ВКР ПІДСИЛЕННЯ СВІТЛА В ОДНОМОДОВИХ КВАРЦОВИХ ВОЛОКНАХ

П.А. КОРОТКОВ, Г.С. ФЕЛІНСЬКИЙ

удк 532 ©2009 Київський національний університет ім. Тараса Шевченка (Просп. Академіка Глушкова, 6, Київ 03680)

Успіхи фундаментальних досліджень вимушеного комбінаційного розсіяння (ВКР) світла в одномодових волокнах привели не тільки до появи нового напряму лазерної фізики та залучення фотон-фононної взаємодії до підсилення оптичного випромінювання, але й поставили кілька проблем, що не вирішуються традиційними методами теорії електронного підсилення, тобто без урахування оптичної нелінійності процесу ВКР. У даній роботі систематизований огляд теоретичних та експериментальних досягнень в області ВКР підсилення оптичного випромінювання надається з позицій теорії нелінійних оптичних процесів та з урахуванням досвіду фундаментальних досліджень в області КР спектроскопії.

Коротким вступним нарисом 80-літньої історії досліджень та розвитку методології КР спектроскопії окреслено головні етапи створення ВКР підсилювачів (ВКРП). Далі розглянуто експериментальні передумови, загальна класифікація та роль оптичних підсилювачів в освоюванні вікон прозорості кварцових волокон, а також головні проблеми використання ВКРП. При викладі теорії широкодоступне виведення головних співвідношень як напівкласичного, так і квантового підходів до ВКР у волокнах замінено більш поглибленим фізичним аналізом початкових наближень та їх наслідків, порівнянням механізмів утворення та властивостей фотон-фононної нелінійності нижчих порядків і порогових умов підсилення. Розглянуто методи забезпечення вимог нелінійної оптики до лазерних джерел випромінювання у блоках помпування ВКРП із застосуванням напівпровідникових лазерних діодів та волоконних лазерів, способи придушення шуму від флуктуацій інтенсивності, часткової когерентності та багатохвильове накачування підсилювачів. Спектроскопічні методи моделювання ВКР підсилення розглядаються не тільки як доповнення до прямих обчислень на основі зв'язаних рівнянь, але як самостійні методи кількісної опінки важливих параметрів оптичного підсилення. Викладено спрощений метод актуальної смуги та багатомодова декомпозиція спектра, яка дає практично точну апроксимацію профілю ВКР підсилення для низки поширених волокон. Наведено методику кількісного визначення умов повної прозорості волокна та смуги підсилення. На завершення дано оцінку перспектив розвитку ВКРП.

3MICT

1. Вступ

2. Фундаментальні основи створення ВКР підсилювачів в оптичних волокнах

- 2.1. Експериментальні передумови реалізації ВКР підсилювачів на основі кварцових волокон
- 2.2. Класифікація ВКРП за способами їх застосування
- 2.3. Роль оптичних підсилювачів в освоюванні вікон прозорості кварцових волокон
- 2.4. Проблеми використання ВКРП у системах оптичного інформаційного обміну
- 3. Основи теорії ВКР підсилення в одномодових волокнах
 - 3.1. Нелінійність одномодового оптичного волокна
 - 3.2. Концепція нелінійної сприйнятливості в теорії ВКР підсилення оптичного випромінювання
 - 3.3. Квантові особливості ВКР та його зв'язок із СКР
 - 3.4. Метод зв'язаних рівнянь у теорії ВКР підсилення світла
 - 3.5. Порогові умови для ВКР підсилення і лазерної генерації
- 4. Фізико-технологічний базис побудови сучасних ВКРП
 - 4.1. Методи накачування ВКРП
 - 4.1.1. Помпування ВКРП за допомогою напівпровідникових лазерних діодів
 - 4.1.2. Джерела помпування ВКРП за допомогою волоконних лазерів
 - 4.2. Способи придушення шуму від флуктуацій інтенсивності та часткової когерентності накачки у ВКРП з прямим помпуванням
 - 4.3. Багатохвильове накачування ВКРП
- 5. Методи моделювання ВКРП із багатохвильовим помпуванням
 - 5.1. Прямі методи розрахунку ВКРП та спектроскопічне моделювання
 - 5.2. Модель актуальної смуги

- 5.3. Спектроскопічне моделювання профілю ВКР підсилення шляхом багатомодової декомпозиції
- 5.4. Режим повної прозорості волокна і смуга ВКР підсилення
- Результати практичного застосування та перспективи розвитку ВКРП
- 7. Висновки

1. Вступ

Сучасні фотонні пристрої, в яких використовується підсилення оптичного випромінювання за допомогою вимушеного комбінаційного розсіяння (ВКР) світла, докорінно змінюють вигляд оптичних засобів передачі та обробки інформації, розширюючи смугу робочих частот у терагерцовий діапазон частот, що дозволяє освоїти фемтосекундну область швидкодії. Цілком природнім є те, що історія створення цих засобів містить кілька важливих етапів, деякі із них сповнені істинного драматизму та заслуговують короткого згадування. Фундаментальні принципи ВКР підсилення було закладено вісім десятиліть тому. Початковою точкою відліку можна вважати експериментальне спостереження спонтанного комбінаційного розсіяння (СКР) світла. У 2008 році виповнилося 80 років з моменту відкриття явища КР світла [1–3], яке в англомовній літературі має назву "Раман ефекту" за іменем одного із авторів перших робіт [4–8]. Історія відкриття та подальші події носять майже детективний характер, як видно із спогадів сучасників [9].

Вважаємо за доцільне нагадати той факт, що комбінаційне розсіяння світла було відкрите у 1928 р. практично одночасно та цілком незалежно Г.С. Ландсбергом і Л.І. Мандельштамом у Москві й Ч.В. Раманом та К.С. Кришнаном у Калькутті (Індія). Однак Нобелівську премію з фізики за 1930 р. отримав один Раман, а ефект, про який йде мова, зазвичай, називають ефектом Рамана¹.

Історію відкриття детально описано у [9–12], а коротко вона виглядає наступним чином. У 1899 році для продовження своєї освіти, яка була розпочата у Новоросійському університеті, із Одеси у Страсбург прибув Л.І. Мандельштам. Об'єктом досліджень Л.І. Мандельштама стали акустичні хвилі у твердих тілах. Такі хвилі, як з'ясувалось, існують у матеріальних середовищах навіть за відсутності будь-яких зовнішніх звукових сигналів. За цією темою Л.І. Мандельштам у 1926 році опублікував роботу, в якій розглядав питання про модуляцію світлових хвиль у твердих тілах тепловими (акустичними) хвилями. Він дійшов висновку, що при поширенні світла у кристалах повинно виникати розсіювання, яке супроводжується зміною частоти ω_0 початкового монохроматичного випромінювання до значень $\omega_0 \pm \Omega$, де Ω – частота відповідних акустичних коливань кристала.

Досліди з розсіювання світла у конденсованих середовищах було розпочато з 1926 року в Москві Г.С. Ландсбергом та Л.І. Мандельштамом, а їх результати опубліковано в [1-3]. Одним із об'єктів досліджень був кристалічний кварц, у ролі джерела збуджуючого випромінювання застосовано інтенсивні лінії ртутної лампи, які виділялися із спектра газового розряду за допомогою абсорбційних світлофільтрів. У результаті цих дослідів було встановлено, що дійсно у спектрі розсіяного світла присутнє слабке випромінювання, частота якого зсунута по відношенню до частоти первинного, збуджуючого випромінювання. До того ж виявилось, що в спектрі присутні кілька симетричних відносно частоти ω_0 збуджуючого випромінювання супутників з частотами $\omega_0 - \Omega_i$ (стоксів супутник) та $\omega_0 + \Omega_i$ (антистоксів супутник). З'ясувалось також, що спостережувані зсуви Ω_i частоти ω_0 збуджуючого випромінювання на кілька порядків перевищують характерні значення частот акустичних хвиль, які вважалися причиною розсіяння світла в теорії Мандельштама. Потім було встановлено, що, незалежно від акустичних хвиль разом з хвилею збуджуючого випромінювання, може існувати і багато інших типів хвиль, зокрема, хвилі оптичних коливань, які характеризуються зустрічним типом руху нееквівалентних атомів примітивної комірки кристала або внутрішніми коливаннями молекул у рідинах чи газах. Саме це і було причиною зсуву частоти збуджуючого випромінювання, що спостерігався в дослідах Ландсберга і Мандельштама. У подальшому такий тип розсіяння був названий ними комбінаційним розсіянням світла.

У то же час (у 1928 році) індійські фізики Раман та Кришнан, спираючись, по суті, на первинно хибну аналогію² з ефектом Комптона, припустили, що при розсіюванні світла буде виникати також і деяка складова з більш низькою частотою. Для перевірки своєї гіпотези вони спостерігали за допомогою пев-

¹ Фізики із східної Європи завжди вважали і вважають таку ситуацію явною несправедливістю.

² Оптична хвиля, навіть у вигляді фотона, ніяк не може зіштовхнутися з об'єктом, що має розмір у тисячі разів менший від його довжини хвилі.

них комбінацій абсорбційних світлофільтрів розсіяння сонячного світла в кількох рідинах та випарах. Тоді автори й пришли до висновку, що в рідинах і газах відбувається розсіяння світла [4, 5], яке супроводжується зсувом частоти $\omega' = \omega_0 - \Omega$ (ω_0 – частота збуджуючого випромінювання, ω' – частота розсіяного світла), а результати своїх експериментів інтерпретували як прояв оптичного аналога ефекту Комптона [6–8]. Незважаючи на це, явище комбінаційного розсіяння (КР) у подальшому було названо "Раманефектом", а Ч. Раман став єдиним нобелівським лауреатом за "відкриття" КР.

Варто зауважити, що термін "комбінаційне розсіяння світла" (КРС), який був запропонований Мандельштамом та Ландсбергом, має самостійне значення, але широко використовується, на жаль, тільки у вітчизняній та російськомовній науковій літературі. Тому ми будемо притримуватися нашої термінології, а загальноприйнятий закордонний термін "Раманефект" буде використовуватися тільки у перекладі на англійську мову.

Дослідження нового виду розсіювання світла, починаючи із перших згаданих робіт, зразу привернуло до себе увагу широких кіл наукової спільноти. Безсумнівно, відкриття цього явища є одним із найбільш яскравих наукових досягнень XX століття, а область його застосувань, що постійно розширюється, виходить далеко за межі спектроскопії. Детальний опис фізики СКР можна знайти у монографічній літературі [13–20] та численних фундаментальних оглядах, серед яких можна вказати на [21–24].

Поява лазерних джерел випромінювання у 1960 р. не тільки зробила СКР одним із найбільш інформативних методів діагностики речовини, але й привела до створення нового фізичного напрямку – нелінійної оптики [25–30]. Вимушене КР (ВКР), яке вперше спостерігали у 1962 р. [31], відноситься до ефектів нелінійної оптики, оскільки інтенсивність КР зсунутих компонент залежить від інтенсивності збуджуючого випромінювання. У більшості діелектричних середовищ, зокрема у кварці, квантовий вихід СКР становить порядку 10⁻⁶ від вхідної потужності хвилі накачування [32]. Однак за значної інтенсивності накачування виникає ВКР, при цьому стоксові хвилі в середовищі швидко зростають [33–35].

ВКР має пороговий характер [36, 37] і виявляється у результаті параметричного та когерентного накопичення слабких хвиль із КР зсунутими частотами на значній довжині в умовах фазового синхронізму взаємодії високоінтенсивної накачки із фононною системою матеріалу. Внаслідок такого накопичення стоксова або антистоксова хвиля набуває настільки великого підсилення [37, 38], що значна частина енергії накачки (~ 80%) може переходити в енергію моди ВКР. Поріг ВКР за великої інтенсивності накачки може знижуватися за рахунок самофокусування випромінювання [39], а саму інтенсивність накачки можна підвищити, якщо розмістити КР комірку всередині лазерного резонатора [40]. Слід зауважити, що ці добре відомі особливості порога ВКР найбільш яскраво виявляються в умовах хвилеводного поширення світла в одномодових волокнах.

ВКР відрізняється від таких класичних ефектів нелінійної оптики, як генерація другої гармоніки [41] або параметричної генерації світла на поляритонах [42, 43] тим, що може спостерігатися не тільки у нецентросиметричних кристалах (LiNbO₃, KDP та iн.), а і в середовищах, що мають довільну симетрію, також у рідинах та аморфному склі для оптичних волокон. Це пов'язано з тим, що ВКР у цих матеріалах формує кубічна (третього порядку) нелінійна поляризовність [44], яка описується тензором четвертого рангу, який завжди має ненульові компоненти незалежно від наявності центра інверсії в точковій групі симетрії локального оточення молекули, що розсіює світло [45]. Нелінійна поляризовність другого порядку є тензором третього рангу, який обертається на нуль у середовищі з центром інверсії та має ненульові компоненти тільки у нецентросиметричних кристалах. Встановлено [46], що на практиці абсолютною величиною нелінійності вищих порядків завжди можна нехтувати (типово 10^{-6}), порівняно з нелінійністю попереднього порядку. Тому за інших рівних умов помітної ефективності нелінійного перетворення оптичного випромінювання у кристалі довжиною в кілька міліметрів у склі можна досягти тільки на довжині в кілька кілометрів.

Зважаючи на цю обставину, на початковому етапі розвитку перспективи нелінійної оптики пов'язувалися, загалом, із пошуком нецентросиметричних кристалів, що мають максимальну нелінійність, до числа яких ніколи не відносили кварцове скло, поки не з'явилися оптичні волокна з низькими втратами. Тим не менше, інтерес до ВКР залишався завжди, і теоретично цей ефект досліджувався ще до широкого впровадження волокон [47], а у середині 70-х років XX ст. нелінійна оптика оптичних хвилеводів вже стала напрямком інтенсивних досліджень [48, 49].

Вперше ВКР випромінювання в оптичних волокнах експериментально спостерігали у 1970 році [50]. У цьому експерименті використовувалось волокно із рідинною серцевиною. Рідинні волокна привертають певний інтерес, оскільки багато рідин мають великий переріз КР. Однак, такі типи волокон, маючи дуже обмежену область застосування, не отримали широкого поширення, в першу чергу через несумісність із сучасними системами зв'язку.

Скляні оптичні волокна застосовувались для передачі світла та зображень ще з XVIII сторіччя. Але тільки на межі 70-х років технологічний прогрес виготовлення оптичних волокон досяг сучасного рівня, який дозволив створити волокна з втратами \sim 0, 2 дБ/км навколо довжини хвилі 1,55 мкм. Такі значення втрат впритул наближаються до рівня фундаментальних обмежень, які накладають процеси розсіяння Релея, Мандельштама–Бріллюена та КР світла. Саме у волокні звичайне скло, яке практично не має нелінійності, перетворюється у високоефективне нелінійне середовище, яке має, зокрема, дуже низький поріг ВКР.

Природно, що відразу з появою одномодових оптичних волокон почалися дослідження нелінійних оптичних явищ, які сформували цілий напрям сучасної прикладної фізики – волоконну нелінійну оптику [51]. До вражаючих прикладних результатів волоконної нелінійної оптики можна віднести створення пристроїв для стискання оптичних імпульсів до тривалості у кілька періодів оптичної хвилі та реалізацію солітонних ліній для надшвидкісної передачі інформації [52]. Нелінійність стандартного волокна виявилась достатньою для повної компенсації впливу дисперсії на поширення оптичного імпульсу у волокні. За цих умов формується особливий і надзвичайно стійкий стан поширення імпульсного електромагнітного випромінювання - оптичний солітон, для якого зберігання форми імпульсу експериментально спостерігалося після проходження відстані понад мільйон кілометрів. Для солітонів ВКР відіграє як деструктивну роль, руйнуючи його шляхом самозсуву частоти, так і конструктивну, забезпечуючи поповнення втрат енергії за допомогою ВКР підсилювача.

Загалом дослідження ВКР в одномодових оптичних волокнах становлять фундаментальну основу для двох нових напрямів фотоніки. По-перше, це ВКР лазери, по яких є оглядові статті [53–55], а серед багатьох оригінальних досліджень тут можна вказати на деякі з останніх експериментів [56–59] та теоретичні роботи [60–62]. До другого напряму відносяться ВКР підсилювачі оптичного випромінювання, які і є предметом цього огляду.

2. Фундаментальні основи створення ВКР підсилювачів в оптичних волокнах

Незважаючи на вже згадану роботу [50], першим спостереженням ВКР випромінювання у скляному оптичному волокні зараз прийнято [55] вважати роботу [63], що опублікована за результатами досліджень, виконаних у 1971 році з використанням одномодового кварцового волокна. Автори першими дійшли висновку про можливість побудови широкосмугових оптичних підсилювачів у волокнах за допомогою КР підсилення. До того часу фундаментальні переваги волоконних КР підсилювачів (ВКРП) у загальних рисах вже були цілком зрозумілими. Насамперед підсилення можна отримати на довільній довжині хвилі шляхом відповідного вибору довжини хвилі джерела помпування. Саме передавальне волокно може використовуватися як активне підсилювальне середовище. Зі створенням ВКРП з'явилася безпрецедентна можливість реалізувати смугу робочих частот підсилювача понад 10 ТГц із високим ступенем рівномірності у спектральній області шляхом вибору відповідного спектрального розподілу накачок. Крім того, ефект ВКР у волокнах дозволяє здійснити лазерну генерацію на зсунутих частотах. По відношенню до власне підсилювачів ВКР дозволяє реалізувати їх не тільки у вигляді традиційного дискретного пристрою, але й у вигляді розподіленого підсилювача. Розподілені КР підсилювачі отримали широке поширення у волоконно-оптичних системах останнім часом. У них передавальне волокно одночасно використовується як підсилювальне середовище. У лазерах та дискретних підсилювачах, зазвичай, застосовують спеціалізовані волокна (КР волокна) зі збільшеним перерізом розсіяння, які дозволяють цим КР пристроям працювати більш ефективно.

2.1. Експериментальні передумови реалізації ВКР підсилювачів на основі кварцових волокон

ВКР підсилення виникає у результаті передачі потужності від одного оптичного променя (накачки) до іншого (сигналу), який зміщений за частотою на величину, що відповідає енергії оптичного фонона. З феноменологічної точки зору наростання потужності стоксової хвилі P_s у процесі поширення в одномодовому волокні за рахунок синхронної ВКР взаємодії з накачкою, що має певну потужність P_p , підкоряється



Рис. 1. Спектр КР підсилення у волокнах на основі плавленого кварцу: *a* – стандартне кварцове волокно; *б* – волокно типу True Wave RSTM; *в* – волокно зі зміщеною дисперсією, що має майже на порядок більший коефіцієнт підсилення, ніж звичайне кварцове волокно

співвідношенню

$$\frac{dP_s}{dz} = \gamma_R P_s = g_R P_p P_s. \tag{1}$$

Із рівняння (1) безпосередньо випливає визначення двох взаємозв'язаних параметрів γ_R та g_R (оскільки $\gamma_R = g_R P_p$), кожен з яких відповідає коефіцієнту ВКР підсилення за потужністю. Незалежний від потужності накачки коефіцієнт g_R є головним матеріальним параметром нелінійної ВКР взаємодії.

Рівняння (1) часто записують для інтенсивностей хвиль, що взаємодіють між собою. У цьому випадку воно набуває вигляду

$$\frac{dI_s}{dz} = \tilde{g}_R I_p I_s,\tag{2}$$

де $\tilde{g}_R = g_R A_{\rm eff}$ – коефіцієнт КР підсилення за інтенсивністю, I_p – інтенсивність накачки, I_s – інтенсивність стоксової хвилі, $A_{\rm eff}$ – ефективна площа серцевини волокна. Слід зауважити, що коефіцієнт підсилення за інтенсивністю вимірюється в одиницях м/Вт і через сталу для кожного конкретного волокна ефективну площу $A_{\rm eff}$ однозначно зв'язаний з коефіцієнтом підсилення за потужністю, який, зазвичай, вимірюють в одиницях (Вт·км)⁻¹. Обидві величини однаково часто використовуються в літературі як для роз-

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. Огляди. 2009. Т. 5, №2

рахунків параметрів ВКР у волокнах, так і при експериментальних дослідженнях. Тому в подальшому позначку "тильда" ми опускаємо і будемо використовувати загальноприйняте позначення в обох випадках. Якщо звертати увагу на розмірність цих величин, то це не приводить до жодних непорозумінь.

Коефіцієнт КР підсилення $g_R(\omega)$ описується уявною частиною нелінійної сприйнятливості $\chi^{(3)}$ третього порядку. У свою чергу, $\chi^{(3)}$ зв'язана з перерізом спонтанного КР, що вимірюється експериментально. Кожне з численних КР активних коливань молекулярної системи волокна вносить свій внесок у формування спектра КР, який має досить складний вигляд. Відповідно профіль ВКР підсилення проявляється у вигляді неоднорідного континуума. На рис. 1 представлено криві підсилення КР $g_R(\omega)$ для трьох поширених оптичних волокон на основі кварцового скла, що широко застосовуються для передачі оптичних сигналів – волокна з чистого плавленого кварцу (рис. 1,a), волокна з оптимізованою дисперсією (рис. $1, \delta$), що має фірмову назву TrueWave RSTM та волокна зі зміщеною дисперсією (рис. 1, в). Як бачимо, спектр КР залежить від складу та домішок у серцевині волокна, а максимум КР підсилення $g_{R \max}$ може помітно змінюватися. Важливою особливістю спектра КР у кварцових волокнах є те, що $g_R(\omega)$ має широку півширину смуги ~ 5 ТГц, а вся смуга підсилення простягається до частот ~ 40 ТГц. Це зумовлено некристалічною природою кварцового скла. Завдяки цьому КР підсилення у кварцових волокнах є безперервним у широкому діапазоні частот, що дозволяє використовувати оптичні волокна у ролі активного середовища як для широкосмугових підсилювачів, так і для ВКР лазерів з великим діапазоном перебудови лінії випромінювання.

ВКР підсилення оптичної хвилі в одномодовому волокні відбувається так. Якщо слабке випромінювання (інформаційний сигнал) з частотою ω_s входить у волокно разом із накачкою на частоті ω_p , то воно буде підсилюватися стоксовою хвилею КР тоді, коли різниця частот $\omega_p - \omega_s$ буде знаходитися в межах смуги спектра КР. Безумовно, частотні компоненти поблизу максимуму $g_R(\omega)$ будуть максимально посилюватися для частотних компонент стоксової хвилі ~ 440 см⁻¹ (~ 13,2 ТГц). У телекомунікаційних вікнах навколо 1500 нм значення 13,2 ТГц відповідає приблизно 100 нм.

Зауважимо, що показані на рис. 1 профілі ВКР підсилення відповідають паралельній до накачки поляризації сигналу. Для ортогональної поляризації головний пік підсилення майже зникає [64], зменшуючись більш ніж на порядок. Однак цю проблему вирішують шляхом використання двох накачок на одній довжині хвилі та ортогональними поляризаціями. Крім того, у переважній більшості поширених волокон поляризація не зберігається, що допомагає перебороти залежність підсилення від поляризації хвиль накачки та сигналу.

Існує кілька суттєвих з практичної точки зору переваг КР підсилювачів. По-перше, КР підсилення присутнє у будь-якому волокні, що створює можливість надзвичайно економічної модернізації існуючих мереж зв'язку, яка обмежена заміною обладнання тільки у кінцевих пунктах без прокладання нових ліній. По-друге, підсилення має нерезонансний характер, а це означає, що підсилення можна отримати у всьому діапазоні прозорості волокна, тобто приблизно від 0,3 до 2 мкм. По-третє, перевага КР підсилювачів полягає в тому, що смугу підсилення можна сформувати відповідним вибором довжин хвиль помпування. Нерівномірність підсилення, яка повторює профіль $g_R(\omega)$, на практиці коригують за допомогою кількох джерел накачки, які дозволяють встановлювати максимум підсилення на потрібну довжину хвилі, причому в [65-76] застосовувалась кількість довжин хвиль від 2 до 12 і навіть більше. До того ж, шляхом відповідного підбору потужностей кожного з джерел накачки можна досягти високої рівномірності коефіцієнта підсилення [77–80]. До ще однієї переваги ВКР підсилення слід віднести його початково дуже широку смугу пропускання ~ 5 ТГц з прийнятною рівномірністю коефіцієнта підсилення в широкому діапазоні довжин хвиль.

Однак у відношенні ВКР підсилювачів часто зазначають кілька проблем, які стояли на заваді їх більш ранньому розвитку. По-перше, порівняно з ербієм легованими волоконними підсилювачами (ЕЛВП) ВКР підсилювачі мають відносно низьку ефективність використання накачки за низької потужності сигналу. Хоча низька ефективність накачки і є недоліком, але з іншого боку, ця обставина дозволяє полегшити регулювання коефіцієнта підсилення у ВКРП. По-друге, ВКР підсилювачі потребують більш довгого волокна для підсилення. Однак і цей недолік також можна пом'якшити шляхом сполучення підсилення та компенсації дисперсії в одному волокні. До того ж цей недолік перетворюється на перевагу у випадку використання розподіленого підсилення, суміщеного з поширенням оптичного сигналу. До третього недоліку ВКР підсилювачів відносять високий коефіцієнт шуму. Нарешті, теоретично вони повинні мати нелінійні спотворення при підсиленні сигналів у багатоканальних системах.

Саме тому тривалий час після експериментального відкриття ВКР у волокнах його все ж відносили до лабораторної екзотики і вважалось, що ефект не буде мати практичного застосування. Однак за останні роки з'явилось кілька технологічних досягнень, які перетворили ВКР підсилювачі у практичні пристрої промислового типу. Слід зауважити, що удосконалення ВКР підсилювачів до сучасного рівня йшло не стільки шляхом поглиблення розуміння фізики КР, а стільки саме за рахунок впровадження нових технологій. Незважаючи на прогалини, що залишаються у розумінні процесів нелінійної ВКР взаємодії, зокрема щодо теорії шумів та особливостей прояву нелінійності, саме технологічні досягнення зробили сучасний ВКРП технічно майже довершеним фотонним пристроєм. Рушійною розробкою стало отримання волокон з високими значеннями КР підсилення та низькими втратами. Наприклад, більше ніж десятикратне збільшення ефективності підсилення у порівнянні зі стандартним одномодовим волокном (ОМВ) було отримано у промислових волокнах із компенсацією дисперсії. Крім того, продовжують з'являтися нові зразки волокон для ВКР підсилення з різними профілями та нахилами дисперciï.

Запропоновані Ж.І. Алферовим [81] подвійні гетероструктури у сполуках А₃В₅ стали основою створення сучасних напівпровідникових лазерів та багатьох інших елементів оптоелектроніки, які зразу ж стали використовувати у ролі приймачів та передавачів в оптичних системах зв'язку. Компактність та мініатюрність лазерних діодів (ЛД), що генерують у ближній інфрачервоній та видимій області, у сполученні з високою квантовою ефективністю (до 90%) зразу ж поставили їх поза конкуренцією для волоконнооптичних застосувань, якщо порівнювати з усіма іншими лазерними джерелами, які, зокрема, використовують оптичне помпування [82]. Для сучасної фотоніки ЛД відіграють основну роль, яка аналогічна до блоків електроживлення для електроніки, забезпечуючи оптичне помпування для різноманітних волоконних лазерів (включаючи ВКР, Er^{3+} з подвійною оболонкою [83] та ін.) і оптичних ВКР підсилювачів.

Відкриття явища фоточутливості волокон [84] також мало суттєвий вплив на технологію волоконнооптичних систем. На його основі створено волоконні бреггівські ґратки (ВБҐ) [85–89], які багато в чому визначають технічний рівень сучасної волоконної оптики. Тому третім технологічним досягненням, важливим для ВКР підсилювачів, була розробка повністю волоконних компонентів для заміни об'ємної оптики. Наприклад, волоконні ґратки, спеціальні пристрої вводу та виводу випромінювання, мультиплексори для розділення за довжинами хвиль (WDM), і т. ін. тепер стали доступними та можуть легко включатися до складу усіх волоконних конфігурацій. Крім того, об'ємні оптичні пристрої з волоконним вводом тепер також виготовляються серійно, повністю відповідають стандартам із надійності і загалом ґрунтуються на безклейових технологіях. Зібрана схема волоконного підсилювача тепер більш стійка до впливів оточуючого середовища, порівняно з її об'ємно-оптичним прототипом. Тому 100-кратне збільшення потужності накачки у сполученні з десятикратним збільшенням у коефіцієнті КР підсилення привело до створення різноманітних ВКРП, також у повністю волоконному виконанні.

2.2. Класифікація ВКРП за способами їх застосування

Із точки зору волоконної конфігурації ВКР підсилювачі поділяють на два основних класи: зосереджені (тобто дискретні) та розподілені. На початковій стадії впровадження ВКРП значний інтерес викликали гібридні підсилювачі у сполученні з ЕЛВП [90–



Рис. 2. Зосереджені або дискретні ВКР підсилювачі використовують потужність накачки на обмеженій довжині підсилювального волокна, розміщеного всередині корпусу підсилювача: схема помпування (*a*), спектральний розподіл профілю підсилення по відношенню до частоти накачки (*б*)

95], зокрема з використанням нелінійних волокон [96– 101]. Гібридні ВКРП з параметричними підсилювачами у нелінійних волокнах [102–104] мають неабияку перспективу для суттєвого розпирення діапазону робочих довжин хвиль та зниження власних шумів. Наприклад, у [102] експериментально отримано оптичний підсилювач на 10 дБ у смузі 208 нм, яка забезпечувалася сполученням ВКРП та параметричного підсилення за імпульсної накачки потужністю 10 Вт у волокні з підвищеною нелінійністю. Порівняння ВКРП з ЕЛВП проводили у роботі [105].

Дискретні КР підсилювачі відносяться до зосереджених елементів у складі лінії передачі інформації для отримання підсилення сигналу. Всю потужність накачки у дискретному ВКРП зосереджено в обмеженому відрізку волокна довжиною L всередині підсилювача [106]. На рис. 2 показано типову схему зосередженого КР підсилювача із схемою накачування (а) та спектральним розподілом профілю підсилення по відношенню до частоти накачки (б). Потужність накачки у дискретному ВКРП може бути зустрічною чи прямою по відношенню до напрямку поширення сигналу на відрізку активного волокна довжиною L (рис. 2, a) або комбінованою в обох напрямках. Зауважимо, що пристрої вводу випромінювання накачки у ВКРП, які на рис. 2 схематично показані поворотними дзеркалами, в сучасному виконанні замінюються більш ефективними, компактними та надійними волоконними відгалужувачами на ВБГ.

Центр смуги підсилення $\Delta \nu_s$ дискретного ВКРП, що розташований на частоті ν_s має фіксований для кожного волокна КР зсув за частотою по відношен-



Рис. 3. Розподілені ВКРП використовують передавальне волокно в мережі як підсилювальне середовище. Високопотужну накачку використовують: у прямому до сигналу напрямку на передавальному кінці волоконно-оптичної лінії зв'язку (ВОЛЗ) (*a*); у зустрічному напрямку на приймальному кінці (*б*) та в обох напрямках між окремими сегментами ВОЛЗ (*в*)

ню до частоти помпування ν_p (рис. 2, б). Тому формування спектрального положення та форми профілю підсилення цілком регулюється шляхом відповідного контролю за параметрами джерела накачки. Потужність накачки такого підсилювача концентрується всередині пристрою за допомогою оптичних ізоляторів, розташованих з обох боків підсилювача, і не виходить за його межі.

Розподілений ВКРП є підсилювачем, в якому потужність накачки попирюється разом із сигналом у волокні лінії передачі. Розподілений ВКРП, як показано на рис. 3, використовує передавальне волокно мережі як підсилювальне КР середовище. Високопотужну накачку в розподіленому ВКРП, як і у дискретному підсилювачі, використовують трьома шляхами: у прямому до сигналу напрямку на передавальному кінці волоконно-оптичної лінії зв'язку (ВОЛЗ) (рис. 3,*a*); у зустрічному напрямку на приймальному кінці (рис. 3,*б*) та в обох напрямках між окремими сегментами ВОЛЗ (рис. 3,*6*).

Один із способів описання розподіленого ВКРП полягає у його розгляді як пристрою, що усуває втрати із певної ділянки довжини волокна. Тому покращання відношення сигналу до шуму можна розглядати як еквівалентне збільшення інтервалу між підсилювачами. Припустимо, що при використанні оптимально накачаного розподіленого ВКРП у деякій системі підсилювальні ділянки було розташовано через 80 км. Тоді для забезпечення тих же параметрів лінії на дискретних підсилювачах їх необхідно буде розташувати на відстані від 35 до 38 км. Таким чином, розподілений ВКРП дає такий же еквівалентний ефект, як і набагато ближче розташовані дискретні підсилювачі, створюючи дуже привабливий економічний стимул для свого використання.

У літературі наведено багато прикладів [64, 75– 79, 90–102, 105–108], що показують переваги використання розподілених ВКРП у системах передачі інформації. Такі підсилювачі можна застосовувати для збільшення відстані між підсилювальними пунктами з одночасним збільшенням швидкості передачі інформації. При цьому використовується властивість розподілених ВКРП покращувати відношення сигнал/шум (Q). До того ж, ці ВКРП можна застосовувати для зменшення інтервалу між каналами та для роботи поблизу від довжини хвилі нульової дисперсії. У цих випадках виграш досягається за рахунок особливої властивості розподіленого ВКРП зменшувати нелінійні спотворення.

Із системотехнічної точки зору та залежно від конкретного застосування оптичні підсилювачі розрізняють на лінійні підсилювачі, підсилювачі потужності та вхідні підсилювачі. Окрему групу становлять мережеві підсилювачі (рис. 4).

Лінійні підсилювачі (рис. 4,*a*) встановлюються у проміжних точках протяжних та наддалеких ліній зв'язку між регенераторами для компенсації послаблення сигналу, яке відбувається завдяки загасанню в оптичному волокні. Лінійний підсилювач, як правило, містить у собі два інші типи: вхідний підсилювач на приймальному кінці та підсилювач потужності на виході.

Підсилювачі потужності (бустери) (рис. 4, б) встановлюють безпосередньо після лазерних передавачів, і вони призначені для додаткового підсилення сигналу до рівня, якого не можна досягти за допомогою лазерного діода.

Вхідні підсилювачі (рис. 4,6) встановлюють безпосередньо перед приймачем для підвищення рівня оптичного сигналу на вході електронної схеми реєстрації. Вхідні оптичні підсилювачі часто використовуються для заміни складних та надто дорогих когерентних оптичних приймачів.

Для трьох зазначених типів оптичних підсилювачів (лінійного, вхідного та бустера) використовуються як дискретні, так і розподілені ВКРП. У випадку розподіленого підсилення концептуальна реалізація ВКРП





Рис. 4. Типи оптичних підсилювачів за їх сферою застосування

набуває гранично простого вигляду і потребує мінімальних витрат на реконфігурацію системи. Конструктивні зміни обмежуються тим, що у певній доступній точці ВОЛЗ або між сегментами ВОЛЗ (для лінійного підсилювача, рис.3, в) в існуючу лінію вставляється відповідний напрямлений відгалужувач. Наступне функціонування ВКРП здійснюється простим вмиканням накачки, що безпосередньо приєднується до цього відгалужувача від зовнішнього джерела.

За своїми параметрами мережний підсилювач (рис. 4, *г*) фактично є підсилювачем потужності оптичного випромінювання, але специфіка його застосування у локальних інформаційних мережах накладає певні вимоги до його конструкції, завдяки чому такі підсилювачі, зазвичай, виділяють у окрему групу. У ролі мережевого підсилювача використовуються переважно дискретні ВКРП, особливо коли треба запобігти проникненню помпування у зовнішню мережу, але схеми з розподіленим підсиленням останнім часом також отримали поширення.

За схемами, що показані на рис. 4, використовують всі підсилювачі, але тільки ВКРП надають можливість реалізації розподіленого підсилення оптичного випромінювання у всіх без винятку волокнах, а не тільки у спеціалізованих, як ЕЛВП. На процес ВКР





Рис. 5. Вікна прозорості та робочі діапазони оптичного волокна

не накладаються будь-які принципові обмеження з точки зору використання того чи іншого матеріалу, оскільки він проявляється, хоча з різними поперечними перерізами, у будь-якому середовищі, зокрема, у всіх кварцових волокнах без спеціального легування. Іншими словами, ВКРП органічно вписуються в існуючі системи без додаткових змін матеріальних параметрів волокон.

