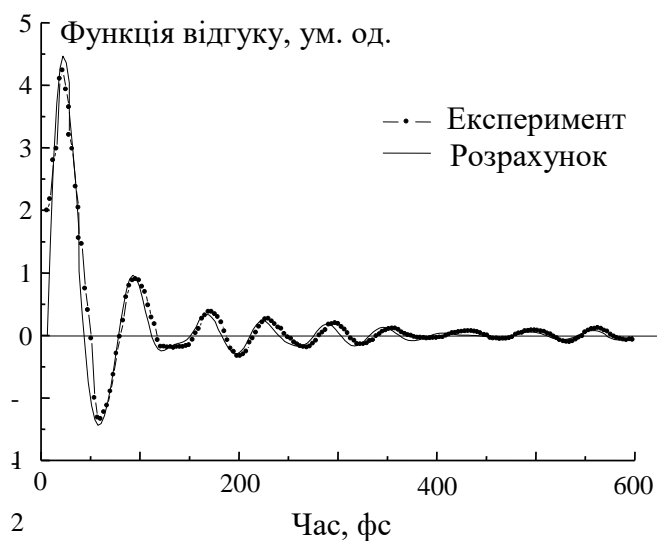


Рис. 1.3 Порівняння розрахованої часової функції відгуку на основі моделі проміжного розширення [57] з експериментальною [54].

З іншого боку, альтернатива рівнянням (1.8), (1.9), як вказано в [58], полягає в наступному. Часова функція відгуку може бути апроксимована суперпозицією всього шести затухаючих функцій зі зміщеною фазою [58] із використанням чисельних методів при поширенні ультракоротких імпульсів:

$$h_R(t) = \sum_{i=1}^6 a_i \exp(-b_i t) \cdot \sin(c_i t + d_i), \quad (1.10)$$

де  $a_i, b_i, c_i, d_i$  – параметри апроксимації (див. табл. 1.1) [58].

Таблиця 1.1

**Параметри апроксимації для наближеної функції (1.10) у випадку одномодового волокна з чистого кварцу SMF [58]**

$i$	$a_i$	$b_i$	$c_i$	$d_i$
1	-1,38286	6,9826	-152,249	0,0235981
2	-2,89047	6,90464	-116,131	0,0662645
3	-23,3933	17,73	-94,064	1,28371
4	-0,68713	2,05146	-93,5428	6,17544
5	1,53569	8,54286	4,81366	2,2266
6	33,1005	59,9305	86,0343	0,701631

Різновиди часової функції відгуку, описані рівняннями (1.8)-(1.10), введені для дослідження ВКР взаємодії у випадку нелінійних імпульсних процесів, а саме на основі впливу функції відгуку на спектр стиснутих оптичних імпульсів тривалістю від піко- до фемтосекундних величин. Зокрема, за допомогою  $h_R(t)$  можна розрахувати дію ВКР підсилення на 8-фс стиснутий імпульс на довжині хвилі нормальної дисперсії [54]. При поширенні по волокні оптичних солітонів, останні піддаються частотному зсуву. Це явище спостерігалось експериментально і пояснюється теоретичним аналізом нелінійного рівняння Шредінгера в частотній області [54], що містить дисперсію та нелінійний показник заломлення. Для волокна SMF (англ. SSMF – silica single-mode fiber) він має величину  $3,2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ . Тому, з використанням ВКР функції відгуку можна вивчити перехідну еволюцію вхідного імпульсу в стабільний самокерований солітон [54] на довжині хвилі аномальної дисперсії. В кінцевому рахунку, більш практичний інтерес до ВКР взаємодії як часової функції відгуку може бути корисним у випадку дослідження надзвичайно короткоімпульсних оптичних явищ.

#### 1.4. Метод спектральної декомпозиції

Спектральну декомпозицію (спектральне розкладання) можна застосовувати для чіткого розмежування однофотонних та багатofотонних коливань молекул, а також для вивчення оберненого впливу світлових хвиль на молекулярні коливання в структурі волокна. Прив'язка розрахованих елементів декомпозиції до експериментальних особливостей профілів коефіцієнта підсилення ВКР в досліджуваних волокнах створює можливість отримати додаткову інформацію про механізми розширення спектральних ліній конкретних волокон. З фізичної точки зору мова йде про однорідність чи неоднорідність розширення спектральної лінії. Це дає змогу визначити характер нелінійної фотон-фононної взаємодії, а також розглядати перерозподіл енергії між енергетичними рівнями молекул.

Практична сторона методу спектральної декомпозиції полягає в моделюванні профілю коефіцієнта ВКР підсилення  $g_R$ , що з високою точністю повторює форму експериментально виміряного профілю в досліджуваних одномодових кварцових волокнах. По-перше, отримання відтвореного профілю коефіцієнта ВКР підсилення розв'язує проблему синтезу ВКРП з надшироким сумарним підсиленням. Зокрема, на основі апроксимації профілю ВКР підсилення можна розрахувати весь спектр підсилення  $G$  в межах робочої смуги вікна прозорості 185-193 ТГц, застосовуючи при цьому декілька накачок з визначеними вхідними потужностями та довжинами хвиль. Використання чисельно розрахованого профілю коефіцієнта  $g_R$  дозволить оптимізувати повну смугу підсилення по нерівномірності підсилення. По-друге, коефіцієнт  $g_R$  є уявною частиною від функції нелінійної сприйнятливості третього порядку  $\chi^{(3)}$  і має компактну аналітичну форму [12, 48, 59]. Це дозволяє оптимізувати величину групової затримки дисперсії сигналу у ВКРП з багатохвильовим помпуванням [60]. Крім цього коефіцієнт ВКР підсилення зручніше описувати у

вигляді часової функції відгуку для випадку ультракоротких високопотужних оптичних імпульсів. Наближення ВКР функції відгуку вирішує проблему частотного биття хвиль помпування і стоксового сигналу.

Частотні спектри профілів коефіцієнта ВКР підсилення  $g_R$  для досліджуваних типів одномодових кварцових волокон DCF, TrueWaveRS™, SMF мають складну форму, як це показано на рис. 1.4. Інтенсивність кожного з цих профілів напряму залежить від матеріалу волокна, а саме від кількості сторонніх домішок у кварцовій серцевині. Водночас для всіх трьох типів волокна частотні зсуви основних особливостей спектру профілю коефіцієнта ВКР підсилення припадають на величини поблизу 110, 440 та 605  $\text{cm}^{-1}$  відносно частоти помпування, що дає можливість застосовувати одні і ті ж оптичні джерела накачки із застосуванням даних волокон.

В процесі взаємодії вимушеного КР довільної кількості оптичних хвиль накачування і корисного сигналу частотна залежність коефіцієнта ВКР підсилення  $g_R(\Omega)$  визначається як накладання коефіцієнтів підсилення  $g_R(\Omega, \omega_i)$  від кожної із частот  $\omega_i$  генерації окремого джерела накачування. Для фіксованої частоти помпування  $\omega_i$  підсилення всіх хвиль у стоксовій області визначається функцією форми спектру ВКР  $S(\Omega) \sim g_R(\Omega)$ , яка і є профілем ВКР підсилення. Відповідно, профіль ВКР підсилення відіграє основну роль для опису підсилення при комбінаційному розсіюванні.

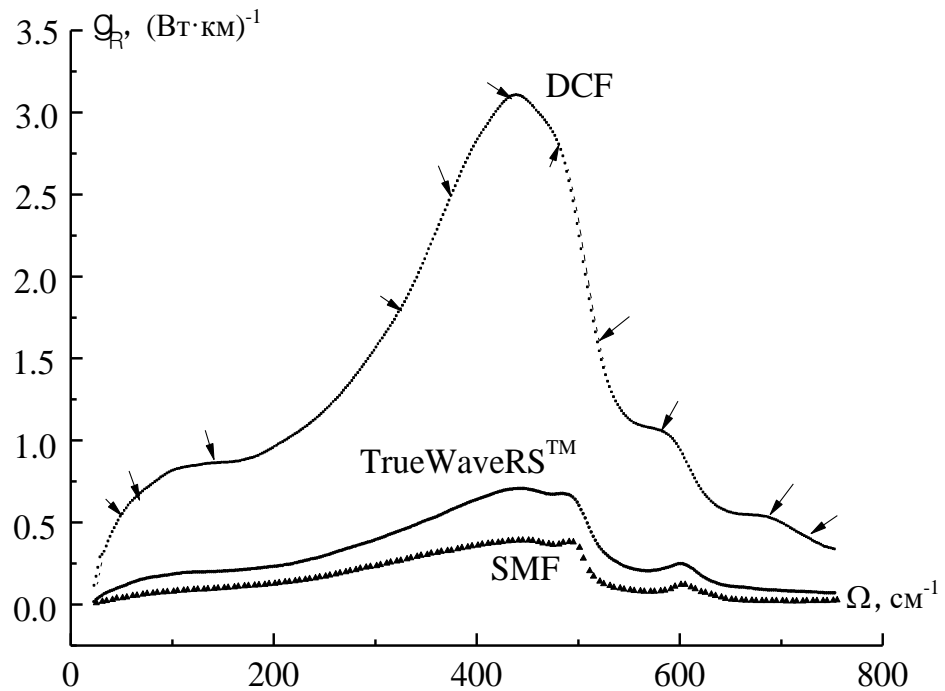


Рис. 1.4 Профілі коефіцієнта ВКР підсилення в одномодових кварцових волокнах [17].

Якщо розбити будь-який зі спектрів профілю коефіцієнта ВКР підсилення, зображених на рис. 1.4, на окремі внески і сумістити їх зі спектральними особливостями (максимумами та схилами), то весь спектр матиме не більше 10-12 компонент. Це чітко видно на прикладі спектру профілю коефіцієнта  $g_R$  у волокні DCF. Кожна зі спектральних компонент (позначимо індексом  $i$ ) характеризується величиною амплітуди  $A_i$ , центральною частотою піку компоненти  $\omega_{v,i}$  та спектральною шириною  $\gamma_i$  (або  $\Gamma_i$ ). З огляду на це для спектральної декомпозиції профілю ВКР підсилення використано чотири набори функцій форми лінії: функцію Гауса (гаусіан), функцію Лоренца (лоренціан), осциляторну функцію, формула якої безпосередньо виводиться з рівняння фононного осцилятора [61], а також функцію, що є поєднанням гаусіана і лоренціана. В залежності від механізму розширення спектральної лінії в спектроскопії використовують і багато інших функцій форми лінії.

Розглянемо детально кожен із застосованих моделей апроксимації:

1. Гаусіан. Коливальна мода є гаусовою, якщо має неоднорідне розширення. Оскільки кварцове волокно є аморфним матеріалом, то в процесі ВКР молекулу, що розсіює світло, можна вважати квантовим гармонічним осцилятором з резонансною частотою  $\omega_v$ . Кожний фононний осцилятор має довільну орієнтацію відносно своїх сусідів, які вносять стохастичне збурення в частоту цього осцилятора. В результаті, неоднорідне розширення розподіляє резонансні частоти атомів в деякій смузі частот з центром  $\omega_v$ . Тому є підстави вважати, що спектральні компоненти профілю коефіцієнта ВКР  $S(\Omega)$  підсилення мають саме гаусів (нормальний) розподіл. Аналітично він представляється у вигляді функції густини імовірності таким чином:

$$S(\Omega) = A \exp\left[-\frac{(\Omega - \omega_v)^2}{\Gamma^2}\right],$$

де  $A = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}$  – амплітуда гаусової компоненти,

$$\Gamma = \sqrt{2}\sigma, \quad \sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{2\ln 2}},$$

де  $FWHM$  – ширина гаусової компоненти на половині її амплітуди.

Зображення розподілу функції Гауса показано на рис. 1.5. Відповідний вираз для спектральної декомпозиції всього профілю  $g_R$  має вигляд:

$$g_R^G(\Omega) = \sum_{i=1}^{N_m} A_i \exp\left[-\frac{(\Omega - \omega_{v,i})^2}{\Gamma_i^2}\right], \quad (1.11)$$

де  $N_m$  – кількість компонент.

2. Лоренціан. Однорідне розширення спектральної лінії відбувається тому, що при взаємодії оптичної хвилі з кристалічною ґраткою (тобто з

фононами ґратки) вона втрачає когерентність, є зсув фази і після розсіювання на виході волокна вона вже не є монохроматичною. Інший механізм однорідного розширення виникає при спонтанному випромінюванні, оскільки воно завжди присутнє при будь-яких переходах енергії. Найкраще для опису рівномірного розширення спектральної лінії підходить функція Лоренца (або розподіл Коші):

$$S(\Omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\gamma}{2}}{(\Omega - \omega_v)^2 + (\frac{\gamma}{2})^2},$$

де  $\gamma$  – повна ширина лоренцевої компоненти на половині максимуму. Тому апроксимація профілю ВКР у випадку однорідного розширення коливальних мод набуває вигляду:

$$g_R^L(\Omega) = \sum_{i=1}^{N_m} A_i \frac{\frac{\gamma_i}{2}}{(\Omega - \omega_{v,i})^2 + (\frac{\gamma_i}{2})^2}. \quad (1.12)$$

3. Осциляторна функція. Оскільки головна частотна залежність, що формує профіль коефіцієнта ВКР підсилення, визначена уявною частиною нелінійної сприйнятливості третього порядку  $\chi_{\text{iii}}^{(3)}$  у вигляді резонансного чисельника в рівнянні (1.7) в моделі фононного гармонічного осцилятора, то функцію  $S(\Omega)$ , виходячи зі співвідношення (1.7), можна записати як [62]:

$$S(\Omega) = -\text{Im}\left[\frac{1}{\omega_v^2 - \Omega^2 + i\Omega\gamma}\right] = \frac{\Omega\gamma}{(\omega_v^2 - \Omega^2)^2 + (\Omega\gamma)^2},$$

а профіль коефіцієнта ВКР підсилення апроксимується нормованою осциляторною функцією  $S_R(\Omega) = \gamma\omega_v S(\Omega)$  таким чином, що

$$g_R^O(\Omega) = \sum_{i=1}^{N_m} A_i \frac{\Omega \gamma_i^2 \omega_{v,i}}{(\Omega^2 - \omega_{v,i}^2)^2 + (\Omega \gamma_i)^2} \quad (1.13)$$

Для порівняння графіки гаусової та лоренцевої функцій  $y(x) = S(\Omega)$ , а також осциляторної функції  $y(x) = S_R(\Omega)$  представлені на рис. 1.5. Щоб наочно представити криві функцій  $S(\Omega), S_R(\Omega)$  пронормовано по амплітуді, виходячи з наступних умов:  $\sigma = 1$ ,  $\omega_v = 3$ ,  $\gamma = 1,13\Gamma$ ,  $A_{osci} = 0,392$ , де  $A_{osci}$  – нормована амплітуда осциляторної функції форми лінії.

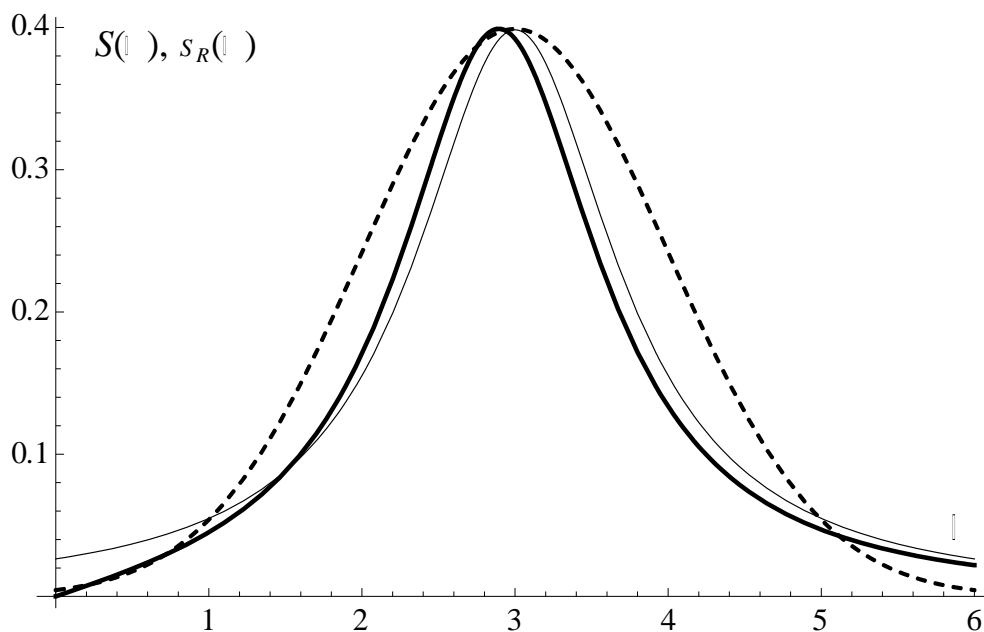


Рис. 1.5 Графіки нормованих функцій форми лінії, використаних в спектральній декомпозиції профілю ВКР підсилення: функція Гауса (штрихова лінія), функція Лоренца (суцільна тонка лінія), осциляторна функція (суцільна товста лінія).

Як бачимо з рис. 1.5, форма профілю осциляторної функції є відмінною від гаусової та лоренцевої кривих при умові однакових амплітуд. По-перше, він не є симетричним відносно центральної резонансної частоти  $\omega_v$  і набуває нульового значення при  $\Omega = 0$ . Така властивість осциляторної функції дозволяє коригувати спектральну декомпозицію профілю коефіцієнта ВКР підсилення в області менших частот. По-друге, функція  $S_R(\Omega)$  має деякий зсув центральної частоти в напрямку зменшення частоти  $\Omega$ , який залежить від величини  $\gamma$ , тобто пояснюється згасанням фононного коливання.

4. Поєднання функції Гауса та Лоренца. Спектральний розподіл функції Лоренца, як видно з рис. 1.5, є вузьким, ніж гаусів розподіл і тому він може бути використаний для точної апроксимації профілю коефіцієнта ВКР підсилення  $g_R(\Omega)$  в точках, де спектральні особливості мають різкі піки. Проте, частотний спектр профілю коефіцієнта  $g_R(\Omega)$  зосереджує в собі і більш гладкі піки, для відтворення яких по формі (співвідношення параметрів  $A_i$ ,  $\omega_{v,i}$  та  $\gamma_i$ ) краще підходить розподіл функції Гауса. В зв'язку з цим запропоновано модель апроксимації, що базується на суперпозиції гаусіана та лоренціана:

$$g_R^{G,L}(\Omega) = \sum_{i=1}^n A_i \exp\left[-\frac{(\Omega - \omega_{v,i})^2}{\Gamma_i^2}\right] + \sum_{i=1}^k B_i \frac{\frac{\gamma_i}{2}}{(\Omega - \omega_{v,i})^2 + \left(\frac{\gamma_i}{2}\right)^2}, \quad (1.14)$$

де  $n, k$  – кількість гаусових та лоренцових компонент, відповідно,  
 $A_i, B_i$  – амплітуди гаусових та лоренцових компонент, відповідно.

### 1.5. Методи оптимізації смуги ВКР підсилення

Пропускна здатність сучасних волоконних підсилювачів вже досягла рекордних значень, що показово характеризує вдосконалення смуги підсилення.

Наприклад, в роботі [63] мова йде про 4,48 Тб/с при передачі 40 каналів на відстань понад 300 км через одномодове волокно SMF в схемі гібридного ЕЛВП/ВКРП підсилювача. В дослідженнях статті [64] отримано рекордну швидкість передачі сигналу – 21,7 Тб/с також за допомогою гібридного волоконного підсилювача на відстань більше 1500 км.

В основі дослідження характеристик ВКРП лежить чимала кількість праць, зокрема [2, 12, 17, 65, 66]. Математична модель на основі зв'язаних диференціальних рівнянь [12, 65, 67] є прикладним інструментом для відтворення поведінки потужностей оптичних променів при проходженні через одномодове волокно певної довжини. За допомогою такої моделі можна розрахувати смугу підсилення якщо відомий набір потужностей хвиль накачування та сигналу на вході волокна. Маючи точні значення вхідних оптичних потужностей і відповідних довжин хвиль та знаючи фізичний механізм перетворення вхідних потужностей на вихідні, ми можемо обчислити значення оптичних потужностей на виході волокна, використовуючи наступну систему рівнянь [3, 65, 68]:

$$\begin{aligned} \frac{dP_v^\pm}{dz} = & -\alpha_v P_v^\pm + \varepsilon_v P_v^\mp + P_v^\pm \sum_{\mu > v} \frac{g_{\mu v}}{A_\mu} (P_\mu^+ + P_\mu^-) + \\ & + 2h\nu\Delta\nu \sum_{\mu > v} \frac{g_{\mu v}}{A_\mu} (P_\mu^+ + P_\mu^-) \cdot \left[ 1 + \frac{1}{\exp\left(\frac{h(\mu - \nu)}{kT}\right) - 1} \right] - \\ & - P_v^\pm \sum_{\mu < \nu} \frac{\nu}{\mu} \frac{g_{\nu\mu}}{A_\nu} (P_\mu^+ + P_\mu^-) - 4h\nu\Delta\nu P_v^\pm \sum_{\mu < \nu} \frac{g_{\nu\mu}}{A_\nu} \left[ 1 + \frac{1}{\exp\left(\frac{h(\nu - \mu)}{kT}\right) - 1} \right], \quad (1.15) \end{aligned}$$

де індекси  $\nu$  та  $\mu$  позначають частоти оптичних хвиль, які беруть участь в процесі ВКР,

знаки «+» та «-» визначають прямий та зворотній напрямки поширення оптичної хвилі,

$P_\nu$  – потужність оптичної хвилі в межах смуги  $\Delta\nu$ ,

$\alpha_\nu$  – коефіцієнт згасання,

$\varepsilon_\nu$  – коефіцієнт зворотного релєївського розсіювання,

$A_{\nu\mu}$  – ефективна площа взаємодії волокна,

$g_{\nu\mu}$  – коефіцієнт ВКР підсилення,

$h$  – стала Планка,

$k$  – стала Больцмана,

$T$  – абсолютна температура підсилювача.

В даній системі рівнянь враховується підсилення довгохвильового світлового випромінювання та згасання короткохвильового завдяки нелінійній ВКР взаємодії між ними, оптичні втрати, релєївське розсіювання, підсилене спонтанне випромінювання (ПСВ) (англ. ASE – amplified spontaneous emission) та тепловий шум [65]. Використовуючи чисельні методи для розв'язку системи рівнянь (1.15), ми можемо визначити локальні значення потужності накачування і сигналу в будь-якій точці перерізу волокна по відомим значенням вхідних потужностей. Останні, в свою чергу, і будуть забезпечувати необхідну смугу ВКР підсилення  $G_R$  (в англійській літературі «on-off Raman gain») та смугу повного підсилення  $G$  (англ. NG – net gain) [67]:

$$G_R = 10 \lg \frac{P_s(L)|_{\text{нак. вкл.}}}{P_s(L)|_{\text{нак. викл.}}}, \quad (1.16)$$

$$G = 10 \lg \frac{P_s(L)}{P_s(0)}, \quad (1.17)$$

де  $P_s(L)|_{\text{нак. вкл.}}$  – потужність сигналу на виході волокна при наявності накачування,

$P_s(L)|_{\text{нак. викл.}}$  – потужність сигналу на виході волокна при відсутності накачування,

$P_s(0)$  – потужність сигналу на вході волокна,

$L$  – довжина волокна.

В роботі [69] було запропоновано алгоритм оптимізації ВКР підсилення з багатохвильовим накачуванням на основі одношарових нейронних мереж з прямим зв'язком. Тут потужності накачування взято за вхідні дані  $X$ , а значення ВКР підсилення на одиницю довжини волокна (в максимумі коефіцієнта ВКР підсилення) – за вихідні  $Y$ . Для лінійних мереж зв'язок між вхідними та вихідними даними є таким [69]:

$$Y = W \cdot X, \quad (1.18)$$

де  $W$  – матриця вагових коефіцієнтів, яка розраховується за методом найменших квадратів як:

$$W_{ij}(t+1) = W_{ij}(t) + \delta W_{ij}(t), \quad (1.19)$$

де  $\delta W_{ij}(t) = \varepsilon_t [d_j(t) - y_j(t)] \cdot x_i(t)$ ,

$\varepsilon_t$  – ефективність навчання,

$d_j(t)$  – очікуване вихідне значення  $j$ -ого нейронного елемента.

Якщо матриця вагових коефіцієнтів фіксована, то, змінивши вхідні параметри, отримаємо оптимальний розв'язок:

$$X \rightarrow X' = \delta' W(t) \cdot X. \quad (1.20)$$

Фіксована матриця вагових коефіцієнтів визначається з виразу (1.15) в припущенні, що значення вагових коефіцієнтів залежить тільки від коефіцієнта ВКР підсилення, тому:

$$W = \frac{1}{A_{ij}} \begin{bmatrix} g_{11} & g_{12} & \dots & g_{1n} \\ g_{21} & g_{22} & \dots & g_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ g_{n1} & g_{n2} & \dots & g_{nn} \end{bmatrix}, \quad (1.21)$$

де  $g_{ij}$ ,  $A_{ij}$  – коефіцієнт ВКР підсилення та ефективна площа взаємодії між  $i$ -ою та  $j$ -ою оптичними потужностями.

Суть даного алгоритму полягає в наступному:

крок 1) встановлюємо такі початкові дані: смуга підсилення ВКРП, повна потужність накачки, допустима нерівномірність смуги підсилення (визначається як  $\Delta_{NG} = G_{\max} - G_{\min}$ ), параметри волокна;

крок 2) за допомогою чисельного методу Рунге-Кутти 4-ого порядку наближено розв'язуємо систему рівнянь (1.15) і отримуємо спектр підсилення ВКРП та його середні значення на робочих довжинах хвиль;

крок 3) алгоритм оптимізації зупиняємо при виконанні умови достатньої нерівномірності смуги підсилення або при завершенні повного циклу;

крок 4) очікувані вихідні параметри встановлюємо як середні значення підсилення на довжинах хвиль, які отримані на кроці 2); визначаємо величину  $\delta'W(t)$  і, як наслідок, потужності накачування обновлюємо відповідно до (1.20). Повертаємось до кроку 2).

Таким чином, завдяки використанню моделі нейронних мереж можна отримати оптимальні значення вхідних потужностей накачування на відповідних довжинах хвиль. Проте вагомим недоліком цього методу є його неадекватність у

випадку, коли коефіцієнт ВКР підсилення відхиляється від точного значення, що значно впливає на розподіл потужностей накачування.

Існує і інший спосіб оптимізації смуги ВКР підсилення, який базується на застосуванні генетичного алгоритму до системи рівнянь (1.15) [66, 70-72] для знаходження оптимального інтегрального спектру накачки  $\{v_j, I_j\}_{j=1}^n$ , де  $v_j$  –

частота  $j$ -ої накачки,  $I_j \equiv \int_0^L P_j(z) dz$ ,  $j=1, 2, \dots, n$ ,  $P_j(z)$  – потужність  $j$ -ої

накачки,  $n$  – кількість задіяних каналів накачки. Починаючи з випадково вибраного набору  $\{v_j, I_j\}_{j=1}^n$ , алгоритм повторно застосовує три еволюційні процедури (схрещування, мутація та природній відбір) доти, доки нерівномірність смуги підсилення не перестане покращуватись. В результаті, для зменшення нерівномірності повної смуги підсилення до рівня менше 0,1 дБ потрібно як мінімум 8-16 накачок [66, 71]. Така велика кількість каналів накачки є небажаною з практичної точки зору, оскільки реалізація досліджуваної системи суттєво ускладнюється, а також можуть виникати перехресні завади між накачкою та корисним сигналом при близькому розташуванні їх довжин хвиль.

Експериментальним шляхом [65] отримано смугу повного підсилення в межах 1520-1620 нм з середнім значенням 6,5 дБ із застосуванням 12-ти джерел помпування з довжинами хвиль від 1412,5 до 1504,5 нм та 25-км волокна зі зміщеною дисперсією DSF (TrueWaveRS™). Смуга підсилення має ширину 80 нм та нерівномірність до  $\pm 0,5$  дБ, при цьому 80-нм смуга ВКР підсилення має нерівномірність порядку 0,1 дБ [65]. З використанням шести лазерів накачки експериментально отримана смуга підсилення від 1530 до 1600 нм з нерівномірністю 1,7 дБ [73]. Очевидно, що кожна з цих смуг може бути оптимізована по кількості накачок при зміні вхідних потужностей на відповідних довжинах хвиль. Смуга підсилення з середнім значенням 20 дБ та шириною 100 нм (1510-1610 нм) розрахована із застосуванням 3-х та 6-ти накачок [74], зокрема із шестихвильовою накачкою її нерівномірність не перевищує 1 дБ. При

цьому коефіцієнт шуму зростає в середньому на 0,5-0,6 дБ відносно середнього значення 5 дБ в смузі 1510-1610 нм з накачкою від 3-х джерел. Це відбувається внаслідок того, що ВКРП з 6-тихвильовим помпуванням має накачку з більшою довжиною хвилі (1495 нм), яка відкачує частину енергії короткохвильових накачок, що веде до зменшення підсилення на коротких довжинах хвиль і, відповідно, зростання коефіцієнта шуму.

В пізніших роботах, зокрема [13, 75-81], проблема оптимізації смуги повного підсилення сигналу також до кінця не вирішена. Для прикладу, при використанні всього 2-3 накачок, смуга підсилення є надто вузькою для ефективної роботи широкосмугових WDM систем [76, 77, 82]. Розраховано оптимізовану смугу ВКР підсилення з нерівномірністю підсилення менше 0,5 дБ в межах 1530-1562 нм [83] з використанням 4 накачок. При цьому кількість підсилених каналів становить 40 з частотним інтервалом в 102 ГГц. Якщо ж оптимальна смуга ВКР підсилення становитиме 100 нм (від 1520 до 1620 нм) із прийнятним коефіцієнтом шуму, то з таким частотним інтервалом можна підсилювати до 120 сигнальних каналів. З вищесказаного випливає, що оптимізація смуги ВКР підсилення і, в свою чергу, смуги повного підсилення оптичного сигналу є дуже актуальною і тому потребує додаткового вивчення.

## **1.6. Загальний опис шуму оптичних ВКР підсилювачів**

### **1.6.1. Джерела оптичного шуму у ВКР підсилювачах**

Загальновідомо, що при підсиленні сигналу в оптичних підсилювачах виникають додаткові частотні флуктуації у вигляді шуму і спектр підсилення спотворюється. Спотворюється і вихідний сигнал (у вигляді фотоструму) після реєстрації [84]. Повністю позбутися шуму неможливо, але можна розрахувати його рівень, при можливості зменшити його, визначивши і проаналізувавши його вплив на характеристики оптичного підсилення.

Є декілька основних джерел шуму при ВКР підсиленні [13, 24, 85-90]:

- в ролі першого джерела виступає підсилене спонтанне випромінювання (ПСВ), що має стохастичний характер;

- подвійне релеївське розсіювання (ПРР), що відповідає двом процесам розсіювання світла (прямого і оберненому) на мікроскопічних неоднорідностях структури волокна є зазвичай другим джерелом шуму;

- третім джерелом шуму є оптичний шум перехресних завад, стимульований фононами. Він з'являється коли довжина хвилі сигналу є близькою до довжини хвилі накачування;

- четверте джерело шуму виникає внаслідок короткого часу існування ВКР підсилення в збудженому стані, приблизно від 3 до 6 фс.

Підсилене спонтанне випромінювання (англ. ASE), при якому високий коефіцієнт підсилення може розглядатись як класичне флуктуаційне хвильове поле, тісно пов'язане зі спонтанним комбінаційним розсіюванням (СКР), що є наслідком взаємодії оптичного поля накачування з флуктуаціями кристалічної ґратки і пояснюється, в першу чергу, коливаннями атомів при змішуванні поля накачування з оптичними фононами [21]. Основна частина ПСВ шуму ВКРП формується на відрізку волокна поблизу джерела накачування, оскільки в ньому потужність накачування має максимальне значення. По мірі поширення у волокну загальна потужність накачування згасає, накачування поступово починає виснажуватися і його потужності не вистачає для ефективної генерації ПСВ. Спектр потужності ПСВ в стоксовому діапазоні частот має форму подібну до вигляду неперервного континууму СКР (рис. 1.2), чим явно підкреслює його зв'язок з комбінаційним розсіюванням [91-93].

В одномодовому волокну для аналітичного обчислення спектру потужностей ПСВ як одного із джерел оптичного шуму використовується система зв'язаних диференціальних рівнянь [91, 94]. Ці рівняння описують поведінку потужностей хвиль сигналу, накачки і ПСВ вздовж одномодового волокна в залежності від відстані як в прямому так і зворотному напрямках

поширення [65, 67, 91]. Результати моделювання достатньо точно співпадають з вимірними спектрами ПСВ. В ситуації з прямою накачкою спектр потужності ПСВ отримано аналітично за допомогою моделі нелінійних хвильових рівнянь Шредінгера у 40-км волокні SMF [93]. Ці результати також чітко відповідають експериментальним даним. Для оцінки величини оптичного шуму від ПСВ на тлі когерентного оптичного сигналу зазвичай використовують коефіцієнт – оптичне відношення сигнал/шум (англ. *OSNR* – optical signal-to-noise ratio). В роботі [16] показано, що величина  $OSNR_{ASE}$  на виході волокна становить від 10,6 до 13,5 дБ в залежності від типу волокна при вхідній потужності накачки до 1,6 Вт на довжині хвилі 1453 нм. Цим підтверджується порівняно високий рівень шуму ПСВ.

Свій внесок у величину оптичного шуму вносить і подвійне релієвське розсіювання (ПРР). Так як волокно є середовищем підсилення, то ПРР призводить до розподіленого відбиття світла вздовж волокна. Відбите світло згодом розсіюється знову в початковому напрямку. ПРР спотворює вихідний сигнал підсилювача, оскільки виникає інтерференція між початковим інформаційним сигналом і сигналом після подвійного розсіювання [95]. Сигнал ПРР займає таку ж спектральну область як і корисний сигнал, тому не може бути просто вимірним з використанням оптичних приладів [84, 95, 96].

Ефект подвійного релієвського розсіювання в світлових комунікаційних системах вивчений і теоретично і експериментально. Зроблено порівняння між вимірним і розрахованим значеннями шуму ПРР в наближенні однорідного підсилення по всій довжині підсилювального волокна [95]. Виявляється, що таке наближення виконується при умові низьких втрат для волокна довжиною як мінімум 15 км з однією чи двома частотами накачування. Показано, що ПРР викликає шум інтенсивності в сигналі після детектування і це спричиняє погіршення чутливості приймача. Експериментально встановлено, що вихідне значення відношення оптичного сигналу до ПРР шуму (англ.  $OSNR_{DRS}$  – optical

signal-to-DRS-noise ratio, DRS – double Rayleigh scattering) досягає більше 45 дБ [95]. Це підтверджено також і вимірюваннями та теоретичними розрахунками в роботі [97]. Очевидно, що шум релєївського розсіювання є набагато меншим від шуму підсиленого спонтанного випромінювання.

В роботі [98] представлені результати аналізу щодо впливу на інформаційний сигнал перехресних спотворень від чотирьох-хвильового змішування (ЧХЗ). Експериментальні дані показують, що рівень оптичного шуму від перехресних спотворень після ЧХЗ на 30 дБ нижчий за рівень когерентного сигналу. У випадку коли довжина хвилі сигналу близька до довжини хвилі накачки з'являється додатковий шум, а відношення сигнал/шум на виході волокна погіршується на величину до 3 дБ [24].

Практично миттєве підсилення, яке є наслідком короткого часу життя молекул в збудженому коливальному стані (від 3 до 6 фс), спричиняє прив'язку флуктуацій накачки до корисного сигналу. Щоб уникнути цього ефекту накачку та сигнал запускають у волокно в протилежних напрямках, цим самим збільшуючи ефективний час життя молекул в збудженому стані до рівня часу проходження оптичного випромінювання по волокну. Якщо в схемі ВКР підсилювача використовують прямі накачку та сигнал, то власне самі лазери накачки повинні бути мал шумними, тобто мати дуже низький відносний шум інтенсивності [24].

Отже, наведені результати вимірювань та теоретичні розрахунки вказують на головне джерело шуму в оптичних волоконних ВКР підсилювачах, в ролі якого виступає ПСВ. Крім цього, корисний сигнал після декількох циклів підсилення значно перевищує потужність ПСВ. Цим забезпечується надійний прийом інформаційних потоків із задовільним рівнем імовірності появи бітових помилок. Всі інші поляризаційні, інтерференційні та нелінійні ефекти, що супроводжують підсилення оптичного випромінювання у волоконних підсилювачах на ефекті ВКР, сумарно дають досить малі внески в оптичне відношення сигнал/шум у порівнянні з впливом ПСВ [98].

