

І.В. СЕРДЕГА, В.І. ГРИГОРУК, Г.С. ФЕЛІНСЬКИЙ

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, факультет радіофізики,
електроніки та комп'ютерних систем
(Просп. Академіка Глушкова, 42, Київ 03143; e-mail: ivserdeha@gmail.com)

СПЕКТРОСКОПІЧНІ ОСОБЛИВОСТІ ПРОФІЛІВ ВКР ПІДСИЛЕННЯ В ОДНОМОДОВИХ ВОЛОКНАХ НА ОСНОВІ КВАРЦОВОГО СКЛА

УДК 539

Надано спектроскопічний аналіз розподілу (профілю) підсилення оптичного випромінювання завдяки ефекту вимушеного комбінаційного розсіяння (ВКР) світла в одномодових волокнах на основі кварцового скла в області стоксового зсуву частот від 0 до 1400 см^{-1} . Для поширених волокон, а саме для чистого SiO_2 та легованих домішками GeO_2 , P_2O_5 і TiO_2 , профілі ВКР підсилення визначались за експериментальними спектрами спонтанного розсіяння. Наведені аналітичні вирази профілів ВКР підсилення, які отримані шляхом 11–12 модової гаусової декомпозиції та апроксимують експериментальний профіль з точністю не гірше 0,3%. Результати декомпозиції проаналізовані як з точки зору фундаментальної коливної динаміки молекулярних наноконструкцій в аморфному склі, так і в прикладному аспекті моделювання пристроїв ВКР фотоніки. Представлені приклади застосувань запропонованої методики для аналізу шумових параметрів ВКР підсилювачів та багатосмугової генерації у волоконних ВКР лазерах.

Ключові слова: оптичне підсилення, вимушене комбінаційне розсіяння, волоконні лазери, волоконні підсилювачі.

1. Вступ

Сучасні досягнення технології волоконних лазерів, в яких реалізуються рекордні характеристики з точки зору спектральної чистоти та ширини смуги генерації, вихідної потужності, енергії та тривалості надкоротких імпульсів [1], пов'язане, в першу чергу, з використанням різноманітних легуючих домішок до кварцового скла, з якого виготовляються найбільш поширені волокна. За останнє десятиліття вражаючі досягнення у підвищенні вихідної потужності зафіксовані як для лазерних джерел на рідкоземельних іонах [2–4], так і для безінверсних лазерів на ефекті вимушеного комбінаційного розсіяння (ВКР) світла [5, 6]. Наприклад, ВКР лазер на довільній довжині хвилі мо-

жна побудувати за допомогою короткого (~ 30 м) стандартного одномодового волокна із кварцового скла [7]. Проте видатні характеристики волоконних лазерів реалізуються, в першу чергу, шляхом модифікації серцевини волокна відповідними домішками.

Вже досить тривалий час германосилікатні волокна переважно застосовуються як найбільш ефективне активне середовище для волоконних ВКР лазерів [8–10]. Саме в германосилікатних волокнах поперечний переріз комбінаційного розсіювання (КР) матеріалу серцевини вищий більш ніж на порядок у порівнянні із волокнами на основі чистого SiO_2 [11]. Таким чином, ці волокна успішно використовуються як для ВКР підсилення оптичних сигналів, так і для волоконних ВКР лазерів [12, 13]. Нещодавно повідомлялося [14] про волоконний ВКР лазер з вихідною потужністю 188 кВт

© І.В. СЕРДЕГА, В.І. ГРИГОРУК,
Г.С. ФЕЛІНСЬКИЙ, 2018

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2018. Т. 63, № 8

681

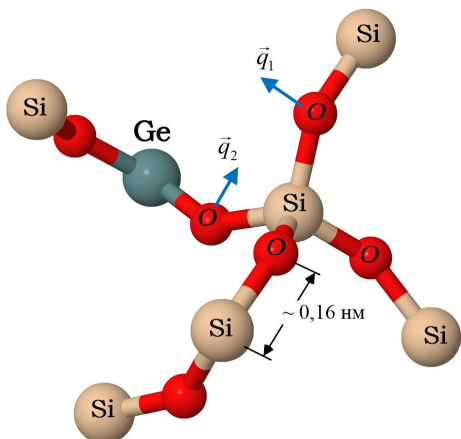


Рис. 1. Близній порядок при формуванні аморфного скла із молекулярних наноконкомплексів, що містить зв'язки типу Si–O–Si та Si–O–Ge

на 70-метровому відрізку германієвого волокна. Високоєфективний ВКР перетворювач із 1080 нм на 1120 нм в GeO₂-легованому волокні є ключовим елементом такого лазера з кіловатними вихідними потужностями.

Детальний аналіз порогових умов та робочої смуги генерації ВКР лазерів на основі GeO₂-легованих одномодових волокон був представлений нами в [15]. У цій роботі викладена методика та наводяться результати спектроскопічного аналізу профілю ВКР підсилення для низки інших одномодових волокон на основі кварцового скла в області стоксового зсуву частот від 0 до 1400 см⁻¹.

2. Теоретичні основи спонтанного та вимушеного комбінаційного розсіяння в оптичних волокнах

Спонтанне комбінаційне розсіяння (СКР) виникає в результаті взаємодії між полем оптичної хвилі та коливаннями окремих молекулярних наноконкомплексів в аморфних сполуках, з яких сформована серцевина оптичного волокна.

2.1. Осциляторна модель КР активних коливань молекулярних наноконкомплексів в аморфному склі

Найбільш поширений тип волокна – волокно із чистого SiO₂ – виготовляється із кварцового скла SiO₂ з невеликими домішками германію GeO₂ у серцевину волокна для формування хвилеводу. За-

уважимо, що це стандартне волокно, яке зазвичай позначають як волокно із “чистого” SiO₂, насправді містить домішки GeO₂ на рівні кількох об'ємних відсотків, завдяки яким формується область підвищеного показника заломлення волокна. Зміна показника заломлення серцевини одномодового волокна по відношенню до оболонки, як правило, становить $\Delta n \sim 10^{-2}$ та залежить від концентрації домішки GeO₂. Разом з цим невелика кількість германієвих домішок дозволяє віднести цей найбільш поширений тип волокон до чистого SiO₂ (лапки будемо надалі опускати). За підвищеного вмісту GeO₂ у серцевині до 25% спостерігається зростання більш ніж на порядок коефіцієнта ВКР підсилення відповідно до збільшення поперечного перерізу СКР в спектрі молекулярних коливних мод в околі максимуму на 440 см⁻¹. Завдяки різкому зростанню ВКР підсилення цей тип волокон виділяють в окремих клас під назвою КР волокно (Raman fiber) або GeO₂ леговане волокно, яке є робочим активним середовищем для переважної більшості сучасних ВКР лазерів.

Скло серцевини обох волокон є достатньо складним, оскільки в ньому сформована аморфна сполука із молекулярних наноконкомплексів, що містить зв'язки типу Si–O–Si і Si–O–Ge (рис. 1), рідше – зв'язки Ge–O–Ge. При моделюванні процесів КР розглядають пружний зв'язок атома кисню з двома сусідніми атомами кремнію або германію. Оскільки атом кисню є легшим за інші атоми, то часто вважають [11], що коливання саме цих атомів створюють систему гармонічних осциляторів, на яких відбувається процес КР. Хоча коливний спектр молекулярних наноконкомплексів явно не обмежується коливаннями тільки атомів кисню, для кількісного описання особливостей ВКР на фоні СКР доцільним виявляється застосування моделі однієї коливної моди.

У найбільш імовірному процесі непружного розсіяння фотона оптичного поля випромінювання на цьому коливанні відбувається збільшення енергії осцилятора. Одночасно зі зменшенням енергії падаючого фотона розсіяне світло (стоксова хвиля) набуває більш низької оптичної частоти, яка зсунута на частоту фононного коливання зазначених молекулярних наноконкомплексів. Переріз СКР не залежить від інтенсивності випромінювання збудження та відмінний від нуля у центральносиметричному склі тільки для неполярних коливань.

Релаксація збудженого осцилятора до рівноважного положення, що відбувається надалі, у нерегулярних аморфних сполуках типу скла проходить дуже швидко (за фемтосекундні проміжки часу) шляхом різноманітних процесів взаємодії з іншими осциляторами. Тому відновлення рівноважного стану скла відбувається майже миттєво. У результаті переріз СКР виявляється залежним від температури через бозе-фактор фононної населеності рівнів енергії осциляторів.

У присутності стоксової хвилі, яка може бути зовнішнім оптичним сигналом, виникає процес вимушеного КР (ВКР), який проявляється в експоненціальному зростанні потужності стоксової хвилі по мірі її поширення у волокні. Ефективність перетворення накачки у стоксову хвилю за ВКР виявляється пропорційною до інтенсивності хвилі помпування. Тому для характеристики динаміки процесу ВКР замість перерізу розсіювання вводять коефіцієнт підсилення поля електромагнітної хвилі, що біжить у волокні.

У межах нашої роботи ми спираємось на результати стаціонарної теорії КР у волокнах за квантового та напівкласичного підходів, в яких процес ВКР підсилення описується за допомогою неперервних хвиль як накачки, так і сигналу. Це наближення, зважаючи на швидку релаксацію фононної системи волокон, виявилось правомірним при інтерпретації експериментальних даних навіть для досить коротких імпульсів субпікосекундної тривалості та частот сигналу, що простягаються до кількох десятків ГГц.

2.2. Квантова динаміка спонтанного та вимушеного розсіювання фотонів

З точки зору квантової динаміки елементарний акт комбінаційного розсіювання полягає у тому, що фотон з кутовою частотою ω_p непружно розсіюється на молекулі і при цьому можливі два процеси – стоксів та антистоксів. Стоксів процес полягає у народженні фонуна з кутовою частотою ω_v на додаток до фотона з більш низькою кутовою частотою $\omega_s = \omega_p - \omega_v$. У випадку антистоксового процесу фотон, що падає, отримує енергію фонуна і після процесу розсіювання набуває більш високої кутової частоти $\omega_{as} = \omega_p + \omega_v$. Ці події можуть виникати спонтанно або бути вимушеними під дією фотонів на стоксових чи антистоксових частотах.

На базі квантового підходу динамічне рівняння, якому задовольняє зміна кількості фотонів n_s з частотою ω_s у процесі непружного розсіювання світла (СКР + ВКР) залежно від z -відстані поширення фотонів вздовж волокна, отримують [16] у першому порядку теорії збурень у вигляді:

$$\frac{dn_s}{dz} = A [n_s n_p - n_s n_v + (n_v + 1) n_p], \quad (1)$$

де n_p – кількість фотонів помпування, n_v – кількість фононів молекулярних коливань сердечини волокна. За швидкої релаксації молекулярних коливань можна вважати, що n_v підтримується в умовах термодинамічної рівноваги, тобто населеність n_v визначається розподілом Бозе–Ейнштейна:

$$n_v = [\exp(\hbar\omega_v/k_B T) - 1]^{-1}, \quad (2)$$

де $\hbar = h/2\pi$ – стала Планка, k_B – стала Больцмана, T – абсолютна температура; коефіцієнт A в (1) має вигляд:

$$A = \left| \frac{\partial\alpha}{\partial q} \right|^2 \frac{\pi\hbar^2}{4V^2 N m \varepsilon_s \varepsilon_p v} \rho(\hbar\omega_f) \frac{\omega_p \omega_s}{\omega_v},$$

де $\partial\alpha/\partial q$ – диференціальна поляризованість молекули, що визначається похідною від поляризованості α за координатою q ; m – приведена маса для коливання, N – кількість осциляторів в об'ємі взаємодії V , ε_s і ε_p – діелектричні проникливості для стоксової хвилі та хвилі помпування, відповідно, які представлені в скалярному наближенні; $v = c/\sqrt{\varepsilon_s/\varepsilon_0}$ – фазова швидкість стоксової хвилі, c – швидкість світла у вакуумі, ε_0 – діелектрична стала, а $\rho(\hbar\omega_f)$ є густиною кінцевих станів, в яких може опинитися система після розсіювання, та яка містить суму внесків від усіх можливих кінцевих станів.