2.3. Роль оптичних підсилювачів в освоюванні вікон прозорості кварцових волокон

Із самого початку застосування оптичного волокна для зв'язку на рубежі 70-х років XX ст. ВОЛЗ розробляли з використанням трьох довжин хвиль: 850, 1300 та 1550 нм. Перша з них визначалась, головним чином, економічними міркуваннями та наявністю на той час ефективних напівпровідникових випромінювачів на 0,85 мкм. Але для передачі на великі відстані слід використовувати вікна прозорості оптичного волокна в діапазонах 1300 та 1550 нм, які характеризуються мінімальним загасанням сигналів (рис. 5).

Ширина кожного з цих двох діапазонів становить 200 нм, що в сумі приблизно еквівалентне частотному інтервалу в 60 ТГц.

Щоб більш наглядно уявити собі величину смуги пропускання, наприклад у 1 ТГц, доцільно порівняти її зі смугою супутникових систем зв'язку із ретрансляторами на геостаціонарній орбіті. Сумарна смуга обох вікон прозорості атмосфери 2–4 ГГц та 10–12 ГГц становить 4 ГГц. Під час максимально щільного використання геостаціонарної орбіти, коли супутникові кластери розташовуються через 2°, для кожної наземної станції доступно не більше 90 каналів, а смуга для передачі інформації дорівнює 0,36 ТГц. Таким чином, в 1 ТГц загальна інформаційна ємність геостаціонарної орбіти вкладається майже тричі.

При оцінці пропускної спроможності волоконнооптичного каналу можна вважати, що модуляція оптичної несучої дозволяє розмістити біт інформації в межах одного періоду тактової частоти і тому на кожний 1 біт/с для швидкості передачі потрібно приблизно 1 Гц смуги пропускання каналу передачі. За такого підходу 60 ТГц стають еквівалентними пропускній спроможності 60 Тб/с.

Розподіл інформаційних каналів із розділенням за довжинами хвиль (Wavelength Division Multiplexing, WDM), яке також називають хвильовим мультиплексуванням або спектральним ущільненням, нагадує добре відоме мультиплексування з частотним розділенням каналів, але тільки воно виконується в оптичному середовищі передачі. Власне у найпростішому варіанті, що застосовує об'єднання двох основних несучих 1310 нм і 1550 нм в одному оптоволокні, технологія WDM використовується з 1980 р., але її застосування спочатку обмежувалося сферою міжміського телефонного зв'язку та телебачення. Розвитком цієї технології стало "щільне" WDM (dense WDM, DWDM) та "високощільне" WDM (high dense WDM, HDWDM).

Незважаючи на солідну історію досліджень та розробок систем із розділенням довжин хвиль, яка налічує вже понад 25 років, прогрес волоконної оптики, зокрема, створення надпирокосмугових оптичних підсилювачів, постійно видозмінює межі класифікації таких систем. Тому межі поділу між цими типами носять достатньо умовний характер, так само, як і стандарт G,692 з його канальним планом, який також називають "хвильовим планом" чи "частотним планом", залежно від того, яка шкала канального плану використовується, хвильова або частотна. Проте, можна виділити:

 – системи WDM – системи з частотним розносом каналів 200 ГГц, які дозволяють мультиплексувати до 16 каналів;

– системи DWDM – системи з розносом каналів 100 ГГц, які дозволяють мультиплексувати до 64 каналів;

– системи HDWDM – системи з розносом каналів 50 ГГц і менше, які дозволяють мультиплексувати понад 64 канали.

Схема розпиреного канального плану передбачає таку схему класифікації, яка враховує сучасні погляди і тенденції виділяти три типи мультиплексорів WDM: – звичайні (грубі) WDM (CDWM) – ГМРДВ, або просто WDM – МРДВ,

- щільні WDM (DWDM) - ЩМРДВ,

- високощільні WDM (HDWDM) - ВЩМРДВ.

У своєму сучасному вигляді хвильове мультиплексування практично почало використовуватися з появою широкосмугових оптичних підсилювачів, першим з яких був волоконний підсилювач із серцевиною, що легована домішками іонів Er³⁺. Легований ербієм волоконний підсилювач (ЕЛВП) має робочу смугу довжин хвиль 1528-1562 нм зі смугою підсилення 4,3 ТГц (рис. 6,а). Цю частину діапазону максимальної прозорості навколо 1,55 мкм у стандартному волокні, яку часто розширюють до 1520-1570 нм (6,3 ТГц), зараз прийнято називати С-вікном. Позначення пішло від англійського C-Band (Conventional Band), тобто звичайна смуга. По відношенню до неї *L*-вікно на довжинах хвиль 1570–1610 нм відповідає довгохвильовій частині діапазону максимальної прозорості, L-Band (Longwave Band) – довгохвильова смуга. У сумі C + L вікна мають смугу 12,2 ТГц, яка дозволяє розмістити 122 інформаційні канали з кроком 100 ГГц і до 244 – з кроком 50 ГГц.

Слід зауважити, що смугу підсилення в C + L вікнах зараз можуть забезпечити тільки ВКРП (рис. 6), що працюють із кількома довжинами хвиль накачки і мають граничну смугу 13 ТГц. Крім того, оскільки ВКРП є практично всехвильовими, то вони застосовуються у вікні прозорості волокна навколо 1,3 мкм, а також використовуються для освоєння S-вікна, S-Band (Shortwave Band) – короткохвильова смуга. S-вікно стає дуже широким у новому типі волокна, що з'явилося останнім часом, в якому за допомогою технології "висушування" групи ОН видаляється пік поглинання ~ 1383 нм. Саме це у майбутньому можливо зробить доступною повну смугу 1280–1620 нм.

Основну частину перших робіт щодо дискретних ВКРП було виконано у смузі на 1310 нм для застосувань у кабельному телебаченні [64]. Схему конструкції кільцевого КР підсилювача для аналогових застосувань зображено на рис. 7. Випромінювання від легованого неодимом та накачаного через оболонку волоконного лазера на 1060 нм введене до верхньої половини підсилювача для помпування двокаскадного КР лазера, який генерує між ґратками на 1115 та 1175 нм. Для зменшення ефектів багато прохідної інтерференції завдяки подвійному релеївському розсіянню всередині підсилювача використовується проміжний ізолятор. Використання геометрії накачки строго у зустрічному напрямку придушує вплив



Рис. 6. Смуги робочих довжин хвиль для двох типів підсилювачів оптичного випромінювання в одномодових волокнах: Er^{3+} легований волоконний підсилювач з додатковими домішками у матриці скла серцевини (*a*); волоконний КР підсилювач у стандартному волокні типу True Wave RSTM із двома джерелами накачки з $\lambda_p = 1,45$ та 1,51 мкм (*b*)

флуктуацій потужності накачки від пристрою вводу на сигнал. Було отримано генерацію з вихідною потужністю понад 23 дБм при підтриманні дуже хорошої якості аналогового сигналу (відношення сигнал/шум 49 дБ).

Незважаючи на цю відносно давню розробку з підсилювачів для смуги на 1310 нм, комерційну діяльність по впровадженню таких ВКРП не можна назвати надто активною. Існує кілька вагомих причин, що заважають використанню діапазону 1310 нм для застосувань у далекому зв'язку. По-перше, втрати є надто високими. Наприклад, пересічне значення втрат у вікні на 1310 нм становить 0,35 дБ, а у вікні з 1550 нм – 0,2 дБ. Більш високі втрати примушують скорочувати проміжки між регенераторами. По-друге, діапазон 1310 нм викликає основний інтерес у стандартному ОМВ, однак дуже важко використовувати розподіл за довжинами хвиль поблизу від довжини хвилі нульової дисперсії волокон. Тому не дуже багато каналів можна розмістити у вікні на 1310 нм. По-третє, вікно на 1310 нм відносно вузьке у порівнянні з широкою долиною навколо 1550 нм. У кращому випадку можна отримати додатково ~ 20 нм смуги пропускання завдяки вікну на 1310 нм, але втрати дуже швидко зростають у короткохвильовій частині цього діапазону.

Ще одне вікно, де проводили дослідження [64] з дискретними ВКРП – це смуга на 1400 нм. Продемонстровано передачу чотирьох каналів зі швидкістю 10 Гб/с на 1400 нм та шістнадцяти каналів з 2,5 Гб/с

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. Огляди. 2009. Т. 5, №2



Рис. 7. КР підсилювач із резонатором кільцевого типу для підсилення у смузі на 1310 нм. Підсилювач із зворотною накачкою являє собою нижню частину кільця, а верхня частина кільця відповідає генератору на довжинах хвиль КР зсуву

у вікні на 1550 нм у так званому AllWave волокні, яке має низькі втрати та помірну хроматичну дисперсію в діапазоні 1400 нм. На жаль, це вікно підсилення стає доступним тільки після спорудження нових ліній, в які закладається волокно підвищеної вартості.

Щодо нових смуг, які, можливо, буде відкрито до застосувань, найбільший інтерес викликає S-смуга (рис. 8). S-смуга має такі ж або кращі характеристики щодо загасання в стандартному OMB у порівнянні з L-смугою, причому S-смуга значно менш чутлива до загасання на згинах, що виникають при виготовленні кабелю та його прокладанні, ніж Lсмуга. Крім того, в S-смузі параметри дисперсії у



Рис. 8. Вікна прозорості в межах долини низьких втрат у типових волокнах плавленого кварцу. Суцільна крива відповідає стандартному ОМВ, а пунктирна крива відноситься до волокна, виготовленого за спеціальною технологією висушування для зменшення водяного піка поглинання на 1390 нм. ЕЛВП підсилюють у *C*-вікні, а з розширеною смугою – у *L*-вікні. КР підсилювачі – єдина технологія для відкриття *S*+ та *S*-вікон у волокнах із плавленого кварцу [64]

стандартному ОМВ кращі, ніж у C- та L-смугах. Наприклад, в S-смузі значення дисперсії приблизно на 30% менше, ніж в L-смузі. Серед кандидатів на ключовий пристрій до відкриття S-смуги для інформаційного обміну пропонували напівпровідникові оптичні підсилювачі, підсилювачі на волокні із флюоридного чи багатокомпонентного силікатного скла, легованого тулієм, а також зосереджені або дискретні ВКРП. Однак, тільки ВКР підсилювачі дають єдине цілком задовільне рішення щодо підсилення у S-смузі у волокнах на основі плавленого кварцу.

Результати застосування ВКРП для S-смуги отримано в експерименті щодо передачі інформації з розділенням за довжинами хвиль [64] у системі далекого зв'язку з використанням каскаду ВКР підсилювачів для S-смуги з компенсацією дисперсії. Через десять ділянок ОМВ було передано двадцять каналів, що розміщувалися у повній S-смузі, в кожному з яких досягнуто $B_{\rm er} < 10^{-12}$ без додаткового виправлення помилок. Крім того, продемонстровано стенд з 11 каскадів зосереджених ВКР підсилювачів з компенсацією дисперсії в S-смузі для передачі 20-ти каналів зі швидкістю в 10,67 Гб/с на відстань понад 867 км в стандартному ОМВ. У такій системі існує можливість нарощування пропускної спроможності до 80-ти каналів.

2.4. Проблеми використання ВКРП у системах оптичного інформаційного обміну

До фундаментальних недоліків ВКР підсилення інженерна думка зв'язківців відносила в першу чергу нелінійність підсилення та надмірно високий рівень оптичного шуму, який за передбаченнями сучасної теорії [109–113] повинен мати у реальних умовах волоконний КР підсилювач (ВКРП).

Першим із передбачуваних недоліків є нелінійність ВКРП, яка у будь-якій радіотехнічній системі нерозривно пов'язується з появою паразитних частотних компонент, що "засмічують" сусідні канали тим більше, чим ближче вони розташовуються до даного каналу за частотою. Сусідні канали створюють такі ж завади, і в результаті виникають так звані перехресні спотворення. Для зниження впливу завад необхідно застосовувати захисні смуги частот, що повинно суттєво обмежувати кількість каналів зв'язку в реальній системі, в якій використовується розподіл за довжинами хвиль при багатоканальній передачі оптичної інформації. Впливу нелінійності ВКРП на нелінійні спотворення присвячено значну кількість досліджень [114–137].

Другим із недоліків є високий коефіцієнт шуму волоконно-оптичного підсилювача, для якого в межах радіотехнічного підходу теорія [112] встановлює квантову межу в 3 дБ (300 К). Зокрема, дискретний ВКРП у кварцовому волокні з германієм за оцінками [113] повинен мати коефіцієнт шуму значно більший за квантову межу. Це означає, що оптичний підсилювач буде помітно погіршувати (щонайменше у 2 рази) ступінь розрізнення вхідного сигналу на фоні шумів та суттєво збільшувати кількість помилок у цифрових потоках на приймачі.

Технічні параметри оптичних підсилювачів сигналу у телекомунікаційних системах суттєво впливають на стратегію побудови сучасних оптоволоконних магістралей для інформаційного обміну. Узагальнюючим параметром якості будь-якої цифрової системи зв'язку є ймовірність помилки $B_{\rm er}$, яка однозначно пов'язана із співвідношенням сигнал/шум Q [51]:

$$B_{\rm er} = \frac{1}{2} {\rm erfc}(Q/\sqrt{2}),\tag{3}$$

де $\operatorname{erfc}(x)$ – функція помилок. Тому збільшення дальності передачі сигналу в лінії пов'язане не стільки з компенсацією втрат потужності сигналу на загасання в лінії, стільки із забезпеченням необхідного значення Q, наприклад, не менше 6 дБ, що відповідає $B_{\rm er} = 10^{-9}$.

На рис. 9. показано дві схеми лінійної регенерації сигналу в довгих ВОЛЗ. Схема із застосуванням лінійних повторювачів (рис. 9,а) з повною регенерацією сигналу (рис. 9,6) стандартно застосовується у НВЧ багатоканальному зв'язку. Для НВЧ систем багатоканального зв'язку така схема є безальтернативною, з урахуванням обмежень на чутливість приймачів власними шумами вхідного приймальнопідсилювального тракту. Завдяки граничному зменшенню обсягу обладнання схема каскадного підсилення широкосмуговими оптичними підсилювачами (рис. 9, 6) є надзвичайно простою і стає домінуючою для сучасних швидкісних ВОЛЗ, але вона теоретично неможлива, якщо коефіцієнт шуму оптичного підсилювача, зокрема ВКРП, значно перевищує одиницю.

Дійсно, якість підсилювачів прийнято характеризувати коефіцієнтом шуму $F_n = Q_{\rm in}/Q_{\rm out}$, який показує у скільки разів підсилювач за рахунок власних внутрішніх шумів змінює вхідне відношення сигнал/шум Q_{in} у порівнянні з Q_{out} – відношення сигнал/шум на виході. Для волоконних підсилювачів, побудованих на інверсії заселеностей у лазерному переході

$$F_n = 2n_{\rm sp}(G-1)/G \approx 2n_{\rm sp},\tag{4}$$

де $n_{\rm sp} = N_2 / (N_2 - N_1)$ – так званий коефіцієнт спонтанного випромінювання або коефіцієнт інверсії населеностей, N₁ і N₂ – відповідно, населеності нижнього та верхнього рівнів для лазерного переходу, G – коефіцієнт підсилення. Згідно з (4) при великих G значення Q_{out} для підсиленого сигналу зменшується в два рази (або на 3 дБ) навіть в ідеальному підсилювачі, для якого $n_{\rm sp} = 1$. Реальний підсилювач з $n_{\rm sp} > 1$ повинен мати $F_n \ge 2$, а мінімальне значення, що дорівнює 2 (3 дБ) у сучасній теорії [109–111] вважається квантовою межею. Однак фізика процесів у ВКРП не зв'язана з інверсією населеностей електронних рівнів енергії. Фундаментальною основою ВКРП є нелінійна оптика, а для опису шумових властивостей підсилювачів потрібні не тільки інші теоретичні підходи, а і додаткові експериментальні дослідження.

Внаслідок нелінійності та надмірного оптичного шуму, що приписувались ВКР підсилювачам, але не знайшли свого підтвердження практикою, протягом майже 25 років вони викликали всього лише лабораторну зацікавленість. Незважаючи на відомі переваги ВКРП, що були перераховані вище та відзначалися в багатьох наукових публікаціях, до кінця 80-х промислова розробка оптичних підсилювачів проводилась майже виключно на волокнах, легованих ербієм. Та частина вікна прозорості воло-





Рис. 9. Ретрансляція оптичного сигналу на основі: каскалу регенераційних повторювачів, для яких показано схему (а); відновлення групового сигналу з розподілом за довжинами хвиль (б); каскаду широкосмугових оптичних підсилювачів (6)

кна, в якій розташована смуга люмінесценції іонів Er³⁺, що формує смугу підсилення ЕЛВП, стала фактичним стандартом для ліній зв'язку (С-вікно, рис. 6,а). Лише згодом для розширення цієї смуги спробували використати ВКРП, спочатку в гібридному сполученні з ЕЛВП [90-95]. Однак, практика застосування ВКРП дала дещо неочікуваний результат. Параметри реальних пристроїв виявились значно кращими [131, 138-141] за ті, що можна було припустити спочатку, і суттєво виходили за межі відзначених вище фундаментальних теоретичних обмежень. Дійсно, якість сигналу на фоні шуму після ВКРП виявляється вищою за гранично допустиму, що входить у протиріччя з наведеними теоретичними уявленнями про шуми оптичних підсилювачів. Остання обставина практично вказує на неправомірність прямого переносу моделей, які розроблялися для електронних підсилювачів, на таку нелінійну фотонну систему, якою є ВКРП. Нині спостерігається виняткова ситуація, коли можливості реальних пристроїв перейшли теоретично встановлені гра-

Загалом, ми вимушені констатувати, що складність процесу ВКР яскраво проявляється при його системотехнічних застосуваннях і не вкладається у рамки існуючої теорії, яку побудовано на радіотехнічних аналогіях. Перерахована низка проблем потребує додаткового розмірковування на основі поглибленого аналізу фундаментальних особливостей ВКР підсилення в одномодових оптичних волокнах. Тому, перед розглядом методів побудови ВКРП та особливостей їх використання, а також експериментальних даних по їх застосуванню в реальних системах, коротко викладемо основні результати фундаментальної теорії ВКР підсилення в одномодових волокнах.

3. Основи теорії ВКР підсилення в одномодових волокнах

ВКР є нелінійним оптичним процесом взаємодії світла з коливаннями молекул і має не лише квантову, а й класичну інтерпретацію. Слід підкреслити, що цей процес зовсім не пов'язаний з інверсією населеностей і проявляється не тільки поблизу резонансів на квантових рівнях енергії речовини. Наслідком цього є можливість спостерігати ВКР, збуджуючи процес достатньо інтенсивним джерелом випромінювання оптичного або інфрачервоного діапазону, майже незалежно від довжини хвилі випромінювача. Фундаментальною фізичною основою ВКР є фотонфононна взаємодія, яка виникає за рахунок нелінійності та має прояв у будь-якому матеріалі і практично за довільної довжини хвилі оптичного помпування.

Оптична нелінійність процесу ВКР, як відомо [25, 51], проявляється, по-перше, у залежності інтенсивності стоксової хвилі від інтенсивності хвилі накачки, по-друге, ВКР має поріг підсилення для стоксової хвилі. У більшості діелектричних середовищ, зокрема у кварці, квантовий вихід спонтанного КР має порядок 10⁻⁶ від вхідної потужності хвилі накачки. Однак, якщо потужність накачки перевищує деяке порогове значення, то виникає ВКР, за якого стоксові хвилі в середовищі згідно з (1), (2) зростають за експонентою. ВКР виявляється як результат параметричного та когерентного накопичення слабких стоксових хвиль на значній довжині поширення в умовах фазового синхронізму взаємодії високо інтенсивної накачки з фононною системою матеріалу. Наслідком такого накопичення є настільки велике підсилення стоксової хвилі, що значна частина енергії накачки (~ 80%) може переходити до енергії моди BKP.

В основу теорії ВКР підсилення покладено розв'язок нелінійних рівнянь поширення, загальний аналіз яких наводиться у класичних монографіях [17-19, 25]. Сучасний етап розвитку теорії ВКР підсилення [142–154] пов'язано, головним чином, з урахуванням хвилеводного поширення оптичного випромінювання накачки та сигналу [142, 143, 153], моделювання нелінійних ефектів у волокнах [146], як у двозаломлюючих [147, 148], так і кварцових [152], ВКР на нелінійних періодичних структурах [150], а також ефектів виснаження помпування [154]. Для кількісного опису ВКР підсилення в одномодових волокнах традиційно використовують два підходи, які взаємно доповнюють один одного – квантовий та напівкласичний. Подробиці виводу основних рівнянь обома методами та зроблених при цьому наближень можна знайти в [53, 142], а в даному викладі зосередимося на детальному аналізі отриманих теоретичних результатів.

Зауважимо, що основним наближенням зазначеної теорії є стаціонарність ВКР підсилення, в межах якого процес описується за допомогою неперервних хвиль як накачки, так і сигналу. Неперервність помпування забезпечується самою схемою побудови волоконного ВКР підсилювача. Однак, типовий оптичний сигнал є квазібезперервною послідовністю щільно упакованих імпульсів пікосекундної тривалості. Навіть за мінімальної тривалості такі імпульси містять понад 10^3 періодів оптичної хвилі, а їх спектральна ширина не перевищує кількох обернених сантиметрів. За цих умов оптичний сигнал все ще можна вважати безперервною хвилею та нехтувати ефектами нестаціонарності ВКР підсилення, що виникають на значно менших (фемтосекундних) часових інтервалах. Загалом стаціонарне наближення, як виявилось, є правомірним при інтерпретації експериментальних даних до частот сигналу, які сягають кількох десятків ГГц, тобто на всю смугу робочих частот окремого каналу передачі інформації у сучасних інформаційних системах із застосуванням одномодових волокон.

3.1. Нелінійність одномодового оптичного волокна

При аналізі нелінійності одномодових оптичних волокон суттєву роль відіграють не тільки механізми виникнення та абсолютні значення параметрів нелінійності, а й особливості її макроскопічного прояву в умовах хвилеводного поширення.

Для нелінійного показника заломлення n_2 у кварцових волокнах вимірювання дають значення (2,2– $3,4) \cdot 10^{-20} \text{ м}^2 \text{Br}^{-1}$ залежно від складу серцевини і від того, зберігається чи не зберігається вхідна поляризація випромінювання у волокні. Це значення є дуже малим і суттєво меншим (приблизно на два порядки) порівняно з іншими відомими матеріалами, що мають лише кубічну нелінійність. Аналогічною є ситуація відносно коефіцієнтів підсилення для ефектів КР та розсіяння Мандельштама-Бріллюена в кварцових волокнах. Незважаючи на малість коефіцієнтів нелінійності у плавленому кварці, нелінійні ефекти в оптичних волокнах наявні за відносно низьких рівнів потужності оптичного помпування. Це зумовлено тим, що в одномодових волокнах малий розмір радіуса волокна (що досягає $\sim 2-4$ мкм), результатом чого є висока густина потужності накачування. Зважаючи на дуже низькі втрати (≤ 1 дБ·км⁻¹) у волокні, високий рівень потужності можна забезпечити на значних відстанях при поширенні та нелінійній взаємодії оптичних хвиль.

Ефективність нелінійного процесу в об'ємних середовищах природно залежить від добутку $IL_{\rm ef}$, де I – інтенсивність випромінювання (накачування), а $L_{\rm ef}$ – ефективна довжина взаємодії хвиль у волокні. Якщо світло сфокусовано у плямі радіуса $r_0 = w_0/2$ (діаметр w_0 показано на рис. 10), то $I = P(\pi r_0^2)^{-1}$, де P– потужність накачування. Зрозуміло, що I можна збільшити, якщо значно сфокусувати світло, тобто зменшити r_0 . Але це зменшення приводить до скорочення $L_{\rm ef}$, оскільки довжина фокальної каустики зменшується з підвищенням ступеня фокусування. Для гауссового променя маємо

$$L_{\rm ef} = \pi r_0^2 \lambda^{-1} \tag{5}$$

і добуток

$$IL_{\rm ef} = P(\pi r_0^2)^{-1} (\pi r_0^2) \lambda^{-1} = P \lambda^{-1}$$
(6)

не залежить від радіуса плями сфокусованого світла.

Якщо обмежитись втратами тільки поглинання у волокні, то

$$I(z) = I_0 \exp(-\alpha z),\tag{7}$$

де $I_0 = P(\pi r_0^2)^{-1}$, P – потужність світла, що введена до волокна. У цьому випадку

$$IL_{\rm ef} = \int_{0}^{L} \frac{P}{(\pi r_0^2)} \exp(-\alpha z) dz = \frac{P}{(\pi r_0^2)} \left(\frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha}\right)$$
(8)

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. Огляди. 2009. Т. 5, №2



Рис. 10. Порівняння довжини області максимальної концентрації потужності при фокусуванні оптичного випромінювання: *а* – в необмеженій області прозорого матеріалу; *б* – в оптичному волокні

Порівнюючи (6) та (8) можемо прийти до висновку, що ефективність нелінійного процесу в оптичному волокні відносно до масивного зразка має вигляд

$$\frac{(IL_{\rm ef})_{\rm fib}}{(IL_{\rm ef})_{\rm mac}} = \frac{\lambda}{\pi r_0 \alpha} \tag{9}$$

при $\alpha L \gg 1$. Відносна ефективність (9) для заданої довжини хвилі і радіуса волокна визначається лише значенням власних втрат волокна α , незалежно від нелінійних параметрів зразків для порівняння. Тут доречно зауважити, що цю обставину слід враховувати при пошуку нових нелінійних матеріалів для волоконної оптики. Дійсно, реальну нелінійність оптичного волокна важко відтворити тільки завдяки підвищенню нелінійних параметрів волоконного матеріалу без збереження належно низького рівня власних втрат волокна. Саме тому, незважаючи на дуже малі значення нелінійних параметрів, у кварцових волокнах спостерігається висока ефективність нелінійної взаємодії, зокрема у процесі ВКР завдяки рекордно низьким втратам на поширення випромінювання.

Наприклад, для кварцового волокна у видимому діапазоні з $\lambda = 0,53$ мкм, $r_0 = 2$ мкм, $\alpha = 2,5 \cdot 10^{-5}$ см⁻¹ (10дБ/км) величина вигращу в ефективності нелінійної взаємодії відносно об'ємних зразків згідно з (9) становить ~ 10⁷. Для вікна максимальної прозорості волокна цей виграш досягає 10⁹ на довжині хвилі $\lambda = 1,55$ мкм при $\alpha = 5 \cdot 10^{-7}$ см⁻¹ (0,2 дБ/км). За рахунок такого виграшу макроскопічний прояв нелінійності в одномодових волокнах стає більш яскравим, ніж у будь-яких інших матеріалах нелінійної оптики.

Варто підкреслити, що оптичні волокна на основі аморфного скла можуть мати нелінійність лише третього порядку $\chi^{(3)}$, оскільки нелінійність другого порядку $\chi^{(2)} \equiv 0$, завдяки наявності центра інверсії у точковій групі симетрії окремої молекули. Це є фундаментальною відмінністю від нецентросиметричних кристалів, тільки для яких $\chi^{(2)} \neq 0$ як результат відсутності центра інверсії у своїй групі симетрії. Саме ця обставина довгий час служила критерієм щодо розподілу означених матеріалів на ті, що мають або не мають нелінійність своїх оптичних властивостей. Дійсно, абсолютна величина нелінійності третього порядку приблизно у $\sim 10^6$ разів менша за нелінійність другого порядку. Тому нецентросиметричні кристали являли собою основний клас матеріалів для нелінійної та інтегральної оптики, оскільки дозволяли зменшити довжину синхронної когерентності за двохвильової взаємодії до кількох міліметрів. Аналогічна довжина когерентності у будь-якому матеріалі із центром симетрії має становити щонайменше сотні метрів або кілометри. Надзвичайна прозорість оптичного волокна зняла проблему - відрізки одномодових волокон довжиною у десятки та сотні кілометрів широко використовуються на практиці.

Одномодове оптичне волокно дозволяє передати оптичне випромінювання на відстань 15 км із загасанням всього в два рази (3 дБ). Зважаючи на те, що загальний об'єм скла, з якого витягли 1 км волокна з діаметром оболонки 150 мкм, становить менше 18 см³, волокно, намотане на котушку, легко розміщується на лабораторному столі та може вбудовуватися до корпусів сучасного обладнання. Саме у волокні звичайне скло, яке практично не має нелінійності, перетворюється на високоефективне нелінійне середовище, що має, зокрема, низький поріг різноманітних нелінійних ефектів.

Таким чином, за рахунок надзвичайно низьких втрат ~ 0,2 дБ/км і високої концентрації потужності накачування > 100 MBт/м² у серцевині волокна, яка має поперечний переріз всього ~ 50 мкм², одномодове волокно перетворюється на високоефективне нелінійне середовище. Разом з цим, механізм формування нелінійності волокон має суттєві відмінності від нелінійності традиційних оптичних матеріалів, до яких відносяться, в першу чергу, нецентросиметричні кристали. Зіставлення цих нелінійних параметрів дозволяє поглибити розуміння природи особливостей ВКР процесів в оптичному волокні.

3.2. Концепція нелінійної сприйнятливості в теорії ВКР підсилення оптичного випромінювання

Розглянемо детальніше нелінійні КР параметри волокон та механізми їх виникнення у порівнянні з модельними нелінійними матеріалами. Оскільки за формування процесу КР підсилення відповідає нелінійність, що викликана коливаннями молекул, то вплив такого молекулярного руху проявляється через молекулярну поляризовність α_{ii} . Якщо наведена поляризація коливається з тією ж частотою, що і прикладене електричне поле, то поляризовність є сталою і відповідає рівноважній поляризовності α_{ij}^0 . Вплив зсуву атомів у межах молекули прийнято описувати за допомогою диференціальної поляризованості $(\partial \alpha_{ij}/\partial q_k)$, де q_k – координата локального зсуву, на яку впливає електричне поле, що залежить від часу. У макроскопічному сенсі диференціальну поляризовність називають тензором КР.

Поляризація, що наведена зовнішнім електричним полем, дорівнює щільності дипольного моменту та має вигляд [155,156]:

$$P_i = \frac{N}{V} \sum_j \alpha_{ij}^0 E_j + \frac{N}{V} \sum_{j,k} \frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q_k} q_k E_j + \dots = P_i^L + P_i^{NL}.$$
(10)

Перший доданок у правій частині (10) описує релеєвське розсіяння, а другий — КР. У випадку КР зміщення викликається осцилюючим електричним полем та коливальними рухами атомів, але механізм формування нелінійної сприйнятливості суттєво залежить від симетрії оточення, в якому молекула виконує власні коливальні рухи, зокрема, від наявності чи відсутності центра інверсії у нелінійному середовищі.

Нелінійна поляризація в загальному випадку

j

$$P_i^{NL} = \varepsilon_0(\chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots).$$
(11)

Нелінійність найнижчого (другого) порядку $\chi_{ijk}^{(2)}$ мають тільки нецентросиметричні матеріали, зокрема, модельний кристал ніобату літію, в якому відсутній центр інверсії серед елементів симетрії примітивної комірки, на відміну від аморфного кварцового скла, з якого виготовляється нині переважна більшість сучасних оптичних волокон. Саме ця обставина довгий час служила критерієм щодо розподілу означених матеріалів на ті, що мають або не мають нелінійність своїх оптичних властивостей. Дійсно, абсолютна величина нелінійності третього порядку за

інших рівних умов приблизно у ~ 10⁶ разів менша за нелінійність другого порядку. Тому нецентросиметричні кристали утворювали основний клас матеріалів для нелінійної та інтегральної оптики, оскільки дозволяли зменшити довжину синхронної когерентності при взаємодії двох хвиль до кількох міліметрів. Аналогічна довжина когерентності у будь-якому матеріалі з центром симетрії повинна складати щонайменше сотні метрів або кілометри. Надзвичайна прозорість оптичного волокна зняла проблему – відрізки одномодових волокон довжиною у десятки і сотні кілометрів широко використовуються на практиці.

Відсутність центра інверсії точкової групи симетрії кристалічного середовища дозволяє існування дипольно-активних коливань, які одночасно проявляються у спектрах КР та інфрачервоному (IЧ) поглинанні. Тому нелінійна сприйнятливість виникає двома шляхами — за рахунок прямого впливу на електронну підсистему та за посередництвом дипольних зсувів іонів ґратки від положення рівноваги. У результаті електричне поле \mathbf{E}_l лазерної хвилі викликає деформацію рівноважного стану як іонної, так і електронної системи середовища. Тоді поляризацію \mathbf{P}_s на стоксовій частоті *s* можна записати так:

$$P_{i}^{s} = \alpha_{ijk}^{m} E_{j}^{l} q_{k}^{m*} + \xi_{ijk} E_{j}^{l} E_{k}^{*}, \qquad (12)$$

де E_k – компонента електричного поля, що пов'язана з *m*-м дипольним коливанням, символ * позначає комплексне спряження; за індексами, які повторюються у (12) (тобто *m*, *j*, *k*), береться сума. Тензорні коефіцієнти α_{ijk}^m і ξ_{ijk} можна вважати незалежними, які для даного кристала відповідають тензорам КР та генерації другої гармоніки (ГДГ) і визначаються експериментально. Для полярного коливання локальний зсув q_k є лінійним відгуком на макроскопічне поле E_i , тобто $q_i^n = \beta_i^n E_i$, причому лінійність рівнянь руху [156] для q_i^n дає

$$\beta_i^n = \frac{Z_n}{M_n(\omega_{\rm in}^2 - \omega^2 - i\omega\,\Gamma_i)},\tag{13}$$

де Z_n , M_n – ефективні заряд і маса для n-го осцилятора, $\omega_{\rm in}$ – резонансна частота, Γ_i – стала загасання n-го осцилятора, яка відноситься до поляризації вздовж i-ї осі. Тоді (12) має вигляд

$$P_{i}^{s} = \left[\alpha_{ijk}^{m}\beta_{k}^{m} + \xi_{ijk}\right]E_{j}^{l}E_{k}^{*} = \chi_{ijk}^{(2)}E_{j}^{l}E_{k}^{*}, \qquad (14)$$

тобто

$$\chi_{ijk}^{(2)} = \alpha_{ijk}^m \beta_k^m + \xi_{ijk}.$$
(15)

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. Огляди. 2009. Т. 5, №2

Із величиною $\chi_{ijk}^{(2)}$, як відомо [157], безпосередньо пов'язані параметри лінійного електрооптичного ефекту (ЛЕОЕ), надзвичайна швидкодія якого традиційно використовується для модуляції світла на частотах у кілька десятків ГГц. ЛЕОЕ коефіцієнти r_{ijk} виражаються через компоненти тензора нелінійної сприйнятливості $\chi_{ijk}^{(2)}$ у вигляді

$$r_{ijk} = -\frac{4\pi}{n_i^2 n_j^2} \chi_{ijk}^{(2)},\tag{16}$$

де n_i і n_j – головні показники заломлення, індекс kвказує на напрямок керуючого поля E_k^0 . Перевагою розділення тензора на два внески у (15) є те, що α_{ijk}^m та ξ_{ijk} безпосередньо вимірюються експериментально і плавно змінюються з частотою ω , навіть коли ω проходить через резонанси кристалічної ґратки. Резонансна поведінка нелінійної сприйнятливості за цих умов явно проявляється у множниках β_k^m (13). Абсолютні значення параметрів α_{ijk}^m та β_k^m знаходяться шляхом вимірювання перерізу КР та T - L розщеплення ліній в експериментальних спектрах.

Диференціальний переріз КР використовують для кількісного опису відносної потужності розсіяного випромінювання, і він має вигляд [157]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\,\Omega\,d\,\omega_s} = \frac{\omega_s^3\omega_l n_s V^2 \left\langle \left| P_{NL} \right|^2 \right\rangle_{\omega_s}}{16\pi^2 \varepsilon_0^2 c^4 n_l \left| E_l \right|^2},\tag{17}$$

де V – об'єм розсіяння, n_s , n_l – показники заломлення на частотах ω_s та ω_l .