### 1.6.2. Квантове обмеження оптичного шуму

Шум-фактор ВКРП як і будь якого іншого підсилювача за визначенням – це відношення власного співвідношення сигнал/шум по потужності на вході підсилювача до його виходу [22, 99]:

$$F = \frac{\text{SNR}_{\text{in}}}{\text{SNR}_{\text{out}}}. \quad (1.22)$$

Теоретично шум-фактор представляють в одиницях дБ за допомогою коефіцієнта шуму (англ. NF – noise figure):

$$NF = 10 \cdot \lg F. \quad (1.23)$$

Коефіцієнт шуму NF є важливим параметром будь-якої підсилювальної системи і являється мірою здатності цієї системи діставати інформацію з сигналу в присутності шуму [99]. В ідеальному випадку, тобто коли власний шум навантаження підсилювача відсутній, значення шуму змінюється пропорційно значенню сигналу і в результаті SNR залишається незмінним. Таким чином, коефіцієнт шуму в такому випадку рівний 0 дБ. Як вказано в [100], коефіцієнт шуму на рівні 0 дБ досягається тільки в фазочутливих параметричних оптичних підсилювачах.

Коефіцієнт NF в оптичних підсилювачах визначається через величину потужності ПСВ і величину коефіцієнта повного підсилення сигналу G [13]:

$$NF = 10 \cdot \lg\left[\left(\frac{2P_{\text{ASE}}}{h\nu} + 1\right) / G\right], \quad (1.24)$$

де  $P_{ASE}$  – вихідна потужність ПСВ,

$h$  – стала Планка,

$\nu$  – центральна оптична частота неполяризованого ПСВ.

Для волоконних оптичних підсилювачів, що базуються на інверсії населеностей (до яких входить зокрема і ЕЛВП), потужність підсиленого спонтанного випромінювання буде [13, 23, 101]:

$$P_{ASE} = h\nu(G-1)n_{sp}, \quad (1.25)$$

де  $n_{sp} = N_2 / (N_2 - N_1)$  – параметр інверсії,

$N_2, N_1$  – заселеності вищого і нижчого рівнів відповідно.

Підставимо вираз (1.25) у вираз (1.24) і знехтуємо одиницею в порівнянні з першим доданком в (1.24). В результаті отримаємо:

$$NF = 10 \cdot \lg\left[\frac{2(G-1)n_{sp}}{G}\right]. \quad (1.26)$$

Як видно з (1.26), тільки при повній інверсії заселеностей ( $n_{sp} = 1$ ) і невеликому коефіцієнті підсилення ( $1 < G \leq 2$ ) можна отримати шумову характеристику, яка проявляється в покращенні оптичного сигнал/шум відношення на виході волокна –  $NF$  становить від -7,4 до 0 дБ. Проте в більшості оптичних підсилювачах коефіцієнт повного підсилення  $G \gg 1$ , тому навіть при  $n_{sp} = 1$  коефіцієнт шуму буде не менше 3 дБ. Квантова межа [102] в 3 дБ детально описана в теорії шуму підсилювачів [21-23, 67, 103]. Автори багатьох теоретичних та експериментальних робіт, зокрема [10, 17, 65, 104-108] стверджують, що оптичний шум ВКРП можна характеризувати саме загальною шумовою теорією і наводять практичні результати своїх досліджень, в яких реальний коефіцієнт шуму значно перевищує квантову межу і становить від 4 до

20 дБ. Таким чином, оптичні підсилювачі, в тому числі і волоконні, зокрема ЕЛВП та ВКРП, мають суттєвий недолік, що полягає у високому коефіцієнті шуму. Узагальненим параметром якості будь-якої цифрової комунікаційної системи є частота появи бітових помилок (англ. BER – bit error rate) [109]. Цей параметр напряму залежить від OSNR як [101, 110]:

$$BER = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}(Q/2),$$

де  $\operatorname{erfc}(x)$  – додаткова функція помилок,

$$Q = \frac{1}{2} \sqrt{OSNR} \quad \text{представлена у відносних одиницях.}$$

Насправді, незважаючи на цілу низку робіт, що вказують на обмеження шуму на рівні 3 дБ, оптичний шум у волоконних ВКРП на відміну від ербієвих підсилювачів недоцільно описувати коефіцієнтом шуму, який базується на інверсії заселенностей, оскільки параметр інверсії – це характеристика виключно електронних пристроїв підсилення. Тому існування коефіцієнта шуму ВКР підсилювачів нижче квантової межі є цілком допустимим. Крім того, опубліковані роботи, які підтверджують покращення вихідного відношення OSNR по відношенню до OSNR на вході волокна при застосуванні ВКР підсилення [16, 111, 112]. На рис. 1.6 показано як змінюється частота появи бітових помилок BER при зміні бітової швидкості передачі сигналу з використанням та без використання підсилення на ефекті комбінаційного розсіювання. Саме вихідне відношення OSNR однозначно визначається імовірністю появи помилок в інформаційному потоці, що характеризує якість сигналу в цілому і якість застосованих оптичних підсилювачів зокрема. Ці результати експериментально доводять, що із застосуванням ВКР підсилювачів сигнал на тлі шуму розрізняється краще.

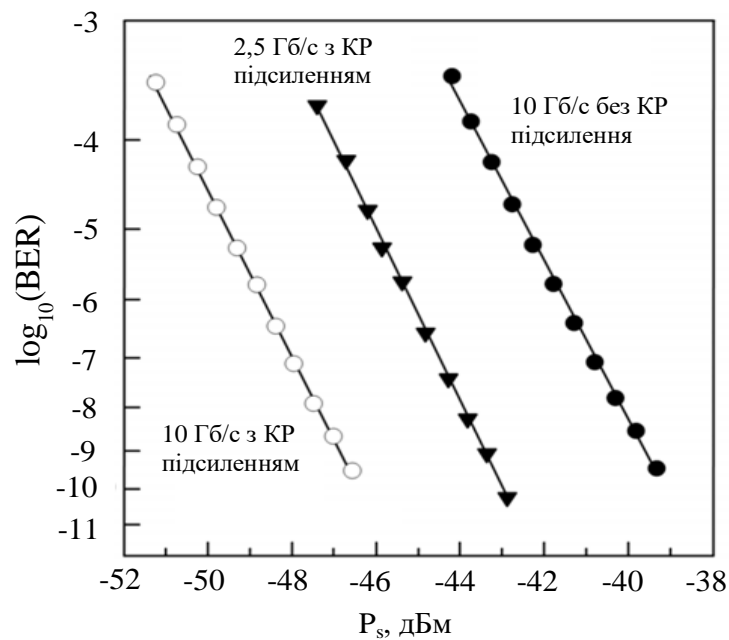


Рис. 1.6 Виміряна залежність частоти появи помилкових бітів від потужності у приймачі для каналу на 2,5 Гб/с без КР підсилення, а також для каналу на 10 Гб/с з та без КР підсилення при потужності накачки 1 Вт [111].

Для опису роботи ВКРП не рідко використовується параметр еквівалентного коефіцієнта шуму  $NF_{\text{eq}}$ , що враховує власні оптичні втрати не тільки сигнального, а й шумового випромінювання [106, 113-115]. Він може бути розрахований через коефіцієнт ВКР підсилення  $G_R$  (рівняння 1.16) [114, 115] і набувати від'ємного значення, що опосередковано пояснює отримані результати в [111]. Такий аргумент підкреслює пріоритетність розподіленого ВКР підсилення.

## 1.7. Висновки до першого розділу

На основі викладеної теорії ВКР підсилення з'ясовано динамічні особливості непружної фотон-фононної взаємодії та квантовий опис ефекту комбінаційного розсіювання. Показано, що профіль ВКР підсилення не залежить від температури і суттєво відрізняється від спектру СКР в низькочастотній області спектру. Розглянуто основні характеристики ВКР підсилення, зокрема коефіцієнт ВКР підсилення, смугу підсилення, поріг накачки, відношення сигнал/шум, коефіцієнт шуму тощо. Описано теоретичні та експериментальні методи аналізу цих параметрів, а також їхню практичну значимість при впровадженні ВКР підсилювачів в оптичних волоконних системах. Порушено проблему щодо оптимізації таких параметрів як смуга повного підсилення ВКРП, вхідних потужностей оптичного помпування, шумових характеристик. Для отримання широкої смуги підсилення з малою нерівномірністю найбільш ефективним є одночасне застосування декількох накачок. При цьому доводиться враховувати дуже багато факторів, зокрема виснаження накачки, обмін потужністю між накачками та сигналами, підсилене спонтанне випромінювання тощо. Окремо стоїть питання щодо вдосконалення аналітичного механізму відтворення профілю коефіцієнта ВКР підсилення, що дає змогу дослідити як фундаментальні процеси у волокні – фізичні особливості розширення спектральних ліній, так і практичні, зокрема підсилення ультракоротких імпульсів, де замість коефіцієнта ВКР підсилення застосовують часову функцію відгуку. Крім цього, в зв'язку з недостатнім експериментальним підтвердженням наявності квантової межі при підсиленні відносно потужного когерентного сигналу на фоні стохастичного оптичного шуму виникає потреба в додатковому дослідженні властивостей оптичного шуму ВКРП.

## РОЗДІЛ 2

### МОДЕЛЮВАННЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ПРОФІЛІВ КОЕФІЦІЄНТА ВКР ПІДСИЛЕННЯ

Спектр коефіцієнта ВКР підсилення  $g_R$  в досліджуваних оптичних волокнах має складний немонотонний характер і містить багато спектральних компонент, які перекриваються між собою. Профіль коефіцієнта  $g_R$  в області стоксового зсуву формується резонансами активних коливань, які не супроводжуються дипольним моментом. Спектральні особливості  $g_R$  відповідають коливальним модам, які беруть участь в процесі ВКР, причому їх частоти надзвичайно чутливі до просторової орієнтації зв'язків і маси атомів. Тому максимально точне відтворення профілю коефіцієнта ВКР підсилення є важливим при моделюванні поведінки довільної кількості оптичних потужностей як накачування так і сигналу в схемах з багатоканальними ВКРП за допомогою зв'язаної системи диференціальних рівнянь (1.15). В результаті, задача апроксимації експериментального профілю коефіцієнта підсилення набуває як фундаментального, так і прикладного характеру, а її вирішення потребує ґрунтовного математичного моделювання. На практиці для відтворення форми експериментального профілю ВКР підсилення можна здійснити аналітичну апроксимацію. Як правило, для грубої графічної побудови деяких аналітичних чи табличних функцій можна вибрати поліноміальну апроксимацію з невідомими коефіцієнтами. Однак, коли функціональна залежність є немонотонною і суттєво нелінійною з чергуванням локальних екстремумів, то використання поліноміальної апроксимації не коректне. Складність профілю коефіцієнта ВКР підсилення  $g_R(\Omega)$ , як було сказано вище, підтверджує наявність осцилюючих мод в процесі комбінаційного розсіювання. Тому для отримання інформації про ці моди найбільш доречно застосовувати спектральну декомпозицію на базі функцій форми лінії.

## 2.1. Досліджувані типи волокон та їх характеристики

В процесі моделювання експериментального профілю ВКР підсилення світла використано три типи одномодових волокон: волокно з чистого кварцу SSMF (або просто SMF), волокно з компенсованою дисперсією DCF (англ. DCF – dispersion compensating fiber) та волокно з ненульовою зміщеною дисперсією NZDSF (англ. NZDSF – nonzero-dispersion shifted fiber). Останнє носить фірмову назву TrueWaveRS™. Всі три типи волокон мають діаметр серцевини, який на порядок менший від діаметру оболонки, що забезпечує особливий режим поширення світлової хвилі вздовж волокна з уникненням міжмодової дисперсії. Ці волокна мають широку смугу пропускання і здатні передавати світлову інформацію без суттєвих спотворень на сотні кілометрів. Максимальна відстань передачі корисного світлового сигналу визначається характеристиками кожного з типів волокна, зокрема значенням хроматичної дисперсії (залежить від властивостей матеріалу волокна), коефіцієнтом згасання, ефективною площею взаємодії тощо. Більш того, покращити гранично допустиму відстань передачі можна і зміною параметрів приймально-передавального тракту, мається на увазі зміною потужності та частоти хвилі джерела накачування, спектрального діапазону випромінювання та фоточутливості приймача. Завдяки цим перевагам одномодові волокна не рідко застосовуються в трансконтинентальних лініях зв'язку, де пропускна здатність досягає десятків, а то й сотень Тб/с.

### 2.1.1. Одномодове волокно з чистого кварцу

Одномодове кварцове волокно SMF-28e<sup>+</sup> (міжнародний стандарт ITU-T G.652.D, далі SMF) складається в основному зі сполуки двооксиду кремнію SiO<sub>2</sub>. Воно має ступінчастий профіль показника заломлення і позитивну хроматичну дисперсію. Показник заломлення серцевини  $n_{сер} = 1,462$  і оболонки  $n_{об} = 1,457$ ,

тобто відносна різниця в показниках заломлення становить 0,34 %. У волокні з чистого кварцу SMF коефіцієнт ВКР підсилення має найменшу величину в порівнянні з іншими досліджуваними типами. Профіль коефіцієнта ВКР підсилення є доволі різноманітним з декількома піками, особливо різким в максимумі, який становить близько  $0,4 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$  і зміщений відносно частоти помпування на  $440 \text{ см}^{-1}$  або  $13,2 \text{ ТГц}$ . Волокно SMF характеризується наступними основними параметрами [116], які представлені в табл. 2.1: робоча довжина хвилі  $\lambda$ , діаметр серцевини  $d_{сер}$ , діаметр оболонки  $d_{об}$ , діаметр модового поля  $d_{мод}$ , коефіцієнт згасання  $\alpha$ , довжина хвилі нульової хроматичної дисперсії  $\lambda_0$ , коефіцієнт хроматичної дисперсії  $D$ , нахил дисперсійної характеристики  $S_0$ .

Таблиця 2.1

**Параметри стандартного одномодового волокна SMF-28e<sup>+</sup>.**

$\lambda$ , нм	$d_{сер}$ , мкм	$d_{об}$ , мкм	$d_{мод}$ , мкм	$\alpha$ , дБ/км	$\lambda_0$ , нм	$D$ , пс/(нм·км)	$S_0$ , пс/(нм <sup>2</sup> ·км)
1310 1550	9	125	8,6..9,5	0,17..0,35	від 1300 до 1324	3..18	0,092

Даний тип волокна забезпечує передачу світлового сигналу на відстань до 40-50 км без застосування додаткових регенераційних ділянок. Тому, зазвичай таке волокно використовується для міських та магістральних мереж зв'язку.

**2.1.2. Одномодове волокно з компенсованою дисперсією**

Оскільки при розробці волоконно-оптичних телекомунікаційних пристроїв і систем зв'язку існування хроматичної дисперсії є шкідливим явищем в стандартному оптичному волокні, то створено спеціальне одномодове волокно з

компенсацією дисперсії DCF-38 з подвійною оболонкою (надалі DCF). Даний тип волокна має негативний коефіцієнт дисперсії  $D$ , що веде до її компенсації поблизу області найменших оптичних втрат, а саме 1550 нм. Профіль показника заломлення волокна має складну геометричну форму (див. рис.2.1), а абсолютні значення показників заломлення співвідносяться як  $n_{\text{сер}} > n_{\text{зовн}} > n_{\text{вн}}$ , де  $n_{\text{зовн}}, n_{\text{вн}}$  – показники заломлення зовнішньої та внутрішньої оболонки, відповідно.

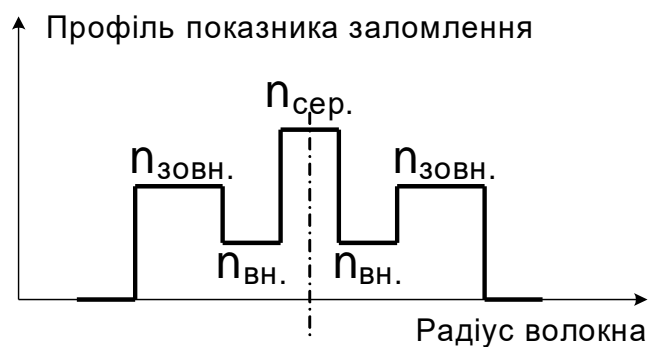


Рис. 2.1 Профіль показника заломлення у волокну з компенсованою дисперсією.

Основною перевагою волокна DCF є те, що завдяки значному негативному коефіцієнту хроматичної дисперсії довжину відрізка волокна DCF можна суттєво зменшити. Наприклад, для компенсації дисперсії у звичайному одномодовому волокну SMF з дисперсією 18 пс/(нм·км) та довжиною 50 км потрібно не більше 2 км волокна DCF, в якого коефіцієнт дисперсії  $D$  буде не меншим, ніж -450 пс/(нм·км). Для отримання великого значення негативної дисперсії в серцевину волокна DCF вводиться високий рівень двооксиду германію  $\text{GeO}_2$  в порівнянні зі звичайним волокном. Однак, в свою чергу, це призводить до стрімкого зростання коефіцієнта згасання  $\alpha$ . Тому, очевидно, що повинно бути певне оптимальне значення дисперсії у волокну DCF. Відповідно, мірою ефективності компенсації дисперсії може служити параметр добротності FOM (англ. FOM – figure of merit):  $FOM = |D|/\alpha$ , де  $D$  – коефіцієнт хроматичної дисперсії,  $\alpha$  –

коефіцієнт втрат у волокні. Для типу волокна DCF профіль коефіцієнта ВКР підсилення має згладжену форму в порівнянні з профілем підсилення звичайного кварцового волокна, а його максимум на порядок інтенсивніший і становить близько  $3,1 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$ . Значення основних параметрів одномодового волокна з компенсацією дисперсії, використаного в моделюванні, наведені в табл. 2.2 [117].

Таблиця 2.2

**Параметри одномодового оптичного волокна з компенсацією хроматичної дисперсії DCF-38.**

$\lambda$ , нм	$d_{сер}$ , мкм	$d_{об}$ , мкм	$d_{мод}$ , мкм	$\alpha$ , дБ/км	$FOM$ , пс/(нм·дБ)	$D$ , пс/(нм·км)	$S_0$ , пс/(нм <sup>2</sup> ·км)
1550	$\approx 5,5$	125	$\approx 6$	$>0,3$	$<160$	від -49 до -30	від -0,155 до -0,075

Якщо смуга пропускання оптичного сигналу є фіксованою, то значення хроматичної дисперсії обернено пропорційне квадрату швидкості передачі  $V$ . В зв'язку з цим, при значних  $V$  (порядку десятків Гб/с і більше) компенсація накопиченої хроматичної дисперсії в смузі пропускання є надзвичайно важливою. Волокно DCF використовується для управління залишковою дисперсією, що є необхідним для оптимізації роботи фотонних мереж, ретрансляторів і оптичних інтерфейсів. Це дозволяє уникнути часового розширення надкоротких оптичних імпульсів і подальшого їх спотворення в місцях прийому. Елементи на основі волокна DCF застосовують в сучасних волоконних лазерах та волоконно-оптичних датчиках.

### 2.1.3. Одномодове волокно з ненульовою зміщеною дисперсією

Зважаючи на мінімальність оптичних втрат у телекомунікаційному вікні прозорості поблизу довжини хвилі 1550 нм (С-вікно), було запропоновано і впроваджено на практиці одномодове волокно зі зміщеною дисперсією DSF (англ. DSF – dispersion shifted fiber), в якого коефіцієнт хроматичної дисперсії рівний нулю в межах даного вікна прозорості. Зростання інтенсивності сигналу в серцевині волокна при щільному хвильовому мультиплексуванні (англ. DWDM – Dense Wave Division Multiplexing) призводить до появи таких додаткових нелінійних ефектів як чотирьох-хвильове змішування та перехресна фазова модуляція. Вони проявляються у зростанні шуму при поширенні багатоканального сигналу. Для усунення шкідливих оптичних ефектів створено спеціалізоване одномодове волокно з ненульовою дисперсією NZDSF (або TrueWaveRS™, стандарт ITU-T G.655), в якого зміщена хроматична дисперсія є ненульовою в діапазоні довжин хвиль поблизу 1550 нм. Дане волокно розроблено саме для систем WDM та DWDM. Завдяки зменшеному нахилу дисперсійної залежності, хроматична дисперсія залишається більш пологою для різних довжин хвиль DWDM, ніж інші типи волокон з ненульовою дисперсією. В результаті, це дозволяє зменшити чутливість дисперсії до температури, особливо для швидкостей передачі 40 Гб/с. Більш того, завдяки відсутності в потребі компенсації дисперсії волокно TrueWaveRS™ можна використовувати в усіх вікнах прозорості S, C та L (S – короткохвильовий, C – стандартний та L – довгохвильовий діапазони): приблизно від 1460 до 1625 нм. Таку властивість волокна TrueWaveRS™ забезпечує показник заломлення  $n_{сер} = 1,47$  серцевини, яка оточена шарами оболонки з різними показниками заломлення. Це дозволяє отримати слабке згасання і малу ненульову дисперсію в робочому діапазоні довжин хвиль. Характеристики волокна [118], яке використано в моделюванні експериментального профілю ВКР підсилення, показані в табл. 2.3.

Таблиця 2.3

**Основні передавальні характеристики одномодового оптичного волокна з ненульовою зміщеною дисперсією NZDSF (TrueWaveRS™).**

$\lambda$ , нм	$d_{\text{сер}}$ , мкм	$d_{\text{об}}$ , мкм	$d_{\text{мод}}$ , мкм	$\alpha$ , дБ/км	$\lambda_0$ , нм	D, пс/(нм·км)	$S_0$ , пс/(нм <sup>2</sup> ·км)
1550	$\approx 9$	125	8..11	0,22..0,4	$\leq 1540$	2,6..8,6 (S+C+L)	$\leq 0,05$

Дане волокно має складний профіль коефіцієнта ВКР підсилення, максимум якого припадає також на  $440 \text{ см}^{-1}$  по частотному зсуву відносно частоти помпування і рівний близько  $0,7 \text{ (Вт·км)}^{-1}$ . Волокно TrueWaveRS™ (NZDSF) різних видів рекомендовано для використання на транспортних системах зв'язку STM-64 (системи передачі даних, які базуються на синхронізації по часу передавального та приймального пристроїв) зі швидкістю передачі сигналу 10 Гб/с та STM-256 з 40 Гб/с на відстань понад 250 км без компенсування дисперсії [118]. Із застосуванням волокна TrueWaveRS™ у системах щільного хвильового мультиплексування в діапазоні С-вікна можна розмістити до 273 каналів зі швидкістю 40 Гб/с, тобто по волокну можна передавати оптичний сигнал зі швидкістю до 10,92 Тб/с [119]. Оскільки в одному оптичному кабелі поміщається десятки оптичних волокон, то не виключено, що сумарна швидкість передачі становитиме більше 100 Тб/с.

## 2.2. Чисельне моделювання профілю коефіцієнта ВКР підсилення

### 2.2.1. Аналіз змодельованих профілів підсилення для типових волокон

В роботі [57] було продемонстровано, як аналітично можна побудувати профіль підсилення кварцового волокна 13-ма гаусіанами та лоренціанами. Також показано, що за допомогою 12 гаусових та 10 осциляторних функцій

можна апроксимувати область КР в межах від 0 до  $900 \text{ см}^{-1}$  [3]. Проте виникає питання, якою саме функцією описується розширення кожної спектральної компоненти профілю ВКР підсилення. В зв'язку з цим, основним завданням в проведеному моделюванні було проаналізувати яка з базових аналітичних функцій форми лінії з набором параметрів  $\{A_i, \omega_{v,i}, \gamma_i, \Gamma_i\}$  найкраще підходить для апроксимації спектрів експериментальних профілів коефіцієнтів ВКР підсилення  $g_R(\Omega)$  і як вона визначає механізм розширення ВКР профілю при його спектральній декомпозиції в кварцових волокнах. Крім цього, постає питання щодо оптимізації кількості апроксимуючих функцій при умові, що похибка апроксимації є мінімальною, незважаючи на те, що кількість спектральних складових (особливостей спектру) залишається постійною: зменшення кількості функції форми лінії до 5-10 в залежності від складності форми профілю коефіцієнта  $g_R(\Omega)$ .

Мірою відповідності спектральної декомпозиції максимально точному відтворенню профілю коефіцієнта ВКР підсилення  $g_R(\Omega)$  є відносна похибка інтегральної інтенсивності [3, 61], яка часто використовується в спектроскопії. Однак, застосування відносної похибки має суттєвий недолік: точність апроксимації залежить від значення інтенсивності експериментального профілю в межах ненульового підсилення, іншими словами, від спектральної області, в якій інтенсивність коефіцієнта  $g_R(\Omega)$  може значно змінюватись, що є вкрай небажаним. Для прикладу, у волокні TrueWaveRS<sup>TM</sup> інтенсивність  $g_R(\Omega)$  при частотному зсуві  $500 \text{ см}^{-1}$  становить  $0,61 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$ , а при  $700 \text{ см}^{-1}$  – всього близько  $0,07 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$ , тобто практично на порядок менше. В результаті розрахунок відносної похибки апроксимації призводить до непропорційності між точністю відтворення та візуальною різницею між розрахованим профілем і експериментальним. Тому для розрахунку точності апроксимації нами використано величину середньоквадратичної похибки  $\delta$  (англ. MSE – mean-

square error) інтенсивності, нормованої на своє максимальне значення (задача апроксимації методом найменших квадратів МНК):

$$\delta = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^p \left( \frac{I_i}{I_{i \max}} - \frac{I_{0i}}{I_{0i \max}} \right)^2}{p+1}}, \quad (2.1)$$

де  $I_i$  і  $I_{0i}$  – розрахована і виміряна інтенсивності коефіцієнта ВКР підсилення,  $p$  – кількість точок апроксимації.

В процесі моделювання застосовано експериментальні профілі ВКР підсилення для трьох типів волокон SMF, TrueWaveRS™ та DCF, характеристики яких описані в підрозділі 2.1. Графіки вимірних профілів  $g_R$  взято з експериментальних результатів роботи [11] і оцифровано за допомогою програми GetData Graph Digitizer, де координати функціональної залежності  $g_R = g_R(\Omega)$  взяті за початкові дані  $\{x, y(x)\} = \{\Omega, g_R(\Omega)\}$ , де  $\Omega$  – частотний зсув в одиницях  $\text{см}^{-1}$ . Розглянемо результати моделювання для кожного із застосованих волокон.

Застосовуючи алгоритм нелінійної регресії Левенберга-Марквардта, здійснено апроксимацію профілю коефіцієнта ВКР підсилення DCF з використанням наборів з 4-х функцій форми лінії: гаусіана, лоренціана, їх суперпозиції та осциляторної функції. Для кожного з наборів вибиралось по 7 компонент в області стокових зсувів 24-754  $\text{см}^{-1}$ ; у випадку суміші «гаусіан-лоренціан» – 4 гаусові і 3 лоренцові компоненти з огляду на характер особливостей профілю коефіцієнта  $g_R$ . Важливо зауважити, що для апроксимації з використанням 4-х функцій форми лінії використано одні й ті ж параметри  $\{A, \omega_{v,i}, \gamma_i, \Gamma_i\}$ , а для чіткого відтворення експериментальних профілів було б доцільно, щоб кількість ітерацій була не менша, ніж порядку  $10^3$ . Більш того, оцінкою прийнятної точності апроксимації при застосуванні моделей (1.11)-

(1.14), в методі спектральної декомпозиції є мінімальність величини середньоквадратичної похибки, проте введено емпіричний критерій  $\delta \cong 5 \cdot 10^{-3}$  (0,5 %), при перевищенні якого апроксимація погіршується суттєвіше. Цей критерій не є строгим, а умовно відповідає зростанню спостережуваної різниці між експериментальною та розрахованою кривими. Таким чином, маємо графік апроксимованих нормованих профілів  $g_R = g_R(\Omega)$  для волокна з компенсованою дисперсією, які зображені на рис. 2.2.

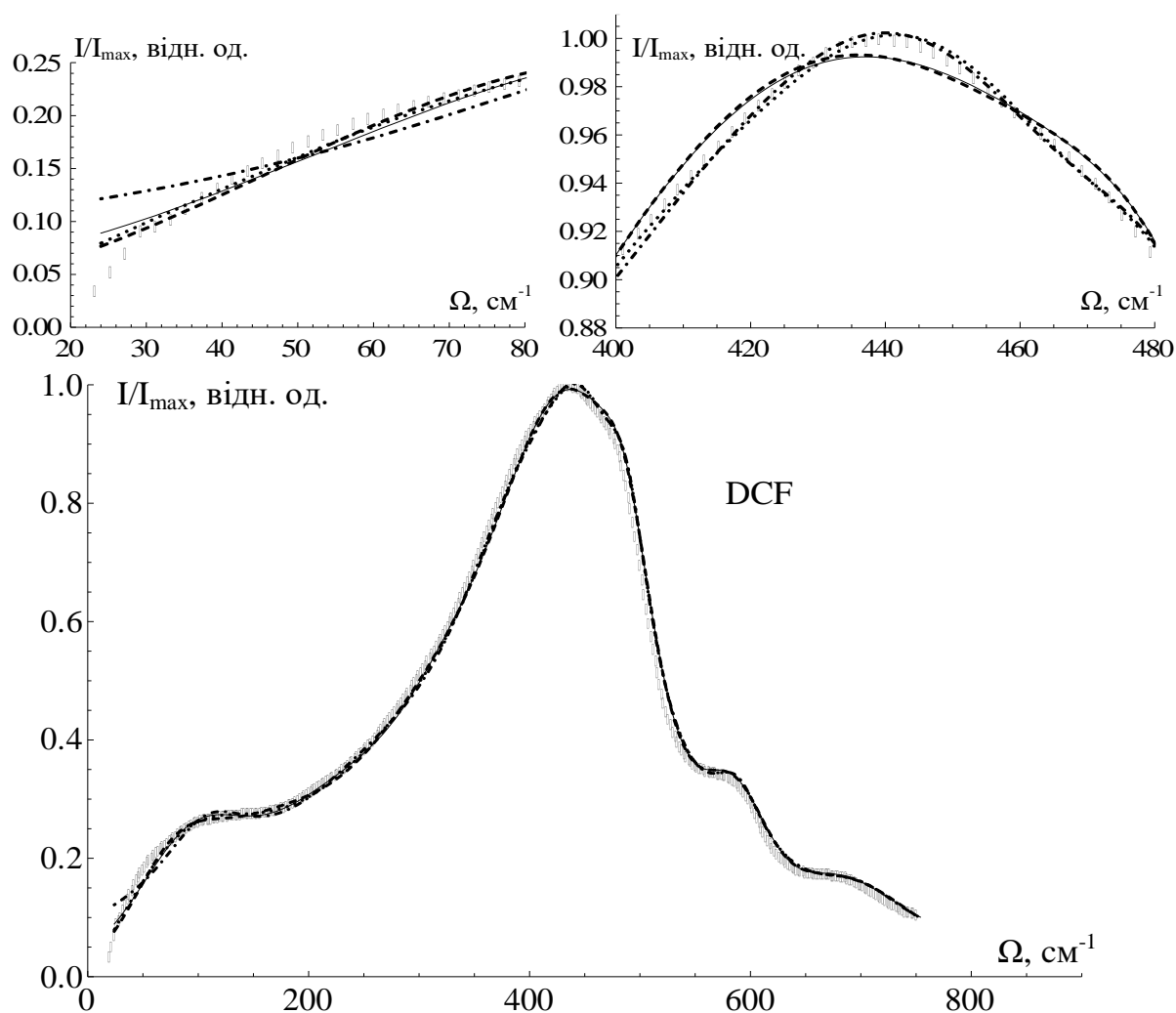


Рис. 2.2 Апроксимація експериментального профілю ВКР підсилення у волокні DCF (++++) [11] набором із 7-ми функцій: Гауса (— —), Лоренца (-·-·-), комбінації функцій Гауса і Лоренца (——), осцилятора (·····); ліворуч – робочий діапазон 20-80  $\text{см}^{-1}$ , праворуч – робочий діапазон 400-480  $\text{см}^{-1}$ , внизу – весь діапазон 24-754  $\text{см}^{-1}$ .

Самі ж параметри 7-компонентної спектральної декомпозиції спектру профілю коефіцієнта ВКР підсилення у волокні DCF для 4-х стандартних розподілів наведені в додатку А, а саме А.1-А.4 – відповідно для гаусової, лоренцевої, осциляторної функцій форми лінії, а також розподілу на основі суперпозиції функцій Гауса та Лоренца.

Як показано на рис. 2.2, лоренцева апроксимація має майже вдвічі гіршу точність, ніж апроксимація набором осциляторних функцій: середньоквадратична похибка розподілу  $g_R^L(\Omega)$  становить  $9,1 \cdot 10^{-3}$  проти  $4,3 \cdot 10^{-3}$  для  $g_R^O(\Omega)$ . Похибка апроксимації для гаусової декомпозиції не суттєво більша від осциляторної і становить  $4,9 \cdot 10^{-3}$ . Це означає, що для відтворення експериментального профілю  $g_R$  у волокні DCF доцільно використовувати як осциляторну так і гаусову моделі спектральної декомпозиції. Крім того, такі результати свідчать саме про неоднорідне розширення спектральних компонент, з яких складається профіль ВКР підсилення в одномодовому кварцовому волокні. Щодо моделі з поєднанням функцій Гауса і Лоренца, то для неї, як і очікувалось, величина похибки має проміжне значення:  $5,8 \cdot 10^{-3}$ .

Також отримано змодельовані профілі нормованих профілів коефіцієнтів ВКР підсилення для волокна TrueWaveRS™ з одними і тими ж параметрами  $\{A, \omega_{v,i}, \gamma_i, \Gamma_i\}$  (див. рис. 2.3). Похибки  $\delta$  семикомпонентного моделювання становлять  $7,0 \cdot 10^{-3}$ ,  $13,3 \cdot 10^{-3}$ ,  $8,1 \cdot 10^{-3}$ ,  $7,2 \cdot 10^{-3}$  для гаусової, лоренцевої, гаусово-лоренцевої та осциляторної моделей апроксимації, відповідно. Таким чином, у випадку волокна TrueWaveRS™ всі аналітичні моделі (1.11)-(1.14), що складаються лише з 7-ми доданків, будуть незадовільно відтворювати вимірний профіль ВКР підсилення [11]. Проте отримані результати вказують на те, що гаусова та осциляторна функції, як і для випадку профілю ВКР підсилення у волокні DCF, дають максимальну точність відтворення експериментального профілю коефіцієнта ВКР підсилення у волокні TrueWaveRS™, що вкотре

підтверджує неоднорідний характер розширення спектральних компонент індивідуального профілю підсилення.