Густина станів $\rho(\hbar\omega_f)$ є параметром квантової теорії, який важко піддається прямим розрахункам, особливо у випадку нерегулярного середовища аморфної сердечини волокна, оскільки потребує визначення всіх електронно-коливних рівнів енергії кожної з молекул. Крім того, ця густина залежить від загасання фононів, яке шляхом молекулярних переходів повертає систему від кінцевого стану до початкового. Існує багато процесів, що повертають систему до стану теплової рівноваги.

Незважаючи на складнощі, що пов'язані із строгим розв'язком квантового рівняння (1), можна зробити низку важливих висновків щодо фізичних особливостей формування ВКР підсилення стоксового фотона на фоні спонтанного КР, яке є головним джерелом стоксового шуму в процесах нелінійного ВКР підсилення оптичного випромінювання. Перший додатний член, $n_s n_p$, в квадратних дужках правої частини (1) відповідає за експоненціальне зростання стоксових фотонів завдяки ВКР у процесі поширення фотонів вздовж z -напрямку у волокні. Другий член, $-n_s n_v$, описує власне загасання стоксових фотонів. Нарешті, третій член, $(n_v + 1)n_p$, описує СКР, оскільки при заданій нахачці кількість стоксових фотонів не змінюється на будь-якій фіксованій довжині волокна l . Для наступного аналізу даних у нашій роботі необхідно вказати на дві відмінності між СКР та ВКР процесами.

По-перше, інтенсивність вимушеного випромінювання не залежить від температури на відміну від СКР, для якого фактор $n_v + 1$ має суттєву температурну залежність вигляду (2). По-друге, прояв ВКР носить пороговий характер, оскільки при малих $n_p \ll n_v$ і якщо знехтувати СКР, то згідно з (1), $dn_s/dz < 0$ – стоксові фотони загасають в процесі поширення. Загасання стоксових хвиль припиняється при $n_p = n_v$, і ВКР буде помітним на фоні СКР стоксового шуму при $n_p > n_v$.

Зауважимо, якщо для $\rho(\hbar\omega_f)$ застосовують певні феноменологічні моделі для описання розподілу коливних рівнів енергії молекули, то результати квантового описання процесу фактично збігаються із результатами класичного підходу.

2.3. Класична електродинаміка процесів розсіяння світла в одномодових волокнах

За класичних розрахунків, результати яких наведені в цьому підрозділі, форма смуги КР лоренцевого типу виникає цілком природним шляхом. Тому класична електродинаміка за умов однорідного розширення коливних рівнів енергії в системі, що містить N осциляторів, фактично обґрунтовує використання лоренцевої форми смуги для квантово-механічної величини $\rho(\hbar\omega_f)$. Більше того, в аморфних волокнах, коли орієнтація молекулярного нанокмплексу відносно оточення носить цілком випадковий характер, то розширення ко-

ливного рівня стає неоднорідним, а коливний рівень може набувати гаусової форми.

Для описання комбінаційного розсіяння в оптичному волокні з точки зору класичної електродинаміки аналіз доцільно обмежити одномодовим розсіянням поля. У випадку КР підсилення повне електричне поле слід розглядати як суму двох монохроматичних хвиль, одна на частоті накачки ω_p , а друга на частоті розсіяної хвилі ω_s , яка при підсиленні збігається з частотою сигналу. В подальшому для позначення хвиль сигналу і накачки використовуються відповідні індекси s та p . Якщо в нашому розгляді обмежитися найбільш загальними типами волокон, тобто тими, що мають слабкі хвилеводні властивості, то можна розділити електричне поле на поперечну частину $R^i(r)$, (де $i = s, p$, а $r = \sqrt{x^2 + y^2}$) та функцію від z : $E_i(z)$. Тоді повне електричне поле набуває вигляду

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}^p E^p(z) R^p(r) \exp\{i(\beta_p z - \omega_p t)\} + \mathbf{e}^s E^s(z) R^s(r) \exp\{i(\beta_s z - \omega_s t)\} + \text{к.с.}, \quad (3)$$

де \mathbf{e}^i – одиничний вектор поляризації, а β_i – стала поширення, яка визначається у задачі на власні значення хвилеводу $[\nabla_{\perp}^2 + (\varepsilon_i/\varepsilon_0)(\omega_i^2/c^2)]R^i = \beta_i^2 R^i$, де ∇_{\perp}^2 – двовимірний оператор Лапласа. Скорочення к.с. позначає комплексне спряження від попереднього виразу.

Поляризація, що наведена електричним полем, дорівнює щільності дипольного моменту та має вигляд

$$P_i = P_i^L + P_i^{NL} = n_0 \xi_{ij}^0 E_j + n_0 \frac{\partial \xi_{ij}}{\partial q_k} q_k E_j = \alpha_{ij}^0 E_j + \frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q_k} q_k E_j, \quad (4)$$

де $n_0 = N/V$ – концентрація молекул, вектор \mathbf{q} описує зсув коливної маси в молекулі від положення рівноваги, $\alpha_{ij} = n_0 \xi_{ij}$ – макроскопічна поляризованість розсіювального середовища, яка є сумою всіх діелектричних сприйнятливостей ξ_{ij} окремих молекул в одиничному об'ємі, а за індексами, що повторюються, в (4) та надалі неявно припускається сума компонент. Перший доданок у правій частині описує Релеєвське розсіяння, а другий – КР, при цьому тензор $\alpha_{ijk} = \partial \alpha_{ij} / \partial q_k$ – це тензор КР. У термінах, що прийняті для описання нелінійних оптичних явищ, $P_i^L = \chi_{ij}^{(1)} E_j$ і тому $\chi_{ij}^{(1)} \equiv \alpha_{ij}^0$. У випадку ізотропної сердцевини оптичного волокна,

як і для інших середовищ, що мають центр інверсії, $\chi_{ijk}^{(2)} \equiv 0$. Тому при описанні процесу ВКР у волокнах нелінійна поляризація повинна мати вигляд

$$P_i^{NL} = \varepsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l. \quad (5)$$

Зв'язок між нелінійною сприйнятливостю третього порядку $\chi_{ijkl}^{(3)}$ та тензором КР $\alpha_{ijk} = \partial \alpha_{ij} / \partial q_k$ встановлюють таким чином. У випадку вимушеного КР вектор \mathbf{q} залежить від \mathbf{E} у вигляді (3) відповідної комбінації полів накачки та стоксової хвилі, яка створює синхронну зовнішню силу \mathbf{F} та викликає резонансну поведінку даного коливання, яку описують рівнянням вимушеного гармонічного осцилятора:

$$\frac{d^2 \mathbf{q}}{dt^2} + 2\Gamma \frac{d\mathbf{q}}{dt} + \Omega_{0v}^2 \mathbf{q} = \frac{\mathbf{F}}{m}, \quad (6)$$

де Γ – стала загасання, а Ω_{0v} – власна резонансна частота гармонічного осцилятора без загасання, m – приведена маса для коливання. Зауважимо, що однорідне рівняння в (5), як відомо [17], має квазіперіодичні розв'язки тільки за умови слабо демпфованого коливання $\Gamma < \Omega_{0v}$, а його резонансна частота $\Omega_v = \sqrt{\Omega_{0v}^2 - \Gamma^2}$, тобто зменшується під впливом загасання. Для розв'язку рівняння (6) зсув \mathbf{q} виражають як

$$\mathbf{q} = \mathbf{Q} e^{i(\beta_v z - \omega_v t)} + \text{к.с.}, \quad (7)$$

де β_v та ω_v – відповідно хвильове число та поточна частота вимушених коливань фоновної моди із загасанням. В ізотропному середовищі сердцевини волокна, коли КР активне коливання є дипольно неактивним, компоненти вектора зовнішньої сили F_k , мають вигляд [16]:

$$F_k = \frac{1}{2} \frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q_k} E_j E_i. \quad (8)$$

Для полів вигляду (3) резонанс вимушених коливань осцилятора буде спостерігатися за умов синхронізму, які є наслідком законів збереження енергії та імпульсу:

$$\begin{aligned} \omega_p &= \omega_s + \omega_v, \\ \beta_p &= \beta_s + \beta_v. \end{aligned} \quad (9)$$

Залишаючи тільки синхронні компоненти для сили в (8) в добутку полів вигляду (3) отримуємо

$$\begin{aligned} F_n &= \frac{1}{2} R^p (R^s)^* \frac{\partial \alpha_{kl}}{\partial q_n} E_k^p (E_l^s)^* e^{i(\beta_v z - \omega_v t)} + \text{к.с.} = \\ &= F_0 e^{i(\beta_v z - \omega_v t)} + \text{к.с.}, \end{aligned} \quad (10)$$

що дозволяє записати розв'язок (6), у вигляді

$$\mathbf{Q} = \frac{\mathbf{F}_0}{m (\Omega_v^2 - \omega_v^2) - (2i\omega_v \Gamma)} + \text{к.с.} \quad (11)$$

та виразити із рівнянь (3) та (4) наведену поляризацію на частоті ω_s в двох еквівалентних формах як амплітуду коливального члена $\exp\{i(\beta_s z - \omega_s t)\}$ у вигляді

$$\begin{aligned} P_i^{\omega_s} &= \frac{N}{2mV} \frac{R^s |R^p|^2}{(\Omega_v^2 - \omega_v^2) + (2i\omega_v \Gamma)} \times \\ &\times \left[\frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q_n} \left(\frac{\partial \alpha_{kl}}{\partial q_n} E_k^p \right)^* E_l^s E_j^p \right] = \\ &= 6\varepsilon_0 |R^p|^2 R^s \left[\chi_{ijkl}^{(3)} E_j^p (E_k^p)^* E_l^s \right] \end{aligned} \quad (12)$$

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

$$\begin{aligned} \chi_{ijkl}^{(3)} &= \frac{N}{12m\varepsilon_0 V} \frac{1}{(\Omega_v^2 - \omega_v^2) + (2i\omega_v \Gamma)} \times \\ &\times \sum_n \frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q_n} \left(\frac{\partial \alpha_{kl}}{\partial q_n} \right)^*, \end{aligned} \quad (13)$$

або

$$\chi_{ijkl}^{(3)} = \frac{b_{ijkl}}{(\Omega_v^2 - \omega_v^2) + (2i\omega_v \Gamma)} = b_{ijkl} \cdot \tilde{\varphi}(\omega_v), \quad (14)$$

де компоненти тензора

$$b_{ijkl} = \frac{N}{12m\varepsilon_0 V} \sum_n \frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q_n} \left(\frac{\partial \alpha_{kl}}{\partial q_n} \right)^* \quad (15)$$

не залежать від частоти стоксового зсуву ω_v , на відміну від комплексної функції $\tilde{\varphi}(\omega_v)$, яка описує резонансну поведінку сприйнятливості третього порядку $\chi^{(3)}$ поблизу від частот Ω_v власних коливань молекули.

