

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
імені ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
імені В. Н. КАРАЗІНА

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

СЕРДЕГА ІРИНА ВОЛОДИМИРІВНА

УДК 537.86

ДИСЕРТАЦІЯ

КОЛИВНА ДИНАМІКА ДОМІШКОВИХ НАНОКОМПЛЕКСІВ
ПРИ ФОРМУВАННІ ТЕРАГЕРЦОВИХ СМУГ НЕЛІНІЙНО-
ОПТИЧНОГО ПІДСИЛЕННЯ У КВАРЦОВИХ ВОЛОКНАХ

Спеціальність 01.04.03 – радіофізика
(Фізико-математичні науки)

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

_____ І.В. Сердега

Науковий керівник: Фелінський Георгій Станіславович доктор фізико-
математичних наук, доцент

Харків – 2020

АНОТАЦІЯ

Сердега І. В. Коливна динаміка домішкових наноконплексів при формуванні терагерцових смуг нелінійно-оптичного підсилення у кварцових волокнах. - Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.03 – радіофізика, Київський національний університет імені Тараса Шевченка Міністерства освіти і науки України, Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2020.

Дисертаційна робота присвячена експериментальним дослідженням нелінійного оптичного підсилення світла та числовому моделюванню коливної динаміки домішкових наноконплексів, яка формує профілі ВКР підсилення світла в різних типах одномодових волокон на основі кварцового скла. Актуальність теми у даний час обумовлена підвищеним інтересом до аналізу фізичних особливостей індивідуального та колективного впливу фононних коливань у серцевині волокон, які власне визначають ефективність підсилення оптичних сигналів за допомогою вимушеного комбінаційного розсіяння світла.

В роботі проаналізовано наявні експериментальні дані вимірювання підсиленого спонтанного випромінювання (ПСВ) за схемою із зустрічною накачкою кварцового одномодового волокна в області 1420 нм...1650 нм; вивчено особливості коливної динаміки домішкових наноконплексів при формуванні оптичного підсилення за рахунок вимушеного комбінаційного розсіяння (ВКР) шляхом багатомодової декомпозиції в кількох кварцових волокнах. Було вдосконалено методику розділення вимушених та спонтанних внесків у вимірних спектрах підсиленого спонтанного випромінювання. Розроблено методику гаусової фільтрації шумів вимірювального обладнання при реєстрації ПСВ в режимі холостого ходу нелінійного оптичного підсилювача. В роботі вперше запропоновано методику кількісного визначення величини індивідуального зсуву довжини хвилі ЛД накачки від інтенсивності його випромінювання.

Дисертація містить детальний опис нового методу вимірювання профілю ВКР підсилення світла в одномодових волокнах, головна перевага якого полягає в суттєвому спрощенні методики вимірювань без використання зовнішніх сигналів. За результатами досліджень коливної динаміки домішкових наноконплексів шляхом гаусової декомпозиції на 12 компонент у чистому SiO₂, P₂O₅ і TiO₂ та на 11 компонент у GeO₂ легованому волокні вперше складні

профілі ВКР підсилення представлено у вигляді відносно простої функції однієї змінної – частоти. З'ясовано, що сильна деформація профілів ВКР підсилення виникає внаслідок значної перебудови спектрів коливних мод молекулярних наноконкомплексів у серцевині волокон під впливом відносно невеликих концентрацій домішок. Встановлено також, що головні коливні моди в матриці аморфного скла, які формують спектри оптичного підсилення у різних типах волокон, значно змінюються за всіма параметрами коливань – у кілька разів за амплітудою, в межах десятків см^{-1} за частотним положенням та сталими загасання.

В роботі вдосконалено метод пасивного визначення профілю ВКР підсилення одномодового волокна із чистого кварцового скла шляхом застосування гаусової фільтрації шумів вимірювальної апаратури. Показано, що аналітичну функцію форми профілю ВКР підсилення на основі кількох гаусових компонент можна без додаткових ускладнень адаптувати до суміші спектрів підсиленого та спонтанного випромінювання, яка спостерігається експериментально. Головна перевага від отриманого ефекту згладжування шумів на експериментальних спектрах полягає у виключенні можливих оптичних завад в середині волокна та зовнішніх шумів від апаратури електронної реєстрації при одночасному збереженні всіх спектральних особливостей, які викликані коливною динамікою домішкових наноконкомплексів у серцевині оптичних волокон.

Результати теоретичного відтворення профілю ВКР підсилення світла з максимальною точністю, а також їх доповнення даними експериментальних досліджень ПСВ та оптичних шумів складають надійну фундаментальну основу для вирішення багатьох практичних проблем сучасної радіофізики. Зокрема, отримана в роботі аналітична апроксимація профілів ВКР підсилення шляхом оптимальної гаусової декомпозиції є головним початковим етапом моделювання широкого кола пристроїв ВКР фотоніки сучасними радіофізичними методами. Саме засоби ВКР фотоніки надають унікальну можливість практичного освоєння повного вікна прозорості волокон у 60 ТГц.

Наукова новизна одержаних результатів полягає у наступному:

- вперше запропоновано методику кількісного визначення величини зсуву довжини хвилі ЛД накачки від його інтенсивності в результаті аналізу розширеної спектральної області;
- представлено пасивний метод вимірювання профілю ВКР підсилення світла в одномодових волокнах, головна перевага якого полягає в

суттєвому спрощенні методики вимірювань без використання зовнішніх сигналів;

- вперше апроксимовано складні профілі ВКР підсилення континуального типу простою функцією від частоти у вигляді лінійної комбінації 12 гаусових компонент у чистому SiO_2 , P_2O_5 і TiO_2 та 11 компонент у GeO_2 легovanому волокні, які враховують коливну динаміку домішкових наноконкомплексів. Показано, що сильна деформація профілів ВКР підсилення виникає під впливом відносно невеликих концентрацій домішок, які значно збурюють спектр коливних мод молекулярних наноконкомплексів у серцевині волокон. Встановлено, що головні коливні моди в матриці аморфного скла, які формують спектри оптичного підсилення у різних типах волокон, значно змінюються за всіма параметрами коливань – у кілька разів за амплітудою, в межах десятків cm^{-1} за частотним положенням та сталими загасання;
- вдосконалено метод пасивного визначення коефіцієнтів підсилення за допомогою гаусової фільтрації шумів вимірювальної апаратури, що дає вибірккову фільтрацію шкідливих шумів при одночасному збереженні всіх спектральних особливостей, які викликані коливною динамікою домішкових наноконкомплексів у серцевині оптичних волокон.

Результати, що отримані в дисертації, поглиблюють і доповнюють знання в області нелінійної волоконної оптики, зокрема коливної динаміки молекулярних наноконкомплексів у серцевинах низки поширених волокон. Велике прикладне значення має практично точне аналітичне представлення складних профілів у вигляді простої суперпозиції елементарних функцій як результат апроксимації профілів ВКР підсилення методом гаусової декомпозиції. Це суттєво спрощує числові розрахунки при моделюванні широкого кола пристроїв ВКР фотоніки з наперед заданими характеристиками, серед яких надширосмугові оптичні підсилювачі, високоякісні лазери для інфрачервоного і видимого діапазонів та елементи радіо-фотонних пристроїв терагерцових телекомунікаційних систем. Результати експериментальних досліджень стоксового ПСВ і запропонована методика пасивного визначення профілю ВКР підсилення може бути використана для експрес-аналізу ВКР параметрів волокон як в лабораторіях, так і в умовах промислового виробництва. Запропонований метод гаусової фільтрації шумів вимірювальної апаратури дозволяє суттєво вдосконалити процедуру пасивного визначення профілю ВКР підсилення одномодового волокна із чистого кварцового скла.

Авторкою самостійно проаналізовано сучасний стан досліджень в обраному напрямку, підготовлений огляд актуальної літератури за темою дисертації, проведено основну частину обробки даних експериментальних досліджень ПСВ в одномодовому волокні на основі кварцового скла із багатохвильовим зустрічним накачуванням, за експериментальними даними на спектрах релеєвського розсіяння побудовано виміряні залежності довжини хвилі лазерів накачки від їх вихідної потужності, виконано числові розрахунки профілів ВКР підсилення у чистому кварцовому волокні, германо-силікатному волокні з підвищеною концентрацією домішок GeO_2 (до 25%), у волокнах із TiO_2 - та P_2O_5 - легованою серцевиною, а також отримані аналітичні вирази 4.2 – 4.4 для функцій форми профілю ВКР підсилення у досліджених волокнах. За результатами проведених експериментальних досліджень написано наукові статті, взято участь у наукових конференціях.

Дисертаційна робота виконана на кафедрі квантової радіофізики факультету радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем університету імені Тараса Шевченка у ході виконання наступних держбюджетних науково-дослідних тем: НДР КНУ № 12БП052-01 «Розробка фізичних основ нових приладів і технологій для радіофізичних систем енергокомплексу» (термін виконання 2012–2014 рр., номер держреєстрації 011U003548) і НДР КНУ № 16БФ052-04 «Дослідження ефектів взаємодії електромагнітних та акустичних полів з впорядкованими, наноструктурованими та біологічними системами для створення новітніх технологій» (термін виконання 2016–2018 рр., номер держреєстрації 0116U002564).

Викладені у дисертації наукові положення є достатньо обґрунтованими, справедливими і достовірними. Експериментальні результати та результати моделювання, отримані в дисертації, опубліковано в наукових фахових вітчизняних та зарубіжних виданнях (всього 21), серед яких 2 статті що входять до наукометричної бази даних Scopus, а також апробовані на міжнародних наукових конференціях, симпозіумах і форумах. За матеріалами наукових досліджень опубліковано окремі розділи у двох колективних монографіях, одна з яких увійшла до наукометричної бази даних Scopus.

Ключові слова: нелінійні оптичні явища, хвилі в активних середовищах, квантові генератори і підсилювачі, фотон-фононна взаємодія, коливна динаміка, молекулярні наноконплеси, оптичне підсилення, профіль ВКР підсилення, вимушене комбінаційне розсіяння.

ABSTRACT

Serdeha I. V. Oscillatory dynamics of doping nanocomplexes at the terahertz bands formation of nonlinear optical amplification in silica fibers. - Qualifying scientific work on the manuscript rights.

The dissertation on competition of a scientific degree of the candidate of physical and mathematical sciences on a specialty 01.04.03 – Radiophysics, Taras Shevchenko National University of Kyiv Ministry of Education and Science of Ukraine, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2020.

The dissertation is devoted to experimental research of nonlinear optical amplification of light in singlemode fibers based on the silica glass and it contained the numerical modeling of oscillatory dynamics of doping nanocomplexes, which forms the Raman gain profiles of light in the different types of singlemode fibers based on the silica glass. Actuality currently due to increased interest in analyzing physical characteristics of individual and collective influence of phonon vibrations in the fiber core that really determine the gain effectiveness of optical signals using stimulated Raman effect.

The available experimental data of measurement of amplified spontaneous emission (ASE) using to the counter-pumping scheme in the silica singlemode fiber at the region of 1420 nm...1650 nm are analyzed; the peculiarities of the oscillatory dynamics of impurity nanocomplexes on the formation of optical amplification due to stimulated Raman effect by multimode decomposition in several types of silica fibers have been studied. The method of separation onto stimulated and spontaneous parts in the measured ASE spectra was improved. The Gaussian filtering technique of the measuring equipment noises at ASE registration in the idling mode of the nonlinear optical amplifier is developed. For the first time the quantitative determination technique of values of individual pumping LD wavelength shifts as function of its radiation intensity is offered in this work.