На практиці вимірюють інтегральну ефективність КР I_{ijk} , вираз для якої отримують шляхом інтегрування за стоксовими частотами:

$$I_{ijk}^{m} = \sigma_m \frac{V \left| \alpha_{ijk}^{m} \right|^2}{M_m \omega_m^2} G\left(\Gamma_m \right), \tag{18}$$

$$\sigma_m = \frac{\hbar\omega_m \omega_s^4 n_s L \Delta\Omega \ [n_{\rm B}(\omega) + 1]}{16\pi^3 c^4 n_l},\tag{19}$$

де $n_{\rm B}(\omega)$ – бозе-фактор для фононної густини, L – довжина кристала, $\Delta\Omega$ – тілесний кут, що обмежений спектрометром, множник $G(\Gamma_m) \cong \pi/2$ при $\Gamma_m/\omega_m \ll 1$. Якщо виразити ефективні масу та заряд полярного коливання через його силу осцилятора S_m та знехтувати частотною залежністю величини α_{ijk}^m і вважати її дійсною, то із (16) та (18) отримуємо

$$r_{ijk} = -\frac{1}{n_i^2 n_j^2} \times$$

119

$$\times \left\{ \sum_{m=1}^{N} \pm \left[\varepsilon_0 S_m I_{ijk}^m / (\sigma_m G\left(\Gamma_m\right)) \right]^{1/2} + \xi_{ijk} \right\}.$$
 (20)

Підкреслимо, що всі параметри електронно-іонної частини ЕО коефіцієнтів визначаються за даними КР на полярних фононах. Неоднозначність знака в (20) виникає при обчисленні кореня у (18). Таким чином, аналіз спектрів КР у середовищі без центра інверсії дозволяє не тільки визначити баланс внесків у нелінійну сприйнятливість другого порядку $\chi_{ijk}^{(2)}$, але і дослідити її дисперсійну залежність. Це означає, що можна кількісно визначити фундаментальні межі смуги робочих частот ЕО ефекту у будь-якому нецентросиметричному середовищі.

Але як тільки в матеріалі з'являється центр інверсії, що є в ізотропному склі, то всі нелінійні ефекти другого порядку зникають. Для спектрів КР починає діяти закон альтернативної заборони, при якому будь-яке полярне коливання не може проявлятися у КР.

Наслідком ізотропності аморфного скла є наявність інверсії у групі точкової симетрії у кварцових волокнах. У результаті зникають будь-які фізичні властивості, що описуються тензорами непарного рангу. Дійсно, якщо середовище має центр інверсії, то вираз (15) перетворюється у тривіальну тотожність 0 = 0. Всі без винятку компоненти нелінійної сприйнятливості другого порядку $\chi_{ijk}^{(2)}$ та тензора ГДГ ξ_{ijk} є нульовими, оскільки $\xi_{ijk} \equiv -\xi_{ijk}$ та $\chi_{ijk}^{(2)} \equiv -\chi_{ijk}^{(2)}$. Кожний доданок у сумі $\alpha_{ijk}^m \beta_k^m$, яка береться за всіма *т*-ми коливаннями, є нульовим внаслідок альтернативної заборони. Вона вимагає, що кожне КР-активне коливання з $\alpha_{ijk}^m \neq 0$ повинно бути дипольно неактивним, тобто $\beta_k^m = 0$ і навпаки, будьяке коливання, що проявляється в ІЧ поглинанні з $\beta_k^m \neq 0$, заборонено у спектрі КР, тобто $\alpha_{iik}^m = 0$. Тому найбільшою нелінійністю у волокнах є нелінійна сприйнятливість третього порядку (іноді її називають кубічною нелінійністю).

У загальному випадку, незалежно від частоти нелінійних продуктів взаємодії *i*-ту компоненту наведеної поляризації третього порядку, можна записати через тензор сприйнятливості третього порядку $\chi_{ijkl}^{(3)}$ як

$$P_i^{NL} = \varepsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l, \qquad (21)$$

де, як і раніше, за індексами j, k, l, що повторюються, береться сума відповідних тензорних компонент.

Розглянемо найбільш загальний тип волокон, але такий, що має слабкі хвилеводні властивості. Тоді можна розділити електричне поле як стоксової хвилі (s), так і хвилі накачування (p) на поперечну частину $R^i(r)$ (де i = s, p, а $r = \sqrt{x^2 + y^2}$) та функцію від z: $E_i(z)$. Зокрема внесок, що відповідає коливанню на частоті ω_s , виникає при нелінійному змішуванні електричних полів і має вигляд

$$P_i^{\omega_s} = 6\varepsilon_0 \left| R^p \right|^2 R^s \chi_{ijkl}^{(3)} E_j^p (E_k^p)^* E_l^s \tag{22}$$

з комплексним спряженням на частоті $-\omega_s$. Відповідно вираз для тензора сприйнятливості третього порядку $\chi^{(3)}$:

$$\chi_{ijkl}^{(3)} = \frac{N}{12m\varepsilon_0 V} \frac{1}{(\Omega_v^2 - \omega_v^2) + (2i\omega_v\gamma)} \sum_n \frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q_n} \left(\frac{\partial \alpha_{kl}}{\partial q_n}\right)^*.$$
(23)

Таким чином, згідно з (23) нелінійність $\chi_{ijkl}^{(3)}$ має резонансну залежність від частоти стоксового зсуву ω_v навколо частоти КР активного коливання Ω_v , а її абсолютне значення визначається згорткою тензорів КР $\alpha_{ijn} = \partial \alpha_{ij}/\partial q_n$ для цього дипольно неактивного коливання. У загальному випадку *m* коливань у спектрі СКР тензор КР α_{ijn}^m та узагальнена координата q_n^m отримують додатковий індекс *m* із відповідною сумою в (23) за цим індексом.

Дипольна неактивність коливання, що формує $\chi_{ijkl}^{(3)}$, має принципове значення для теорії і приводить до важливих практичних наслідків у функціонуванні ВКР підсилювачів. Дійсно, якщо припустити протилежне, тобто присутність дипольного моменту для деякого *m*-го коливання, то це приводить до відмінного від нуля коефіцієнта β_k^m , що описує узагальнену координату зсуву молекули $q_k^m = \beta_k^m E_k$ у відгук на компоненту зовнішнього сматричного поля E_k . Тоді згідно з (15) добуток $\alpha_{ijn}^m \beta_k^m$ складатиме внесок до нелінійної сприйнятливості другого порядку $\chi_{ijk}^{(2)}$, а не $\chi_{ijkl}^{(3)}$, що і приводить до протиріччя із початковим припущенням про дипольну активність КР коливання.

У випадку вимушеного КР вектор **q** залежить від **E** у вигляді відповідної комбінації полів накачки та стоксової хвилі, яка створює синхронну зовнішню силу та викликає резонансну поведінку даного коливання. Внаслідок цього виникає підсилення потужності стоксової хвилі, причому вираз для коефіцієнта підсилення g_R має вигляд [53]:

$$g_R = -\frac{3\omega_s}{\varepsilon_0 c^2 n_p n_s} \frac{\text{Im}[\chi_{iiii}^{(3)} + \chi_{ijji}^{(3)}]}{2A_{\text{eff}}^{ps}},$$
(24)

де $A_{\rm ef}^{ps}$ – ефективна площа області перекриття накачки і сигналу. Поляризаційні вимірювання профілю КР підсилення g_R (див. підрозділ 1.1) показують, що на практиці $\chi_{iiii}^{(3)} \gg \chi_{ijji}^{(3)}$, і тому при кількісних оцінках компонентами $\chi_{ijji}^{(3)}$, що відповідають перпендикулярній поляризації, можна нехтувати.

Згідно з (23), (24) профіль КР підсилення $g_R(\omega)$ для частот із області стоксового зсуву формується резонансами КР активних коливань, які не супроводжуються дипольним моментом. Це означає, що КР активні коливання не можуть бути збуджені за рахунок поглинання зовнішнього електромагнітного випромінювання. Тому будь-які флуктуації теплового оптичного випромінювання не впливають на коливальну систему ізотропного скла, яка формує профіль КР підсилення $g_R(\omega)$ кварцового волокна. Фононна густина КР активних коливань визначається виключно умовами термодинамічної рівноваги для заданої температури волокна і за відсутності накачки може змінюватись тільки відслідковуючи повільні зміни температури матеріалу волокна. Іншими словами, коливальна система ізотропного матеріалу створює своєрідний фільтр для шумів теплового випромінювання. Ця обставина має важливі наслідки щодо прояву власних оптичних шумів ВКР підсилювача.

Лазерне випромінювання як у випадку збудження спектрів СКР, так і при ВКР помпуванні порушує термодинамічну рівновагу, змінюючи кількість фононів КР активних коливань. Про швидкість відновлення термодинамічної рівноваги або час життя будьякого коливання свідчить його ширина лінії у спектрі СКР. У цьому контексті певний інтерес викликає зіставлення спектрів СКР модельного кристала ніобату літію (рис. 11) зі спектрами кварцових волокон (рис. 12).

Слід зауважити, що методика спостереження спектрів КР у кварцових оптичних волокнах суттєво відрізняється від стандартної 90-ї схеми запису спектрів у кристалічних зразках. У кристалах спектр розсіяного випромінювання реєструється під кутом 90° до напрямку збуджуючого лазерного випромінювання, а довжина треку лазера в кристалі, що збуджує КР, лежить у межах від кількох міліметрів і рідко перевищує 1 см. Навпаки, в оптичному волокні як збуджуюче випромінювання лазера, так і стоксова хвиля поширюються у вигляді мод волокна, що повністю зосереджені у серцевині. За таких умов ефективний тілесний кут для стоксового випромінювання у волоконну моду є надзвичайно малим, а під кутом 90° випромінювання практично не спостерігається. Тому

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. Огляди. 2009. Т. 5, №2

спектри КР у волокнах реєструють, фільтруючи вихідне випромінювання, або в протилежному напрямку на вхідному кінці волокна. В обох випадках використовують відрізки волокна з довжиною кількасот метрів і навіть кілометрів. У результаті відносна інтенсивність КР випромінювання має один порядок (~ 10⁻⁶) по відношенню до інтенсивності збуджуючого випромінювання.

Різниця в умовах спостереження позначається на параметрах реєстрації спектрів КР. У кристалах прийнято кількісно визначати поперечний переріз KP, який вимірюється у см $^{-1}$ ср $^{-1}$, а у волокні спектри КР нині прийнято характеризувати коефіцієнтом КР підсилення g_R, для якого застосовуються одиниці (Вт км)⁻¹. На рис. 11 зображено спектри КР для всіх поляризаційних компонент тензора КР для А-типу коливань (рис. 11, a) у паралельній геометрії та Е-типу коливань (рис. 11,6) для кристала ніобату літію. Спектри КР в оптичному волокні також є поляризованими, і на рис. 12 наведено спектри спонтанного КР у паралельній поляризації та пов'язані з ними профілі ВКР підсилення для двох типів кварцового волокна - стандартного волокна на основі чистого кварцу (рис. 12, а) і спеціалізованого КР волокна з підвищеним g_R за рахунок 20% вмісту GeO₂ (рис. 12,б).

Дисперсійна залежність електрооптичних коефіцієнтів навколо резонансів на дипольних коливаннях кристалічної ґратки є однією з фізичних меж для підвищення смуги робочих частот та швидкодії усіх електрооптичних пристроїв. Виділяючи область 0-100 см⁻¹, у якій дисперсія електрооптичних коефіцієнтів відсутня, встановлюємо смугу робочих частот інтегральних електрооптичних пристроїв, що складає 0-3 ТГц. У смузі частот від 3 ТГц до 30 ТГц містяться дипольні фононні коливання не тільки нецентросиметричних кристалів, а і у більшості конденсованих середовищ, що викликає надзвичайно високе поглинання електромагнітного випромінювання [158] у шарі з товщиною, меншою за 1 мкм. Це є головним фізичним обмеженням підвищення робочої частоти всіх без винятку електронних пристроїв і другим із зазначених обмежень для електрооптичних пристроїв.

Слід також зазначити, що реалізовані до цього часу ЕО інтегральні пристрої працюють у максимальному діапазоні 0–40 ГГц, що становить $\sim 1\%$ від потенційно можливої. З одного боку, ця обставина свідчить про широкі можливості для підвищення швидкодії та смуги частот інтегральних пристроїв на базі Ті-мікрохвилеводів у ніобаті літію [159]. З іншого боку, вирішення задачі практичного освоєння обла-



Рис. 11. Диференціальний поперечний переріз КР у ніобаті літію для коливань *А*-типу (*a*) та *E*-типу (*б*)

сті частот у смузі максимальної прозорості оптичних волокон, що досягає 200 ТГц, виходить за межі можливостей означених електрооптичних пристроїв та традиційної електроніки. Саме такі можливості властиві фотонним пристроям, серед яких зараз виділяють волоконну оптику активних середовищ на основі вимушеного КР в одномодових волокнах.

Дійсно, характер спектрів КР в оптичних волокнах має вигляд нерівномірного континууму у надзвичайно широкій смузі частот 4 ТГц (рис. 1). При використанні накачки на кількох довжинах хвиль вже реалізоване [160, 161] високоякісне ВКР підсилення світла у смузі понад 10 ТГц з дуже низьким рівнем власного шуму.



Рис. 12. Спектри спонтанного КР (суцільна лінія) та профілі ВКР (пунктир) у стандартному кварцовому волокні (a) та спеціалізованому КР волокні (b)

Серед фундаментальних факторів, що впливають на рівень оптичного шуму при ВКР, слід підкреслити зазначену вище особливість про дипольну неактивність молекулярних коливань, які беруть участь у формуванні ВКР підсилення. Відсутність дипольного моменту означає відсутність випромінювального каналу в енергетичній релаксації коливання, яке збуджується хвилею накачки до положення теплової рівноваги. Іншими словами, КР активне коливання не може збуджуватись шляхом прямого поглинання електромагнітного випромінювання на частоті власних коливань і, відповідно, не випромінює електромагнітної хвилі у процесі свого загасання. У результаті коливальний процес не супроводжується спонтанним оптичним шумом на частоті власних коливань та природним чином зменшує рівень нелінійного зв'язку з оптичним шумом на частотах стоксового зсуву, які є робочими для сигналів, що підсилюються.

Разом з цим "дифузний" характер ліній КР, ширина яких може перевищувати 100 см⁻¹ з сильним перекриттям у спектрах КР кварцового скла, однозначно вказує на велику швидкість релаксації молекулярних коливань до теплової рівноваги. Дійсно, при розгляді окремого КР активного коливання можна отримати [50] вираз, що описує залежність від часу коефіцієнта ВКР підсилення у вигляді [143]:

$$g_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1), \qquad (25)$$

де τ_1 та τ_2 – проміжки часу, що пов'язані відповідно з центральною частотою $\Omega_v = 2\pi/\tau_1$ та константою загасання $\gamma = 2\pi/\tau_2$ фононного КР активного коливання, що входять у вираз (25), який описує тензор сприйнятливості третього порядку $\chi^{(3)}$. Ці параметри визначаються безпосередньо із спектрів КР, показаних на рис. 12: $\tau_1 = 12, 2$ фс та $\tau_2 = 32$ фс. Саме такими часовими проміжками характеризується час перехідних процесів у ВКР підсилювачі.

Відгук у часі для КР підсилення у кварцовому волокні показано на рис. 13. Для порівняння аналогічні оцінки можна зробити для часу відгуку ЕО ефекту в LiNbO₃. Безпосередньо за величиною півширини ліній у спектрі КР (рис. 11), які у низькочастотній області спектра LiNbO₃ становлять ~ 8 см⁻¹, можна оцінити, що значення $\tau_2 \ge 0, 5$ пс. Таким чином, реальну швидкодію у фемтосекундному діапазоні проміжків часу можуть забезпечити лише фотонні пристрої, зокрема ті, що побудовані на ефекті вимушеного КР в одномодових волокнах.

3.3. Квантові особливості ВКР та його зв'язок із СКР

Напівкласична теорія ВКР за допомогою співвідношень (23) й (24) встановлює фундаментальний зв'язок коефіцієнта підсилення g_R із уявною частиною нелінійної сприйнятливості третього порядку, яка, в свою чергу, зв'язана із перерізом спонтанного КР та вимірюється експериментально. Однак різницю між спектром СКР та частотним профілем ВКР одномодових кварцових волокон виявляють за допомогою квантового підходу.

У процесі комбінаційного розсіяння з частотою накачки ω_p молекулу, що розсіює, можна розгляда-





Рис. 13. Часова залежність функції КР-відгуку $h_R(t)$, отримана із реального спектра КР підсилення у кварцових волокнах [152]

ти як квантовий осцилятор з частотою ω_v , а динамічне рівняння для знаходження кількості фотонів $n_s(z)$ на одиничній довжині z для стоксових фотонів $\omega_s = \omega_p - \omega_v$ має вигляд [53]:

$$\frac{dn_s}{dz} = C \rho(\hbar\omega_f) \frac{\omega_p \omega_s}{\omega_v} \cdot \{n_s(n_v+1) n_p - n_s n_v n_p - n_s n_v + (n_v+1) n_p\},$$
(26)

а для антистоксових фотонів n_{as} с $\omega_a s = \omega_v + \omega_p$

$$\frac{dn_{as}}{dz} \sim \frac{\omega_p \omega_{as}}{\omega_v} \left\{ n_p \, n_v - \left(1 + n_v + n_p\right) n_{as} \right\},\tag{27}$$

де $C = |\partial \alpha_{ij}/\partial q_k|^2 (\pi \hbar^2) / (4V^2 Nm \varepsilon_s \varepsilon_p v)$ – сталий коефіцієнт, $\partial \alpha_{ij}/\partial q_k$ – диференціальна поляризованість (тензор КР), **q** – вектор зсуву, який відповідає *i*й компоненті дипольного моменту, $\hbar = h/2\pi$ – стала Планка, N – кількість осциляторів в об'ємі взаємодії $V, \varepsilon_s, \varepsilon_p$ – діелектричні проникності для хвилі накачки та стоксової хвилі, відповідно, v – фазова швидкість стоксової хвилі. Нагадаємо, що енергія n фотонів частоти ω у своєму числовому виразі дорівнює спектральній густині потужності, тобто потужності монохроматичного випромінювання в одиничному частотному інтервалі навколо ω . Цю монохроматичну потужність при квантовому розгляді інтерпретують як кількість фотонів в одній поздовжній моді оптичного випромінювання.

Густина станів $\rho(\hbar\omega_f)$ у рівнянні (26) залежить від загасання, що супроводжує молекулярний перехід із



Рис. 14. Залежність фононної густини від хвильового числа частоти КР зсуву як для стоксового, так і для антисток
сового фотонів при T = 300 К

кінцевого стану в основний. Існує дуже багато процесів, які переводять систему в стан теплової рівноваги. Часто для представлення функції $\rho(\hbar\omega_f)$ використовують лорентцеву форму лінії [53].

Якщо припустити, що фонони знаходяться в стані рівноваги за температури T, то значення величини заселеності $n_v(\omega)$ дорівнює числу фононів, яке визначається статистикою Бозе–Ейнштейна, тобто $n_v(\omega_v) = [\exp(\hbar\omega_v/k_{\rm B}T) - 1]^{-1}$, де $k_{\rm B}$ – стала Больцмана. У роботі [162] було проведено експериментальні дослідження статистики шуму підсиленого спонтанного випромінювання (ПСВ), які підтвердили, що саме розподіл Бозе–Ейнштейна притаманний шумові ПСВ у ВКР підсилювачах.

Разом з цим, збереження теплової рівноваги фононної системи є певним неявним наближенням щодо рівняння (26), яке накладається на величину потужності помпування. Дійсно, у результаті кожного елементарного акту як стоксового, так і антистоксового процесів КР рівноважна кількість фононів відповідно збільшується або зменшується на одиницю. Такими змінами можна нехтувати доти, доки кількість фотонів накачки, кожний з яких спричиняє КР на одному із фононних коливань, залишається малою на фоні загальної кількості фононних коливань молекул, що знаходяться в об'ємі взаємодії в рівноважному стані. Природно, що зі збільшенням кількості фотонів накачки, тобто інтенсивності помпування, порушення рівноваги фононної системи мають ставати все більш помітними.

Слід зауважити, що динаміка фононної системи у процесах KP є досить складною і на даний момент за-

лишається недостатньо розробленою в своєму кількісному теоретичному вигляді, зокрема по відношенню до ВКР підсилення в оптичних волокнах. Зв'язані динамічні рівняння описують лише фотон-фотонну взаємодію, залишаючи за межами теорії будь-які зміни фононної системи КР середовища.

Динамічне рівняння (26) для фотонів, що розсіяні в стоксову область, містить чотири доданки. За квантового аналізу перші два доданки співвідносять із вимушеними процесами і, зазвичай називають, відповідно, ВКР випромінюванням та ВКР поглинанням. Інші два доданки описують СКР і відповідають КР поглинанню та спонтанному випромінюванню. Відзначимо, що члени для спонтанного випромінювання стоксових фотонів пропорційні $n_v(\omega) + 1$, а для антистоксових — величині $n_v(\omega)$ і тому є залежними від температури волокна. Залежність фононної густини від величини КР зсуву як для стоксових, так і для антистоксових фононів за температури T = 300 К наведено на рис. 14.

Різниця між ВКР поглинанням і ВКР випромінюванням, як видно з рівняння (26), не залежить від величини кількості фононів n_v , і тому спектр КР підсилення, на відміну від спонтанних процесів, не залежить від температури. Крім того, величина доданка, що відповідає спонтанному поглинанню, зазвичай, значно менша від інших доданків і ним, як правило, нехтують.

Відсутність залежності ВКР підсилення від температури робить зв'язок частотного профілю $g_R(\nu)$ з поперечним перерізом спонтанного КР таким, що переріз СКР $\sigma_0(\nu)$ відповідає його значенню за нульової температури, який має в вигляд [156]:

$$g_R(\nu) = \sigma_0(\nu) \frac{\lambda_s^3}{c^2 h A_{\text{eff}}^{ps} n_p^2},\tag{28}$$

де c – швидкість світла, h – стала Планка, а слабкою залежністю від частоти у показника заломлення n_p в області частот стоксового зсуву можна знехтувати.

Поперечний переріз $\sigma_T(\nu)$ спонтанного КР, який вимірюється за температури *T*, відноситься до нульового за Кельвіним перерізом $\sigma_0(\nu)$ як:

$$\sigma_0(\nu) = \sigma_T(\nu) / [n_{\rm B}(\nu, T) + 1], \tag{29}$$

де $n_{\rm B}(\nu,T) = [\exp(h\nu/k_{\rm B}T) - 1]^{-1}$ – фактор Бозе– Ейнштейна. Відповідно до (28), (29) та даних, зображених на рис. 15, суттєва різниця між спектрами СКР і профілем ВКР повинна спостерігатися тільки в області частот стоксового зсуву, меншій за 200 см⁻¹,

де фактор термальної заселеності фононів значно перевищує одиницю. У більш високочастотній області фактор термальної заселеності для стоксових фононів (> 400 см⁻¹) втрачає частотну залежність, практично не відрізняється від одиниці, і тому спектр СКР збігається із профілем ВКР. Доречно занотувати, що для антистоксових компонент частотна залежність фактора термальної заселеності, прямуючи до нуля, придушує прояв антистоксового ВКР підсилення у стаціонарному режимі за малих потужностей накачки, коли можна нехтувати порушеннями теплової рівноваги у фононній системі матеріалу волокна.

На певному етапі розвитку теорії ВКР підсилення квантові динамічні рівняння типу (26) з деякими спрощеннями використовувались для моделювання підсилення світла на фоні спонтанного випромінювання. Було здійснено спроби [163, 164] аналітичного розв'язку квантових динамічних рівнянь, що описують процес ВКР підсилення оптичного сигналу разом із шумом СКР.

Модель розглядає підсилення в прямому напрямі за рахунок вимушеного КР в одномодових волокнах. Аналіз виконано для області, де виснаження накачки є незначним, яку намагаються забезпечити у більшості випадків, коли немає втрат потужності на генерацію стоксового випромінювання вищих порядків. При моделюванні приймається статистична незалежність накачки та стоксових фотонів. Це припущення, ймовірно, має силу в області невиснаження накачки [163]. Для числових розрахунків використовується лорентцева форма лінії для профілю коефіцієнта підсилення.

Зв'язані рівняння, що описують залежність повної кількості фотонів накачки і фотонів стоксового променя на відстані z в одномодовому волокні, мають вигляд [164]:

$$\frac{dn_p}{dz} = -\alpha_p n_p - \sum_j \gamma_j n_p (n_{sj} + 1), \qquad (30)$$

$$\frac{dn_{sj}}{dz} = -\alpha_s n_{sj} + \gamma_j n_p (n_{sj} + 1), \tag{31}$$

де $n_{sj} = n_{sj}(z)$ – число фотонів у *j*-й поздовжній моді стоксового променя, а $n_p = n_p(z)$ – число фотонів накачки. Ці числа фактично означають число фотонів за одиницю часу на довільній "системній" довжині *L*. α_s і α_j – відповідні сталі загасання у волокні, причому вважається, що загасання на стоксовій частоті α_{sj} має сталу величину в межах всієї лінії КР підсилення. γ_j – коефіцієнт стоксового підсилення *j*-ї моди. У





Рис. 15. Спектр СКР (суцільна лінія) і профіль ВКР (штрихова лінія) у стандартному волокні на основі кварцового скла

цих рівняннях, 1 у множнику n + 1 відповідає спонтанній емісії. Сума по j в (30) виконується за всіма модами, які переносять потужність, тобто за компонентами всередині лінії спонтанного випромінювання. Завдяки статистичній незалежності накачки та стоксових хвиль, n_p та n_{sj} в (30) та (31) вважали середнім числом фотонів.

Зауважимо, що в системі зв'язаних рівнянь (30), (31) в явному вигляді враховані ефекти загасання хвиль сигналу та помпування. Спонтанне випромінювання описується шляхом процедури введення одного фіктивного стоксового фотона в моду. Однак у вказаній системі рівнянь повністю нехтується впливом фононної системи на СКР. Це виражається в тому, що в рівнянні (31) опущено всі доданки, які містять кількість фононів n_v , присутні в квантовому динамічному рівнянні (26).

Для отримання аналітичних розв'язків системи (30), (31) в роботі [164] реальний профіль КР підсилення замінювався прямокутником із висотою g_0 , рівною максимальному коефіцієнту підсилення та основою, що дорівнювала ефективній смузі пропускання $B_{\rm eff}$. В [163] таке надто жорстке обмеження було зняте, але за рахунок іншого обмеження – так званого наближення невичерпаної накачки, за якого потужність помпування вважається сталою на всій довжині ВКР взаємодії. За цих умов виявляється можливим отримати аналітичні розв'язки системи рівнянь (30) і (31), тобто обчислити стоксову потужність у кожній поздовжній моді і, таким чином, отримати потужність в одиничному частотному інтервалі. В результаті знаходять повну потужність в межах кривої лінії підсилення або в довільній її частині.

Нехай вхідний кінець досліджуваного волокна поміщено в точку z = 0, а випромінювання поширюється вздовж додатного напрямку z. Наближення не вичерпаної потужності накачки еквівалентне нехтуванню сумою по j в (30) у порівнянні з $\alpha_p n_p$. Фактично це означає, що переважна більшість ефектів нелінійного обміну потужністю у процесі ВКР залишається за межами кількісного теоретичного аналізу. Однак, це розв'язує систему і робить перше рівняння незалежним від другого. Тоді розв'язком (30) є вираз

$$n_p = n_0 e^{-\alpha z},\tag{32}$$

де n_0 – початкове значення $n_p(z=0)$. Для спрощення можна покласти, що $\alpha_p = \alpha_{sj} \equiv \alpha$. Підставляючи (32) у (31), останнє рівняння зводиться до вигляду:

$$\frac{dn_{sj}}{dz} = (-\alpha + \gamma_j n_0 e^{-\alpha z})n_{sj} + \gamma_j n_0 e^{-\alpha z}.$$
(33)

В роботі [163] показано, що розв'язком цього рівняння є вираз

$$n_{sj}(z) = n_{sj}(0)e^{-\alpha z} \exp\left[\frac{\gamma_i n_0}{\alpha}(1 - e^{-\alpha z})\right] + \frac{\gamma_i n_0}{\alpha} \exp\left[\left(-\alpha z - \frac{\gamma_i n_0}{\alpha}e^{-\alpha z}\right)\right] \times \left\{Ei\left(\frac{\gamma_i n_0}{\alpha}\right) - Ei\left(\frac{\gamma_i n_0}{\alpha}e^{-\alpha z}\right)\right\},\tag{34}$$

де Ei(x) – показниковий інтеграл. Перший доданок в правій частині виразу відповідає початковому (введеному) середньому числу стоксових фотонів $n_{sj}(0)$, помноженому на коефіцієнт загасання та коефіцієнт КР підсилення. Другий доданок являє собою спонтанне КР. Рівняння (34) можна записати в одиницях потужності в стоксовому інтервалі частот та потужності накачки замість середнього числа фотонів:

$$p_s(\nu, z) = p_{\text{SIG}}(\nu, z) + p_{\text{ASP}}(\nu, z),$$
 (35)

де

$$p_{\text{SIG}}(\nu, z) = p_s(\nu, 0) \exp[-\alpha z + \sigma(\nu)(1 - e^{-\alpha z})]$$
 (36)

являє собою підсилену потужність вхідного сигналу, а величина

$$p_{\text{ASP}}(\nu, z) = hv\sigma(\nu) \left[\exp(-\alpha z - \sigma(\nu)e^{-\alpha z}) \right] \times$$

$$\times \{ Ei[\sigma(\nu)] - Ei[\sigma(\nu)e^{-\alpha z}] \}$$
(37)

є підсиленою потужністю спонтанного випромінювання КР. Тут ν – стоксова частота, $p_s(\nu, 0)$ – вхідна стоксова потужність в одиничному інтервалі частот, а $\sigma(\nu)$ – безрозмірна функція вигляду

$$\sigma(\nu) = \sigma_0 S(\nu),\tag{38}$$

де $S(\nu)$ – функція форми лінії, яка нормована таким чином, щоб її максимальне значення дорівнювало б одиниці, а σ_0 визначається як

$$\sigma_0 = \frac{g_s P_0}{A\alpha},\tag{39}$$

де g_s – коефіцієнт стоксового підсилення, P_0 – вхідна потужність накачки, A – ефективна площа перерізу променя накачки.

Із (36) та (37) видно, що в загальному випадку профіль коефіцієнта підсилення сигналу відрізняється від спектра підсиленого спонтанного випромінювання. Ця різниця зменшується з ростом потужності накачки та відстані, оскільки при великих значеннях аргументу x, Ei(x) прямує асимптотичним чином до e^x/x . Застосовуючи граничне значення до (37) у випадку великого відношення інтенсивності вимушеного випромінювання до втрат $\sigma(\nu)$, а при αz достатньо малих настільки, щоб $\sigma(\nu)e^{-\alpha z}$ також було великим, можна записати:

$$p_{\rm ASP}(\nu, z) \cong h\nu \exp[-\alpha z - \sigma(\nu)(1 - e^{-\alpha z})] - h\nu.$$
 (40)

Перший член є еквівалентним до початкового попадання потужності одного фотона у поздовжню моду, тобто потужність $h\nu$ в одиничному частотному інтервалі створює такий же спектр підсилення:

$$G(\nu, z) = \exp[(-\alpha z - \sigma(\nu)(1 - e^{-\alpha z})], \qquad (41)$$

як і вхідний сигнал. Другим членом можна нехтувати скрізь, крім випадку малих z, тобто для $z \leq 1/\alpha \sigma_0$, коли він обертає на нуль $p_{ASP}(\nu, z)$ при z = 0. У загальному випадку, другий доданок з Ei(x) в (34) має той же сенс. Це пояснюється тим, що потужність спонтанного розсіяння прямує до нуля при z = 0. Для малих z, $p_{ASP}(\nu, z)$ буде мати лінійну залежність від z, як у режимі спонтанного розсіяння. Для z достатньо малих для того, щоб другий доданок у (34) або (37) не перевищував першого, підсилене спонтанне КР знаходиться нижче величини, яка б була отримана після підсилення одного фотона у вхідній моді. У цій області спонтанне випромінювання має недостатню величину для суттєвого підсилення.

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. Огляди. 2009. Т. 5, №2

126



Рис. 16. Залежність стоксового спектра першого порядку від середньої потужності накачування у кварцовому волокні. Пікова потужність імпульсів накачування у 12 разів більша за середню потужність: *a* – стоксові спектри для трьох потужностей накачування; *б* – зміна пікових потужностей від потужності накачування [165]

Загалом наведене квантове моделювання залишає низку невирішених проблем, що пов'язані з адекватним описом важливих особливостей процесу ВКР. Практика застосувань ВКР підсилення вимагає вирішення таких проблем, що потребує додаткових досліджень. До головних обмежень викладеного квантового опису ВКР відноситься нехтування динамікою фононної системи та застосування наближення заданої накачки. У результаті цих обмежень із теоретичного розгляду випадає така специфічна нелінійна риса процесу ВКР, як добре відомий ефект конкуренції мод. За наявності кількох стоксових хвиль (мод у волокні) конкуренція мод полягає в різній ефективності перетворення потужності помпування при нелінійній взаємодії з цими модами. Така конкуренція мод спостерігається експериментально як при взаємодії стоксових компонент із різними частотами всередині спектра ВКР [165, 166], так і при підсиленні відносно потужного когерентного сигналу на фоні слабкого оптичного шуму.

На рис. 16 наведено виміряні залежності стоксового спектра першого порядку від середньої потужності накачування, яка ілюструє конкуренцію мод всередині смуги підсилення. На початковому етапі при збільшенні середньої потужності помпування впритул до значення ~ 1 Вт, як видно з рис. 16, *б*, має місце однакове зростання всіх компонент спектра за експонентою – майже без деформації профілю ВКР. Далі з ростом потужності помпування більш широка смуга спектра ВКР 440 см⁻¹ досягає насичення і навіть зменшення інтенсивності, тоді як головна частина потужності помпування переходить у більш вузьку лінію 490 см⁻¹. Вимірювання в роботі [165] проводили за імпульсного помпування, а пікова потужність накачки у 12 разів перевищувала середню потужність, відображену на рис. 16. Криві, що зображені на рис. 16, а, добре ілюструють спектральну динаміку розвитку однопрохідної ВКР генерації. Занотуємо, що такі рівні потужності на практиці досягаються лише у ВКР лазерах.

В типовому номінальному режимі роботи ВКРП рівень потужності накачки більше, ніж на порядок нижчий від пікової потужності і не перевищує 100– 300 мВт. Така потужність ще не може викликати конкуренції коливних мод, і тому профіль ВКР залишається недеформованим, тобто таким, як на рис. 1. Ра-

зом з цим, ефекти конкуренції мод можуть мати місце і в номінальному режимі ВКРП у випадку двох стоксових мод однієї частоти. Наприклад, реальний ВКРП завжди підсилює відносно потужний когерентний сигнал разом із неусувним стохастичним стоксовим шумом, який, зазвичай, має значно меншу потужність.

3.4. Метод зв'язаних рівнянь у теорії ВКР підсилення світла

Однією з головних характеристик ВКР підсилення є порогова потужність джерела накачування, яка необхідна для компенсації втрат оптичного сигналу та зростання його потужності при поширенні у волокні. Для кількісних обчислень та оцінок порогової потужності використовують систему диференціальних рівнянь відносно потужностей помпування та сигналу, які зв'язані між собою стоксовим процесом ВКР взаємодії. До останнього часу числові розв'язки такої системи рівнянь узагальненої на випадок нелінійної взаємодії між кількома хвилями накачки та багатьма хвилями сигналу були єдиним засобом моделювання всіх параметрів ВКРП.

У перших експериментальних роботах спостерігалася генерація стоксового шуму, який мав вигляд континууму в межах смуги частот (див. рис. 1, *a*). Тому за визначення порога ВКР часто приймають критичну потужність, тобто таку вхідну потужність накачування, за якої інтегральна потужність стоксових компонент стає рівною потужності накачування на виході волокна. Зважаючи на очевидні зручності експериментального визначення такого порога ВКР, його часто використовують для інтерпретації даних вимірювань. Але, строго кажучи, на відміну від означеного порога ВКР, що дорівнював би критичній потужності, поріг підсилення для активного середовища відповідає такій потужності накачування, за якої підсилення стоксової хвилі компенсує сумарні втрати на поширення цієї хвилі. Крім того, реальне ВКР підсилення в окремому каналі оптичної системи треба забезпечити не в межах всього стоксового континууму, а на одній монохроматичній хвилі.