Таким чином, (12) дає кількісний вираз нелінійного зв'язку між стоксовою хвилею та хвилею помпування при їх одночасному поширенні вздовж

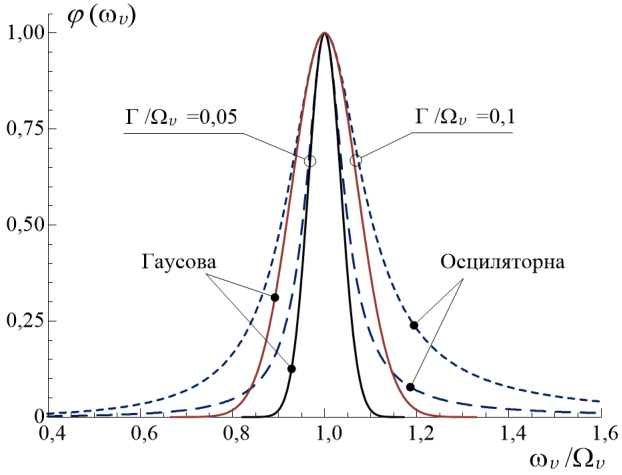


Рис. 2. Нормовані форм-фактори для профілів ВКР підсилення: гаусовий профіль (суцільна лінія) та профіль загасаючого осцилятора (пунктир) для $\Gamma/\Omega_v = 0,05$ та $\Gamma/\Omega_v = 0,1$

z -напрямку волокна. В результаті амплітуда стокового електричного поля $\mathbf{E} = \mathbf{E}^s = \mathbf{e}^s E^s(z) \times R^s(r) \exp\{i(\beta_s z - \omega_s t)\}$ буде повільно змінюватись у z -напрямку, зважаючи на малість компонент $\chi_{ijkl}^{(3)}$ та $\alpha_{ijk} = \partial\alpha_{ij}/\partial q_k$. Тому можна знехтувати $\partial^2 \mathbf{E}^s / \partial z^2$, а хвильове рівняння для амплітуд кожної стокової компоненти розсіяних хвиль записати у вигляді

$$\frac{\partial E_i^s}{\partial z} R^s = \frac{3\omega_s^2}{c^2 \beta_s} i R^s |R^p|^2 \left[\chi_{ijkl}^{(3)} E_j^p (E_k^p)^* E_l^s \right]. \quad (16)$$

Для практики найбільш важливим є динамічне рівняння для потужності $P^s = 2\epsilon_0 n_s c \times \int_A |E^s E^p|^2 dA$, де A – площа поперечного перерізу волокна, яке можна отримати безпосередньо з (16) у вигляді [10]:

$$\frac{dP^s}{dz} = \gamma_R P^s = g_R P^p P^s. \quad (17)$$

Рівняння (17) описує експоненціальне ВКР підсилення стокової хвилі в одномодових волокнах.

2.4. Спектральний профіль ВКР підсилення

Коефіцієнт підсилення потужності стокової хвилі γ_R виявляється прямо пропорційним потужності помпування $\gamma_R = g_R P^p$, тоді як коефіцієнт підсилення g_R залежить тільки від параметрів волокна

у вигляді

$$g_R = -\frac{3\omega_s^2}{\epsilon_0 n_p c^3 \beta_s} \frac{1}{A_{\text{eff}}^{ps}} \frac{\text{Im} \left[\chi_{iii}^{(3)} + \chi_{ijji}^{(3)} \right]}{2}, \quad (18)$$

де A_{eff}^{ps} є ефективною площею області перекриття накачки і сигналу:

$$A_{\text{eff}}^{ps} = \frac{\int_A |R^p|^2 dA \int_A |R^s|^2 dA}{\int_A |R^p|^2 |R^s|^2 dA}. \quad (19)$$

Коефіцієнт ВКР підсилення g_R залежить від частоти стокового зсуву ω_v і, якщо вважати компоненти тензора КР дійсними числами $\alpha_{ijk} = \alpha_{ijk}^*$, то згідно з (14) та (18) цю залежність можна представити в явному вигляді так:

$$g_R(\omega_v) = g_{R \text{ max}} \frac{4\omega_v^2 \Gamma^2}{(\Omega_v^2 - \omega_v^2)^2 + 4\omega_v^2 \Gamma^2} = g_{R \text{ max}} \varphi(\omega_v). \quad (20)$$

Залежність $g_R(\omega_v)$ прийнято називати профілем ВКР підсилення. Профіль (20) має резонансну залежність загасаючого осцилятора (лоренцевого типу), оскільки отриманий для моделі одного осцилятора окремої молекули. В ансамблі осциляторів всі коливні рівні енергії розширюються, а форм-фактор $\varphi(\omega_v)$ може залишатись типу (20) у випадку однорідного розширення. За випадкового розподілу орієнтації коливань відносно оточення, розширення коливних рівнів носить неоднорідний характер, а форм-фактор $\varphi(\omega_v)$:

$$\varphi(\omega_v) = \exp \left[-\frac{(\Omega_v - \omega_v)^2}{\Gamma^2} \right] \quad (21)$$

є гаусового типу. Обидва профілі (20) та (21) наведені на рис. 2 для двох значень відносного загасання фононів, а саме для $\Gamma/\Omega_v = 0,05$ та $\Gamma/\Omega_v = 0,1$. В таких аморфних матеріалах, як скло розширення переважно є неоднорідним і для декомпозиції складних спектрів КР в оптичних волокнах надалі ми використовуємо гаусові компоненти (21).

2.5. Особливості ВКР та його зв'язок зі спонтанним розсіянням

Сутність різниці між спектром СКР та частотним профілем ВКР одномодових кварцових волокон виявлена під час аналізу квантового динамічного рівняння (1). Оскільки енергія n фотонів частоти

ω в своєму числовому виразі дорівнює спектральній густині потужності, то число n фактично визначає потужність монохроматичного випромінювання в одиничному частотному інтервалі навколо ω . Монохроматичну потужність при квантовому розгляді інтерпретують як кількість фотонів в одній поздовжній моді оптичного випромінювання. Це дозволяє встановити зв'язок між профілем ВКР підсилення та перерізом СКР на основі динаміки фотонів (стоксових та накачки).

Насамперед, відсутність залежності ВКР підсилення від температури робить зв'язок частотного профілю $g_R(\omega_v)$ з поперечним перерізом спонтанного КР таким, що переріз СКР $\sigma_0(\omega)$ відповідає його значенню за нульової температури [18],[19]. Тоді $g_R(\omega_v)$ має вигляд

$$g_R(\omega_v) = \sigma_0(\omega_v) \frac{\lambda_s^3}{c^2 h A_{\text{eff}}^{ps} n_p^2}, \quad (22)$$

де λ_s – довжина стоксової хвилі, 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 $\sigma_T(\omega_v)$ спонтанного КР, який вимірюється за температури T , відноситься до нульового за Кельвіном перерізу $\sigma_0(\omega_v)$ як:

$$\sigma_0(\omega_v) = \sigma_T(\omega_v) / [n_B(\omega_v, T) + 1], \quad (23)$$

де $n_B(\omega_v, T)$ – фактор Бозе–Ейнштейна (2).

Інша відмінність вимушеного процесу КР від спонтанного полягає в тому, що при ВКР підсилюється когерентна стоксова хвиля, тоді як при СКР вся область стоксового зсуву являє собою, по суті, некогерентний оптичний шум. В роботі [20] були проведені експериментальні дослідження статистики шуму підсиленого спонтанного випромінювання (ПСВ), які підтвердили, що саме розподіл Бозе–Ейнштейна притаманний шумові ПСВ у ВКР підсилювачах.

На рис. 3 зображені залежності поперечного перерізу розсіяння $\sigma_T(\omega_v)$ у спектрах спонтанного КР від температури T , де для нульового за Кельвіном перерізу $\sigma_0(\omega_v)$ вибраний експериментально вимірний профіль ВКР підсилення для найбільш поширеного волокна із чистого кварцу SiO_2 . Певна ідеалізація картини на рис. 3 полягає в тому, що базовий профіль $\sigma_0(\omega_v)$, що отримують для

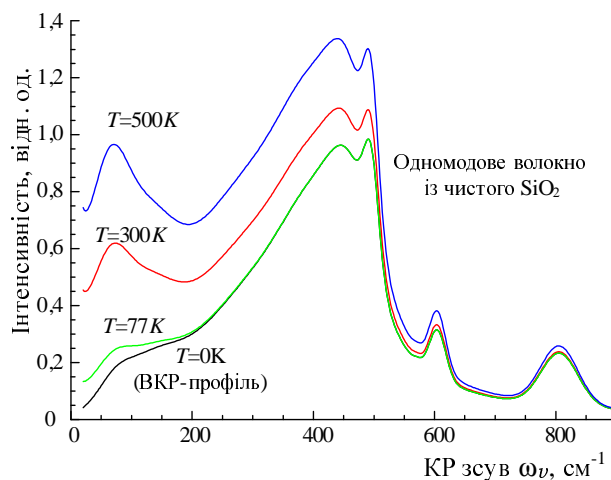


Рис. 3. Температурна залежність поперечного перерізу розсіяння у спектрах СКР та профіль ВКР, що відповідає нульовому за Кельвіном перерізу $\sigma_0(\omega_v)$

$T = 300$ К, вважався незмінним в усьому діапазоні температур від 77 К до 500 К.

На практиці описання ускладнюється тим, що помітні зміни профілю можуть відбуватися як за рахунок зміни констант згасання Γ , так і зсуву резонансних частот Ω_v загасаючих коливань молекул волоконної серцевини. За великих зменшень температури згасання Γ , як правило, також зменшується у кілька разів, що приводить до більшого розділення окремих фонових мод коливного спектра. Згідно із (6) зсув частоти $\Omega_v = \sqrt{\Omega_{0v}^2 - \Gamma^2}$ по відношенню до власної частоти незагасаючого осцилятора Ω_{0v} буде незначним при $\Gamma \ll \Omega_{0v}$. Однак зсув буде помітним для сильно задемпфованих низькочастотних коливань, а при $\Gamma > \Omega_{0v}$ коливання зовсім зникає із фонових спектра. Разом з тим, різниця між спектрами СКР та ВКР підсиленням, що показана на рис. 2, спостерігається експериментально щонайменше в певному околі кімнатних температур, в тому числі у наших дослідженнях, коли потужність помпування не перевищує кількох сот міліват. Зауважимо, що саме такі режими помпування одномодового волокна є номінальними для оптичних ВКР підсилювачів та близькі до порогових умов генерації волоконних ВКР лазерів.

Відповідно до (22), (23) та даних, зображених на рис. 3, суттєва різниця між спектрами СКР і профілем ВКР у волокнах із чистого SiO_2 , зокрема при $T = 300$ К, повинна спостерігатися тільки в

області частот стоксового зсуву менше 500 см^{-1} , де фактор термальної заселеності фононів значно перевищує одиницю. У більш високочастотній області фактор термальної заселеності для стоксових фононів ($>500 \text{ см}^{-1}$) втрачає частотну залежність, практично не відрізняється від одиниці і тому спектр СКР збігається із профілем ВКР.

Таким чином, багатократне зростання перерізу $\sigma_T(\omega_v)$ для стоксових зсувів менше 200 см^{-1} по відношенню до ВКР підсилення дозволяє, навіть чисто візуально, виявити СКР, тобто некогерентний стоксів шум в оптичному спектрі кварцового волокна. З іншого боку, розглянута особливість процесів КР покладена нами в основу методу визначення профілів ВКР підсилення за спектрами СКР в інших типах волокон, переважно на основі кварцового скла.