The dissertation contains a detailed description of the new measuring method of the Raman gain profile of light in singlemode fibers. The main advantage of this method is a significant simplification of the measurement technique without using of external signals. According to the results of the oscillatory dynamics studies of impurity nanocomplexes in glass by Gaussian decomposition into 12 components in pure SiO₂, P₂O₅, TiO₂ and into 11 components in a GeO₂ doped fiber, for the first-time complex Raman gain profiles are presented in the form of relatively simple function of one variable, namely it is frequency. It was found the strong deformation

of the Raman gain profiles occurs due to a significant rearrangement of the vibrational mode's spectra of molecular nanocomplexes in the fiber core under the influence of relatively small impurity concentrations. It was also found, the main oscillatory modes in the amorphous glass matrix, which form the optical gain spectra in different fibers types are significantly varied in all oscillation's parameters, namely by several times in amplitude, within tens of cm^{-1} in frequency position and attenuation constants.

The improved method of passive determination of the Raman gain profile in single-mode fiber made from the pure silica glass by applying Gaussian noise filtering of measuring equipment is presented. It is shown the analytical form function of the Raman gain profile using several Gaussian components can be adapted without additional complications to the spectra mixture with amplified and spontaneous radiation, as it is observed experimentally. The main advantage of the obtained noise smoothing effect on the experimental spectra is the elimination both the possible optical interference within the fiber core and external noise from the electronic recording equipment while it is maintaining all spectral features caused by oscillatory dynamics of impurity nanocomplexes in the optical fiber core.

The results of the theoretical reproduction of the Raman gain profile with maximum accuracy, as well as their supplementation with data from experimental ASE and optical noise studies are the reliable fundamental basis for solving many practical problems of modern radiophysics. In particular, the obtained analytical approximation of the Raman gain profiles by optimal Gaussian decomposition is the main initial stage of modeling a wide range of Raman photonics devices by modern radiophysical methods. It is the Raman photonics means that provide a unique opportunity for the practical development of a full fiber transparency window over 60 THz band.

The scientific novelty of the obtained results is as follows:

- for the first time the method for quantitative determination of the shift magnitude in the LD pump wavelength from its intensity was proposed as a result of the analysis of the extended spectral region;
- a passive method of measuring the WRC profile of light amplification in single-mode fibers is presented, and its main advantage is a significant simplification of the measurement technique without the use of external signals;
- for the first time complex Raman gain profiles reinforcement for several fiber types are presented as a relatively simple function of one variable – frequency and it is based on the results of the oscillatory dynamics studies of impurity

nanocomplexes by Gaussian decomposition. It is established that the oscillating modes in the matrix of amorphous glass change significantly in different types of fibers with deformations of the SRS gain profile;

- the method of passive determination of the Raman gain profile of single-mode fiber from pure silica glass has been improved by applying Gaussian noise filtering of measuring equipment, which provides selective filtering of harmful noise while preserving all spectral features caused by oscillatory dynamics of impurity nanocomplexes in fiber cores.

The knowledge in nonlinear fiber optics are deepen and supplement by the results obtained in the thesis and it is including the vibrational dynamics of molecular nanocomplexes in a number of common fiber cores. It is the great practical importance of accurate analytical representation of complex profiles in the form of a simple superposition of elementary functions as a result of the approximation of the Raman gain profiles by the Gaussian decomposition method. This greatly simplifies the numerical calculations when modeling a lot of Raman photonics devices with predefined characteristics, including super wide-band optical amplifiers, high-quality lasers for the infrared and visible ranges, and elements of radio-photon devices in terahertz telecommunications systems. The of experimental results of Stokes ASE and the proposed method of passive determination of the Raman gain profile can be used for rapid analysis of fiber Raman parameters both in laboratories and in industrial production. The proposed method of Gaussian noise filtering of measuring equipment allows to significantly improve the procedure of passive determination of the Raman gain profile of a single-mode fiber based on pure silica glass.

The author independently analyzes the current state of research in the chosen direction, prepared a review of current literature on the topic of the dissertation, conducted the main part of data processing of experimental ASE studies in single-mode fiber based on silica glass with multiwave counter-pumping. According to experimental data on the Rayleigh scattering spectra, the measured dependences of the pump lasers wavelength as function of its output power were plotted, numerical calculations of the Raman gain profiles in pure silica fiber, germano-silicate fiber with increased concentration of GeO_2 impurities (up to 25%) in fibers were performed. and P_2O_5 -doped core, as well as the obtained analytical expressions 4.2 - 4.4 for the functions of the shape of the Raman gain profile in the studied fibers. Based on the experimental research results the scientific articles were written; she took part in scientific conferences.

The dissertation was performed at the Department of Quantum Radiophysics, Faculty of Radiophysics, Electronics and Computer Systems in Taras Shevchenko University during the implementation of the following state budget research topics: R&D KNU № 12BP052-01 "Development of physical bases of new energy devices and technologies" (deadline 2012-2014, state registration number 011U003548) and R&D KNU № 16BF052-04 "Study of the effects of interaction of electromagnetic and acoustic fields with ordered, nanostructured and biological systems to create the latest technologies" (deadline 2016-2018, state registration number 0116U002564).

The scientific statements set forth in the dissertation are sufficiently substantiated, fair and reliable. Experimental results and simulation results obtained in the dissertation were published in scientific professional domestic and foreign editions (6), including 2 articles included in the scientific database Scopus, as well as tested at international scientific conferences, symposia and forums. Based on scientific research, separate sections have been published in two collective monographs, one of which is included in the scientific database Scopus.

Keywords: nonlinear optical phenomena, waves in active media, quantum generators and amplifiers, photon-phonon interaction, oscillatory dynamics, molecular nanocomplexes, optical amplification, Raman gain profile, forced Raman scattering.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Колективні вітчизняні монографії

1. Григорук В. І. Взаємодія фізичних полів з наноструктурованими матеріалами. Волоконні ВКР лазери та підсилювачі оптичного випромінювання / В. І. Григорук, І. В. Сердега, Г. С. Фелінський, П. А. Коротков. – Київ: Каравела, 2018. – С. 62–128. ISBN 978-966-2229-77-6.

http://library.kpi.kharkov.ua/ru/math_physics/%D0%B

(Особистий внесок здобувача: проведення числових розрахунків методом багатомодової гаусової декомпозиції, створення моделі для визначення порогу лазерної генерації у волокнах зі складною формою спектрів ВКР підсилення, обговорення та аналіз результатів, робота над текстом видання).

Колективні зарубіжні монографії

2. Petrychuk M. V. Interaction of physical fields with nanostructured materials. Light amplification based on stimulated Raman effect and spectroscopic modeling of Raman gain in single mode fiber / M. V. Petrychuk, V. I. Grygoruk, S. P. Pavlyuk, I. V. Serdega, G. S. Felinskyi, V.I. Kanevskii, S.O. Kolienov, S.N. Savenkov, E.A. Oberemok, I.S. Kolomiets, A.S. Klimov, A.O. Sitnichenko, V.V. Oliynyk, V.V. Zagorodnii, L.Yu. Matzui, L.L. Vovchenko, I.A. Gural'skiy, O.I. Kucheriv, M.O. Popov, V.L. Launets, A.L. Nikytenko, S. Vitusevich. – Jülich: Schriften des Forschungszentrums Jülich, 2020. – Vol. 211. – P. 47–110. ISBN 978-3-95806-450-8.

https://user.fz-juelich.de/record/873879/files/Schlueseltech_211.pdf

(Особистий внесок здобувача: проведення числової апроксимації профілів ВКР підсилення методами нелінійної регресії, створення моделі мультигаусової декомпозиції спектрів ВКР складної форми, обговорення та аналіз результатів, робота над текстом видання).

Статті у наукових фахових вітчизняних виданнях

3. Hayday Yu. Forced frequency synchronization effect in the microwave microscope with the active probe / Yu. Hayday, V. Sidorenko, O. Sinkevych, I. Serdega // Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Радіофізика та електроніка. – 2013. – Вип. 1. – С. 15–17.

http://nbuv.gov.ua/UJRN/VKNU_Rte_2013_1_6

(Особистий внесок здобувача - підготовка дослідних зразків до вимірювань, проведення числових розрахунків, допомога в проведенні натурних вимірювань, аналіз результатів, робота над текстом статті, обговорення та аналіз результатів)

4. Гайдай Ю. О. Ближньопольовий мікрохвильовий мікроскоп з активним зондом модуляційного типу / Ю. О. Гайдай, В. С. Сидоренко, С. Л. Скрипка, Ю. Г. Семенець, І. В. Сердега // Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Серія: Фізико-математичні науки. – 2014. – Вип. 1. – С. 215–220.

http://nbuv.gov.ua/UJRN/VKNU_fiz_mat_2014_1_45

(Особистий внесок здобувача - проведення числових розрахунків з обробки даних вимірювань, допомога в проведенні натурних вимірювань, аналіз результатів, робота над текстом статті, обговорення та аналіз результатів).

5. Григорук В. І. Смуга лазерної генерації та поріг ВКР підсилення в одномодових волокнах, легованих TiO_2 / В. І. Григорук, І. В. Сердега, Г. С. Фелінський // Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Серія: Фізико-математичні науки. – 2016. – Вип. 3. – С. 125–130.

http://nbuv.gov.ua/UJRN/VKNU_fiz_mat_2016_3_25

(Особистий внесок здобувача: числове моделювання ВКР підсилення у TiO_2 - легованих волокнах та смуг лазерної генерації, аналіз точності результатів апроксимації, аналіз результатів, робота над текстом статті, обговорення та аналіз результатів).

6. Сердега І. В. Спектроскопічні особливості профілів ВКР підсилення в одномодових волокнах на основі кварцового скла / І. В. Сердега, В. І. Григорук, Г. С. Фелінський // Український фізичний журнал. – 2018. – Т. 63. – № 8. – С. 681–699.

http://nbuv.gov.ua/UJRN/UPhJ_2018_63_8_4

(Особистий внесок здобувача: створення багатомодової моделі профілів ВКР підсилення кварцових волокон, проведення числових розрахунків методом нелінійної регресії, обговорення та аналіз результатів, робота над текстом статті).

7. Felinskyi G. S. Modelling of gain profiles and Raman lasing in $\text{TiO}_2/\text{GeO}_2$ -doped silica fibres / G. S. Felinskyi, V. I. Grygoruk and I. V. Serdega // Ukrainian Journal of Physical Optics. – 2020. – № 1. – Vol. 21. – P. 15–25.

http://nbuv.gov.ua/UJRN/UJPO_2020_21_1_5

(Особистий внесок здобувача: числові розрахунки профілів ВКР підсилення та смуг лазерної генерації у TiO_2 - та GeO_2 -легованих волокнах, аналіз точності результатів апроксимації, обговорення та аналіз результатів).

Тези доповідей міжнародних конференцій, симпозіумів і форумів, які засвідчують апробацію результатів дисертації

8. Felinskyi G. S. TiO_2 -doped Singlemode Fiber as Active Medium for Raman Lasers / G. S. Felinskyi, I. V. Serdeha, V. I. Grygoruk // Key Engineering Materials. – 2017. – Vol. 753. – P. 173–179. ISSN: 1662-9795.

<https://www.scientific.net/KEM.753>

(Особистий внесок здобувача: числові розрахунки профілів ВКР підсилення та смуг лазерної генерації у TiO_2 -легованому волокні, аналіз точності результатів апроксимації, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів стендової доповіді, робота над текстом статті).

9. Grygoruk V. I. Nano-localization of photochemical polishing processes the surface roughness via evanescent wave/ V. I. Grygoruk, D. Vasilenko, V. S. Sidorenko, I. V. Serdeha// XIV International young scientists' conference on Applied Physics, 15-18 June, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2016. – P. 209–210.

(Особистий внесок здобувача - підготовка дослідних зразків до вимірювань, проведення числових розрахунків, допомога в проведенні натурних вимірювань, аналіз результатів, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

10. Grygoruk V. I. The definition of subsurface layers permittivity distribution in near-field microscopy / V. I. Grygoruk, P. Kravchuk, S. Horielov, V. S. Sidorenko, and I. V. Serdeha // XIV International young scientists' conference on Applied Physics, 15-18 June, Kyiv, Ukraine. –Kyiv, 2016. – P. 90–91.