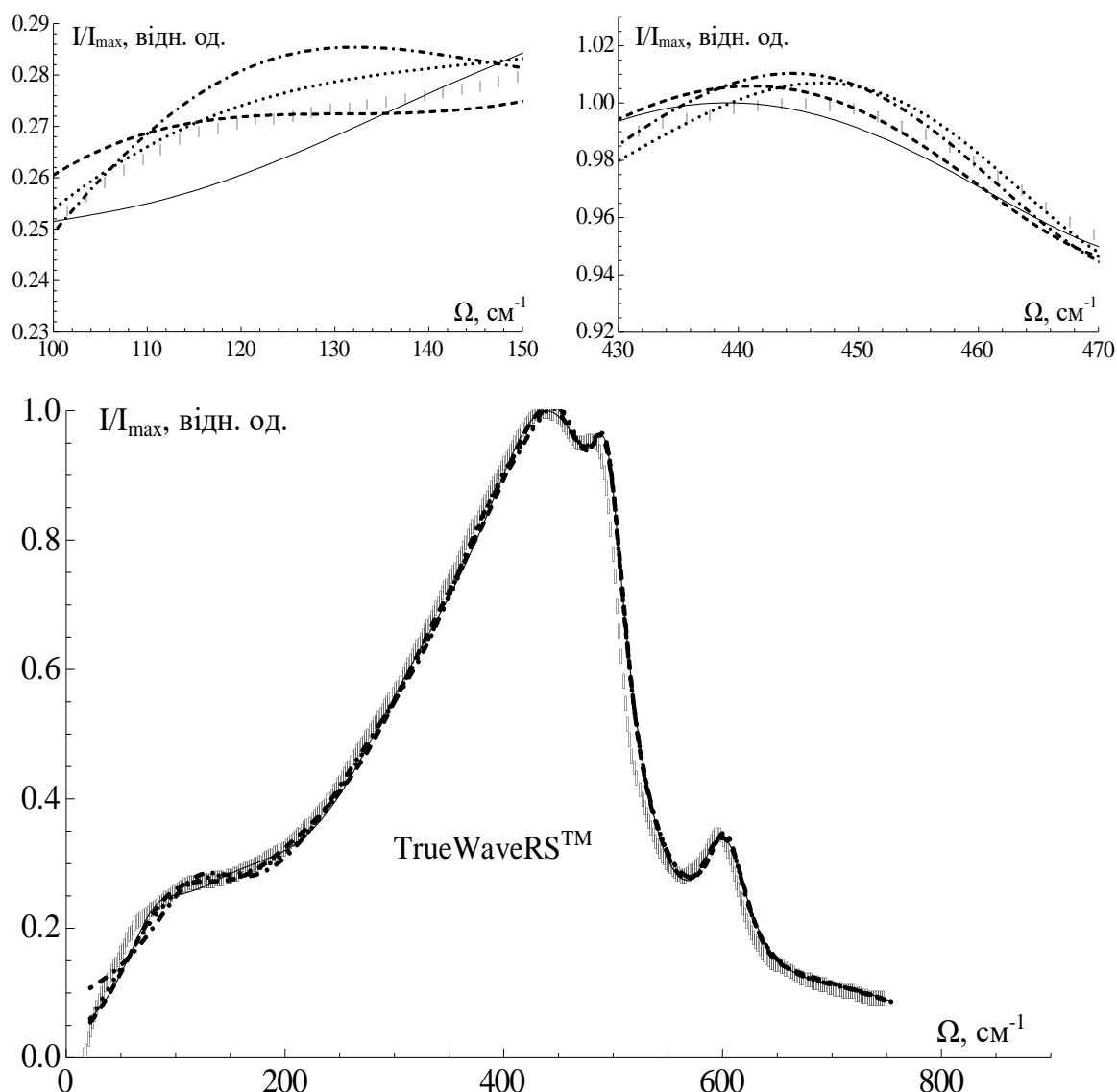


Рис. 2.3 Апроксимація виміряного профілю ВКР підсилення у волокні TrueWaveRS™ (+++) [11] набором із 7-ми функцій: Гауса (— —), Лоренца (-·-·-), комбінації функцій Гауса і Лоренца (— · — · —), осцилятора (·····); ліворуч – робочий діапазон 100-150  $\text{см}^{-1}$ , праворуч – робочий діапазон 430-470  $\text{см}^{-1}$ , внизу – весь діапазон 24-754  $\text{см}^{-1}$ .

Для одномодових волокон DCF та TrueWaveRS™ розраховано залежність похибки апроксимації від кількості компонент в моделі Гауса. Ця залежність представлена у вигляді гістограм на рис. 2.4. Значення середньоквадратичної

похибки  $\delta$  5-ти та 6-тикомпонентної апроксимації значно перевищує рівень  $5 \cdot 10^{-3}$  в DCF. Це означає, що використання менше 7-ми компонент не ефективно для апроксимації експериментального профілю коефіцієнта  $g_R$  у волокні з компенсованою дисперсією.

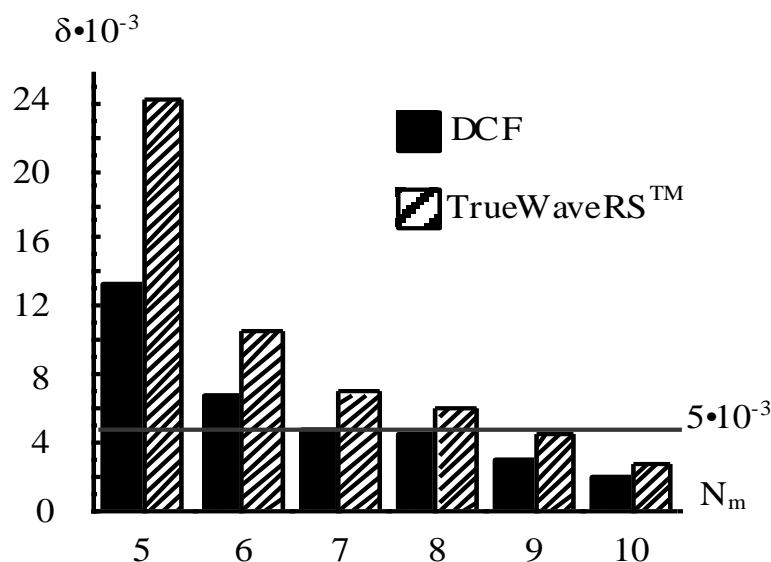


Рис. 2.4 Залежність похибки апроксимації виміряного профілю коефіцієнта ВКР підсилення від кількості гаусових спектральних складових у волокнах DCF та TrueWaveRS<sup>TM</sup>.

В свою чергу, для волокна зі зміщеною ненульовою дисперсією TrueWaveRS<sup>TM</sup> рівень  $\delta \cong 5 \cdot 10^{-3}$  перевищують значення похибок для компонент менше 9-ти. Такі результати пояснюються формою профілю ВКР підсилення або, іншими словами, матеріалом і структурою кожного окремого кварцового волокна. Очевидно, що найкращу точність апроксимації отримано з використанням 10-ти компонент гаусової спектральної декомпозиції. Для наочності на рис. 2.5 порівняно 10-ти компоненту апроксимуючу криву з 5-ти компонентною у волокні DCF (а) та TrueWaveRS<sup>TM</sup> (б). Для першого випадку, представленому на рис.2.5а, MSE-похибки апроксимації становлять:  $13,4 \cdot 10^{-3}$  (5 компонент) та  $2,0 \cdot 10^{-3}$  (10 компонент).

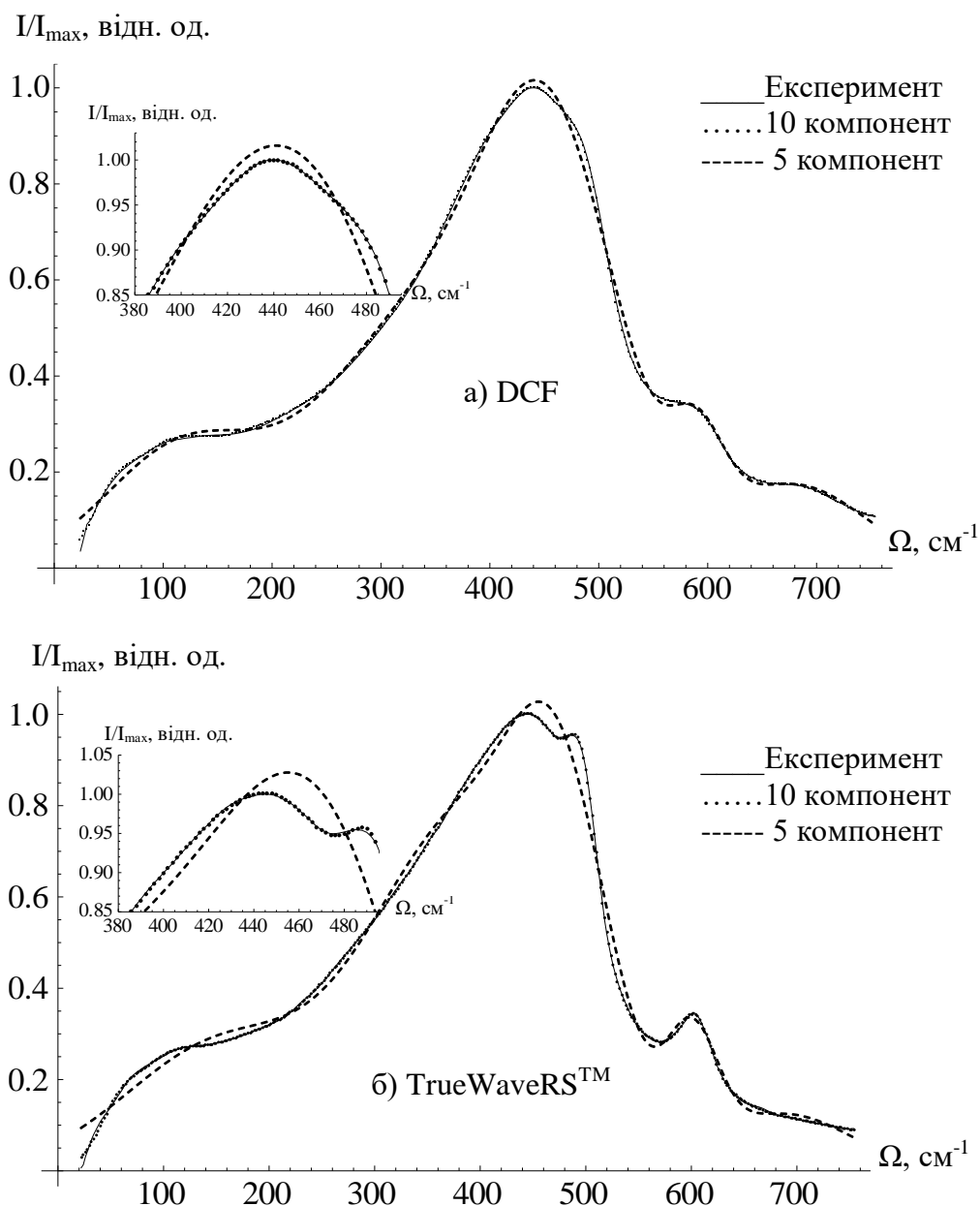


Рис. 2.5 Порівняння 10-ти та 5-тикомпонентних гаусових моделей апроксимації експериментального профілю коефіцієнта ВКР підсилення у волокні DCF (а) та TrueWaveRS<sup>TM</sup> (б).

Відповідно, для другого випадку, зображеному на рис. 2.5б, MSE-похибки апроксимації  $\epsilon$ :  $24,0 \cdot 10^{-3}$  (5 компонент) та  $2,9 \cdot 10^{-3}$  (10 компонент). Ці результати узгоджені з гистограмами похибок на рис. 2.4.

Перейдемо до результатів моделювання експериментального профілю коефіцієнта ВКР підсилення в одномодовому волокні SMF. Оскільки особливості профілю коефіцієнта  $g_R$  в даному волокні виражені більш гостро, і не тільки поблизу  $440 \text{ см}^{-1}$  та  $605 \text{ см}^{-1}$ , а й поблизу  $800 \text{ см}^{-1}$ , то слід вважати, що для повноцінного відтворення профілю потрібно більше спектральних компонент, ніж у випадку волокон DCF та TrueWaveRS™. До недавнього часу для апроксимації профілю коефіцієнта  $g_R$  в SMF використовувалась гаусова 12-компонентна спектральна декомпозиція [3], однак при цьому розглядався профіль ВКР підсилення на широкому проміжку зсуву частот від 0 до  $1400 \text{ см}^{-1}$  (0-42 ТГц). Тому відповідно до зменшення робочого діапазону до  $0-900 \text{ см}^{-1}$ , нехтуючи підсиленням вище  $900 \text{ см}^{-1}$  через його малість відносно піку підсилення поблизу  $440 \text{ см}^{-1}$ , можна зменшити і кількість спектральних складових до десяти (див. рис. 2.6 та рис. 2.7). З використанням 10-ти спектральних гаусових складових похибка  $\delta$  становить  $5,2 \cdot 10^{-3}$  і тому таку апроксимацію ще можна вважати допустимою. Інтуїтивно зрозуміло, що подальше зменшення кількості спектральних компонент призводить до погіршення точності апроксимації. Це підтверджують і результати моделювання, показані на рис. 2.7. Дослідження залежності профілів коефіцієнта ВКР підсилення у волокні SMF від типу функції апроксимації при 10-тикомпонентній спектральній декомпозиції показує, що з використанням тих самих величин  $A_i, \omega_{v,i}, \gamma_i, \Gamma_i$ , що і для волокон DCF та TrueWaveRS™, взятих з [3] в якості вхідних параметрів  $\{A_i, \omega_{v,i}, \gamma_i, \Gamma_i\}_{\text{вх.}}$  нелінійної регресії, апроксимація є не адекватною, оскільки частина з вихідних параметрів  $\{A_i, \omega_{v,i}, \gamma_i, \Gamma_i\}_{\text{вих.}}$  набуває від'ємних значень, які не мають ніякого фізичного пояснення.

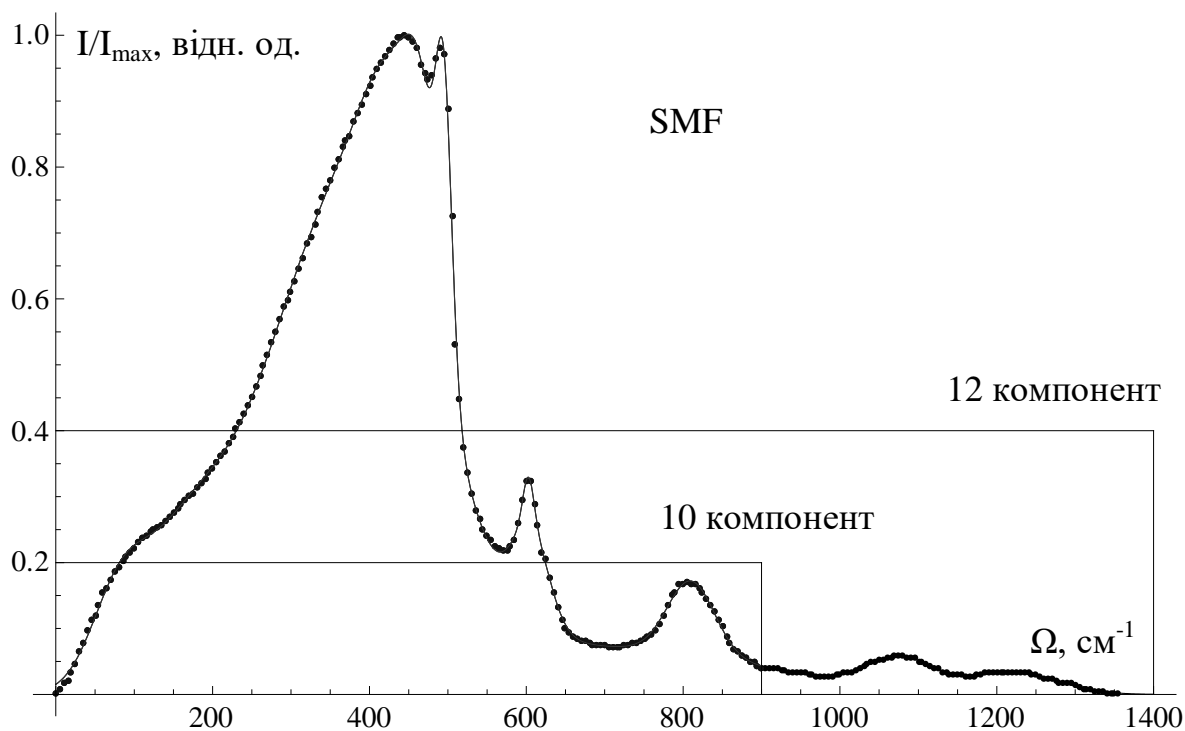


Рис. 2.6 Зменшення кількості спектральних гаусових компонент для відтворення профілю ВКР підсилення у волокні SMF без погіршення точності.

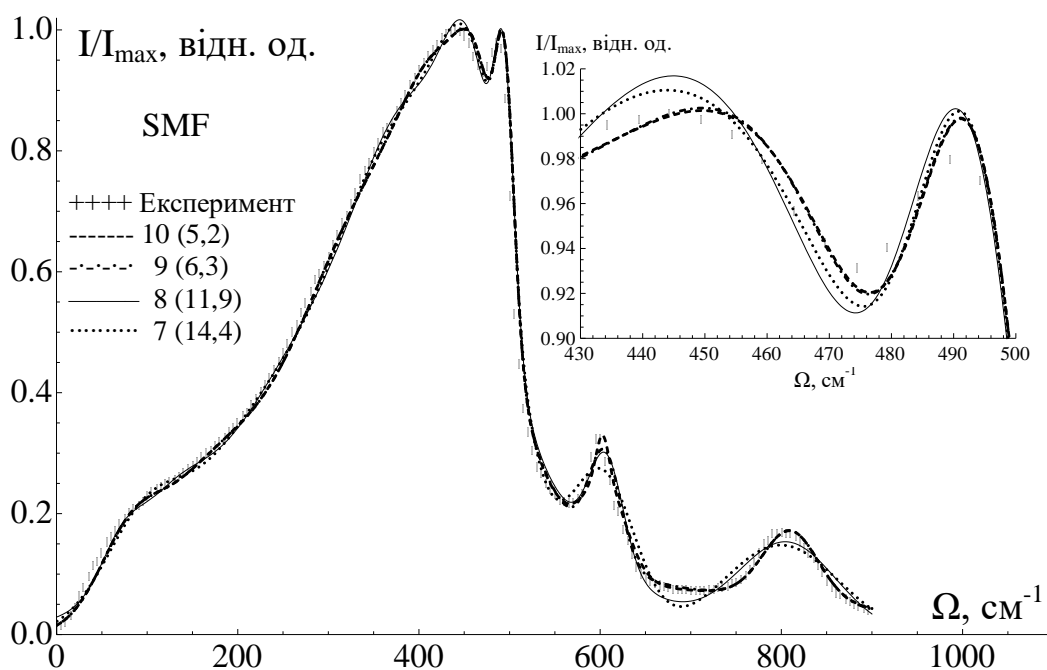


Рис. 2.7 Апроксимація експериментального профілю ВКР підсилення у волокні SMF з використанням спектральних гаусових компонент в кількості від 7 до 10; в круглих дужках вказано MSE-похибку без приставки  $10^{-3}$ .

Отже, для моделювання експериментального профілю коефіцієнта  $g_R$  в чисто кварцовому волокні з використанням будь-якої з функцій форми лінії потрібно використовувати вхідні параметри амплітуди, центральної частоти та спектральної ширини (півширини), які є відмінні від аналогічних параметрів у волокнах з компенсованою дисперсією та з ненульовою зсунутою дисперсією і наведені в додатку А.5.

### 2.2.2. Інтерпретація результатів на основі часової функції відгуку

Чимало наукових робіт присвячено фундаментальному дослідженню коефіцієнта ВКР підсилення як в частотній так і в часовій областях. В [54] змодельована функція відгуку у вигляді затухаючого коливання, яке відповідає ВКР підсиленню з лоренцевим профілем. Лоренцеву модель апроксимації профілю коефіцієнта ВКР підсилення застосовано і в роботі [55], де використано анізотропну частину від функції відгуку в кварцовому волокні. Проте, через неточність відтворення  $g_R(\Omega)$  на малих (менше 10 ТГц) і великих (більше 15 ТГц) частотних зсувах, апроксимація лоренціаном практично не використовується. З іншого боку, в [57, 120] отримано більш точніше наближення ВКР функції відгуку через суперпозицію 13 функцій, вважаючи неоднорідним розподіл затухаючих коливань. В роботі [58] форма функції відгуку апроксимована суперпозицією 6-ти затухаючих зсунутих по фазі функцій, однак параметри, по яких здійснено числову симуляцію не мають якогось фізичного змісту і не відповідають окремим пікам  $g_R(\Omega)$ , а носять тільки якісний характер (див. табл. 1.1 [58]).

З огляду на практичний інтерес до властивостей ВКР підсилення, запропоновано модель функції відгуку на основі композиції тільки гаусових спектральних компонент. В роботах [57, 58] показано, що спектральне накладання гаусових функцій незадовільно апроксимує функцію відгуку. Проте,

скориставшись рівнянням (1.11), доведено, що за допомогою 12-ти гаусових компонент (див. додаток А.5) можна отримати навіть кращу точність апроксимації, ніж дає представлена модель проміжного розширення (ІВ-модель) з 13-ма спектральними компонентами (див. рис. 2.8). Гаусова модель апроксимації  $g_R(\Omega)$  практично співпадає з експериментальним профілем. Цим самим можна представити ще один аргумент на користь гаусової спектральної декомпозиції для точного відтворення  $g_R(\Omega)$  та, відповідно, імпульсної функції відгуку (див. рис.2.9).

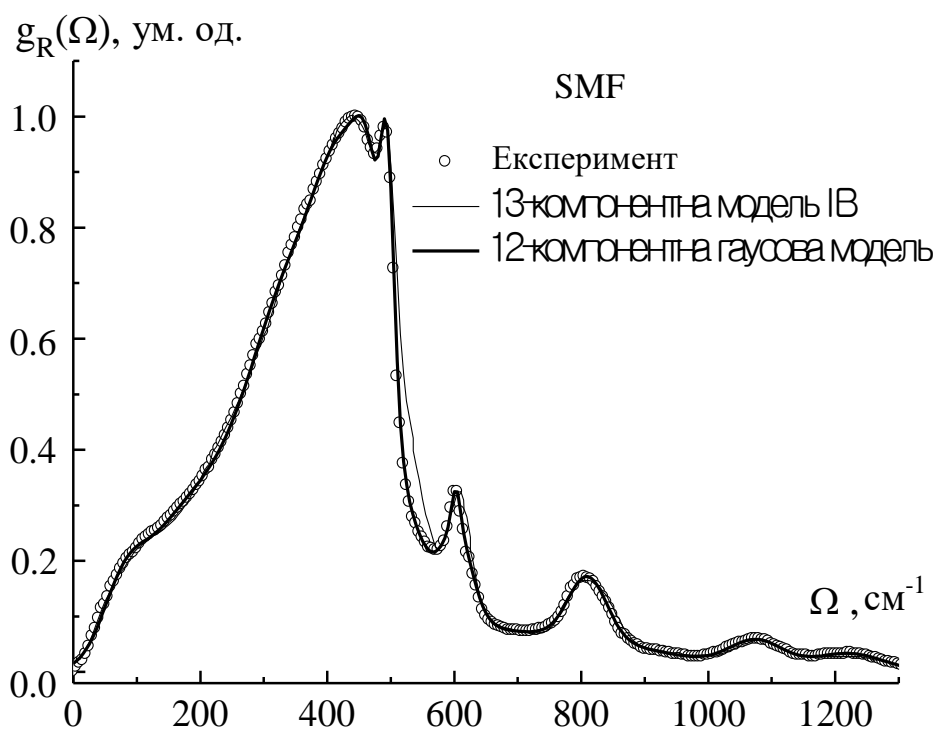


Рис.2.8 Порівняння моделей апроксимації нормованого профілю коефіцієнта ВКР підсилення у волокні SMF з вимірним спектром.

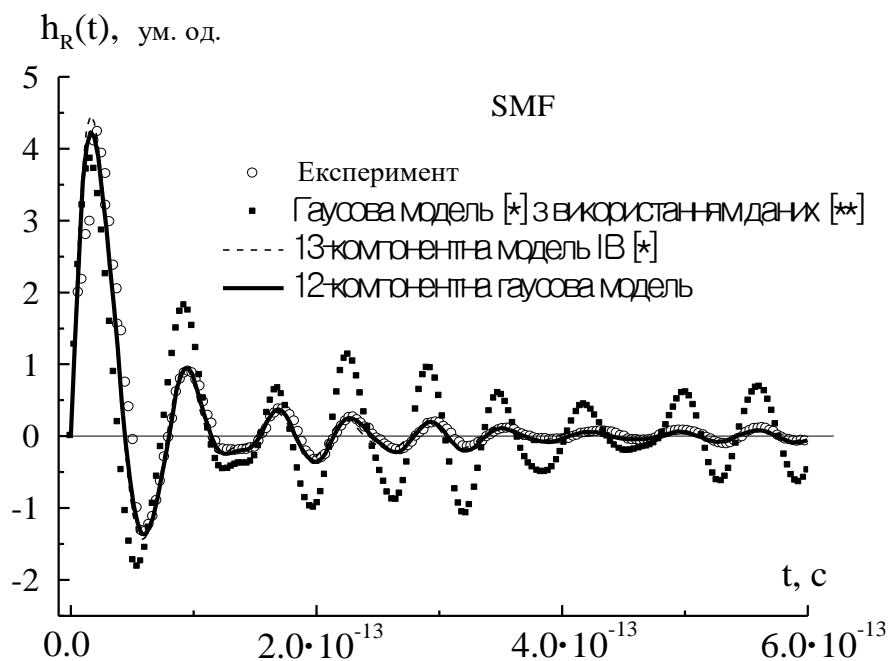


Рис.2.9 Імпульсна ВКР функція відгуку у SMF: [\*] – джерело [57], [\*\*] – джерело [3] (Додаток А.5).

На рис. 2.9 показано і порівняно різні моделі, які застосовуються для максимально точної апроксимації імпульсної функції відгуку. Оцінкою точності апроксимації є мінімальність значення середньоквадратичної похибки відхилення  $\delta$ . В 12-компонентній гаусовій моделі вона становить 0,111, тоді як в моделі ІВ – 0,152. У випадку застосування тієї гаусової моделі (модель неоднорідного розширення), що викладена в [57], апроксимація є незадовільною:  $\delta = 0,483$ . Це і підтверджує графік на рис. 2.9. Також з результатів видно, що чим краще аналітична модель відтворює експериментальний  $g_R(\Omega)$  досліджуваного волокна (в даному випадку SMF), тим кращою буде апроксимація функції відгуку імпульсу, що розрахована в [54] по експериментальних даних  $g_R(\Omega)$  і навпаки. Використані в обчисленні вхідні параметри гаусової декомпозиції спектру ВКР підсилення взяті з [3].

Аналізуючи отримані криві, можна стверджувати, що часовий відгук, який практично збігається з тією функцією відгуку, яка розрахована на основі експериментального профілю ВКР підсилення, може бути відтворений,

обмежуючи спектр підсилення оптимальною кількістю спектральних компонент. Якщо знехтувати величиною коефіцієнта ВКР підсилення по величині частотного зсуву вище  $900 \text{ см}^{-1}$  через незначне значення коефіцієнта підсилення в порівнянні з підсиленням на центральних частотних зсувах (див рис. 2.6), то для графіка імпульсної функції відгуку достатньо і 10 гаусових компонент замість 12-ти. При цьому точність апроксимації покращується приблизно на 7 %. Як показує моделювання, подальше нехтування компонентами спектру профілю коефіцієнта підсилення, зокрема поблизу  $805 \text{ см}^{-1}$ , призводить до погіршення точності апроксимації, тому використання компонент менше 10 вже не допустимо. Порівняльні графіки  $h_R(t)$  показані на рис. 2.10. Параметри 9-компонентної гаусової спектральної декомпозиції для спектру профілю коефіцієнта ВКР підсилення наведені в додатку А.6.

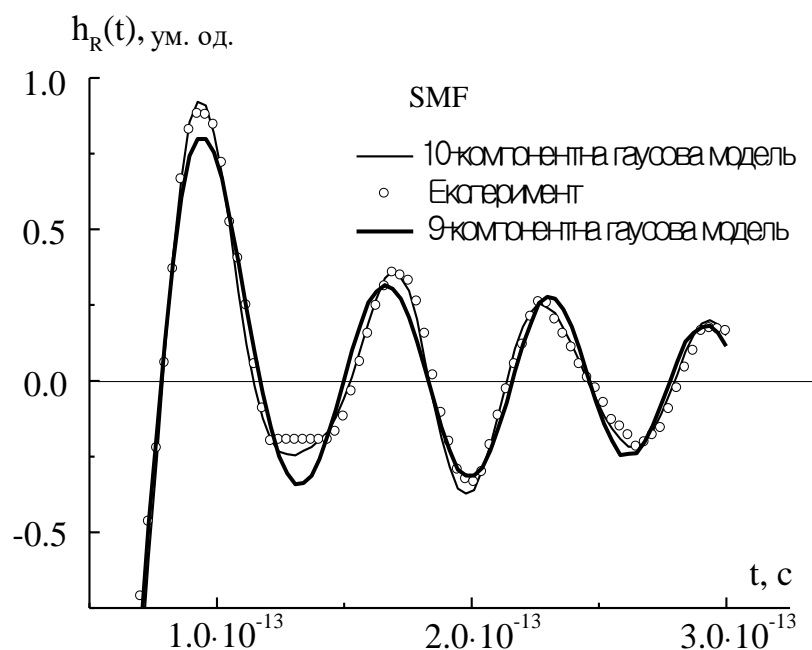


Рис.2.10 Порівняння 10-ти та 9-тикомпонентних змодельованих імпульсних функцій відгуку з розрахованою по експериментальних даних коефіцієнта ВКР підсилення [54].

Результати моделювання свідчать про те, що для графічної побудови функції відгуку у чистому кварцовому волокні, оптимальну кількість

спектральних компонент гаусової декомпозиції можна обмежити 10-ма. Проте кількість компонент менше 10-ти не забезпечує достатньої точності апроксимації. Причиною цього є те, що кількість гаусових компонент тісно пов'язана зі спектральними особливостями. Доки локальні екстремуми підсилення є незначними по відношенню до інтенсивності основної частини профілю коефіцієнта підсилення, доти можна їх не враховувати в обчислення, що і було здійснено.

### 2.3. Висновки до другого розділу

Отримано апроксимацію профілю коефіцієнта ВКР підсилення у волокні з компенсованою дисперсією DCF на основі 7-компонентної суперпозиції гаусових функцій. При цьому середньоквадратична похибка відхилення апроксимуючої кривої від експериментальної не перевищує  $5 \cdot 10^{-3}$ . Для випадку волокна TrueWaveRS™ задовільну апроксимацію виміряного профілю коефіцієнта ВКР підсилення забезпечує дев'ять і більше спектральних компонент. Проте, оптимальна кількість складових для спектральної декомпозиції становить 10, а похибки апроксимації зменшуються до  $2 \cdot 10^{-3}$  (волокно DCF) та  $2,9 \cdot 10^{-3}$  (волокно TrueWaveRS™). Така спектральна модель підходить і для апроксимації профілю підсилення у волокні SMF, незважаючи на його складну суттєво нелінійну будову. Ці результати також узгоджуються із застосуванням функції відгуку як інструменту перевірки точності аналітичного відтворення профілю ВКР підсилення.

Отримано прості та зручні для подальшої чисельної обробки аналітичні вирази для коефіцієнта ВКР підсилення. Це дає змогу використовувати їх при оптимізації повної смуги підсилення по нерівномірності, а також для максимально точного розрахунку поведінки оптичних хвиль корисного сигналу та помпування вздовж волокна при синтезі багатоканальних ВКРП, тобто проектувати волоконні підсилювачі з наперед заданими характеристиками.

### РОЗДІЛ 3. ОПТИМІЗАЦІЯ ШИРОКОСМУГОВОГО ВКР ПІДСИЛЕННЯ В ОБЛАСТІ МІНІМАЛЬНИХ ОПТИЧНИХ ВТРАТ

Вдосконалення параметрів ВКРП пов'язане з аналізом фундаментальних характеристик нелінійної взаємодії оптичної хвилі з матеріалом волокна. Профіль ВКР підсилення  $g_R$ , тобто розподіл коефіцієнта підсилення оптичного випромінювання за областю частот стоксового зсуву при комбінаційному розсіянні є основною характеристикою ВКРП. Суттєвою властивістю підсилювачів на ефекті ВКР є те, що спектр підсилення з центром в максимумі  $g_R$  є надзвичайно широким: приблизно 40 ТГц, що дає можливість підсилювати робочу смугу частот понад 10 ТГц [3].

Вперше високоякісне широкосмугове підсилення оптичних сигналів в смузі до 13 ТГц (в діапазоні довжин хвиль від 1520 до 1620 нм) у ВКР підсилювачах з декількома джерелами накачки було показано в роботі [2]. Вже зараз завдяки ВКР підсиленню та впровадженню технології спектрального ущільнення по довжині хвилі (англ. DWDM – Dense Wavelength Division Multiplexing) є можливість передавати дані по декількох каналах на різних несучих частотах через одне оптичне волокно. Найважливішим параметром у технології DWDM є мала відстань між сусідніми каналами – від 3,2 до 0,4 нм [121]. В результаті пропускна здатність суттєво покращується. Зокрема, бар'єр в 1 Тб/с був подоланий ще в середині 90-х років, при цьому через одне одномодове волокно можна було здійснити передачу 100 каналів зі швидкостями 10 Гб/с кожний [122], по результатах інших робіт 1,1 Тб/с [44, 97] або 55 каналів зі швидкістю 20 Гб/с в кожному з них. Отримано пропускну здатність в 1,28 Тб/с (32×40 Гб/с) при передачі сигналу по волокну NDSF на відстань 1000 км з рекордними на той час відрізками між повторювачами (160 та 200 км) [123]. Тепер же загальна швидкість передачі даних перевищує вже декілька і навіть десятки Тб/с, а вже в найближчій перспективі може досягти більше 100 Тб/с [5]. Тому розширення смуги загального коефіцієнта підсилення в межах області з

мінімальними оптичними втратами є необхідним кроком для отримання максимально можливої пропускної здатності волоконних ВКР підсилювачів.

### 3.1. Вплив нерівномірності коефіцієнта згасання на ВКР підсилення

При розробці ВКР підсилювачів важливу роль відіграє такий параметр як миттєва (статична) смуга підсилення  $G_{inst}$ , що є результатом розрахунку порогової умови підсилення оптичних сигналів при вимушеному комбінаційному розсіюванні. Запропонований поріг ВКР підсилення [124, 125] застосовний для однопрохідної генерації, яка виникає із стокового шуму при відсутності зовнішніх оптичних сигналів. Він використовується при аналізі ВКР-лазерів [126, 127]. Для ВКРП, в яких потрібно розглядати підсилення зовнішніх оптичних сигналів без самозбудження власними шумами, такий підхід не можна застосовувати. З сучасної точки зору, поріг потужності накачування визначається як потужність накачування, при якій підсилення компенсує власні втрати сигналу при проходженні по волокну, тобто волокно стає практично прозорим для сигнальної хвилі [128, 129]. Згідно такого визначення поріг потужності накачування є функцією від коефіцієнта підсилення ВКР та коефіцієнта згасання сигналу. В [126-130] розрахунок порогової потужності накачування здійснювався без врахування дисперсії оптичних втрат у волокні по довжині хвилі, що, в свою чергу, впливає на ширину миттєвої смуги підсилення. Ми врахували поправку на нелінійність коефіцієнта оптичних втрат в діапазоні 1450-1630 нм і здійснили аналіз впливу зміни порогового характеру накачування на широкосмугове ВКР підсилення  $G_{inst}$  оптичних сигналів в основних кварцових волокнах, а саме DCF, TrueWaveRS™ та SMF (волокно з чистого кварцу).

Система зв'язаних диференціальних рівнянь [128, 129] враховує взаємодію однієї хвилі накачки з однією хвилею сигналу:

$$\begin{cases} \frac{dP_s(z)}{dz} = g_R(\lambda_s, \lambda_p) P_p P_s - \alpha_s(\lambda_s) P_s \\ \frac{dP_p(z)}{dz} = -g_R(\lambda_s, \lambda_p) P_p P_s \frac{\lambda_s}{\lambda_p} - \alpha_p(\lambda_p) P_p \end{cases}, \quad (3.1)$$

де  $g_R$  – коефіцієнт ВКР підсилення, нормований на ефективну площу взаємодії,

$P_s, P_p$  – потужності сигналу і накачки,

$\alpha_s, \alpha_p$  – коефіцієнти згасання для сигналу і накачки відповідно,

$\lambda_s, \lambda_p$  – довжини хвиль сигналу та накачки відповідно,

$z$  – координата вздовж осі волокна.

З цієї системи при умові постійності потужності накачування  $P_p = const$  та умові  $\frac{dP_s(z)}{dz} = 0$  на визначеній частоті (довжині хвилі) сигналу, поріг потужності помпування записується таким чином:

$$P_p^{th} = \frac{\alpha_s(\lambda_s)}{g_R(\lambda_s, \lambda_p)}. \quad (3.2)$$

Таким чином, вираз (3.2) є критичною умовою між згасанням хвилі та її підсиленням у волокні. Для обчислення порогової потужності помпування потрібно отримати аналітичні вирази для величин, які входять до рівняння (3.2). Щоб безпосередньо відтворити їх з експериментальних даних застосовується метод нелінійної регресії Левенберга-Марквардта (для  $g_R$ ) та поліноміальна апроксимація (для  $\alpha_s$ ). Методика розрахунку є наступною. З вимірних даних [11] було представлено в цифровій формі профіль коефіцієнта  $g_R$  для волокон SMF, DCF та TrueWaveRS™. Параметр  $g_R$  відтворений графічно і аналітично за

допомогою методу гаусової декомпозиції з мінімальною похибкою апроксимації в розділі 2. Залежність коефіцієнта згасання від довжини хвилі сигналу  $\alpha_s(\lambda_s)$  також подано в цифровій формі по даних [17] для цих же типів волокон. Нами здійснено поліноміальну апроксимацію досліджуваних кривих коефіцієнта згасання сигналу  $\alpha_s = \alpha_s(\lambda_s)$ :

$$\alpha_s(\lambda_s) = \alpha_s^{\min} \left[ 1 + \sum_{k=1}^n \alpha_k (\lambda_s - \lambda_{s, \alpha_s^{\min}})^k \right], \quad (3.3)$$

де  $\alpha_s^{\min}$  і  $\lambda_{s, \alpha_s^{\min}}$  – мінімальне значення коефіцієнта згасання сигналу і відповідна довжина хвилі сигналу,

$\alpha_k$  – постійні коефіцієнти апроксимації,

$\lambda_s$  – довжина хвилі сигналу.