Для визначення порога ВКР підсилення розглядають найпростіший випадок взаємодії між однією хвилею помпування і однією стоксовою хвилею. У випадку безперервного випромінювання цю взаємодію описує система двох зв'язаних рівнянь

$$\frac{dI_s(z,\,\omega)}{dz} = g_R(\omega) \,I_p(z) \,I_s(z,\,\omega) - \alpha_s \,I_s(z,\,\omega), \qquad (42)$$

$$\frac{dI_p(z)}{dz} = \frac{\omega_p}{\omega_s} g_R(\omega) I_p(z) I_s(z,\,\omega) - \alpha_p I_p(z),\tag{43}$$

де коефіцієнти поглинання α_s та α_p враховують втрати волокна на стоксових частотах і частоті накачування; g_R – коефіцієнт КР підсилення, I_p – інтенсивність накачки, I_s – інтенсивність стоксової хвилі.

Рівняння (42), (43) еквівалентні квантовій системі (30), (31), якщо знехтувати спонтанною емісією, але їх також можна вивести із рівнянь Максвела [53]. Зауважимо, що рівняння (42) і (43) описують зміну інтенсивності стоксової хвилі та хвилі накачки у квазінеперервному наближенні та при повільній зміні амплітуд хвиль у процесі їх поширення вздовж волокна, тобто за координатою z. Поточна частота взаємодіючих хвиль входить до рівнянь (42) і (43) як параметр, а стосовно частотної залежності величин, які входять до цих рівнянь, можна застосувати наступні наближення. Ширину лінії накачки можна вважати нескінченно вузькою у порівнянні зі смугою стоксового випромінювання, тобто накачка залишається локалізованою на своїй частоті ω_p , а $\left. I_p(z,\,\omega) \;=\; \left. I_p(z,\,\omega) \right|_{\omega=\omega_n} \;=\; \left. I_p(z)
ight.$ і не залежить від частоти у будь-якій точці z вздовж волокна. Фактично система рівнянь (42), (43) описує КР взаємодію монохроматичних хвиль накачки і стоксового випромінювання. Природно, що ступінь зв'язку хвиль для будь-якої заданої частоти стоксової хвилі однозначно визначається значеннями функцій $g_R(\omega)$ і $\alpha(\omega)$. Залежність $g_R(\omega)$ має вигляд, що показаний на рис.1 для відповідних типів волокна, а залежність $\alpha(\omega)$, як правило, є достатньо слабкою. Тому коефіцієнти поглинання α_s та α_p можна вважати сталими і такими, що не залежать від частоти в рівняннях (42) і (43).

Якщо припустити, що спектр КР підсилення має лорентцеву форму, то критична потужність помпування $P_0^{\rm cr}$ задається наближеною рівністю [53]:

$$g_R P_0^{\rm cr} L_{\rm eff} / A_{\rm eff} \cong 16, \tag{44}$$

де ефективна довжина взаємодії хвиль накачки та Стокса $L_{\rm eff}$ визначається як

$$L_{\text{eff}} = \frac{1}{\alpha_p} [1 - \exp(-\alpha_p L)] \tag{45}$$

і вказує на те, що внаслідок загасання накачки довжина взаємодії хвиль L_{eff} скорочується відносно реальної довжини волокна L. Величина A_{eff} є ефективною площею області перекриття накачки і сигналу:

$$A_{\rm eff} = \frac{\int_{A} |R^{p}|^{2} dA \int_{A} |R^{s}|^{2} dA}{\int_{A} |R^{p}|^{2} |R^{s}|^{2} dA},$$
(46)

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. Огляди. 2009. Т. 5, №2

128

де $A_{\rm eff}$ – площа поперечного перерізу волокна, за якою проводиться інтегрування при визначенні стоксової потужності моди $P^s = 2\varepsilon_0 n_s c \int_A |E^s E^p|^2 dA$. Нагадаємо, що підінтегральні функції $R^i(r)$ – це поперечні частини електричного поля для стоксової хвилі (i = s) і хвилі накачування (i = p), на які розділялася відповідна мода при записі (22).

Співвідношення (44) дозволяє оцінити критичну потужність помпування у ВКР. Для довгих волокон, коли $\alpha_p L \gg 1$, тоді $L_{\mathrm{eff}} \approx 1/\alpha_p$. На довжині хвилі $\lambda_p = 1,5$ мкм, поблизу якої втрати волокна є мінімальними ($\approx 0, 2$ дБ/км) $L_{\rm eff} = 20$ км. Якщо використати звичайне значення $A_{\rm eff} = 50$ мкм², то передбачувана критична потужність помпування ВКР становить $P_0^{\rm cr} = 600$ мВт. Оскільки вхідна потужність у волокні в оптичних системах зв'язку з одним каналом, як правило, становить $\sim 1 - 10$ мВт, то збудження ВКР сигналом – украй малоймовірний процес. Для оптичних систем зв'язку на основі солітонів у загальному випадку потрібні більш високі потужності на рівні $\sim 50~{\rm MBr},$ але він все ще значно нижчий за критичну величину. У видимій і ближній інфрачервоній області A_{eff} звичайно 10–20 мкм². Тоді із (44) випливає, що $P_0^{\rm cr} \sim 10$ Вт для волокна довжиною 10 м. За цих умов ВКР генерацію можна спостерігати у волокнах усього кілька метрів довжиною, оскільки такі рівні потужності є легко досяжними (наприклад, від YAG:Nd³⁺-лазерів).

Наведена теорія не може описати зростання стоксової хвилі над порогом ВКР, оскільки в ній нехтують виснаженням накачування. Тому (42) і (43) необхідно розв'язувати із врахуванням ефектів виснаження помпування. У загальному випадку їх можна розв'язати числовими методами. Результати показують, що гранична умова (44) залишається досить точною. Як тільки досягнуто поріг ВКР, то потужність швидко передається від накачування до стоксової хвилі. Теорія дає передбачення про повну передачу потужності від накачування до стоксової хвилі (якби не втрати волокна). Однак на практиці, якщо потужність стоксової хвилі досягає значень, достатніх для виконання (44), то вона стає помпуванням для генерації стоксової хвилі другого порядку. Для ВКРП перевищення критичної потужності помпування може стати шкідливим, оскільки у процесі каскадного ВКР може генеруватися багато стоксових хвиль, а їх кількість зростатиме пропорційно до зростання вхідної потужності накачування [165].

Означену вище критичну потужність, за якої може виникнути однопрохідна стоксова генерація континууму в оптичному підсилювачі, можна розглядати як верхню межу потужності для окремої монохроматичної накачки. На практиці переважна більшість ВКРП працює при потужності окремого діода накачки, яка менша за означену величину $P_0^{\rm cr} = 600$ мВт для довжини хвилі 1,55 мкм у стандартному кварцовому волокні. Для кількох джерел помпування їх сумарна потужність може перевищувати цю величину. Однак за рахунок рознесення джерел помпування за довжинами хвиль досягають не тільки вирівнювання смуги підсилення, а й запобігають надмірному підсиленню спонтанного стоксового шуму.

Незважаючи на надзвичайну простоту конструкції КР підсилювача, при його розробці доводиться враховувати дуже багато факторів, зокрема, наявність обміну потужністю як між накачками, так і між сигналами, загасання (насичення) накачок, подвійне релеєвське розсіяння (багатопрохідна інтерференція), підсилення спонтанного випромінювання і т. ін.

Наприклад, релеєвське розсіяння світла має переріз щонайменше на три порядки вищий за КР. Тому двічі розсіяне випромінювання від сигналу у зворотному напрямку стає попутним до сигналу, але затриманим у часі, а за порядком величини потужність цього відлуння стає такою ж, як і у стоксовому випромінюванні. Наявність таких процесів у волокнах може створювати завади для передачі оптичного сигналу та викликати шкідливе явище, що має назву багатопрохідної інтерференції. В [166–170] наведено результати досліджень впливу релеєвського розсіяння на ефективність підсилення та шуми ербієвих та ВКР підсилювачів. В [171] наводяться результати прямих спостережень подвійного релеєвського розсіяння у розподіленому ВКР підсилювачі та розглядається можливість застосування цього явища для діагностичних цілей. У [172] розглянуто вплив подвійного релеєвського розсіяння на передачу інформації в дальніх лініях зв'язку, які містять розподілені ВКРП. В [173, 174] наведені результати оптичних вимірювань шуму від подвійного релеєвського розсіяння та локальних втрат на параметри ліній зв'язку, в яких застосовуються гібридні ВКРП. Вплив подвійного релеєвського розсіяння на коефіцієнт шуму розподілених ВКРП, що працюють за схемою помпування вищих порядків, розглянуто в [175]. Методам моделювання шуму від подвійного релеєвського розсіяння з порівнянням різних схем ВКРП присвячено роботи [176, 177].

Утворення завад багатопрохідної інтерференції для передачі сигналу у розподіленому підсилювачі із зустрічним помпуванням пояснює схема, наведена на рис. 17 [176]. Для сигналу, що введений до воло-



Рис. 17. Схема формування подвійного релеєвського розсіяння у ВКРП [176]

кна у точці z = 0 із потужністю P_{s0} , за рахунок помпування, яке вводиться до волокна з протилежного кінця z = L, у деякій точці z всередині волоконного відрізка потужність сигналу становитиме $P_{s0}G^{-}(0,z)$, де $G^{-}(0,z)$ – повне ВКР підсилення, набуте сигналом при поширенні від 0 до z, а індекс "-" вказує на протилежні напрямки між сигналом та помпуванням. Якщо в цій точці відбувається елементарний акт релеєвського розсіяння у протилежному напрямі, то потужність розсіяного сигналу становитиме $\gamma_R P_{s0} G^{-}(0,z)$, де коефіцієнт γ_R описує переріз релеєвського розсіяння. Це випромінювання при поширенні паралельно з накачкою до точки ξ набуває додаткового підсилення $G^+(z,\xi)$ і після повторного акту релеєвського розсіяння у протилежному напрямку починає поширюватись із затримкою $(z - \xi)/c$ позаду сигналу, маючи початкову потужність $\gamma_R^2 P_{s0} G^-(0, z) G^+(z, \xi)$. Результатом такого подвійного релеєвського розсіяння, що підсилене ВКРП, може бути хибний сигнал завади на виході із волокна при z = L із досить помітною потужністю $\gamma_R^2 P_{s0} G^-(0,z) G^+(z,\xi) G^-(\xi,L)$. Для видалення описаних завад багато прохідної інтерференції у практичних системах досить ефективним методом є застосування оптичних ізоляторів, які пропускають випромінювання на частоті сигналу (але не помпування) тільки в одному напрямку, блокуючи поширення моди оптичного волокна у протилежному напрямі. Слід зауважити, що застосування оптичного ізолятора часто використовують також для блокування ефекту вимушеного розсіяння Мандельштама-Бріллюена, який відбувається у протилежному напрямі до сигналу.

Підсилене спонтанне випромінювання (ПСВ) є одним із головних факторів, що впливають на формування коефіцієнта шуму ВКРП і його дослідженням присвячено роботи [178–180].

Проблема моделювання ВКРП обговорювалась в науковій літературі протягом досить тривалого часу і для моделювання процесу ВКР підсилення, зокрема із застосуванням кількох довжин хвиль помпування, використовують різні форми зв'язаних рівнянь [68, 167, 181–186].

В [68] наведено детальні рівняння для моделювання ВКР підсилювача на одномодовому оптичному волокні, в яких було зроблено спробу збереження кількості фотонів. Відзначено, що створений за результатами моделювання зразок ВКРП отримав суттево поліпшені робочі характеристики. В попередній роботі [167] представили моделювання стоксового підсиленого спонтанного випромінювання (ПСВ) та каскадної стоксової генерації в одномодових волокнах. За результатами перевірки підсилення, розрахованого за попередніми моделями в [184], додано зворотне релеєвське розсіяння та вказано на необхідність врахування залежності ефективної площі перерізу волоконної моди від довжини хвилі. У [185] вказано на важливість урахування антистоксового спонтанного випромінювання.

Наведемо систему рівнянь, що описує схему накачки на кількох довжинах хвиль, в якій зберігається кількість фотонів, а також враховуються втрати волокна $\alpha(\nu, T)$ та обернене релеєвське розсіяння $\gamma_b(\nu)$. Цю систему можна записати у формі узагальненого рівняння [186], для великої кількості каналів з оптичною смугою $\Delta \nu$, що поширюються у прямому напрямку до накачки (із індексом "+") та в оберненому напрямку ("–"):

$$\pm \frac{dP_i^{\pm}}{dz} = -\alpha(\nu_i, T)P_i^{\pm} + \gamma_b(\nu_i)P_i^{\mp} +$$

$$+P_{i}^{\pm}\sum_{j}^{\nu_{j}>\nu_{i}}\frac{g_{R}(\nu_{j},\nu_{i})}{A_{\text{eff}}(\nu_{j},\nu_{i})}(P_{j}^{+}+P_{j}^{-})\,\Delta\nu+$$

$$+2\sum_{j}^{\nu_{j}>\nu_{i}}(P_{j}^{+}+P_{j}^{-})h\nu_{i}\Delta\nu\frac{g_{R}(\nu_{j},\nu_{i})}{A_{\text{eff}}(\nu_{j},\nu_{i})}\cdot[n_{B}(\nu_{j}-\nu_{i})+1]-$$

$$-P_i^{\pm} \sum_{j}^{\nu_j < \nu_i} \frac{V_j}{V_i} \frac{\nu_i}{\nu_j} \frac{g_R(\nu_i, \nu_j)}{A_{\text{eff}}(\nu_i, \nu_j)} (P_j^+ + P_j^-) \,\Delta\nu +$$

$$+2\sum_{j}^{\nu_{j}<\nu_{i}}(P_{j}^{+}+P_{j}^{-})h\nu_{i}\,\Delta\nu\frac{\nu_{i}}{\nu_{j}}\frac{V_{j}}{V_{i}}\frac{g_{R}(\nu_{i},\nu_{j})}{A_{\text{eff}}(\nu_{i},\nu_{j})}n_{\text{B}}(\nu_{i}-\nu_{j}),$$
(47)

де індекс *i* відповідає *i*-й довжині хвилі з частотою ν_i , а V_i та P_i – групова швидкість та оптичні потужності відповідно. $A_{\text{eff}}(\nu)$ – ефективна площа волокна, $g_R(\nu_i, \nu_j)$ – коефіцієнт КР підсилення на частоті сигналу (ν_j) від накачки з частотою (ν_i). $n_{\rm B}(\nu) = [\exp(h\nu/kT) - 1]^{-1}$ – фактор розподілу Бозе– Ейнштейна для фононів, де h – стала Планка, k – стала Больцмана, T – температура. Доданок в (47), який містить множник $n_{\rm B}(\nu)$ +1, відповідає стоксовій компоненті підсиленого спонтанного випромінювання (ПСВ), а доданок із множником $n_{\rm B}(\nu)$ описує генерацію антистоксового ПСВ, яке виникає в результаті збереження кількості фотонів.

Оскільки моделювання ВКРП як з використанням системи зв'язаних рівнянь типу (47), так і іншими методами є одним із напрямків сучасних досліджень, то цим питанням присвячено окремий розділ 4. Зважаючи на те, що фундаментальні властивості активного середовища відіграють основну роль у створенні ВКР підсилювачів, то на завершення цього розділу розглянемо практично важливе питання про поріг підсилення процесу ВКР.

3.5. Порогові умови для ВКР підсилення і лазерної генерації

У перших експериментах з ВКР в оптичних волокнах за означення порога підсилення стоксового випромінювання приймали розглянуту вище критичну потужність помпування $P_0^{\rm cr},$ яка забезпечує генерацію стоксового шуму до рівня потужності накачки. При цьому реальне підсилення стоксової хвилі повинно становити щонайменше 60 дБ, оскільки переріз СКР, як відзначалось, типово не перевищує 10⁻⁶ від потужності збуджуючого випромінювання. З технічної точки зору в цьому випадку активне волокно працює як генератор, а не підсилювач. Тому для ВКРП критичну потужність помпування не можна розглядати як поріг підсилення, а швидше за верхню межу, після якої виникає збудження підсилювача від власних шумів, і він перетворюється на генератор або однопрохідний (безрезонаторний) лазер.

Існує дещо інше визначення порога підсилення для процесу ВКР. Цілком очевидно, що абсолютне підсилення оптичного сигналу наступає насамперед після того, як за рахунок зростання потужності помпування спочатку компенсуються власні втрати на поширення стоксової хвилі. Тому за порогову потужність накачки доцільно приймати потужність, достатню для повної компенсації втрат. Причому із за-

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. Огляди. 2009. Т. 5, №2

гальноприйнятої системи рівнянь (42), (43) такий поріг ВКР підсилення не тільки визначається природним чином, але і його частотну залежність можна отримати в кількісному вигляді, виходячи тільки із фундаментальних параметрів волоконного середовища – $g_R(\omega)$ та $\alpha(\omega)$ [187–189].

Дійсно, безпосередньо із (42) випливає, що залежно від потужності накачування величина dI_s/dz може змінювати знак. За відсутності накачування або за малих потужностей помпування значення $dI_s/dz < 0$, що відповідає загасанню у процесі поширення стоксової хвилі за рахунок власних втрат у волокні. Зі зростанням інтенсивності накачування I_p виникає ВКР підсилення стоксової хвилі, що описується добутком $g_R I_p$, а його числове значення може перевищити власні втрати. У цьому випадку волокно перетворюється на підсилювальне середовище, оскільки $dI_s/dz > 0$, що відповідає наростанню стоксової хвилі за її поширення у волокні. Зокрема, у випадку $dI_s/dz = 0$ настає режим абсолютної прозорості волокна для стоксової хвилі, коли її інтенсивність залишається незмінною під час поширення вздовж волокна.

Умова абсолютної прозорості волокна за фізичним змістом відповідає порогу підсилення оптичної хвилі або лазерному порогу процесу ВКР. Співвідношення $dI_s/dz = 0$ разом із (42) дає кількісний вираз для межової умови при переході середовища від природного стану із загасанням стоксової хвилі до стану, в якому стоксова хвиля підсилюється за рахунок помпування. Лазерний поріг, на відміну від порога, визначеного за критичною потужністю помпування, зумовлений лише параметрами волоконного середовища та не залежить від умов спостереження, зокрема, від довжини волокна.

Таким чином, з експериментальних даних вимірювань профілю коефіцієнта підсилення ВКР $q_B(\omega)$ та за відомими значеннями загасання $\alpha(\omega)$ у волокні безпосередньо знаходиться залежність порога ВКР підсилення від частоти стоксового зсуву (або довжини хвилі) для будь-якої довжини хвилі джерела накачування. На рис. 18 наведено залежності порога ВКР підсилення при помпуванні деяких поширених волокон джерелом з $\lambda_p = 1,45$ мкм від довжини хвилі у стоксовій області. Експериментальні профілі $g_R(\omega)$ та пікові значення коефіцієнтів КР підсилення $g_{R\max}$ становлять, відповідно: $g_{R \max} = 6,1 \; (\text{Вт км})^{-1} \; для$ спеціалізованого КР волокна; $g_{R \max} = 0, 4 \; (\text{Вт км})^{-1}$ – для стандартного волокна на основі плавленого кварцу; $g_{R \max} = 0,74 \ (BT \ км)^{-1}$ – для магістрального волокна з мінімізованою дисперсією, яке останнім



Рис. 18. Поріг ВКР підсилення, обчислений для поширених волокон: волокна на основі плавленого кварцу, магістрального волокна типу True Wave $\mathrm{RS^{TM}}$, DCF волокна та KP-волокна з підвищеним вмістом GeO₂

часом переважно використовують при побудові надшвидкісних ВОЛЗ (фірмова назва True Wave $\mathrm{RS}^{\mathrm{TM}}$).

Для КР-волокна профіль $g_R(\omega)$ задовільно описується з використанням спрощеної лорентцевої апроксимації, тоді як для інших волокон необхідно використовувати складнішу, але точну модель багатомодової декомпозиції ВКР-спектра (див. розділ 5). Для зручності абсолютні значення оптичної потужності на рис. 18 наведено в одиницях дБм (децибели по відношенню до 1 мВт — на лівій вертикальній осі) і в міліватах (на правій вертикальній осі). Як видно з рисунка, режим підсилення монохромного стоксового сигналу з $\lambda_s = 1,55$ мкм настає за потужності накачування $\lambda_p = 1,45$ мкм:

– $P_p = 8,9$ дБм (7,8 мВт) – для спеціалізованого КР волокна;

 $-P_p = 18,0$ дБм (63 мВт) – для волокна типу True Wave RSTM;

– $P_p = 20,7$ дБм (117,5 мВт) – для стандартного волокна на основі плавленого кварцу.

У розрахунках лазерного порога, наведених на рис. 18, прийнято, що власні втрати на стоксовій частоті



Рис. 19. Лазерний поріг ВКР для КР-волокна із різними значеннями власних втрат

 $\alpha = 0, 2 \, \text{дБ/км.}$ Слід зауважити, що при виготовленні КР-волокна значне збільшення його КР-підсилення досягається за рахунок підвищеного вмісту GeO₂ (типово ~ 20%), але цей процес, на жаль, супроводжується помітним підвищенням власних втрат у волокні з мінімальними значеннями ~ 0, 3 – 1,0 дБ/км.

На рис. 19 подано залежності лазерного порога ВКР ($\lambda_p = 1, 45$ мкм) для КР-волокна із різними значеннями власних втрат, що змінюються у діапазоні від 0,2 до 1,0 дБ/км. При зростанні власних втрат від 0,2 до 1,0 дБ/км порогова потужність для монохромного стоксового сигналу на $\lambda_s = 1, 55$ мкм, природно, зростає від 9 до 40 мВт. За допорогових значень потужності помпування стоксові хвилі затухають, а ВКР підсилення реалізується в області над кривими.

Наведені розрахунки показують, що незалежно від реальних втрат у волокні, якщо потужність накачки досягає кількасот міліват, то поріг підсилення для монохромного стоксового сигналу реалізується в достатньо широкому спектральному діапазоні — у даному випадку за накачування з $\lambda_p = 1,45$ мкм лазерну генерацію можна отримати в діапазоні від $\approx 1,5$ до 1,6 мкм, тобто у всій смузі максимальної прозорості волокон. Слід ще раз підкреслити, що спектральне

положення смуги лазерної генерації можна змінювати простою зміною довжини хвилі помпування. Причому абсолютні значення порогової потужності можна знайти, якщо взяти до уваги частотні залежності параметрів волокна – коефіцієнта підсилення ВКР $g_R(\omega)$ і загасання $\alpha(\omega)$. Ці теоретичні оцінки підтверджуються численними експериментальними результатами, що більш детально розглядаються нижче.

4. Фізико-технологічний базис побудови сучасних ВКРП

Сучасні волоконні ВКР підсилювачі вже оцінюються як технічно майже довершені фотонні пристрої промислового типу, в яких принципи нелінійної оптики вперше отримали [64] широке практичне застосування в оптичних системах передачі і обробки інформаційних потоків. Нині ВКР підсилювачі є невід'ємною частиною кожної нової лінії наддалекого зв'язку, що розрахована на терабітні швидкості передачі інформації.

Тому фізико-технологічні основи створення компонент, що входять до складу джерел помпування, та власне методи накачування ВКРП з використанням перерахованих останніх досягнень заслуговують короткого обговорення у цьому розділі.

4.1. Методи накачування ВКРП

Сучасні джерела помпування ВКРП будуються, головним чином, з використанням для накачування напівпровідникових лазерних діодів (ЛД) та волоконних КР лазерів (ВКРЛ). Однак ефективне помпування ВКРЛ здійснюється або безпосередньо від ЛД, або від лазерів на волокнах з подвійним покриттям, які, в свою чергу, отримують накачку від потужних ЛД. Тому перш за все розглянемо фізику процесів помпування ВКР за допомогою напівпровідникових лазерних діодів.

4.1.1. Помпування ВКРП за допомогою напівпровідникових лазерних діодів

Для накачування ВКРП з робочою смугою частот в області максимальної прозорості волокна навколо довжини хвилі 1,55 мкм напівпровідниковий ЛД повинен мати робочу довжину хвилі не меншу за 1,4 мкм. Спочатку досить потужні ЛД з $\lambda = 1480$ нм розробляли для накачування ербієм легованих волоконних підсилювачів (ЕЛВП) [72], в яких з цією довжиною хвилі реалізується найбільш ефективна схема помпування. Потім такі ЛД із певними удосконаленнями почали використовувати для накачування ВКРП.

Підвищення вимог до ЛД, що призначені для помпування ВКРП, полягає в необхілності забезпечення більш вузької лінії генерації, ніж у багатомодових потужних ЛД, призначених для помпування ЕЛВП. Ефективним методом звуження лінії генерації напівпровідникового ЛД, яку називають стабілізацією його спектра, забезпечується зовнішнім резонатором Фабрі-Перо. У сучасних умовах резонатор Фабрі-Перо технологічно створюють між дзеркалом з повним відбиттям, частіше за все нанесеним безпосередньо на один торець активної області лазерного кристала, та волоконною дифракційною ґраткою, приєднаною до протилежного робочого торця лазера. Таку дифракційну ґратку отримують шляхом бреггівської дифракції мод волокна на періодичній структурі зміни показника заломлення у серцевині. Цю структуру записують безпосередньо у волокні, використовуючи ефект фоточутливості волокон.

Оскільки волоконні ґратки працюють як вузькосмуговий фільтр на відбиття, то їх можна використати для того, щоб змусити лазер працювати в одній поздовжній моді, якщо одне або обидва дзеркала резонатора замінити такими ґратками. Очевидними кандидатами для застосування ВБГ є волоконні лазери, оскільки їх використання дозволяє створити повністю інтегрований резонатор волоконного лазера. Дійсно, волоконні ґратки використовувалися з цією метою ще у 1990 р., незабаром після появи двопроменевого голографічного методу [197] запису таких ґраток. Крім того, волоконні лазери з ВБГ резонаторами не тільки працюють на одній поздовжній моді, але їх довжину хвилі можна перебудовувати більш ніж на кілька нанометрів, нагріваючи або прикладаючи механічну напругу до волоконних ґраток. Варіації температури або напруги змінюють номер моди, що приводить до зсуву довжини хвилі, на якій ґратки дають максимальний зворотний зв'язок. Використовуючи зовнішні модулятори, волоконні лазери із ґратками успішно передавали сигнали на відстані понад 654 км зі швидкістю 2,5 Гбіт/с. У цих експериментах головні незручності існували через випадкові шумові сплески. Використання активних методів для придушення шуму дозволило створити волоконні лазери з вузькою шириною лінії й низькою інтенсивністю шуму.

Волоконні бреггівські ґратки можна також використовувати у напівпровідникових лазерах для розподілених бреггівських відбивачів (РБВ). У цій схемі, показаній на рис. 20, вихідне випромінювання ЛД



Рис. 20. Напівпровідниковий лазерний діод із розподіленим зворотним зв'язком за допомогою зовнішньої волоконної бреггівської ґратки

безпосередньо вводиться до волокна, в якому містяться ґратки. Незважаючи на втрати на введення, які дещо погіршують якість лазерного резонатора, вихідна потужність лазера із ґратками перебуває вже у волокні і її можна використовувати для волоконних застосувань без подальших втрат потужності оптичної хвилі.

У лазерах із розподіленим зворотним зв'язком, демультиплексорах для ВОЛЗ і низці інпих пристроїв потрібно створення вузькосмужних фільтрів пропускання, які також реалізуються за допомогою ґраток зі зміщеною фазою, оскільки фазовий зсув на $\pi/2$ у центрі волоконної ґратки перетворює її на фільтр пропускання (рис. 21).

Якщо ґратку з однорідним періодом умовно розділити на дві секції, то краї ґратки поводяться як частково відбиваючі дзеркала, а в центрі спектра відбиття утворюється прозора область. Розрахункова залежність коефіцієнта відбиття бреггівської ґратки з центром відбиття на довжині хвилі 1550 нм із зсувом фази наведено на рис. 21. Результати обчислень коефіцієнта відбиття від довжини хвилі представлені для ґратки 10 мм довжиною із максимумом різниці показників заломлення 5×10^{-4} . Штриховою лінією для порівняння показано спектр ґратки із нульовим зсувом фази. Спектри відбиття для тієї самої ґратки із зсувом фази, відмінним від π , містять таку ж прозору область, але зсунуту за довжиною хвилі. Результатом від зсуву фази всередині ґратки є наявність вузького резонансу на пропускання всередині спектральної смуги та у розширенні спектра відбиття. За зсувів фази на $\pi/2$ й $3\pi/2$ вузький резонанс у пропусканні з'являється відповідно з обох боків від центра смуги, що вказує на можливість перебудови резонансу у пропусканні [197].

Відзначимо деякі цікаві властивості резонансу пропускання від дискретного зсуву фази. Підстроюван-



Рис. 21. Розрахункова залежність коефіцієнта відбиття від довжини хвилі для бреггівської ґратки довжиною 10 мм зі зсувом фази на π всередині структури. Штриховою лінією показано смугу відбиття для ґратки без зсуву фази

ня резонансного максимуму пропускання можна здійснити за допомогою простої зміни фазового зсуву між секціями ґратки. Зауважимо, що ширина лінії резонансу пропускання збільшується за мірою зсуву від центра. Зокрема, ширина лінії становить ~ 6,8 пм для фазового зсуву на π і розширюється до 24 пм для фазового зрушення на 0, 5 π . При збільшенні довжини ґратки ширина лінії резонансу пропускання зменшується. Наприклад, обчислення спектрального розподілу резонансу пропускання (фазовий зсув на π) для подвоєної довжини ґратки (20 мм) дають надзвичайно вузьку лінію пропускання ~ 0,043 пм (~ 5 МГц), яка щонайменше в 160 разів вужча за спостережувану для ґратки довжиною 10 мм.

Безсумнівно, перебудова резонансу пропускання в межах смуги відбиття структури ґратки, як і контроль ширини самої смуги, що містить резонанс, знаходять широке застосування в системах зв'язку, в тому числі для стабілізації спектра випромінювання напівпровідникових лазерних діодів. На рис. 22 показано результат від застосування ВБГ, яка має резонансний пік пропускання на довжині хвилі 1480 нм, для стабілізації спектра випромінювання потужного багатомодового ЛД [72].

Наступною особливістю ВКРП є залежність підсилення від поляризації як випромінювання накачки, так і сигналу. Згідно з (24) коефіцієнт підсилення g_R безпосередньо виражається через тензорні компоненти $\chi_{iiii}^{(3)}$ та $\chi_{ijji}^{(3)}$, які фактично описують нелінійний зв'язок компонент електричних полів помпування та стоксової хвиль. Тому, оскільки $\chi_{iiii}^{(3)} \gg \chi_{ijji}^{(3)}$, то ВКР



Рис. 22. Стабілізація спектра випромінювання потужного багатомодового ЛД

підсилення для паралельних компонент поляризації накачки та сигналу, що спостерігається на практиці, щонайменше в десять разів перевищує відповідну ефективність нелінійної взаємодії для взаємно перпендикулярних компонент поляризації хвиль.

Оскільки довжина взаємодії за КР підсилення в загальному випадку перевищує кілька десятків кілометрів, то у звичайному волокні з виродженими модами перпендикулярних поляризацій будь-який початково фіксований напрям поляризації як сигналу, так і накачки губиться у процесі взаємодії. Тому, навіть якщо накачка спочатку і була поляризована, то поляризаційна залежність ВКР підсилення поступово зникає. Це особливо характерно для схеми підсилення із зустрічним помпуванням. Тим не менше, існує статистична ймовірність появи залежності ВКР підсилення від поляризації помпування, оскільки на відрізках з лінійно поляризованим помпуванням підсилюватиметься тільки паралельна до накачки складова

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. Огляди. 2009. Т. 5, №2



Рис. 23. Схема видалення поляризаційної залежності підсилення ВКРП за допомогою двох ЛД з ортогональними поляризаціями та поляризаційного суматора

поляризації, тобто половина потужності неполяризованого сигналу. Оскільки типові ЛД накачки мають лінійно поляризоване випромінювання, то для видалення поляризаційної залежності ВКР підсилювачів часто застосовують так званий поляризаційний суматор, який служить для додавання потужності від двох ЛД з ортогональними поляризаціями (рис. 23). Такий прийом є досить ефективним для підвищення ВКР підсилення шляхом подвоєння потужності накачки. Однак, коли потужність окремого ЛД є достатньою для підсилення, то необхідність використання спеціальної оптичної інтегральної схеми поляризаційного суматора робить такий підхід надто дорогим.

В останньому випадку альтернативним способом зниження поляризаційної залежності ВКР підсилювачів є застосування спеціальних волоконних деполяризаторів безпосередньо після ЛД накачки. Було проведено окремі дослідження [72] з оптимізації схеми деполяризації ЛД накачки, а експериментальні вимірювання поляризаційної залежності ВКР підсилення від ступеня поляризації джерела накачки проводилися за схемою, показаною на рис. 24.

За цією схемою випромінювання лазерного діода з резонатором Фабрі–Перо та розподіленим зворотним зв'язком (ЛД РЗЗ) стабілізованого ВБГ втрачає поляризацію випромінювання за допомогою деполяризатора, який складається із керованого поляризатора (КП) та відрізка волокна зі збереженням поляризації (ВЗП). Виміряне значення ступеня деполяризації випромінювання на виході ВЗП залежить від довжини волокна та напрямку поляризації випромінювання на вході ВЗП. Експериментально знаходили мінімум ступеня поляризації шляхом регулювання керованого поляризатора на вхідному кінці ВЗП. За даними вимірювань встановлено, що лінійно поляризоване ви-



Рис. 24. Схема волоконного деполяризатора після ЛД накачки із розподіленим зворотним зв'язком (РЗЗ). КП – керований поляризатор, ВЗП – волокно зі збереженням поляризації, ОМВ – одномодове волокно

промінювання ЛД можна просто ввести до ВЗП точно під кутом 45° до однієї з головних осей ВЗП і без КП. Тому КП використовувався тільки в експериментальній схемі для точного встановлення вхідного кута поляризації. Для практичного застосування вихід ЛД слід робити за допомогою ВЗП пігтейла, який шляхом сплавлення під кутом 45° безпосередньо приєднується до іншого відрізка ВСП, що і створює деполяризатор. Якщо установку кута 45° зроблено з похибкою, то це приводить до неповної деполяризації. Однак, такий деполяризатор буде достатньо міцним та працездатним. Вимірювання показують, що значення ступеня поляризації знижується до кількох відсотків на довжині другого відрізка ВЗП 3 м, яка є достатньо великою у порівнянні з довжиною когерентності ЛД накачки, але досить короткою, щоб мати низькі втрати та вартість.

Таким чином, напівпровідникові ЛД, що були розроблені для діапазону 1420–1510 нм, за своїми основними параметрами, зокрема, за рівнем вихідної потужності та якістю спектра випромінювання, стали цілком придатними для широкого застосування для накачування ВКРП, але останнім часом досить серйозну конкуренцію їм почали створювати волоконні лазери.

4.1.2. Джерела помпування ВКРП за допомогою волоконних лазерів

Експериментальні дослідження показали, що можна здійснювати накачку волоконних КР генераторів від напівпровідникових лазерних діодів. Сполучення лазерної накачки від діодів з волоконним КР генератором дає можливість створити компактний, ефективний та недорогий лазер для ближньої інфрачервоної області, зокрема для помпування ВКРП. Але треба було насамперед вирішити проблеми ефективного вводу потужного випромінювання ЛД у серцевину



Рис. 25. Типова схема лазера на волокні з подвійним покриттям і внутрішньою серцевиною, легованою іонами Yb³⁺ (Nd³⁺). Резонатор утворений двома бреггівськими ґратками БҐ₁ та БҐ₂, а помпування – від лінійки потужних напівпровідникових лазерних діодів

одномодового волокна з одночасним забезпеченням променевої стійкості активного волокна до помпування. Цю проблему було вирішено з розробкою волокон із подвійним покриттям (ВППІ) та серцевиною, легованою іонами Nd³⁺ (Yb³⁺) та оптимальною структурою для накачування від лазерних діодів.

У роботі [191] було запропоновано структуру активного волокна з подвійною оболонкою для вдосконалення накачки волоконних КР генераторів світла напівпровідниковими ЛД. Активна одномодова серцевина покривається оболонкою, і ця конфігурація формує серцевину багатомодового хвилеводу, яка в свою чергу, покривається зовнішньою оболонкою із ще більш низьким показником заломлення. Така багатомодова структура спрямовує випромінювання накачки навколо та через центральну одномодову серцевину, яка легована рідкоземельними елементами. Форму і розміри внутрішньої оболонки вибирають так, щоб забезпечити ефективне введення випромінювання з виходу лінійки потужних ЛД.