(Особистий внесок здобувача - проведення числових розрахунків з обробки даних вимірювань розподілу діелектричної проникності, допомога в проведенні натурних вимірювань, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

11. Serdeha I. V. Spectroscopic features of Raman gain profile in singlemode fibers / I. V. Serdeha, G. S. Felinskyi // XXIII Galyna Puchkovska Int. School-Seminar “Spectroscopy of Molecules and Crystals”, 25- 27 Sept. , Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2017. – P. 242.

(Особистий внесок здобувача: створення багатомодової моделі профілів ВКР підсилення кварцових волокон, проведення числових розрахунків методом нелінійної регресії, аналіз результатів, робота над текстом публікації, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді, доповідь на конференції).

12. Serdeha I. V. Spectroscopic model for Raman lasing in TiO_2 -doped single-mode fiber / I. V. Serdeha, I. M. Kudin, G. S. Felinskyi // XVII International young scientists' conference on Applied Physics, May 23-27, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2017. – P. 23–24.

(Особистий внесок здобувача: числові розрахунки профілів ВКР підсилення та смуг лазерної генерації у TiO_2 -легованому волокні, аналіз точності результатів апроксимації, робота над текстом публікації, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

13. Сердега І. В. Спектр нелінійно-оптичного підсилення у фосфор-силікатному одномодовому волокні / І. В. Сердега, В. І. Григорук, Г. С. Фелінський // Всеукраїнська науково-практична конференція “Перспективні напрямки сучасної електроніки, інформаційних та комп’ютерних систем” MEICS-2017, 22-24 листопада, Дніпро, Україна. – Дніпро, 2017. – P. 191–192.

(Особистий внесок здобувача: проведення числових розрахунків профілів ВКР підсилення у P_2O_5 -легованому волокні, створення моделі коливної динаміки для спектральних ВКР профілів складної форми, аналіз результатів числових розрахунків, робота над текстом публікації, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

14. Serdeha I. V. Multimode gaussian decomposition of Raman gain profile in P_2O_5 -doped silica fiber / I. V. Serdeha G. S. Felinskyi // XII International conference «Electronics and Applied Physics», Oct. 24-27, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2017.– P. 18–19.

(Особистий внесок здобувача: проведення числової апроксимації профілів ВКР підсилення у P_2O_5 -легованому волокні, апробація гаусової моделі коливної динаміки для спектральних ВКР профілів складної форми, аналіз результатів числових розрахунків, робота над текстом публікації, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

15. Felinskyi G.S. Lasing band and raman gain threshold in TiO_2 doped single-mode fiber / G.S.Felinskyi, I.M. Kudin, I.V. Serdeha // IEEE 37th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO), April 18-20, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2017. – P. 108–111.

(Особистий внесок здобувача: проведення числової апроксимації профілів ВКР підсилення у TiO_2 -легованому волокні методами нелінійної регресії, моделювання коливної динаміки профілів ВКР підсилення складного континуального виду, обговорення та аналіз результатів, робота над текстом статті, підготовка матеріалів доповіді).

16. Serdeha I. V. Spectroscopic Analysis of Raman Lasing Features in P_2O_5 Doped Single-Mode Fiber / I. V. Serdeha, G. S. Felinskyi, and V. I. Grygoruk // IEEE 38th International Conference on Electronics and Nanotechnology, ELNANO 2018, April 24-26, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2018. – P. 209–212.

(Особистий внесок здобувача: проведення числових розрахунків спектрів нелінійного підсилення у P_2O_5 -легованому волокні методом Левенберга-Марквардта, апробація гаусової моделі коливної динаміки для спектральних ВКР профілів складної форми, аналіз результатів числових розрахунків, робота над текстом публікації, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді, доповідь на конференції).

17. Serdeha I. V. Method of Gaussian filtration of photodetector noise in the amplification spectra of fiber Raman amplifier / I.V. Serdeha, D.V. Bratanych, G.S. Felinskyi, M. I. Reznikov // XVIII Int. young scientists' conference on Appl. Physics, May 22-26, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2018.– P. 8–9.

(Особистий внесок здобувача: проведення числових розрахунків з обробки даних вимірювання, створення багатомодової моделі згладжування шумів у виміряних спектрах ПСВ складної форми, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

18. Serdeha I. V. Pumping wavelength dependence of Raman lasing threshold in highly Ge-doped silica fiber / I. V. Serdeha, S. V. Honenko, G. S. Felinskyi, M. I. Reznikov // XIV International conference «Electronics and Applied Physics», Oct. 21-25, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2018. – P. 166–167.

(Особистий внесок здобувача: проведення числових розрахунків порогових умов ВКР лазерної генерації у Ge-легованому волокні, створення моделі для сплайн-апроксимації оптичних втрат, виміряних в усіх вікнах прозорості Ge-легованого волокна, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

19. Сердега І. В. Коливна динаміка молекулярних наноконкомплексів у кварцових волокнах при формуванні терагерцових смуг оптичного ВКР підсилення та лазерної генерації / І. В. Сердега, В. І. Григорук, Г. С. Фелінський // VIII Українська наукова конференція з фізики напівпровідників (УНКФН-8), 2-4 жовтня, Ужгород, Україна. – Ужгород, 2018. – P. 276–277.

(Особистий внесок здобувача: проведення числових розрахунків профілів ВКР підсилення в терагерцовій області стоксового зсуву, апробація моделі коливної динаміки спектрів ВКР складної форми, порівняльний аналіз результатів для різних волокон, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

20. Сердега І. В. Нелінійна апроксимація профілів ВКР підсилення світла в активних лазерних та телекомунікаційних волокнах на основі кварцового скла /

I. В Сердега., Г. С. Фелінський // VIII International Conference on Optoelectronic Information Technologies, PHOTONICS – ODS, VNTU, October 2 – 4, Vinnytsia, Ukraine, 2018. – Vinnytsia. – P. 207–208.

(Особистий внесок здобувача: проведення числових розрахунків профілів ВКР підсилення методами нелінійної регресії, створення моделі багатокомпонентної гаусової апроксимації ВКР профілів складної форми, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

21. Serdeha I. V. Passive Method for Raman Gain Measurement Using Backward Pumped Fiber Configuration / I. V. Serdeha, G. S. Felinskyi, and V. I. Grygoruk // IEEE 39th International Conference on Electronics and Nanotechnology, ELNANO 2019, April 24-26, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2019. – P. 197–200.

(Особистий внесок здобувача: проведення числових розрахунків обробки даних вимірювань ПСВ, створення моделі для розділення внеску підсилення із виміряних спектрів ПСВ, обговорення та аналіз результатів, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА СКОРОЧЕНЬ.....	19
ВСТУП.....	20
РОЗДІЛ 1. Методи нелінійної оптики та вимушеного комбінаційного розсіяння для створення волоконних лазерів та оптичних підсилювачів (огляд літератури)	26
1.1 Фундаментальні особливості прояву ВКР підсилення світла у кварцових волокнах	27
1.1.1. Особливості експериментальних спостережень ВКР підсилення світла в одномодових волокнах на основі кварцового скла	28
1.1.2. Схемо-технічна реалізація ВКР підсилення світла в одномодових волокнах	33
1.1.3. Системотехнічна класифікація ВКР підсилювачів.....	37
1.1.4. Провідна роль ВКР підсилювачів світла в освоєнні вікон прозорості кварцових волокон	38
1.1.5. Проблеми моделювання ВКРП для оптичних телекомунікаційних систем	43
1.2. Теоретичні основи моделювання профілів ВКР підсилення в одномодових волокнах	48
1.2.1. Квантова динаміка спонтанного та вимушеного розсіяння фотонів.....	49
1.2.2. Класична електродинаміка процесів розсіяння світла в одномодових волокнах	51
1.2.3. Спектральний профіль ВКР підсилення.....	54
1.2.4. Особливості ВКР та його зв'язок зі спонтанним розсіянням.....	55
1.2.5. Абсолютна прозорість та порогові умови за ВКР підсилення світла у волокнах.....	56
Висновки до розділу 1	58
РОЗДІЛ 2. Експериментальні дослідження підсиленого спонтанного випромінювання в оптичному ВКР підсилювачі із зустрічною накачкою.....	60
2.1. Методика досліджень ВКР підсилення в оптичних волокнах	61
2.1.1. Контрольно-вимірвальна апаратура для дослідження ВКР підсилення в оптичних волокнах.....	61
2.1.2. Блок-схема оптичного аналізатора спектра.....	63

2.1.3. Схема монохроматора у складі аналізатора спектра.....	64
2.2. Дослідження підсиленого спонтанного випромінювання в режимі холостого ходу.....	65
2.2.1. Схема експериментальної установки.....	65
2.2.2. Вимірювання спектральної густини потужності в аналізаторі спектра.....	67
2.2.3. Синхронне детектування за допомогою лазера із змінною довжиною хвилі.....	68
2.2.4. Схема фотореєстрації у складі аналізатора спектра.....	68
2.2.5. Результати вимірювань спектрів спонтанного випромінювання.....	69
2.2.6. Особливості спектрів зворотного релеевського розсіювання у волокні.....	71
2.3. Аналіз підсиленого спонтанного випромінювання у волоконному підсилювачі із зворотною накачкою	75
2.3.1. Підсилене спонтанне випромінювання та некогерентний стоксовий шум.....	75
2.3.2. Спектри підсиленого спонтанного випромінювання	76
2.3.3. Аналіз ПСВ в області стоксових зсувів	82
2.3.4. Методика виділення ВКР підсилення в експериментальних спектрах ПСВ	82
Висновки до розділу 2	84

РОЗДІЛ 3. Моделювання профілів ВКР підсилення в типових одномодових волокнах на основі кварцового скла.....	86
3.1. Осциляторна модель КР активних коливань молекулярних нанокомплексів в аморфному склі	86
3.1.1. Молекулярні нанокомплекси та ближній порядок в аморфному склі серцевини оптичного волокна	86
3.1.2. Особливості формування коливних мод в аморфному склі серцевини волокон	88
3.1.3. Спектр спонтанного розсіяння та профіль ВКР підсилення	88
3.2. ВКР підсилення в одномодових волокнах на основі плавленого кварцу	92
3.2.1. Визначення профілів ВКР підсилення за спектрами СКР у кварцових волокнах	94
3.2.2. Мультимодова декомпозиція профілів ВКР підсилення	96
3.2.3. Декомпозиція профілю ВКР підсилення волокна із чистого	

кварцу	100
3.2.4. Профіль ВКР підсилення у КР волокні.....	100
3.2.5. Профіль ВКР підсилення у TiO_2 легованому волокні.....	102
3.2.6. Профіль ВКР підсилення у P_2O_5 легованому волокні.....	103
Висновки до розділу 3	105
РОЗДІЛ 4. Моделювання параметрів ВКР лазерів та підсилювачів в одноمودових волокнах на основі плавленого кварцу	108
4.1. Порогові потужності помпування для ВКР підсилення у кварцових волокнах, легованих $\text{TiO}_2 / \text{GeO}_2$	109
4.1.1. Теоретичне обґрунтування моделі та обробка експеримен- тальних результатів.....	110
4.1.2. Аналітична форма функції, що описує профіль ВКР підсилення у кварцових волокнах, легованих $\text{TiO}_2/\text{GeO}_2$	112
4.1.3. Точність гаусової декомпозиції у кварцових волокнах	116
4.1.4. Профіль ВКР підсилення у P_2O_5 легованому волокні	119
4.2. Смуга ВКР підсилення світла та лазерної генерації у волокнах.....	124
4.2.1. Спектральна функція абсолютної прозорості волокна	124
4.2.2. Смуга оптичного ВКР підсилення та область лазерної генерації у TiO_2 легованому волокні	126
4.2.3. ВКР підсилення та область лазерної генерації у P_2O_5 легованому волокні.....	126
4.2.4. Залежність ВКР лазерного порогу від довжини хвилі помпування в Ge-легованому кварцовому волокні.....	127
4.2.5. Метод гаусової фільтрації шумів вимірювальної апаратури у спектрах волоконного підсилення	130
Висновки до розділу 4	132
ВИСНОВКИ.....	134
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	136
Додаток А. Список опублікованих праць за темою дисертації.....	149
Додаток Б. Елементи управління та налаштування оптичного аналізатора спектра.....	155
Додаток В.	161
Додаток Г.	162

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА СКОРОЧЕНЬ

ВКР – вимушене комбінаційне розсіювання;
СКР – спонтанне комбінаційне розсіювання;
 g_R – коефіцієнт ВКР підсилення;
КР – комбінаційне розсіювання;
ЕЛВП – ербій-легований волоконний підсилювач;
ВКРП – лазер на ефекті ВКР;
ВКРЛ – лазер на ефекті ВКР;
SMF – стандартне одномодове волокно;
PCB – підсилене спонтанне випромінювання;
SSMF – одномодове волокно з чистого кварцу;
 G_R – смуга ВКР підсилення;
 G – смуга повного підсилення;
DSF – одномодове волокно зі зміщеною дисперсією;
NZDSF – одномодове волокно з ненульовою зміщеною дисперсією (фірмова назва TrueWaveRSTM);
PPP – подвійне релєєвське розсіювання;
OSNR – оптичне відношення сигнал/шум;
 $OSNR_{ASE}$ – відношення оптичного сигналу до PCB шуму;
 $OSNR_{DRS}$ – відношення оптичного сигналу до PPP шуму;
ЧХЗ – чотирьох-хвильове змішування;
NF – коефіцієнт шуму;
DWDM – щільне хвильове мультиплексування;
BER – імовірність появи бітових помилок.