За допомогою середньоквадратичної похибки відхилення в стандартному методі найменших квадратів ми можемо оцінити точність апроксимації експериментальних кривих кривими, побудованими аналітично. Критерієм застосовності поліному того чи іншого степеня є раніше введена нами емпірична умова (формула (2.1), розділ 2), що виглядає так:

$$\delta = \frac{\eta}{Q_{mean}} \leq 5 \cdot 10^{-3}, \quad (3.4)$$

де  $\eta = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (F(x_i) - y_i)^2}{n+1}}$  – стандартне відхилення для даної апроксимації,

$F(x_i)$  – розрахована функція,

$y_i$  – експериментальна функція,

$n$  – повна кількість експериментальних точок,

$Q_{mean}$  – середнє значення апроксимуючої величини.

Параметри поліноміальної апроксимації  $\alpha_s = \alpha_s(\lambda_s)$  (рівняння (3.3)) для досліджуваних волокон наведені в табл. 3.1, Так як, в межах довжин хвиль 1450-1630 нм величина коефіцієнта  $\alpha_s(\lambda_s)$  змінюється практично однаково для волокон SMF та TrueWaveRS™, то найменший порядок полінома, що задовільно (точність апроксимації  $\eta = 0,23 \cdot 10^{-3}$  1/км або  $\delta = 4,44 \cdot 10^{-3}$  для TrueWaveRS™ та  $\delta = 4,66 \cdot 10^{-3}$  для SMF) апроксимує цифрові дані  $\alpha_s = \alpha_s(\lambda_s)$ , є третій (рис. 3.1а), а у випадку DCF (волокно з компенсованою дисперсією) – четвертий (рис. 3.1б) з відповідною середньоквадратичною похибкою апроксимації  $\eta = 0,25 \cdot 10^{-3}$  1/км або  $\delta = 2,3 \cdot 10^{-3}$ . Якщо ж для апроксимації  $\alpha_s(\lambda_s)$  у волокні DCF взяти поліном 3-ого порядку, то стандартне відхилення буде  $\eta > 1,1 \cdot 10^{-3}$  1/км ( $\delta = 10,3 \cdot 10^{-3}$ ), що вже є незадовільним, як можна бачити з рис. 3.1б.

Таблиця 3.1

**Коефіцієнти поліноміальної апроксимації експериментальних кривих коефіцієнта згасання сигналу.**

Тип волокна	DCF	TrueWaveRS™	SMF
$\alpha_s^{\min}$ , км <sup>-1</sup>	0,102	0,050	0,047
$\lambda_{s,\alpha_s^{\min}}$ , нм	1574	1570	1570
$\alpha_1 \cdot 10^{-4}$ , нм <sup>-1</sup>	-1,11	1,59	1,69
$\alpha_2 \cdot 10^{-5}$ , нм <sup>-2</sup>	2,35	2,25	2,37
$\alpha_3 \cdot 10^{-7}$ , нм <sup>-3</sup>	2,54	0,52	0,55
$\alpha_4 \cdot 10^{-9}$ , нм <sup>-4</sup>	2,39	–	–

Підставивши отримані вирази для величин  $g_R(\lambda_s)$  і  $\alpha_s(\lambda_s)$  у рівняння (3.2), ми розрахували значення порогової потужності накачування в залежності від довжини хвилі сигналу. Залежність  $P_p^{th} = P_p^{th}(\lambda_s)$  для всіх трьох волокон

зображена на рис. 3.2. При перевищенні порогу потужності накачки ми спостерігатимемо підсилення сигналу в широкому діапазоні довжин хвиль (вище рівня відкоректованих кривих, помічених білими квадратами): близько 20,3 ТГц в залежності від величини потужності накачування.

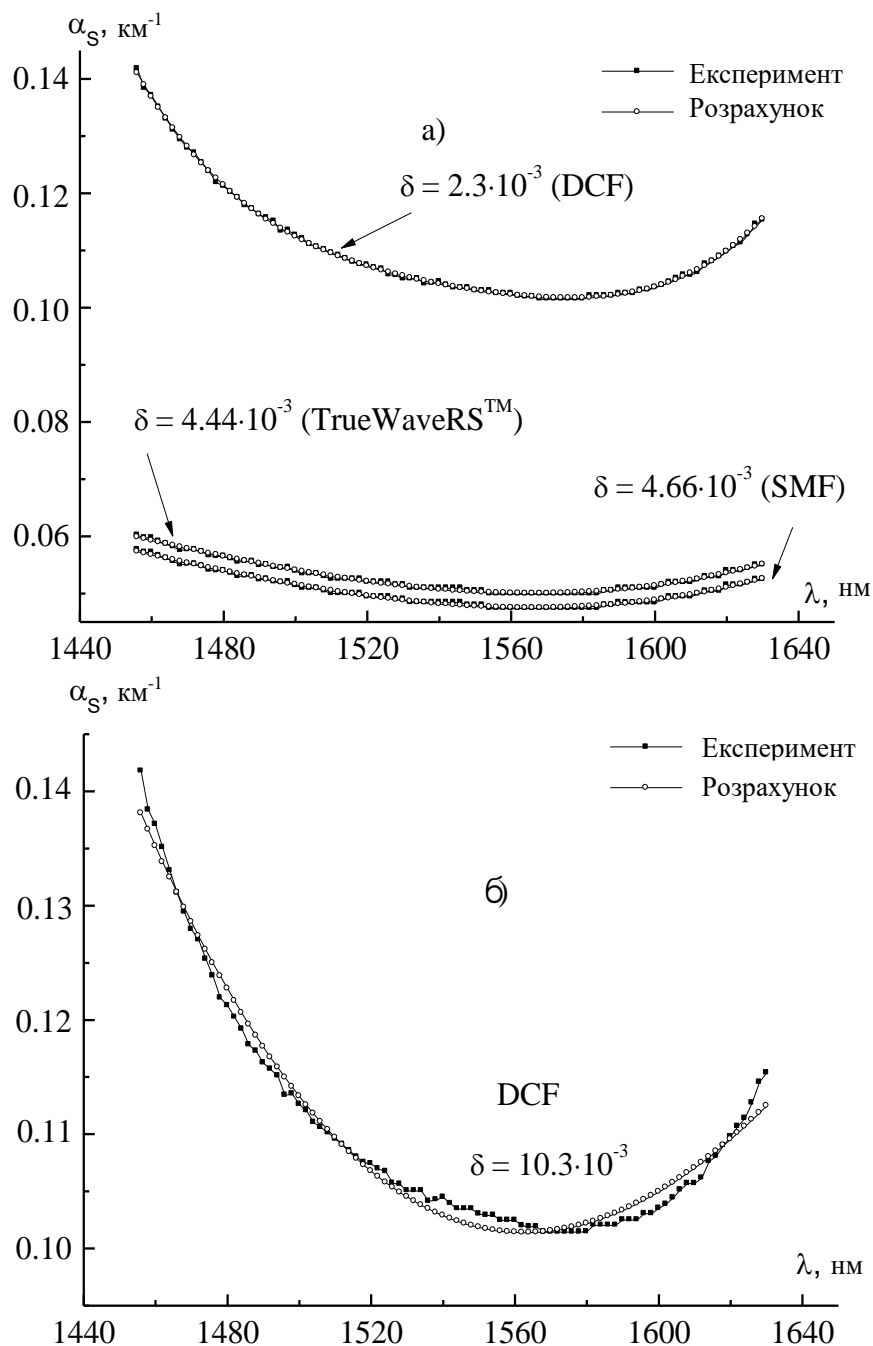


Рис.3.1 а) Коефіцієнт згасання сигналу в залежності від довжини хвилі в типових кварцових волокнах; б) Апроксимація поліномом третього степеня для волокна DCF.

Враховуючи залежність коефіцієнта згасання, нами були здійснені поправки у величину порогу накачування. Мінімальний поріг помпування у волокні DCF становить  $\approx 33$  мВт на довжині хвилі 1552 нм. Для волокон TrueWaveRS™ та SMF на цій довжині хвилі найменші порогові значення є:  $P_{p_{\min}}^{th}(TWRS) \approx 71$  мВт ( $\alpha_s = 0,21$  дБ/км) та  $P_{p_{\min}}^{th}(SMF) \approx 119$  мВт ( $\alpha_s = 0,21$  дБ/км). Як видно з рис. 3.2, значна розбіжність між кривими спостерігається при довжинах хвиль поблизу менших довжин хвиль. На довжині хвилі 1462 нм різниця між кривими становить  $> 60$  мВт. На довжині хвилі 1576 нм отримані криві практично співпадають. Такі результати можна пояснити тим, що коефіцієнт згасання  $\alpha_s$  на коротших довжинах хвиль з діапазону 1,46-1,62 мкм є більшим, ніж поблизу 1,55 мкм, відповідно і поріг буде більшим в порівнянні з випадком, коли  $\alpha_s = \text{const} = \alpha_s^{\min}$  (на довжині хвилі 1,55 мкм). Як наслідок, зростання порогу потужності накачування в короткохвильовій частині спектру призводить до зменшення смуги підсилення  $G_{inst}$  при постійному значенні потужності накачування. Таким чином, для представлених одномодових волокон нами отримано поправки в смугу підсилення  $G_{inst}$ : для волокна DCF при потужності накачування 125 мВт ширина смуги підсилення  $G_{inst}$  зменшується максимально на 2,6 ТГц, для TrueWaveRS™ – на 1,2 ТГц при потужності накачування 250 мВт і для SMF на 0,9 ТГц при потужності накачування 500 мВт. Значення потужностей накачування, при яких відмінність між смугами найбільш помітна (див. рис. 3.2), пояснюється величиною коефіцієнта ВКР підсилення, який і визначає поріг потужності накачування.

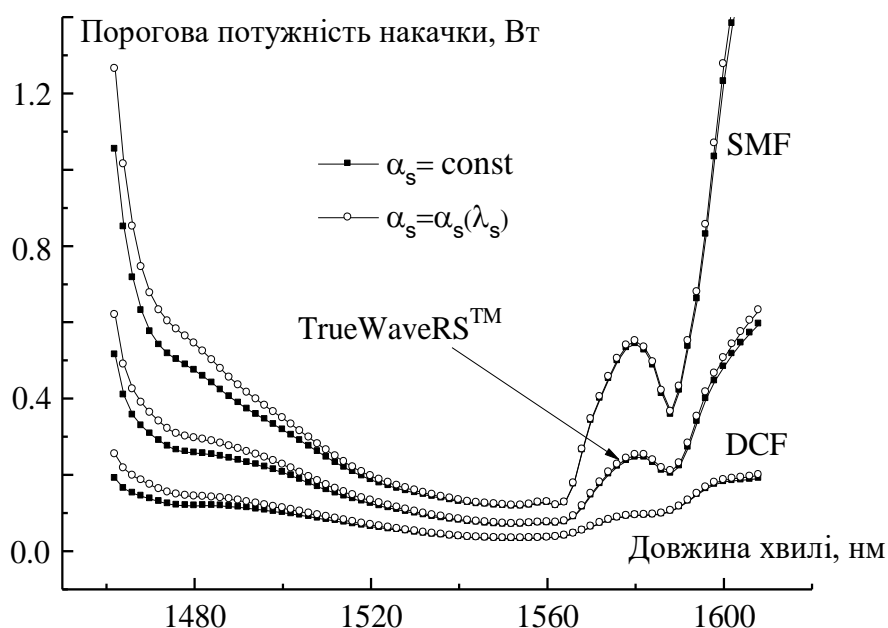


Рис. 3.2 Спектри порогової потужності накачки із врахуванням дисперсії коефіцієнта згасання.

Проаналізувавши отримані результати, стає зрозуміло, що збільшення потужності накачування над порогом  $P_p^{\text{th}}$  призводить не тільки до зростання потужності сигналу, а й, власне, до зростання кількості підсилюваних сигналів в діапазоні 1,46-1,62 мкм; для рівномірного підсилення потрібно щоб поріг потужності накачування був однаковим для всіх сигналів з цього діапазону, а це, в свою чергу, потребує застосування мультихвильового помпування. З іншого боку, мультихвильове помпування передбачає використання оптимальної кількості накачок для ефективного підсилення в широкій області довжин хвиль.

В зв'язку з цим, розглянувши низку робіт [2, 12, 13, 17, 65, 66, 75-81, 83, 131], ми запропонували новий підхід щодо покращення смуги ВКР підсилення та смуги повного підсилення волоконних ВКРП, який полягає в оптимізації вхідних параметрів накачки при розв'язанні системи диференціальних зв'язаних рівнянь, що описують еволюцію розподіленого ВКР підсилення із заданою смугою. Задана смуга підсилення утворена накладанням розрахованих профілів ВКР. З огляду на попередні досягнення нами також розроблена наочна методика

оптимізації експериментальної смуги повного підсилення  $G$  (англ. NG – net gain) шириною 80 нм [65] та розрахунку надширокої смуги підсилення корисного сигналу (до 100 нм) з нерівномірністю  $< 1$  дБ, а також проведена мінімізація вхідних потужностей накачки для її реалізації.

### 3.2. Синтез смуг підсилення з багатохвильовим помпуванням

Вже достатньо тривалий час волоконні підсилювачі на ефекті вимушеного комбінаційного розсіювання світла (ВКРП) є найбільш ефективними підсилювачами оптичного випромінювання в діапазоні частот телекомунікаційного вікна C+L, де втрати на згасання суттєво менші в порівнянні з іншими спектральними вікнами. Якісна передача все більших об'ємів інформації потребує вдосконалення оптико-електронних телекомунікаційних систем, зокрема волоконних ВКР підсилювачів. Теоретичне пояснення дії ВКРП полягає в описі нелінійних процесів, які і визначають характеристики таких підсилювачів. Тому, важливим є розширення пропускну здатності таких підсилювачів в межах C+L вікна прозорості, а також зменшення нерівномірності смуги ВКР підсилення та, відповідно, смуги повного підсилення сигналу завдяки застосуванню не однієї, а зразу декількох накачок.

Розв'язання системи нелінійних диференціальних рівнянь (1.15), яка характеризує поведінку оптичних потужностей хвиль сигналу та накачки з врахуванням основних фізичних процесів всередині волокна (підсилене спонтанне випромінювання, релієвське розсіювання, сигнал-накачувальна взаємодія тощо) є наслідком прямого аналізу частотних параметрів ВКРП. У випадку багатоканальних ВКРП при моделюванні смуг підсилення  $G_R$  ця система значно ускладнюється. Крім цього, застосування системи рівнянь (1.15) не дає очікуваних результатів без належного відтворення спектральних профілів ВКР підсилення. Тому альтернативним способом моделювання смуги підсилення  $G_R$  ВКР підсилювача є метод накладання розрахованих профілів коефіцієнта

ВКР підсилення [132, 133], які максимально точно повторюють форму вимірних профілів коефіцієнтів ВКР підсилення у досліджуваних волокнах, а саме SMF, DCF та TrueWaveRS™. При цьому нерівномірність  $G_R$  контролюється як інтенсивністю так і довжиною хвилі піку кожного з профілів в межах телекомунікаційного вікна C+L, діапазон якого становить близько 1525-1625 нм. Слід зауважити, що метод суперпозиції профілів підсилення є тільки початковим етапом для синтезу смуг підсилення ВКРП, оскільки він не передбачає врахування взаємного впливу сусідніх по довжині хвилі накачок. Незважаючи на це, даний метод являється необхідним при знаходженні оптимального спектрального розміщення довжин хвиль накачок, які використовуються в широкосмугових ВКРП.

Перш за все, при моделюванні смуги підсилення  $G_R$  ВКРП потрібно звернути увагу на залежність амплітуди ВКР профілів від довжини хвилі накачування [12, 134]. Поправка по довжині хвилі у величину коефіцієнта  $g_R$  задається виразом [12]:

$$g_R(\Delta\nu, \Lambda_p) = g_R(\Delta\nu, \lambda_p) \cdot \left(\frac{\lambda_s}{\Lambda_s}\right) \cdot \left[\frac{A_{eff}(\Delta\nu, \lambda_p)}{A_{eff}(\Delta\nu, \Lambda_p)}\right], \quad (3.5)$$

де  $\lambda_p, \Lambda_p$  – суміжні довжини хвиль накачування,

$\lambda_s, \Lambda_s$  – суміжні довжини сигнальних хвиль,

$A_{eff}$  – ефективна площа взаємодії волокна.

На рис. 3.3 у верхній частині показано розраховані смуги підсилення ВКРП на прикладі волокна DCF. П'ять профілів коефіцієнта підсилення ВКР, які утворюють смугу підсилення  $G_R$ , зображені в нижній частині рисунка. Якщо побудувати  $G_R$  без поправки на довжину хвилі накачування, то нерівномірність такої смуги становитиме 0,46 дБ; вона зображена штриховою лінією. В іншому

випадку – вона має нерівномірність підсилення 0,82 дБ і нахил в сторону більших частотних зсувів як показано суцільною товстою лінією на рис.3.3. Тому, для того, щоб отримати нерівномірність підсилення саме 0,46 дБ в межах вікна прозорості C+L, потрібно внести також поправки і в значення потужності накачування:  $P_1' = P_1$ ,  $P_2' = 1,046 \cdot P_2$ ,  $P_3' = 1,08 \cdot P_3$ ,  $P_4' = 1,12 \cdot P_4$ ,  $P_5' = 1,193 \cdot P_5$ , де  $P_i, P_i'$  – початкові та відкоректовані значення потужностей накачки,  $i$  – порядковий номер накачки. Як видно з результатів, різниця в коефіцієнтах ВКР підсилення накачок з найдовшою та найкоротшою довжинами хвиль становить близько 16 % і тому надалі потрібно враховувати залежність  $g_R = g_R(\lambda)$ .

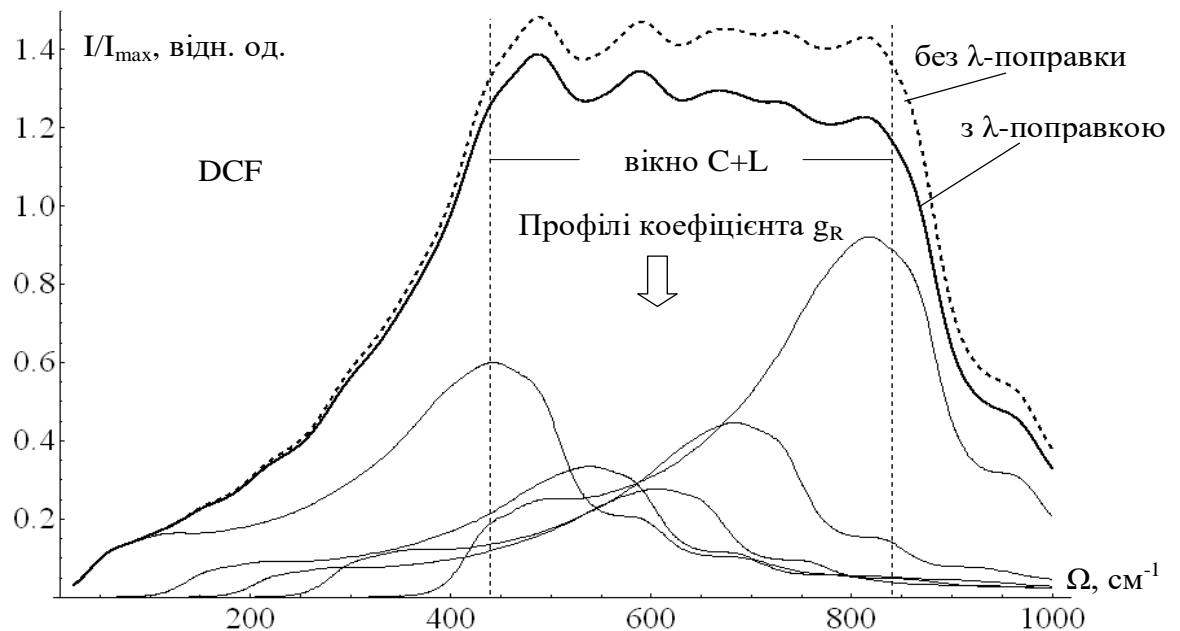


Рис. 3.3 Смути ВКР підсилення у волокні з компенсованою дисперсією, що складаються із 5-ти профілів коефіцієнта ВКР підсилення.

Початкове моделювання смуги ВКР підсилення  $G_R$  здійснюється в досліджуваних одномодових волокнах методом накладання профілів коефіцієнта  $g_R$ , отриманих в розділі 2. Кількість таких профілів становить від двох до семи для кожного типу волокна. На рис. 3.4 зображено змодельовані смуги ВКР підсилення для типів волокна DCF та TrueWaveRS™. Критерієм використання

тієї чи іншої кількості складових є мінімальна нерівномірність сумарної смуги підсилення. Для випадку DCF нерівномірність смуги підсилення для кількості компонент від 2 до 5 становить відповідно від 1,76 до 0,46 дБ, а для TrueWaveRS™ – 1,96-0,47 дБ для 2-6 компонент. Окреме порівняння 5-ти та 6-типрофільних смуг підсилення наведено в доданку В. Використовувати кількість спектральних профілів  $\geq 6$  для волокна DCF та  $\geq 7$  для TrueWaveRS™, як показують результати обчислень, є недоцільно, оскільки на нерівномірність смуги  $G_R$  це практично не впливає. В свою чергу, як видно з рис. 3.4, застосування в моделюванні профілів ВКР підсилення менше 5-ти веде до відчутного погіршення рівномірності сумарного підсилення. В такому разі, оптимальними є саме 5-ти та 6-ти компонентні смуги підсилення для волокон DCF та TrueWaveRS™, відповідно.

Для моделювання смуги підсилення у волокні SMF для отримання задовільної рівномірності в межах частотного вікна C+L потрібно задіяти більше профілів  $g_R$  як видно з рис. 3.5.

Причиною цього є наявність у спектрі профілю коефіцієнта  $g_R$  даного волокна різких екстремумів, які суттєво ускладнюють його форму. Як наслідок, підбір ВКР профілів, формуючих смугу підсилення, визначається впливом кожного профілю на сусідні. Власне кажучи, це пояснює й ту обставину, що для кожного з волокон, профілі ВКР підсилення яких суттєво різняться між собою (див. рис. 1.4), оптимальна кількість компонент для моделювання смуги ВКР підсилення є відмінною.

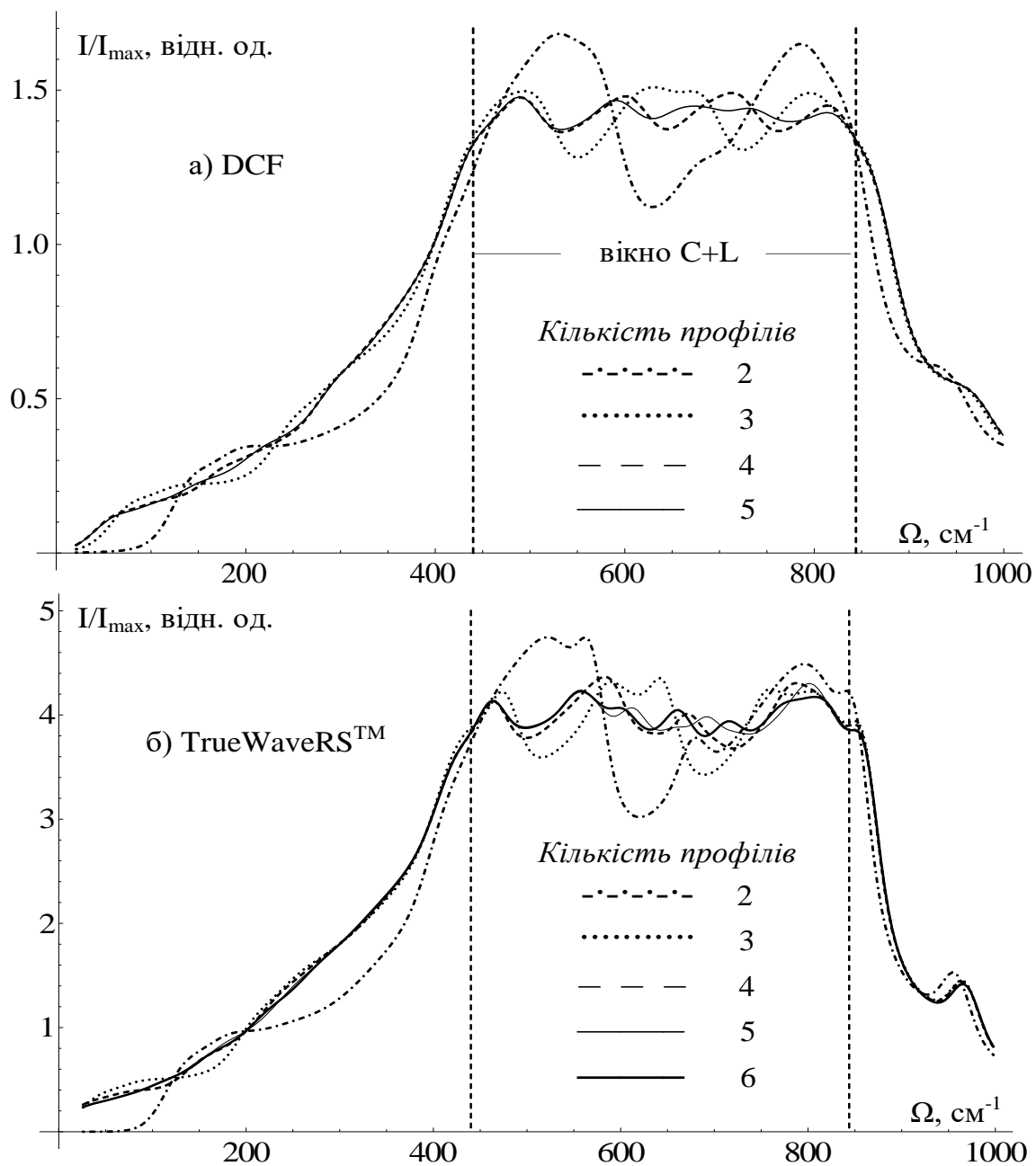


Рис. 3.4 Смути ВКР підсилення у вигляді суперпозиції профілів коефіцієнта ВКР підсилення: а) у волокні з компенсованою дисперсією, б) у волокні з ненульовою зміщеною дисперсією.

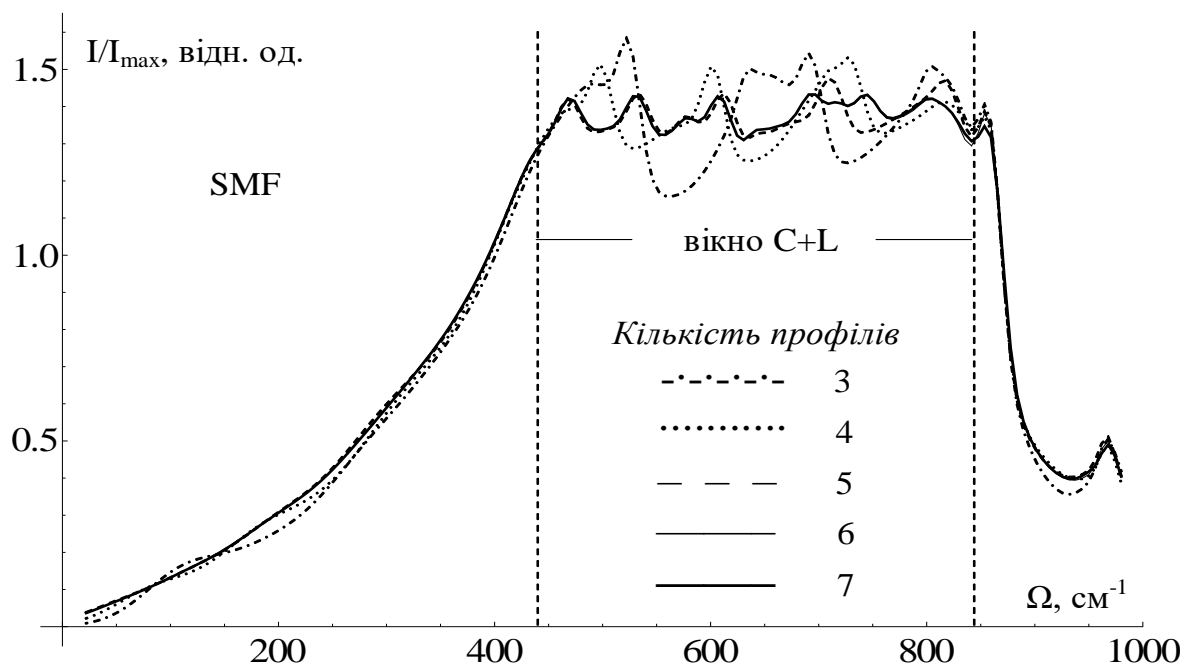


Рис. 3.5 Смути ВКР підсилення у волокні з чистого кварцу, що складаються із 3-7 профілів коефіцієнта ВКР підсилення.

Таким чином, 7-компонентна смуга підсилення у волокні SMF має найменшу нерівномірність, яка дорівнює 0,44 дБ. Для порівняння, смуга підсилення, яка побудована з мінімальної кількості профілів ВКР підсилення (в даному випадку трьох) має нерівномірність щонайменше втричі більшу. Це можна спостерігати на рис. 3.5.

### 3.3. Моделювання і оптимізація смуги повного підсилення у волокні TrueWaveRS™

#### 3.3.1. Постановка задачі

В ході моделювання основну увагу приділено чисельному розрахунку смуги повного підсилення оптичного сигналу у волокні TrueWaveRS™ в діапазоні від 1,52 до 1,62 мкм і її подальшій оптимізації, зокрема визначенню оптимальної кількості джерел накачування, ширини смуги підсилення та

нерівномірності підсилення в досліджуваній області спектру. Кінцева мета оптимізації полягає в отриманні максимально рівномірної та широкої смуги повного підсилення  $G$  (або смуги ВКР підсилення  $G_R$  в частковому випадку) із залученням мультитихвильового накачування з якомога меншою сумарною потужністю. З використанням аналітичної моделі зв'язаних диференціальних рівнянь (1.15) можна розрахувати бажану смугу підсилення при заздалегідь відомих вхідних даних потужностей накачки та сигналу і потім оптимізувати її з урахуванням критерію, який визначається мінімальним значенням відношення нерівномірності смуги підсилення до середнього значення смуги підсилення в межах 1,52-1,62 мкм.

Для спрощення розрахунків в даній ситуації ми застосовуємо систему рівнянь (1.15) лише у випадку прямого оптичного помпування та прямого поширення корисного оптичного сигналу. В такому разі внесок в потужність окремої хвилі здійснює тільки подвійне релєївське розсіювання, оскільки одинарне релєївське розсіювання вже враховано в коефіцієнті хвильового згасання (коефіцієнт  $\alpha_\nu$  в системі рівнянь (1.15)). Як показують деякі вітчизняні та зарубіжні роботи, зокрема [44, 3, 66, 70, 135], вплив таких процесів як релєївське розсіювання та підсилене спонтанне випромінювання на потужність накачування та сигналу всередині волокна є нехтовно малим в порівнянні з оптичними втратами цих потужностей. Тому ігнорування доданків в системі зв'язаних рівнянь (1.15), які відповідають за дані процеси, є цілком виправданим, а значення вихідних потужностей накачування і сигналу при цьому практично не міняються. З врахуванням вищесказаного вираз (1.15) зводиться до наступного вигляду:

$$\frac{dP_\nu}{dz} = -\alpha_\nu P_\nu + P_\nu \sum_{\mu > \nu} \frac{g_{\mu\nu}}{A_\mu} P_\mu - P_\nu \sum_{\mu < \nu} \frac{\nu}{\mu} \frac{g_{\nu\mu}}{A_\nu} P_\mu. \quad (3.6)$$

де  $P_\nu$  – потужність оптичної хвилі в межах смуги  $\Delta\nu$ ,

$\alpha_\nu$  – коефіцієнт оптичних втрат,

$g_{\nu\mu}$  – коефіцієнт ВКР підсилення,

$A_{\nu,\mu}$  – ефективна площа області перекриття оптичних хвиль.

Для оптимізації смуги повного підсилення у волокні з ненульовою зміщеною дисперсією TrueWaveRS™ перш за все потрібно визначити оптимальну кількість вхідних потужностей накачування та відповідні довжини хвиль. Для цього достатньо здійснити апроксимацію смуги підсилення суперпозицією індивідуальних профілів коефіцієнта ВКР підсилення  $g_R$  без врахування перекачування енергії між накачками відповідно до процедури, яка детально описана в підрозділі 3.2. В свою чергу, профілі підсилення, які формують смугу підсилення, максимально точно відтворюють експериментальні профілі коефіцієнта ВКР підсилення з використанням методу спектральної 10-компонентної гаусової декомпозиції [28], описаного в розділі 2. Отримавши взаємне спектральне розміщення довжин хвиль задіяних накачок і прийнявши ці довжини хвиль як сталі вхідні дані, можна оптимізувати їхні значення потужностей. Таким чином, вдало підібрані вхідні параметри накачування дають можливість наперед розрахувати потрібну смугу підсилення у волоконному підсилювачі на ефекті вимушеного комбінаційного розсіювання.

### 3.3.2. Розрахунок довжин хвиль накачування

Для зручності розрахунків і порівняння їх результатів з експериментальними даними за основу моделювання ми взяли смугу підсилення з нульовою нерівномірністю в межах 1520-1620 нм і значенням підсилення близько 6,5 дБ по аналогії із середнім значенням смуги повного коефіцієнта підсилення  $\bar{G}$ , виміряної у 25-км волокні TrueWaveRS™ [65], тобто задали прямокутну смугу шириною 100 нм. Використовуючи стандартний алгоритм

нелінійної регресії, а саме метод Левенберга-Марквардта, здійснено апроксимацію заданої смуги шляхом накладання профілів коефіцієнта ВКР підсилення. Кількість профілів (кількість лазерів накачування) було вибрано від 5 до 12. Оптимізована смуга підсилення має ширину 100 нм з використанням всього 6-ти накачок. Нерівномірність апроксимованої смуги  $G^a$  визначається як  $\Delta = G_{\max}^a - G_{\min}^a$  і не перевищує 0,3 дБ, як це видно на рис. 3.6. Очевидно, що при збільшенні кількості накачок нерівномірність смуги зменшується. Наприклад, в наших обчисленнях вона становить менше 0,1 дБ при використанні від 10 до 12 накачок. Такий результат має експериментальне підтвердження в роботі [65].

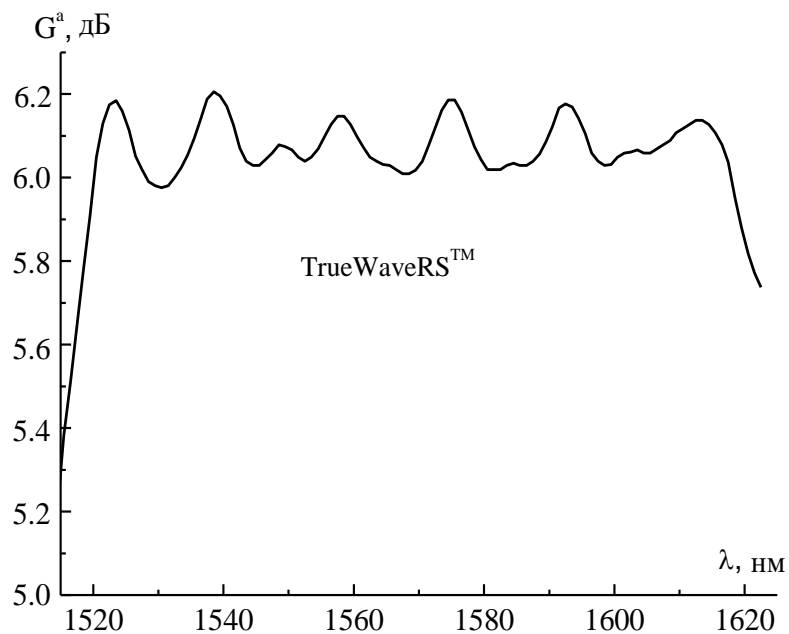


Рис. 3.6 Смуга повного підсилення ВКРП в одномодовому волокні TrueWaveRS™ як суперпозиція 6-ти профілів коефіцієнта ВКР підсилення.