На рис. 25 зображено типову схему лазера на волокні з подвійним покриттям (ВПП) із внутрішньою серцевиною, легованою іонами Yb³⁺ (Nd³⁺). На відміну від лазера з резонатором Фабрі–Перо у цій конфігурації резонатор утворений двома бреггівськими ґратками БҐ₁ та БҐ₂, які забезпечують необхідні коефіцієнти відбиття на довжині хвилі лазерної генерації у легованому волокні з подвійним покриттям. Повністю відбиваюче дзеркало БҐ₁ має коефіцієнт відбиття 99,9%, а вихідне дзеркало резонатора БҐ₂ – 5%. Конструкція обох бреггівських ґраток забезпечує практично нульовий коефіцієнт відбиття на довжині хвилі накачки. Накачка здійснюється від лінійки потужних напівпровідникових лазерних діодів, які, як правило, мають конструкцію "з пігтейлами", тобто вихід оптичного випромінювання здійснюється безпосередньо у відрізок оптичного волокна. Загалом, низький рівень оптичних втрат такого волоконного лазера дозволяє досягти рекордних рівнів коефіцієнта перетворення потужності накачки у потужність ВКР лазерного випромінювання. Завдяки своїй високій ефективності використання потужності помпування така схема (рис. 25) волоконного лазера стала найбільш поширеною у практичних застосуваннях.

За цією схемою було розроблено високопотужний [до 35 Вт у неперервному режимі], обмежений лише дифракцією Nd³⁺ (Yb³⁺) лазер на волокні, що працює на довжинах хвиль приблизно 1,06 (1,1) мкм (див., наприклад, [53]). Такі лазери стали ефективними джерелами накачки для волоконних КР лазерів, які, в свою чергу, отримали широке коло застосувань, також і для помпування ВКРП. Саме ці лазери є дуже ефективними джерелами первинного помпування для каскадної ВКР генерації, яка дозволяє перенести довжину хвилі генерації в область довжин хвиль 1420 нм, необхідну для накачки ВКРП. Параметри ВКРП із накачкою другого порядку розглянуто у роботах [198–200].

Проблеми впливу часткової когерентності на ефективність нелінійної ВКР взаємодії та способи придушення шумів від флуктуацій інтенсивності накачки розглядаються в наступному підрозділі.

4.2. Способи придушення шуму від флуктуацій інтенсивності та часткової когерентності накачки у ВКРП з прямим помпуванням

Нелінійний процес ВКР дозволяє отримати якісне підсилення стоксового випромінювання за умови, що потужне випромінювання накачки відповідає досить високим вимогам щодо оптичної якості, які задовольняються шляхом ретельної стабілізації як потужності, так і спектра джерела помпування. Дослідження оптичного шуму, який накладається на корисний сигнал, за рахунок флуктуацій інтенсивності накачки проводили в [193–195].

Флуктуації потужності накачки у будь-якому ВКРП приводять до відповідних коливань підсилення на довжині хвилі сигналу. Ці зміни підсилення сигналу, які створено стохастичними варіаціями інтенсивності накачки, проявляються у вигляді флуктуацій потужності підсиленого сигналу відносно її середнього рівня. У результаті в каналі поширення сигналу утворюється шум, який переноситься від флуктуацій інтенсивності помпування, і носить назву шуму відносної інтенсивності (ШВІ).

Фізика процесу ШВІ значною мірою визначається так званими параметрами розходження між груповими швидкостями хвиль помпування та сигналу [195]. Якщо "розходження" достатньо великі, то фотони сигналу при їх поширенні вздовж волокна піддаються усередненій дії з боку потужності накачки, оскільки завдяки різниці у швидкості між фотонами сигналу та накачки кожний хвильовий фронт сигналу рухається відносно хвильового фронту помпування. Тому сигнал у процесі поширення у волокні переміщується відносно помпування на довжину розходження, а нелінійне перенесення енергії до сигналу визначатиметься інтегральною дією накачки, що знаходиться в межах довжини розходження. Результатом такого усереднення за інтегральної дії помпування є пом'якшення переносу шуму шляхом обмеження частот у шумовому спектрі сигналу від накачки. Для попутної накачки "розходження" пов'язане з дисперсією волокна, і час затримки між хвилями помпування та сигналу може досягати 50 нс. Тоді суттєве зменшення ШВІ спостерігається на відносно високих частотах (> 20 МГц) шумового спектра потужності накачки.

У зустрічній конфігурації "розходження" виникає насамперед завдяки протилежному напрямку швидкостей у фотонів сигналу та накачки, і тому довжина розходження буде дорівнювати подвійній довжині волокна. Тому ефективне усереднення флуктуацій потужності накачки для сигналу починається з відносно низьких частот (> 2,0 кГц). Таким чином, виміряна частотна залежність ШВІ вказує на метод боротьби з таким шумом шляхом застосування електронних фільтрів низьких частот, які встановлюються після фотодетектора, тобто вже після перетворення оптичного випромінювання в електричний сигнал. Результати вимірювань граничних частот дають частоту режекції для придушення всіх низькочастотних складових в електричному сигналі.

Кількісні дані розрахунків та вимірювань, наведені в [194, 195], дозволяють оцінити вимоги до стабілізації потужності накачки та визначити допустимий рівень спектральної густини шуму від флуктуацій інтенсивності помпування, який не повинен перевищувати лазер, призначений для накачки у ВКР підсилювачі. Для ділянки волокна, довжиною 60 км, у зустрічній конфігурації помпування необхідний рівень спектральної густини шуму є досить скромним – 62 дБ/Гц. Але аналогічні вимоги у випадку попутного поширення вже становить 102 дБ/Гц, тобто спектральна густина шуму тоді повинна бути у 10⁴ разів менша. Тому значно м'якші вимоги до стабілізації інтенсивності помпування зумовлюють рішучі переваги схеми із зустрічною накачкою у випадках, коли шуми підсилювача можуть відіграти вирішальну роль, наприклад, у вхідному ВКРП перед фотодетектором.

Розглянемо вплив часткової когерентності лазера помпування на протікання нелінійних процесів в оптичних волокнах, до яких відноситься ВКР підсилення світла. Ступінь когерентності джерела монохроматичного випромінювання на частоті ω_0 можна оцінити за шириною $\Delta \omega$ лінії випромінювання, оскільки величину $T_c = 2\pi c/\Delta \omega$ можна інтерпретувати як середній час, протягом якого оптична хвиля з центральною частотою ω_0 матиме постійну фазу, тобто відповідний час когерентності. Для кількісної оцінки впливу ширини лінії помпування якісних міркувань, як при аналізі вимог щодо стабілізації інтенсивності, виявляється недостатньо, і тому використаємо результати загальної теорії нелінійних процесів для частково когерентного світла [197]. Електричне поле волоконної моди $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, аналогічно до (22), розділяють на поперечну та поздовжню частини відповідно до амплітуд R(x, y) та A(z, t) у вигляді

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \hat{x}\frac{1}{2} \{R(x,y)A(z,t)\exp\left[i(\beta_0 z - \omega_0 t)\right] + \text{k.c.}\},$$
(48)

де к.с. – комплексне спряження, \hat{x} – одиничний вектор поляризації світла, орієнтований за віссю x. Нормовану амплітуду $U(z, \tau)$ вводять, беручи за основу на визначення

$$A(z,\tau) = \sqrt{P_0} \exp(-\alpha z/2) U(z,\tau), \qquad (49)$$

де P_0 – пікова потужність вхідного випромінювання. Експонентний множник в (49) враховує поглинання (втрати) у волокні. За відсутності дисперсії нелінійні рівняння поширення мають розв'язок такого вигляду:

$$U(z,T) = U(0,T) \exp\left[i\varphi_{NL}(z,T)\right],$$
(50)

де U(0,T) – амплітуда поля при z = 0;

$$\varphi_{NL}(z,T) = |U(0,T)|^2 (z_{\text{eff}}/L_{NL}),$$
(51)

причому

$$z_{\text{eff}} = \frac{[1 - \exp(-\alpha z)]}{\alpha},\tag{52}$$

де α – коефіцієнт втрат у волокні. Нелінійна довжина

$$L_{NL} = (\gamma P_0)^{-1} \tag{53}$$

визначається піковою потужністю вхідного сигналу P_0 та нелінійним коефіцієнтом γ .

У випадку неперервного випромінювання, що має кінцевий спектр, протягом усього процесу його поширення по оптичному волокну має місце спектральне розширення, яке викликає самомодуляція фази (СМФ). Фізично це пов'язано з наявністю у частково когерентного світла флуктуацій фази та інтенсивності. СМФ перетворює випадкові зміни інтенсивності на відповідні коливання фази, що безпосередньо випливає із співвідношення (51), результатом чого є розширення оптичного спектра. Разом із цим, СМФ зменшує час когерентності T_c , оскільки при поширенні по оптичному волокну неперервне випромінювання поступово стає все менш когерентним.

Нелінійність волокна викликає явище руйнування когерентності світла та спектрального розширення неперервного випромінювання в оптичних волокнах, що виникає внаслідок впливу наведеної СМФ.

Оптичний спектр частково когерентного світла $S(\omega)$ формально (теорема Вінера–Клінчина) подається виразом

$$S(\omega) = \int_{0}^{\infty} \Gamma(z,\tau) \exp(i\omega\tau) d\tau, \qquad (54)$$

де функція когерентності $\Gamma(z,\tau)$ визначається як

$$\Gamma(z,\tau) = \left\langle U^*(z,T)U(z,T+\tau) \right\rangle.$$
(55)

Оптичне поле U(z,T) у волокні на відстані z описує (50). Кутовими дужками позначають статистичне усереднення за ансамблем флуктуацій вхідного поля U(0,T), припускаючи стаціонарність випадкового процесу. Статистичні властивості U(0,T) залежать від оптичних властивостей джерела світла та в загальному випадку суттєво відрізняються для лазерних і нелазерних джерел. У випадку теплового джерела, для якого дійсні та уявні частини U(0,T) підпорядковано гауссовому розподілу, середнє значення у (55) розраховується аналітично. Функція когерентності (55) для теплового джерела має вигляд

$$\Gamma(z,\tau) = \Gamma(0,\tau)[1 + Z^2(1 - |\Gamma(0,\tau)|^2)]^{-2},$$
(56)

де $Z = z_{\text{eff}}/L_{NL}$ – нормована відстань поширення. У випадку повністю когерентного поля $\Gamma(0, \tau) = 1$. Тоді згідно із (56), отримуємо, що у процесі поширення оптичне поле зберігає свою когерентність. На відміну від цього випадку частково когерентне світло за

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. Огляди. 2009. Т. 5, №2

138

мірою поширення по волокну втрачає свою когерентність. Цей ефект зумовлений тим, що СМФ перетворює флуктуації інтенсивності на додаткові коливання фази, роблячи світло менш когерентним. Спектр можна обчислити шляхом підстановки (56) до (54). Результат відповідних розрахунків подано на рис. 26, де зображено оптичні спектри для кількох відстаней у діапазоні Z = 0–5 у випадку вхідної функції когерентності гауссового вигляду, тобто

$$\Gamma(0,\tau) = \exp[-(\tau^2/2T_c^2)],$$
(57)

де T_c – час когерентності вхідного оптичного поля. Скорочення часу когерентності поля, очевидно, супроводжується наведеним СМФ-спектральним розширенням сигналу. Розширення спектра є досить незначним доки світло проходить відстань у межах нелінійної довжини L_{NL} , а надалі спектр розширюється приблизно у вісім разів при Z = 5. Форма спектра якісно відрізняється від випадку повністю когерентного випромінювання. Наведена СМФ викликає деградацію когерентності світла, яка може суттєво вплинути на зменшення ефективності використання накачки у процесі ВКР підсилення оптичного випромінювання. У стандартному волокні для зв'язку типовим значенням параметра нелінійності є $\gamma \approx$ 3 Вт^{-1} км $^{-1}$ на довжині хвилі $\lambda = 1,55$ мкм, і тому значення $L_{NL} \approx 1$ км при типових потужностях помпування $P_0 = 300$ мВт, які застосовуються у серійних ВКРП. Тому вимоги до когерентності випромінювання накачки є досить жорсткими, і всі зусилля, що докладаються до звуження лінії генерації лазерів помпування, ніколи не будуть зайвими. Це особливо стосується розподілених ВКРП, для яких довжина нелінійної взаємодії становить десятки, а може перевищувати і сотню кілометрів.

Тому використання кількох джерел помпування, рознесених за довжинами хвилі, певним чином дозволяють зменшити потужність окремого джерела із збереженням високих значень загальної потужності накачування. Ця обставина є ще однією перевагою багатохвильового помпування ВКРП, на додаток до вже відзначеного розширення смуги підсилення.

4.3. Багатохвильове накачування ВКРП

Головна ідея використання кількох джерел помпування з різними довжинами хвиль для розширення та вирівнювання робочої смуги ВКР підсилення висловлювалась мало не спочатку досліджень у 70-х роках та багато разів підкреслювалась у літературі як одна



Рис. 26. Наведене СМФ-розпирення спектра для частково когерентного неперервного випромінювання для різних значень нормованої відстані Z. Функція когерентності вхідного поля вважається такою, що має гауссову форму. Крива Z = 0 відповідає вхідному гауссовому полю

із головних переваг ВКРП. Однак практична реалізація цих добре відомих принципів почалася безпосередньо після отримання напівпровідникових ЛД з робочими довжинами хвилі в області 1420–1510 нм, які мали вузьку лінію генерації та потужність, достатню для досягнення порога ВКР в одномодових волокнах на основі плавленого кварцу. Цей етап розвитку почався у 90-х із застосування нещодавно розробленого ЛД на 1480 нм для помпування ВКРП, хоча спочатку такий лазер розробляли для накачування ЕЛВП. Успіхи використання цих ЛД для ВКР помпування стимулювали розробку інших ЛД з близькими довжинами хвиль випромінювання.

Результатом було те, що вже до кінця 90-х років було опубліковано низку (див. [72]) результатів експериментальних досліджень параметрів ВКРП, для помпування яких використовувалось від 2 до 16 довжин хвиль, а максимальна вихідна потужність окремого ЛД у промислових зразках перевищила значення 300 мВт. Така вихідна потужність виявилась цілком достатньою, особливо при використанні кількох випромінювачів на різних довжинах хвиль, що зразу ж було застосовано для помпування ВКРП.

Типову схему джерела помпування із 8-ма ЛД на різних довжинах хвиль, що призначена для викори-



Рис. 27. Джерело помпування волоконного КР підсилювача на 8 довжинах хвиль за допомогою ЛД із розподіленим зворотним зв'язком на волоконних бреггівських ґратках (ВБГ). Концентратор потужності всіх ЛД в одномодовому волокні побудовано на оптичній інтегральній схемі (OIC), що містить сім планарних інтерферометрів типу Маха-Цандера



Рис. 28. Спектри пропускання оптичної інтегральної схеми концентратора потужності від 8 ЛД

стання у ВКРП, зображено на рис. 27. Кожен із восьми ЛД випромінює на своїй довжині хвилі, що рівномірно розташовані в області від 1450 нм до 1502,5 нм з кроком 7,5 нм. Діоди мали РЗЗ зовнішні резонатори зі стабілізацією спектра випромінювання за допомогою ВБГ. Концентратор потужності для вводу випромінювання всіх окремих ЛД в одномодове волокно побудовано із застосуванням оптичної інтегральної схеми (OIC), яка містить 7 інтегральних інтерферометрів типу Маха–Цандера.

Всередині OIC інтегральні інтерферометри Маха– Цандера попарно з'єднані за трикаскадною схемою $(4 \times 2 \times 1)$ і тому мають вісім вхідних портів для приєднання ЛД та один вихідний порт для вводу в одномодове волокно всіх восьми довжин хвиль лазерного випромінювання. Конструкція інтерферометрів Маха– Цандера забезпечує комутацію двох вхідних портів в одне вихідне плече з мінімальними втратами на всіх вхідних довжинах хвиль.

Спектри пропускання оптичної інтегральної схеми концентратора потужності від 8 ЛД показано на рис. 28, з якого видно, що ОІС концентратора має досить



Рис. 29. Спектр випромінювання джерела накачки [72] для волоконного КР підсилювача, побудованого за схемою на рис. 27

малі власні втрати (<1 дБ) на кожній із довжин хвилі випромінювання застосованих ЛД. За даними [72] середнє значення втрат випромінювання у джерелі помпування (від ЛД до входу у волокно включно) не перевищує 1,2 дБ.

Спектр випромінювання джерела накачки для волоконного КР підсилювача, побудованого за схемою на рис. 27, показано на рис. 29. Джерело помпування дозволяє отримати потужність випромінювання у волокні понад 100 мВт на кожній із довжин хвиль, а загальна максимальна потужність помпування у волокні перевищує 1,2 Вт [72].

Описана схема концентратора потужності від 8 ЛД з параметрами, поданими на рис. 27–29, далеко не єдина, а лише один із варіантів побудови джерела помпування для сучасних ВКРП. У концентраторах потужності, що випромінюється напівпровідниковими ЛД широко використовуються тонкоплівкові діелектричні фільтри, відгалужувачі з використанням ВБҐ та сплавлення волокон, інші технологічні прийоми.

Загалом діодне накачування ВКРП є досить гнучким, оскільки надає можливість незалежного і досить легкого встановлення потужності випромінювання джерела на кожній довжині хвилі шляхом контролю струму інжекції у кожному ЛД. Тоді можливо досягти високого ступеня однорідності підсилення в широкому діапазоні частот, наприклад, у C + L вікнах прозорості, причому нерівномірність смуги підсилення вперше вдалося зробити ~0,1 дБ.

Однак останнім часом суттєву конкуренцію діодному накачування ВКРП почали становити волоконні ВКР лазери [53, 54]. На основі германосилікатного волокна створено ВКР лазери на декілька вихідних довжин хвиль у діапазоні 1420–1510 нм, що застосовуються як високоякісні ВКР підсилювачі для



Рис. 30. Схема волоконного КР лазера, що генерує на шести довжинах хвиль

ВОЛЗ у діапазоні 1,55 мкм. Такі лазери дозволяють реалізувати надзвичайно пироку смугу підсилення (> 12 ТГц), що перекриває обидва телекомунікаційні вікна C + L та має низьку нерівномірність коефіцієнта підсилення [76]. На рис. 30 зображено схему волоконного КР лазера, що генерує на шести довжинах хвиль.

Первинна накачка здійснюється багатомодовим напівпровідниковим ЛД з довжиною хвилі 915 нм, який накачує волоконний лазер на ВПП із Yb³⁺-легованою внутрішньою оболонкою (за схемою, зображеною на рис. 25) та дає генерацію випромінювання на 1100 нм. Це випромінювання вводиться у ВКР лазер на шість довжин хвиль, який, власне, і зображений на рис. 30. У внутрішньому резонаторі, який побудований на відрізку германосилікатного волокна довжиною 600 м (КР волокно), на кінцях якого розташовано чотири пари волоконних БГ, що створюють КР резонатори для довжин хвилі, відповідно, 1153, 1211, 1275 та 1347 нм. Вихідна система ВБГ доповнена повністю відбиваючою бреггівською ґраткою на 1100 нм, яка блокує вихід випромінювання накачки з ВКР лазера. Внутрішній резонатор забезпечує каскадне ВКР перетворення і дозволяє отримати потужне випромінювання на довжині хвилі 1347 нм. Випромінювання з довжиною хвилі 1347 нм вводиться у шість лазерних резонаторів, які вкладені один в інший для генерації довжин хвиль: 1428, 1445, 1480, 1494 та 1508 нм. Ці довжини хвилі вибиралися із умови однорідного розподілу накачки за спектром оптичних частот. Зовнішні лазерні резонатори виконані в одному волокні за допомогою шести широкосмугових бреггівських ґраток з повним відбиттям (~ 99%) (ПВ) та шести вихідних регульованих бреггівських дзеркал (РБД), у яких коефіцієнт відбиття можна встановлювати електричними засобами. Величина спектрального відбиття у РБД регулюється шляхом електричного нагрівання та створення теплових градієнтів у бреггівських ґратках [201].

Стоксове випромінювання від лінії 1347 нм є джерелом КР підсилення у всіх шести зовнішніх лазерних резонаторах. Лазерне випромінювання на більш коротких довжинах хвиль створює додаткове підсилення для більш довгохвильових спектральних компонент. Таким чином, спектральний розподіл потужності залежить від потужності в кожній спектральній компоненті. Оптимальний розподіл потужності для кожної лінії генерації ВКР лазера встановлювався експериментально та практично реалізувався за допомогою РБД зовнішнього резонатора.

В експериментальних умовах при вихідних потужностях шестихвильового волоконного лазера 338, 215, 83, 30, 19 та 39 мВт (рис. $31, \delta$) відповідно до кожної з довжин хвилі генерації вдається забезпечити нерівномірність підсилення оптичних сигналів у 1,7 дБ у C + L телекомунікаційних вікнах на 100 км відрізку оптичного волокна типу True Wave RS. При цьому ВКР лазер дає розподілене підсилення (on/off) 16, 19 та 25 дБ, відповідно для довжини ВОЛЗ 60, 100 та 140 км.

Таким чином, надійною базою для широкого попирення ВКРП є використання сучасних джерел помпування, в основу яких покладено волоконні КР лазери та/або напівпровідникові ЛД. Однак практика застосувань ВКРП показує, що кількісне нарощування джерел помпування або потужності накачок не дає бажаних результатів щодо підвищення якості підсилення оптичного випромінювання. Оптимізацію параметрів ВКРП, як правило, не вдається зробити шляхом прямих спроб, без належного попереднього моделювання досить складних особливостей нелінійної взаємодії хвиль у процесі ВКР.



Рис. 31. Розподіл потужності випромінювання волоконного КР лазера, що має шість ліній генерації

5. Методи моделювання ВКРП із багатохвильовим помпуванням

Надзвичайна простота конструкції КР підсилювача супроводжується досить складною фізикою нелінійних процесів, адже при його розробці необхідно враховувати дуже багато факторів, зокрема наявність обміну потужністю як між накачками, так і між сигналами, загасання (насичення) накачок, подвійне релеєвське розсіяння (багатопрохідна інтерференція), підсилення спонтанного випромінювання і т.д. [68].

За спрощеного підходу до конструкції КР підсилювача з накачкою на кількох довжинах хвиль виходить підсилювач, що має незадовільні параметри. Наприклад, спочатку для розширення смуги підсилення ВКРП за даними роботи [68] здійснено спробу використати вісім накачок, які рівномірно розташовані по спектру та мають рівні потужності у 120 мВт. Однак на краях робочої смуги такого ВКРП отримані значення коефіцієнта підсилення відрізнялися більш ніж у 10 разів, що є вкрай небажаним з точки зору практичних застосувань.

Тому для вирішення практично важливої проблеми вирівнювання коефіцієнта підсилення в дуже широкій смузі ВКРП, яка може перевищувати значення 10 ТГц, виникла необхідність розробки спеціальних методів моделювання та оптимізації параметрів волоконних підсилювачів. Нині задачу аналізу ВКРП та вибору номінальної вхідної потужності джерел помпування вирішують переважно прямим методом розв'язку нелінійних зв'язаних рівнянь для ВКР взаємодії між сотнями хвиль сигналів та кількома хвилями помпування.

5.1. Прямі методи розрахунку ВКРП та спектроскопічне моделювання

Зміну потужності накачок, яка викликана взаємодією між ними та підсиленням сигналів, описують системою зв'язаних рівнянь типу (47). Розв'язуючи систему зв'язаних рівнянь було отримано параметри КР підсилювачів [68] із 8-ма джерелами накачки, що дозволило реалізувати підсилювач зі смугою 70 нм та нерівномірністю підсилення в межах 1,1 дБ. Одночасно з цим виникла проблема оптимізації параметрів таких оптичних підсилювачів, яка досить активно обговорюється останнім часом [186, 202-208]. Було зроблено спроби застосування методів числової оптимізації на основі зв'язаних рівнянь для оптимального вибору довжини хвилі та потужності кожного із джерел накачки, зокрема, за алгоритмами моделі відпалювання [202], одношарових нейронних мереж із прямими зв'язками [203] та аналогічних методів [186].

Однак у перерахованих методах, як тільки автоматичний вибір довжин хвиль накачування роблять на основі використання значень КР підсилення тільки на довжині хвилі максимуму, то, як правило, в результаті отримують практично нереальні розподіли потужності для накачок. Це пов'язано із неточностями при визначенні таких частотно-залежних множників у коефіцієнтах зв'язаних рівнянь, як коефіцієнт КР підсилення та ефективна площа для кожної із довжин хвиль. Всі параметри КР підсилення в оптичному волокні можна обчислити із рівнянь поширення (47) для хвиль сигналів та накачок тільки у випадку застосування максимально точної теоретичної моделі. У роботі [142] проведено теоретичний аналіз коефіцієнта КР підсилення в оптичних волокнах для однієї довжини хвилі накачки та надано всебічний аналіз його масштабування із довжиною хвилі, а також залежності від модового перекриття та складу матеріалу волокна.

У загальному випадку для процесу вимушеної КР взаємодії дуже великої кількості хвиль оптичного випромінювання як сигналів, так і помпування часто-

тну залежність коефіцієнта КР підсилення $g_R(\nu)$ визначають як суперпозицію підсилення $g_R(\nu, \nu_j)$ від кожної із частот v_j генерації окремого джерела накачування. Для кожної фіксованої частоти помпування v_j підсилення всіх хвиль у стоксовій області (також і більш низькочастотних накачок) визначається функцією форми спектра ВКР $g_R(\nu) \sim S(\nu)$, яку часто називають профілем ВКР. Відповідно, профіль КР підсилення відіграє основну роль для опису КР підсилення.

Слід відзначити, що у випадках, коли профіль КР підсилення $g_R(\nu)$ моделюють сталою, яка не залежить від частоти, або максимумом простої форми, наприклад, у вигляді трикутника, то числові методи можуть давати незадовільні результати, оскільки розв'язки зв'язаних рівнянь типу (47) є надзвичайно чутливими до величин коефіцієнтів рівнянь. Якщо точність визначення величин $g_R(\nu_i, \nu_i)$ у системі рівнянь (47) є недостатньою, то числові методи не дозволяють вирішити задачу оптимізації параметрів ВКРП повністю. Тому для моделювання КР підсилювальної системи спектр КР підсилення повинен бути визначений із максимально можливою точністю. З іншого боку, як буде показано нижче, спектроскопічне моделювання частотної залежності коефіцієнта КР підсилення надає можливість визначити форму смуги підсилення для ВКРП, не застосовуючи громіздкого розв'язку системи зв'язаних рівнянь.

Нагадаємо, що у процесі ВКР стоксові зсунуті частоти розміщуються в межах лінії спонтанного комбінаційного розсіяння від кожної із коливних мод матеріалу серцевини волокна. Вважаючи, що поляризовність третього порядку не залежить від частоти, можна відзначити лінійну залежність коефіцієнта ВКР підсилення g_R від частоти стоксової хвилі, що дає досить слабку і монотонну залежність g_R від частоти накачки [209], яку в літературі часто називають масштабуванням ВКР підсилення за довжиною хвилі помпування. Однак головна частотна залежність, яка формує профіль ВКР підсилення, визначається в основному уявною частиною нелінійної поляризовності $\chi^{(3)}$ у вигляді резонансного знаменника, який виникає у фононному гармонічному осциляторі.

Таким чином, кількісне описання частотної залежності коефіцієнта ВКР підсилення на стоксовій частоті у найпростішому випадку дається резонансним знаменником для фононного гармонічного осцилятора. Однак для того, щоб зробити спектроскопічну модель придатною для використання у випадку досить складних спектрів, необхідно застосовувати модель із багатьма коливальними модами, вводячи відповідний

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. Огляди. 2009. Т. 5, №2

набір апроксимуючих функцій для кожного із нормальних коливань, які проявляються у процесі ВКР.

Нижче розглянуто деталі спектроскопічного моделювання та аналізу спектра ВКР підсилення, що основані на осциляторній теорії, які потім застосовуються для моделювання оптичних ВКРП, що працюють за схемою багатохвильового помпування. Вводячи осциляторні функції форми лінії $S_R(\nu)$, отримано просту за формою можливість досить точного аналізу процесів підсилення у ВКРП. Модель актуальної смуги на основі функцій $S_R(\nu)$ дозволяє проаналізувати параметри експериментальної конфігурації пирокосмугового ВКРП з малою нерівномірністю підсилення.

5.2. Модель актуальної смуги

Квантова точка зору на частотну залежність стоксового ВКР, відповідно до динамічного рівняння (26), визначає підсилення через густину енергетичних станів молекулярних переходів із кінцевого стану в основний. Із напівкласичного розгляду процесу ВКР взаємодії безпосередньо випливає, що резонансна частина частотної залежності коефіцієнта підсилення розташована в області власної частоти фононного коливання. В обох випадках півширина лінії ВКР залежить від величини загасання відповідного молекулярного коливання, а наведені вище співвідношення (23), (24) можуть бути покладені в основу моделювання спектра підсилення при ВКР.

У спектроскопії для опису частотної залежності перерізу КР навколо однорідно уширеного резонансу молекулярного коливання частіше за все використовують два типи функцій $S(\nu)$ для форми лінії. Перша з них – лорентцева форма лінії $S_L(\nu)$ [163, 210] вигляду:

$$S_L(\nu) = \frac{(w/2)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (w/2)^2},$$
(58)

де ν_0 – центральна частота, а w – повна ширина на половині висоти лінії (FWHM). Цю функцію часто використовують у численних спектроскопічних моделях, зокрема, при описі комбінаційного розсіяння світла.

Із співвідношень (23), (24), частотну залежність $S(\nu)$ для ВКР підсилення можна записати у вигляді

$$S(\nu) = -\operatorname{Im}\left[\frac{1}{\nu_0^2 - \nu^2 + i\nu\gamma}\right] = \frac{\nu\gamma}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu^2\gamma^2},$$
(59)

143



Рис. 32. Функції форми лінії: лорентцева $S_L(\nu)$ (точкова лінія) та осциляторна форма $S_R(\nu)$ (суцільна лінія) для $\nu_0 = 435$ см⁻¹, $w/2 = \gamma = 130$ см⁻¹: a – лінійний масштаб; δ – логарифмічний масштаб

де ν – хвильові числа ($\nu_0 = \omega_v/2\pi c$, $\nu = \omega/2\pi c$ і $\gamma = \Gamma/\pi c$), причому γ приблизно дорівнює значенню FWHM для $S(\nu)$. Нормована функція $S_R(\nu)$ – це функція форми лінії, яка є безрозмірною, і її можна подати у вигляді

$$S_R(\nu) = \gamma \nu_0 S(\nu), \quad S_R(\nu_0) = 1.$$
 (60)

Оскільки профіль КР підсилення стоксової хвилі у процесі ВКР повторює форму лінії фононних коливань матеріалу волокна, то, як випливає із (23) та (24), функції форми лінії $S_L(\nu)$ та $S_R(\nu)$ можна застосувати для моделювання частотної залежності ВКР підсилення. За рівних параметрів лорентцева форма $S_L(\nu)$ лінії, як видно із рис. 32, дуже близька до нормованої кривої $S_R(\nu)$ для фононного гармонічного осцилятора майже в усій області значень, особливо при $\nu_0 \gg w$. Тому функцію $S_R(\nu)$ для фононного гармонічного осцилятора із загасанням часто неправомірно називають лорентцевою функцією.

Відверто кажучи, це не цілком коректно, оскільки саме функція вигляду (58) історично названа лорентцевою, і, як можна помітити на рис. 32, вона дещо відрізняється від функції $S_R(\nu)$ для фононного гармонічного осцилятора (59). Функція $S_R(\nu)$ має деякий зсув центральної частоти, який пов'язаний із загасанням фонона, на відміну від функції $S_L(\nu)$. Величина зсуву зростає зі збільшенням γ , оскільки максимум лорентцевої функції дорівнює одиниці при ν_0 $(S_L(\nu_0) = 1)$ і не залежить від γ . Більша різниця виявляється в області низьких частот, як видно на рис. 32,6. На відміну від осциляторної функції $(S_R(0) = 0)$, лорентцева функція не дорівнює нулю при $\nu = 0$. Невеликі відмінності в ході кривих $S_L(\nu)$ та $S_R(\nu)$ відзначено і у довгохвильовій області. Однак інтегральні інтенсивності обох профілів при $\nu_0 \gg w$ залишаються практично рівними між собою. Оскільки осциляторна функція $S_R(\nu)$ природним чином виникає із загальноприйнятої теорії ВКР підсилення, то саме їй слід надати перевагу для подальшого моделювання.

На рис. 33, a, b подано результати експериментальних вимірювань перерізу КР для волокон із різними концентраціями домішок GeO₂ [211, 212], а також результат апроксимації стоксової КР лінії з 20 мол. % GeO₂ за допомогою функції форми лінії $S_R(\nu)$ (штрихова лінія на рис. 33,b) відповідно. Умову найкращої відповідності модельної кривої експериментальним даним за частотною залежністю КР підсилення у високо Ge-легованих волокнах досягнуто, як можна бачити із рис. 33,b, коли значення незміщеної резонансної частоти фонона (ν_0) і сталої загасання фонона (γ) у функції $S_R(\nu)$ фононного гармонічного осцилятора становлять, відповідно, 435 см⁻¹ та 130 см⁻¹.

Для оцінки точності апроксимації використовують значення середньоквадратичного відхилення $\sigma^2 = [S_R(\nu) - S_{\exp}(\nu)]^2 / S_{\exp}^2(\nu_0)$ осциляторної функції форми лінії $S_R(\nu)$ від експериментальної кривої профілю підсилення $S_{\exp}(\nu)$, який показано на рис. 33,6. Слід зауважити, що в діапазоні хвильових чисел від 100 см⁻¹ до 600 см⁻¹ значення $\sigma^2 < 1\%$, а його середнє значення становить $\sigma^2 = 0,2\%$. Крім цього, добра відповідність результатів запропонованого моделювання до експериментальних даних підтверджується тим, що різниця інтегральних інтенсивностей обох профілів підсилення не перевищує 0,8% для розглянутої



Рис. 33. Експериментальні вимірювання перерізу КР у германосилікатному склі відносно чистого кварцу [211] (суцільні лінії)(*a*); апроксимація стоксової лінії КР для 20 мол. % GeO₂ функцією $S_R(\nu)$ (штрихова лінія) (б)

смуги підсилення. Ці результати можна застосувати до моделювання процесів підсилення у ВКР підсилювачах. Модель заснована на аналізі спектра КР підсилення і на визначенні параметрів основного осцилятора для коливань, які приймають участь у процесі ВКР. Для будь-якого матеріалу домішки, який дає одну домінантну коливну моду у КР, функція $S_R(\nu)$ форми лінії потребує визначення двох параметрів – центральної частоти коливання та сталої загасання. У багатьох випадках, при аналізі складних спектрів із кількома лініями коливань, що перекриваються між собою, виявляється доцільним використовувати одну актуальну смугу, яка була б еквівалентною впливу кількох спектральних смуг.

Реальний складний спектр замінюється однією спектральною компонентою, яка дає максимальну апроксимацію спектрального профілю та інтегральної інтенсивності. Отриману в результаті спектральну ком-





Рис. 34. Розрахунковий спектр ПСВ (суцільна лінія) та виміряні значення коефіцієнта шуму у ВКРП для C + L діапазонів з накачкою на 6 довжинах хвиль: 1 - 60 км; 2 - 100 км; 3 - 140 км (експериментальні дані з роботи [76])

поненту із відповідною функцією форми лінії $S_R(\nu)$ будемо називати актуальною смугою для реального спектра.

Відзначимо, що концепцію актуальної смуги досить часто використовують у спектроскопії. Наші очікування про її корисність при аналізі та синтезі спектра ВКР підсилення, який отримують за схемою багатохвильового помпування, виявились значною мірою виправданими за результатами наступного моделювання.

За допомогою моделі актуальної смуги при ВКР підсиленні було отримано [213–214] спектри підсиленого спонтанного випромінювання (ПСВ) для зіставлення із експериментальними даними по вимірюванню профілю ефективного коефіцієнта шуму за довжиною хвилі [76]. На рис. 34 представлено результати розрахунку спектрів ПСВ (суцільна лінія) за опублікованими даними для ВКР підсилювача, який перекриває обидва C + L телекомунікаційні вікна та використовує накачку на 6 довжинах хвиль.