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. Суттєвий прогрес фундаментальних досліджень нелінійної фотон-фононної взаємодії, зокрема вимушеного комбінаційного розсіяння (ВКР) світла сформував останнім часом новий напрям прикладних розробок – ВКР фотоніку. Широке практичне застосування таких фотонних пристроїв, як волоконні ВКР підсилювачі (ВКРП) та безінверсні ВКР лазери (ВКРЛ) вже докорінно змінили можливості сучасних телекомунікаційних систем, розширивши їх смугу робочих частот до терагерцового діапазону. Особлива складність процесів нелінійної фотон-фононної взаємодії та коливної динаміки домішкових наноконкомплексів в аморфній серцевині оптичних волокон проявляється у формуванні профілів ВКР підсилення світла у вигляді неперервного та нерегулярного континууму, який поширюється на область стоксових частот понад 1000 см^{-1} (30 ТГц). Але саме неперервність та континуальний характер ВКР підсилення світла у звичайних волокнах на основі кварцового скла забезпечує безпрецедентну смугу підсилення оптичних сигналів, що вже широко застосовується у високоякісних ВКРП зі смугами пропускання понад 10 ТГц. Ці волокна також знаходять все більш широке застосування як активне середовище у безінверсних ВКРЛ, оскільки тільки вони зараз спроможні забезпечити найвищу якість випромінювання на будь-якій довжині хвилі як всередині всіх телекомунікаційних вікон прозорості, так і за їх межами, в інших частинах інфрачервоного та видимого діапазону довжин хвилі.

Застосування одномодових волокон в пристроях ВКР фотоніки має принциповий характер, перетворюючи звичайне скло у високоефективне нелінійне середовище, яке здатне підсилювати світло в процесі його розповсюдження вздовж комунікаційного волокна та генерувати когерентне випромінювання без інверсії населеностей електронних рівнів енергії. Однак, широка смуга неперервного континууму спектра ВКР підсилення світла дуже ускладнює проблему дослідження коливної динаміки домішкових наноконкомплексів в аморфному склі. У переважній більшості аморфних сполук, на відміну від кристалічних форм, в експериментальних спектрах неможливо ідентифікувати не тільки окремі фононні моди, але їх загальну кількість. Разом з тим, аналіз фізичних особливостей індивідуального та колективного впливу фононних коливань у серцевині волокон, які власне визначають ефективність підсилення стоксових сигналів, у даний час викликають підвищений інтерес. Результати теоретичного відтворення профілю ВКР підсилення світла з максимальною точністю, а також їх доповнення даними експериментальних

досліджень підсиленого спонтанного випромінювання (ПСВ) та оптичних шумів складають надійну фундаментальну основу для вирішення багатьох практичних проблем сучасної радіофізики. Зокрема, отримана в роботі аналітична апроксимація профілів ВКР підсилення шляхом оптимальної гаусової декомпозиції є головним початковим етапом моделювання широкого кола пристроїв ВКР фотоніки сучасними радіофізичними методами. Саме засоби ВКР фотоніки надають унікальну можливість практичного освоєння повного вікна прозорості волокон у 60 ТГц. Серед таких пристроїв, що вже широко застосовуються на практиці, виділяються підсилювачі з розширеною смугою підсилення понад 100 нм (з нерівномірністю $\sim 0,7$ дБ), багатохвильові ВКР лазери, а в перспективі – радіофотонна елементна база для терагерцових телекомунікацій.

Таким чином, тема дисертаційної роботи є актуальною як з фундаментальної, так і прикладної точок зору і належить до розділу сучасної радіофізики. Робота обумовлена необхідністю розробки нових підходів щодо розрахунку і чисельного моделювання широкосмугового ВКР підсилення, детальних досліджень оптичного шуму ВКР підсилювачів, а також потребами поглибленого розуміння фізичних процесів нелінійно-оптичного підсилення стоксового сигналу при його розповсюдженні в оптичному волокні.

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

Мета і задачі досліджень. Мета дисертаційної роботи полягає в експериментальних дослідженнях нелінійного оптичного підсилення світла та числовому моделюванні коливної динаміки домішкових нанокмплексів, яка формує профілі ВКР підсилення світла в різних типах одномодових волокон на основі кварцового скла.

Для досягнення поставленої мети були сформульовані та розв'язані наступні задачі:

- проаналізувати наявні експериментальні дані вимірювання підсиленого спонтанного випромінювання за схемою із зустрічною накачкою в режимі холостого ходу волоконного підсилювача в області 1420 нм ...1650 нм;
- вивчити особливості коливної динаміки домішкових наноконкомплексів при формуванні абсолютних профілів ВКР підсилення шляхом багатомодової декомпозиції та калібрування за відомими спектрами СКР в кількох кварцових волокнах;
- вдосконалити методику розділення вимушених та спонтанних внесків у вимірних спектрах підсиленого спонтанного випромінювання;
- розробити методику гаусової фільтрації шумів вимірювального обладнання при реєстрації підсиленого спонтанного випромінювання в режимі холостого ходу нелінійного оптичного підсилювача.

Об’єктом дослідження є нелінійний оптичний процес вимушеного комбінаційного розсіяння (ВКР), що проявляється в експериментальних спектрах підсиленого спонтанного випромінювання від кількох джерел накачки у стандартному волокні, а також в інших типах одномодових кварцових волокон, зокрема у чистому кварцовому волокні типу SMF, германо-силікатному волокні з підвищеною концентрацією домішок GeO_2 (до 25%), а також у волокнах із TiO_2 - та P_2O_5 - легованою серцевиною.

Предметом дослідження є залежність ефективності підсилення світла у кварцових волокнах від потужності накачки і параметрів різних легуючих наноконкомплексів, встановлення порогових умов лазерної генерації у цих типах оптичних волокон, а також фізичні особливості стоксових спектрів підсилення, які формуються під впливом аморфних наноконкомплексів від різних легуючих домішок у серцевині кварцового волокна.

Методи дослідження. У дисертації представлено результати радіофізичних досліджень, що отримані із залученням методів оптичної спектроскопії при вимірюванні підсиленого спонтанного випромінювання, яке є джерелом повного шуму на виході нелінійного оптичного підсилювача, а також методів спектральної декомпозиції з використанням стандартних функцій форми лінії, алгоритм нелінійної регресії Левенберга-Марквардта, чисельні методи апроксимації.

Обґрунтованість та достовірність результатів і висновків. Достовірність наукових висновків та результатів дисертаційної роботи забезпечується використанням як експериментальних, так і аналітичних методів сучасної радіофізики, теоретичним обґрунтуванням умов їх застосування. Отримані результати радіофізичних досліджень збігаються з

підтвердженими теоретичними та експериментальними даними і узгоджені з поглядами й положеннями інших авторів, які працювали над подібною проблематикою.

Наукова новизна одержаних результатів. Комплексні дослідження коливної динаміки молекулярних наноконкомплексів, що формують профіль ВКР підсилення, методами сучасної радіофізики в різних типах одномодових волокон призвели до наступних результатів:

1. Завдяки аналізу спектрів в розширеній області частот, яка об'єднує релеєвський та стоксово зсунутий діапазон, вперше запропоновано методику кількісного визначення величини індивідуального зсуву довжини хвилі ЛД накачки від інтенсивності його випромінювання.

2. Вперше виміряно абсолютне значення максимуму коефіцієнта ВКР підсилення $g_{Rmax}=0,2 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$ пасивним методом в режимі холостого ходу волоконного підсилювача. Метод засновано на вимірюванні сімейства спектрів підсиленого спонтанного випромінювання за різної потужності накачки. Експериментальну апробацію методу проведено в стандартному кварцовому волокні довжиною 50 км у стоксово зміщеній області частот від 50 см^{-1} до 1600 см^{-1} з використанням 4 окремих джерел накачки та за 5-ма фіксованими рівнями вихідної потужності у кожному джерелі. Головна перевага запропонованого методу полягає в суттєвому спрощенні методики вимірювань без використання зовнішніх сигналів.

3. Вперше апроксимовано складні профілі ВКР підсилення континуального типу простою функцією від частоти у вигляді лінійної комбінації 12 гаусових компонент у чистому SiO_2 , P_2O_5 і TiO_2 та 11 компонент у GeO_2 легovanому волокні, які враховують коливну динаміку домішкових наноконкомплексів. Показано, що сильна деформація профілів ВКР підсилення виникає під впливом відносно невеликих концентрацій домішок, які значно збурюють спектр коливних мод молекулярних наноконкомплексів у серцевині волокон. Встановлено, що головні коливні моди в матриці аморфного скла, які формують спектри оптичного підсилення у різних типах волокон, значно змінюються за всіма параметрами коливань – у кілька разів за амплітудою, в межах десятків см^{-1} за частотним положенням та сталими загасання.

4. Вдосконалено метод пасивного визначення профілю ВКР підсилення одномодового волокна із чистого кварцового скла шляхом застосування гаусової фільтрації шумів вимірювальної апаратури. Показано, що аналітичну функцію форми профілю ВКР підсилення на основі кількох гаусових компонент можна без додаткових ускладнень адаптувати до експериментальної

суміші спектрів підсиленого та спонтанного випромінювання. Головна перевага від отриманого ефекту згладжування шумів на експериментальних спектрах полягає у виключенні можливих оптичних завад в середині волокна та зовнішніх шумів від апаратури електронної реєстрації при одночасному збереженні всіх спектральних особливостей, які викликані коливною динамікою домішкових наноконкомплексів у серцевині оптичних волокон.

Практичне значення отриманих результатів. Отримані результати поглиблюють і доповнюють знання в області радіофізики та нелінійної волоконної оптики, зокрема коливної динаміки молекулярних наноконкомплексів у серцевині низки поширених волокон. Апроксимація профілів ВКР підсилення методом гаусової декомпозиції дає практично точне аналітичне представлення складних профілів у вигляді простої суперпозиції елементарних функцій. Це суттєво спрощує числові розрахунки при моделюванні широкого кола пристроїв ВКР фотоніки з наперед заданими характеристиками, серед яких надширосмугові оптичні підсилювачі, високоякісні лазери для інфрачервоного і видимого діапазонів та елементи радіо-фотонних пристроїв терагерцових телекомунікаційних систем. Результати експериментальних досліджень стоксового ПСВ і запропонована методика пасивного визначення профілю ВКР підсилення може бути використана для експрес-аналізу ВКР параметрів волокон як в лабораторіях, так і в умовах промислового виробництва. Запропонований метод гаусової фільтрації шумів вимірювальної апаратури дозволяє суттєво вдосконалити процедуру пасивного визначення профілю ВКР підсилення одномодового волокна із чистого кварцового скла.