Однак, використання такої великої кількості накачок в діапазоні вище 100 нм веде до появи перехресних завад. Вони виникають внаслідок співпадіння довжин хвиль накачки з довжинами хвиль сигналу, який підсилюється. З іншого боку, надмірна кількість накачок ускладнює розрахунок смуги підсилення на основі диференціальних рівнянь, де кожне рівняння відповідає окремій

потужності накачування. Тому, якщо для практичних цілей абсолютно достатньо мати смугу підсилення з нерівномірністю не менше 0,3 дБ, то оптимальна смуга повного підсилення створюється саме за рахунок 6-ти джерел накачки.

Таким чином, здійснивши оптимізацію апроксимованої смуги підсилення  $G^a$  за критерієм мінімуму нерівномірності підсилення та обмеженням по кількості накачок, нами отримано довжини хвиль потужностей накачування в діапазоні від 1520 до 1620 нм: вони становлять 1416, 1429, 1445, 1460, 1476 та 1506 нм. Втім, слід відзначити, що для покращення точності обчислення смуги підсилення потрібно враховувати залежність коефіцієнта ВКР підсилення  $g_R$  від довжини хвилі, оскільки інтенсивність  $g_R$  з довжиною хвилі зменшується [12, 136]. Як було показано в [12] зі зростанням довжини хвилі накачки в значення  $g_R$  вноситься поправка на ефективну площу взаємодії  $A_{eff}$  між сусідніми каналами накачки (рівняння 3.5). Величина  $A_{eff}$  в дуже широкій області спектру (від 1420 до 1610 нм) майже лінійно зростає з довжиною хвилі. Якщо для спрощення розрахунків цю залежність екстраполювати прямою лінією, то похибка становитиме менше 0,6 %. Тому без втрати точності ми отримаємо:

$$A_{eff}(\lambda) = b(\lambda - \lambda_0) + A_{eff}^0, \quad (3.7)$$

де  $b = 76,79 \mu m$  – коефіцієнт пропорційності,

$\lambda_0 = 1,42 \mu m$  – початкове значення довжини хвилі,

$A_{eff}^0 = 43,06 \mu m^2$  – початкове значення ефективної площі взаємодії.

Підставивши вираз (3.7) в (3.5), а також обчисливши сусідні значення довжини хвилі стоксового сигналу для відповідних накачок в максимумі стоксового зсуву коефіцієнта ВКР підсилення  $g_R$ , ми здійснили поправки в коефіцієнт  $g_R$  для TrueWaveRS™. Для довжин хвиль 1416, 1429, 1445, 1460,

1476, 1506 нм величина коефіцієнта  $g_R$  має відповідні множники: 1, 0,967, 0,930, 0,898, 0,865, 0,807.

### 3.3.3. Оптимізація потужностей помпування

Для проектування мультихвильових ВКР підсилювачів запропоновано чисельний метод розв'язку прямої та оберненої задач інтегрування системи рівнянь (3.6) на основі генетичного алгоритму [62], де  $n$  – кількість накачок, запущених в зворотньому напрямку до сигналу. Авторами [66] описано реалізацію смуги повного підсилення сигналу  $G$  шириною 83 нм за допомогою 4, 8 та 16 накачок. Використовуючи всього 6 накачок з довжинами хвиль 1416, 1429, 1445, 1460, 1476, 1506 нм, ми розширили смугу підсилення до 100 нм і оптимізували вхідні потужності накачування. Оцінкою оптимальності вхідних параметрів накачки є мінімум відношення нерівномірності смуги повного підсилення  $\Delta_{NG} = G_{\max} - G_{\min}$  до її середнього значення  $\bar{G}$ :

$$\delta_{NG} = \Delta_{NG} / \bar{G} \rightarrow \min . \quad (3.8)$$

Оскільки в процесі апроксимації смуги повного підсилення нами використано шість хвиль накачки, то для обчислення вихідних потужностей накачування  $P_p^{out}$  на розрахованих довжинах хвиль потрібно розв'язати шість зв'язаних диференціальних рівнянь (3.6) та одне рівняння, яке описує зміну потужності оптичного сигналу  $P_s$ . Аналітично це здійснити без впровадження певних наближень неможливо, тому нами використано чисельний метод розрахунку Рунге-Кутти 4-ого порядку. Зважаючи на дані експерименту з використанням 12 накачок [65] та чисельну симуляцію із застосуванням 6 накачок із загальною потужністю на рівні 620 мВт [67], вхідна потужність накачування змінювалась від 30 до 250 мВт в ході моделювання. В припущенні,

що потужність сигналу набагато менша за вхідну потужність накачки як це часто буває на практиці, нами встановлено значення вхідної потужності сигналу 0,1 мВт. Додаткові параметри, що використані в моделюванні, зокрема коефіцієнт згасання на визначеній довжині хвилі, наведені в табл. 3.2. Для знаходження оптимальних вхідних параметрів накачування нами використано чисельний метод рівномірного пошуку, тобто процес оптимізації зводиться до розрахунку мінімальної величини  $\delta_{NG}$  з врахуванням комбінації всіх можливих значень потужностей накачування в діапазонах, вказаних в табл. 3.2: програма автоматично перебирає всі потужності накачування, починаючи від потужності  $P_6$  на довжині хвилі 1506 нм, закінчуючи потужністю  $P_1$  на – 1416 нм. При кроці інтегрування (крок потужності накачування)  $k = 1$  мВт, загальна кількість операцій  $N$  становить більше  $28 \cdot 10^9$ . Обробка такої величезної кількості операцій лімітована обчислювальною потужністю ЕОМ, тому нами вибрано більший початковий крок інтегрування, а саме  $k = 30$  мВт і визначено для нього мінімальну величину  $\delta_{NG}$ .

Таблиця 3.2

**Вхідні параметри моделювання смуги підсилення 100 нм у волокні TrueWaveRS™. Потужність кожної накачки змінювалась в межах від  $P_{first}^{in}$  до  $P_{last}^{in}$ .**

Вхідні параметри накачки	Значення					
$\lambda$ , нм	1416	1429	1445	1460	1476	1506
$\alpha_v \cdot 10^{-3}$ , км <sup>-1</sup>	70	67	62	58	56	53
$P_{first}^{in} \dots P_{last}^{in}$ , мВт	250..190	150..90	110..60	100..50	100..30	100..60
$g_R$ , (Вт·км) <sup>-1</sup>	0,765	0,740	0,711	0,687	0,662	0,617

На рис. 3.7 зображено графік залежності  $\delta_{NG} = f(n)$ , де  $n$  – номер комбінації потужності помпування. На діаграмі відносної нерівномірності

$\delta_{NG} = f(n)$  виділені області відповідають потужностям накачування  $P_1, P_2, P_3, P_4, P_5, P_6$ , при яких отримана дана залежність; межі потужностей накачок  $P_4, P_5, P_6$  не вказані з огляду на масштаб графіка. В загальному випадку нами здійснено оптимізацію з кроками потужності накачування 30, 15, 5 та 1 мВт. На кожному наступному кроці ми зменшували границі діапазонів  $P_{first}^{in} .. P_{last}^{in}$  вхідних потужностей накачування, обмежуючи їх поблизу  $n$  попереднього мінімуму функції  $\delta_{NG}$  (див. рис. 3.7) до подвійного значення кроку, так як час виконання програми безпосередньо залежить від  $P_{first}^{in} .. P_{last}^{in}$  тобто від самої кількості операцій  $N$ .

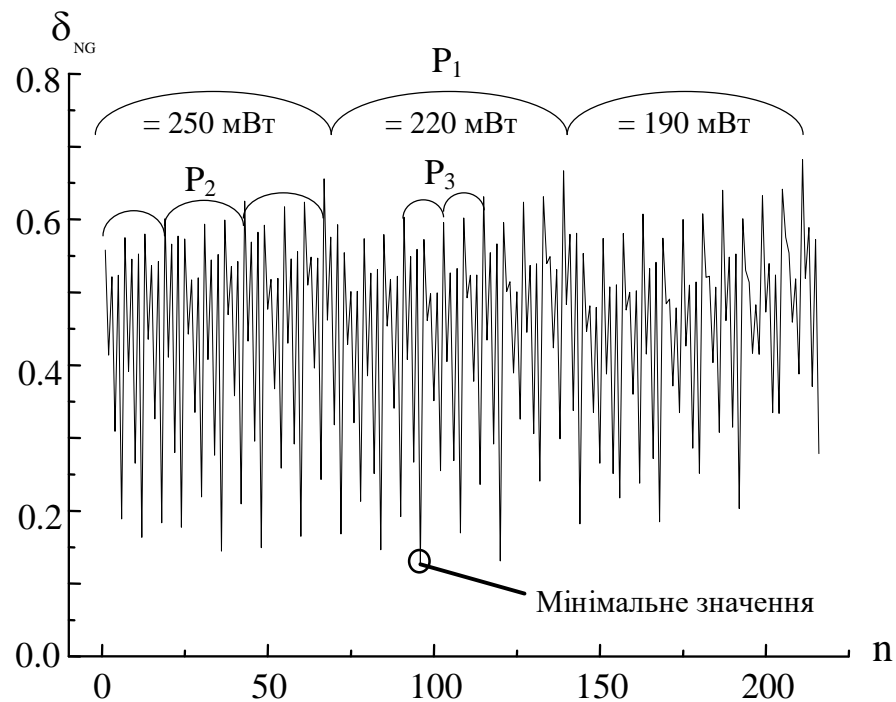


Рис. 3.7 Діаграма відносної нерівномірності повної смуги підсилення від номеру комбінації потужностей помпування з кроком 30 мВт.

Як видно з рис. 3.7, глобальний мінімум величини  $\delta_{NG}$  становить 0,1265 і обчислений для шести хвиль накачування з вхідними потужностями 220, 150, 80, 70, 40 та 70 мВт. Весь просторовий розподіл потужностей накачування при таких вхідних значеннях потужності показаний на рис. 3.8.

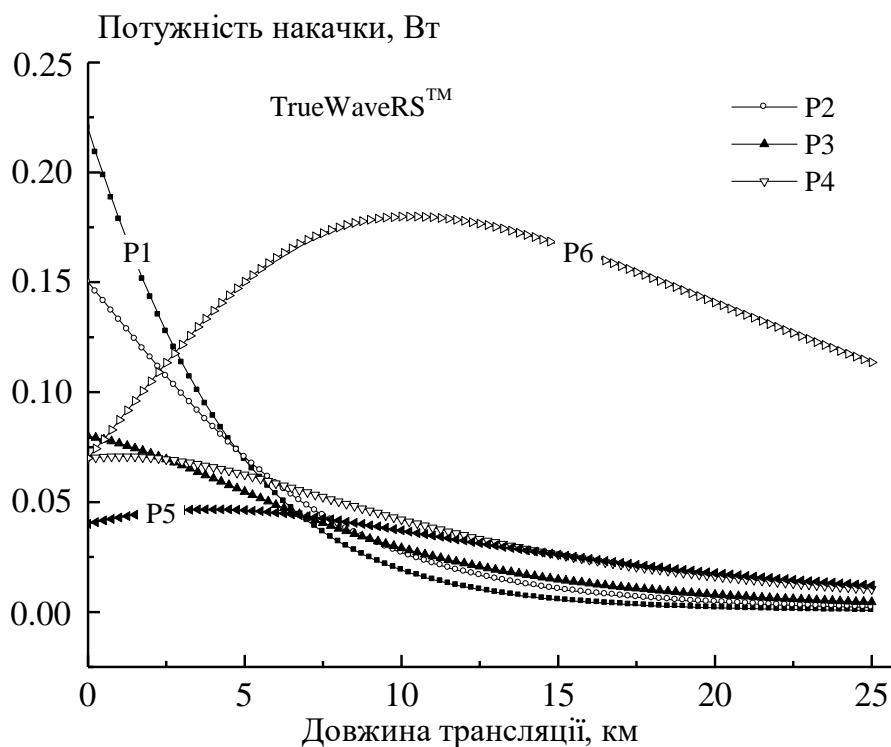


Рис. 3.8 Розподіл оптимізованих потужностей накачки в залежності від довжини поширення у 25-км волокні TrueWaveRS™.

Завдяки непружності процесу вимушеного комбінаційного розсіювання коротші оптичні хвилі накачки передають частину своєї потужності довшим хвилям, таким чином підсилюючи їх. Тому зменшення потужності накачки з найкоротшою довжиною хвилі є найбільш стрімким. В результаті вже через декілька кілометрів волокна потужність накачки  $P_1$  стає найменшою, а потужність  $P_6$  – найбільшою. Однак далі всі потужності помпування будуть тільки зменшуватись з відстанню через наявність оптичного згасання.

### 3.4. Результати моделювання та їх аналіз

На основі викладеного алгоритму та теоретичної моделі нами оптимізовано смугу повного підсилення: смуга підсилення 100 нм розрахована з  $\delta_{NG}^{opt} = 0,1189$

при потужностях накачування  $P_{NG}^{opt} = 219, 140, 85, 74, 41$  та  $70$  мВт. Запропонований нами метод використано і для оптимізації експериментально вимірної повної смуги підсилення шириною  $80$  нм [65]. Для цього випадку ми отримали такі результати:  $\delta_{NG}^{opt} = 0,0863$  при потужностях накачування  $P_{NG}^{opt} = 241, 146, 76, 94, 74$  та  $96$  мВт. Шість лазерів накачування, які були задіяні, мають довжини хвиль  $1418, 1433, 1438, 1451, 1466$  та  $1496$  нм. В табл. 3.3 подано порівняльну характеристику даних експерименту [65] з нашими розрахунками.

Таблиця 3.3

**Порівняльна характеристика розрахованих параметрів смуги повного підсилення оптичного сигналу в 25-км одномодовому волокні TrueWaveRS™ з експериментальними [65].**

Параметр	Оптимізація в межах смуги 100 нм (розрахунок)	Оптимізація в межах смуги 80 нм (розрахунок)	Експеримент [65]
Кількість джерел накачування	6	6	12
Ширина повної смуги підсилення, нм	100	80	80
$\Delta_{NG}$ , дБ	0,7	0,7	$\approx 1$
$\bar{G}$ , дБ	5,7	8,7	6,5
$\delta_{NG}$	0,12	0,09	0,15
Сумарна потужність накачування, мВт	629	727	790

На рис. 3.9 зображено повну смугу підсилення слабкого сигналу з вхідною потужністю  $0,1$  мВт із використанням даних потужностей накачування  $P_{NG}^{opt}$  у волокні TrueWaveRS™ довжиною  $L = 25$  км. Як бачимо, нижня крива (смуга підсилення  $100$  нм – показана суцільною лінією) є оптимізацією експериментальної смуги (середня крива) по ширині, нерівномірності підсилення та вхідній потужності накачування, а верхня крива – суттєво оптимізує дану

експериментальну смугу по середньому значенню підсилення. В обох випадках, ми можемо обмежитись всього 6-ма лазерами накачування замість 12-ти.

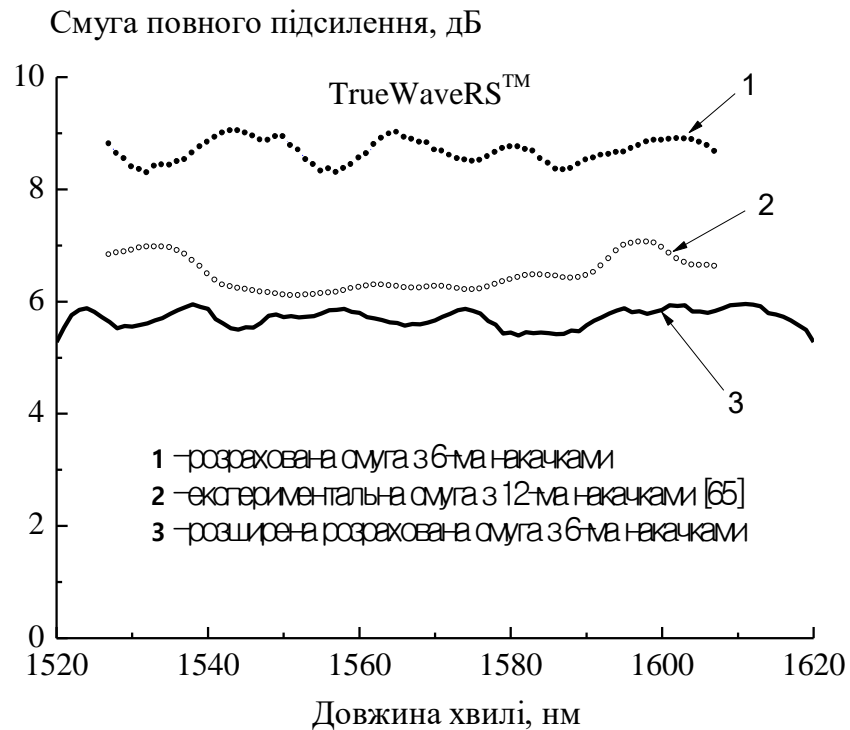


Рис. 3.9 Оптимізація смуги повного підсилення по кількості джерел накачки.

Результати обчислень показують, що повна смуга підсилення не залежить від потужності вхідного сигналу  $P_s$  при умові, що  $P_s$  нехтовно мала по відношенню до кожної з потужностей накачування, тобто  $P_s \ll P_i$ ,  $i$  – номер накачування. Таким чином, отримані оптимальні смуги підсилення можуть бути використані для підсилення слабкого сигналу будь-якої потужності. Є підстави вважати, що цілком реально досягти й кращих характеристик повної смуги підсилення ВКРП. Проте, для цього потрібно здійснити загальну кількість операцій  $\sim 10^9$ , що в свою чергу істотно ускладнить обчислення. Отриманих результатів загалом достатньо для практичного використання ВКРП з розрахованими потужностями накачування та відповідними довжинами хвиль.

### 3.5. Висновки до третього розділу

В даному розділі показано, що дисперсія коефіцієнта згасання сигналу в оптичних волокнах призводить до звуження смуги ВКР підсилення сигналів в широкому діапазоні довжин хвиль від 1,46 до 1,62 мкм, який перекриває телекомунікаційні вікна S, C та L. Отримано уточнені порогові залежності потужності накачування від довжини хвилі корисного сигналу. Значна відмінність порогових характеристик від наближення  $\alpha_s = const$  чітко помітна при довжинах хвиль поблизу країв досліджуваного діапазону. Максимальна різниця між кривими зафіксована на робочій довжині хвилі сигналу 1462 нм, що відповідає довжині хвилі накачки 1374 нм і становить більше 200 мВт у волокні SMF, більше 100 мВт – у волокні TrueWaveRS™, та більше 60 мВт – в DCF. Широкопasmова корекція порогової потужності накачки з урахуванням нерівномірності згасання сигналу в оптичних волокнах є необхідною, оскільки будь-яка задана потужність накачування, що перевищує поріг ВКР підсилення, однозначно визначає частотне положення точок повної прозорості волокон, між якими власне і розташована смуга підсилення. Зокрема відповідні поправки до смуги підсилення можуть досягати величини: для волокна SMF – 0,9 ТГц, волокна TrueWaveRS™ – близько 1,2 ТГц, а для волокна DCF – приблизно 2,6 ТГц, тобто практично 17 % від повної ширини смуги підсилення.

При моделюванні повної смуги підсилення на основі теоретичної моделі для опису еволюції довільної кількості потужностей накачки розглянуто випадок прямого поширення багатохвильного накачування при наявності одного інформаційного сигналу в межах сумарного телекомунікаційного вікна прозорості C+L. Результати моделювання наступні:

1. Оптимізовано повну смугу підсилення шириною 80 нм, нерівномірність підсилення якої становить менше 0,7 дБ. При цьому для синтезу такої смуги використано всього шість потужностей накачування 241, 146, 76, 94,

74 та 96 мВт на відповідних довжинах 1418, 1433, 1438, 1451, 1466 та 1496 нм у волокні TrueWaveRS™ довжиною 25 км.

2. Для даного типу волокна із використанням не більше 6-ти потужностей накачування 219, 140, 85, 74, 41 та 70 мВт з довжинами хвиль 1416, 1429, 1445, 1460, 1476 та 1506 нм, відповідно, повну смугу підсилення розширено до 100 нм, при цьому нерівномірність підсилення не перевищує 0,7 дБ.

Отже, ми можемо достатньо точно розрахувати необхідні параметри накачування (вхідні потужності накачування та відповідні довжини хвиль) для отримання бажаної смуги повного підсилення оптичного сигналу.

## РОЗДІЛ 4. ШУМОВІ ВЛАСТИВОСТІ ВКРП

Створення оптичних підсилювачів на основі вимушеного комбінаційного підсилення по праву можна вважати одним із найуспішніших практичних досягнень в оптичних телекомунікаціях [24]. Такі підсилювачі є широкоживаними незважаючи на існуюче обмеження, яке встановлює сучасна теорія. Шумова теорія оптичних підсилювачів [21-23, 103] передбачає, що коефіцієнт шуму будь-якого оптичного підсилювача повинен бути більшим за мінімальну квантову межу в 3 дБ. Це означає, що оптичне відношення сигнал/шум OSNR на виході підсилювача повинно зменшуватись хоча б в два рази по відношенню до його значення на вході волокна. Щоб збільшити дистанцію передачі сигналу в комунікаційній лінії не обов'язково відновлювати втрати потужності сигналу через оптичне згасання у волокні, достатньо буде підтримувати необхідний рівень OSNR, наприклад 21,6 дБ, що відповідає максимально допустимому рівню помилок  $BER = 10^{-9}$  [109, 137, 138]. Таке значення коефіцієнта бітових помилок цілком задовольняє інформаційні системи передачі з швидкістю передачі близько 10 Гб/с без додаткової корекції помилок [24, 101]. Для більших бітових швидкостей передачі в схему потрібно вносити пристрої корекції бітових помилок або збільшувати коефіцієнт OSNR завдяки зменшенню довжини ретранслятора. Таким чином, згідно теорії кожний оптичний підсилювач, включаючи ВКРП, повинен відчутно нарощувати BER протягом передачі цифрової інформації. Однак, очевидно залишається несумісність між теорією шумових параметрів оптичних ВКРП та їх практичним застосуванням в оптико-волоконних системах. Зокрема, стандартні оптичні телекомунікаційні схеми лінійного регенерування сигналу, що використовують послідовне з'єднання оптичних підсилювачів теоретично є неможливими без повного вирізнення сигналу від шумового фону з огляду на різке зростання частоти появи бітових помилок зі зростанням кількості підсилювачів. Ще близько 20-ти років тому було відмічено [21], що оптичне підсилення з

мінімальною частотою виникнення помилок в цифрових оптичних системах не має однозначного трактування. І на даний час це твердження стосується саме шумових властивостей реальних волоконних ВКР підсилювачів. Таким чином, проведено експериментальні вимірювання підсиленого спонтанного випромінювання в стандартному одномодовому волокні (SMF) з використанням розподіленого оберненого помпування. Розрахунок ефективності сигнального ВКР підсилення, що базується на коефіцієнті «on-off» підсилення для слабкого сигналу дає можливість отримати реальний OSNR на виході волокна.

#### **4.1. Стохастичний шум при відсутності сигналу у волокні SMF**

В роботі експериментально досліджується динаміка формування оптичного шуму в одномодовому кварцовому волокні (SMF) при зміні потужності помпування у волоконному ВКР підсилювачі з оберненою накачкою. Шляхом детального аналізу експериментальних даних кількісно визначено відношення між вимушеним підсиленням шуму та рівнем спонтанного випромінювання в діапазоні потужностей помпування 100÷300 мВт та повній смузі стоксових частот, зокрема в робочому діапазоні довжин хвиль FRA в межах вікон прозорості C та L.

##### **4.1.1. Виміряні спектри вихідної потужності ПСВ**

Вимірювання потужностей підсиленого спонтанного випромінювання (ПСВ) здійснювалось за допомогою експериментальної установки, зображеної на рис. 4.1, Вона складається з джерела зворотної накачки (лазерні діоди з довжинами хвиль помпування 1425, 1435, 1455 та 1465 нм кожний), змішувача, відрізка одномодового волокна типу SMF довжини 50 км. Потужність ПСВ реєструвалась в точці В за допомогою циркулятора та оптичного спектроаналізатора з роздільною здатністю 1 нм ( $\sim 4 \text{ см}^{-1}$ ). Для отримання

індивідуального спектру ПСВ в експерименті був активним тільки один лазерний діод, інші при цьому вимикались. Початкова потужність кожного з джерел накачки встановлювалась від 100 до 300 мВт з кроком 50 мВт.

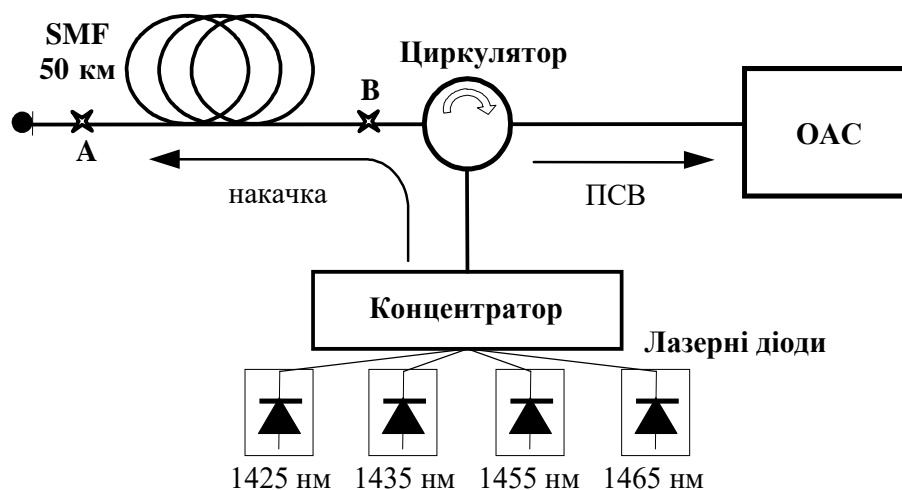


Рис. 4.1 Експериментальна схема для вимірювання потужності ПСВ при відсутності корисного сигналу

На рис. 4.2. показано спектри потужності підсиленого спонтанного випромінювання при відсутності корисного сигналу. Профіль кожного спектру зсунутий по довжині хвилі відповідно до довжини хвилі накачки, вхідна потужність якої в точці В становить 100 мВт. Оскільки коефіцієнт ВКР підсилення зменшується через зростання ефективної площі взаємодії  $A_{\text{eff}}$  зі зростанням довжини хвилі [12], то відповідно зменшується і вимірний профіль потужності ПСВ, що і видно з рис. 4.2.

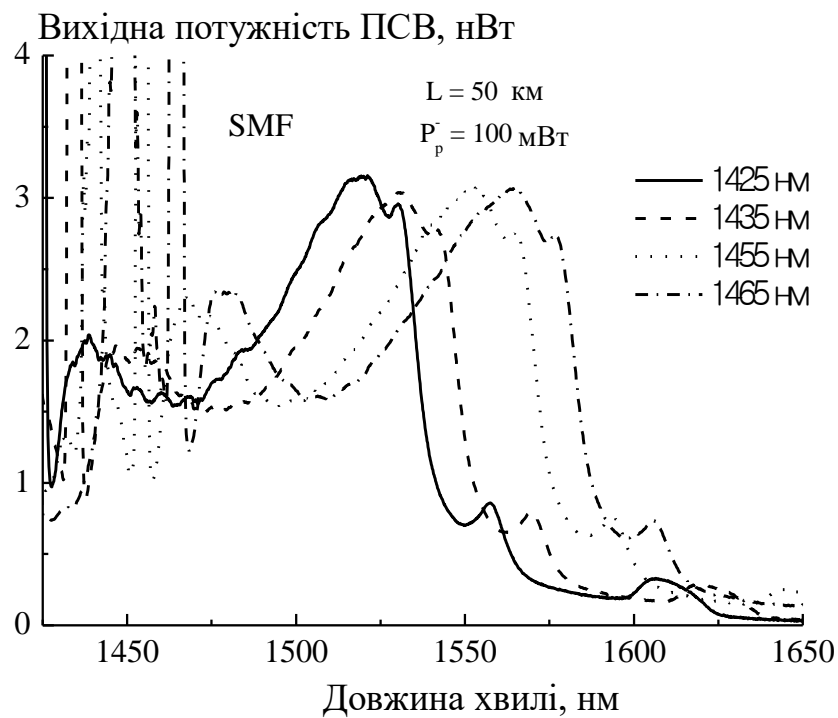


Рис. 4.2 Виміряні спектри потужності ПСВ у 50-км волокні SMF з оберненим помпуванням при відсутності сигналу

#### 4.1.2. Чисельне моделювання потужності ПСВ

Щоб перевірити наскільки точно модель зв'язаних диференціальних рівнянь відповідає експериментальним вимірюванням, ми застосували її для відтворення виміряного спектру потужності ПСВ для однієї з накачок, використаних в експерименті. Для отримання спектру ПСВ в діапазоні 1500-1600 нм (в межах телекомунікаційного сумарного вікна S+C+L) у волокні SMF довжиною  $L = 50$  км ми знайшли розв'язки зв'язаних диференціальних рівнянь [67, 90] для опису поведінки потужності накачування  $P_p^-$  при поширенні в протилежному напрямку «В-А» та потужності ПСВ  $P_{ASE}$  – в прямому напрямку «А-В» згідно з блок-схемою на рис. 4.1:

$$\begin{cases} \frac{dP_{ASE}(z, P_{ASE}, P_p^-)}{dz} = (g_R P_p^- - \alpha_{ASE}) P_{ASE} + h \nu_{ASE} B_{ref} g_R (1 + n_\Omega) P_p^- \\ \frac{dP_p^-(z, P_{ASE}, P_p^-)}{dz} = (\alpha_p + g_R \frac{\lambda_{ASE}}{\lambda_p} P_{ASE}) P_p^- \end{cases}, \quad (4.1)$$

де  $g_R(\lambda_{ASE}, \lambda_p)$  – коефіцієнт ВКР підсилення, нормований на ефективну площу взаємодії  $A_{eff}$ ,

$\alpha_{ASE}$  та  $\alpha_p$  – коефіцієнти згасання для хвиль ПСВ та накачки,

$h$  – стала Планка,

$\lambda_{ASE}$  та  $\lambda_p$  – довжини хвиль ПСВ та накачки, відповідно,

$B_{ref}$  – оптична смуга шуму навколо частоти  $\nu_{ASE} = c / \lambda_{ASE}$ ,

$n_\Omega = \left( \exp \left[ \frac{\hbar \Omega}{k_B T} \right] - 1 \right)^{-1}$  – параметр фононної інверсії заселеності,

$\Omega = \nu_p - \nu_{ASE}$  – частотний зсув,

$\nu_p = c / \lambda_p$  – частота накачки,

$c$  – швидкість світла у вакуумі,

$k_B$  – стала Больцмана,

$T$  – температура волокна.

В ході моделювання для визначення потужності ПСВ на виході волокна нами встановлено такі параметри:  $g_R^{max} = 0,4$  (Вт·км)<sup>-1</sup>,  $\lambda_p = 1455$  нм,  $\lambda_{ASE} = 1500-1600$  нм,  $\alpha_p \approx 58 \cdot 10^{-3}$  км<sup>-1</sup>,  $\alpha_{ASE}(\lambda_{ASE}) \approx 51-49 \cdot 10^{-3}$  км<sup>-1</sup>,  $P_{p(z=L)}^- = 100-300$  мВт,  $P_{ASE(z=0)} = P_{ASE}^0 = 0$  (в холостому режимі підсилення тобто при відсутності корисного сигналу шум також відсутній на вході волокна [67, 94]),  $B_{ref} = 0,35$  нм,  $T = 300$  К. Результати моделювання можна побачити на рис. 4.3. Розрахований спектр потужності ПСВ показаний на рис. 4.3а. В свою чергу, на рис. 4.3б подано порівняння між розрахованими і експериментальними даними потужностей ПСВ

на довжинах хвиль 1515 нм, 1555 нм та 1595 нм в залежності від вхідної потужності накачки. Аналізуючи отримані графіки, можна стверджувати, що система рівнянь (4.1) адекватно описує нелінійне підсилення стоксового шуму, оскільки розрахований спектр добре накладається на спектр, виміряний в ході експерименту. Таким чином, систему рівнянь (4.1) з приєднанням до неї диференціального рівняння для опису потужності корисного сигналу можна використовувати для розрахунку шумових параметрів волокна.

## **4.2. Вплив ПСВ на формування шумових параметрів ВКРП**

### **4.2.1. Сигнал та шум ПСВ в холостому режимі підсилення**

Виміряні спектри підсиленого спонтанного випромінювання при відсутності оптичного сигналу на вході волокна SMF довжиною 50 км і для різних потужностей накачки на довжині хвилі 1465 нм показані на рис. 4.4. Кожен з отриманих спектрів незалежно від потужності накачки має екстремуми поблизу 1480, 1566 та 1607 нм і цим самим нагадує загальновідомий спектр спонтанного комбінаційного розсіювання у кварцових волокнах. Він має вигляд нерівномірного континууму зі стоксовим зсувом від 0 до  $900\text{ см}^{-1}$  [139].

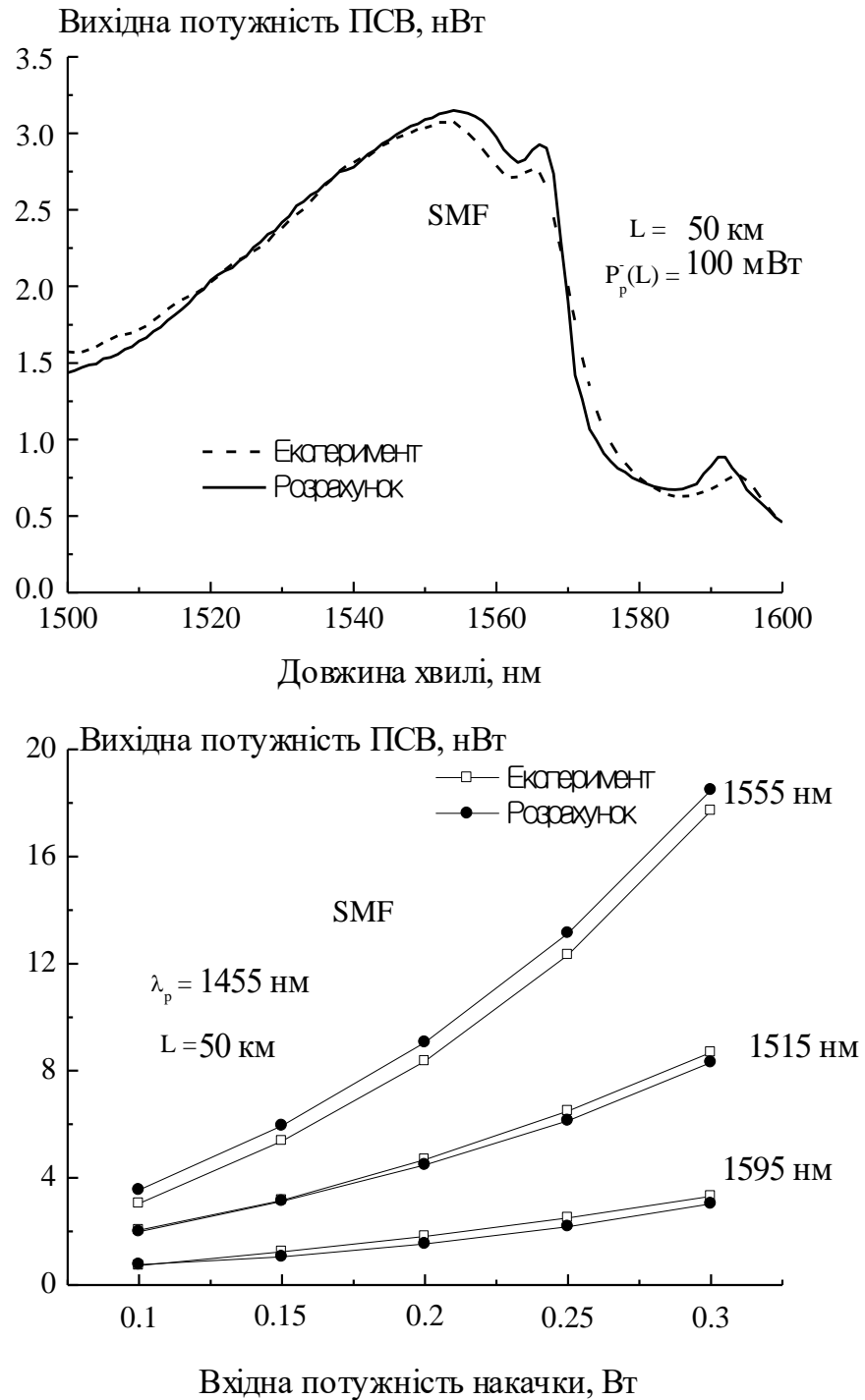


Рис. 4.3 Чисельне моделювання експериментального підсилення РСВ в 50-км волокні SMF з оберненою накачкою на довжині хвилі 1455 нм при відсутності підсилюваного корисного сигналу: а) спектр потужності РСВ, б) залежність вихідної потужності РСВ від вхідної потужності накачки.