2.6. Абсолютна прозорість та порогові умови за ВКР підсилення світла у волокнах

Для визначення порога ВКР підсилення досить розглянути найпростіший випадок взаємодії між однією хвилею помпування і однією стоксовою хвилею. Тоді інтенсивності як стоксової хвилі, так і хвилі накачки у квазінеперервному наближенні та при повільній зміні амплітуд хвиль у процесі їх поширення вздовж волокна, тобто за координатою z , описує система двох зв'язаних рівнянь:

$$\frac{dI_s(z, \omega_s)}{dz} = \tilde{g}_R(\omega_v) I_p(z) I_s(z, \omega_s) - \alpha_s I_s(z, \omega_s), \quad (24)$$

$$\frac{dI_p(z)}{dz} = \frac{\omega_p}{\omega_s} \tilde{g}_R(\omega_v) I_p(z) I_s(z, \omega_s) - \alpha_p I_p(z), \quad (25)$$

де α_s та α_p враховують втрати волокна на стоксовій частоті та частоті накачування відповідно; $\tilde{g}_R(\omega_v)$ – коефіцієнт ВКР підсилення, I_p – інтенсивність накачки, I_s – інтенсивність стоксової хвилі.

Рівняння (24), (25) є наслідком рівнянь Максвелла та виводяться аналогічно до рівняння (17). Зауважимо, що поточна частота взаємодіючих хвиль входить до рівнянь (24) і (25) як параметр. Відносно частотної залежності змінних та коефіцієнтів цих рівнянь ми застосуємо такі наближення. Ширину смуги накачки можна вважати нескінченно вузькою у порівнянні зі смугою стоксового випромінювання, тобто накачка залишається локалізованою на своїй частоті ω_p , а

$I_p(z, \omega) = I_p(z, \omega)|_{\omega=\omega_p} = I_p(z)$ і не залежить від частоти у будь-якій точці z вздовж волокна. Фактично система рівнянь (24), (25) описує КР взаємодію монохроматичних хвиль накачки і стоксового випромінювання.

Природно, що ступінь зв'язку хвиль для будь-якої заданої частоти ω в межах нерівномірного континууму стоксово зсунутих частот однозначно визначається значеннями функцій $g_R(\omega) = g_{R \max} \varphi(\omega)|_{\omega=\omega_v}$ в умовах згасання обох хвиль, що визначаються коефіцієнтами поглинання $\alpha_{s,p} = \alpha_{s,p}(\omega)$. Залежність $g_R(\omega)$ має вигляд, що показаний на рис. 3 при $T=0$ для одномодового волокна із чистого SiO_2 та є предметом окремих досліджень у нашій роботі для інших типів волокна. Залежність $\alpha_{s,p}(\omega)$, як правило, є достатньо слабкою. У подальшому коефіцієнти поглинання α_s та α_p ми вважали сталими і такими, що не залежать від частоти в рівняннях (24) і (25).

Безпосереднім наслідком (24) є умова абсолютної прозорості волокна, яка 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_{eff} , то рівність $dI_s/dz = 0$ з урахуванням нерівності $dP_s(\omega)/dz > 0$ дає такий кількісний вираз [15]:

$$P_p^{\text{th}} = \frac{\alpha_s A_{\text{eff}}}{\tilde{g}_R(\omega)} = \frac{\alpha_s}{g_R(\omega)}, \quad (26)$$

де \tilde{g}_R [М/Вт] та g_R [Вт·км] $^{-1}$ – дві еквівалентні форми коефіцієнта ВКР підсилення по відношенню до інтенсивності I_p та потужності P_p , відповідно. Співвідношення (26) визначає спектральну функцію повної прозорості волокна, тобто $P_p^{\text{th}} = P_p^{\text{th}}(\omega)$ відповідає граничній умові, 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 величини P_p^{th} , як правило, вибирають її мінімальне значення при $g_R(\omega_{\text{max}}) = g_{R \max}$. Вигоди від такого визначення порога підсилення полягають в такому. Нехай нам відоме значення потужності накачки P_p у деякій точці z волокна, яке було отримане як результат вимірювань або обчислень. Тоді безпосередньою перевіркою нерівності $P_p > (<) P_p^{\text{th}}$ за відомої сталої α та функції $g_R(\omega)$ визначаються не

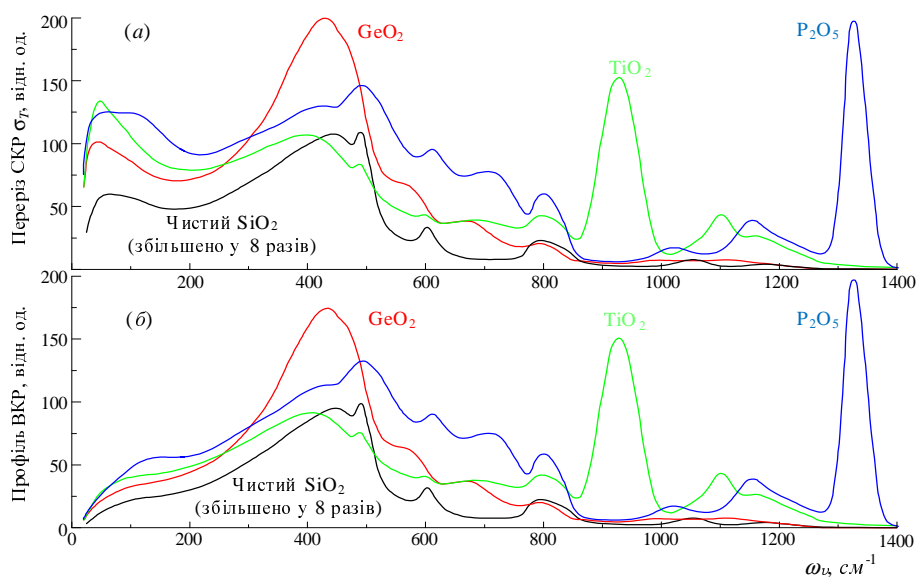


Рис. 4. Спектри СКР (а) та профілі ВКР (б) в одномодових волокнах на основі плавленого кварцу

тільки частоти, на яких виконується умова повної прозорості волокна, а і смуга підсилення (генерації), яка розташовується між ними. Конкретний приклад такого моделювання для TiO_2 легovanого волокна ми наводимо у розділі 3.

Таким чином, за допомогою (26) 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. Згідно з (20) та (21) профіль підсилення $g_R(\omega)$ окремої коливної моди описується за допомогою простих функцій форми смуги осциляторного (лоренцевого) та/або гаусового типу. Однак реальні волокна мають настільки складний профіль підсилення, що задовільне визначення вигляду функції $g_R(\omega)$ потребує спеціального моделювання. Модель багатомодової декомпозиції ВКР спектра та результати її застосування із компонентами гаусового типу для низки волокон наведено у наступному розділі.

3. ВКР підсилення в одномодових волокнах на основі плавленого кварцу

Аналіз профілю ВКР підсилення проводився на основі експериментальних спектрів СКР. Загальний вигляд спектрів СКР ми наводимо на рис.4, а

для одномодових волокон з різними домішками у серцевині, а саме для волокон із чистого SiO_2 , для GeO_2 і TiO_2 легovanих, а також для фосфорсилікатних волокон (із домішками P_2O_5). Характер спектрів СКР в усіх оптичних волокнах на основі кварцового скла має вигляд нерівномірного континуума, який формується в результаті перекриття сильно розширених мод коливного спектра.

Зважаючи на велику різницю у перерізах розсіяння, спектр чистого SiO_2 на рис. 4 для зручності порівняння зі спектрами інших волокон, зокрема по відношенню до GeO_2 легovanого волокна, зображений у масштабі, що збільшений у ~ 8 разів. Обидва типи кварцових волокон є найбільш дослідженими, а їх параметри, зокрема коефіцієнти ВКР підсилення добре відомі та використані в нашій роботі для калібрування абсолютних значень підсилення в інших типах кварцових волокон.

Інші типи волокон (TiO_2 та P_2O_5 легovanі волокна) розроблені значно пізніше. Вони мають хороші перспективи до застосувань як активне середовище для реалізації нелінійно-оптичного підсилення, однак значно менше вивчені. Переваги фосфор-силікатних волокон були продемонстровані в [8] на прикладі каскадної генерації у ВКР лазерах з використанням стоксового зсуву 1330 cm^{-1} в спектрі молекулярних коливань серцевини цього

волокна. Розширення сфери застосувань цих волокон пов'язане з використанням всієї області стокових зсувів, зокрема частотного діапазону $500\text{--}1400\text{ см}^{-1}$. В даній роботі профілі ВКР підсилення для цих одномодових волокон ми детально аналізуємо саме в такій широкій області частот стокового зсуву.

Попередній теоретичний аналіз процесів комбінаційного розсіяння світла становить основу для безпосереднього визначення профілю ВКР підсилення із експериментального спектра СКР як його частини, що не залежить від температури. Потім ми застосовуємо спектроскопічну методику визначення профілю ВКР підсилення в аналітичній формі, яка базується на багатомодовій декомпозиції складного спектра в заданій області частот стокового зсуву.

Зауважимо, що аморфна природа кварцового скла значно ускладнює вирішення таких досить стандартних спектроскопічних проблем практично у кожному випадку оптичного волокна, і їх загальні розв'язки ще не отримані. Проте, у низці окремих випадків нам вдалося знайти спеціальний розв'язок цієї задачі, зокрема, для випадку TiO_2 легovanого волокна [21, 22]. В даній роботі ми наводимо також аналітичний вираз для профілю ВКР підсилення фосфор силікатного волокна, яке має явні перспективи використання як активне середовище в сучасних пристроях волоконної нелінійної оптики.

3.1. Визначення профілів ВКР підсилення за спектрами СКР у кварцових волокнах

Методика виділення профілю ВКР підсилення із спектрів СКР заснована на співвідношеннях (22) і (23) та полягає у виділенні із спонтанних спектрів їх складової, що відповідає нульовому за Кельвіном спектру власних молекулярних коливань та не залежить від абсолютної температури волокна. Результат такої обробки спонтанних спектрів всіх досліджених волокон наведений на рис. 4, б.

Головною відмінністю профілів ВКР підсилення від спектра СКР є значне зменшення абсолютної інтенсивності низькочастотних складових за рахунок спектрального розподілу бозе-фактора фононної населеності (2). Дійсно на частоті, що відповідає хвильовому числу 20 см^{-1} , спектральна густина спонтанного шуму в 11 разів перевищує ВКР під-

силення при $T = 300\text{ К}$. Помітною є різниця $13\text{--}14\%$ між профілями ВКР підсилення та спектрами СКР на частотах 440 см^{-1} , де досягають свого максимуму коефіцієнти ВКР підсилення для чистого SiO_2 та GeO_2 легovanого волокна. За кімнатних температур відношення спектральної густини СКР шуму до ВКР підсилення зменшується до рівня 1% лише на частотах, що перевищують 880 см^{-1} . Тому абсолютні максимуми коефіцієнтів ВКР підсилення для TiO_2 та P_2O_5 легovanих волокон, що розташовані на частотах відповідно $\sim 930\text{ см}^{-1}$ та $\sim 1330\text{ см}^{-1}$, практично збігаються із значеннями диференціального перерізу СКР щонайменше для типових температур оточуючого середовища $T \leq 300\text{ К}$.