Особистий внесок здобувача. Обрання теми, напрямків актуальних досліджень і формулювання мети й завдань було виконано разом з науковим керівником д. ф.-м. н., доц. Фелінським Г.С.

Автором самостійно проаналізовано сучасний стан досліджень в обраному напрямку, підготовлений огляд актуальної літератури за темою дисертації, проведено основну частину обробки даних експериментальних досліджень підсиленого спонтанного випромінювання в одномодовому волокні на основі кварцового скла із багатохвильовим зустрічним накачуванням, за експериментальними даними на спектрах релесівського розсіяння побудовано виміряні залежності довжини хвилі лазерів накачки від їх вихідної потужності, виконано числові розрахунки профілів ВКР підсилення у чистому кварцовому волокні, германо-силікатному волокні з підвищеною концентрацією домішок GeO_2 (до 25%), у волокнах із TiO_2 - та P_2O_5 - легованою серцевиною, а також отримані аналітичні вирази 4.2 – 4.4 для функцій форми профілю ВКР

підсилення у досліджених волокнах. За результатами проведених експериментальних досліджень написано наукові статті, взято участь у наукових конференціях.

Апробація результатів дисертації. Основні наукові та практичні результати роботи оприлюднені та обговорені на таких конференціях:

- IEEE 37th, 38th, and 39th International Conferences on Electronics and Nanotechnology, ELNANO 2017, 2018, 2019, Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute, Kyiv, Ukraine;
- International Symposium on Advanced Material Research, ISAMR'2017, Seoul, Korea, March, 17 -19, 2017;
- XIV, XVII, XVIII Int. Young Scientists' Conferences on Applied Physics, Kyiv, Ukraine, 2016, 2017, 2018;
- XXIII Galyna Puchkovska Int. School-Seminar "Spectroscopy of Molecules and Crystals". Kyiv, Ukraine, 25-27 Sep, 2017;
- XIII, XIV International conferences «Electronics and Applied Physics», Kyiv, Ukraine, 2017, 2018;
- II Всеукраїнська науково-практична конференція "Перспективні напрямки сучасної електроніки, інформаційних та комп'ютерних систем" MEICS-2017, Дніпро, 22-24 листопада 2017;
- VIII Українська наукова конференція з фізики напівпровідників (УНКФН-8), 2-4 жовтня 2018, Україна, Ужгород;
- VIII International Conference on Optoelectronic Information Technologies, PHOTONICS – ODS, Ukraine, Vinnytsia, VNTU October 2-4, 2018.

Публікації. За матеріалами дисертаційної роботи опубліковано 21 наукова робота: розділи у 2 колективних монографіях (1 вітчизняна та 1 зарубіжна), 5 статей у вітчизняних фахових журналах, та 14 тез доповідей на конференціях.

Структура і зміст роботи. Дисертація складається із вступу, чотирьох розділів, висновків, списку використаних джерел та чотирьох додатків. Вона містить 162 сторінки, із них 113 сторінок основного тексту, 41 рисунок, із них 7 на окремих аркушах, 4 таблиці, 4 додатки, список використаних джерел з 147 найменувань на 12 сторінках.

РОЗДІЛ 1.

МЕТОДИ НЕЛІНІЙНОЇ ОПТИКИ ТА ВИМУШЕНОГО КОМБІНАЦІЙНОГО РОЗСІЯННЯ ДЛЯ СТВОРЕННЯ ВОЛОКОННИХ ЛАЗЕРІВ ТА ОПТИЧНИХ ПІДСИЛЮВАЧІВ

Методологія нелінійної оптики, зокрема використання підсилення оптичного випромінювання за допомогою вимушеного комбінаційного розсіяння (ВКР) світла, корінним чином змінює вигляд оптичних засобів передачі та обробки інформації, розширюючи смугу робочих частот у терагерцовий діапазон частот, що дозволяє освоїти фемтосекундну область швидкодії. Загалом дослідження ВКР в одномодових оптичних волокнах складають фундаментальну основу для двох нових напрямів фотоніки – це, по-перше, ВКР лазери, а до другого напрямку відносяться ВКР підсилювачі оптичного випромінювання.

Сучасні досягнення технології волоконних лазерів, в яких реалізуються рекордні характеристики з точки зору спектральної чистоти та ширини смуги генерації [1], вихідної потужності, енергії та тривалості надкоротких імпульсів, 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 волоконних лазерних джерел на рідкоземельних іонах [2], зокрема з тандемним [3], та двостороннім [4] помпуванням, так і для безінверсних лазерів на ефекті ВКР [5], [6]. Наприклад, ВКР лазер на довільній довжині хвилі можна побудувати за допомогою короткого (~30 м) шматка 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 ефективно 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 на 70-метровому

відрізку германієвого волокна. Високоєфективний ВКР перетворювач із 1080 нм на 1120 нм в GeO_2 -легованому волокні є ключовим елементом такого лазера з кіловатною вихідною потужністю.

Першим спостереженням ВКР випромінювання у скляному оптичному волокні зараз прийнято [9] вважати роботу [15], 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) в 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 розповсюдження у волоконно-оптичних системах у самий останній час. В них передавальне волокно одночасно використовується як підсилювальне середовище. В лазерах та дискретних підсилювачах звичайно застосовують спеціалізовані волокна (КР волокна) зі спеціальними характеристиками, які дозволяють цим КР пристроям працювати більш ефективно.

1.1. Фундаментальні особливості прояву ВКР підсилення світла у кварцових волокнах

Підсилення оптичного сигналу завдяки ефекту ВКР отримують на зміщеній частоті відносно частоти накачки, причому на величину, що відповідає енергії оптичного фону за рахунок передачі потужності від накачки до сигналу. У класичній теорії ВКР наростання потужності сигналу на стоксовій частоті P_s при його розповсюдженні вздовж одномодового волокна описують синхронною ВКР взаємодією із потужністю хвилі накачки P_p у вигляді:

$$\frac{dP_s}{dz} = \gamma_R P_s = g_R P_p P_s. \quad (1.1)$$

Співвідношення (1.1) дозволяє безпосередньо визначити фізичний зміст двох взаємозв'язаних параметрів $\gamma_R = g_R P_p$, де кожна величина γ_R та g_R відповідає коефіцієнту ВКР підсилення за потужністю. Зазначимо, що коефіцієнт g_R , який не залежить від потужності накачки, є головним параметром нелінійної ВКР взаємодії, який є предметом аналізу в нашій роботі.

Замість співвідношення (1.1) ВКР підсилення часто визначають не через потужності, а через інтенсивності відповідних хвиль, що взаємодіють між собою. Тоді зростання інтенсивності у випадку ВКР буде описуватись як:

$$\frac{dI_s}{dz} = \tilde{g}_R I_p I_s, \quad (1.2)$$

і тоді $\tilde{g}_R = g_R A_{ef}$ називають коефіцієнтом ВКР підсилення за інтенсивністю, $I_p = P_p / A_{ef}$ – інтенсивність хвилі накачки, I_s – інтенсивність хвилі стоксового сигналу, а A_{ef} – ефективна площа серцевини волокна. Зазначимо, що в (1.2) обидва коефіцієнти $\tilde{g}_R$ та g_R описують ВКР підсилення – відповідно за інтенсивністю та за потужністю. Однак перший вимірюється в одиницях м/Вт, а другий – вимірюють в одиницях (Вт·км)⁻¹, оскільки вони однозначно зв'язані між собою через ефективну площу A_{ef} волоконної серцевини, яка має постійне значення для кожного конкретного волоконного зразка. Оскільки обидва ці параметри описують підсилення хвилі, то їх однаково часто використовують і для теоретичного моделювання параметрів ВКР у волокнах, і для обробки даних експериментальних досліджень. Приймаючи до уваги розмірність кожної із зазначених величин, їх використання не призводить до жодних непорозумінь. Тому в нашій роботі загальноприйняте позначення коефіцієнта ВКР підсилення g_R застосовується в обох випадках, а позначку «тильда» в подальшому тексті ми опускаємо.

1.1.1. Особливості експериментальних спостережень ВКР підсилення світла в одномодових волокнах на основі кварцового скла

В ізотропному волокні коефіцієнт g_R ВКР підсилення зв'язаний із нелінійною сприйнятливістю третього порядку $\chi^{(3)}$, а саме з її уявною частиною. Однак, при експериментальних дослідженнях спонтанного КР вимірюють значення його диференціального поперечного перерізу для окремого молекулярного коливання. Це означає, що кожне із численних КР активних коливань

молекулярної системи волокна вносить свій вклад у формування як спектра КР, що має достатньо складну структуру, так і уявної частини нелінійної сприйнятливості третього порядку $\chi^{(3)}$.

В результаті значного розширення коливних ліній профіль ВКР підсилення набуває вигляду складного та неоднорідного континуума. Криві спектрального розподілу ВКР підсилення $g_R(\omega)$ для кількох поширених оптичних волокон на основі кварцового скла представлені на Рис. 1.1.

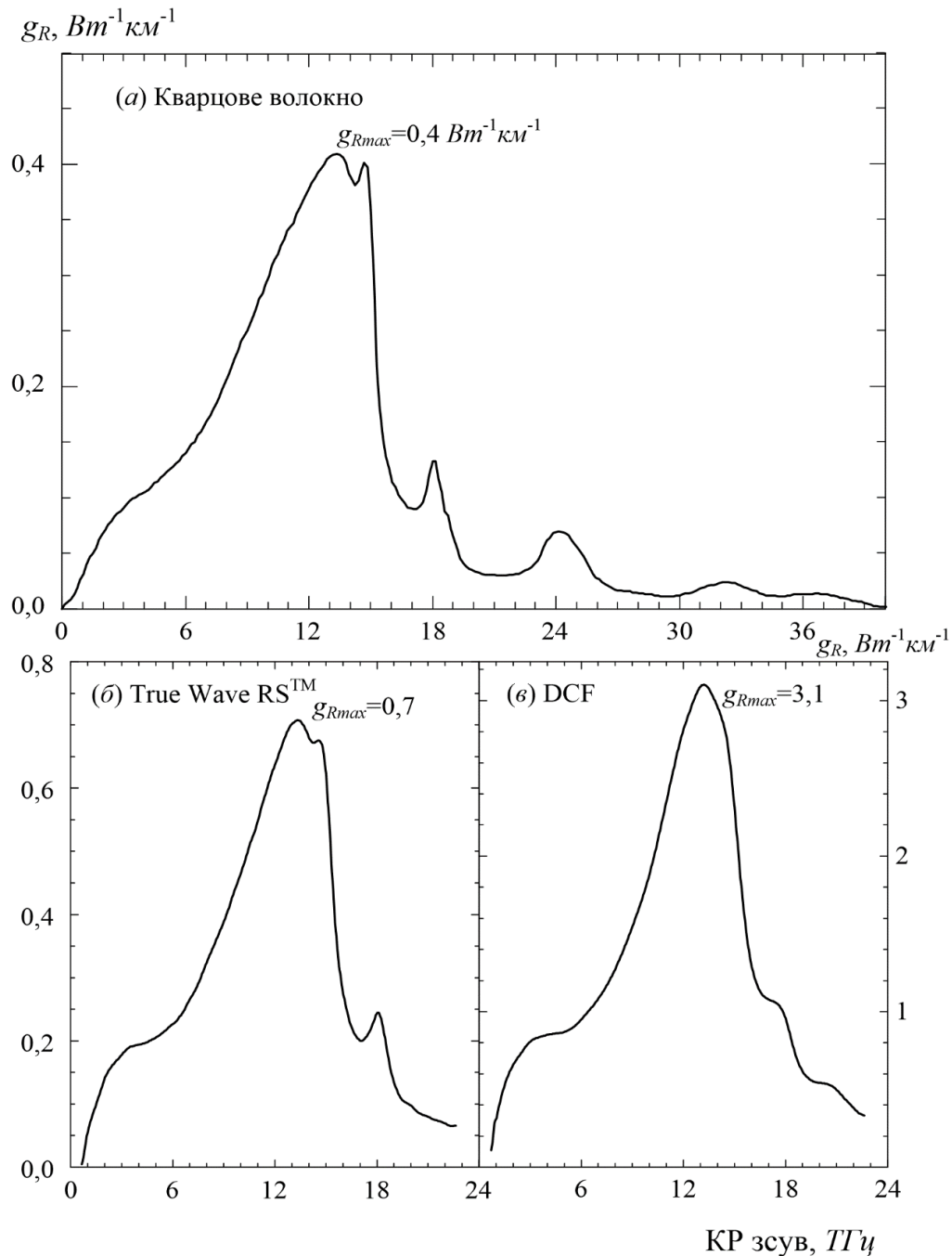


Рис. 1.1 Спектральні профілі ВКР підсилення у поширених волокнах на основі кварцового скла: *a* – стандартне кварцове волокно; *б* – волокно типу True Wave RSTM; *в* – волокно зі зміщеною дисперсією, що має майже на

порядок більший коефіцієнт підсилення, ніж звичайне кварцове волокно

Ці типи одномодових волокон широко застосовуються в сучасних телекомунікаційних системах для передачі оптичних сигналів. На Рис.1 показано профілі ВКР підсилення для волокна з чистого плавленого кварцу (Рис. 1.1а), волокна із фірмовою назвою TrueWave RSTM (Рис. 1.1б), що має оптимізовану дисперсію, та волокна зі зміщеною дисперсією (Рис. 1.1в).