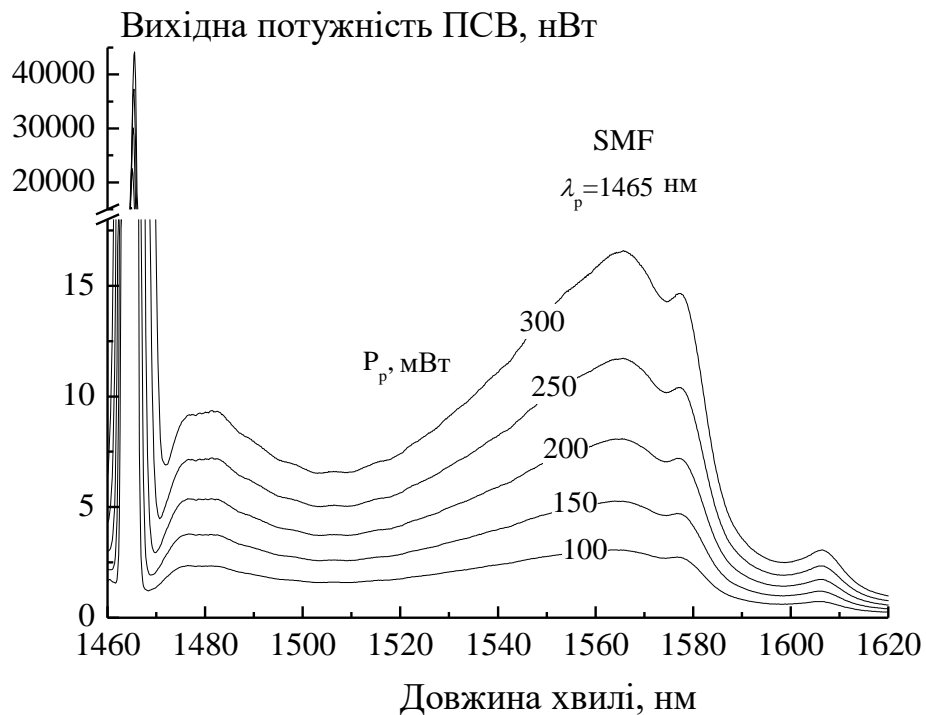


Рис. 4.4 Абсолютні спектри ПСВ потужності у схемі ВКРП зі зворотною монохроматичною накачкою на довжині хвилі 1465 нм.

Основна різниця між спектрами спонтанного комбінаційного розсіювання та спектром профілю коефіцієнта ВКР підсилення стосується області менших довжин хвиль – в одиницях частотного зсуву нижче  $200 \text{ см}^{-1}$ . Вимірний нормований спектр вихідної потужності ПСВ показаний на рис. 4.5. Графічне порівняння між СКР та ВКР (рис. 1.2, розділ 1) дає підстави говорити про схожість між спектрами ПСВ потужності та СКР спектром. Теоретично відмінність між СКР та ВКР безпосередньо описується квантовим рівнянням (1.4) зміни кількості стоксових фотонів  $n_s$ , утворених  $n_p$  фотонами накачки та  $n_v$  оптичними фононами.

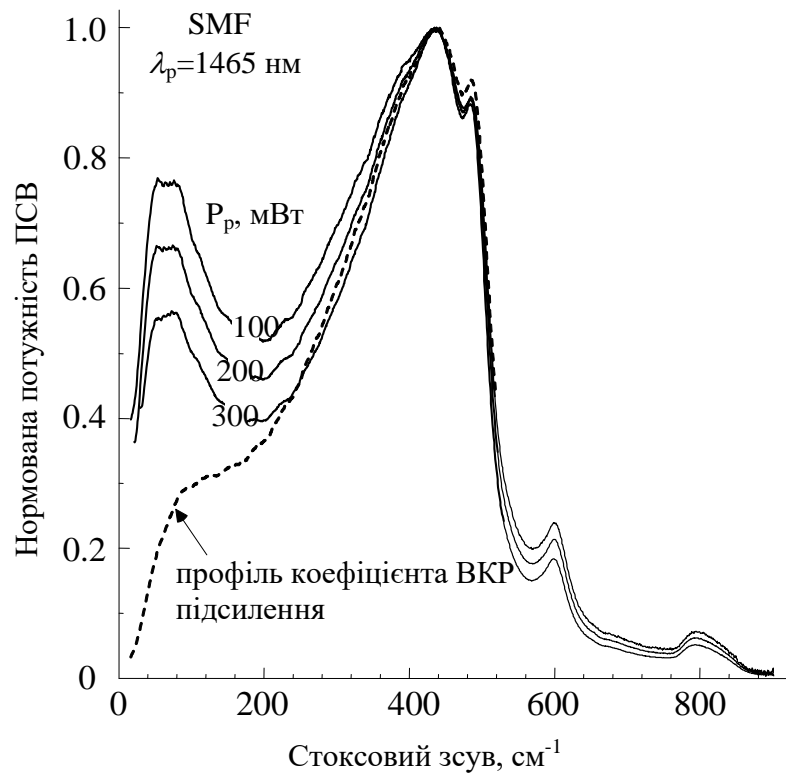


Рис. 4.5 Нормовані спектри вихідної потужності ПСВ у схемі ВКРП зі зворотною монохроматичною накачкою на довжині хвилі 1465 нм. При зростанні потужності накачки показано наближення нормованих кривих до профілю коефіцієнта ВКР підсилення [24] (штрихова лінія).

Згідно рівняння (1.4) доки фонони знаходяться в тепловій рівновазі, доти параметр заселеності  $n_v$  дорівнює фактору Бозе-Ейнштейна теплової рівноваги  $n_B$ , тобто  $n_v = n_B(\Omega) = [\exp(\hbar\Omega/k_B T) - 1]^{-1}$ , де  $k_B$  – постійна Больцмана. Коефіцієнт фононної густини [140, 141]  $n_B(\Omega) + 1$  (див. рівн. (1.4)) суттєво перевищує одиницю при кімнатній температурі в частотній області нижче 200  $\text{cm}^{-1}$  і зростає до нескінченності коли частота фонона  $\Omega$  рівна нулю. На противагу СКР процес ВКР не залежить від фононної густини станів і таким чином не залежить від температури. Це можна бачити на прикладі рівняння (1.4), де різниця між першим (випромінювання) та другим (поглинання) доданками рівна  $n_s n_p$ . Це, в результаті, і визначає неспівпадіння профілю ВКР підсилення

та вимірних спектрів СКР і пояснює тенденцію зміни ПСВ розподілу до розподілу ВКР профілю підсилення при зростанні вхідної потужності накачки як це показано на рис. 4.5.

Застосовуючи систему зв'язаних диференціальних рівнянь [65, 67], було отримано вихідну потужність сигналу (на виході 50-км волокна SMF) з вхідною потужністю 1 мВт (0 дБм). Дана теоретична модель описує еволюцію потужностей оптичних хвиль при поширенні вздовж волокна (накачка напрямлена в протилежному напрямку до сигналу):

$$\begin{cases} \frac{dP_s(z)}{dz} = g_R(\lambda_p, \lambda_s) P_p^- P_s - \alpha_s P_s \\ \frac{dP_p^-(z)}{dz} = g_R(\lambda_p, \lambda_s) \frac{\lambda_s}{\lambda_p} P_p^- P_s + \alpha_p P_p^- \end{cases}, \quad (4.2)$$

де  $g_R(\lambda_p, \lambda_s)$  – коефіцієнт ВКР підсилення в області довжин хвиль нормований на ефективну площу взаємодії волокна  $A_{\text{eff}}$ ,

$P_s$  і  $P_p^-$  – потужності сигналу та оберненої накачки, відповідно,

$\alpha_s$  і  $\alpha_p$  – коефіцієнти згасання сигналу та накачки, відповідно,

$Z$  – вісь вздовж волокна.

Ми використали чисельний метод Рунге-Кутти 4-ого порядку для розв'язання системи рівнянь (4.2). Однак, оскільки потужність сигналу є нехтовно малою відносно потужності накачування і достатньою для виконання умови  $P_s \ll \alpha_p / g_R(\lambda_p, \lambda_s)$ , то ми також можемо знехтувати виснаженням накачки при наших розрахунках, а саме першим доданком другого рівняння системи (4.2) і розв'язати дану систему аналітичним способом. Запропонована модель дозволяє визначити набір вихідних потужностей сигналу, використовуючи наступні параметри: залежність  $g_R(\lambda_p, \lambda_s)$  взято з роботи [65] і переведено з одиниць  $\text{см}^{-1}$  в нм; максимальне значення становить  $0,38 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$ ;

$\lambda_p = 1465$  нм;  $\lambda_s = 1520-1620$  нм;  $\alpha_p \approx 56 \cdot 10^{-3}$  км $^{-1}$ ;  $\alpha_s(\lambda_s) \approx 51-49 \cdot 10^{-3}$  км $^{-1}$ ; довжина волокна  $L = 50$  км; приріст довжини  $h = 500$  м;  $P_{p(z=L)}^- = 77-232$  мВт;  $P_{s(z=0)} = 1$  мВт. На рис. 4.6 показано обчислений розподіл потужностей сигналу на довжині хвилі 1566 нм (в максимумі коефіцієнта ВКР підсилення) по довжині 50-км волокна SMF. Для порівняння з експериментом [142] нами додатково роз-

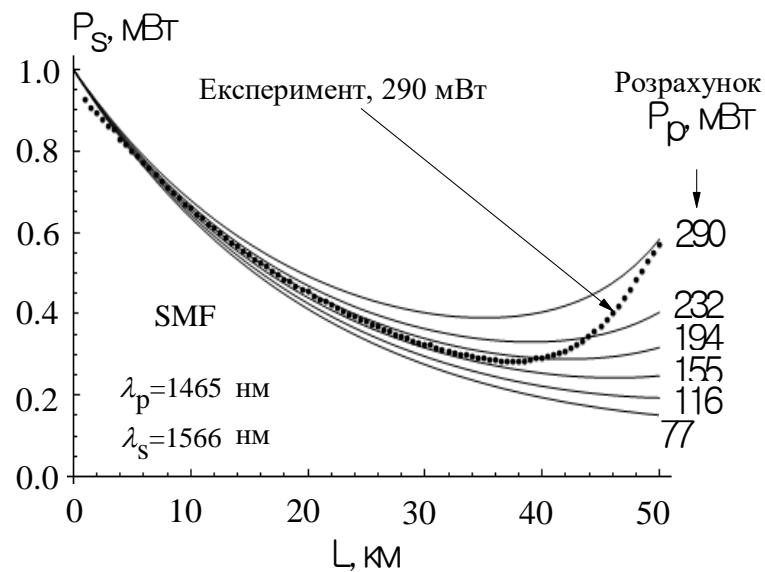


Рис. 4.6 Розподіл потужності сигналу по довжині волокна SMF.

раховано зміну потужності сигналу з довжиною волокна при вхідній накачці 290 мВт. Дані результати використані для розрахунку ефективності ВКР підсилення оптичного сигналу в порівнянні з наявним шумом ПСВ.

Із застосуванням зв'язаних рівнянь для хвилі накачки 1455 нм та хвилі сигналу 1555 нм у випадку як прямого так і протилежного поширення хвилі накачки нами отримано розподіл сигнальної потужності вздовж волокна, як це показано на рис. 4.7. При 4-х значеннях потужності накачки, а саме 100, 200, 300 та 400 мВт розраховано вихідну потужність сигналу на відстані 25, 50 та 100 км. Вхідна потужність сигналу при цьому залишається сталою – 1 мВт. Очевидно, що зі збільшенням потужності накачки завдяки вимушеному комбінаційному розсіюванню зростає сигнальна потужність. Проте, незалежно від довжини

волокна розраховані значення потужності сигналу при прямому і протилежному накачуванні співпадають тільки на виході волокна, в інших точках волокна сигнал підсилюється ефективніше завдяки прямому накачуванню.

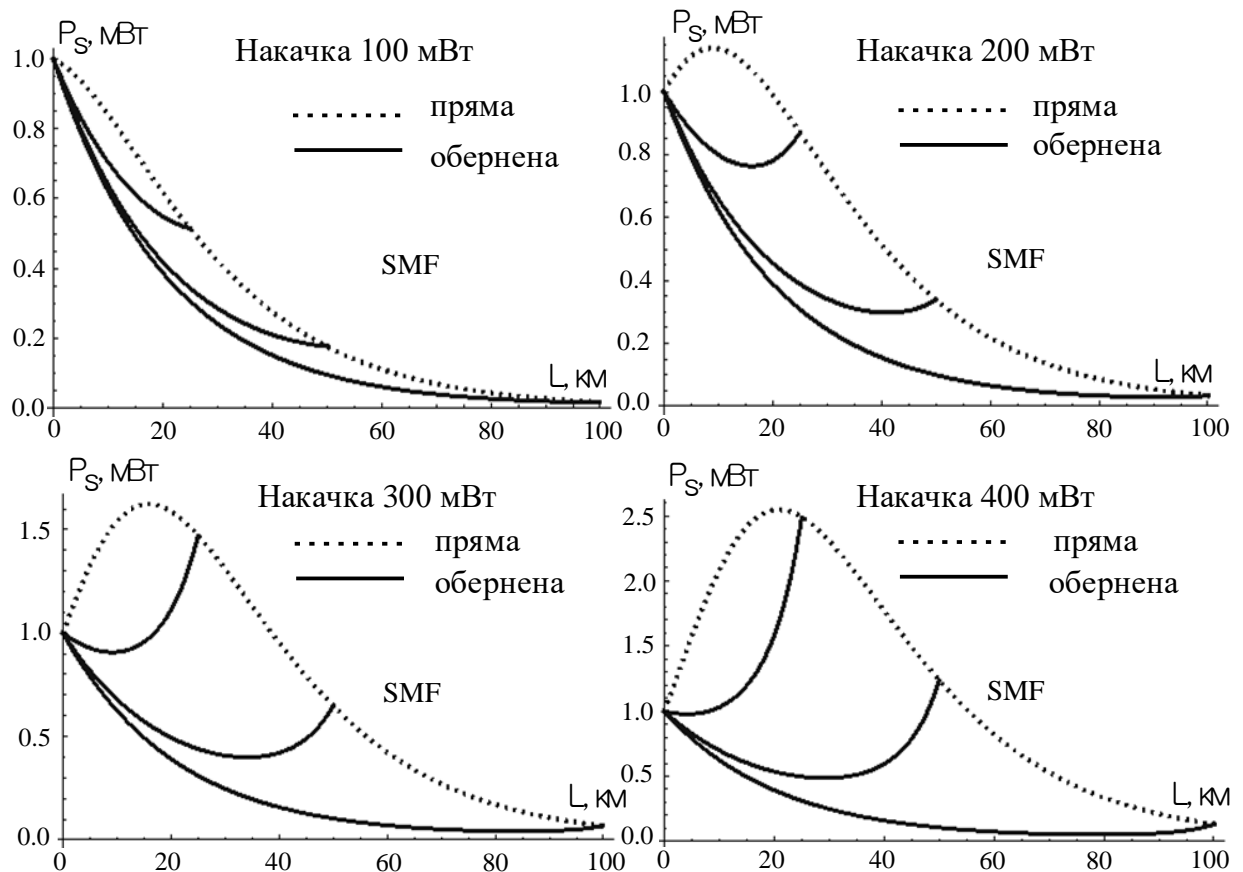


Рис. 4.7 Розподіл сигнальної потужності вздовж волокна SMF при різних потужностях прямої та оберненої накачки.

Отже, для кінцевого підсилення сигналу на виході волокна довільної довжини напрямок поширення накачки ніякої ролі не відіграє. Схожі результати підтвержені іншими розрахунковими даними [9, 17, 143], проте цим деталям (щодо відсутності впливу напрямку накачки на вихідну потужність сигналу) не було надано достатньої уваги.

#### 4.2.2. Аналіз ефективності сигнал-шумового ВКР підсилення

**Холостий режим.** За своєю природою спонтанне комбінаційне розсіювання є лінійним процесом в залежності від потужності накачки. Тому квантовий вихід СКР є сталою величиною і становить порядку  $10^{-6}$  від вхідної потужності накачки при її незначних величинах. При суттєвих значеннях потужності накачки (порядку декількох сотень міліват) СКР стрімко переходить у вимушене комбінаційне розсіювання. Враховуючи отримані експериментальні дані потужностей підсиленого спонтанного випромінювання, ми розрахували рівень спонтанного КР та рівень ВКР підсилення в залежності від потужності накачування, яка забезпечується лазерними діодами в експериментальній схемі на рис. 4.1, Отримані результати зображено на рис. 4.8.

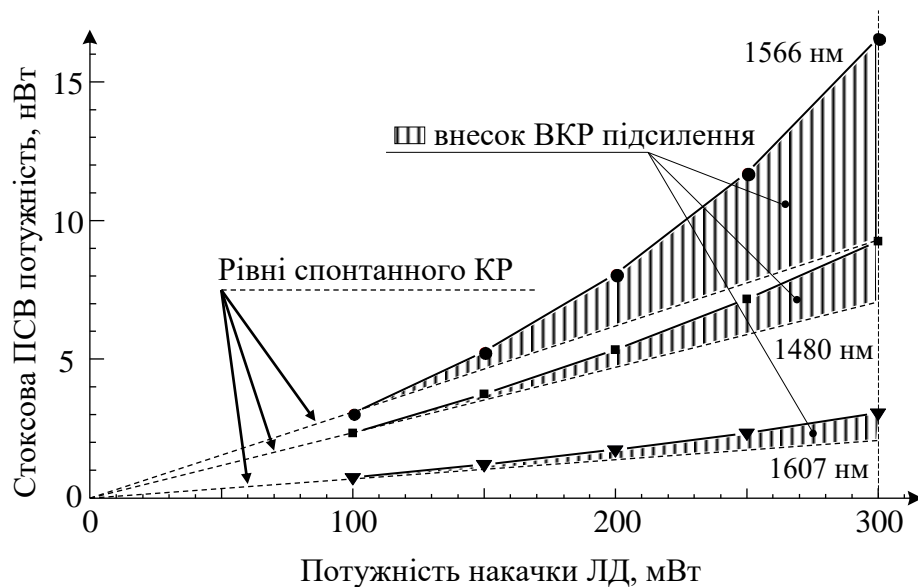


Рис. 4.8 Стоксова ПСВ потужність як функція від потужності накачки ЛД з довжиною хвилі 1465 нм (точки) для трьох найбільш характерних піків експериментальних спектрів (див. рис. 4.4). Заштриховані площі показують перевищення внеску ВКР над рівнем СКР.

Тут точки відповідають експериментальним ПСВ потужностям як

функціям від потужності накачки, а штрихові лінії – потужностям оптичного випромінювання при суто спонтанному комбінаційному розсіюванні. Квантова ефективність ВКР підсилення зростає близько на 80 % і відповідає зростанню коефіцієнта «on-off» підсилення всього на 2.5 дБ при зміні потужності накачки в три рази, тобто зі 100 до 300 мВт. Пояснення цього є наступним [137]. Відносно слабка ПСВ генерація в даному діапазоні потужностей накачки є результатом некогерентності стоксових фотонів, які виникають при непружному розсіюванні фотонів накачки на великій кількості фононних коливаннях молекули з різними частотами. Тому стоксове випромінювання в доповнення до його випадкового розподілу фази виникає в дуже широкому частотному діапазоні. Наявність цих двох умов перешкоджає автоматичному встановленню фазового синхронізму, який є необхідним для когерентного накопичення стоксового випромінювання, що і дає ВКР підсилення. Інакше кажучи, оптична ВКР взаємодія в серцевині кварцового оптичного волокна спричиняє «розмиття» потужності накачки в широкий спектр стоксових частот. Оскільки імовірність появи синфазних стоксових фотонів з рівними частотами обернено залежить від смуги ВКР випромінювання, то це означає, що наявної потужності накачки недостатньо для ефективної генерації оптичного шуму. В результаті, спектральний розподіл потужності ПСВ, отриманий в експерименті, має форму більш схожу на спектр СКР, ніж на профіль ВКР.

Варто зазначити, що представлені результати отримані в холостому режимі підсилення тобто за відсутності будь-яких оптичних сигналів в досліджуваному волокні SMF. При наявності когерентного сигналу його потужність з спектральною густиною значно вищою за густину стохастичного шуму бере участь у присвоєнні частини потужності накачки протягом процесу комбінаційного розсіювання. Тому виміряні потужності ПСВ в одномодовому волокні SMF мають максимально можливі величини, а потужність шуму реального розподіленого ВКРП не може перевищувати абсолютних значень, представлених на рис. 4.4.

**Робочий режим.** У випадку сигнального підсилення зворотнім помпуванням вплив спонтанного комбінаційного розсіювання на потужність сигналу відсутній при вимкненій накачці, тому вихідна потужність сигналу залишається тією ж самою і набуває значень від 61 до 72 мВт в межах довжин хвиль від 1520 до 1620 нм тобто всередині робочого діапазону сумарного вікна прозорості C+L. Це означає, що відношення сигнальної (шумової) потужності при процесах СКР-ВКР до сигнальної (шумової) потужності тільки при СКР є параметром «on-off» підсилення. При включеній накачці потужністю 100 мВт вихідна потужність сигналу збільшується майже вдвічі в порівнянні з вимкненою накачкою завдяки ВКР взаємодії між хвилями сигналу та накачки. Нами здійснено розрахунок ВКР підсилення для оптичного сигналу на довжині хвилі 1566 нм, оскільки вона входить в діапазон найменших оптичних втрат для даного типу волокна. Відповідно, ми також взяли експериментальні результати щодо вимірювання ПСВ потужності на довжині хвилі 1566 нм. Весь хвильовий спектр «on-off» ВКР підсилення всередині телекомунікаційного вікна C+L як для сигналу так і для стоксового шуму показаний на рис. 4.9.

Таким чином, «on-off» ВКР підсилення для сигналу 1566 нм становить 6,4 дБ (з врахуванням оптичних втрат на пасивних елементах експериментальної схеми), тоді як для ПСВ підсилення не перевищує 2,54 дБ при вхідній накачці, потужність якої на виході з ЛД становить 300 мВт. Ці дані є максимальними в області довжин хвиль 1520-1620 нм. Краща ефективність сигнального підсилення в порівнянні з чисто шумовим підсиленням забезпечується суттєвим значенням вихідного відношення сигнал/шум. Розрахований нами  $OSNR = P_s/P_n$ , де  $P_s$  та  $P_n$  є оптичними потужностями сигнальної та шумової хвиль, відповідно, на виході 50-км волокна SMF становить 42,8 дБ при тій же потужності накачування в 300 мВт. Для порівняння, в роботі [144] розраховане значення OSNR для 50-км волокна не перевищує 34 дБ при використанні 4-х хвиль накачки. Слід відмітити, що реальне значення вихідного OSNR повинно бути навіть дещо вищим, ніж розраховане 42,8 дБ, оскільки ПСВ шум набуває

максимуму при відсутності сигналу і зменшується через передачу частини потужності накачки до сигналу при його появі у волокні. Більш того, шум ПСВ практично не впливає на величину потужності сигналу. Однак, як показано в [145], врахування антистоксового підсиленого спонтанного випромінювання в обчисленні вихідного значення OSNR веде до його зменшення на 1-2 дБ залежно від спектрального розташування досліджуваного сигналу.

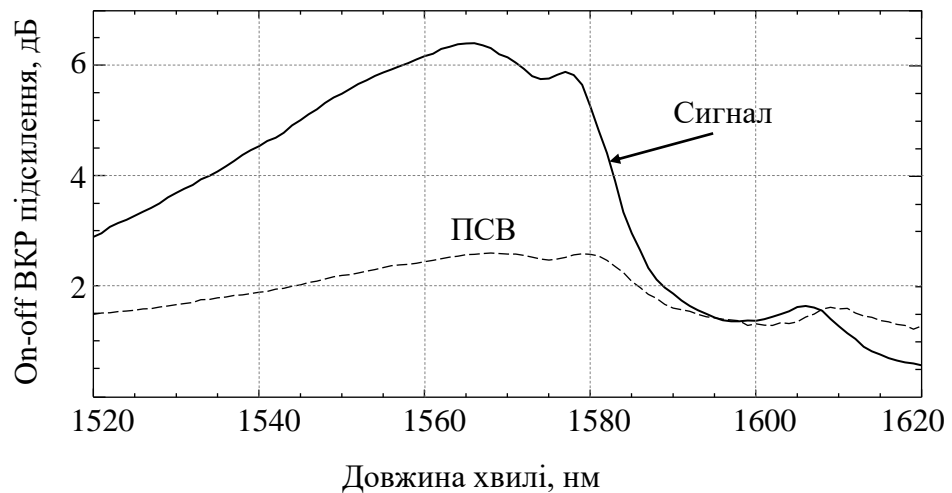


Рис. 4.9 Розрахований спектр on-off ВКР підсилення когерентного стоксового сигналу (суцільна лінія) та некогерентного стоксового шуму (штрихова лінія) при накачці лазерним діодом з потужністю випромінювання 300 мВт на довжині хвилі 1465 нм.

З рис. 4.9 видно, що профіль спектру on-off ВКР підсилення сигналу повторяє форму профілю коефіцієнта ВКР підсилення  $g_R(\lambda_p, \lambda_s)$  через експоненціальну залежність ВКР підсилення як від вхідної потужності помпування так і від коефіцієнта  $g_R(\lambda_p, \lambda_s)$  у випадку поодиноких хвиль сигналу та помпування [67]. Спектр ВКР підсилення для шуму є більш плавним по відношенню до спектру сигналу. Це спричинено еквівалентністю спонтанного КР та ВКР процесів при дії на потужність підсиленого спонтанного випромінювання. У випадку підсилення корисного сигналу вплив ВКР на вихідну потужність сигналу в декілька разів перевищує ефект спонтанного

комбінаційного розсіювання. Однак, on-off ВКР підсилення ПСВ переважає на сигнальним ВКР підсиленням на довжині хвилі понад 1610 нм. Це пояснюється зростанням сигнального коефіцієнта оптичного згасання і зростанням ВКР порогу помпування, відповідно [34]: оптичні втрати суттєво перевищують сигнальне ВКР підсилення при накачці в 300 мВт. Зокрема, вихідна потужність сигналу на довжині хвилі зі зворотною накачкою 300 мВт від одного з ЛД дорівнює сигнальній потужності на довжині хвилі 1566 нм при вимкненій накачці і більш, ніж в десять разів менша за вхідну потужність сигналу в 1 мВт. Таким чином, ми спостерігаємо значне перевищення ефективності оптичної хвилі стоксового сигналу над рівнем шуму, викликаним стохастичним підсиленням спонтанним випромінюванням. Отримані результати частково пояснюють покращення шумових параметрів на виході розподілених волоконних ВКРП. І те, що 50-км волоконний ВКРП зі зворотною монохроматичною накачкою має високий коефіцієнт OSNR на виході (близько 42 дБ) при вхідних рівнях OSNRнижче 45 дБ наочно демонструє той факт, що коефіцієнт шуму може набувати значень, що не перевищують квантового ліміту.

### 4.3. Особливості ВКР підсилення стоксового шуму

Крім унікальних властивостей ВКРП в розширенні пропускнуї спроможності інформаційних каналів до  $\geq 10$  Тб/с шляхом підсилення сигналу безпосередньо у процесі розповсюдження у волокнах майже всіх типів, неймовірно рідка поява помилок [4] в цифрових оптичних лініях зв'язку, зокрема при застосуванні ВКРП, вже тривалий час виглядає як непояснене явище з точки зору теорії шумів в електронних схемах.

Статистична імовірність появи помилок *BER* у волоконній лінії однозначно виражається через оптичне співвідношення «сигнал-шум» *OSNR*. Величина *OSNR* може змінюватись при одночасному оптичному підсиленні як сигналу так і шуму від значення *OSNR<sub>in</sub>* на вході ВКРП до значення *OSNR<sub>out</sub>* на його виході.

Коефіцієнт  $BER$  при стандартному поєднанні оптичної лінії зв'язку з ВКР підсилювачем безпосередньо залежить від  $OSNR_{out}$  [4] як  $BER = 0,5 \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{OSNR_{out}/8})$ , де  $OSNR_{out} = OSNR_{in} / NF$ , тут  $\operatorname{erfc}(x)$  – це додаткова функція помилок,  $NF$  – коефіцієнт шуму ВКРП, який може суттєво змінювати значення  $BER$ . Зокрема, якщо  $OSNR_{out} = 21,6$  дБ, то  $BER = 10^{-9}$ , то зміна цього  $OSNR_{out}$  на +1 дБ чи -1 дБ призводить до зменшення чи збільшення  $BER$  на порядок величини, відповідно.

Як відомо, феноменологічна теорія [21-23] шуму підсилювача встановлює нижню «квантову межу» 3 дБ для коефіцієнта  $NF$  у будь-якому оптичному підсилювачі і тому  $NF \geq 3$  дБ для ВКРП. Однак, майже повна відсутність впливу ВКРП на погіршення  $BER$  виявляється [111] вже при перших його застосуваннях. Саме теоретично неймовірно низький шум ВКРП дозволив вже з початку 2000-х [4, 17, 101] реально забезпечити  $BER \sim 10^{-12}$  без будь-яких додаткових засобів для виправлення помилок в терабітних телекомунікаційних системах довжиною багато сотень кілометрів. Тому аналіз причин явної невідповідності між сучасною шумовою теорією та результатами вимірювань представляє значний практичний інтерес, а для визначення особливостей шумового підсилення ВКРП потрібні додаткові експериментальні дослідження.

В загальному, підхід електронних еквівалентних схем феноменологічної теорії виявляється неприйнятним для описання таких нелінійних процесів як ВКР, що є основою оптичного підсилення у волокнах. В результаті така теорія приводить до значно завищених оцінок власного шуму ВКРП, якщо не враховувати фотонну природу, нелінійність та пороговий характер вимушеного комбінаційного розсіювання. Тому перш за все, серед фундаментальних причин наявності низького оптичного шуму ВКРП слід відмітити, як особливості його формування внаслідок спонтанного комбінаційного розсіяння світла, так і нелінійний характер самого підсилення, яке експоненціально зростає із потужністю помпування  $P_p$ .

Поведінка стоксової потужності  $P_s(z)$  завдяки зміні потужності монохроматичної накачки  $P_p(z)$  в будь-якій точці волокна  $z$  описується зв'язаними диференціальними рівняннями (4.2). В наближенні відсутності виснаження накачки аналітичний розв'язок системи рівнянь (4.2) можна записати у вигляді [67]:

$$P_s(L) = P_s(0) \exp(g_R P_p L_{eff} - \alpha_s L), \quad (4.3)$$

де  $L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha_p L)] / \alpha_p$  є ефективною довжиною волокна.

Джерелом формування когерентної стоксової хвилі в процесі ВКР є нелінійна поляризація  $P_i^{\alpha s} \propto \chi_{ijkl}^{(3)} E_j^p (E_k^p)^* E_l^s$ , де верхні індекси  $p$  і  $s$  амплітуд вектора електричного поля відносяться до накачки та стоксової хвилі, відповідно. Тому стоксова інтенсивність ВКР має залежність від інтенсивності хвилі помпування  $I^p \propto E_j^p (E_k^p)^*$  та буде зростати в процесі розповсюдження по волокну за умови фазового синхронізму між хвилею накачки і когерентною стоксовою хвилею  $E_l^s$  сигналу. Отже, величина  $g_R$  є коефіцієнтом підсилення когерентного сигналу при синхронному поповненню його потужності від когерентної хвилі помпування.

При розповсюдженні хвилі накачки вздовж волокна за рахунок СКР безперервно генеруються некогерентні стоксові хвилі, подальше ВКР підсилення яких створює оптичний шум у волоконному підсилювачі. Саме випадковий розподіл фаз у шумовій стоксовій хвилі для кожної фіксованої частоти  $\omega_s$  повинен призводити до помітного порушення умов фазового синхронізму з хвилею накачки. На основі цього ми припускаємо, що результатом такої фазової неузгодженості коефіцієнт ВКР підсилення стоксового шуму  $g_N$  може суттєво зменшуватись у порівнянні з  $g_R$ , тобто:

$$g_N = \eta g_R, \quad 0 < \eta < 1. \quad (4.4)$$

Нижче ми наводимо результати наших експериментальних досліджень підсилення стоксового шуму в одномодовому кварцовому волокні, які дозволяють кількісно визначити введений коефіцієнт ВКР підсилення стоксового шуму  $g_N$  та параметр  $\eta$ .

#### **4.3.1. Аналіз спектрів спонтанного випромінювання при зустрічному помпуванні**

В наших експериментах спектри спонтанного випромінювання досліджувались в режимі холостого ходу підсилювача, тобто при відсутності корисного сигналу. Запис спектрів здійснювався в діапазоні довжин хвиль 1450-1650 нм з роздільною здатністю 1 нм. Тому ми фіксували дуже інтенсивні лінії релеївського розсіяння, потужність яких на 3 порядки перевищувала інтегральну потужність повного стоксового спектру. Зауважимо, що для даної схеми підсилення абсолютне значення потужності виміряного оптичного шуму є максимальним. У разі витрат потужності помпування на підсилення сигналу в реальному підсилювачі потужність фонового шуму буде меншою. Це означає, що в режимі підсилення сигналу слід очікувати деякого покращення OSNR пропорційно до зазначеного зменшення потужності шуму.

В кожному спектрі стоксового випромінювання, що показано на рис.4.10, потужні лінії релеївського розсіяння видалені із зображення. На вертикальній осі вказані абсолютні значення потужності для спектральної ширини щілини спектроаналізатора в 1 нм для потужності помпування 100 мВт (рис. 4.10а) та 300 мВт (рис. 4.10б).

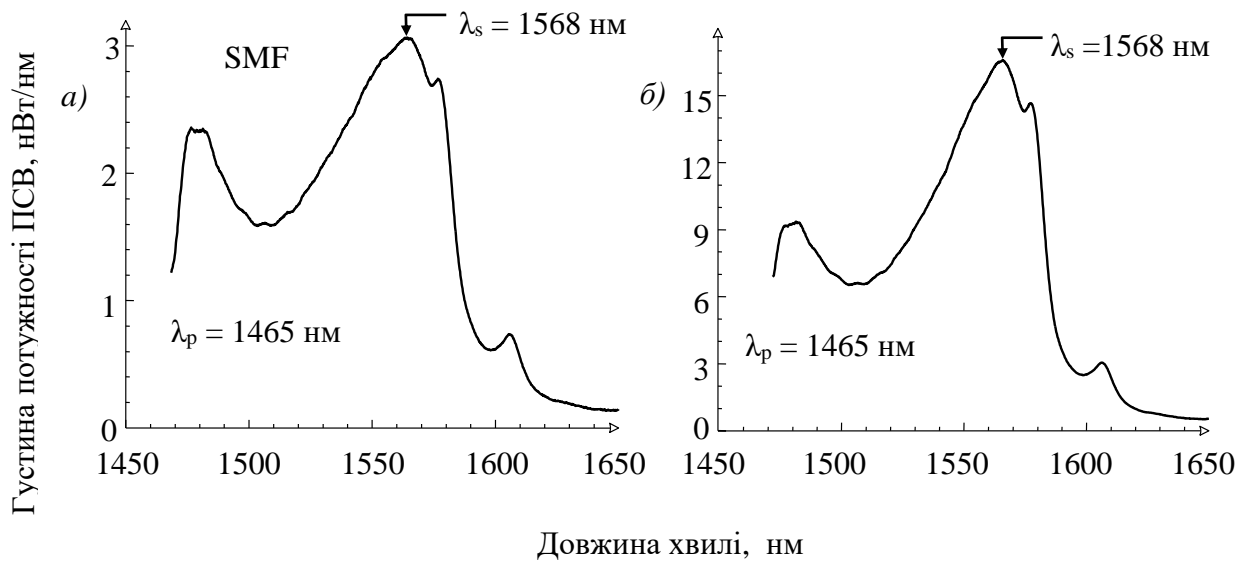


Рис. 4.10 Спектри спонтанного випромінювання з оберненим помпуванням SMF волокна за вхідної потужності 100 мВт (а) та 300 мВт (б) при відсутності когерентного сигналу.