Нормовані профілі ВКР підсилення, що виділені із експериментальних спектрів СКР для області стокових зсувів $0\text{--}1400\text{ см}^{-1}$ ($0\text{--}42\text{ ТГц}$), наведені на рис. 5 для ОМВ із кварцового скла: *a* – для чистого SiO_2 ; *б*, *в*, *г* – відповідно для GeO_2 , TiO_2 та P_2O_5 легovanих волокон. Значення коефіцієнтів підсилення в точках максимуму частотного профілю ВКР, що були наведені в роботі [11], а саме $g_{R\text{max}} = 0,4\text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$ для чистого SiO_2 та $g_{R\text{max}} = 6,3\text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$ для спеціалізованого КР волокна, в якому домішки GeO_2 у серцевині становлять 25% . Ми доповнили дані роботи [11] розширенням області стокових зсувів до 1400 см^{-1} , яка наведена на рис. 5 *a*, *б*.

Оцінка значень $g_{R\text{max}}$ для TiO_2 та P_2O_5 легovanих волокон виконана шляхом порівняння абсолютної інтенсивності головних спектральних компонент в експериментальних спектрах СКР, що однозначно пов'язані із відповідними профілями ВКР підсилення. За цими оцінками $g_{R\text{max}} = 4,8\text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$, яке досягається на частоті стокового зсуву 930 см^{-1} для TiO_2 легovanого волокна. У P_2O_5 легovanому волокні максимальне значення коефіцієнта ВКР підсилення за даними [9] досягає 90% від підсилення у GeO_2 легovanому волокні і тому повинне дорівнювати $g_{R\text{max}} = 5,7\text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$ на стоково зсунутій частоті $\omega_{\text{max}} = 1330\text{ см}^{-1}$. Абсолютне значення g_{max} разом з нормованими профілями ВКР підсилення однозначно визначають величину нелінійного підсилення сигналу в заданій точці смуги стокового зсуву. Незважаючи на те, що наведені числові значення $g_{R\text{max}}$ можуть дещо варіюватися залежно від технологічних особливостей волокон, які впли-

вають на їх ефективну площу, дані оцінки дають кількісне уявлення про нелінійно-оптичні властивості серцевини волокна досліджуваного хімічного складу кварцового скла.

Всі профілі ВКР підсилення, що наведені на рис. 5, дещо умовно можна розділити на дві майже рівні спектральні області. Перша від 0 до 700 см^{-1} , яка містить головні максимуми ВКР підсилення від основного матеріалу серцевини волокна, тобто кварцового скла. Другу область від 700 см^{-1} до 1400 см^{-1} доцільно віднести до домішкового коливного спектра, оскільки інтенсивність КР смуг виявляється досить малою як у чистому SiO_2 , так і в стандартному GeO_2 сильно легovanому волокні. У двох інших, як TiO_2 , так і P_2O_5 легovаних волокнах, смуги, що містять максимум ВКР підсилення, навпаки, розташовані саме в другій, домішковій області. Однак, обидві домішки TiO_2 і P_2O_5 одночасно суттєво збурюють фонний спектр і в першій низькочастотній області, у кілька разів підвищуючи абсолютну інтенсивність молекулярних коливань у порівнянні із чистим SiO_2 .

Зважаючи на нерівномірність квазінеперервного спектра коливань та “дифузний” характер смуг КР, ширина яких може перевищувати 100 см^{-1} з сильним перекриттям у спектрах КР кварцового скла, виникає необхідність застосовувати спеціальні методи спектроскопічного моделювання профілю ВКР підсилення. В основу моделювання покладена теорія п. 1, згідно з якою стоксові зсунуті частоти у процесі ВКР розміщуються в межах смуги спонтанного комбінаційного розсіяння від кожної із коливних мод матеріалу серцевини волокна.

3.2. Мультимодова декомпозиція профілів ВКР підсилення

В обґрунтування доцільності застосування методу мультимодової декомпозиції профілів ВКР підсилення слід звернути увагу на особливості формування фононних спектрів у різних типах скла, відзначені в багатьох роботах [9–11, 23, 24]. Зокрема, на відміну від показника заломлення, профіль зміни якого у серцевині волокна повторює розподіл концентрації домішки, спектри ВКР підсилення германосилікатних волокон не є простою сумою спектрів чистого SiO_2 та германієвого скла GeO_2 [11]. Деформація профілів ВКР підсилення в одному склі відносно іншого, що спостерігається

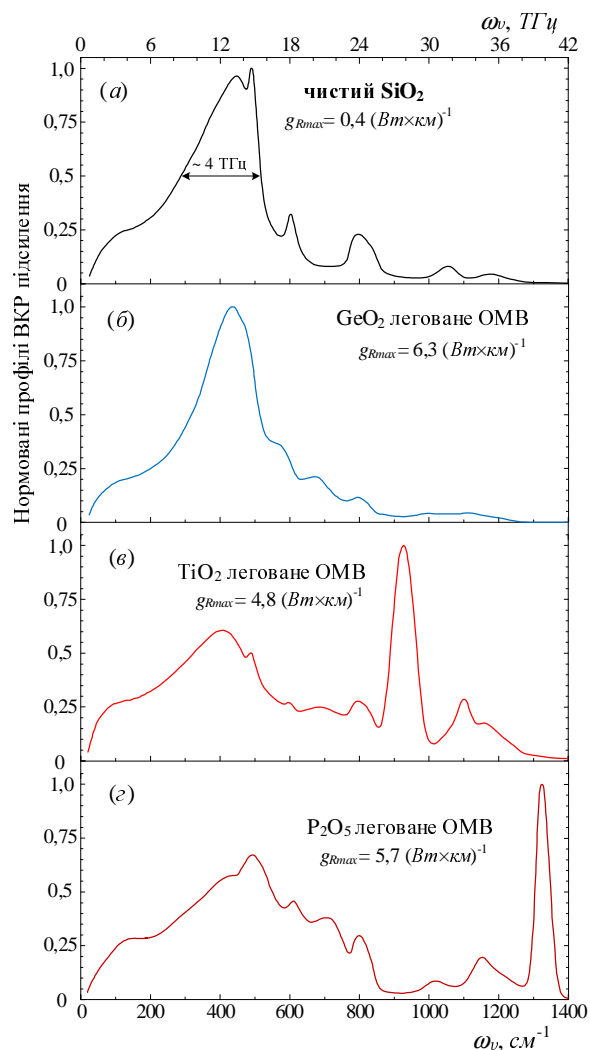


Рис. 5. Нормовані профілі ВКР підсилення кварцових волокон в області стоксового зсуву $0\text{--}1400\text{ см}^{-1}$ ($0\text{--}42\text{ ТГц}$)

на практиці, свідчить про значну зміну всіх параметрів коливань – амплітуди, частотного положення та сталих загасання. Більше того, коефіцієнти ВКР підсилення деяких германосилікатних композитів можуть значно перевищувати значення, які мають обидві чисті складові цього скла.

Завдяки значному розширенню смуг коливного спектра молекулярних коливань понад сотню см^{-1} , що характерне для матеріалів на основі аморфного скла, стоксова область у кожному волокні перетворюється у суцільний неперервний континуум (рис. 4 та 5), в якому практично неможливо виділити частоти окремих коливних мод.

Результати багатомодової декомпозиції профілів ВКР підсилення у кварцових волокнах. Для оцінки точності апроксимації наведений параметр $\delta = (I_G - I_0)/I_0 \cdot 100\%$, де I_G та I_0 – відповідні інтегральні інтенсивності розрахованого та виміряного стоксових спектрів

№ з/п	Чистий SiO ₂			GeO ₂			TiO ₂			P ₂ O ₅		
	A_i	$\Omega_{vi}, \text{см}^{-1}$	$\Gamma_i, \text{см}^{-1}$	A_i	$\Omega_{vi}, \text{см}^{-1}$	$\Gamma_i, \text{см}^{-1}$	A_i	$\Omega_{vi}, \text{см}^{-1}$	$\Gamma_i, \text{см}^{-1}$	A_i	$\Omega_{vi}, \text{см}^{-1}$	$\Gamma_i, \text{см}^{-1}$
G ₁	0,07	71	39	0,04	48	25	0,11	67	38	0,05	72	35
G ₂	0,12	128	67	0,09	89	53	0,13	130	75	0,13	131	67
G ₃	0,54	359	182	0,18	179	102	0,53	381	215	0,04	410	31
G ₄	0,25	408	68	0,49	360	119	0,09	418	56	0,53	437	268
G ₅	0,35	465	49	0,68	448	80	0,07	493	14	0,17	502	47
G ₆	0,32	496	17	0,08	481	21	0,03	599	16	0,11	618	31
G ₇	0,01	571	8	0,25	573	43	0,19	712	94	0,21	716	55
G ₈	0,16	605	19	0,21	670	71	0,21	811	41	0,21	810	32
G ₉	0,06	625	336	0,09	796	48	1,01	928	44	0,08	1025	63
G ₁₀	0,18	806	43	0,04	996	175	0,13	1097	26	0,19	1159	53
G ₁₁	0,07	1053	39	0,02	1133	81	0,17	1135	115	0,08	1240	32
G ₁₂	0,04	1180	60	–	–	–	0,02	1173	20	1,02	1329	27
	$\delta = 0,6 \cdot 10^{-4} \%$			$\delta = 0,04\%$			$\delta = 0,3\%$			$\delta = 0,1\%$		

Аналіз спектрів СКР чистого SiO₂ в стоксовій області між 0 та 900 см⁻¹ був представлений в [23]. Шляхом ретельної прив'язки до спостережуваних особливостей спектра – положень максимумів, схилів та п'єдесталів, що наявні у спектрі – авторами виявлено не менше 10 окремих компонент, які були віднесені до гаусового типу.

У нашій роботі при аналізі чистого SiO₂ декомпозиція на гаусові компоненти проведена не для спонтанного КР шуму, а для профілю ВКР підсилення у розширеній області стоксового зсуву до 1400 см⁻¹.

В основі формування профілів ВКР підсилення лежить коливна динаміка молекулярних нанокмплексів аморфної серцевини волокон, яку можна моделювати як систему гармонічних осциляторів під дією зовнішньої сили з боку досить потужної хвилі помпування. Певні спрощення моделі полягають у нехтуванні у виразі (22) частотною залежністю ефективної площі A_{eff}^{ps} , показника заломлення n_p , а також залежністю коефіцієнта ВКР підсилення g_R від довжини стоксової хвилі λ_s . Остання дає досить слабку і монотонну залежність g_R від частоти накачки, яку в літературі [24] часто називають масштабуванням ВКР підсилення за дов-

жиною хвилі помпування і яку доцільно враховувати окремо від спектроскопічного моделювання профілю ВКР підсилення. Завдяки цьому головну частотну залежність у профілі ВКР підсилення дає, в основному, уявна частина нелінійної поляризованості $\chi^{(3)}$ (18) за рахунок резонансного знаменника (14), який виникає у фононного гармонічного осцилятора та приводить до форми смуги коливної моди з форм-фактором (20) або у вигляді гаусової функції (21).

Фізичний зміст процедури гаусової декомпозиції спектра КР підсилення ми обґрунтовуємо аморфністю матеріалу серцевини всіх досліджуваних волокон. Саме завдяки аморфності плавленого кварцу кожний загасаючий осцилятор (6) з резонансом коливної координати Q на частоті Ω_v [згідно з (11)] має довільну орієнтацію відносно своїх сусідів, які вносять стохастичні збурення у частоту цього осцилятора. В результаті слід очікувати формування гаусового профілю для суперпозиції великої кількості вузьких спектральних максимумів з нормальним розподілом випадкових значень частот для цих осциляторів. Тому всі профілі ВКР підсилення, що наведені рис. 5, ми розкладали на кілька спектральних компонент гаусо-

вого типу:

$$g_R(\omega) = g_{R\max} \sum_{i=1}^{N_m} A_i \exp \left[-(\omega - \Omega_{vi})^2 / \Gamma_i^2 \right] = g_{R\max} \varphi(\omega), \quad (27)$$

де $\varphi(\omega)$ – аналітична функція від частоти ω , яка є нормованим профілем ВКР підсилення, $g_{R\max}$ – максимальне значення коефіцієнта ВКР підсилення; N_m – кількість компонент; A_i та Ω_{vi} – відповідно амплітуда та центральна частота i -ї гаусової компоненти, $\Gamma_i = \Delta\omega_i / (2\sqrt{\ln 2}) \approx 0,6\Delta\omega_i$, де $\Delta\omega_i$ – повна ширина на половині від максимуму для i -го гаусового профілю, яку звичайно використовують у спектроскопії.