Видно, що профілі ВКР підсилення суттєво залежать від складу та домішок у серцевині волокна. Крім того помітним чином змінюється і максимальне значення ВКР підсилення g_{Rmax} . Відмітимо, що вся смуга підсилення простирається до частот ~ 40 ТГц. Іншою, досить важливою особливістю всіх профілів ВКР підсилення у кварцових волокнах є те, що $g_R(\omega)$ має широку півширину смуги ~ 5 ТГц. Таке значне розширення є наслідком не кристалічної будови кварцового скла. Саме завдяки величезному розширенню та перекриттю ліній фононного спектра ВКР підсилення у кварцових волокнах набуває безперервного вигляду та перекриває широкий діапазон частот. Однак, з практичної точки зору, це дозволяє використовувати оптичні волокна не тільки як активні середовища для оптичних підсилювачів з робочою смугою у десятки ТГц, але і для ВКР лазерів з великим діапазоном перебудови смуги випромінювання.

Фізичний механізм підсилення оптичної хвилі на ефекті ВКР в одномодовому волокні полягає в наступному. За умови, коли різниця частот між слабким інформаційним сигналом на частоті ω_s , який поширюється у волокні разом з накачкою на частоті ω_p , тобто значення $\omega_p - \omega_s$ буде знаходитися в межах смуги спектра КР, то сигнал матиме ВКР підсилення як стоксова хвиля. Найбільше підсилення, очевидно, матимуть частотні компоненти сигналу поблизу від максимуму розподілу $g_R(\omega)$, тобто для частот стоксових хвиль сигналу ~ 440 см⁻¹ ($\sim 13,2$ ТГц). Це значення у 13,2ТГц розглядається зараз граничне для розширення смуги робочих частот підсилювачів, причому в телекомунікаційних вікнах навколо 1500 нм воно відповідає приблизно 100 нм.

Представлені на Рис. 1.1 профілі ВКР підсилення відповідають лінійній поляризації сигналу, яка паралельна до накачки. Слід зазначити, що в ортогональній поляризації головний пік підсилення зменшується більш ніж на порядок і майже повністю зникає [16]. Тому для вирішення проблеми асиметричного підсилення ортогональних поляризацій використовують два джерела накачки із ортогональними поляризаціями випромінювання, але строго

на одній довжині хвилі. До того ж залежність підсилення від поляризації хвиль накачки та сигналу майже не проявляється зовсім у переважній більшості волокон, оскільки всі вони не підтримують поляризацію обох хвиль при їх розповсюдженні.

До переваг ВКР підсилювачів, які є суттєвими з практичної точки зору відносять наступні. По-перше, вони створюють можливість дуже економічного вдосконалення існуючих мереж зв'язку, оскільки ВКР підсилення реалізується в будь-якому волокні. Тому глибоку модернізацію виконують без прокладання нових ліній, а лише заміною обладнання у кінцевих пунктах. По-друге, оптичне підсилення можна реалізувати в області від 0,3 до 2 мкм, тобто в усій області прозорості волокна, оскільки підсилення не пов'язане із інверсією населеностей та має нерезонансний характер. По-третє, існує можливість регулювання як рівномірності, так і ширини смуги підсилення за відповідного вибору довжин хвилі та потужності помпування. За допомогою кількох джерел накачки коригування нерівномірності підсилення досить легко здійснюється на практиці шляхом відповідного вибору потужності накачок та встановлення максимумів підсилення на потрібну довжину хвилі. З цією метою в роботах [17-27] кількість довжин хвиль джерел накачування варіювалась від 2 до 12 і навіть більше. Показано також [28-31], що високої рівномірності коефіцієнта підсилення можна досягти шляхом відповідного підбору потужності випромінювання для кожного джерела накачки. Відмітимо також, що прийнятну для багатьох застосувань рівномірність коефіцієнта ВКР підсилення має одна окрема накачка, причому в початково дуже широкій смузі пропускання ~ 5 ТГц.

У процесі практичного застосування ВКР підсилювачів було подолано кілька проблем, що раніше заважали їх розвитку. По-перше, ВКРП показували низьку ефективність використання накачки за малої потужності сигналу у порівнянні з ЕЛВП - ербієм леггованими волоконними підсилювачами. З іншого боку саме низьку ефективність використання накачки згодом вдалось використати для регулювання підсилення у ВКРП. По-друге, зосереджені ВКР підсилювачі працюють на волокнах значно більшої довжини. Однак, коли розповсюдження оптичного сигналу суміщають із розподіленням його підсиленням, то цей недолік обертається на перевагу. Крім того цей недолік значно пом'якшують при реалізації підсилення на волокні, яке призначене для компенсації дисперсії. Нарешті високий коефіцієнт шуму ВКР підсилювачів відносять до третього недоліку. Крім того, нелінійно-оптичне підсилення теоретично повинно супроводжуватись нелінійними спотвореннями у

багатоканальних системах.

В результаті після експериментального підтвердження високої ефективності ВКР у волокнах ще досить тривалий час сам ефект відносили до лабораторної екзотики. Вважалось, що ВКР не матиме практичного застосування. Однак технологічні досягнення останніх років спростували такі висновки та перетворили ВКРП на практичні пристрої для інформаційних технологій. Одночасно удосконалення ВКР підсилювачів до сучасного рівня йшло не стільки шляхом поглиблення розуміння фізики ВКР, а скоріш саме за рахунок впровадження нових технологій. Саме завдяки таким технологічним досягненням сучасні ВКР підсилювачі зараз вважаються технічно майже довершеними фотонними пристроями. Наприклад, КР дослідження промислових зразків волокон, що раніше призначалися для компенсації дисперсії, виявило більш ніж десятикратне збільшення ефективності ВКР у порівнянні із стандартним волокном у чистому кварцовому склі. Останнім часом досить успішно розробляються нові зразки волокон із підвищеною ефективністю ВКР підсилення завдяки різним профілям та різними параметрами дисперсії.

До ранніх технологічних причин обмеженого застосування ВКР підсилення можна віднести практичну недосконалість оптичних схем на основі газових чи неодимових лазерів, які переважно застосовувалися у перших експериментах. Вдосконалення технології та сучасний стан волоконної оптики багато в чому зобов'язані двом фундаментальним досягненням – створенню подвійних гетероструктур у напівпровідникових сполуках та відкриттю явища фоточутливості оптичних волокон.

Сучасні приймачі та передавачі в оптичних системах зв'язку використовують елементи оптоелектроніки на подвійних гетероструктурах у сполуках A_3B_5 [32] та стали основою створення сучасних напівпровідникових лазерів. Лазерні діоди (ЛД) є компактними та мініатюрними пристроями, що випромінюють у ближній інфрачервоній та видимій області. Їх висока квантова ефективність (до 90%) у порівнянні з усіма іншими лазерними джерелами, що використовують оптичне помпування [33], зразу ж поставила їх поза конкуренцією для волоконно-оптичних застосувань. Базова роль, яку відіграють ЛД для сучасної фотоніки, є певним чином аналогічною до ролі блоків електроживлення для електроніки. Саме ЛД забезпечують оптичне помпування для оптичних ВКР підсилювачів і різноманітних волоконних лазерів (включаючи ВКР, Er^{3+} , з подвійною оболонкою [34] тощо).

На цій фундаментальній основі другим ключовим досягненням для ВКР

підсилювачів стала поява високо потужних лазерних діодів накачки та волоконних лазерів з оболонковою накачкою. Рівень вихідної потужності у сотні міліват і вище, який досягнутий останнім часом, дозволяє застосувати ЛД для ефективного оптичного накачування широкого кола волоконних пристроїв. Волоконні лазери із оболонковою накачкою досягають вихідної потужності, яка значно перевищує рівень 10 Вт в ОМВ. Серійні лазерні діоди мають вихідну потужність, яка перевищує 300 мВт, та реалізують вихідну потужність з ОМВ [16] значно більшу за один ват.

На розвиток технології для волоконно-оптичних систем суттєвий вплив здійснило відкриття явища фоточутливості волокон [35]. Це дало можливість запису волоконних бреггівських ґраток (ВБґ) [36-40] у серцевині волокон, що багато в чому дозволило підвищити технічний рівень сучасної волоконної оптики. В результаті застосування ВБґ будь-який елемент чи модуль традиційної оптичної схеми зараз виготовляють у монолітно інтегрованому виконанні безпосередньо у серцевині одномодового волокна. Практичне значення ВБґ для волоконної оптики, у загальних рисах, дуже нагадує відомий ефект, що був отриманий в електроніці при переході від дискретних елементів до інтегральних схем.

Завдяки застосуванню волоконних ґраток тепер стали доступними спеціальні пристрої вводу та виводу випромінювання, мультиплексори для розділення за довжинами хвиль (WDM), тощо. Їх легко можна включати до складу усіх волоконних конфігурацій. Більше того, тепер також серійно виготовляються об'ємні оптичні пристрої із волоконним вводом, що мають підвищену надійність за рахунок безклеювих технологій. В результаті промислові зразки волоконних підсилювачів тепер значно більш стійкі до впливів оточуючого середовища, особливо у порівнянні із прототипом в об'ємному виконанні. Тому параметри сучасних ВКРП у повністю волоконній конфігурації були забезпечені збільшенням потужності накачки у 100 разів та десятикратним збільшенням коефіцієнтів ВКР підсилення у новітніх волокнах.

1.1.2. Схемо-технічна реалізація ВКР підсилення світла в одномодових волокнах

Класифікація ВКР підсилювачів включає до себе два основних класи: зосереджені (тобто дискретні) та розподілені. Раніше значний інтерес викликали гібридні підсилювачі, які мали ВКРП у сполученні з ЕЛВП [41 – 46], зокрема з використанням нелінійних волокон [47 – 52]. Неабиякі перспективи щодо суттєвого розширення області робочих довжин хвиль з одночасним

зниженням оптичного шуму мають інші гібридні ВКРП з параметричними підсилювачами у нелінійних волокнах [53 – 55]. Оптичне підсилення на 10 дБ у смузі 208 нм було експериментально отримано в роботі [53] як результат сполучення ВКРП і параметричного підсилення у волокні з підвищеною нелінійністю з використанням імпульсної накачки потужністю 10 Вт.