Спектр, що наведений на рис. 4.10а, має щонайменше дві головні особливості. По-перше, інтегральна потужність стоксового континууму не перевищує  $\sim 10^{-3}$  від потужності ліній релеївського розсіяння. Таке співвідношення є характерним для чистого СКР, переріз якого не залежить від потужності збудження. По-друге, яскраво виражений локальний максимум в області довжин хвиль, що відповідає стоксовому зсуву до 6 ТГц, однозначно (див. рис.1.2) вказує на спонтанний характер КР при  $P_p = 100$  мВт. До того ж вимушене комбінаційне розсіювання носить пороговий характер і з'являється тільки при перевищенні певного критичного значення потужності накачування. Раніше в розділі 3 із умови компенсації власних оптичних втрат у деяких волокнах за рахунок ВКР підсилення нами були визначені порогові потужності помпування для ВКР. Зокрема, для досліджуваного волокна SMF поріг ВКР становить  $P_p^{th} \approx 120$  мВт для довжини хвилі 1550 нм [34]. Тому при вхідній потужності 100 мВт і наступним згасанням в процесі розповсюдження накачка

здатна генерувати в основному некогерентний стоковий шум вздовж всієї довжини волокна.

Однак при збільшенні потужності помпування втричі (зі 100 мВт до 300 мВт) вихідна потужність ПСВ зростає більш, ніж в 5 разів (рис. 4.10б). Крім того, інтенсивність піку у спектрі ПСВ в області менших довжин хвиль зменшується відносно основного піку потужності (максимум підсилення на довжині хвилі 1568 нм). Це безперечно вказує на те, що при накачці в 300 мВт характер підсилення оптичного шуму вже є суттєво нелінійним. На фоні спонтанного розсіювання починає проявлятися вимушене комбінаційне розсіювання, а оптичний шум підсилювача у вигляді ПСВ стає сумішшю спонтанного та вимушеного комбінаційного розсіювання. Перейдемо до розгляду динаміки формування ВКР за потужністю накачки.

#### 4.3.2. Динаміка формування ВКР за потужністю накачки

Ми проаналізували залежність вихідної потужності ПСВ від вхідної потужності помпування в діапазоні стокових зсувів 20-700  $\text{см}^{-1}$  для всіх використаних в експерименті потужностей хвилі накачки.

Оскільки при потужності помпування 100 мВт спектральний розподіл вихідної потужності ПСВ більш, ніж на 90% є профілем спонтанного комбінаційного розсіювання (СКР), то цей стоковий континуум без ВКР внеску ми використали для масштабування некогерентного оптичного шуму підсилювача при зміні потужності накачки. Це означає, що всі спектральні компоненти СКР, які змінюються пропорційно до потужності накачки, визначають рівень оптичного шуму при «вимкненому» ВКР підсиленні.

В результаті, відношення сумарного оптичного шуму  $P_{Nt}$  від СКР та ВКР до внеску  $P_{Ns}$  тільки від СКР можемо розглядати як параметр «on/off» підсилення шуму:  $G_{on-off} = P_{Nt} / P_{Ns}$ . Спектри «on/off» підсилення ПСВ  $G_{on-off}$

при надпорогових потужностях помпування з  $\lambda_p = 1465$  нм для типового діапазону робочих довжин хвиль підсилювача представлені на рис. 4.11.

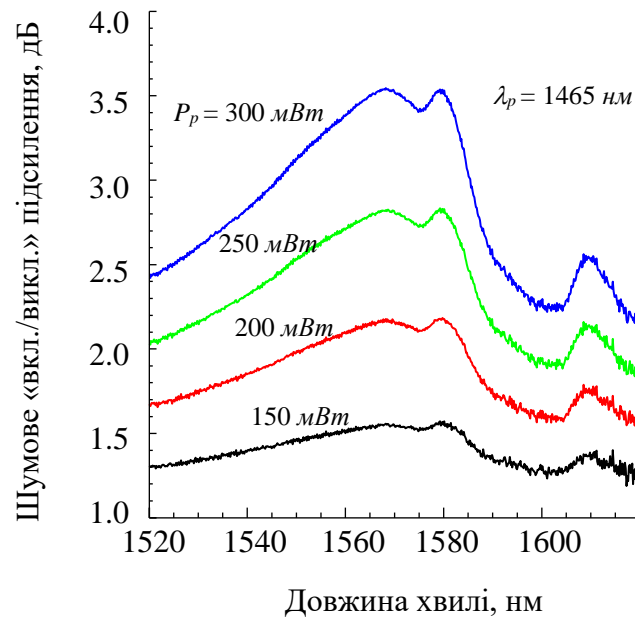


Рис. 4.11 Спектри «Вкл./Викл.» підсилення внутрішнього оптичного шуму в одномодовому кварцовому волокні при декількох потужностях помпування. Інтенсивність спонтанного комбінаційного розсіювання відповідає рівню 0 дБ.

При  $P_p = 300$  мВт, як бачимо, спектр підсилення досягає свого найбільшого значення в межах сумарного телекомунікаційного вікна C+L, яке становить 3,5 дБ на довжині хвилі 1568 нм.

Нагадаємо, що за умовами нашого експерименту ми реєструємо максимально можливу потужність ПСВ у всій смузі робочих довжин хвиль (див. рис. 4.10) і в режимі холостого ходу підсилювача. Якщо енергетичний ресурс підсилювача буде витрачатися на підсилення сигналів, то «on/off» підсилення ПСВ може тільки зменшуватися. Для інших довжин хвиль помпування, що використані в експерименті, максимуми та форма спектрів «on/off» підсилення ПСВ  $G_{on-off}$  цілком аналогічні до наведених на рис. 4.11 для  $\lambda_p = 1465$  нм за виключенням природного зміщення спектрів в сторону менших довжин хвилі

відповідно до зменшення  $\lambda_p$ . Тому отримана нами оцінка для «on/off» підсилення шуму  $G_{on-off} = 3,5$  дБ при  $P_p \leq 300$  мВт може розглядатися як верхня межа для SMF волокна в діапазоні довжин хвиль 1520-1620 нм.

Отже, навіть при максимальній потужності накачки підсилення оптичного шуму у SMF волокні лише трохи більше, ніж у 2 рази перевищує рівень СКР. Оскільки переріз СКР, як вже відмічалось, має типові значення  $\sigma_T \sim 10^{-6}$ , то енергетичними витратами накачки на підсилення шуму в усьому діапазоні потужностей помпування можна знехтувати. Це дозволяє при аналізі власних шумів ВКР підсилювача замість числового розв'язку системи диференціальних рівнянь (4.2) скористатися наближенням відсутності виснаження накачки та застосовувати аналітичні вирази (4.3), зокрема для кількісних оцінок коефіцієнта ВКР підсилення ПСВ та його спектрального профілю. Це підтверджено шляхом чисельного розв'язку системи рівнянь (4.2) за допомогою методу Рунге-Кутти четвертого порядку.

Крім того встановлено, що при  $P_p = 300$  мВт ВКР підсилення  $G_{on-off}$  когерентного сигналу ( $g_{Rmax} = 0,38$  Вт<sup>-1</sup>·км<sup>-1</sup>[67]) становить  $G_{on-off} = 8,3$  дБ і суттєво перевищує «on/off» підсилення шуму. Цей факт прямо вказує на різницю між коефіцієнтом підсилення шуму та  $g_N$  коефіцієнтом підсилення  $g_R$  когерентного сигналу. Для визначення абсолютних значень  $g_N$  за даними наших вимірювань ми проаналізували динаміку зростання окремої спектральної компоненти шуму в максимумі шумового спектру в залежності від потужності помпування. Ця залежність представлена на рис. 4.12 для виділеної спектральної компоненти на довжині хвилі 1568 нм, на якій накачка з  $\lambda_p = 1465$  нм дає максимум стоксового шуму. Точкова пряма лінія відповідає рівню спонтанного комбінаційного розсіювання (СКР), оскільки інтенсивність лінійного процесу СКР прямо пропорційно залежить від інтенсивності накачки. Пряма лінія рівня СКР, як зазначалось у п.1.2 розділу 1, виражає факт сталого поперечного перерізу СКР для кожного типу волокна. Числове значення перерізу СКР та нахил прямої на

рис. 4.12 визначається технологічними характеристиками волокна і матеріальними параметрами його серцевини.

Нелінійність кривої для густини потужності сумарного оптичного шуму  $P_{Nt}$  на рис. 4.12 зумовлена саме ефектом вимушеного комбінаційного розсіювання, який зростає на фоні спонтанного КР при збільшенні потужності накачки. Цілком природно, що при  $P_p \leq P_p^{th}$  обидві криві на рис. 4.12 мало відрізняються одна від іншої через майже повну відсутність ВКР. Дійсно при  $P_p = 100$  мВт загальна вихідна потужність оптичного шуму підсилувача на 93% являє собою спонтанне стоксове випромінювання. Вимушене комбінаційне розсіювання починає суттєво проявлятися при  $P_p > P_p^{th}$ , а при  $P_p = 300$  мВт ВКР-складова підсилення вже перевищує потужність СКР. Виділивши рівень СКР, ми можемо розділити вимірне значення густини потужності сумарного оптичного шуму  $P_{Nt}$  на дві компоненти: і) некогерентний шум з густиною потужності  $P_{Ns}$  (пряма на рис.4.12), який мав би підсилувач при уявно «вимкненому» підсиленні та іі) «чисте» підсилення шуму  $P_{Nt} - P_{Ns}$ , що відповідає області між суцільною кривою та точковою прямою на рис.4.12.

Формально процедуру розділення вказаних внесків ми провели за допомогою модельної функції:

$$P_{Nt}(x) = axe^{kx} + bx, \quad (4.5)$$

яка побудована на основі співвідношення (4.3) та показаних на рис.4.12 особливостей динаміки повної шумової густини потужності  $P_{Nt}$  від змінної  $x = P_p$ . Кутовий коефіцієнт прямої на рис.4.12 визначається сумою параметрів  $(a+b)$ , що очевидно, якщо покласти  $k = 0$  в (4.5). Згідно з (4.3) параметр  $k = g_N L_{eff}$ , де  $L_{eff} = 16,77$  км для SMF на  $\lambda_p = 1465$  нм.

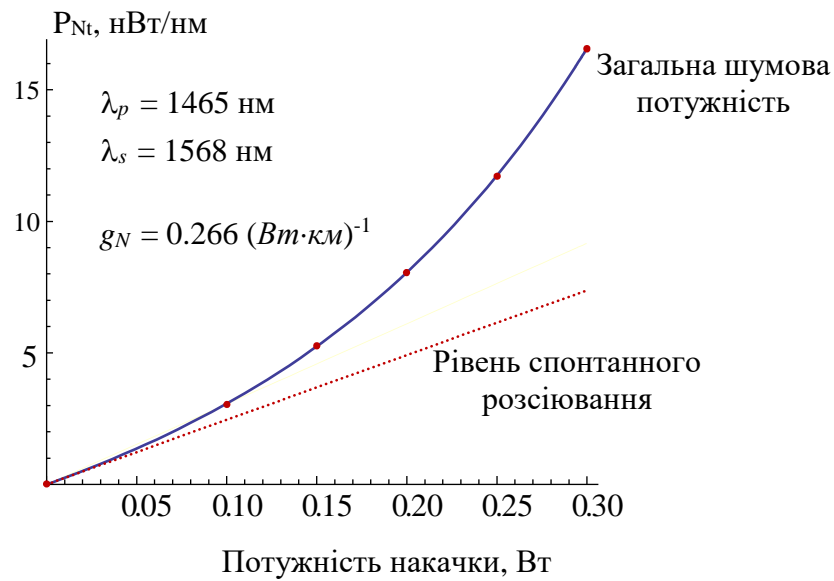


Рис. 4.12 Нелінійна апроксимація (суцільна лінія) наших експериментальних даних (чорні кружки) за рахунок модельної функції (4.5). Рівень вихідної потужності шуму при «вимкненому» ВКР підсиленні показана точковою прямою лінією.

Ми застосували стандартну процедуру нелінійної регресії для знаходження експоненціальної апроксимації, яка дає модельну функцію у формі (4.5); знайшли значення параметрів  $a$ ,  $b$ , та  $k$ , що забезпечують найкраще відтворення (суцільна крива) експериментальних даних, які показані на рис. 4.12 чорними кружками. Таким чином, на довжині хвилі максимального шуму, а саме  $\lambda_s = 1568$  нм нами отримано наступні параметри  $a$ ,  $b$ , та  $k$ :  $a = 10,94 \cdot 10^{-9}$  нм<sup>-1</sup>,  $b = 13,66 \cdot 10^{-9}$  нм<sup>-1</sup>, and  $k = 4,453$  Вт<sup>-1</sup>. Звідси, використовуючи значення ефективної довжини волокна  $L_{eff} = 16,77$  км шумовий коефіцієнт ВКР підсилення становить  $g_{Nmax} = 0,266$  Вт<sup>-1</sup>·км<sup>-1</sup>.

Аналогічний аналіз спектрів оптичного шуму ми провели для інших джерел помпування із повного набору довжин хвилі  $\lambda_p = 1425$  нм, 1435 нм, 1455 нм, 1465 нм, що використані в наших експериментах. Нехтуючи слабкими залежностями  $g_N \propto \lambda_s^3$  від стоксової довжини хвилі  $\lambda_s$ , а також дисперсією

ефективної площі взаємодії  $A_{eff}^{ps}$  та коефіцієнта заломлення  $n_p$  (див. рівн. (1.6)), отримане нами середнє значення  $g_{Nmax}$  за вимірами для всіх чотирьох  $\lambda_p$  складає:

$$g_{Nmax} = (0,23 \pm 0,03) \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}, \quad (4.6)$$

яке з точністю в 13% залишається постійним при стоксових зсувах максимуму ВКР підсилення від 1520 нм до 1570 нм, тобто в межах С-вікна прозорості волокна (див. рис. 4.10). Оскільки  $g_{Rmax} = 0,38 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$  [67], то згідно з (4.4) та (4.6) середнє значення коефіцієнта  $\eta = 0,6$ , тобто, з урахуванням похибки  $g_{Nmax}$  в (4.6),  $g_{Nmax}$  складає (52÷68)% від коефіцієнта підсилення когерентного сигналу  $g_{Rmax}$ .

Зауважимо, що експериментальні розподіли спектральної густини оптичного шуму реєструвались нами з роздільною здатністю та спектральною шириною вхідної щілини  $\Delta\lambda = 1$  нм. В межах діапазону С+L вікна таке значення  $\Delta\lambda$  відповідає частотній смузі  $\Delta\nu \approx 4 \text{ см}^{-1} = 1,2 \cdot 10^{11} \text{ Гц}$ . Тому коефіцієнти  $a$  і  $b$  можуть бути використані для визначення диференціального поперечного перерізу спонтанного комбінаційного розсіювання  $d\sigma_T / d\nu$ , де лінійну частоту  $\nu$  зручно вимірювати в ГГц ( $10^9 \text{ с}^{-1}$ ). Таким чином, ми отримали абсолютне значення величини  $d\sigma_T / d\nu = (a + b) = 24,6 \cdot 10^{-9} \text{ нм}^{-1} = 2,95 \cdot 10^{-6} \text{ ГГц}^{-1}$ .

Отже, представлений метод аналізу ПСВ, що генерується монохроматичною накачкою, дозволяє розділити виміряну величину оптичного шуму ВКРП на лінійну та нелінійну частини в залежності від потужності помпування. В результаті визначаються абсолютні значення як коефіцієнта ВКР підсилення шуму  $g_N$ , так і диференціальний поперечний переріз СКР  $d\sigma_T(\nu) / d\nu$  для відносно вузької смуги  $\Delta\nu \approx 120 \text{ ГГц}$ . Однак практичний інтерес представляє дослідження оптичного шуму ВКРП для С+L вікна, тобто для значно ширшого

діапазону частот  $\Delta\nu \sim 10$  ТГц із досить складним профілем коефіцієнта ВКР підсилення.

### 4.3.3. Профілі коефіцієнта ВКР підсилення сигналу та ПСВ

Профіль ВКР підсилення, як вже зазначалося в п.1.2 розділу 1, являє собою поперечний переріз при  $T = 0$  К і є інваріантом як при підсиленні когерентної хвилі сигналу, так і при підсиленні некогерентного шуму. Різниця між ними полягає в різних абсолютних значеннях  $g_{Rmax}$  та  $g_{Nmax}$ . Обидва профілі представлені на рис.4.13 в діапазоні стоксових зсувів 0-25,5 ТГц ( $0-850$   $\text{cm}^{-1}$ ).

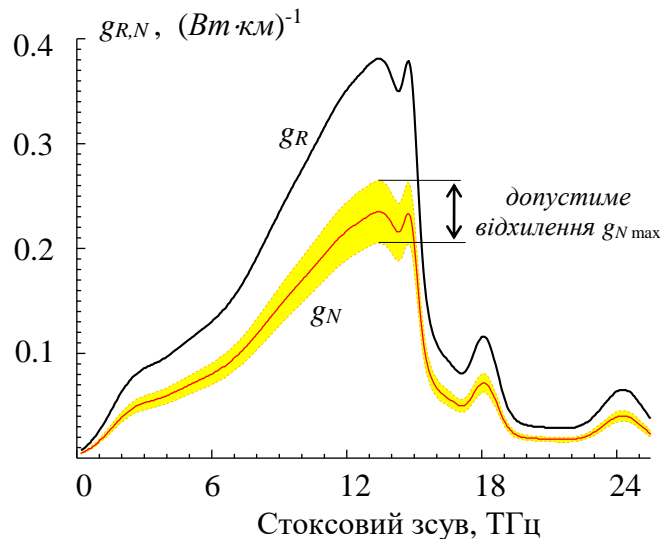


Рис. 4.13 Профіль ВКР підсилення для когерентного сигналу  $g_R(\nu)$  і для стохастичного шуму  $g_N(\nu)$ .

Різниця між  $g_R(\nu)$  та  $g_N(\nu)$  як видно із рис. 4.13 хоча і змінюється за абсолютною величиною, але зберігається у повному спектрі стоксових зсувів. В загальному випадку дані для  $g_R(\nu)$  та  $g_N(\nu)$  можуть бути використані для прямих розрахунків шумових параметрів ВКРП шляхом числового розв'язку системи зв'язаних рівнянь типу (4.2). Ця система зв'язаних рівнянь може містити понад сотню диференціальних рівнянь у випадку багатохвильової накачки та мультिकанальних сигналів, тобто в режимі реального робочого підсилення

розподілених ВКРП. Оскільки профіль підсилення входить у коефіцієнти всіх рівнянь, то точність його визначення, особливо для  $g_R(\nu)$ , може мати принципове значення для отримання правильного результату.

Зауважимо, що досить складний профіль вимірюного спектру  $g_R(\nu)$  із роботи [113] шляхом декомпозиції на окремі гаусові компоненти може бути представлений в аналітичному вигляді з високою точністю. Параметри декомпозиції були наведені нами раніше в [29] та використані для рис.4.13.

Однак для кількісного аналізу шумових властивостей ВКРП доцільно провести розрахунки для підсилення окремого сигналу.

#### 4.4. Кількісний аналіз шумових параметрів ВКРП

Аналіз основних шумових параметрів ВКРП, а саме відношення сигнал/шум та коефіцієнта шуму можна провести для окремої хвилі когерентного сигналу шляхом прямих обчислень з використанням наших експериментальних даних. Обидва коефіцієнти підсилення та спектральну густину власного шуму можна вважати сталими у відносно вузькій смузі FRA  $\Delta\nu \leq 120$  ГГц, для якої нами вже виміряна загальна вихідна потужність стокового шуму  $P_{Nt}$ . Нехай сигнал на вході волокна при  $z=0$  має потужність  $P_s^{in} = P_s(0)$ , а в зазначеній смузі ВКРП  $\Delta\nu$  загальна потужність вхідного шуму  $P_n^{in} = P_N(0)$ . Тоді після ВКР підсилення у волокні довжиною  $L$  вихідною потужністю сигналу є  $P_s^{out} = P_s(L)$ . Повна шумова потужність є сумою  $P_n^{out} = P_N(L) + P_{Nt}$ , де вихідна власна потужність шуму  $P_{Nt}$  є вимірюною і може бути розділена на два компоненти згідно рівняння (4.5). Ми визначаємо вихідні потужності  $P_s(L)$  та  $P_N(L)$  з використанням коефіцієнтів  $g_R$  і  $g_N$  у рівнянні (4.3) для сигналу та шуму, відповідно. Зокрема, сигнальна вихідна оптична потужність є  $P_s^{out} = P_s(L) = P_s(0)e^{g_R P_p L_{eff} - \alpha_s L}$ , а шумова  $P_n^{out}$  виражається через  $P_N(0)$  як:

$$P_n^{out} = P_N(0)e^{g_N P_p L_{eff} - \alpha_S L} \left\{ 1 + \frac{P_p}{P_N(0)} \left( a + b e^{-g_N P_p L_{eff}} \right) e^{\alpha_S L} \right\} = P_N(0)e^{g_N P_p L_{eff} - \alpha_S L} \left( 1 + \frac{C_N}{P_N(0)} \right). \quad (4.7)$$

В результаті, беручи до уваги різницю між величинами  $g_R$  та  $g_N$  вираз для коефіцієнта шуму (1.22) набуває наступного вигляду:

$$NF = \frac{OSNR_{in}}{OSNR_{out}} = \left( 1 + \frac{C_N}{P_N(0)} \right) \cdot \exp[(g_N - g_R)P_p L_{eff}]. \quad (4.8)$$

Отже, вираз (4.8) для  $NF$ , що враховує головні особливості нелінійної природи ВКР підсилення у ВКРП, містить 2 множники, які доцільно розглянути окремо. Зауважимо, що при  $g_N \leq g_R$  експоненціальний множник  $\leq 1$ , а шуми ВКРП і його  $NF$  будуть максимальними при  $g_N = g_R$ .

Фізичний зміст параметра  $C_N$  – це приведена до входу волокна ефективна потужність всього оптичного шуму в середині ВКРП. Ефективну потужність  $C_N$ , що містить лише параметри ВКРП, можна обчислити на базі вимірних значень і вона має наступне аналітичне представлення:

$$C_N = P_p \left( a + b e^{-g_N P_p L_{eff}} \right) e^{\alpha_S L} = P_{Nt} e^{\alpha_S L - g_N P_p L_{eff}}, \quad (4.9)$$

а її числове значення для заданих  $P_p$  та  $g_N$  можна легко обчислити за допомогою або констант  $a$  і  $b$  [див. рівняння (4.5)], або при безпосередньому вимірюванні  $P_{Nt}$  для кожного заданого значення потужності накачки  $P_p$ .

Якщо  $g_N = g_R$ , то рівність (4.8) максимально спрощується:  $NF = [1 + C_N/P_N(0)]$ . За таких умов «квантова межа» ВКРП відповідає умові

$\gamma \cdot C_N = 1$  і це дає можливість оцінити загальну потужність вхідного шуму  $P_N(0)$  та динаміку її зміни від  $P_p$  за допомогою співвідношення:

$$P_N(0) = P_{Ns} \exp(-g_R P_p L_{eff} + \alpha_S L),$$

де враховано, що  $g_N = g_R$ .

Прямі обчислення основних шумових параметрів – коефіцієнт шуму  $NF$  та параметр імовірності бітових помилок  $BER$  у ВКРП на основі волокна з чистого кварцу довжиною 50 км для двох потужностей зворотної накачки ми наводимо в таблиці 4.1. Для типових значень потужності сигналу на вході волокна  $P_S(0) = 1$  мВт (0 дБм), що зазвичай застосовуються на практиці, абсолютне значення вхідної потужності шуму в дБм чисельно дорівнює вхідному  $OSNR$  в дБ, тобто  $OSNR_{in}[\text{дБ}] = -P_N(0)[\text{дБм}]$ . В колонках 3 та 5 таблиці 4.1 наведено  $BER$  на виході ВКРП для потужностей помпування 100 мВт та 300 мВт, відповідно.

При аналізі даних, що наведені в таблиці 4.1, доцільно звернути увагу на два важливих випадки реалізації ВКР підсилення: (i)  $BER \leq 10^{-12}$  та (ii)  $NF = 3$  дБ.

- (i) у цьому випадку  $NF < 0,01$  дБ при  $P_p = 100$  мВт та  $NF \leq 0,04$  дБ при  $P_p = 300$  мВт. Такі значення  $NF$  дозволяють класифікувати підсилювач на ефекті вимушеного комбінаційного розсіювання світла як надмалошумний підсилювач з надзвичайно малою шумовою температурою  $T_n < 1$  К.
- (ii) у цьому випадку рівень коефіцієнта шуму  $NF$  в 3 дБ досягається при  $OSNR_{in} = 50,6$  дБ для потужності помпування  $P_p = 100$  мВт і  $OSNR_{in} = 43,2$  дБ для  $P_p = 300$  мВт. За таких значень коефіцієнта відношення сигнал/шум  $BER = 0$  ( $BER \ll 10^{-300}$ ), тобто підсилювач також не впливає на практично повну достовірність передачі даних.

Таблиця 4.1

Коефіцієнт шуму  $NF$  і параметр ймовірності появи бітових помилок  $BER$  ВКР підсилувача на волокні з чистого кварцу ( $L = 50$  км) для двох потужностей накачки. Вхідна потужність сигналу  $P_S(0) = 1$  мВт, а  $OSNR_{in}[\text{дБ}] = -P_N(0)[\text{дБм}]$ .

$P_N(0),$ $-\text{дБм}$	$P_p = 100$ мВт		$P_p = 300$ мВт	
	$NF, \text{дБ}$	$BER$	$NF, \text{дБ}$	$BER$
1	2	3	4	5
18	0,002	$4 \cdot 10^{-5}$	0,013	$4 \cdot 10^{-5}$
19	0,003	$4 \cdot 10^{-6}$	0,016	$4 \cdot 10^{-6}$
20	0,004	$3 \cdot 10^{-7}$	0,020	$3 \cdot 10^{-7}$
21	0,005	$10^{-8}$	0,026	$10^{-8}$
21,5	0,005	$10^{-9}$	0,029	$2 \cdot 10^{-9}$
22	0,006	$2 \cdot 10^{-10}$	0,032	$2 \cdot 10^{-10}$
22,5	0,007	$10^{-11}$	0,036	$2 \cdot 10^{-11}$
23	0,008	$9 \cdot 10^{-13}$	0,041	$10^{-12}$
23,5	0,008	$4 \cdot 10^{-14}$	0,046	$5 \cdot 10^{-14}$
24	0,009	$10^{-15}$	0,051	$2 \cdot 10^{-15}$
25	0,012	$3 \cdot 10^{-19}$	0,064	$5 \cdot 10^{-19}$
27	0,02	$3 \cdot 10^{-29}$	0,101	$9 \cdot 10^{-29}$
30	0,04	$4 \cdot 10^{-56}$	0,200	$4 \cdot 10^{-54}$
35	0,12	$10^{-169}$	0,602	$6 \cdot 10^{-152}$
40	0,36	0	1,675	0
50	2,7	0	7,563	0
	$NF = 3$ дБ при $OSNR_{in} = 50,6$ дБ		$NF = 3$ дБ при $OSNR_{in} = 43,2$ дБ	

Отже, в обох розглянутих випадках власний шум ВКРП не порушує достовірність передачі даних у 50-км волокні SMF, навіть при  $NF > 3$  дБ. З іншого боку, при робочих потужностях помпування  $\sim 300$  мВт реальний коефіцієнт шуму може приймати значення, що є значно нижчі від «квантового порогу» 3 дБ. Крім того, дані із таблиці 1 свідчать про можливість суттєвого подовження волоконної лінії до  $L \sim 190$  км із одночасним забезпеченням  $B_{er} \leq 10^{-12}$  при такій же потужності сигналу  $P_s(0) = 1$  мВт (0 дБм).

Тут важливо зазначити, що, хоча наведені результати вимірювань вихідної потужності шуму ВКРП за допомогою (4.8) однозначно визначають величину  $NF$ , проте коефіцієнт шуму підсилювача залежить як від потужності помпування  $P_p$ , так і від довжини  $L$  ділянки, на якій це підсилення реалізоване. Саме особливості розподіленого підсилення у ВКРП та його нелінійність за потужністю помпування  $P_p$  не дозволяють використовувати  $NF$  як узагальнюючий параметр волоконних ВКР підсилювачів на відміну від електронних пристроїв. В конкретній реалізації ВКР підсилення значення  $NF$  саме по собі ще не визначає  $BER$  загальної лінії передачі без визначення її довжини  $L$  та відношення потужності помпування  $P_p$  до вхідної потужності шуму. Крім того, унікальна особливість нелінійного підсилення ВКРП, що проявляються у перевищенні підсилення потужного когерентного сигналу  $g_R$  над підсиленням  $g_N$  слабкого стохастичного оптичного шуму, може давати значення  $NF < 1$ . В такому випадку на виході волокна довжиною в 50 км буде спостерігатися не тільки не зменшення оптичного відношення сигнал/шум, а й помітне його збільшення. Однак, незважаючи на неоднозначність параметра  $NF$  для ВКРП, вихідну  $BER$ , як бачимо, можна легко обчислити за даними прямих вимірювань вихідної потужності оптичного шуму в режимі холостого ходу ВКРП.

Таким чином, оптичний коефіцієнт шуму в робочому режимі реального ВКРП може мати рівень суттєво нижчий за встановлену раніше межу в 3 дБ.

Саме це знімає зазначене вище протиріччя між сучасною теорією та багатьма експериментальними роботами.

На останок зауважимо, що кількісний аналіз шумових властивостей ВКРП був здійснений з використанням найпростішої моделі підсилення одинарної хвилі сигналу у відносно вузькій частотній смузі. Проте, ми припускаємо, що досліджені особливості шуму ВКР підсилювача завдяки розподіленому підсиленні та нелінійності можуть бути корисними в більш загальних випадках.

#### **4.5. Висновки до четвертого розділу**

З використанням описаної раніше системи зв'язаних диференціальних рівнянь було розраховано спектр стоксового оптичного шуму при відсутності сигналу у волокні SMF зі зворотною накачкою та порівняно з вимірними даними. При цьому в обчисленнях враховано, що шум (підсилене спонтанне випромінювання) також відсутній на вході волокна. Для вибраних трьох довжин хвиль сигналу спостерігається співпадіння розрахованих потужностей ПСВ з потужностями, отриманими експериментально. Таким чином, система рівнянь розподілу оптичних потужностей вздовж волокна є цілком придатним інструментом для опису сигнал-шумового ВКР підсилення.

Детальний аналіз шумових властивостей розподіленого КР підсилення у 50-км відрізьку одномодового волокна SMF дає наступні результати:

1. На основі результатів розрахунків та лабораторних вимірювань показано, що оптичний сигнал завдяки вимушеному комбінаційному розсіюванні підсилюється краще за стоксове ПСВ. Зокрема, «on-off» ВКР підсилення для сигналу на довжині хвилі 1566 нм становить 6,4 дБ. На противагу цьому, для стоксового шуму підсилення не перевищує 2,54 дБ при накачці, потужність якої на вході у волокно становить 300 мВт.

2. На основі експериментальних даних розраховано коефіцієнт ВКР підсилення шуму ПСВ, максимум якого становить  $0,23 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$ , що свідчить про його відмінність від сигнального коефіцієнта підсилення ВКР.
3. Показано, що оптичний коефіцієнт шуму в робочому режимі реального ВКР підсилювача може змінюватись в широких межах, зокрема він може бути суттєво меншим за квантовий ліміт в 3 дБ.
4. Запропоновано методику визначення дійсного значення коефіцієнта частоти появи бітових помилок *BER*, яка може бути застосована для загального аналізу шумових характеристик.

Отримані результати пояснюють покращення шумових параметрів на виході розподіленого волоконного ВКРП по відношенню до його вхідних параметрів.

## ВИСНОВКИ

1. За даними експериментальних досліджень встановлено, що підсилення оптичного сигналу при вимушеному комбінаційному розсіюванні на 50-ти кілометровій ділянці одномодового кварцового волокна в 2-3 рази більше за стокове ПСВ. Показано, що максимум профілю ВКР підсилення для оптичного шуму не перевищує 60 % відповідного максимуму коефіцієнта підсилення когерентного сигналу. Експериментально доведено, що реальний коефіцієнт шуму ВКР підсилювача може бути меншим 3 дБ в широкому діапазоні довжин хвиль (до 100 нм) при потужності помпування в кілька сотень міліват.

2. Показано, що при розширенні смуги підсилення понад 10 ТГц дисперсія оптичних втрат одномодових кварцових волокон відіграє суттєву роль та приводить до значного зменшення розрахункової смуги підсилення, що перебиває телекомунікаційні вікна прозорості S+C+L: для типового волокна SMF – ширина миттєвої смуги підсилення зменшується на 0,9 ТГц, для волокна TrueWaveRS™ – близько на 1,2 ТГц, а для волокна DCF – на 2,6 ТГц

3. З'ясовано, що при аналітичному відтворенні профілю ВКР підсилення в діапазоні стокових зсувів до 20 ТГц, оптимальна кількість спектральних гаусових компонент не перевищує 10 для всіх типів досліджуваних волокон. Доведено можливість синтезу розширеної смуги підсилення до 100 нм зі зменшеними як нерівномірністю підсилення до 0,7 дБ, так і сумарною потужністю накачування.

4. Запропоновано нову методику визначення імовірності появи бітових помилок, що базується на прямих вимірюваннях вихідної потужності оптичного шуму в холостому режимі ВКРП. Метод дозволяє визначити оптичний коефіцієнт шуму для будь-якої заданої ділянки волокна при розподіленому підсиленні когерентного сигналу на фоні стокового шуму та може бути корисним для узагальненого аналізу шумових характеристик ВКРП.