Основна задача декомпозиції полягає у досягненні найкращої відповідності форм-фактора $\varphi(\omega)$ експериментальному профілю ВКР підсилення кожного із волокон, що наведений на рис. 5, *a–z*. Практично задача вирішувалась шляхом пошуку оптимального набору із $3 \times N_m$ параметрів формули (27) із застосуванням комп'ютерної процедури нелінійної апроксимації за методом Левенберга–Марквардта. Цей метод використовує алгоритм пошуку мінімуму суми найменших квадратів методом якнайшвидшого спуску до квадратичної мінімізації відхилень експериментальних точок від функції $\varphi(\omega)$, яку визначає (27). За належного вибору початкового наближення цей метод дозволяє одержати дуже гарні практичні результати при апроксимації спектра ВКР підсилення у всій області частот стоксового зсуву від 0 до 1400 см^{-1} . Числові значення параметрів багатокомпонентної декомпозиції наведені у таблиці, а точність апроксимації експериментальних профілів для всіх 4-х типів ОМВ проілюстровано на рис. 6–9.

Зазначені особливості формування досить складних профілів ВКР підсилення в аморфних волокнах надають процедурі декомпозиції двох аспектів – фундаментального та прикладного. Перший – це спектроскопічний аспект, в якому декомпозиція розглядається як можливий метод поділу густини коливних станів молекулярних наноконкомплексів на цілком визначені внески. У другому, прикладному аспекті декомпозиції, за мету ставиться побудова, по можливості, найбільш простої функції $g_R(\omega)$, яка б відповідала експериментальному профілю КР підсилення з максимальною точністю.

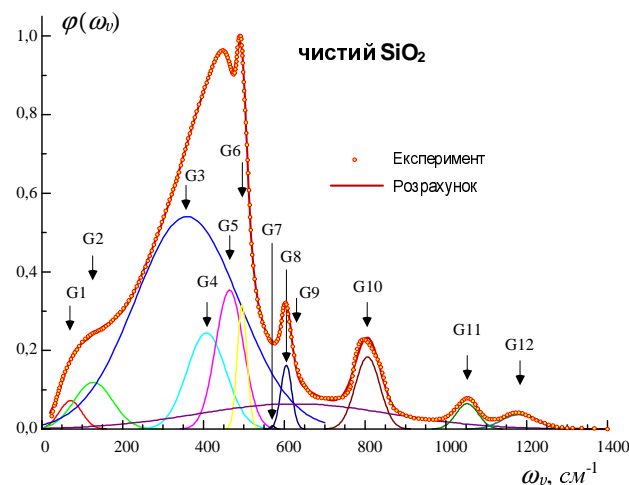


Рис. 6. Декомпозиція профілю ВКР підсилення волокна із чистого кварцу в області стоксового зсуву 0–1400 см^{-1} (0–42 ТГц)

Представлені у таблиці числові дані щодо спектроскопічної декомпозиції можуть бути основою для інтерпретації особливостей фононних спектрів серцевини, які формують профілі ВКР підсилення волокон. Наприклад, всі видимі на рис. 6 смуги КР у чистому SiO_2 з частотами, меншими за 1053 см^{-1} або 1180 см^{-1} , відносять [23], в основному, до однофононних фундаментальних коливань. Область багатофононних обертонів і складових тонів простягається, починаючи від смуги з частотою або 1180 см^{-1} , або 1460 см^{-1} до частоти 2600 см^{-1} і вище. Залишається не цілком ясним чи є смуга 1180 см^{-1} одно- або двофононним коливним станом.

У чистому SiO_2 (рис. 6) головний асиметричний максимум ВКР підсилення на частоті 440 см^{-1} формується за нашими даними щонайменше трьома найбільш інтенсивними гаусовими компонентами, які позначені у таблиці як $G3 \rightarrow 359 \text{ см}^{-1}$, $G4 \rightarrow 408 \text{ см}^{-1}$ та $G5 \rightarrow 465 \text{ см}^{-1}$ із сталими загасання відповідно 182 см^{-1} , 68 см^{-1} та 49 см^{-1} . Другий пік ВКР підсилення у чистому SiO_2 на частоті $\sim 495 \text{ см}^{-1}$ утворює досить стабільна відповідна фононна мода $G6$ із сталою загасання, що дорівнює 17 см^{-1} (~ 50 ТГц). Зауважимо, що саме збільшений майже на порядок порівняно зі сусідніми модами час життя цього коливання дозволяє більш стабільно підтримувати умови синхронізму (9), необхідні для когерентного підсилення стоксової хвилі у процесі без резонаторного ВКР.

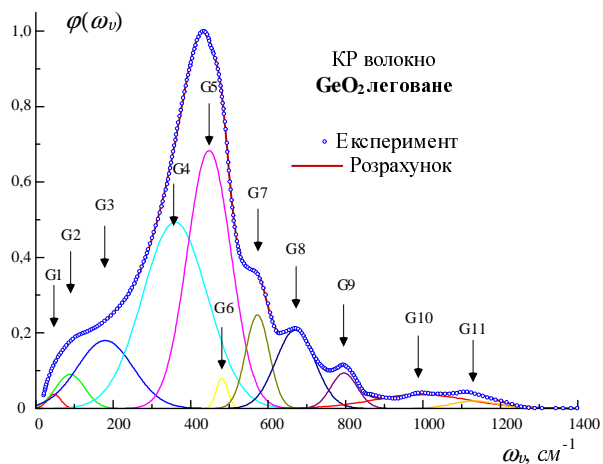


Рис. 7. 11-модова декомпозиція профілів ВКР підсилення у германо-силікатному волокні в області стоксового зсуву 0–1400 cm^{-1} (0–42 ТГц)

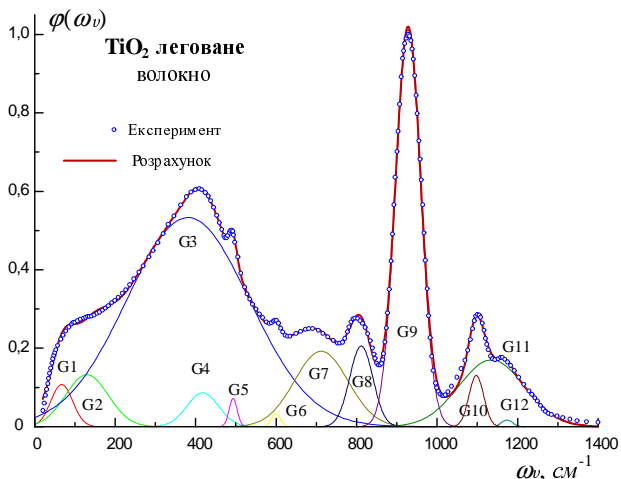


Рис. 8. 12-модова декомпозиція профілів ВКР підсилення у TiO_2 легованому волокні в області стоксового зсуву 0–1400 cm^{-1} (0–42 ТГц)

Цим можна пояснити результати попередніх експериментів [25], в яких максимум однопрохідної генерації стоксової хвилі спостерігається саме на частоті стоксового зсуву 495 cm^{-1} за імпульсного помпування кіловатної потужності.

Для декомпозиції профілю ВКР підсилення у КР волокні (25% GeO_2 леговане), який помітно відрізняється від профілю у чистому SiO_2 та наведений на рис. 7, достатнім виявилось 11 гаусових компонент. Основна деформація профілю ВКР підсилення відбувається за рахунок різкого зростання відносної інтенсивності моди $G5 \rightarrow$

$\rightarrow 448 \text{ cm}^{-1}$, в яку, найімовірніше, зливаються дві окремі моди $G4$ та $G5$, що спостерігалися у спектрі чистого SiO_2 . На це вказує як середнє значення частоти коливання, так і розширення всієї смуги. Вузька смуга 481 cm^{-1} стає більш задемпфованою, зменшує як свою частоту на 15 cm^{-1} , так і відносну інтенсивність у 4 рази і тому досить слабо впливає на спектральний профіль. Низькочастотний схил профілю формують дві головні компоненти $G3 \rightarrow 179 \text{ cm}^{-1}$ та $G4 \rightarrow 306 \text{ cm}^{-1}$ із сталими загасання, відповідно, 102 cm^{-1} та 119 cm^{-1} . Результатом такої перебудови профілю домішками GeO_2 у серцевину волокна є один окремих та досить широкий максимум в області $410\text{--}450 \text{ cm}^{-1}$ з одночасним суттєвим зростанням значення $g_{R\text{max}}$.

Профіль ВКР підсилення у TiO_2 легованому волокні разом із 12 гаусовими компонентами його розкладу наведено на рис. 8. Найбільш потужна коливна мода $G9 \rightarrow 928 \text{ cm}^{-1}$ із сталою загасання 44 cm^{-1} розташована в домішковій області стоксових зсувів. Відносно невелике згасання, як для аморфних матеріалів, свідчить про досить велику прозорість TiO_2 легованого скла для поширення фонових оптичних гілки на частотах $\omega_v = 930 \text{ cm}^{-1} = 28 \text{ ТГц}$. З іншого боку, повна ширина цієї смуги ВКР підсилення перевищує 2 ТГц, що цілком достатньо для багатьох застосувань. Крім того, домішки, за нашими даними, помітно перебудовують фоновий спектр матриці скла, структуризація якого полягає в утворенні потужної коливної моди $G3 \rightarrow 381 \text{ cm}^{-1}$ зі сталою загасання 215 cm^{-1} . Внаслідок цього коефіцієнт ВКР підсилення виявляється значно більшим порівняно із чистим SiO_2 в актуальній області стоксових зсувів від 100 cm^{-1} до 600 cm^{-1} (3–18 ТГц).

Результат декомпозиції профілю ВКР підсилення у P_2O_5 легованому волокні зображено на рис. 9. Тенденції впливу домішки P_2O_5 на формування профілю ВКР підсилення у кварцовому склі багато в чому аналогічні впливу TiO_2 з певними кількісними відмінностями. Головний максимум коефіцієнта ВКР підсилення забезпечує коливна мода $G12 \rightarrow 1329 \text{ cm}^{-1}$ із сталою загасання 27 cm^{-1} . За нашими даними вагомий внесок до коефіцієнта ВКР підсилення в області власного фонових спектра матриці скла дає коливання $G4 \rightarrow 437 \text{ cm}^{-1}$ із сталою загасання 268 cm^{-1} , завдяки чому суттєво розширюється спектральний діапазон застосувань P_2O_5 легованого волокна.