У волоконних телекомунікаційних системах підсилення сигналу традиційно виконували дискретні ВКР підсилювачі. Дискретний ВКРП зосереджує всю потужність накачки в обмеженому відрізку волокна довжиною L , який розміщується всередині підсилювача. Типову схему дискретного ВКР підсилювача ми наводимо на Рис. 1.2, де (а) - схема накачування та (б) - спектральний розподіл або профіль ВКР підсилення, що є стоксово зсунутим по відношенню до частоти накачки. Дискретний ВКРП може мати як зустрічну, так і пряму накачку по відношенню до напрямку розповсюдження сигналу вздовж активного волокна довжиною L (Рис. 1.2 а); можлива також комбінована накачка в обох напрямках. Пристрої вводу випромінювання накачки у ВКРП, які показано на Рис. 1.2, містять поворотні дзеркала. Зауважимо, що в сучасному виконанні їх заміняють волоконними відгалужувачами на ВБГ, які мають більшу ефективність, компактність та надійність.

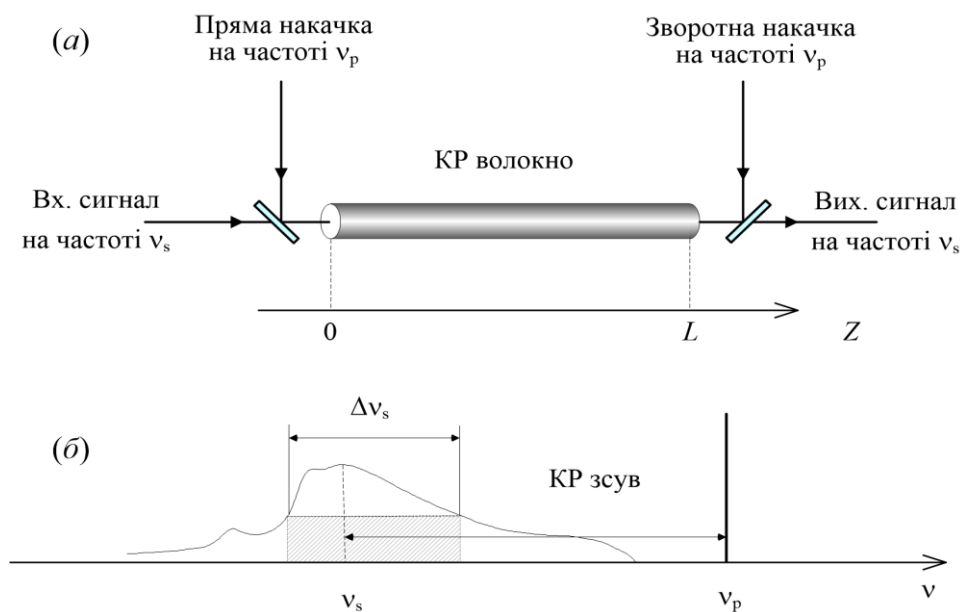


Рис. 1.2 Конструктив зосередженого або дискретного ВКР підсилювача, в якому потужність накачки діє на обмеженій довжині активного волокна, розміщеного всередині корпусу підсилювача. (а) - схема помпування, (б) - спектральний розподіл профілю підсилення по відношенню до частоти накачки

Дискретний ВКРП має смугу підсилення $\Delta\nu_s$, центр якої розташований на частоті ν_s із фіксованим частотним зсувом від частоти помпування ν_p , індивідуальним для кожного волокна (рис. 1.2 б). Відповідно профіль підсилення та його спектральне положення цілком залежить від параметрів джерела накачки.

За допомогою оптичних ізоляторів, які розташовані по обидва боки підсилювача, здійснюють концентрацію потужності накачки всередині самого підсилювача і вона не виходить за його межі.

У розподіленому ВКРП потужність накачки розповсюджується вздовж транспортного волокна разом із сигналами телекомунікаційної системи. Саме передавальне волокно мережі використовується розподіленим ВКРП, як підсилювальне середовище, що показано на Рис. 1.3, Аналогічно до вже розглянутого випадка дискретного підсилювача, висока потужність накачки використовується розподіленим ВКРП трьома шляхами: а) у прямому напрямку до розповсюдження сигналу на передавальному кінці волоконної лінії зв'язку (Рис. 1.3а); б) у зустрічному напрямку (Рис. 1.3б) на приймальному кінці лінії та в) в обох напрямках між окремими сегментами лінії (Рис. 1.3в).

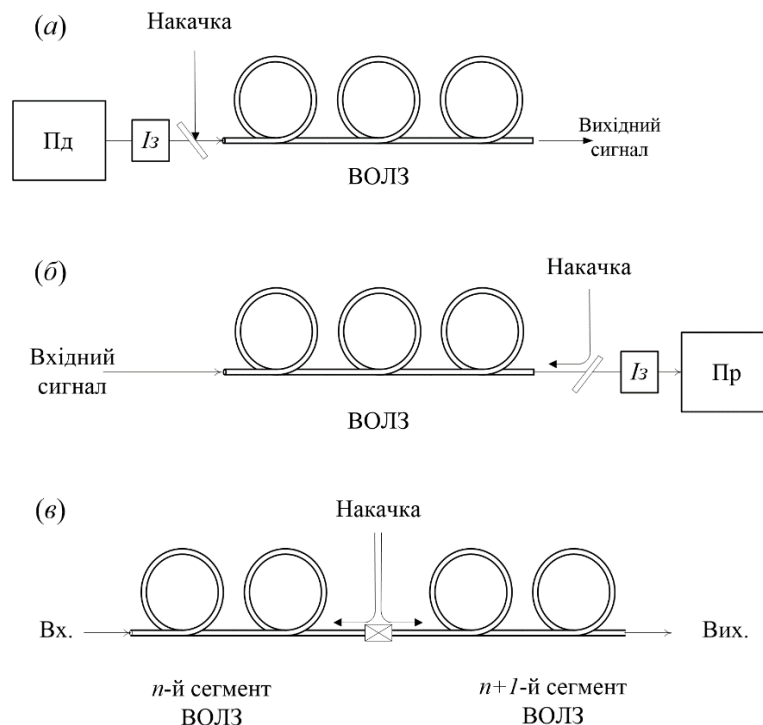


Рис. 1.3 Основні різновиди розподілених ВКРП, що одночасно використовують передавальне волокно як підсилювальне середовище. Потужну накачку використовують: (а) у прямому до сигналу напрямку на передавальному кінці волоконної лінії зв'язку; (б) у зустрічному напрямку

на приймальному кінці та (є) – в обох напрямках між окремими сегментами лінії

Унікальні можливості розподілених ВКРП з покращення відношення сигнал/шум та зменшенню нелінійних спотворень зумовили їх широке застосування в сучасних системах передачі та обробки інформації. Зниження спотворень оптичного сигналу при застосуванні розподіленого ВКРП із зустрічним помпуванням зазвичай якісно пояснюють [16] наступним чином. За високого рівня сигналу, який буде на великому віддаленні від джерела помпування підсилення взагалі не потрібне, оскільки рівень сигналу достатньо високий для його беззастережного розрізнення на фоні слабких шумів. Тому відсутність підсилення сигналу в результаті загасання накачки на великій відстані від джерела помпування грає позитивну роль, оскільки стає на заваді надмірному підвищенню потужності сигналу, що робить нелінійні ефекти мінімальними. При подальшому розповсюдженні сигналу та наближенні до джерела накачки посилюється вплив розподіленого ВКРП, який запобігає надмірному падінню потужності сигналу по відношенню до рівня шуму. В результаті, відношення сигнал/шум завдяки присутності розподіленого ВКРП виявляється вищим у порівнянні з випадком відсутності підсилення.

Розподілений ВКРП часто розглядають як пристрій для видалення оптичних втрат із окремої ділянки волокна. Якщо покращувати відношення сигнал/шум, то це буде еквівалентним до збільшення довжини інтервалу між підсилювачами. Зокрема, в при оптимально накачаному розподіленому ВКРП підсилювальні ділянки можна розташовувати через 80 км. Альтернативне використання дискретних підсилювачів може забезпечити такі ж параметри лінії при розташуванні ретрансляторів на відстані від 35 до 38 км. Отже, розподілений ВКРП забезпечує таке ж еквівалентне підсилення, як і значно більш близько розташовані дискретні підсилювачі, а їх використання у телекомунікаціях є дуже привабливим економічним стимулом.

Переваги використання розподілених ВКРП у телекомунікаційних системах досить детально описані в науковій періодиці. Головним застосуванням таких підсилювачів зазвичай є збільшення відстані між ретрансляторами з одночасним збільшенням бітової швидкості в лінії передачі. При цьому на практиці можна спостерігати покращення відношення сигнал/шум (Q) у розподіленому ВКРП. Ще один позитивний ефект від застосування цих ВКРП полягає у зменшенні інтервалу між каналами, особливо при роботі поблизу від довжини хвилі нульової дисперсії. Виграш, що досягається в цих випадках, виникає за рахунок зменшення нелінійних

спотворень і саме ця особливість властива розподіленому ВКРП.

У багатьох експериментах виявилось, що використання розподілених ВКРП дозволяє збільшити довжину регенераційної ділянки. В роботі [56] вперше використана технологія надширокосмугового розподіленого ВКРП для системи передачі інформації з розділенням за довжинами хвиль у С – та L – телекомунікаційних вікнах для далекого зв'язку. Автори повідомили про передачу багатоканального сигналу із загальною швидкістю 1,28 Тбіт/с на відстань понад 840 км по стандартному ОМВ з 140-кілометровим інтервалом між ретрансляторами. Для порівняння, типовий інтервал підсилювача у попередніх лініях зв'язку складав приблизно 80 км. Застосування надширокосмугового розподіленого ВКРП дало ефект покращення оптичного відношення сигнал/шум на 3,7 дБ у С- вікні и на 4,3 дБ у L- вікні. В роботі [57] наведені результати польових випробувань розподіленого ВКРП, який давав 3,8 дБ виграшу у порівнянні з використанням тільки дискретного ЕЛВП для 5×120-кілометрової лінії передачі. Особливий інтерес викликає те, що експеримент з випробуванням розподілених ВКРП на 8-канальній системі передачі зі швидкістю 10 Гбіт/с в кожному каналі проводили на п'яти 120-кілометрових ділянках, що мали 40 км давно змонтованих багаторічних волокон. За оптимального рівня потужності накачки в 650 мВт, середня на канал величина Q була збільшена на 3,8 дБ для 5×120-кілометрової системи, а кількість 120-кілометрових проміжків з ймовірністю похибки 10^{-9} було збільшено з трьох до п'яти.

1.1.3. Системотехнічна класифікація ВКР підсилювачів

Спираючись на системотехнічний підхід до класифікації ВКР підсилювачів та в залежності від їх конкретного застосування можна виділити: лінійні підсилювачі, підсилювачі потужності та вхідні підсилювачі. Особливі вимоги висувають до мережевих підсилювачів, які виділяють в окрему групу [58].

Лінійні підсилювачі служать для відновлення рівня послабленого сигналу внаслідок згасання оптичної хвилі у волокні; вони встановлюються у проміжних точках між регенераторами наддалеких телекомунікаційних систем. Кожний лінійний підсилювач, як правило, складається із двох інших типів – підсилювача потужності на виході та вхідного підсилювача на прийемальному кінці.

Підсилювачі потужності (також мають назву бустерів) призначені для підсилення сигналу малопотужних лазерних діодів; вони встановлюються

безпосередньо після лазерних передавачів.

Вхідні підсилювачі підвищують потужність оптичного сигналу до рівня, що необхідний для електронної реєстрації цифрових потоків; встановлюються безпосередньо перед фотоелектронним приймачем. Волоконно-оптичні підсилювачі зараз застосовуються на заміну когерентних оптичних приймачів, що значно спрощує реалізацію систем та покращує їх економічність.