## Додаток А

### Параметри спектральної декомпозиції

#### А.1 7-компонентна гаусова спектральна декомпозиція

Таблиця А.1

**Коефіцієнти гаусової спектральної декомпозиції профілю коефіцієнта ВКР підсилення у волокні DCF**

Порядковий номер компоненти	$A_i$	$\omega_{v,i}, \text{cm}^{-1}$	$\Gamma_i, \text{cm}^{-1}$
1	0,501	342	143
2	0,124	75	53
3	0,177	146	87
4	0,683	451	86
5	0,112	487	26
6	0,167	585	39
7	0,168	674	108

#### А.2 7-компонентна лоренцева спектральна декомпозиція

Таблиця А.2

**Коефіцієнти лоренцевої спектральної декомпозиції профілю коефіцієнта ВКР підсилення у волокні DCF**

Порядковий номер компоненти	$A_i$	$\omega_{v,i}, \text{cm}^{-1}$	$\gamma_i, \text{cm}^{-1}$
1	21	257	243
2	8	107	114
3	47	391	176
4	24	446	105
5	8	488	57
6	4	588	64
7	4	698	116

### А.3 7-компонентна осциляторна спектральна декомпозиція

Таблиця А.3

Коефіцієнти осциляторної спектральної декомпозиції профілю коефіцієнта ВКР підсилення у волокні DCF

Порядковий номер компоненти	$A_i$	$\omega_{v,i}, \text{см}^{-1}$	$\Gamma_i, \text{см}^{-1}$
1	0,151	131	195
2	0,250	348	316
3	0,457	406	149
4	0,405	451	95
5	0,307	489	58
6	0,134	589	65
7	0,072	700	115

### А.4 7-компонентна гаусово-лоренцева спектральна декомпозиція

Таблиця А.4

Коефіцієнти спектральної декомпозиції профілю коефіцієнта ВКР підсилення у волокні DCF на основі суперпозиції функцій Гауса та Лоренца: Г – гаусіан, Л - лоренціан

Порядковий номер компоненти	$A_i$	$\omega_{v,i}, \text{см}^{-1}$	$\Gamma_i, \text{см}^{-1}$
1 Г	0,206	220	125
2 Г	0,145	91	63
3 Л	7	487	64
4 Г	0,796	435	89
5 Л	25	325	170
6 Л	13	678	177
7 Г	0,174	585	41

### А.5 12-компонентна гаусова спектральна декомпозиція

Таблиця А.5

Коефіцієнти гаусової спектральної декомпозиції профілю коефіцієнта ВКР підсилення у волокні SMF

Порядковий номер компоненти	$A_i$	$\omega_{v,i}, \text{см}^{-1}$	$\Gamma_i, \text{см}^{-1}$
1	0,105	79	49
2	0,175	158	85
3	0,759	372	151
4	0,258	432	55
5	0,247	469	32
6	0,356	495	14
7	0,071	603	10
8	0,136	606	32
9	0,068	734	242
10	0,110	810	42
11	0,048	1077	60
12	0,032	1221	79

### А.6 9-компонентна гаусова спектральна декомпозиція

Таблиця А.6

Коефіцієнти гаусової декомпозиції обмеженого спектру профілю коефіцієнта ВКР підсилення у волокні SMF

Порядковий номер компоненти	$A_i$	$\omega_{v,i}, \text{см}^{-1}$	$\Gamma_i, \text{см}^{-1}$
1	0,105	79	49
2	0,174	158	85
3	0,759	373	152
4	0,257	432	55
5	0,246	470	32
6	0,256	495	14
7	0,073	603	10
8	0,137	606	33
9	0,083	837	302

## Додаток В

## Миттєва смуга підсилення сигналу в TrueWaveRS™

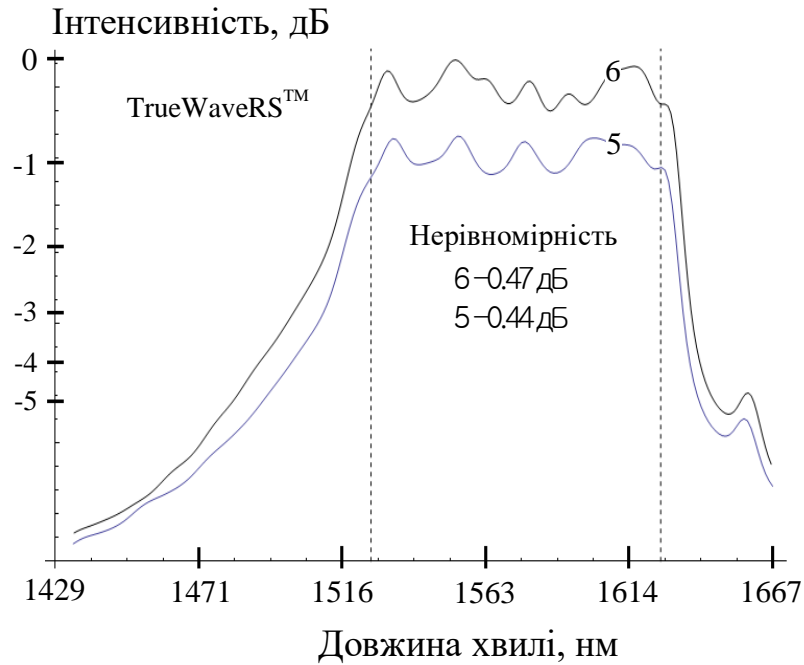


Рис. В.1 П'ятипрофільна розрахована миттєва смуга підсилення в межах С+L-вікна прозорості в порівнянні з шестипрофільною у кварцовому волокні TrueWaveRS™

**СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ**

1. Stolen R.H. Raman Oscillation in Glass Optical Waveguide / R.H. Stolen, E.P. Ippen, A.R. Tynes // *Appl. Phys. Lett.* – 1972. – Vol.20. – №2. – P.62-64.
2. Pump interactions in a 100-nm bandwidth Raman amplifier / H. Kidorf, K. Rottwitt, M. Nissov et al. // *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 1999. – Vol.11. – №5. – P.530-532.
3. Коротков П.А. ВКР підсилення світла в одномодових кварцових волокнах / П.А. Коротков, Г.С. Фелінський // *УФЖ. Огляди.* – 2009 – Т.5. – №2. – С.103-169.
4. Raman Amplifiers for Telecommunications 2: Sub-systems and Systems / Edited by M.N. Islam – New York: Springer-Verlag, 2004. – 732 p.
5. High Capacity/Spectral Efficiency 101.7-Tb/s WDM Transmission Using PDM-128QAM-OFDM Over 165-km SSMF Within C- and L-Bands / D. Qian, M.-F. Huang, E. Ip et al. // *J. Light. Techn.* – 2012. – Vol.30. – №10. – P.1540-1548.
6. Optimum Signal Wavelength for a Distributed Erbium-Doped fiber amplifier / K. Rottwitt, J.H. Povlsen, A. Bjarklev et al. // *IEEE Phot. Techn. Lett.* – 1992. – Vol.4. – №7. – P.714-717.
7. Aljaff P.M. Design Optimization for Efficient Erbium-Doped Fiber Amplifiers / P.M. Aljaff, B.O. Rasheed // *World Ac. Sci. Eng. Techn.* – 2008. – Vol.46. – P.40-43.
8. Experimental Investigation of Inter-Band Raman Effect on S+L Band Non-Dispersion-Compensated WDM Transmission over Ultra Low Slope NZ-DSF / Y. Emori, N. Kumano, K. Mukasa et al. // *Proc. ECOC 2005.* – 2005. – Vol.3. – P.425-426.
9. Emami F. Theoretical optimum designation of distributed Raman amplifiers in different media / F. Emami, A.H. Jafari // *WSEAS Trans. on Comm.* – 2009. – Vol.8. – №2. – P.249-258.

10. Singh S.P. Distributed Raman fiber amplifier for S-band / S.P. Singh, R.S. Singh // J. OAM-RC. – 2012. – Vol.6. – №11-12. – P.1157-1159.
11. Bromage J. A method to predict the Raman gain spectra of germanosilicate fibers with arbitrary index profiles / J. Bromage, K. Rottwitt, M.E. Lines // IEEE Photon. Technol. Lett. – 2002. – Vol.14. – №1. – P.24-26.
12. Scaling of the Raman gain coefficient: Applications to germanosilicate fibers / K. Rottwitt, J. Bromage, A.J. Stentz et al. // J. Lightwave Techn. – 2003. – Vol.21. – №7. – P.1652-1662.
13. Raman K. Reduction of noise in fiber optic Raman amplifier / K. Raman // Inter. J. Comp. Sci. Techn. – 2010. – Vol.1. – №1. – P.64-66.
14. Aquea S.L. Flat-gain DFRA design considering pump-to-pump FWM / S.L. Aquea, R. Olivares, B.D. Feris // Proc. of 3<sup>rd</sup> FOAN'2012. – 2012. – P.583-586.
15. Weighted undepleted pump model for broadband counter-pumped Raman fiber amplifiers / J.M. Ferreira, R. Nogueira, P. Monteiro, A.N. Pinto // J. Opt. Comm. Netw. – 2012. – Vol.4. – №8. – P.595-602.
16. Rayleigh Scattering Limitations in Distributed Raman Pre-Amplifiers / P.B. Hansen, L. Eskildsen, A.J. Stentz et al. // IEEE Photon. Techn. Lett. – 1998. – Vol.10. – №1. – P.159-161.
17. Raman amplification in fiber optical communication systems / Edited by C. Headley and G.P. Agrawal – San Diego. CA: Elsevier Academic Press, 2005. – 374 p.
18. Shirgurkar A. Transoceanic Networks for 44 Gb/s WDM Transmission using  $\pi/2$  Alternate-Phase RZ Modulation Format / A. Shirgurkar, M.I. Hayee // ISAST Trans. Comm. Netw. – 2008. – Vol.2. – №1. – P.36-41.
19. Uddin M.N. Comparison of the Optical Signal-to-Noise Ratio (SNR) WDM EDFA Chains for different Light Sources / M.N. Uddin, A.K. Saha // AIUB J. Sci. Engin. – 2009. – Vol.8. – №1. – P.77-81.

20. SNR improvement in EDFA repeaters using cascaded optical fiber grating couplers / H. Yokota, K. Kamoto, J. Igarashi et al. // Proc. in OFC Techn. Dig. OSA – 2001. – Vol.3. – P.1-3.
21. Henry C.H. Quantum noise in photonics / C.H. Henry, R.F. Kazarinov // Rev. Mod. Phys. – 1996. – Vol.68. – №3. – P.801-853.
22. Haus H.A. Noise figure definition valid from RF to optical frequencies / H.A. Haus // IEEE J. Select. Topics Quantum Electron. – 2000. – Vol.6. – №2. – P.240-247.
23. Yamamoto Y. Noise in amplifiers / Y. Yamamoto, K. Inoue // J. Light Techn. – 2003. – Vol.21. – №11. – P.2895-2915.
24. Islam M.N. Raman amplifiers for telecommunications / M.N. Islam // IEEE J. Select. Topics Quantum Electron. – 2002. – Vol.8. – №3. – P.548-559.
25. Demonstration of 16×10 Gb/s WDM Transmissions Over 5×80 km Using Gain-Clamped Semiconductor Optical Amplifiers in Combination With Distributed Raman Fiber Amplifiers as Inline Amplifiers Under Dynamic Add-Drop Situations / H.H Lee, D.D. Seo, D. Lee et al. // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2003. – Vol.15. – №11. – P.1621-1623.
26. Дирів М.Я. Моделювання профілю ВКР підсилення в одномодовому волокні із компенсованою дисперсією / М.Я. Дирів, П.А. Коротков, Г.С. Фелінський // «Лашкарьовські читання – 2012». – 2012. – С. 7-8.
27. Дирів М.Я. Моделювання профілю ВКР підсилення в одномодових волокнах / М.Я. Дирів, П.А. Коротков, Г.С. Фелінський // НТ МІС4Е: Міжнар. наук. конф.. – 2012. – С.78-80.
28. Дирів М.Я. Моделювання профілю ВКР підсилення в одномодових волокнах / М.Я. Дирів, П.А. Коротков, Г.С. Фелінський // Науковий вісник КУЕІТУ. Нові технології – 2012. – В. 35. – №1. – С.39-43.
29. Dyryv M. Raman gain profile simulation in single-mode fibers using spectral decomposition / M. Dyryv, P. Korotkov, G. Felinskyi // Вісник Київського

національного університету імені Тараса Шевченка. Серія: Радіофізика і електроніка. – 2012. – В. 18. – С.15-17.

30. Dyryv M.Y. Optimal spectral decomposition of raman gain profile using time response test / M.Y. Dyryv, G.S. Felinskyi, P.A. Korotkov // Proc. 6th Int. Conf. on Advanced Optoelectronics and Lasers – 2013. – P.278-280.

31. Dyryv M.Y. Synthesis and optimization of Raman amplifier multiple pumping bandwidth in C+L telecommunication window in DCF and TrueWaveRS™ / M.Y. Dyryv, G.S. Felinskyi, P.A. Korotkov // Proc. Electronics and Applied Physics: VIII Inter. Conf., 2012. – 2012. – P.33-34.

32. Dyryv M.Y. Wideband Raman amplification correction of threshold pump power in single-mode DCF / M.Y. Dyryv, G.S. Felinskyi, P.A. Korotkov // Proc. XIII<sup>th</sup> Inter. Young Scientists' Conf. on Appl. Ph. – 2013. – P.33-34.

33. Felinskyi G.S. Effect of optical losses irregularity on wideband fiber Raman amplification for total telecom window in silica fibers / G.S. Felinskyi, M.Y. Dyryv, P.A. Korotkov // Sem. Phys. Quant. Electr. Opt. – 2013. – Vol.16. – №2. – P.117-122.

34. Dyryv M.Y. Fiber attenuation irregularities and simulation of Raman amplification and / M.Y. Dyryv, G.S. Felinskyi, P.A. Korotkov // Proc. 12th Int. Conf. Laser and Fiber-Optical Networks Modeling – 2013. – P.44-46.

35. Дирів М.Я. Оптимізація повної смуги підсилення світла в одномодовому волокні TrueWaveRS™ / М.Я. Дирів, П.А. Коротков, Г.С. Фелінський // Вісник Запорізького національного університету. Серія: фізико-математичні науки – 2013. – №1. – С.9-16.

36. Dyryv M.Y. Signal Raman amplification and real noise figure in SMF with backward pumping / M.Y. Dyryv, G.S. Felinskyi, P.A. Korotkov // Proc. XXXIV<sup>th</sup> Inter. Sci. Conf. Electr. and Nanotech. – 2014. – P.471-473.

37. Dyryv M.Y. Noise properties at ordinary signal propagation in distributed Raman amplifier / M.Y. Dyryv, G.S. Felinskyi // XIV<sup>th</sup> Inter. Young Scientists' Conf. on Appl. Ph. – 2014. – P.27-29.

38. Felinskyi G. Optical Noise Measurement and Signal Gain Simulation in Counter-pumped Fiber Raman Amplifier / G. Felinskyi, M. Dyriv // *Inter. J. Microwave Opt. Techn.* – 2014. – Vol.9. – №4. – P.333-337.
39. Felinskyi G. Signal-to-noise analysis in a counter-pumped fiber Raman amplifier / G. Felinskyi, M. Dyriv // *Optica Applicata* – 2014. – Vol.44. – №4. – P.493-501.
40. Felinskyi G. Noise Suppression Phenomenon in Fiber Raman Amplifier / G. Felinskyi, M. Dyriv // *Measurement Sci. Rev.* – 2015. – Vol.15. – №3. – P.107-110.
41. Felinskyi G.S. Noise Gain Features of Fiber Raman Amplifier / G.S. Felinskyi, M.Y. Dyriv // *Advances in OptoElectronics* – 2016. – Vol.2016. – 7 p.
42. Woodbury E.J. Ruby laser operation in the near IR / E.J. Woodbury, W.K. Ng // *Proc. IRE (Correspondence)* – 1962. – Vol.50. – P.2367-2368.
43. Stimulated Raman Emission in a Normal Ruby Laser / M. Geller, D.P. Bortfeld, W.R. Sooy, E.J. Woodbury // *Proc. IEEE (Correspondence)* – 1963. – P.1236-1237.
44. Убайдуллаев Р.Р. Волоконно-оптические сети / Р.Р. Убайдуллаев – М.: Эко-Трендз, 2001. – 267 с.
45. Григоруку В.І. Нелінійні та лазерні процеси в оптичних волокнах / В.І. Григоруку, П.А. Коротков, Г.С. Фелінський – К.: Видавничо-поліграфічний центр „Київський університет”, 2008. – 576 с.
46. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика / Г. Агравал (Пер. с англ. под общей редакцией П.В. Мамышева) – М.: Мир, 1996. – 323 с., ил.
47. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики / И.Р. Шен (Пер. с англ. под ред. А.С. Ахманова) – М.: Наука, 1989. – 560 с.
48. Коротков П.А. Волоконні ВКР лазери неперервної дії / П.А. Коротков, Г.С. Фелінський // *УФЖ. Огляди.* – 2006 – Т.3. – №2. – С.126-151.
49. Tran C.D. Characterization of an Erbium-Doped Fiber Amplifier as a Light Source and Development of a Near-Infrared Spectrophotometer Based on the

EDFA and an Acoustooptic Tunable Filter / C.D. Tran, G.-H. Gao // *Analytical Chemistry* – 1996. – Vol.68. – №13. – P.2264-2269.

50. Lodro M.M. 32-Channel DWDM System Design and Simulation by Using EDFA with DCF and Raman Amplifiers / M.M. Lodro, M.A. Joyo // *Proc. Inter. Conf. Inf. Comp. Netw.* – 2012. – Vol.27. – P.216-220.

51. Why Raman amplification? / M. Alouini, D. Dolfi, T. Merlet et al. // *Proc. IEEE* – 2008. – P.322-325.

52. Волоконный ВКР-усилитель на длину волны 1.65 мкм / А.С. Курков, В.М. Парамонов, О.Н. Егорова и др. // *Квантовая электроника* – 2002. – Т.32. – №8. – С.747-750.

53. Rivero C.A. High gain/broadband oxide glasses for next generation Raman amplifiers: a diss. for the degree of PhD / Clara A. Rivero; Univ. of Central Florida. – 2005. – 142 p.

54. Raman response function of silica-core fibers / R.H. Stolen, J.P. Gordon, W.J. Tomlinson, H.A. Haus // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1989. – Vol.6. – №6. – P.1159-1166.

55. Lin Q. Raman response function for silica fibers / Q. Lin, G.P. Agrawal // *Opt. Lett.* – 2006. – Vol.31. – №21. – P.3086-3088.

56. Blow K.J. Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers / K.J. Blow, D. Wood // *IEEE J. of Quant. Electr.* – 1989. – Vol.25. – №12. – P.2665-2673.

57. Hollenbeck D. Multiple-vibrational-mode model for fiber-optic Raman gain spectrum and response function / D. Hollenbeck, C.D. Cantrell // *J. Opt. Soc. Am. B* – 2002. – Vol.19. – №12. – P.2886–2892.

58. Raman response function and Raman fraction of phosphosilicate fiber / G. Salceda-Delgado, A. Martinez-Rios, B. Ilan, D. Monzon-Hernandez – New York: Springer-Verlag, 2012. – 15 p.

59. Blair S. Intensity-tunable group delay using stimulated Raman scattering in silicon slow-light waveguides / S. Blair, K. Zheng // *Optics Express* – 2006. – Vol.14. – №3. – P.1064-1069.
60. Sharping J.E. Wide bandwidth slow light using a Raman fiber amplifier / J.E. Sharping, Y. Okawachi, A.L. Gaeta // *Optics Express* – 2005. – Vol.13. – №16. – P.6092-6098.
61. Felinskyi G.S. Spectroscopic multiple-vibrational-modeling of Raman gain for FRA design / G.S. Felinskyi // *Proc. SPIE/Ukraine* – 2006. – Vol.6. – P.418-426.
62. Felinskyi G. Spectroscopic Analysis of Gain Bandwidth in Raman Amplifier with Multiwavelength Pumping Scheme Using Actual Band Model / G. Felinskyi, Y.-G. Han, S.B. Lee // *J. Opt. Soc. Korea* – 2004. – Vol.8. – №4. – P.156-162.
63. Hybrid EDFA/Raman Amplification Topology for Repeaterless 4.48 Tb/s ( $40 \times 112$  Gb/s DP-DQPSK) Transmission Over 302 Km of G.652 Standard Single Mode Fiber / J. De Oliveira, U. De Moura, G. De Paiva et al. // *J. Light. Techn.* – 2013. – Vol.21. – №16. – P.2799-2808.
64. High-Capacity Fiber Field Trial Using Terabit/s All-Optical OFDM Superchannels With DP-QPSK and DP-8QAM/DP-QPSK Modulation / Y.-K. Huang, M.-F. Huang, E. Ip, E. Mateo et al. // *J. Light. Techn.* – 2013. – Vol.31. – №4. – P.546-553.
65. Namiki S. Ultrabroad-band Raman amplifiers pumped and gain-equalized by wavelength-division-multiplexed high-power laser diodes / S. Namiki, Y. Emori // *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* – 2001. – Vol.7. – №1. – P.3-16.
66. Perlin V.E. Optimal Design of Flat-Gain Wide-Band Fiber Raman Amplifiers / V.E. Perlin, H.G. Winful // *J. Light. Techn.* – 2002. – Vol.20. – №2. – P.250-254.
67. Bromage J. Raman amplification for Fiber Communications Systems / J. Bromage // *J. Light. Techn.* – 2004. – Vol.20. – №1. – P.79-93.

68. Soto M.A. Optimization of long-range BOTDA sensors with high resolution using first-order bi-directional Raman amplification / M.A. Soto, G. Bolognini, F. Di Pasquale // *Opt. Express* – 2011. – Vol.19. – №5. – P.4444-4457.
69. A new optimal algorithm for multipump sources of distributed fiber Raman amplifier / P. Xiao, Q. Zeng, J. Huang, J. Liu // *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 2003. – Vol.15. – №2. – P.206-208.
70. Perlin V.E. Efficient design method for muki-pump flat-galn fiber Raman amplifiers / V.E. Perlin, H.G. Winful // *Proc. OFC* – 2002. – P.57-59.
71. Perlin V.E. On Distributed Raman Amplification for Ultrabroad-Band Long-Haul WDM Systems / V.E. Perlin, H.G. Winful // *J. Light. Techn.* – 2002. – Vol.20. – №3. – P.409-416.
72. Perlin V.E. Optimizing the Noise Performance of Broad-Band WDM Systems With Distributed Raman Amplification / V.E. Perlin, H.G. Winful // *IEEE Photon. Techn. Lett.* – 2002. – Vol.14. – №8. – P.1199-1201.
73. Six-wavelength Raman fibre laser for C- and L-band Raman amplification and dynamic gain flattening / M.D. Mermelstein, C. Horn, S. Radic, C. Headley // *Electr. Lett.* – 2002. – Vol.38. – №13. – P.636-638.
74. Simplified Model and Optimal Design of a Multiwavelength Backward-Pumped Fiber Raman Amplifier / X. Zhou, C. Lu, P. Shum, T.H. Cheng // *IEEE Photon. Techn. Lett.* – 2001. – Vol.13. – №9. – P.945-947.
75. Bahrapour A.R. Gain ripple minimization in fiber Raman amplifiers based on variational method / A.R. Bahrapour, A. Ghasempour, L. Rahimi // *Optics Communications* – 2008. – Vol.281. – P.1545-1557.
76. Dual-pump Raman amplification with increased flatness using modulation instability / T.J. Ellingham, J.D. Ania-Castañón, S.K. Turitsyn et al. // *Optics Express* – 2005. – Vol.13. – №4. – P.1079-1084.
77. Simple design method for gain-flattened three-pump Raman amplifiers / J.D. Ania-Castañón, A.A. Pustovskikh, S.M. Kobtsev, S.K. Turitsyn // *Opt. Quant. Electron.* – 2007. – Vol.39. – P.213-220.

78. Acharya K. Cross-talk penalty compensation and reach extension in wavelength division multiplexed passive optical network using remote Raman pump / K. Acharya, M. Raja // *Opt. Engin.* – 2010. – Vol.49. – №8. – P.1-9.
79. Study of the quantitative impact of pump-pump interaction in wideband Raman amplifiers in the S, C and L bands / R. De Farias, P. Belisario, M. Martinez et al. // *Proc. in SPIE2010* – 2010. – Vol.7721. – P.1-6.
80. Mustafa F.M. Multi-pumped Raman Amplifier for Long-Haul UWWDM Optical Communication Systems: Gain Flatness and Bandwidth Enhancements / F.M. Mustafa, A. Khalaf, F.A. Elgeldawy // *Proc. in ICACT2013* – 2013. – P.122-127.
81. Bissessur H. Amplifier Technologies for Unrepeated links. Submarine Transmissions / H. Bissessur // *Proc. in OFC/NFOEC Techn. Dig. OSA* – 2013. – 3 p.
82. Configurable Three-Wavelength Raman Fiber Laser for Raman Amplification and Dynamic Gain Flattening / M.D. Mermelstein, C. Headley, J.-C. Bouteiller et al. // *IEEE Phot. Techn. Lett.* – 2001. – Vol.13. – №12. – P.1286-1288.
83. Rasheed B.O. Optimal Design of Flat – Gain Wide-Band Discrete Raman Amplifiers / B.O. Rasheed, P.M. Aljaff // *World Ac. Sci. Eng. Techn.* – 2009. – Vol.30. – P.963-965.
84. Baney D.M. Theory and Measurement Techniques for the Noise Figure of Optical Amplifiers / D.M. Baney, P. Gallion, R.S. Tucker // *Optical Fiber Technology* – 2000. – vol.6. – P.122-154.
85. Dakks M.L. Amplified Spontaneous Raman Scattering and Gain in Fiber Raman Amplifiers / M.L. Dakks, P. Melman // *J. Light. Techn.* – 1985. – Vol.LT-3. – №4. – P.806-813.
86. Dahan D. The properties of amplified spontaneous emission noise in saturated fiber Raman amplifiers operating with CW signal / D. Dahan, G. Eisenstein // *Optics Communications* – 2004. – Vol.236. – P.279-288.
87. Sakena A.J. Optical amplifier number and placement in the SuperPON architecture / A.J. Sakena, M.Y. Jamro, J.M. Senior // *Proc. the 6th Inter. Conf. Adv. Commun. Techn.* – 2004. – Vol.1. – P.186-191.

88. Photon Statistics of Amplified Spontaneous Emission Noise in a 10 Gb/s Optically Pre-amplified Lightwave Direct Detection Receiver / W.S. Wong, H.A. Haus, L.A. Jiang et al. // Proc. IEEE – 1998. – WT4. – P.305-306.
89. Chesnoy J. Undersea fiber communication systems / Edited by J. Chesnoy – San Diego, CA: Elsevier Academic Press, 2002. – 551 p.
90. Faralli S. Impact of Double Rayleigh Scattering Noise in Distributed Higher Order Raman Pumping Schemes / S. Faralli, F. Di Pasquale // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2003. – Vol.15. – №6. – P.804-806.
91. Amplified spontaneous emission in pulse-pumped Raman amplifiers / J. Bromage, P.J. Winzer, L.E. Nelson et al. // IEEE J. Photon. Techn. Lett. – 2003. – Vol.15. – №5. – P.667-669.
92. Felinskyi G. Amplified spontaneous emission measurements and noise figure of the distributed fiber Raman amplifiers with terahertz bandwidth / G. Felinskyi // Proc. 4th Int. Conf. on Advanced Optoelectronics and Lasers – 2008. – P.140-142.
93. Non-Gaussian ASE noise in Raman amplification systems / N. Muga, M. Fugihara, M. Ferreira, A. Pinto // J. Light. Techn. – 2009. – Vol.27. – №16. – P.3389-3398.
94. Analysis of amplifier spontaneous emission noise in Raman fiber amplifiers / H. Zehua, G. Zhihui, Y. Aihua, H. Bichang // Proc. 27<sup>th</sup> Int. Congr. On High-Speed Photography and Photonics – 2007. – P.1-6.
95. Lewis S.A.E. Characterization of Double Rayleigh Scatter Noise in Raman Amplifiers / S.A.E. Lewis, S.V. Chernikov, J.R. Taylor // IEEE Photonics Techn. Lett. – 2000. – Vol.12. – №5. – P.528-530.
96. EDFA testing with the time-domain-extinction: Agilent product note 71452-2 [Электронный ресурс] // Agilent Technologies – 2015. – 28 p. – Режим доступа: [http:// www.agilent.com/comms/lightwave](http://www.agilent.com/comms/lightwave) – Назва з екрану.
97. Bolognini G. Double Rayleigh Scattering Noise in Raman Amplifiers Using Pump Time-Division-Multiplexing Schemes / G. Bolognini, S. Sugliani, F. Di Pasquale // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2004. – Vol.16. – №5. – P.1286-1288.

98. Фелінський Г.С. Нелінійна фотон-фононна взаємодія та когерентні процеси в оптичних хвилеводах: дис. ... доктора фіз.-мат. наук: 01.04.05 / Фелінський Георгій Станіславович. – К., 2010. – 350 с.
99. Гильберт Б. Коэффициент шума и логарифмические усилители / Б. Гильберт (Пер. с англ. под ред. А. Сотникова) – Мир электронных компонентов, 2009. – Т.2. – С.7-15.
100. Fiber-Based Optical Parametric Amplifiers and Their Applications / J. Hansryd, P.A. Andrekson, M. Westlund et al. // J. Sel. Top. Quant. Electr. – 2002. Vol.8. – №3. – P.506-520.
101. Agrawal G.P. Fiber-optic communication systems 3<sup>th</sup> ed / Agrawal G.P. – New York: John Wiley & Sons.Inc., 2002. – 546 p.
102. Caves C.M. Quantum limits on noise in linear amplifiers / C.M. Caves // Phys. Rev. D. Particles and fields – 1982. – 3-th series. Vol.26. – №8. – P.1817-1839.
103. Introduction to quantum noise. measurement. and amplification / A.A. Clerk, M.H. Devoret, S.M. Girvin et al. // Rev. Mod. Phys. – 2010. – Vol.82. – №2. – P.1155-1208.
104. Theoretical investigation of fiber Raman amplifier with dynamic gain control / X. Zhou, H. Shalaby, C. Lu et al. // Proc. in OFC 2001 OSA – 2001. – WDD17. – 3 p.
105. Kado S. Gain and noise tilt control in multi-wavelength bi-directionally pumped Raman amplifier / S. Kado, Y. Emori, S. Namiki // Proc. in OFC – 2002. – P.62-63.
106. Intrinsic noise figure derivation for fiber Raman amplifiers from equivalent noise figure measurement / B. Bristiel, P. Gallion, Y. Jaouën, E. Pincemin // Proc. Light. Tech. Instr. Meas. Conf. – 2004. – P.135-140.
107. Noise in distributed Raman amplification / P. Gallion, J. Zhou, S. Jiang et al. // Proc. SPIE. – 2007. – P.1-16.
108. Kjaer R. Raman amplification in optical communication systems: a diss. for the degree of PhD / Rasmus Kjaer; Techn. Univ. of Denmark. – 2008. – 149 p.

109. Optimization of Pumping Schemes for 160-Gb/s Single-Channel Raman Amplified Systems / Z. Xu, K. Rottwitt, C. Peucheret, P. Jeppesen // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2004. – Vol.16. – №1. – P. 329-331.

110. Романов О.І. Оцінка ймовірності помилки в DWDM-системі / О.І. Романов, С.С. Кутир, М.М. Нестеренко // Зб. наук. праць ВІТІ НТУУ «КПІ» – 2011. – №2. – С.101-111.

111. Capacity Upgrades of Transmission Systems by Raman Amplification / P.B. Hansen, L. Eskildsen, S.G. Grubb et al. // IEEE Photon. Techn. Lett. – 1997. – Vol.9. – №2. – P.262-264.

112. Wang H. Analysis of the Noise Figure of Raman Fiber Amplifier / H. Wang, J. Jin // Proc. Inter. Conf. Mech. Science Electric Engin. Comp. – 2011. – P.1814-1817.

113. Jahromi M.K. Simulation of Distributed Multi-Pump Raman Amplifiers in Different Transmission Media / M.K. Jahromi, F. Emami // Inter. J. Comm. – 2008. – Vol.4. – №2. – P.205-212.

114. New Model of Noise Figure and RIN Transfer in Fiber Raman Amplifiers / B. Bristiel, S. Jiang, P. Gallion, E. Pincemin // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2006. – Vol.18. – №8. – P.980-982.

115. Full characterization of modern transmission fibers for Raman amplified-based communication systems / S. Jiang, B. Bristiel, Y. Jaouën, P. Gallion // Opt. Express – 2007. – Vol.15. – №8. – P.4883-4892.

116. Characteristics of a single-mode fibre and cable: Recommendation ITU-T G.652 [Електронний ресурс] // International Telecommunication Union – 2015. – 22 p. – Режим доступу: <https://www.itu.int/rec/T-REC-G.652-200911-I/en> – Назва з екрану.

117. Dispersion compensating fiber DCF-38 [Електронний ресурс] // Thorlabs Incorporated – 2013. – 1 p. – Режим доступу: <http://www.thorlabs.de/thorproduct.cfm?partnumber=DCF38> – Назва з екрану.

118. Characteristics of a non-zero dispersion-shifted single-mode optical fibre and cable: Recommendation ITU-T G.655 [Електронний ресурс] // International Telecommunication Union – 2015. – 26 p. – Режим доступу: <https://www.itu.int/rec/T-REC-G.655-200911-I/en> – Назва з екрану.

119. Листвин А.В. Оптические волокна для линий связи / А.В. Листвин. В.Н. Листвин. Д.В. Швырков. – М.: ЛЕСАРпт, 2003. – 288 с.

120. Hollenbeck D. Dynamics of a fiber-optic Raman amplifier: a diss. for the degree of PhD / Dawn Hollenbeck; Univ. of Texas, 2000. – 439 p.

121. Воробієнко П.П. Телекомунікаційні та інформаційні мережі / П.П. Воробієнко, Л.А. Нікітюк, П.І. Резніченко. – К.: САММІТ-Книга, 2010. – 708 с., іл.

122. 1–Tb/s (100 10 Gb/s) Super-Dense WDM Transmission with 25–GHz Channel Spacing in the Zero-Dispersion Region Employing Distributed Raman Amplification Technology / H. Suzuki, J.-I. Kani, H. Masuda et al. // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2000. – Vol.12. – №7. – P.903-905.

123. 1.28 Tbit/s (32×40 Gbit/s) transmission over 1000 km NDSF employing distributed Raman amplification and active gain flattening / Y. Zhu, W.S. Lee, C. Scahill et al. // Electr. Lett. – 2001. – Vol.37. – №1. – P.43-45.

124. A cw tunable near-infrared (1.085-1.175- $\mu\text{m}$ ) Raman oscillator / C. Lin, R.H. Stolen, W.G. French, T.G. Malone // Opt. Lett. – 1977. – Vol.1. – №3. – P.96-97.

125. A Fiber Raman Ring Laser / R.H. Stolen, C. Lin, J. Shan, R.F. Leheny // IEEE J. of Quant. Electron. – 1978. – Vol.14. – №11. – P.860-862.

126. Bertoni A. 1.24- $\mu\text{m}$  cascaded Raman laser for 1.31- $\mu\text{m}$  Raman fiber amplifiers / A. Bertoni, G.C. Reali // Appl. Phys. B – 1998. – Vol.67. – P.5-10.

127. Jackson S.D. Theory and numerical simulation of nth-order cascaded Raman fiber lasers / S.D. Jackson, P.H. Muir // J. Opt. Soc. Am. B – 2001. – Vol.18. – №9. – P.1297-1306.

128. Felinskyi G.S. Lasing threshold for stimulated Raman generation of monochrome optical wave in single mode fibers / G.S. Felinskyi, P.A. Korotkov // Proc. 8th Int. Conf. Laser and Fiber-Optical Networks Modeling – 2006. – P.110-112.

129. Felinskyi G.S. Raman threshold and optical gain bandwidth in silica fibers / G.S. Felinskyi, P.A. Korotkov // Sem. Phys. Quant. Electr. Opt. – 2008. – Vol.11. – №4. – P.360-363.

130. Samra A.S. Wide band flat gain Raman amplifier for DWDM communication systems / A.S. Samra, H.A.M. Harb // Proc. IFIP Int. Conf. on Wireless and Optical Comm. Networks – 2009. – 5 p.

131. Optimization of Multi-Pump Raman Amplifiers / A. Richter, I. Koltchanov, E. Myslivets et al. // Proc. in OFC/NFOEC Techn. Dig. OSA – 2005. – 7 p.

132. Investigation of Rayleigh scattering and pump interacting in multipumped Raman Amplifiers / P. Xiao, Q. Zeng, J. Huang et al. // Proc. of SPIE – 2001. – Vol.4581. – P.423-430.

133. Applying a Numerical Simulation Technique to the Design of WDM-Pumped Raman Amplifiers and Methods for the Automatic Determination of Pump Powers / K. Fujimura, A. Oguri, T. Nakajima et al. // J. Furukawa Rev. – 2004. – №25. – P.1-8.

134. Exact determination of scaling of the Raman gain efficiency in silica fibers / L. De la Cruz-May, E.B. Mej'ia, O. Benavides et al. // Laser Phys. – 2013. – Vol.23. – 4 p.

135. Gokhan F.S. Novel guess functions for efficient analysis of Raman fiber amplifiers / F.S. Gokhan, G. Yilmaz // Int. Journal Comp. Math. Electrical and Electronic Engin. – 2012. – Vol.31. – №2. – P.330-345.

136. An Approach to Analyze Quantitavily Pump-Pump Interaction in Raman Amplifiers / P. Belisario, M. Giraldi, R. De Farias, M. Martinez // Proc. Inter. Microw. Opt. Conf. – 2009. – P.690-694.

137. Bit-Error-Rate Evaluation of the Distributed Raman Amplified Transmission Systems in the Presence of Double Rayleigh Backscattering Noise / S. Jiang, B. Bristiel, Y. Jaouën et al. // *IEEE Photon. Techn. Lett.* – 2007. – Vol.19. – №7. – P.468-470.
138. Field demonstration of distributed Raman amplification with 3.8dB Q-improvement for 5x120km transmission / L.D. Garrett, M. Eiselt, R.W. Tkach et al. // *Proc. PD42* – 2000. – P.293-295.
139. Felinskyi G.S. Noise measurement of the backward pumped distributed fiber Raman amplifier / G.S. Felinskyi // *Photoelectronics* – 2009. – Vol.18. – P.16-23.
140. Burgoyne B. Transient regime in a  $n$ th-order cascaded CW Raman fiber laser / B. Burgoyne, N. Godbout, S. Lacroix // *Optics Express* – 2004. – Vol.12. – №6. – P.1019-1024.
141. Headley C. Noise Characteristics and Statistics of Picosecond Stokes Pulses Generated in Optical Fibers Through Stimulated Raman Scattering / C. Headley, G.P. Agrawal // *IEEE J. Quant. Electron.* – 1995. – Vol.31. – №11. – P.2058-2067.
142. Perez-Herrera R.A. Multi-wavelength Fiber Lasers / R.A. Perez-Herrera, M. Lopez-Amo // *Current Developments in Optical Fiber Technology* – 2013. – Ch.17. – P.449-479.
143. Liu X. Efficient algorithm and optimization for broadband Raman amplifiers / X. Liu, Y. Li // *Optics Express* – 2004. – Vol.12. – №4. – P.564-573.
144. Mandelbaum I. Raman Amplifier Model in Single-Mode Optical Fiber / I. Mandelbaum, M. Bolshtyansky // *IEEE Photon. Techn. Lett.* – 2003. – Vol.15. – №12. – P.1704-1706.
145. Mohammed A. Ultra wide band (UWB) of optical fiber Raman amplifiers in advanced optical communication networks / A. Mohammed, A. Rashed // *J. Media Comm. Studies* – 2009. – Vol.1. – №4. – P.56-72.