Загалом визначення сталих загасання Γ_i для всіх гаусових компонент дозволяє зробити кількісні оцінки ступеня демпфування та часу життя молекулярних коливань, які визначають форму ВКР спектра у легованому склі. Спільною особливістю всіх волокон, що засновані на кварцовому склі, є наявність фундаментальних коливань із сталими загасання $\Gamma_i \sim 100 \text{ см}^{-1} = 3 \text{ ТГц}$. Отже, загасання головних коливних мод, що формують профілі ВКР підсилення у волокнах, дають значення часу $\tau_i \simeq 1/\Gamma_i \simeq 0,3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$, який характеризує час відновлення термодинамічної рівноваги або час перехідних процесів для ВКР підсилювачів та генераторів світла. З іншого боку, фемтосекундний масштаб часу релаксації процесів ВКР забезпечує можливість практичного використання ВКР підсилювачів та генераторів світла у терагерцовій смузі робочих частот. З іншого боку, саме цей часовий інтервал задає межі застосовності квазістаціонарного наближення, а, отже, і рівнянь (24), (25) для моделювання телекомунікаційних систем із терабітною пропускнуною спроможністю.

Однак, наявність великої кількості коливних мод, які сильно перекриваються, що робить практично неможливим пряме розділення КР смуг на експериментальному спектрі в усіх досліджених об'єктах, ускладнює не стільки обчислювальну процедуру, як можливість однозначної інтерпретації отриманих результатів. За належного вибору початкового наближення для декомпозиції на 10–15 гаусових компонент збіжність застосованого методу Левенберга–Марквардта забезпечується у реальному часі та не потребує жодних підвищених обчислювальних ресурсів. Але оптимальний набір параметрів декомпозиції, що отриманий в результаті обчислень, не можна гарантувати як єдино можливий.

Разом з цим, неоднозначність декомпозиції, що може викликати певні ускладнення у фундаментальній інтерпретації коливних станів молекулярних комплексів, практично не впливає на прикладний аспект представлених обчислень. Відзначимо, що переважна більшість експериментальних точок виміряного спектра знаходиться безпосередньо на кривих апроксимації всіх профілів ВКР підсилення. При цьому відхилення розрахункових кривих $g_{R \max} \cdot \varphi(\omega)$, що перевищують 1%, мають лише окремі одиничні точки експериментального спектра при малих значеннях g_R . З точки зо-

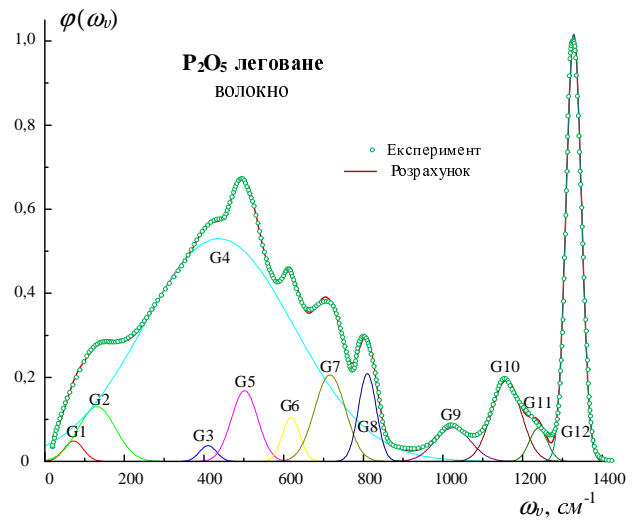


Рис. 9. 11-модова декомпозиція профілів ВКР підсилення у P_2O_5 легованому волокні в області стоксового зсуву $0\text{--}1400 \text{ см}^{-1}$ ($0\text{--}42 \text{ ТГц}$)

ру застосувань представленої моделі апроксимацію 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. 6–9.

Дійсно, відношення інтегральних інтенсивностей розрахункового I_G та виміряного I_0 стоксового спектра $\delta = (I_G - I_0)/I_0 \cdot 100\%$, що наведені у таблиці, є суттєво меншим за 1% для всіх досліджених волокон. Всі інтегрування функціональних залежностей для даних таблиці виконувалися в області від 0 до 1400 см^{-1} .

Зауважимо, що точність задання профілю ВКР підсилення набуває принципового значення при моделюванні пристроїв ВКР фотоніки. Наприклад, описані телекомунікаційні системи, що містять 192 канали з розділенням за довжиною хвилі [26] або навіть 273 канали [27], в яких джерела помпування можуть мати понад 10 довжин хвиль. Отже система рівнянь (24), (25) перетворюється в систему для кількох стоксових хвиль із десятком хвиль помпування, в яких співвідношення між коефіцієнтами підсилення та загасання типу (26) визначатимуть особливі точки, в яких принципово змінюється розв'язок кожного із диференціальних рівнянь. Тому, незалежно від алгоритмів розв'язку таких складних систем, будь-які систематичні похибки у визначенні $g_R(\omega)$ викликають різного ро-

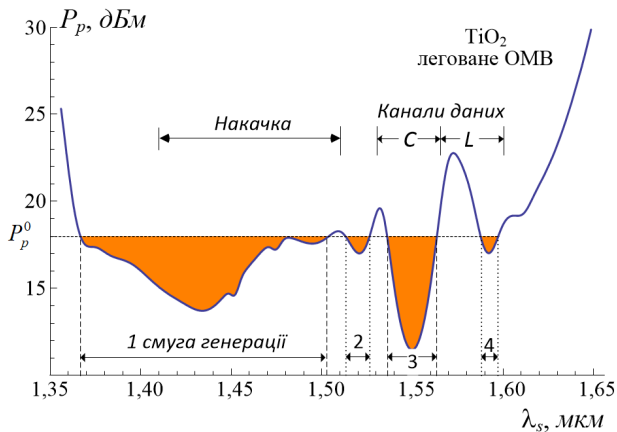


Рис. 10. Формування чотирьох смуг лазерної генерації у TiO_2 легованому волокні при $\lambda_p = 1,35$ мкм та потужності помпування $P_p = 18$ дБм

ду нестійкості обчислень і стають просто неприпустимими. Зокрема, цим пояснюються незадовільні результати моделювання багатоканальних ВКР систем у разі нехтування частотною залежністю $g_R(\omega)$ або його апроксимацією надто простими залежностями типу трикутника.

Таким чином, спектральний профіль ВКР підсилення є ключовим параметром для описання процесу ВКР світла, який становить фундаментальну основу проектування як високоефективних комбінаційних лазерів (ВКРЛ), так і волоконних ВКР підсилювачів (ВКРП) з робочим смугою до 13 ТГц у найбільш поширених волокнах на основі кварцового скла.

4. Результати моделювання профілю ВКР підсилення та їх застосування

Насамперед зауважимо, що в літературі (див. [9]) коефіцієнт ВКР підсилення інколи наводять у дБ/(Вт·км), який в числовому виразі відрізняється від введеного вище $g_R(\omega)$. Величину g_0 обчислюють як

$$g_0 \text{ [дБ/(Вт·км)]} = \frac{G \text{ [дБ]}}{L_{\text{eff}} P} \quad (28)$$

за вимірним значенням так званого on/off коефіцієнта підсилення G [дБ] слабкого сигналу (відношення потужності сигналу між увімкненою та вимкненою накачкою), P – потужністю накачки та ефективною довжиною волокна $L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha_p L)] / \alpha_p$, де α_p – це оптичні втрати

волокна на довжині хвилі накачки. Оскільки при великих L , коли $\alpha_p L \gg 1$, то $L_{\text{eff}} \simeq 1/\alpha_p$. Умова слабого сигналу, на якій базується (28), фактично використовує наближений розв’язок системи (24), (25) для заданої накачки, коли нехтують виснаженням потужності помпування [16]. Крім того, виміряні значення g_0 [дБ/(км·Вт)] залежать не тільки від власного ВКР підсилення, а й від додаткових лінійних параметрів щодо потужності накачки, оптичних втрат волокна на довжині хвилі накачки, тощо. Тому для коректного використання g_0 [дБ/(км·Вт)] при моделюванні процесів оптичного ВКР підсилення, зокрема з використанням системи рівнянь типу (24), (25), крім перерахунку g_0 у g_R часто необхідно враховувати поправки на зазначені обмеження. Саме інваріантність профілю $g_R(\omega)$ відносно лінійних параметрів волокна та умов помпування робить його більш придатним для моделювання пристроїв ВКР фотоніки.

Яскраво виражені характерні відмінності між спектрами СКР та ВКР у низькочастотній області стоксового зсуву, які детально розглядалися у п. 1.5 та п. 2.1, виявляються досить корисними для експериментальних досліджень шумових параметрів ВКР підсилення. Зокрема, при аналізі підсиленого спонтанного випромінювання в режимі холостого ходу (без зовнішнього оптичного сигналу) в оптичному ВКР підсилювачі спостерігається [28, 29] суміш підсиленого та спонтанного шуму на виході із дослідженого волокна. Зі збільшенням потужності помпування ми спостерігали експоненціальне зростання підсиленого шуму над не залежним від накачки фоном не когерентного стоксового шуму. Шляхом ретельного аналізу деформації спектрів шуму під впливом накачки нам вдалося [30] відділити когерентний підсилений ВКР шум від фону спонтанного стоксового шуму, що більш детально розглянуто в [31, 32].

З іншого боку, надзвичайно широка смуга частот профілю ВКР підсилення, яка для чистого SiO_2 становить ~ 4 ТГц = 130 cm^{-1} (рис. 5, а), лежить в основі створення ВКР підсилювачів з унікально широкою смугою робочих частот. При використанні накачки на кількох довжинах хвиль вже реалізоване [12, 13] високоякісне ВКР підсилення світла у смузі понад 10 ТГц з дуже низьким рівнем власного шуму. В роботі [12] представлена повністю волоконна реалізація 10 ВКР лазерів, в якій 6λ ВКРЛ забезпечує рівномірне підсилен-

ня стоксових хвиль у $C + L$ вікнах прозорості, а внутрішній резонатор на волоконних брегівських ґратках у КР (GeO_2 легованому) волокні виконує 4-кратний стоксовий перенос на $\sim 420 \text{ см}^{-1}$ довжини хвилі помпування від 1100 нм на 1347 нм. Певну альтернативу GeO_2 легованому волокну, на наш погляд, може скласти волокно з домішками TiO_2 [33].

На рис. 10 наведено результат обчислень умов повної прозорості (26) у TiO_2 легованому волокні при $\lambda_p = 1,35 \text{ мкм}$, який показує можливість формування кількох областей лазерної генерації. Зокрема, при відносно невеликій потужності помпування $P_p = 18 \text{ дБм}$ можливе, як бачимо на рис. 10, утворення щонайменше чотирьох смуг лазерної генерації в діапазоні довжин хвилі від 1,37 мкм до майже 1,6 мкм. Зауважимо, що такий широкий діапазон перебудови лінії генерації волоконного ВКР лазера майже вдвічі перевищує смугу стандартного КР волокна, головним чином за рахунок домішкової області на профілі ВКР підсилення у TiO_2 легованому волокні. З практичної точки зору, до явних переваг TiO_2 легованих волокон слід віднести можливість отримання лазерної генерації як на довжинах хвилі помпування ВКРП, так і для лазерів несучої інформаційних сигналів у вікнах прозорості телекомунікаційних волокон.

Приклади використання домішкових ОМВ як активних волокон для ВКР лазерів наведені у [8]. У волоконному ВКР лазері з резонатором на брегівських ґратках у фосфорносилікатному волокні з вмістом P_2O_5 13% молекулярної маси ($\Delta n = 0,011$) і довжиною 200 м вихідна потужність становила 2,3 Вт на $\lambda_s = 1240 \text{ нм}$ при потужності накачки 3,5 Вт на 1,06-мкм (Nd^{3+}). Отже, реалізована квантова ефективність становила 77% при використанні стоксового зсуву на окремій частоті 1330 см^{-1} . Разом з цим, наші оцінки [34], зокрема наведені на рис. 5 профілі ВКР підсилення, вказують на ще більш серйозні можливості використання домішкових волокон як для багаточастотної лазерної генерації, так і для надширосмугового ВКР підсилення оптичних сигналів.