Для порівняння результатів обчислень з експериментальними даними за ефективними коефіцієнтами шуму із [76] виміряні значення нанесені крапками із пунктирними лініями на рис. 34. Передумови для моделювання були такими. За однорідного розподілу оптичного шуму та постійному коефіцієнті підсилення сигналу спектральна густина ПСВ на виході ВКРП повинна повторювати форму профілю ВКР підсилення на вході. Обчислення профілю смуги підсилення, що були основані на наведених вище даних із довжин хвиль та потужностей компонент на-



Рис. 35. Смуга ВКРП із накачуванням від 4 ЛД, обчислена за допомогою моделі актуальної смуги. У L-вікні спад підсилення становить понад 10 дБ

качки, взято з роботи [76]. Саме розподіл ПСВ у смузі підсилення створює частотну залежність коефіцієнта шуму (КШ) всередині смуги ВКРП. Оскільки за експериментальними умовами роботи [76] нерівномірність підсилення підтримувалась на мінімальному рівні, то спектральна форма КШ буде пропорціональна до розподілу ПСВ на виході ВКРП. Добра відповідність залежності відносної потужності ПСВ від довжини хвилі експериментальним даним вимірювань КШ у ВКРП, що можна бачити на рис. 34. Дійсно, вздовж C + L-смуг нахил розподілу ПСВ становить ~ 7 дБ. Таке ж значення спостерігається для нахилу розподілу КШ (приблизно 7 дБ) для всіх використаних довжин волокна: 60 км, 100 км та 140 км, що видно на рис. 34.

Проведений аналіз дозволяє зробити певні якісні висновки щодо шумових параметрів ВКРП. Цілком можливо, що основна частина шуму ВКРП формується на ділянці волокна поблизу від джерела помпування, оскільки в ньому потужність накачки має максимальне значення. У міру поширення у волокні загальна потужність накачки загасає, накачка поступово починає виснажуватись і її потужності не достатньо для ефективної генерації ПСВ. На це вказує той факт, що середній нахил розподілу КШ залишається практично незмінним і майже не залежить від довжини волокна на ділянці підсилення, і саме тому перепад КШ на краях смуги такий же, як і розподіл ПСВ, показаний на рис. 34. Таким чином, модель актуальної смуги дозволяє не тільки оцінити смугу підсилення ВКРП, але й отримати інформацію про механізм формування шумових властивостей реальних волоконно-оптичних підсилювачів.

Спектроскопічна модель дозволяє безпосередньо оцінити смугу підсилення ВКРП з кількома джерелами накачки досить простим способом. Використовуючи цю модель, легко отримати смугу підсилення ВКРП, не розв'язуючи систему зв'язаних рівнянь, а також представити результати в наочному графічному вигляді.

Запропоновану спектроскопічну модель було застосовано для тестового аналізу наявного промислового зразка ВКРП із чотирма накачками (1426, 1436, 1456 та 1466 нм), який дозволяв отримати максимальну потужність помпування до 300 мВт від кожного лазерного діода (ЛД). На рис. 35 подано розрахункову смугу цього ВКРП, ширина якої на рівні 1 дБ становить 50 нм в діапазоні від 1520 до 1570 нм, причому нерівномірність підсилення знаходиться в межах 0,5 дБ в робочій смузі 1528–1562 нм. Результати обчислень на основі запропонованої моделі дають повну відповідність до числових даних, що надані виготовлювачем підсилювача. Проведене тестове моделювання показує, що в робочій смузі ВКРП, яка розташована від 1528 нм до 1562 нм, можна отримати нерівномірність підсилення в межах 1 дБ, що безпосередньо демонструє рис. 35.

Цей 4λ підсилювач, як бачимо з рис. 35, в області *L*смуги має спад коефіцієнта підсилення понад 10 дБ, якого не можна позбутися шляхом зміни потужності помпування, і тому його неможливо застосовувати для підсилення сигналів у довгохвильовому телекомунікаційному вікні. Однак, як відомо із практичного досвіду, у процесі роботи розподіленого ВКР підсилювача потужності накачки на кожній більш довгій хвилі зростають у міру поширення за рахунок відбору потужності від більш короткохвильових накачок. Тому для вирівнювання коефіцієнта підсилення ВКРП, який працює за схемою з кількома накачками, у довгохвильовому помпуванні необхідно використовувати тільки близько 10% від максимальної потужності.

Частину невикористаної потужності, що залишилася у довгохвильових компонентах помпування від ЛД, запропоновано використати для генерації додаткових джерел накачки за допомогою багаточастотного волоконного КР лазера з резонаторами на основі волоконних бреггівських ґраток.

Проведене нами моделювання показує, що смугу підсилення ВКРП можна розширити на *L*-вікно при використанні всього двох додаткових накачок із довжинами хвиль на 1486 нм та 1510 нм відповідно. На рис. 36 наведено схему багатохвильової накачки для



Рис. 36. Схема джерел
а 6λ накачки для ВКРП з розширеною смугою підсилення н
аL-діапазон

ВКРП, яка містить шість джерел, та дозволяє розширити смугу підсилення на L-діапазон. Вона складається з 4 наявних ЛД накачки ($\lambda_p = 1426$, 1436, 1456 і 1466 нм) та двох додаткових резонаторів у КР волокні (на 1486 і 1510 нм), які розширюють смугу підсилення від C-діапазону до C + L-діапазонів і забезпечують практично необхідний мінімум нерівномірності підсилення.

При моделюванні смуги підсилення ВКРП як частотне положення, так і кількість додаткових накачок можна оптимізувати в інтерактивному режимі, виходячи із заданого критерію про потрібну рівномірність коефіцієнта підсилення у смузі. Визначення довжин хвилі, на яких необхідно отримати КР лазери для додаткових накачок ВКРП, фактично означає розрахунок геометричних параметрів волоконних бреггівських ґраток для КР лазерних резонаторів у схемі, зображеній на рис. 36.

На рис. 37 наведені результати розрахунку ВКРП, який має смугу підсилення майже 100 нм з низьким рівнем нерівномірності підсилення, не більш за 0,5 дБ. Нерівномірність підсилення мінімізується відповідним вибором потужності помпування для кожного окремого джерела. Мінімальний рівень нерівномірності може бути зроблений <0,5 дБ в обох C+Lдіапазонах, якщо ефективні (діючі) значення потужностей для кожної із накачок будуть знаходитися у співвідношенні 0,8:1,0:0,75:0,7:1,1:1,5.

Модель актуальної смуги дозволяє не тільки виконати оптимальний розрахунок смуги підсилення ВКРП з довільною кількістю джерел накачки, але і оцінити порогову потужність помпування для КР лазерів, зокрема, застосованих у запропонованому джерелі накачки. Порогова потужність генерації від джерела помпування досягається тоді, коли вхідна потужність накачки забезпечує величину чистого підсилення стоксового сигналу, що перевищує значення втрат у волокні α_s (див. підрозділ 2.5).



Рис. 37. Результат моделювання ВКРП з широкою смугою підсилення майже 100 нм та малою нерівномірністю <0,5 дБ. Діючі значення накачок знаходяться у співвідношенні 0,8:1,0:0,75:0,7:1,1:1,5

Потужність накачки $P_p(\omega)$, яка забезпечує поріг лазерної генерації, можна визначити безпосередньо із рівнянь зв'язаних хвиль (42), (43), які описують її взаємодію з однією спонтанною стоксовою хвилею, в результаті чого виникає генерація вимушеного випромінювання з потужністю $P_s(\omega)$. Для бігучої у *z*напрямку волокна стоксової хвилі підсилення її потужності $(dP_s(\omega)/dz > 0)$ наступає за умови:

$$P_p(\omega) \geqslant \frac{\alpha_s A_{\text{eff}}}{g_r(\omega)}.$$
(61)

Оскільки запропонована спектроскопічна модель дозволяє визначити явний вигляд функції $g_R(\omega)$ для конкретного оптичного волокна, то тим самим можемо обчислити порогову потужність помпування $P_p^{thr}(\omega) = \alpha_s A_{\text{eff}}/g_R(\omega)$, яка забезпечує КР лазерну генерацію практично на довільній довжині хвилі в межах області стоксового зсуву від накачки в заданому оптичному волокні.

На рис. 38 подано залежності порога КР генерації від довжини хвилі в стоксовій області, потужності кожної з ЛД накачок для втрат у волокні, що дорівнюють 0,2 дБ/км (*a*) та порогова потужність від накачки на 1426 нм для різних втрат у КР волокні (δ), відповідно. При обчисленнях використано параметр $g_{\text{max}} = 6, 1 (\text{Вт} \cdot \text{км})^{-1}$, який відповідає Geлегованому КР волокну, що, зазвичай, використовується як активне середовище для КР лазерів.

У табл. 1 подано числові значення потужностей кожної з ЛД накачок, які забезпечують поріг КР лазерної генерації на обох додаткових довжинах хвиль у розширеному джерелі помпування із використанням резонаторів на волоконних дифракційних ґратках. Дані обчислень свідчать, що запропонований



Рис. 38. Залежності порога ВКР генерації від довжини хвилі в Ge-легованих волокнах: a – для різних довжин хвилі накачки; δ – для різних втрат у волокні. $g_{\rm max}$ (GeO₂ KP волокно) = 6,1 (Вт·км)⁻¹ [187]

двохчастотний волоконний КР лазер із резонаторами на основі волоконних бреггівських ґраток можна накачувати від кожного з наявних ЛД окремо, які мають максимальну вихідну потужність 300 мВт.

Таким чином, беручи за основу запропоновану модель, отримуємо можливість проектування різноманітних схем ВКРП з широкою смугою підсилення, яка перекриває як *C*-, так і *L*-діапазон із застосуванням багатохвильових джерел помпування на напівпровідникових ЛД та/або волоконних КР лазерах.

Слід зазначити, що спектроскопічну модель можна уточнити природним чином та зробити її придатною до спектрів довільної складності, якщо використати для моделювання кілька коливальних мод із відповідним набором апроксимуючих функцій для кожного з фононних коливань, які беруть участь у процесі ВКР.

5.3. Спектроскопічне моделювання профілю ВКР підсилення шляхом багатомодової декомпозиції

Профіль спектра ВКР підсилення в оптичних волокнах на основі плавленого кварцу має досить складний вигляд та містить багато спектральних особливостей. Це вказує на велику кількість коливальних мод, які беруть участь у процесі ВКР. Перекриття спектральних ліній КР від цих коливань є настільки великим, що безпосереднє виділення внесків від окремих фононних коливань із спостережуваного спектра не уявляється можливим.

Вперше спектроскопічну класифікацію, декомпозицію на кілька коливальних мод та інтерпретацію експериментальних спектрів спонтанного КР у стоксовій області було зроблено в роботі [216]. Після відновлення спектра ВКР підсилення із експериментального спектра спонтанного КР [152, 167] було запропоновано [217] декомпозицію профілю ВКР підсилення на кілька коливних мод за допомогою моделі проміжного розширення.

Спектр підсилення при комбінаційному розсіянні відновлювався із експериментального спектра спонтанного КР в [167], і він містить значну кількість коливальних мод, що вносять внески у КР підсилення у кварцових волокнах. Спектр спонтанного КР зображено на рис. 39. У роботі [216] описано аналітичну методику розкладання спонтанного спектра КР в кварцових волокнах за допомогою набору гауссових компонент. У цьому розкладі здійснювалася ретельна прив'язка до спостережуваних особливостей спектра положення максимумів, схилам та п'єдесталам, що наявні у спектрі. У результаті декомпозиції спектра отримано набір відносних амплітуд та ширини використаних компонент. Виявлено, що за допомогою всього 10 компонент область КР, що укладена між 0 та 900 см $^{-1}$ можна апроксимувати з точністю не гіршою ніж 1%.

Спектр КР підсилення згідно з теорією, яка викладена у розділі 2, відрізняється від спонтанного спе-

Таблиця 1. Порогові потужності накачки на λ_p для КР лазерної генерації на λ_l

Накачка	Порогова потужність,			
λ_p , мкм	м Вт, для КР лазера на λ_l			
	1,486 мкм	1,510 мкм		
1,426	42,6	9,7		
1,436	$69,\! 6$	20,3		
1,456	144,0	62,7		
1,466	190,9	93,9		

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. Огляди. 2009. Т. 5, №2



Рис. 39. Спектр стоксового спонтанного випромінювання КР у волокнах плавленого кварцу для області від 0 до 900 см⁻¹. Числами позначено особливості спектра – максимуми, схили та п'єдестали (оцифрований з роботи [217])

ктра КР (рис. 39) на множник теплової заселеності основного стану $n_v + 1$. Ця відмінність ілюструється залежностями, що зображені на рис. 14, які викликають розходження інтенсивності спектральних компонент в області малих зсувів частоти у низькочастотній області.

Відновлений спектр КР підсилення із спектра стоксового спонтанного КР випромінювання (рис. 39) зображений штриховою лінією на рис. 40 спільно зі спектром КР підсилення з роботи [167] (суцільна лінія). Обидва спектри нормовані на одиницю в абсолютному максимумі КР із хвильовим числом 440 см⁻¹. Інтегральні інтенсивності обох спектрів збігаються з точністю 0,3% у стоксовій КР області між 0 і 900 см⁻¹. Різниця відносної інтенсивності спектральних компонент на 495, 810 і в області поблизу 100 см⁻¹ можливо зв'язана з деякими розходженнями у складі серцевини волокна.

Деякі з семи явно виражених піків на рис. 40 є настільки асиметричними, що за грубою оцінкою вони можуть відповідати сумі приблизно 10–15 коливальних мод, кожна з яких є ансамблем гармонічних осциляторів і вносить свій внесок до КР спектра кварцового волокна.

Кожна коливальна мода у плавленому кварці є надзвичайно широкою і може мати гауссовий профіль, якщо має місце неоднорідне розширення, або ж залишатися у лінії, що характерна для осцилятора ("лорентцевого" типу) у випадку однорідного розширення. Така спектроскопічна класифікація лежить в



Рис. 40. Спектр КР підсилення з [167] (суцільна лінія) та відновлений спектр підсилення із спектра спонтанного випромінювання (CB) КР (штрихова лінія), який показано на рис. 39. Обидва спектри нормовані на одиницю у максимумі КР на 440см⁻¹.

основі декомпозиції та інтерпретації експериментального спектра КР підсилення.

Модельний аналіз спектра КР за допомогою гауссових профілів лінії засновано на такому виразі:

$$g_R(\omega) = \sum_{i=1}^{N_m} A_i \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_{v,i})^2}{\Gamma_i^2}\right],\tag{62}$$

де N_m – кількість мод, що використовуються для декомпозиції, які вибираються виходячи із спектрального діапазону, що підлягає аналізу ($N_m = 10$ в [216] для області 0–800 см⁻¹ або $N_m = 13$ в [217] для області 0–1500 см⁻¹), $\omega_{v,i}$ – центральна частота *i*-го гауссового профілю, параметр $\Gamma_i = \text{FWHM}_i/(2\sqrt{\ln 2}) \approx 0,6\text{FWHM}_i$, де FWHM_i – повна ширина на половині від максимуму для *i*-го гауссового профілю, яку, як правило, використовують у спектроскопії. Величини амплітуд A_i спільно з $\omega_{v,i}$ та Γ_i використовують в ролі параметрів для нелінійної апроксимації.

В обґрунтування фізичного змісту процедури гауссової декомпозиції спектра КР підсилення треба відзначити той факт, що плавлений кварц являє собою аморфний матеріал. Тому кожний загасаючий осцилятор з резонансною частотою вигляду (23) має довільну орієнтацію відносно своїх сусідів, які вносять стохастичні збурення у частоту цього осцилятора. Тому треба очікувати формування гауссового профілю для суперпозиції великої кількості вузьких спектральних максимумів із нормальним розподілом випадкових значень частот для цих осциляторів. На відміну від неоднорідного розширення у випадку однорідного розширення коливальних частот для декомпозиції складного спектрального контуру традиційно використовують лорентцеву форму лінії. У цьому випадку апроксимація профілю ВКР набуває вигляду

$$g_R(\omega) = \sum_{i=1}^{N_m} A_i \frac{(\gamma_i/2)^2}{(\omega - \omega_{v,i})^2 + (\gamma_i/2)^2},$$
(63)

де A_i – амплітуда нормованого лорентцевого профілю, $\omega_{v,i}$ – частота у центрі лінії, а γ_i – повна ширина на половині максимуму.

Практика показує, що у випадку однорідного розпирення доцільно використати набір нормованих функцій фононного осцилятора, які безпосередньо випливають з напівкласичної теорії ВКР у вигляді співвідношення (59), що дозволяє подати функцію $g_R(\omega)$ у вигляді

$$g_R(\omega) = \sum_{i=1}^{N_m} \frac{A_i}{\omega_{v,i}} \frac{\omega_{v,i} \gamma_i^2 \omega}{(\omega^2 - \omega_{v,i}^2)^2 + (\omega \gamma_i)^2}.$$
 (64)

Якщо спектр КР формується за рахунок незалежних механізмів, які приводять як до однорідного, так і неоднорідного розширення, то його комп'ютерну декомпозицію прийнято здійснювати за допомогою згортки від лорентцевої та гауссової функцій, яка носить назву функції Фойгта. При використанні цієї функції $g_R(\omega)$ можна представити як

$$g_R(\omega) = \sum_{i=1}^{N_m} A_i \frac{\int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t^2)}{\gamma_i^2/2\Gamma_i^2 + [(\omega - \omega_{v,i})/\sqrt{2}\Gamma_i - t]^2} dt}{\int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t^2)}{\gamma_i^2/2\Gamma_i^2 + t^2} dt},$$
(65)

де у кожному із профілів Фойгта є чотири параметри, причому A_i та $\omega_{v,i}$ – як і раніше відповідають амплітуді та центральній частоті нормованого профілю в центрі лінії, а Γ_i і γ_i – півширини гауссової і лорентцевої компонент.

Схожу модель кількох коливальних мод із 13 компонентами використано в роботі [217] для декомпозиції спектра вимушеного КР підсилення у волокнах із плавленого кварцу та моделювання експериментального профілю ВКР підсилення. Для апроксимації застосовано модель проміжного розширення, але з дещо іншим набором базових функцій для декомпозиції спектра ВКР:

$$g_R(\omega) = \sum_{l=1}^{N_m} \frac{A'_l}{2\omega_{v,l}} \int_0^\infty \{\cos[(\omega_{v,l} - \omega)t] - \omega\} dt$$

$$-\cos[(\omega_{v,l}+\omega)t]]\exp(-\gamma_l t)\exp(-\Gamma_l^2 t^2/4)dt,$$
(66)

де кожний доданок у сумі містить чотири параметри, які мають той же сенс, що і у попередньому виразі для профілів Фойгта.

Описані функції (62)–(66) далеко не вичерпують список можливостей сучасного програмного забезпечення з обробки спектральної інформації.

Треба відзначити, що доцільність процедури декомпозиції має два аспекти. По-перше, це спектроскопічний аспект. Декомпозицію можна розглядати як можливий метод поділу щільності станів на цілком визначені внески. Смуги КР з частотами, меншими за 1055 або 1180 см⁻¹, як відзначалося у [216], відносяться, в основному, до однофононних фундаментальних коливань, а область багатофононних обертонів і складових тонів простягається, починаючи від лінії з частотою або 1180 см⁻¹, або 1460 см⁻¹ до частоти 2600 см⁻¹ і вище. Залишається не цілком ясно, чи є лінія 1180 см⁻¹ одно- або двох фононним станом.

По-друге, є прикладний аспект декомпозиції, за якого за мету ставиться побудова, по можливості, найбільш простої функції $g_R(\omega)$, яка б відповідала експериментальному профілю КР підсилення з максимальною точністю. Оскільки досягнення найкращої відповідності поставлено нами як основну задачу декомпозиції, то у роботах [218–220] ми застосували комп'ютерну процедуру нелінійної апроксимації за методом Левенберга–Марквардта. Цей метод використовує алгоритм пошуку мінімуму суми найменших квадратів методом якнайшвидшого спуску до квадратичної мінімізації, що дозволяє одержати дуже гарні практичні результати при апроксимації спектра КР підсилення (рис. 41).

Після накладання кривої, що розрахована за допомогою апроксимуючих функцій як гауссового вигляду, так і для функцій фононного осцилятора на експериментальний профіль КР підсилення обидві криві виглядають як одна крива у будь-якому масштабі, прийнятному для відображення всього спектра. На рис. 41, δ , у збільшеному масштабі зображено області 380–500 см⁻¹ та 550–630 см⁻¹ відповідно, де відзначаються найбільші відхилення розрахунків від експериментальних точок на профілі ВКР підсилення.

Відзначимо, що переважна більшість експериментальних точок виміряного спектра знаходиться безпосередньо на кривих апроксимації незалежно від вибору базисної функції (62) або (64). Причому відхилення від розрахункових кривих, що перевищують 1% від значення $g_R(\omega)$, мають лише окремі одиничні точки експериментального спектра. Тому апроксимацію



Рис. 41. Результат нелінійної апроксимації профілю ВКР підсилення за гауссовими та осциляторними профілями у волокнах з чистого кварцу: a – область 0–1400 см⁻¹; b – область 380–500 см⁻¹; b – область 550–630 см⁻¹

можемо вважати практично точною, оскільки середньоквадратичне відхилення приблизно на порядок менше за типову точність вимірювань та обробки спектра, що видно з порівняння даних, зображених, відповідно, на рис. 40 та 41.

Дійсно, відношення інтегральної інтенсивності становить $\Delta I_G/I_0 = 4, 9 \cdot 10^{-4}$ при гауссовій апроксимації, а при апроксимації функціями фононного осцилятора $\Delta I_{osc}/I_0 = 5, 1 \cdot 10^{-3}$, де $\Delta I_{G,osc} = I_{G,osc} - I_0$, а $I_{G,osc}$ та I_0 – інтегральні інтенсивності відповідних розрахункових та експериментального спектра КР підсилення. Всі інтегрування функціональних залежностей, що зображені на рис. 41, виконували в області від 0 до 1400 см⁻¹. Слід зауважити, що проміжна модель розпирення, що приводить до виразів типу інтеграла згортки від функцій лорентцевого вигляду з функціями Гаусса, сама собою не приводить до кращої точності, що видно при безпосередньому порівнянні результатів [217] із нашими даними, що отримані шляхом нелінійної апроксимації за методом Левенберга–Марквардта. Із точки зору практичних застосувань необхідність використання великої кількості додаткових параметрів апроксимації, як наслідок достатньо складних базових функцій, які не виражаються через елементарні функції, на наш погляд, навряд чи можна вважати виправданим.

Навпаки, високу точність при відносно простих аналітичних виразах для профілю КР підсилення можна забезпечити у результаті застосування нелінійної апроксимації. У даному випадку аналітичні вирази є лінійною комбінацією з $N_m = 12$ функцій Гаусса вигляду (62) або $N_m = 10$ функцій фононного осцилятора вигляду (64) від однієї незалежної змінної та



Рис. 42. Результат нелінійної апроксимації профілю ВКР підсилення у волокнах на основі плавленого кварцу: a – волокно типу True Wave $\mathrm{RS^{TM}}$; δ – волокно з компенсованою дисперсією (DCF); ϵ – КР волокно з вмістом ~ 20% GeO₂. Експериментальні дані взято з роботи [142]

набором сталих параметрів. Ці $3N_m$ параметрів утворюються у результаті застосування процедури нелінійної апроксимації. Вони представлені у табл. 2 для декомпозиції експериментального профілю КР підсилення (в області 0–1400 см⁻¹) на 12 гауссових або 10 осциляторних коливальних мод.

Зауважимо, що формальне використання осциляторних функцій є еквівалентним до припущення про однорідне розширення ліній ВКР. Апроксимація за допомогою осциляторних функцій, як бачимо, може забезпечити цілком прийнятну для практики точність наближених розрахунків. Однак отримані дані моделювання свідчать, що точність гауссової апроксимації в середньому більш ніж на порядок краща за точність осциляторного наближення. Це можна розглядати як певний додатковий факт (хоча і непрямий) на користь неоднорідного механізму розширення ВКР профілю у кварцових волокнах. Тому для подальшого моделювання слід віддати перевагу застосуванню гауссових функцій (62) як базису для декомпозиції спектрів ВКР інших кварцових волокон.

На рис. 42 зображено профілі КР підсилення для трьох типів волокон, що отримані шляхом апроксимації (суцільна лінія) в точках дискретизації експериментального спектра КР підсилення (заштриховані точки) для гауссової апроксимації експериментальних профілів. Слід відзначити, що параметри, зведені до табл. 3, відповідають профілям, що показані на рис. 42.

Для виміряної [142] області спектра ВКР 25–750 см⁻¹ отриманий нами оптимальний набір параметрів, які фігурують у табл. 3, містить $N_m = 10$ коливних мод для волокна типу True Wave RSTM та $N_m = 8$ – для двох інших типів волокна. Про достатню точність апроксимації свідчать відносні відхилення $\Delta I/I_0$, що обчислювались для кожного представленого волокна аналогічно до описаного випадку чистого кварцового волокна, але область інтегрування становила від 25 см⁻¹ до 750 см⁻¹. Зокрема, $\Delta I/I_0 = 1, 5 \cdot 10^{-4}$ для волокна зі зміщеною дисперсією (DCF волокно); $\Delta I/I_0 = 3, 6 \cdot 10^{-5}$ для спеціалізованого КР волокна, яке має максимальний коефіцієнт КР підсилення серед волокон на основі плавленого кварцу.

На практиці, реальний розподіл домішок у різних волокнах може давати деякі зміни інтенсивності слабких додаткових мод спектра, що може дещо змінювати профіль КР підсилення та, відповідно приводить до зміни величин параметрів апроксимації для фун-

Т а б л и ц я 2. Вихідні параметри декомпозиції спектра ВКР підсилення у кварцовому волокні за методом Левенберга-Марквардта

	Гауссові (62)			Осциляторні (64)			
N⁰	A_i	$\omega_i,$	Γ_i ,	A_i	$\omega_i,$	Γ_i ,	
		${ m cm}^{-1}$	$_{\rm CM}^{-1}$		${ m cm}^{-1}$	${ m cm}^{-1}$	
1	0,105	79	49	_	_	_	
2	$0,\!175$	158	85	0,143	193	312	
3	0,759	372	151	0,416	335	195	
4	0,258	432	55	0,466	404	118	
5	0,247	469	32	0,495	452	70	
6	0,356	495	14	0,308	484	31	
7	0,071	603	10	0,365	498	18	
8	$0,\!136$	606	32	0,203	604	35	
9	0,068	734	242	—	—	—	
10	$0,\!11$	810	42	0,144	810	73	
11	0,048	1077	60	0,045	1079	89	
12	0,032	1221	79	0,023	1224	74	

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. Огляди. 2009. Т. 5, №2

кції $g_R(\omega)$. Однак параметри, наведені в табл. 3, можна використати як вхідні параметри для декомпозиції спектрів таких модифікованих волокон, оскільки більшість одномодових волокон у плавленому кварці мають близькі параметри частот та півширини ліній.

Тоді при повторному застосуванні процедури апроксимації можна забезпечити досить швидку збіжність ітераційного процесу, а одержання нового набору оптимальних параметрів не викликає будь-яких утруднень.

На основі нашої спектроскопічної моделі КР підсилення розрахований спектр підсиленого спонтанного випромінювання (ПСВ) для порівняння з експериментальними вимірюваннями залежності коефіцієнта шуму реального підсилювача від довжини хвилі [76]. На рис. 43 зображено результати обчислень спектра ПСВ для КР підсилювача з 6 джерелами накачки, що охоплює С + L-діапазони. Розрахунковий спектр ПСВ для конфігурації ВКРП з кількома накачками зображений для двох методів моделювання: на основі моделі з кількома коливальними модами (суцільна лінія) та моделі однієї актуальної смуги (точкова лінія). Зафарбованими точками нанесено дані вимірювань ефективного коефіцієнта шуму з роботи [76] для КР підсилювача з 6 довжинами хвиль накачки. При експериментальних вимірюваннях [76] і наших розрахунках було використано шість довжин хвиль з параметрами, зображеними на рис. 31. При цьому рівномірність підсилення забезпечувалася за знижених потужностей накачок із великими довжинами хвиль, що працюють трохи вище від порога лазерної генерації.

Таблиця 3. Вихідні параметри гауссової апроксимації спектра ВКР підсилення для трьох найбільш поширених типів оптичних волокон

N⁰	True Wave RS^{TM}			DCF		КР волокно			
моди	$g_{R\max} = 0,74$			$g_{R\max} = 3, 1$		$g_{R\max} = 6,3$			
	$(Bt\cdot km)^{-1}$		$(Bt\cdot km)^{-1}$		$(Bt\cdot km)^{-1}$				
	A_i	ω_i ,	Γ_i ,	A_i	ω_i ,	Γ_i ,	A_i	ω_i ,	Γ_i ,
		cm^{-1}	cm^{-1}		cm^{-1}	cm^{-1}		cm^{-1}	cm^{-1}
1	$0,\!01$	69,7	$_{38,3}$	$0,\!064$	$54,\!9$	$27,\!4$	$0,\!057$	49,5	$28,\!6$
2	$0,\!175$	$125,\!5$	66,1	$0,\!155$	$99,\!6$	58,5	$0,\!117$	89,8	$51,\! 0$
3	$0,\!362$	268,9	$117,\!9$	$0,\!241$	$203,\!4$	107,7	$0,\!129$	155,7	73,1
4	0,709	$413,\!5$	103,2	$0,\!594$	$378,\!4$	$116,\!8$	$0,\!327$	$298,\!8$	$112,\!7$
5	$0,\!387$	$472,\!4$	$61,\!4$	0,579	$460,\!4$	78,9	0,922	439,1	90,9
6	$0,\!205$	$496,\!8$	$17,\!8$	$0,\!095$	$488,\!9$	$22,\!8$	$0,\!064$	$478,\!8$	$23,\!0$
7	$0,\!112$	$571,\!9$	$_{38,4}$	$0,\!173$	584,7	39,9	0,233	$572,\!5$	$43,\!0$
8	$0,\!135$	604,9	$21,\!0$	-	-	-	-	-	-
9	0,104	$622,\!6$	$59,\!5$	$0,\!170$	671,7	111,2	$0,\!195$	$672,\! 6$	80,1
10	0,096	722,2	$107,\!5$	—	—	—	_	_	_





Рис. 43. Розрахунковий спектр ПСВ для ВКРП за схемою кількох накачок із моделі декількох коливальних мод (суцільна лінія) та моделі актуальної смуги (пунктир). Точки відповідають даним прямих вимірювань ефективного коефіцієнта шуму [76] для КР підсилювача з накачкою на 6 довжинах хвиль для C + L-діапазонів

На жаль, при вирівнюванні підсилення виникає значний спад майже 7 дБ у розподілі коефіцієнта шуму вздовж повної смуги C + L-діапазонів. Цей спад визначається нерівномірним розподілом потужності накачки за довжинами хвиль. Обидві моделі – як модель з кількома коливальними модами, так і модель актуальної смуги, як видно з рис.43, – дають близькі значення для ПСВ з майже рівною величиною спаду у смузі довжин хвиль.

Слід зауважити, що експериментальні дані, представлені на рис. 43, отримано у розподіленому КР підсилювачі, який працює в оптичному волокні типу True-Wave RS [76]. Для такого волокна точність апроксимації профілю КР підсилення за допомогою однієї коливальної моди не можна вважати задовільною. Однак непоганий збіг ходу обох розрахункових кривих для підсиленого спонтанного випромінювання, а також спостережувана відповідність їх нахилу до даних прямих вимірювань коефіцієнта шуму реального підсилювача свідчить про те, що рамки застосовності моделі актуальної смуги дещо ширші за ті, що спочатку можна було очікувати, і в певних межах її можна застосовувати для оцінки шумових параметрів КР підсилювачів та виконання інженерних розрахунків.

В інших випадках, наприклад при моделюванні дисперсійних параметрів ВКРП, модель актуальної



Рис. 44. Параметри дисперсії для КР підсилення у плавленому кварці, обчислені за функціями для профілю з кількома коливальними модами. Залежність групової затримки від частоти КР зсуву показано для 3-дБ смуги КР підсилення від однієї накачки

моди не є застосовною. Правильне описання специфічних неоднорідностей профілю КР підсилення в області максимуму для реальних волокон можна отримати тільки за допомогою моделі кількох коливальних мод.

Дисперсійні параметри КР підсилення з одним джерелом накачки представлено на рис. 44, де залежність групової затримки підсилювача від частоти КР зсуву у ТГц зображено у смузі підсилення на рівні 3 дБ. Обидві апроксимації як гауссова, так і за допомогою функцій фононного осцилятора дають дуже близькі залежності групового часу затримки від частоти. Це є результатом гарної апроксимації вихідного профілю КР підсилення. Рівень неоднорідності вихідного профілю КР підсилення значно зростає для дисперсійних параметрів КР підсилення за рахунок осциляцій першої похідної від функції, що має кілька екстремумів і описує спектр КР підсилення. Тому надзвичайно простий аналітичний вигляд апроксимуючих функцій (62) або (64) є істотною перевагою представленого методу, оскільки всі похідні від спектральної функції можна обчислити в аналітичному вигляді, і вони відповідно легко можуть бути розраховані у числовому вигляді. Остання особливість може бути дуже корисною для оптимізації величини групової затримки у ВКРП з багатохвильовою накачкою та для створення відповідних пристроїв корекції.

У роботі [186] було показано, що антистоксове підсилене спонтанне випромінювання відіграє суттєву



Рис. 45. Спектральна щільність оптичного шуму (стоксове та антистоксове ПСВ), що генерується сигналом на 1,56 мкм при 300 К. Пікове КР підсилення $g_R = 0,5$ (Вт·км)⁻¹

роль у шумових параметрах реальних ВКРП. За допомогою аналітичних виразів для спектра КР $g_R(\omega)$ можна легко одержати абсолютні значення як для стоксової, так і для антистоксової компонент спонтанного випромінювання. На рис. 45 зображено спектральні щільності оптичного шуму (стоксового та антистоксового ПСВ), що генерується сигналом на 1,56-мкм при 300 К. У наших обчисленнях спонтанних стоксових і антистоксових спектрів КР максимальне значення КР підсилення вважалося таким, що дорівнює $g_R = 0,5$ (Вт·км)⁻¹. Слід зауважити, що асиметрія спектра стоксового спонтанного випромінювання по відношенню до антистоксових спектральних компонент пов'язана з різними залежностями від теплової щільності фононів $n_v(\omega)$.

Наслідком квантової теорії КР підсилення є те, що доданки для спонтанного випромінювання містять множник $n_v(\omega) + 1$ для стоксового фонона і множник $n_v(\omega)$ для антистоксового фонона, відповідно (див. рис. 14). Результати нашого моделювання, що представлені на рис. 45 знаходяться у повній відповідності до прямих вимірювань спектральної щільності підсиленого спонтанного випромінювання [186].

Таким чином, запропоноване спектроскопічне моделювання профілю ВКР підсилення шляхом багатомодової декомпозиції спектра, надаючи практично точну апроксимацію експериментальних даних, може скласти надійну основу для обчислення головних параметрів ВКРП.

5.4. Режим повної прозорості волокна і смуга ВКР підсилення

Умова абсолютної прозорості волокна за своїм фізичним сенсом відповідає лазерному порогу процесу ВКР. Оскільки потужність помпування $P_p(\omega)$ можна виразити через інтенсивність накачки $I_p(\omega)$ та ефективну площу волокна $A_{\rm eff}$, то рівність $dI_s/dz = 0$ з урахуванням нерівності (61) дає такий кількісний вираз [221–224]:

$$P_p^{th} = \frac{\alpha_s A_{\text{eff}}}{g_R(\omega)} \tag{67}$$

для граничної умови, коли матеріал серцевини волокна починає переходити від природного стану із ослабленням стоксової хвилі до стану, в якому стоксова хвиля підсилюється за рахунок потужності накачки. Для величин
и $P_p^{th},$ як правило, вибирають її мінімальне значення при $g_R(\omega_{\max}) = g_{R\max}$. Зиск від такого визначення порога підсилення полягає в наступному. Нехай нам відоме значення потужності накачки P_p у деякій точці z волокна, яке було отримано як результат вимірювань або обчислень. Тоді безпосередньою перевіркою нерівності $P_p > (<) P_p^{th}$ за відомої сталої α та функції $g_R(\omega)$ визначаються не тільки частоти, на яких виконується умова повної прозорості волокна, але і смуга підсилення (генерації), яка розташовується між ними. Конкретні приклади такого моделювання для ряду поширених волокон вже наводилися у розділі 2.5.

Таким чином, за допомогою (67) та наявними експериментальними даними з профілю $g_R(\omega)$ ВКР підсилення можна безпосередньо обчислити залежність порога підсилення від частоти (або від довжини хвилі) в області стоксового зсуву, для довільної довжини хвилі джерела помпування. Профіль підсилення $g_R(\omega)$ іноді описується за допомогою спрощеного наближення лорентцевої форми лінії. Однак реальні волокна мають настільки складний профіль підсилення, що задовільне надання функції $g_R(\omega)$ отримують шляхом спеціального моделювання. Досить точну модель багатомодової декомпозиції ВКР спектра на компоненти гауссового вигляду викладено у попередньому підрозділі.

Результатом апроксимації профілю ВКР є індивідуальний для кожного волокна набір з $3N_m$ числових параметрів, який задає функцію $g_R(\omega)$ як суму експонент (62). Дані, наведені у табл. 2, 3, дозволяють точно відтворити частотні профілі КР підсилення та значно спростити процедуру кількісного визначення потужності помпування, за якої створюється режим повної прозорості для конкретного типу волокна.

З практичної точки зору нині найбільший інтерес викликають 4 типи кварцових волокон, які отримали широке поширення в оптичному зв'язку для створення ВКРП та ВКРЛ. Експериментальні профілі $g_R(\omega)$ разом з даними обчислень показано на рис. 41, 42. Перші три типи волокон отримали широке застосування у далеких лініях зв'язку для передачі оптичних сигналів на великі відстані, а четвертий тип волокна використовується переважно у ВКРЛ. Залежності порогової потужності ВКР помпування для повної прозорості волокна зображено на рис. 46 як функція від довжини хвилі для трьох типів передавальних волокон.

Для визначеності при розрахунках вважалося, що застосоване джерело накачки з $\lambda_p = 1,45$ мкм. Тоді режим повної прозорості у волокні із чистого кварцу (рис. 46, а) наступає на довжині хвилі 1,55 мкм, коли потужність накачки досягає значення, що дорівнює 20,7 дБм (117,5 мВт). Ці значення досить просто можна отримати графічно наступним чином. Певному рівню потужності накачки P_p на графіку рис. 46 буде відповідати пряма лінія (маркер), яка паралельна до осі абсцис і може переміщуватися знизу вверх, відображуючи зміну потужності помпування. У випадку стандартного кварцового волокна (рис. 46, a), коли потужність накачки досягає рівня 117,5 мВт, то маркерна лінія матиме одну спільну точку (дотикається) з кривою повної прозорості цього волокна. Абсциса точки дотику відповідає довжині хвилі 1,55 мкм. Якщо потужність накачки зростає, то маркерна лінія буде зміщуватися нагору. При цьому утворюється як мінімум дві точки перетину маркера з кривою повної прозорості. Абсциси точок перетину відповідають довжинам хвиль повної прозорості, в яких для досліджуваного волокна та заданої потужності помпування, як поглинання, так і підсилення стоксової хвилі точно дорівнюють нулю. Інтервал між довжинами хвиль повної прозорості фактично відповідає смузі підсилення, оскільки для кожної довжини хвилі із цього інтервалу ВКР підсилення перевищує власні втрати. Навпаки, за межами вказаного інтервалу ВКР підсилення виявляється недостатньо для повної компенсації власних втрат, і сигнали з такими частотами будуть загасати при поширенні по волокну.

Зокрема, за потужності помпування 200 мВт і втратах волокна $\alpha = 0, 2$ дБ/км (рис. 46,*a*) у стандартному кварцовому волокні смуга підсилення становить 6,7 ТГц (від 1513 нм до 1566 нм). Досить про-



Рис. 46. Визначення довжин хвилі повної прозорості та смуги підсилення у волокнах на основі плавленого кварцу: a – стандартне кварцове волокно; δ – волокно типу True Wave RSTM; e – волокно зі зміщеною дисперсією. Вважалося, що застосоване джерело накачки з $\lambda_p = 1,45$ мкм і потужністю 200 мВт

стим виявляється також визначення впливу рівня власних втрат на смугу ВКР підсилення волокон. Якщо стандартне кварцове волокно буде мати втрати 0,3 дБ/км, то смуга підсилення для такого волокна суттєво звужується до значення 3,8 ТГц (від 1533 нм до 1563 нм), тобто майже у 2 рази. Криву повної прозорості для цього волокна показано пунктиром на рис. 46,*a*.

Смуги підсилення для волокна типу True Wave $\mathrm{RS^{TM}}$ та для DCF волокон, які застосовуються для зв'язку, визначаються аналогічно між точками перетину кривої повної прозорості із маркерним рівнем потужності помпування та показані на рис. 46, *б*, *в*, відповідно. Для порівняння потужність накачки вважалась такою, що дорівнює 200 мВт при усіх обчисленнях.

Для волокна типу True Wave RSTM власні втрати, як правило, не перевищують 0,2 дБ/км. Показаний на рис. 46,6 рівень 0,3 дБ/км можна розглядати як верхню межу, яка дозволяє врахувати додаткові втрати у кабелі (мікрозгини, напруги і т.д.), що прокладається у реальних польових умовах. У цьому випадку смуга підсилення 10,2 ТГц для $\alpha = 0, 2$ дБ/км знижується до 7,3 ТГц, але залишається значно ширшою за сму-

гу підсилення у волокні із чистого кварцу за тієї ж потужності накачки.

Спеціалізоване волокно для компенсації дисперсії (DCF) найбільш часто застосовують для одночасного ВКР підсилення сигналів, оскільки воно має найбільший коефіцієнт $g_{R\max}$ серед розглянутих передаючих волокон. За рахунок цього смуга підсилення в такому волокні перевищує 17 ТГц навіть за втрат волокна 0,5 дБ/км (рис. 46,*e*). Зауважимо, що це значення майже в 2 рази більше за загальну суму смуг C + L-телекомунікаційних вікон. Тому для ефективного ВКР підсилення у цьому волокні можна використати значно менші потужності помпування, оскільки повну прозорість цього волокна можна забезпечити вже при потужності накачки, починаючи з 20 мВт.

На відміну від розглянутих передаючих волокон, спеціальне КР волокно має $g_{R \max} = 6,3 \ (\text{Вт}\cdot\text{кm})^{-1}$, але використовується, в основному, для створення ВКР лазерів. Справа в тому, що суттєве збільшення підсилення у КР волокні досягається шляхом підвищення концентрації легування волокна молекулами GeO₂ (зазвичай до ~ 20%) у процесі виготовлення таких спеціалізованих КР волокон. Але цей процес, на жаль, супроводжується помітним підвищенням власних втрат волокна, які не вдається знизити менше ніж до значень $\sim 0, 3 - 1, 0$ дБ/км.

У зв'язку з цим, на рис. 47 подано залежності лазерного порога ВКР ($\lambda_p = 1, 45$ нм) від довжини хвилі для спеціалізованих КР волокон із різними значеннями власних втрат, які змінюються в діапазоні від 0,2 до 1,0 дБ/км. Якщо потужність накачки знаходиться нижче за рівень лазерного порога, тобто розташовується в області під кривою на рис. 47, то стоксові хвилі матимуть загасання, а ВКР підсилення спостерігається над кривими.

Природно, що порогова потужність для монохроматичного стоксового сигналу на $\lambda_s = 1,55$ мкм зростає приблизно від 9 до 40 мВт, коли власні втрати волокна збільшуються від 0,2 до 1,0 дБ/км. Хоча, як видно на рис. 47, при відносно невеликій потужності помпування $P_p = 100$ мВт у КР волокні із втратами $\alpha = 0,5 \, \text{дБ/км}$ поріг лазерної генерації настає на довжині хвилі 1466 нм, а закінчується на довжині хвилі 1613 нм. У цьому випадку смуга переладнання ВКР лазера потенційно перевищує 140 нм та перекриває обидва телекомунікаційні вікна. Ширину смуги переладнання лазера можна додатково розширити підвищенням потужності помпування або шляхом зниження власних втрат КР волокна. Для вимірювання центральної довжини хвилі всередині такої смуги оптичних частот досить вибрати іншу довжину хвилі накачки, не змінюючи параметрів активного КР волокна.

Таким чином, викладена методика визначення абсолютних значень порогової потужності, умов повної прозорості та смуги ВКР підсилення у довільному волокні для заданої довжини хвилі і потужності помпування. Метод засновано тільки на частотній залежності головних параметрів волокна таких як коефіцієнт ВКР підсилення $g_R(\omega)$ і параметр загасання волокна $\alpha(\omega)$. Кількісні оцінки умов повної оптичної прозорості за рахунок ВКР підсилення виконано для кварцових волокон, які широко застосовуються в оптичному зв'язку. Наведені дані розрахунку смуги ВКР підсилення в цих волокнах та потужності помпування, які дозволяють забезпечити ширину смуги понад 10 ТГц. Розрахунки свідчать, що лазерний поріг для монохроматичного стоксового сигналу буде спостерігатися незалежно від реальних втрат волокна у досить широкому спектральному діапазоні, якщо потужність накачки підвищити до кількох сотень міліват. У цьому випадку лазерну генерацію можна отримати в діапазоні приблизно від 1,5 мкм до 1,6 мкм при дов-





Рис. 47. Лазерний поріг у КР волокні

жині хвилі помпування $\lambda_p = 1,45$ мкм, що відповідає повній смузі максимальної прозорості волокна.

6. Результати практичного застосування та перспективи розвитку ВКРП

Нарощування пропускної спроможності оптичних систем передачі інформації нині іде двома головними шляхами – ущільненням цифрових потоків у часі та розділенням каналів за довжинами хвиль оптичних випромінювачів. За обох підходів ВКР підсилення відіграє визначальну роль для практичної реалізації таких систем.

На початку 90-х років вважалось [114–116], що нелінійність та перехресні спотворення при ВКР підсиленні у волокнах не дозволять збільшити відстань між ретрансляторами оптичного сигналу більше ніж 20 км, а системи матимуть не більше 30 каналів, для кожного з яких використовується окрема довжина хвилі оптичного передавача. За теоретичними оцінками того часу [117–120] зроблено висновок про те, що шуми оптичних підсилювачів та їх нелінійність не дозволять підвищити загальну пропускну спроможність далекої лінії зв'язку не тільки вище межі в 1 Тб/с, але вона на практиці повинна бути суттєво нижчою за 100 Гб/с.

Ці теоретичні оцінки було суттєво відкориговано вже наприкінці зазначеного десятиріччя результатами експериментів із застосуванням ВКРП в оптичних системах зв'язку. Переважну кількість експериментальних робіт, починаючи з 1997 року, було присвячено багатоканальній передачі інформації, завдяки успішному застосуванню ВКРП. У [225] повідомлялося про позитивні результати випробувань багатоканальної швидкісної лінії на 100 Гб/с $(10 \times 10 \ \Gamma 6/c)$ довжиною 7200 км, в якій використано лінійні ВКРП через 90 км проміжки. Систему з високою щільністю розташування 32 каналів передачі інформації зі швидкістю 10 Гб/с було продемонстровано в [226]. Канали були рознесені всього на 50 ГГц ($\sim 1.7 \text{ см}^{-1}$) в оптичному спектрі частот передавачів, а на кожній із 80 ділянок волокна довжиною 80 км застосовувалось розподілене ВКР підсилення. Загальна відстань передачі інформаційного потоку у волокні зі зміщеною дисперсією становила 6400 км із застосуванням 32 передавачів із довжинами хвиль випромінювання навколо 1,55 мкм.

У роботі [227] було досягнуто швидкість передачі інформації 1,02 Тб/с за рахунок використання 51 довжини хвилі передавачів зі швидкістю передачі потоку бітів 20 Гб/с у кожному каналі. Інформаційні імпульси поширювались у вигляді оптичних солітонів на загальну відстань понад 1000 км у стандартному волокні зі ступінчатою зміною показника заломлення. Для підтримання форми солітонів та компенсації втрат на поширення 21 дБ використано ВКРП, які розташовували через 100 км проміжки.

Про рекордну у 2000 році загальну пропускну спроможність 3,28 Тб/с (82×40 Гб/с) лінії оптичної передачі інформації повідомляли у роботі [228]. Таку швидкість передачі інформації було отримано у лінії з довжиною 3 × 100 км у волокні із ненульовою дисперсією. У лінії вперше було задіяно обидва Ста *L*-телекомунікаційні вікна, перекрити які дозволило застосування розподілених ВКРП у сполученні зі швидкістю передачі інформації 40 Гб/с в кожному каналі. Про експериментальну апробацію лінії з високою пропускною спроможністю у 1,28 Тб/с, яка мала протяжність 840 км (6 × 140) повідомляли у [107]. Ця лінія мала 128 каналів розділених за довжинами хвилі, в кожному з яких інформація передавалася зі швидкістю 10,66 Гб/с. Канали займали обидва C + L-телекомунікаційні вікна, а у ретрансляторах було застосовано ВКРП. Саме використання розподілених ВКРП дозволило покращити оптичне відношення сигнал/шум та довести відстань між ретрансляторами до 140 км. Переваги використання розподілених ВКРП тоді ж були продемонстровані у польових умовах [108] із застосуванням прокладених у ґрунті оптичних кабелів. Для лінії довжиною 600 км (5 × 120 км) та швидкістю передачі 10 Гб/с отримано покращання чутливості приймача на 3,8 дБ із помпуванням потужністю 650 мВт на кожній ділянці, причому без будь-яких явних пошкоджень кабельного господарства.

У наступній роботі [229] за допомогою низькошумлячих ВКРП було реалізовано систему зв'язку з розділенням за довжинами хвиль, в якій інформація передалася на 230 км без ретрансляторів. Система мала 64 канали по 40 Гб/с в кожному, а канали були розташовані через 50 ГГц на шкалі оптичних частот. Інформаційна ємність в сумі становила 2,56 Тб/с і була реалізована у смузі всього 25,8 нм. Наддалеку лінію зв'язку у короткохвильовому телекомунікаційному S-вікні реалізували в роботі [230] за допомогою каскадного використання зосереджених ВКРП на волокні із компенсацією дисперсії. Двадцять каналів, які заповнили усе S-вікно, були передані через 10 ділянок стандартного одномодового волокна загальною довжиною 867 км зі швидкістю передачі інформації 10,67 Гб/с, причому в кожному із каналів ймовірність помилки < 10⁻¹² була забезпечена без будь-яких додаткових засобів для виправлення помилок.

У роботі [231] повідомлялось про результати успішного випробування лінії швидкісної передачі інформації на відстань 2100 км загальною пропускною спроможністю 3,2 Тб/с, яка мала 40 каналів зі швидкістю передачі 80 Гб/с в кожному. У цій лінії застосування ВКРП, які розташовувались через 100 км, забезпечувало повну прозорість лінії щодо поширення сигналу, а коефіцієнт використання смуги пропускання становив 0,8 біт/с/Гц. Кількість каналів, що рівномірно розподілено за довжинами хвиль оптичних випромінювачів, в роботі [232] довели до 160. Інформацію було передано на відстань 4000 км через волокно із ненульовою дисперсією, причому щільність упаковки каналів на шкалі оптичних частот була дуже високою - відстань між каналами дорівнювала всього 25 ГГц (<1 см⁻¹). Навіть така щільність розподілу каналів дозволяла надійно передавати інформацію зі швидкістю 10,7 Гб/с, а загальна пропускна спроможність лінії була 1,6 Тб/с. Застосування ВКРП, які розташовувались через кожні 100 км, дозволило отримати на вихідному кінці лінії оптичне відношення сигнал/шум в усіх каналах не гірше за 14,4 дБ, що відповідає ймовірності помило
к $10^{-4}.$ Значно зни-

зити ймовірність помилок і довести її до рівня 10^{-13} вдавалося застосовуючи стандартні методи виправлення помилок - у даному випадку застосуванням коду Ріда-Соломона {255,329}. Однак існувала проблема нерівномірного підсилення у робочій смузі ВКРП $(\sim 5 \text{ лБ})$ і треба було знижувати це значення. Збільшити швидкість до 2,56 Тб/с і довести відстань передачі до 6000 км за допомогою ВКРП вдалося в роботі [233]. Система мала 64 канали зі швидкістю передачі 42,7 Гб/с в кожному. Канали було розташовано у смузі 52 нм (1540-1565 та 1570-1595 нм) з розділенням через 100 ГГц. ВКР помпування здійснювали за допомогою 5 довжин хвиль 1424, 1436, 1449, 1465 та 1494 нм із загальною потужністю 810 мВт. Після 6000 км оптичне відношення сигнал/шум перевищувало значення 11,3 дБ, що за корекції помилок дозволяло отримати ймовірність помилок $\leq 6 \times 10^{-14}$. Ключову роль ВКРП при передачі 192 каналів зі швидкістю 10,66 Гб/с у послідовних смугах шириною 25 ГГц через 30 ділянок волокна із загасанням 22 дБ (~ 100 км) відзначено у роботі [234]. Кількість каналів зі швидкістю передачі 40 Гб/с в [235] було доведено до 273, що дозволило для загальної пропускної спроможності перевищити межу 10 Тб/с [236].

Такі вражаючі досягнення у розпиренні інформаційної пропускної спроможності систем передачі інформації, реалізація яких завдячує головним чином застосуванню ВКРП, змусили переглянути роль таких підсилювачів оптичного випромінювання для практики впровадження інформаційних систем на основі технології розділення каналів за довжинами хвиль [237–241].

Водночас велику увагу нині приділяють розвитку системи оптичної передачі інформації із часовим ущільненням у напрямку підвищення швидкості передачі інформації по окремому каналу. Про визначальну роль ВКРП у таких системах, зокрема, орієнтованих на швидкість передачі інформації 160 Гб/с, йшлося в роботі [242]. ВКР підсилення оптичного випромінювання завдяки успіхам свого застосування для наддалекої передачі інформації у земних умовах з рекордними швидкостями обміну має досить багатообіцяючі перспективи широкого проникнення у суміжні області обробки сигналів.

Практичні застосування ВКР підсилення світла далеко не обмежені лише областю наддалекого зв'язку, прикладами з якого в нашому огляді, головним чином, проілюстровано фізичні особливості нелінійного вимушеного процесу підсилення оптичного випромінювання. Це явище лежить в основі принципу дії волоконних ВКР лазерів, які вже оформилися в окремий напрямок фізичних досліджень та становлять серйозну конкуренцію іншим лазерним джерелам [53]. Однак волоконно-оптичні системи обміну інформацією на середні відстані з довжиною волокна від десятків метрів до сотень кілометрів входять до числа найбільших споживачів ВКРП.

Волоконні системи кабельного телебачення [197,252] є одним з найстарших споживачів ВКРП, в яких підсилення оптичної потужності використовувалось ще за часів аналогової трансляції ТБ каналів для розширення кількості абонентів у кабельній мережі. Цифрові системи нового покоління типу "волокно у кожний дім" передбачають суттєве кількісне поширення ВКРП.

У локальних мережах інформаційного обміну розподілене ВКР підсилення використовується у вузлах мережі не тільки для поповнення потужності сигналу, а для створення прозорих фотонних мереж обміну інформацією за рахунок переваг ВКРП в оптичному відношенні сигнал/шум. Саме розподілені ВКРП дозволили створити кільцеву інформаційну мережу [253] довжиною 610 км (8 вузлів), що була повністю прозорою для 16 каналів зі швидкістю інформаційних потоків 10 Гб/с навіть за досить великих втрат (20 дБ) у кожному вузлі. Сучасний рівень розробки локальних інформаційних мереж передбачає швидкість інформаційних потоків 10 Тб/с, а в перспективі ця швидкість досягатиме 100 Тб/с [254], в яких ВКР підсилення відіграватиме визначальну роль.

Можливість підсилення оптичного випромінювання незалежно від його довжини хвилі знаходить широке застосування у нелінійній волоконній оптиці [197], яку можна віднести до наймолодших за віком напрямків сучасної радіофізики з досить фундаментальними результатами та практичними досягненнями. До найбільш вагомих результатів волоконної нелінійної оптики слід віднести створення систем солітонного типу, в яких поширення оптичного електромагнітного випромінювання набуває спеціальної форми відокремленої самотньої хвилі - оптичного солітону. Для формування солітонів в одномодових волокнах традиційно [197, 255] використовується ВКР підсилення, що дозволяє досягти заданого рівня потужності оптичних імпульсів для нелінійної компенсації ефектів власного розширення імпульсів за рахунок дисперсії групової швидкості. Стійкість солітонів при поширенні на відстані у кілька мільйонів кілометрів експериментально підтримують за рахунок ВКР підсилення.

Солітонні ефекти використовуються у нелінійній волоконній оптиці для стискання оптичних імпуль-

сів, яке дозволяє отримувати тривалість імпульсного випромінювання на рівні кількох періодів оптичної хвилі, що недоступне для будь-яких методів прямої модуляції. Отримані імпульси мають тривалість 6 фс [197]. При цьому коефіцієнти стискання оптичних імпульсів, що мають внутрішньоімпульсну частотну модуляцію, можуть досягати значень 10⁴. Якщо перед стисканням імпульсів застосовували ВКР підсилення для нарощування повної енергії імпульсів у широкій смузі частот, то після стискання пікові значення потужності імпульсів лежать у тераватній області. За рахунок ВКР підсилення та великої довжини кварцового волокна досить ефективними виявляються різноманітні нелінійні пристрої типу перемикачів, оптичних затворів, нелінійних дзеркал та інших елементів надшвидкісної обробки інформації. Для зменшення довжини нелінійної взаємодії інтенсивно йде дослідження методів створення спеціалізованих нелінійних волокон та використання більш ефективних нелінійних матеріалів у інтегральній оптиці.

Дослідження ВКР взаємодії та підсилення світла у планарному кварцовому хвилеводі, що нанесений на полімерну основу, наведено в [256]. Оскільки попередні спроби легування кристалічного кварцу іонами Er³⁺ не мали успіху, то для підсилення світла застосовується ефект вимушеного розсіяння. Головний максимум у спектрі спонтанного КР кристалічного кварцу відповідає розсіянню першого порядку на оптичних фононах у центрі зони Бріллюена. Цей максимум розташований на частоті 15,6 ТГц і за кімнатної температури має ширину 105 ГГц. Інші максимуми у спектрі відповідають двофононним станам і їх інтенсивність менша приблизно на порядки за величиною. При використанні помпування на довжині хвилі 1427 нм максимум стоксової смуги розташовується у центрі С-телекомунікаційного вікна прозорості кварцових волокон на довжині хвилі 1540 нм, причому коефіцієнт ВКР підсилення становить $g_R = 0,070$ см/МВт. За рахунок збільшення на кілька порядків перерізу розсіяння у кристалічному кварці, порівняно з аморфним склом, для підсилення світла на 10 дБ достатньо 500 мВт потужності помпування, а загальна довжина підсилювача 1,9 см.

Пошук більш ефективних середовищ для нелінійної волоконної оптики не обмежується тільки звичайними волокнами з високою нелінійністю типу телуридних сполук [73, 98–100] або на основі багатокомпонентного скла [53], а й поширюється на штучно створені матеріали, що отримали назву фотонних кристалів. Цю назву було запропоновано в 1987 році Е. Яблоновичем [257] по відношенню до періодичних структур із різних матеріалів, в яких при поширенні оптичного випромінювання утворюється зонна структура, яка ззовні аналогічна до структури зон Бріллюена у фононів реального кристала. Надзвичайний інтерес до фотонних кристалів привів до пропозицій створення волокон із фотонно-кристалічною структурою [258–260], в яких у перерізі волокна центральна серцевина є вакуумом, а оболонка – двовимірна періодична структура. Такі волокна повинні поєднувати високу нелінійність, яку даватиме оболонка зі спеціально вибраного матеріалу, із малими втратами на поширення у вакуумі центральної серцевини. За оцінками [261, 262] фотонно-кристалічні волокна можуть суттєво збільшити коефіцієнти ВКР підсилення.

Серед можливих напрямків досліджень ВКР підсилення варто відокремити можливість використання антистоксового випромінювання, що може дати подвоєння робочої смуги ВКРП. Нині всі без винятку ВКРП використовують виключно стоксову частину спектра підсилення, яка в умовах фононної рівноваги волокна має значно більшу ефективність підсилення у порівнянні з антистоксовим випромінюванням. Однак існують експериментальні дані [263], що вказують на можливість значно більшого зростання ефективності ВКР для антистоксового випромінювання навіть за відсутності повного узгодження фаз хвиль, що беруть участь у процесі вимушеного розсіяння.

Загалом останніми роками дослідження ВКР у волоконних структурах йде переважно емпіричним шляхом, на якому більшість досягнень отримується головним чином за рахунок технологічних удосконалень, а не шляхом цілеспрямованих досліджень. Тому експериментальні дані іноді виходять за межі теоретичних моделей, що свідчить про певні прогалини у теоретичному осмисленні фізики нелінійних процесів.

Зауважимо, що така ситуація характерна лише для останніх років, і вона існувала далеко не завжди. Сама історія відкриття явища комбінаційного розсіяння світла показує, що передумовою експериментального спостереження ефекту були попередні роботи Л.І. Мандельштама з теорії взаємодії світла з коливними станами молекул речовини. Передбачення вимушеного та оберненого комбінаційного розсіяння було зроблено Г. Плачеком [14] ще на початку 30-х років XX ст., і тому спостереження ВКР через тридцять років потому вже не викликали жодних здивувань.

Серед сьогоднішніх фундаментальних проблем, що пов'язані з дослідженням ВКР, та вирішення яких сприятиме скороченню розриву між теорією і експериментом, можна вказати на такі. Для кількісного аналізу конкуренції мод при ВКР треба вийти за ме-

зв'язаних хвиль дозволяють виконати прямі оцін-

ки порогових умов як для генерації стоксового шу-

му, так і для підсилення когерентної стоксової хви-

лення можна розглядати не тільки як доповнення до

прямих методів розрахунку на основі системи дифе-

ренціальних рівнянь для багатьох зв'язаних хвиль,

Спектроскопічні методи моделювання ВКР підси-

жі наближення заданої накачки з детальним урахуванням умов фазового синхронізму та їх впливу на підсилення оптичної стоксової хвилі за нелінійної фотонфононної взаємодії у двох важливих випадках: а) для когерентної зовнішньої хвилі (стоксового сигналу) та б) спонтанного стоксового шуму. До серйозних обмежень теорії ВКР, на наш погляд, можна віднести повне нехтування динамікою фононної системи, а майбутня модель повинна враховувати нерівноважні стани молекулярних коливань.

7. Висновки

У роботі надано систематизований виклад фізичних особливостей підсилення оптичного випромінювання на основі вимушеного комбінаційного розсіяння світла для такого середовища, що має центр симетрії локального оточення молекулярних коливань, як одномодові волокна на основі кварцового скла.

Завдяки нерезонансному характеру ВКР підсилення, що забезпечує можливість використання практично будь-якого робочого діапазону у кварцовому волокні з шириною смуги частот до 13 ТГц, різноманітні ВКРП відіграють визначну роль у сучасних системах інформаційного обміну та створили міцну єдину основу для освоєння всіх без винятку вікон прозорості сучасних оптичних волокон. Застосування розподіленого і зосередженого підсилення дозволяє сумістити процес передачі та відновлення оптичних сигналів, що значно спрощує побудову систем, підвищує ефективність та економічність оптичних компонент і створює принципово нові можливості для надшвидкісної передачі інформації на майже необмежені відстані на планеті.

Аналіз теорії ВКР підсилення показує, що навіть стандартне волокно із кварцового скла з відносно незначними абсолютними значеннями нелінійних параметрів за рахунок малих втрат та ефективної площі моди помпування завдяки накачуванню перетворюється на високоефективне середовище для підсилення оптичного випромінювання. Однак надзвичайна простота технічної реалізації ВКРП супроводжується досить складними фізичними процесами нелінійної взаємодії кількох електромагнітних хвиль (загальною кількістю до кількох сотень) з фононною системою серцевини волокна. Тому для кількісного опису ВКР необхідне суміщення квантового та напівкласичного підходів, але в реальних системах прямі методи з використанням рівнянь зв'язаних хвиль природно викликають серйозні утруднення. Водночас рівняння

кні стани але і як такі, що мають самостійне значення для обчислення параметрів ВКРП. Зіставлення результатів моделювання за допомогою спрощеної моделі акту-

лi.

моделювання за допомогою спрощеної моделі актуальної смуги для профілю ВКР підсилення з експериментальними даними має досить гарну відповідність за кількома важливими параметрами – нерівномірністю смуги підсилення та розподілом ПСВ. Для більш точного відображення складного профілю ВКР підсилення хороші результати дає спектроскопічне моделювання шляхом багатомодової декомпозиції спектра на певну кількість гауссових компонент. За допомогою нелінійної апроксимації отримують аналітичний вираз для спектра $g_R(\omega)$ у вигляді суми N_m гауссових функцій. Для ряду поширених волокон наведений набір $3N_m$ параметрів майже точно описує спектр ВКР підсилення для відповідного волокна. Зокрема, для кожного типу волокна та наперед заданого значення миттєвої потужності помпування, це дозволяє отримати кількісні дані щодо конкретних точок на осі частот, в яких ВКР приводить до повної прозорості волокна за рахунок компенсації втрат при підсиленні випромінювання. Аналітичний вираз для $g_R(\omega)$ суттєво спрощує обчислення багатьох параметрів ВКРП, також і смуги пропускання для довільного числа джерел помпування або дисперсійних параметрів підсилювача.

Суттєву роль відіграє ВКР підсилення для підвищення швидкості передачі оптичної інформації з часовим ущільненням. Саме ВКР підсилення розглядається як основний метод підвищення інтенсивності оптичного випромінювання до рівня спрацьовування нелінійних волоконно-оптичних елементів, що входять до складу передавальних та приймальних пристроїв обробки інформації на швидкості понад 100 Гб/с, де швидкодії електронних та оптоелектронних компонент вже виявляється явно недостатньо.

Застосування ВКРП для розширення пропускної спроможності волоконно-оптичних систем з розділенням каналів за довжинами хвиль вже розглядається як традиційне і на сьогоднішній день майже безальтернативне. За сукупністю параметрів та експлуатаційних характеристик ВКРП значно переважають ЕЛВП, які відносять до оптичних підсилювачів попереднього покоління. Широке попирення ВКРП та дані, що отримані за результатами їх тестування, значною мірою спростовують попередні уявлення про обмеження ВКР підсилення щодо нелінійності та надмірного рівня власних шумів.

Загалом фундаментальні особливості ВКР підсилення оптичного випромінювання в одномодових волокнах викликають неабиякий інтерес для дослідників. ВКР лазери та оптичні підсилювачі вже зараховано до числа визначальних основ фотоніки, і безсумнівно вони матимуть широкий спектр практичних застосувань на шляху освоєння фемтосекундної шкали швидкодії та терагерцової смуги робочих частот спочатку у приладобудуванні, а потім і в апаратурі для широкого вжитку.

- G. Landsberg and L. Mandelstam, Naturwissenschaften 16, 557 (1928).
- Г.С. Ландсберг, Л.И. Мандельштам, Журнал Русского физ.-хим. об-ва 60, 335 (1928).
- G.S. Landsherg and L.I. Mandelstam, Zs. Phys. 50, 769 (1928).
- C.V. Raman and K.S. Krishnan, Nature 121, 501 (1928).
- 5. C.V. Raman, Nature 121, 619 (1928).
- C.V. Raman and K.S. Krishnan, Nature **121**, 711 (1928).
- 7. C.V. Raman and K.S. Krishnan, Nature 122, 12 (1928).
- 8. C.V. Raman, Ind. J. Phys. 2, 387 (1928).
- В.Л. Гинзбург, И.Л. Фабелинский, Вестник РАН, 73, № 3, 215–227 (2003).
- 10. И.Л. Фабелинский, УФН 168, 1341 (1998).
- В.С. Горелик, Соросовский образовательный журнал. Физика 2, №6, 91–96, (1997).
- 12. И.Л. Фабелинский, УФН **128**, 123 (1978).
- М.М. Сущинский, Комбинационное рассеяние света и строение вещества, (Москва, 1981).
- 14. Г. Плачек, Релеевское рассеяние и Раман-эффект, (пер. с нем., Харьков.-Киев, 1935).
- М.М. Сущинский, Спектры комбинационного рассеяния молекул и кристаллов, (Москва, 1969).
- П.П. Шорыгин, Л.Н. Овандер, в кн.: Современные проблемы спектроскопии комбинационного рассеяния света, (Наука, Москва, 1978).
- 17. М.М. Сущинский, *Вынужденное рассеяние света*, (Москва, 1985).
- М.М. Сущинский, Колебания молекул, 2-е изд., (Наука, Москва, 1972).

- Рассеяние света в твердых телах, под ред. М. Кардоны, пер. с англ., (Мир, Москва, 1979).
- 20. М.М. Сущинский УФН 154, №3, 353 (1988).
- 21. Л.Н. Овандер, УФН 86,
 \aleph 1, 3–39 (1965).
- 22. R. Loudon, Adv. Phys. 13, 423-471 (1964).
- A.S. Barker and R. Loudon, Rev. Mod. Phys. 34, no.1, 18–47 (1973).
- 24. P. Korotkov, J. Ram. Spectr. 32, 607-611 (2001).
- 25. Н. Бломберген, *Нелинейная оптика* (Мир, Москва, 1966).
- 26. J.A. Armstrong, N. Blombergen, J. Ducuing, and P.S. Pershan, Phys. Rev. **127**, 6, 1918–1939 (1962).
- N. Blombergen, P.S. Pershan, Phys. Rev. 128, 2, 606– 622 (1962).
- 28. N.Blombergen, Rev. Mod. Phys. 54, 3, 685–695 (1982).
- P.A. Franken and J.F. Ward, Rev. Mod. Phys. 35, 1, 23–39 (1963).
- J.F. Ward and P.A. Franken, Phys. Rev. 133, 1A, 183– 190 (1964).
- 31. E.J. Woodbury and W. K. Ng, Proc. IRE (Correspondence), **50**, 2367, (1962).
- И.И. Кондиленко, П.А. Коротков, Опт. и спектр. 17, вып.3 (1964).
- R. Chiao and B.P. Stoicheff, Phys. Rev. Lett. 12, 11, 290–293 (1964).
- 34. C.Y. She, IEEE J. Quant. Electr. QE-3, 2, 73–78 (1967).
- 35. Y.R. Shen and N.Bloembergen, Phys. Rev. 137, 6A, 1787–1805 (1965).
- 36. R.W. Hellwarth, Phys. Rev. 130, 5, 1850-1852 (1963).
- H.A. Haus, P.L. Kelley, and H.J. Zeiger, Phys. Rev. 138, 4A, 960–971 (1965).
- 38. C.L. Tang, T.F. Deutsch, Phys. Rev. 138, 1A, 1–8 (1965).
- 39. N. Bloembergen, P. Fallemand, and A.Pine, IEEE J. Quant. Electr. QE-2, 8, 246–248 (1966).
- B.J. Huth, N.V. Karlov, R.H. Pantell, and H.E. Puthoff, IEEE J. Quant. Electr. QE-2, 12, 763–769 (1966).
- 41. D.A. Kleinman, Phys. Rev. 128, 4, 1761-1775 (1962).
- 42. J.A. Giordmaine and R.C.Miller, Phys. Rev. Lett. 14, 24, 973–976 (1965).
- A. Yariv and W.H. Louisell, IEEE J. Quant. Electr. QE-2, 9, 418–424 (1966).
- N.Blomberge and Y.R. Shen, Phys. Rev. 133, 1A, A37– A49 (1964).
- 45. Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская, Основы кристаллофизики, (Наука, Москва, 1975)
- P.D. Maker and R.W. Terhune, Phys. Rev. 137, 3A, 801–818 (1965).