5. Висновки

Спектроскопічні особливості профілів ВКР підсилення у чотирьох типах одномодових волокон на основі кварцового скла проаналізовані шляхом їх виділення із експериментальних спектрів СКР з

наступною багатомодовою декомпозицією на компоненти гаусового типу. Обґрунтування методики представлено на основі осциляторної моделі КР активних коливань молекулярних наноконкомплексів в аморфному склі з урахуванням як квантового, так і напівкласичного підходів. Показано, що температурні зміни спектрів СКР зосереджені у низькочастотній області спектра і при $T = 300 \text{ К}$ більш ніж на порядок перевищують відповідні компоненти профілю ВКР на частотах $\leq 20 \text{ см}^{-1}$, але стають практично непомітними на частотах понад 800 см^{-1} .

З'ясовано, що легуючі домішки набагато сильніше збурюють нелінійний спектр ВКР підсилення – до порядку за величиною – порівняно із зміною лінійних параметрів серцевини волокон, оскільки відповідні зміни показника заломлення $\Delta n \simeq 0,01$. Сильна деформація профілів ВКР підсилення виникає внаслідок значної перебудови спектрів коливань мод молекулярних наноконкомплексів серцевини волокон під впливом відносно невеликих концентрацій домішок. За результатами гаусової декомпозиції на 12 компонент у чистому SiO_2 , P_2O_5 і TiO_2 та на 11 компонент у GeO_2 легованому волокні встановлено, що головні коливні моди матриці скла, які формують профілі ВКР підсилення у волоконнах, значно змінюються за всіма параметрами коливань – у кілька разів за амплітудою, в межах десятків см^{-1} за частотним положенням та сталими загасання. Тому середнє значення часу релаксації процесів ВКР становить $\tau_i \simeq 300 \text{ фс}$, і саме це, по-перше, забезпечує можливість практичного використання ВКР підсилювачів та генераторів світла у терагерцовій смугі робочих частот. По-друге, такий фемтосекундний часовий інтервал вказує на фундаментальну межу застосовності квазістаціонарного наближення, тобто, базових зв'язаних рівнянь нелінійної ВКР взаємодії хвиль для моделювання телекомунікаційних систем із теоретичною пропускнуною спроможністю.

Декомпозиція надає практично точну апроксимацію експериментальних даних та становить надійну основу для обчислення головних параметрів ВКРП. Простий аналітичний вигляд апроксимуючих функцій у вигляді лінійної комбінації експонент є істотною перевагою представленого методу і виявляється корисним для моделювання параметрів підсилення, зокрема для визначення спектральної щільності оптичного шуму, смуг лазер-

ної генерації для заданих параметрів помпування, оптимізації величини групової затримки у ВКРП з багатохвильовою накачкою та для створення відповідних пристроїв корекції.

Робота виконувалась за часткової фінансової підтримки з боку Міністерства освіти і науки України (рег. № 0116U002564), представлені результати отримані при виконанні бюджетної теми № 16БФ052-04 у Київському національному університеті імені Тараса Шевченка.

1. W. Shi, Q. Fang, X. Zhu, R.A. Norwood, N. Peyghambarian. Fiber lasers and their applications. *Appl. Opt.* **53**, 6554 (2014).
2. D.J. Richardson, J. Nilsson, W.A. Clarkson. High-power fiber lasers: current status and future perspectives. *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, 63 (2010).
3. M.N. Zervas, C.A. Codemard. High power fiber lasers: A review. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **20**, 219 (2014).
4. P. Zhou, H. Xiao, J. Leng, J. Xu, Z. Chen, H. Zhang, Z. Liu. High-power fiber lasers based on tandem pumping. *J. Opt. Soc. Am. B* **34**, A29 (2017).
5. P. Ma, H. Zhang, L. Huang, X. Wang, P. Zhou, Z. Liu. Kilowatt-level near-diffraction-limited and linear-polarized Ytterbium-Raman hybrid nonlinear amplifier based on polarization selection loss mechanism. *Opt. Express* **23** (20), 26499 (2015).
6. Q. Xiao, P. Yan, D. Li, J. Sun, X. Wang, Y. Huang, M. Gong. Bidirectional pumped high power Raman fiber laser. *Opt. Express* **24** (6), 6758 (2016).
7. Y. Feng, L.R. Taylor, D.B. Calia. 150 W highly-efficient Raman fiber laser. *Opt. Express* **17** (26), 23678 (2009).
8. E.M. Dianov, A.M. Prokhorov. Medium-power CW Raman fiber lasers. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* **6**, 1022 (2000).
9. E.M. Dianov. Advances in Raman Fibers. *J. Lightwave Techn.* **20**, 1457 (2002).
10. П.А. Коротков, Г.С. Фелінський. Волоконні ВКР лазери неперервної дії. *УФЖ. Огляди* **4** (1), 36 (2007).
11. J. Bromage, K. Rottwitt, M.E. Lines. A method to predict the Raman gain spectra of germanosilicate fibers with arbitrary index profiles. *IEEE Photon. Techn. Lett.* **14**, 24 (2002).
12. M.D. Mermelstein, C. Horn, S. Radic, C. Headley. Six wavelength Raman fiber laser for C- and L-band Raman amplification and dynamic gain flattening. *Electron. Lett.* **38**, 636 (2002).
13. П.А. Коротков, Г.С. Фелінський. ВКР підсилення світла в одномодових кварцових волокнах. *УФЖ. Огляди* **6** (2), 103 (2009).
14. L. Zhang, C. Liu, H. Jiang, Y. Qi, B. He, J. Zhou, X. Gu, and Y. Feng. Kilowatt Ytterbium-Raman fiber laser. *Opt. Express* **22** (15), 18483 (2014).
15. G.S. Felinskyi, P.A. Korotkov. Raman threshold and optical gain bandwidth in silica fibers. *Semicond. Phys. Quant. Electr. Optoelectr.* **11**, 360 (2008).
16. В.І. Григорук, П.А. Коротков, Г.С. Фелінський. *Нелінійні та лазерні процеси в оптичних волокнах*. (“Київський університет”, 2009).
17. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теоретическая физика: Т. I. Механика* (Наука, 1988), § 26 [ISBN: 5-02-013850-9].
18. R.H. Stolen, C. Lee, R.K. Jain. Development of the stimulated Raman spectrum in single-mode fibers. *J. Opt. Soc. Am. B* **1**, 652 (1984).
19. R.H. Stolen, M.A. Bosch. Low frequency and low-temperature Raman scattering in silica fibers. *Phys. Rev. Lett.* **48**, 805 (1982).
20. P. Voss, Y. Su, P. Kumar, M. Vasilyev. Photon statistics of a single mode of spontaneous Raman scattering in a distributed Raman amplifiers. In *Opt Fiber Commun. Conf.* (IEEE, 2001), p. WDD23.
21. G.S. Felinskyi, I.V. Serdeha, V.I. Grygoruk. TiO₂-doped singlemode fiber as active medium for Raman lasers. In *Proc. Int. Symp. on Advanced Material Research, ISAMR'2017, Seoul, Korea, March, 17–19* (2017), p. 109.
22. G.S. Felinskyi, I.M. Kudin, I.V. Serdeha. Lasing band and Raman gain threshold in TiO₂ doped single-mode fiber. In *Proc. 2017 IEEE 37th Int. Conf. on Electronics and Nanotechnology (ELNANO), April 18–20, Kyiv, Ukraine* (2017), p. 108.
23. G.E. Walrafen, P.N. Krishnan. Model analysis of the Raman spectrum from fused silica optical fibers. *Appl. Opt.* **21** (3), 359 (1982).
24. K. Rottwitt, J. Bromage, A.J. Stentz *et al.* Scaling of the Raman gain coefficient: applications to germanosilicate fibers. *J. Lightwave Technol.* **21** (7), 1652 (2003).
25. K.X. Liu, E. Garmire. Understanding the formation of the SRS Stokes spectrum in fused silica fibers. *IEEE J. Quant. Electron.* **27** (4), 1022 (1991).
26. F.Di Pasquale, F. Meli, E. Griseri, A. Sguazzotti, C. Tossatti, F. Forghieri. All-Raman transmission of 192 25-GHz spaced WDM channels at 10.66 Gb/s over 30 × 22 dB of TW-RS fiber. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15** (2), 314 (2003).
27. K. Fukuchi, T. Kasamatsu, M. Morie *et al.* 10.92-Tbit/s (273 × 40 Gb/s) Tripleband/ Ultra-dense WDM optical-repeated transmission experiment. In *Opt Fiber Commun. Conf.* (IEEE, 2001), p. PD24.
28. G.S. Felinskyi. Noise measurement of the backward pumped distributed fiber Raman amplifier. *Photoelectronics* **18**, 16 (2009).
29. G.S. Felinskyi, M. Dyriv. Signal-to-noise analysis in a counter-pumped fiber Raman amplifier. *Optica Applicata* **44** (4), 493 (2014).
30. G.S. Felinskyi, M.I. Reznikov, S. Fedorchuk. Amplified and spontaneous stokes noise features in a singlemode silica fiber. In *Proc. 2018 IEEE 38th Int. Conf. on Electronics and Nanotechnology (ELNANO), April 24–26, Kyiv, Ukraine* (2018), p. 201.
31. G.S. Felinskyi, M. Dyriv. Noise suppression phenomenon in fiber Raman amplifier. *Measur. Sci. Rev.* **15** (3), 107 (2015).
32. G.S. Felinskyi, M.Y. Dyriv. Noise gain features of fiber Raman amplifier. *Adv. Optoelectron.* **2016**, 1 (2016).

33. G.S. Felinskyi, I.V. Serdeha, V.I. Grygoruk. TiO₂-doped single-mode fiber as active material for Raman lasers. *Key Engineering Materials* **753**, 173 (2017).
34. I.V. Serdeha, G.S. Felinskyi, V.I. Grygoruk. Spectroscopic analysis of Raman lasing features in P₂O₅ doped single-mode fiber. In *Proc. 2018 IEEE 38th Int. Conf. on Electronics and Nanotechnology (ELNANO), April 24–26, Kyiv, Ukraine* (2018), p. 209.

Одержано 30.11.17

I. V. Serdeha, V. I. Grygoruk, G. S. Felinskyi

SPECTROSCOPIC FEATURES
OF RAMAN GAIN PROFILES IN SINGLE-MODE
FIBERS BASED ON SILICA GLASS

S u m m a r y

The spectroscopic analysis of the frequency distribution of the amplification of optical radiation due to the Raman effect (Ra-

man gain profile) in single-mode fibers based on silica glass has been carried out in the region of Stokes frequency shifts from 0 to 1400 cm⁻¹. The Raman gain profiles are determined from the experimental spectra of spontaneous scattering for widespread fibers, namely for pure SiO₂, GeO₂, P₂O₅, and TiO₂ doped fibers. The analytic expressions of the Raman gain profiles are given. They are obtained, by using the Gaussian decomposition by means of 11–12 modes, and the experimental profile is approximated with an accuracy of not less than 0.3%. The decomposition results are analyzed in terms of the fundamental oscillatory dynamics of molecular nanocomplexes in amorphous glass, as well as in the application aspect of the modeling of photonics devices. Examples of the proposed method applications are presented for the analysis of noise parameters of the fiber Raman amplifiers and for the generation bandwidth in fiber Raman lasers.