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. Огляди. 2009. Т. 5, №2

162

- 47. W.G. Wagner and S. Yatsiv, IEEE J. Quant. Electr. QE-1, 7, 287–294 (965).
- 48. Y.R. Shen, Rev. Mod. Phys. 48, 1, 1-32 (1976).
- 49. R. Olshansky, Rev. Mod. Phys. 51, 2, 341-367 (1979).
- 50. E.P. Ippen, Appl. Phys. Lett. 16, 303–305, (1970).
- G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics. Second ed., (San Diego, CA, Academic, 1995).
- H.A. Haus and W. S. Wong, Rev. Mod. Phys. 68, 2, 423–444 (1996).
- 53. П.А. Коротков, Г.С. Фелінський, УФЖ. Огляди. 3, № 2, 126–150 (2006).
- 54. E.M. Dianov and A.M. Prokhorov, IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr. 6, 6, 1022–1028 (2000).
- E.M. Dianov, J. Lightwave Techn. 20, 8, 1457–1462 (2002).
- E.M. Dianov, I.A. Bufetov, M.M. Bubnov, M.V. Grekov, S.A. Vasiliev, and O. I. Medvedkov, Opt. Lett. 25, 6, 402–404 (2000).
- A.A. Demidov, A.N. Starodumov, X. Li, A. Martinez-Rios, and H. Po, Opt. Lett. 28, 17, 1540–1542 (2003).
- 58. Z. Xiong, N. Moore, Z.G. Li, and G.C. Lim, J. Lightwave Techn. **21**, 10, 2377–2381 (2003).
- Е.М. Дианов, В.В. Двойрин, В.М. Машинский, А.А. Умников, М.В. Яшков, А.Н. Гурьянов, Квантовая электроника, **35**, 12, 1083–1084 (2005).
- M. Rini, I. Cristiani, and V. Degiorgio, IEEE J. Quant. Electr. 36, 10, 1117–1122 (2000).
- 61. S.D. Jackson and P.H. Muir, J. Opt. Soc. Am. B. 18, 9, 1297–1306 (2001).
- S.D. Jackson, IEEE J. Quant. Electr. 37, 5, 626–634 (2001).
- R.H. Stolen, E.P. Ippen, and A. R. Tynes, Appl. Phys. Lett., 20, 62–63 (1972).
- M.N. Islam, IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr. 8, 3, 548– 559 (2002).
- 65. Y. Emori, Y. Akasaka, and S. Namiki, Electr. Lett. 34, 22, 2145–2146 (1998).
- S.A.E. Lewis, S.V. Chernikov, J.R. Taylor, Electr. Lett. 35, 20, 1761–1762 (1999).
- Y. Emori, K. Tanaka, S. Namiki, Electr. Lett. 35, 16, 1355–1356 (1999).
- H. Kidorf, K. Rottwitt, M. Nissov, M. Ma, and E.Rabarijaona, IEEE Photonics Techn. Lett. 11, 5, 530– 532 (1999).
- S.V. Chernikov, S.A.E. Lewis, and J.R. Taylor, in: Optical Fiber Communication Conference, 1999, and the International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication. OFC/IOOC '99. Technical Digest, San Diego, CA, USA, 2, 117–119 (1999).

- 70. S.A.E. Lewis, S.V. Chernikov, and J.R. Taylor, Electr. Lett. 35, 14, 1178–1179 (1999).
- S. Namiki and Y. Emori, in: Optical Fiber Communication Conference, 2000, Baltimore, MD, USA, 4, 98–99 (2000).
- 72. S. Namiki and Y. Emori, IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr. 7, 1, 3–16 (2001).
- 73. A. Mori, H. Masuda, K. Shikano, M. Shimizu, and J. Lightwave Techn. **21**, 5, 1300–1306 (2003).
- 255. N. Kikuchi, K.K.Y. Wong, K.Uesaka, K. Shimizu, E.S. Yam, T.S. Hu, M. Marhic, and L.G. Kazovsky, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 1, 27–29 (2003).
- M.D. Mermelstein, C. Horn, J.C. Bouteiller, P. Steinvurzel, K. Feder, C. Headley, and B.J. Eggleton, in *CLEO 2002*, paper CThJ1, 478 (2002).
- M.D. Mermelstein, C. Horn, S. Radic, and C. Headley, Electr. Lett. 38, 13, 636–638 (2002).
- 77. H.S. Seo, K. Oh, and U.C. Paek, J. Lightwave Techn. 19, 3, 391–397 (2001).
- H.S. Seo, K. Oh, and U.C. Paek, IEEE J. Quant. Electr. 37, 9, 1110–1116 (2001).
- 79. H.S. Seo, K. Oh, W. Shin, U.C. Ryu, and U.C. Paek, IEEE Photonics Techn. Lett. 13, 1, 28–30 (2001).
- T. Kunihiro and H. Kazuo, IEEE Photonics Techn. Lett. 16, 1, 75–77 (2004).
- 81. Z.I. Alferov, Rev. Mod. Phys. 73, 767–782 (2001).
- 82. W. Happer, Rev. Mod. Phys. 44, 2, 169-249 (1972).
- L. Zenteno, J. Lightwave Techn. 11, 9, 1435–1446 (1993).
- 84. K.O. Hill, Y. Fujii, D.C. Johnson, and B.S. Kawasaki, Appl. Phys. Lett. **32**, 647–649 (1978).
- G. Meltz, W.W. Morey, and W.H. Glenn, Opt. Lett. 14, 823–825 (1989).
- C.R. Giles and J. Lightwave Techn. 15, 8, 1391–1404 (1997).
- R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*. (Academic Press, San Diego, USA, 1999).
- A. Othonos and K. Kalli, Fiber Bragg gratings: fundamentals and applications in telecommunications and sensing. (Artech House, Boston, 1999).
- С.А. Васильев, О.И. Медведков, И.Г. Королев, А.С. Божков, А.С. Курков, Е.М. Дианов, Квантовая электроника. 35, 12, 1085–1103 (2005).
- 90. H. Masuda, S. Kawai, K.-I. Suzuki, and K. Aida, in: Integrated Optics and Optical Fibre Communications, 11th International Conference on, and 23rd European Conference on Optical Communications, Edinburgh, UK, 22-25 Sep 1997, 5, 73-76 (1997).
- 91. S. Kawai, H. Masuda, K. Suzuki, and K. Aida, IEEE Photonics Techn. Lett. **11**, 7, 886–888 (1999).

- 92. H. Masuda and S. Kawai, IEEE Photonics Techn. Lett. 11, 6, 647–649 (1999).
- 93. S. Hur, J. Ko, I. Lee, Y.S. Kim, and J. Jeong, J. Lightwave Techn. 21, 6, 1499–1503 (2003).
- 94. H.S. Seo, Y.G. Choi, B.J. Park, D.H. Cho, and K.H. Kim, IEEE Photonics Techn. Lett. **15**, 9, 1198–1200 (2003).
- 95. W. Wang, H.N. Poulsen, L. Rau, H.F. Chou, J.E. Bowers, D.J. Blumenthal, and L.G.Nielsen, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 10, 1416–1418 (2003).
- 96. J. Kani and M. Jinno, Electr. Lett. 35, 12, 1004–1006 (1999).
- 97. D. Bayart, P. Baniel, A. Bergonzo, J.Y. Boniort, P. Bousselet, L. Gasca, D. Hamoir, F. Leplingard, A. Le Sauze, P. Nouchi, F. Roy, and P. Sillard, Electr. Lett. **36**, 18, 1569–1571 (2000).
- 98. H. Masuda, in: Optical Fiber Communication Conference, 2000, Baltimore, MD, USA, 1, 2–4 (2000).
- 99. H. Masuda, A. Mori, K. Shikano, K. Oikawa, K. Kato, and M. Shimizu, in: *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2002.* OFC 2002, 388–390 (2002).
- 100. H. Takara, H. Masuda, K. Mori, K. Sato, Y. Inoue, T. Ohara, A. Mori, M. Kohtoku, Y. Miyamoto, T. Morioka, and S. Kawanishi, in: *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2002.* OFC 2002, 17–22 Mar 2002, postdeadline papers.
- T. Tsuzaki, M. Kakui, M. Hirano, M. Onishi, Y. Nakai, and M. Nishimura, in OFC 2000, Paper MA3-1–MA3-3.
- 102. M.C.Ho, K.Uesaka, M.Marhic, Y.Akasaka, L.G.Kazovsky, J. Lightwave Techn. 19, 7, 977–981 (2001).
- 103. L. Marazzi, P. Parolari, S. Seghizzi, and M. Martinelli, IEEE Photonics Techn. Lett. 16, 1, 78–80 (2004).
- 104. T. Torounidis, H. Sunnerud, P.O. Hedekvist, and P.A. Andrekson, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 8, 1061– 1063 (2003).
- 105. L. Helczynski and A. Berntson, IEEE Photonics Techn. Lett. 13, 7, 669–671 (2001).
- 106. Y. Aoki, J. Lightwave Techn. 6, 7, 1225–1239 (1988).
- 107. T. Terahara, T. Hoshida, J. Kumasako, and H. Onaka, in: Optical Fiber Communication Conference, 2000, Baltimore, MD, USA, 4, 251–253 (2000).
- 108. L.D. Garrett, M. Eiselt, R.W. Tkach, V. Dominic, R. Waarts, D. Giltner, and D. Mehuys, in: *Optical Fiber Communication Conference*, 2000, Baltimore, MD, USA, 4, 293–295 (2000).
- 109. H.A. Haus, IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr. 6, 2, 240– 247 (2000).

- 110. C.H. Henry and R.F. Kazarinov, Rev. Mod. Phys. 68, 3, 801–853 (1996).
- 111. Y. Yamamoto, J. Lightwave Techn. **21**, 11, 2895–2915 (2003).
- 112. H.A. Haus, IEEE J. Quant. Electr. 37, 6, 813–823 (2001).
- 113. C.R.S. Fludger, V. Handerek, and R.J. Mears, in: Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2001. OFC 2001, 1, MA5-1–MA5-3.
- 114. R.G. Waarts, A.A. Friesem, E. Lichtman, H.H. Yaffe, and R.P.Braun, Proc. IEEE. 78, 8, 1344–1368 (1990).
- 115. A.R. Chraplyvy, J. Lightwave Techn. 8, 10, 1548–1557 (1990).
- 116. M.S. Kao and J. Wu, J. Lightwave Techn. 9, 3 394–399 (1991).
- 117. A.R. Chraplyvy and R.W. Tkach, IEEE Photonics Techn. Lett. 5, 6, 666–668 (1993).
- 118. D.N. Christodoulides and R.B. Jander, IEEE Photonics Techn. Lett. 8, 12, 1722–1724 (1996).
- 119. M. Zirngibl, Electron. Lett. 34, 8, 789-790 (1998).
- 120. S. Bigo, S. Gauchard, A. Bertaina, and J.P. Hamaide, IEEE Photonics Techn. Lett. **11**, 6, 1041–1145 (1999).
- 121. S.A.E. Lewis, S.V. Chernikov, and J.R. Taylor, Electron. Lett. 36, 16, 1355–1356 (2000).
- 122. V.J. Mazurczuyk, G. Shaulov, and E.A. Golovchenko, IEEE Photonics Techn. Lett. **12**, 11, 1573–1575 (2000).
- 123. M. Yan, J. Chen, W. Jiang, J. Li, J. Chen, and X. Li, IEEE Photonics Techn. Lett. **13**, 7, 651–653 (2001).
- 124. S. Wang, L. Zhang, Z. Jiang, J. Wang, and C. Fan, IEEE Photonics Techn. Lett. 14, 9, 1264–1266 (2002).
- 125. G. Bolognini and F. Di Pasquale, IEEE Photonics Techn. Lett.16, 1, 66–68 (2004).
- 126. D. Dahan, R. Alizon, A. Bilenca, G. Eisenstein, Electron. Lett. **39**, 3 307–309 (2003).
- 127. C.R.S. Fludger, V. Handerek, and R.J. Mears, in: Optical Fiber Communication Conference, 2000, Baltimore, MD , USA, MA5-1–MA5-3 (2000).
- 128. S.Kado, Y.Emori, and S.Namiki, in OFC 2002, paper TuJ4, 62–63 (2002).
- 129. M. Karasek and M. Menif, J. Lightwave Techn. 20, 9, 1680–1687 (2002).
- 130. T.T.Kung, C.T.Chang, J.C.Dung, and S.Chi, J. Lightwave Techn. **21**, 5, 1164–1170 (2003).
- 131. [131] H.H. Lee, D.D. Seo, D. Lee, J.S. Han, H.S. Chung, H.J. Lee, and M.J. Chu, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 11, 1621–1623 (2003).
- 132. M. Menif, M. Karasek, and L.A. Rusch, IEEE Photonics Techn. Lett. 14, 9, 1261–1263 (2002).
- 133. J. Mork, F. Ohman, and S. Bischoff, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 10, 1479–1481 (2003).

164

- 134. M. Muktoyuk and S. Kumar, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 9, 1222–1224 (2003).
- 135. Y. Kang, Calculations and measurements of Raman gain coefficients of different fiber types. (Master thesis submitted to the Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia, 2002).
- 136. W.S. Wong, C.J. Chen, M.C. Ho, and H.K. Lee, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 2, 209–211 (2003).
- 137. X. Zhou and M. Birk, J. Lightwave Techn. 21, 10, 2194– 2202 (2003).
- 138. P.B. Hansen, L. Eskildsen, S.G. Grubb, A.J. Stentz, T.A. Strasser, J. Judkins, J.J. DeMarco, R.Pedrazzani, and D.J. DiGiovanni, IEEE Photonics Techn. Lett. 9, 2, 262–264 (1997).
- 139. P.B. Hansen, L. Eskildsen, J. Stentz, T.A. Strasser, J. Judkins, J.J. DeMarco, R. Pedrazzani, and D.J. DiGiovanni, IEEE Photonics Techn. Lett. **10**, 1, 159–161 (1998).
- 140. P.B. Hansen, G. Jacobovitz-Veselka, L. Gruner-Nielsen, and A.J. Stentz, Electron. Lett. 34, 11, 1136–1137 (1998).
- 141. P.B. Hansen, A. Stentz, T.N. Nielsen, R. Espindola, L.E. Nelson, and A.A. Abramov, in: Optical Fiber Communication Conference, 1999, and the International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication. OFC/IOOC '99. Technical Digest, (San Diego, CA, USA, Suppl. PD8/1–PD8/3, 1999).
- 142. K. Rottwitt, J. Bromage, A.J. Stentz, L. Leng, M.E. Lines, and H. Smith, J. Lightwave Techn. **21**, 7, 1652– 1662 (2003).
- 143. K.J. Blow and D. Wood, IEEE J. Quant. Electron. 25, 12, 2665–2673 (1989).
- 144. E. Golovchenko, P.V. Mamyshev, and A.N. Pilipetskii, E.M.Dianov, IEEE J. Quant. Electron. 26, 10, 1815– 1820 (1990).
- 145. W. Heuer, H. Zacharias, IEEE J. Quant. Electr. 24, 10, 2087–2100 (1988).
- 146. M.J. Holmes, D.M. Spirit, and F.P. Payne, J. Lightwave Techn. 12, 2, 193–201 (1994).
- 147. K. Kitayama, M. Ohachi and T.K. Hustafson, IEEE J. Quant. Electr. **QE-21**, 10, 1689–1700 (1985).
- 148. P.N. Morgan and J. Liu, IEEE J. Quant. Electr. QE-27, 4, 1011–1021 (1991).
- 149. V.E. Perlin, H.G. Winful, in *CLEO 2002, paper CW05*, 432–433 (2002).
- 150. V.E. Perlin and H.G. Winful, Phys. Rev. A. 64, no043804, 1–15 (2001).
- 151. J.S. Wey, D.L. Butler, M.F. Van Leeuwen, L.G. Joneckis, and J. Goldhar, IEEE Photonics Techn. Lett. 11, 11, 1417–1419 (1999).

- 152. R.H. Stolen, J.P. Gordon, W.J. Tomlinson, and H.A. Haus, J. Opt. Soc. Am. B, 6, 6, 1159–1166 (1989).
- 153. A. Vatarescu, J. Lightwave Techn. 5, 12, 1652–1659 (1987).
- 154. C. Yijiang and A.W. Snyder, J. Lightwave Techn. 7, 7, 1109–1117 (1989).
- 155. J. Bromage, K. Rottwitt, and M.E.Lines, IEEE Photonics Techn. Lett. 14, 1, 24–26 (2002).
- 156. П.А. Коротков, Г.С. Фелінський, Вісник Київського університету. Серія: фізико-математичні науки. № 2, 263–270 (2007).
- 157. П.А. Коротков, Г.С. Фелинский, Квантовая электроника (Киев). 22, 66–80 (1982).
- 158. И.И. Кондиленко, П.А. Коротков, Г.С. Фелинский, Квантовая электроника(Киев). **21**, 49–64 (1981).
- 159. И.И. Кондиленко, П.А. Коротков, В.А Клименко, Г.С. Фелинский, Опт. спектр. 49, №5, 1011–1013 (1980).
- 160. П.А. Коротков, Г.С. Фелінський, Вісник Київського університету. Серія: Радіофізика та електроніка. №11, 37–44 (2008).
- 161. G.S. Felinskyi, P.A. Korotkov, Photoelectronics, 17, 76-80 (2008).
- 162. P. Voss, Y. Su, P. Kumar, and M. Vasilyev, in *OFC* 2000, Paper WDD23-1–WDD23-3 (2000).
- 163. M.L. Dakss and P. Melman, J. Lightwave Techn. 3, 4, 806–813 (1985).
- 164. J. Auyeung and A. Yariv, IEEE J. Quant. Electron. QE-14, 5, 347–352 (1978).
- 165. K.X. Liu, E. Garmire, IEEE J. Quant. Electr. 27, 4, 1022–1030 (1991).
- 166. Z.Tong, H.Wei, and S.Jian, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 12, 1782-1784 (2003).
- 167. R.H. Stolen, C. Lee, and R.K. Jain, J. Opt. Soc. Am. B. 1, 652–657 (1984)
- 168. R.H. Stolen and M.A. Bosch, Phys. Rev. Lett. 48, 805– 808 (1982).
- 169. M.N. Zervas and R.I. Laming, IEEE J. Quant. Electr. 31, 3, 468–471 (1995).
- 170. P. Wan and J. Conradi, J. Lightwave Techn. 14, 3, 288– 297 (1996).
- 171. S.R. Chinn, IEEE Photonics Techn. Lett. 11, 12, 1632– 1634 (1999).
- 172. M. Nissov, K. Rottwitt, H.D. Kidorf, and M.X. Ma, Electron. Lett. 35, 12, 997–998 (1999).
- 173. S.A.E. Lewis, S.V. Chernikov, and J.R. Taylor, IEEE Photonics Techn. Lett. **12**, 5, 528–530 (2000).
- 174. S.K. Kim, S.H. Chang, J.S. Han, M.J. Chu, and J.H. Lee, J. Lightwave Techn. 21, 5, 1286–1293 (2003).

- 175. S. Faralli and F. Di Pasquale, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 6, 804–806 (2003).
- 176. P. Parolari, L. Marazzi, L. Bernardini, and M. Martinelli, J. Lightwave Techn. **21**, 10, 2224–2228 (2003).
- 177. Z. Tong, H. Wei, and S. Jian, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 12, 1782–1784 (2003).
- 178. J. Bromage, P.J. Winzer, L.E. Nelson, M.D. Mermelstein, C. Horn, and C.H.Headley, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 5, 667–669 (2003).
- 179. E. Desurvire, M. Tur, H.J. Shaw, J. Lightwave Techn. 4, 5, 560–566 (1986).
- 180. K. Mochizuki, N. Edagawa, Y. Iwamoto, J. Lightwave Techn. 4, 9, 1328–1333 (1986).
- 181. B. Min, W.J. Lee, and N. Park, IEEE Photonics Techn. Lett. **12**, 11, 1486–1488 (2000).
- 182. S. Wang and C. Fan, IEE Proc. Optoelectron 148, 3, 156–159 (2001).
- 183. W. Zhang, X. Feng, J. Peng, and X.Liu, IEEE Photonics Techn. Lett. 16, 1, 69–71 (2004).
- 184. M. Achtenhagen, T.G. Chang, B. Nyman, and A. Hardy, Appl. Phys. Lett. 78, 1322–1324 (2001).
- 185. V.E. Perlin and H.G. Winful, J. Lightwave Technol. 20, 409–416 (2002).
- 186. I. Mandelbaum and M. Bolshtyansky, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 12, 1704–1706 (2003).
- 187. П.А. Коротков, Г.С. Фелінський, УФЖ. 52, 4, 335– 345 (2007).
- 188. G.S. Felinskyi and P.A. Korotkov, in *Proceedings of 8th Int. Conf. on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, LFNM 2006*, Kharkiv, Ukraine, 110–112 (2006).
- 189. П.А. Коротков, Г.С. Фелінський, Нові технології. 19, №1, 133–142 (2008).
- 190. K.O. Hill, Y. Fujii, D.C. Johnson, and B.S. Kawasaki, Appl. Phys. Lett. **32**, 647–649 (1978).
- 191. H. Po, E. Snitzer, L. Tumminelli, F. Hakimi, N.M. Chu, and T. Haw, in *Optical Fiber Communications Conf.*, *Houston, TX*, 1989, paper PD-7.
- 192. E.M. Dianov, A.A. Abramov, M.M. Bubnov, A.M. Prochorov, A.V. Shipulin, G.G. Devjatykh, A.N. Guryanov, and V.F. Khopin, Electron. Lett. **31**, 13, 1057–1358 (1995).
- 193. C.R.S. Fludger, V. Handerek, and R.J. Mears, Electron. Lett. 37, 1, 15–17 (2001).
- 194. M.D. Mermelstein, K. Brar, and C. Headley, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 10, 1354–1356 (2003).
- 195. M.D. Mermelstein, K. Brar, and C. Headley, J. Lightwave Techn. 21, 6, 1518–1523 (2003).
- 196. S. Sugliani, G. Sacchi, G. Bolognini, S. Faralli, and F.Di Pasquale, IEEE Photonics Techn. Lett. 16, 1, 81–83 (2004).

- 197. В.І. Григорук, П.А. Коротков, Г.С. Фелінський, Нелінійні та лазерні процеси в оптичних волокнах. (К.: Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет", 2008).
- 198. J.C. Bouteiller, K. Brar, S. Radic, J. Bromage, Z. Wang, and C. Headley, OFC 2002 Postdeadline Papers, FB3-1–FB3-3.
- 199. J.C. Bouteiller, K. Brar, J. Bromage, S. Radic, and C. Headley, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 2, 212–214 (2003).
- 200. D.A. Chestnut, C.J.S. de Matos, P.C. Reeves-Hall, J.R. Tailor, in *Proc. OFC 2002*, ThB2, 382–383 (2002).
- 201. B.J. Eggleton, J.A. Rogers, P.S. Westbrook, and T.A.Strasser, IEEE Photonics Techn. Lett. 11, 7, 854– 856 (1999).
- 202. M. Yan, J. Chen, W. Jiang, J. Li, J. Chen, and X. Li, IEEE Photonics Techn. Lett. **13**, 9, 948–950 (2001).
- 203. P. Xiao, Q. Zeng, J. Huang, and J. Liu, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 2, 206–208 (2003).
- 204. X. Zhou, C. Lu, P.Shum, and T.H. Cheng, IEEE Photonics Techn. Lett. 13, 9, 945–947 (2001).
- 205. V.E. Perlin and H.G.Winful, J. Lightwave Techn. 20, 2, 250–254 (2002).
- 206. X. Liu, H. Zhang, and Y. Guo, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 3, 392–394 (2003).
- 207. C. Fukai, K. Nakajima, J. Zhou, K. Tajima, K. Kurokawa, I. Sankawa, IEEE Photonics Techn Lett. 15, 11, 1642-1644 (2003).
- 208. A. Kobyakov, M. Vasilyev, S. Tsuda, G. Giudice, and S. Ten, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 1, 30–32 (2003).
- 209. N.R. Newbury, Opt. Lett. 27, 14, 1232–1234 (2002).
- 210. Р. Лоудон, *Квантовая теория света*. пер. с англ. (Мир, Москва, 1976).
- 211. S.T. Davey, D.L. Williams, and B.J. Ainslie, W.J.M. Rothwell, and B. Wakefield, Proc. Inst. Elect. Eng. 136, 6, 301–306 (1989).
- 212. F.L. Galeener, A.J. Leadbetter, and M.W. Stringfellow, Phys. Rev. B. 27, 2, 1052–1078 (1983).
- 213. G.S. Felinskyi, Y.G. Han, and S.B. Lee, in *Photonics Conference 2003, November 12-14, 2003, Hanwha Resort/Jeju, Korea*, paper T3C5, pp.405–406 (2003).
- 214. G.S. Felinskyi, Y.G. Han, and S.B. Lee, J. Opt. Soc. Korea. 8, 4, 156–162 (2004).
- 215. G.S. Felinskyi and P.A. Korotkov, in Proc. 2nd Int. Conf. on Advanced Optoelectronics and Lasers, CAOL 2005, 12-17 September 2005, Yalta, Crimea, Ukraine, 2, 168–171; Proc. SPIE/Ukraine. 6, no1-6, 409–417 (2006).
- 216. G.E. Walrafen and P.N. Krishnan, Appl. Opt. 21, 3, 359–360 (1982).
- 217. D. Hollenbeck and C.D. Cantrell, J. Opt. Soc. Am. B 19, 12, 2886–2892 (2002).

166

- 218. G.S. Felinskyi, in Proc. 7th Int. Conf. Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, LFNM 2005, 12-17 Sep. 2005, Yalta, Crimea, Ukraine, p.262-265; Proc SPIE/Ukraine. 6, no1-6, 418–426 (2006).
- 219. G.S. Felinskyi, in Proc. 11th Int. Conf. Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, Kharkiv, Ukraine, June 20–29, 378–380 (2006).
- 220. G.S. Felinskyi, Photoelectronics 17, 18-22 (2008).
- 221. G.S. Felinskyi and P.A. Korotkov, Semicond. Phys. Quant. Electron. Optoelectron. 9, 3, 83–93 (2006).
- 222. П.А. Коротков, Г.С. Фелінський, Вісник Київського університету. Серія: фізико-математичні науки № 3, 237–244 (2007).
- 223. G.S. Felinskyi and P.A. Korotkov, in Proc. 9th Int. Conf. Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, LFNM 2008, Oct. 2–4, Alusta, Crimea, Ukraine, 79–81 (2008).
- 224. G.S. Felinskyi, P.A. Korotkov, Semicond. Phys. Quant. Electron. Optoelectron. 11, 4, 360–363 (2008).
- 225. M. Nissov, C.R. Davidson, K. Rottwitt, R. Menges, P.C. Corbett, D. Innis, and N.S. Bergano, in: Integrated Optics and Optical Fibre Communications, 11th Int. Conf., and 23rd Europ. Conf. Optical Communications, Edinburgh, UK, 22–5 Sep 1997, 5, 9–12 (1997).
- 226. N. Takachio, H. Suzuki, H. Masuda, and M. Koga, in: Optical Fiber Communication Conf. 1999, and Int. Conf. Integrated Optics and Optical Fiber Communication. OFC/IOOC '99. Technical Digest, San Diego, CA, USA, PD9/1–PD9/3 (1999).
- 227. D.L. Guen, S.D. Burgo, L. Moulinard, D. Grot, M. Henry, F. Favre, and T. Georges, in: Optical Fiber Communication Conf. 1999, and Int. Conf. Integrated Optics and Optical Fiber Communication. OFC/IOOC '99, Techn. Digest, San Diego, CA, USA, PD4/1– PD4/3 (1999).
- 228. T.N. Nielsen, A.J. Stentz, K. Rottwitt, D.S. Vengsarkar, Z.J. Chen, P.B. Hansen, J.H. Park, K.S. Feder, S. Cabot, S. Stulz, D.W. Peckham, L. Hsu, C.K. Kan, A.F. Judy, S.Y. Park, L.E. Nelson, and L. Gruner-Nielsen, IEEE Photonics Techn. Lett. **12**, 8, 1079–1081 (2000).
- 229. T. Miyakawa, I. Morita, K. Tanaka, H. Sakata, and N. Edagawa, in: Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2001. OFC 2001, 4, PD26, 1–3 (2001).
- 230. A.B. Puc, M.W. Chbat, J.D. Henrie, N.A. Weaver, H. Kim, A. Kaminski, A. Rahman, and H. Fevrier, in: Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2001. OFC 2001, 4, PD39, 1–3 (2001).
- 231. G.C. Gupta, L.L. Wang, O. Mizuhara, R.E. Tench, N.N. Dang, P. Tabaddor, and A. Judy, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 7, 996–998 (2003).
- 232. L. Leng, S. Stulz, B. Zhu, L.E. Nelson, B. Edvold, L. Gruner-Nielsen, S. Radic, J. Centanni, and A. Gnauck, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 8, 1153–1155 (2003).

- 233. M. Morisaki, H. Sugahara, T. Ito, and T. Ono, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 11, 1615–1617 (2003).
- 234. F. Di Pasquale, F. Meli, E. Griseri, A. Sguazzotti, C. Tosetti, and F. Forghieri, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 2, 314–316 (2003).
- 235. K. Fukuchi et al., OFC2001, PD, (2001).
- 236. K. Fukuchi, in Optical Fiber Communications Conference, ed. A. Sawchuk, **70**, OSA Trends in Optics and Photonics (Optical Society of America, 2002), paper ThX5. Anaheim, California, (2002).
- 237. K. Rottwitt, M. Nissov, and F. Kerfoot, in OFC'98 Technical Digest, paper TuG1, 30–31 (1998).
- 238. N. Takachio and H. Suzuki, J. Lightwave Techn. 19, 1, 60–69 (2001).
- 239. K.H. Seo and J.S. Lee, IEEE Photonics Techn. Lett. 14, 7, 932–934 (2002).
- 240. H. Suzuki, N. Takachio, H. Masuda, and K. Iwatsuki, J. Lightwave Techn. 21, 4, 973–981 (2003).
- 241. J.C. Bouteiller, J. Bromage, H.J. Thiele, L.E. Nelson, K. Brar, and S. Stulz, IEEE Photonics Techn. Lett. 16, 1, 326–328 (2004).
- 242. Z. Xu, Ka. Rottwitt, C. Peucheret, and P. Jeppesen, IEEE Photonics Techn. Lett]. 16, 1, 329–331 (2004).
- 243. K. Fujii, Oki Techn. Rev. 72, 4, 70–75 (2005).
- 244. T. Ito, S. Fujita, E.L.T. Gabory, and K. Fukuchi, in Optical Fiber Communication Conference, paper OThR5, San Diego, California, Mar. 22, 2009
- 245. Y. Ogawa and T. Izumi, Oki Techn. Rev. 74, 3, 74–77 (2007).
- 246. K. Nagai and H. Wada, OKI Techn. Rev. 69, 2, 64–67 (2002).
- 247. T. Kimura, OKI Techn. Rev. 69, 2, 68–71 (2002).
- 248. И.И. Кондиленко, П.А. Коротков, Г.С. Фелинский, Квантовая электроника вып.19, 60–77 (1980).
- 249. П.А. Коротков, Г.С. Фелінський, Вісник Київського університету. Серія: фізико-математичні науки. № 2, 162–171 (2008).
- 250. Г.С. Фелінський, Нові технології 21, 3, 72-80 (2008).
- 251. G.S. Felinskyi, in: Proc. 4th Int. Conf. Advanced Optoelectronics and Lasers, CAOL 2008, Alusta, Crimea, Ukraine, 140–142 (2008).
- 252. F. Tian, R. Hui, B. Colella, and D. Bowler, IEEE Photonics Techn. Lett. 16, 1, 344–346 (2004).
- 253. T. Watanabe, F. Kano, S. Kuwano, H. Suzuki, and M. Koga, IEEE Photonics Techn. Lett. 12, 10, 1420–1422 (2000).
- 254. K. Yonenaga, F. Inuzuka, Y. Sun, Y. Aoki, K. Sone, A. Sano, K. Mori, T. Ono, Y. Kai, S. Yoshida, G. Nakagawa, Y. Sakai, A. Takada, and S. Kinoshita, in Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest (CD), paper PDPC4 (2009).

- 255. K. Iwatsuki, K.I. Suzuki, and S. Nishi, IEEE Photonics Techn. Lett. 3, 12, 1074–1076 (1991).
- 256. R. Claps and D. Dimitropoulos, B. Jalali, Electron. Lett. 38, 22, 1352–1353 (2002).
- 257. E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. 58, 2059–2062 (1987).
- 258. T.A. Birks, P.J. Roberts, P.St.J. Russell, D.M. Atkins, T.J. Stepherd, Electron. Lett. **31**, 1941–1943 (1995).
- 259. J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russell, and D.M. Atkins, Opt. Lett. 21, 1547–1549 (1996).
- 260. T.A. Birks, J.C. Knight, and P.St.J. Russell, Opt. Lett. 22, 961–963 (1997).
- 261. M. Fuochi, F. Poli, S. Selleri, A. Cucinotta, and L. Vincetti, J. Lightwave Techn. 21, 10, 2247–2254 (2003).
- 262. X. Fang, N. Karasawa, R. Morita, R.S. Windeler, and M.Yamashita, IEEE Photonics Techn. Lett. 15, 2, 233– 235 (2003).
- 263. S. Coen, D.A. Wardle, and J.D. Harvey, in: *Proc. CLEO 2002*, CThJ2, 478–479 (2002).

ВКР УСИЛЕНИЕ СВЕТА В ОДНОМОДОВЫХ КВАРЦЕВЫХ ВОЛОКНАХ

П.А. Коротков, Г.С. Фелинский

Резюме

Успехи фундаментальных исследований вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света в одномодовых волокнах привели не только к появлению нового направления лазерной физики и привлечения фотон-фононного взаимодействия к усилению оптического излучения, но и создали несколько проблем, не решаемых традиционными методами теории электронного усиления, т. е. без учета оптической нелинейности процесса ВКР. В настоящей работе систематизированный обзор теоретических и экспериментальных достижений в области ВКР усиления оптического излучения приводится с позиций теории нелинейных оптических процессов и с учетом опыта фундаментальных исследований в области КР спектроскопии.

Краткий предварительный очерк 80-летней истории исследований и развития методологии КР спектроскопии очерчивает главные этапы создания ВКР усилителей (ВКРУ). Далее рассматриваются экспериментальные предпосылки, общая классификация и роль оптических усилителей в освоении окон прозрачности кварцевых волокон, а также главные проблемы использования ВКРУ. При изложении теории широкодоступный вывод основных соотношений как полуклассического, так и квантового подходов к ВКР в волокнах заменен более углубленным физическим анализом начальных приближений и их последствий, сравнением механизмов образования и свойств фотон-фононной нелинейности низших порядков и пороговых условий усиления. Рассмотрены методы удовлетворения требований нелинейной оптики к лазерным источникам излучения в блоках накачки ВКРУ с применением полупроводниковых лазерных диодов и волоконных лазеров, способы подавления шума от флуктуаций интенсивности, частичной когерентности и многоволновая накачка усилителей. Спектроскопические методы моделирования ВКР усиления рассматриваются не только как дополнение к прямым вычислениям на основе связанных уравнений, но и как самостоятельные методы количественной оценки важных параметров оптического усиления. Изложен упрощенный метод актуальной полосы и многомодовая декомпозиция спектра, дающая практически точную аппроксимацию профиля ВКР усиления для ряда распространенных волокон. Приведена методика количественного определения условий полной прозрачности волокна и полосы усиления. В заключение дана оценка перспектив развития ВКРУ.

FORCED-RAMAN-SCATTERING-BASED AMPLIFICATION OF LIGHT IN ONE-MODE QUARTZ FIBERS

P.A. Korotkov, G.S. Felinskyi

Taras Shevchenko Kyiv National University (6, Academician Glushkov Prosp., Kyiv 03680)

Summary

The fundamental research successes of stimulated Raman scattering (SRS) of light in the single-mode fibers have resulted not only in the occurrence of a new laser physics trend and photon-phonon interaction applications to the optical wave amplification, but in the appearance of some problems which cannot be solved by traditional methods of the electronic amplification theory without taking the optical nonlinearity of SRS into account. Here, we give a systematized review of theoretical and experimental achievements in the field of the Raman amplification of optical radiation, by basing on the theoretical positions of nonlinear optical processes and the Raman spectroscopy basic researches.

The brief preliminary sketch of the 80-year research and development history of the Raman spectroscopy methodology outlines the main stages of the fiber Raman amplifier (FRA) creation. We consider the experimental preconditions, general classification of optical amplifiers, their role in the mastering of transparency windows of silica fibers, and the main problems of the usage of FRAs. The well-known deduction of the basic relations in both semiclassical and quantum approaches to SRS in fibers at the theory statement is replaced with a more profound physical analysis of initial approximations and their consequences; properties of the photon-phonon nonlinearity of the lowest orders and its creation mechanisms are compared; and the amplification threshold conditions are given. We survey the applicability of laser sources in FRA pumping units with the use of semiconductor laser diodes and fiber lasers satisfying the requirements of nonlinear optics, the ways of suppression of noise intensity fluctuations; partial coherence influence; and the amplifier multiwave pumping. Spectroscopic modeling methods of Raman amplification are considered not only as an addition to direct calculations based on the coupled equations, but also as independent methods of a quantitative rating of the important parameters of optical gain.

The stated simplified method of an actual band and the multiwave decomposition of the amplification spectrum give a practically exact approximation to the Raman gain profile in widespread fibers. The quantitative definition technique of the full transparency conditions for fibers and the amplification bands is presented. The prospect rating of FRA development is given in summary.