Всі три типи оптичних підсилювачів - лінійні, вхідні та бустери – можуть застосовуватись як у дискретному, так і в розподіленому конструктиві. Однак, системо-технічна реалізація підсилювачів має гранично простий вигляд у разі розподіленого підсилення. Саме в цьому випадку матимемо мінімальні витрати на реконфігурацію системи. Зміни конфігурації обмежуються лише тим, що у деякій, найбільш доступній точці ТКС або між її сегментами в існуючу лінію вставляється відповідний напрямлений відгалужувач. Суттєвого вдосконалення параметрів ТКС досягають простим вмиканням накачки, що безпосередньо приєднується від зовнішнього джерела до цього відгалужувача та забезпечується підсилення оптичного сигналу.

Мережевий підсилювач фактично є підсилювачем оптичної потужності сигналу. Однак локальні інформаційні мережі висувають певні специфічні вимоги до його застосування та конструкції. Саме завдяки цим особливостям такі підсилювачі зазвичай виділяють у окрему групу. Наприклад, коли виникає вимога запобігання від проникнення потужної накачки у зовнішню мережу, то в якості мережевих підсилювачів доцільно використовувати лише дискретні ВКРП.

Наведена класифікація не включає типи активних волокон і тому застосовується до всіх без винятку оптичних підсилювачів. Однак розподілене підсилення оптичних хвиль можуть реалізовувати тільки ВКРП, причому підсилення отримують в усіх без винятку волокнах, а не тільки у спеціально легованих, як в ЕЛВП та інших активованих волокнах. Фізика процесу ВКР не створює жодних принципів обмежень на використання будь-якого матеріалу. Дійсно ефект вимушеного випромінювання проявляється у будь-якому кварцовому волокні, навіть без спеціального легування, хоча із різними поперечними перерізами. Отже, ВКРП технологічно добре вписуються в існуючі ТКС, не потребують радикальних змін параметрів волокон, що суттєво знижує вартість їх виробництва.

1.1.4. Провідна роль ВКР підсилювачів світла в освоєнні вікон прозорості кварцових волокон

Три області оптичного спектру - навколо довжин хвиль: 850 нм, 1300 нм та 1550 нм – початково виділялися для оптичного зв'язку з використанням одномодового кварцового волокна. Перша з них визначалась, головним чином, економічними міркуваннями, оскільки на межі 70-х років з'явилися дешеві та ефективні напівпровідникові випромінювачі на 0,85 мкм, що дозволило освоїти першу область оптичного спектру для передачі інформації. Однак для підвищення дальності зв'язку виникла необхідність використання вікон прозорості кварцового волокна в діапазонах 1300 та 1550 нм. Ці області, як видно на Рис. 1.4, мають мінімальне згасання оптичних сигналів. Спектральна ширина кожного з цих двох діапазонів за довжиною хвилі дорівнює 200 нм, що в сумі еквівалентне частотній смузі не менше 60 ТГц.

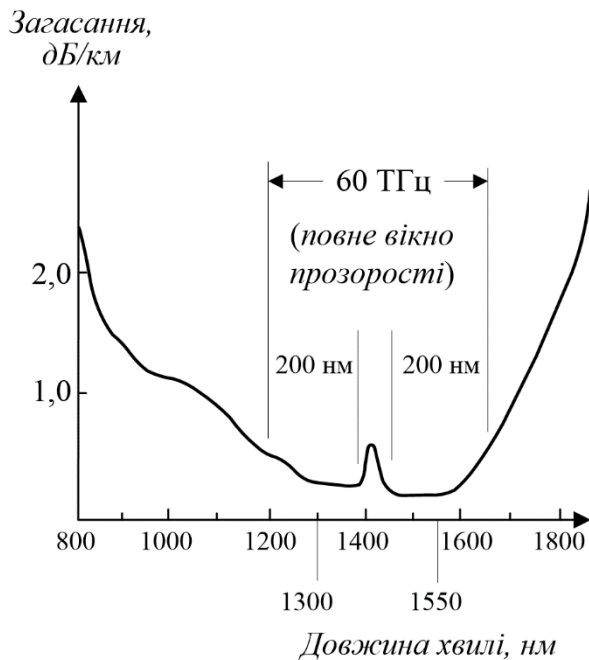


Рис. 1.4 Вікна прозорості та робочі діапазони оптичного волокна

Для наглядного уявлення про смугу пропускання, наприклад 1 ТГц, можемо порівняти її зі смугою супутникових систем зв'язку з використанням геостационарної орбіти. Для обох вікон прозорості атмосфери 2–4 ТГц та 10–12 ТГц сумарна смуга складає 4 ТГц. За умови щільного розташування супутників на геостационарній орбіті, тобто якщо супутникові кластери розташувати через 2° , то для кожної наземної станції можна отримати не більше 90 просторово розділених каналів. Отже смуга для передачі інформації дорівнює $90 \times 4 = 360$ ТГц = 0,36 ТГц.

Таким чином, в смугу із шириною 1 ТГц загальну інформаційну ємність геостационарної орбіти можна вкласти майже тричі!

Спостерігаючи за постійним вичерпанням пропускнуої спроможності діючих телекомунікаційних систем на оптичному волокні завдяки неперервному зростанню об'єму даних, що передаються, проблема збільшення швидкості обміну усвідомлюється з усією гостротою. Три способи вирішення проблеми відомі кожному фахівцю:

1) прокласти додатковий волоконний кабель;

- 2) збільшити швидкість передачі інформації в окремому каналі;
- 3) спектрально розділити канали, тобто застосувати мультиплексування з розділенням за довжинами хвиль (Wavelength Division Multiplexing, WDM).

Недоліки першого підходу цілком очевидні, якщо прийняти до уваги смугу робочих частот оптичного волокна. Другий варіант активно реалізується останнім часом - швидкість передачі інформації підвищена від стандарту 1 Гб/с до 2,5 Гб/с, а потім до 10 Гб/с. Швидкість передачі 40 Гб/с вже стала промисловим стандартом і отримала широке розповсюдження у розвинених країнах. Кожний з етапів підвищення пропускної спроможності повинен усувати багато технічних перешкод, серед яких часто виникають обмеження фундаментального характеру. Однак, постійно створюються принципово нові технології, що переборюють ці обмеження. В результаті швидкість передачі інформації в мережах далекого зв'язку вдається підняти над здавалось би непереборними границями. Відносно недавно повідомлялось про лінії передачі зі швидкістю 160 Гб/с, але їх промислове впровадження вже розпочалось у 10-х роках нинішнього сторіччя. Такий прогрес вимушує робити оцінки про неможливість часового ущільнення зі швидкістю, наприклад, понад 1 Тб/с з великою обережністю. Разом з тим, до повного використання пропускної спроможності оптичного волокна зараз ще досить далеко, оскільки найшвидший із відомих каналів займає лише 0,5 % від потенційної смуги пропускання каналу 60 ТГц.

Технологія WDM здійснює розподіл каналів передачі інформації за довжинами хвиль, що відповідає хвильовому мультиплексуванню або спектральному ущільненню. Цей підхід, по суті, нагадує добре відоме частотне розділення каналів, але виконується воно в оптичному середовищі передачі. При об'єднанні обох вікон прозорості на 1310 нм і 1550 нм в одному оптичному волокні, тобто у своєму найпростішому варіанті технологія WDM використовується з 1980 р. Але раніше сфера її застосування обмежувалася тільки міжміським телефонним зв'язком або кабельним телебаченням. Сучасні варіанти цієї технології - це "щільне" WDM (dense WDM, DWDM) та "високо щільне" WDM (high dense WDM, HDWDM).

На практиці сучасний вигляд хвильового мультиплексування був започаткований появою оптичних підсилювачів із широкою смугою робочих частот. Історично перший такий підсилювач був реалізований у волокні із серцевиною, що легована домішками іонів Er^{3+} . Ербієм легований волоконний підсилювач (ЕЛВП) перекривав смугу довжин хвиль 1528-1562 нм, що відповідає смузі підсилення 4,3 ТГц (Рис. 1.5а).

Саме тому частину вікна прозорості поблизу 1,55 мкм в стандартному волокні зараз називають С-вікном, хоча її часто розширюють до 1520-1570 нм (6,3 ТГц). Літера «С» у позначенні відповідає англійському терміну C-Band (Conventional Band), тобто звичайна смуга. Тоді L-вікно на довжинах хвиль

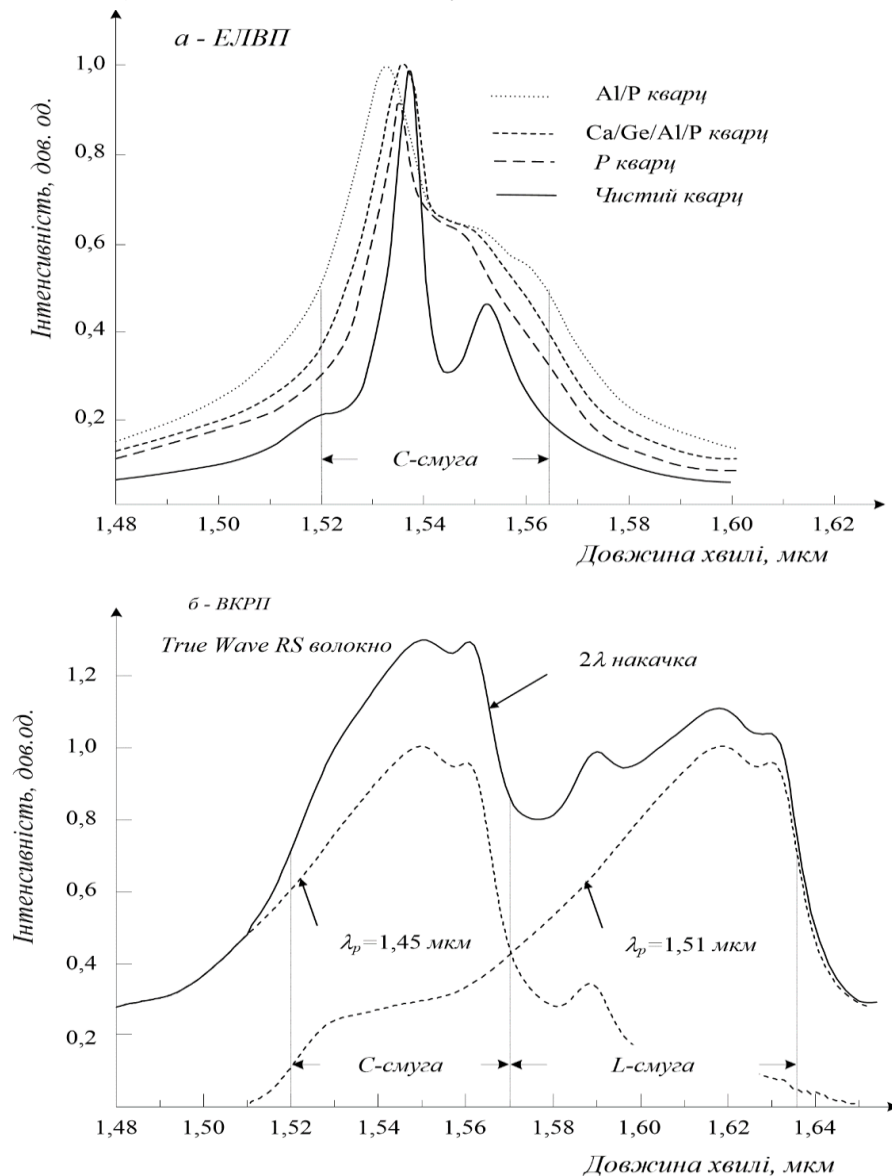


Рис. 1.5 Смуги робочих довжин хвиль для двох типів підсилювачів оптичного випромінювання в одномодових волокнах: а) Er^{3+} легований волоконний підсилювач з додатковими домішками у матриці скла серцевини; б) волоконний КР підсилювач у стандартному волокні типу True Wave RSTM з двома джерелами накачки з $\lambda_p = 1,45$ та $1,51$ мкм

1570-1610 нм відповідає довгохвильовій частині діапазону максимальної прозорості, тобто L-Band (Longwave Band) – це смуга довгих хвиль. Сумарна область частот С+L вікна перекриває смугу 12,2 ТГц, що дозволяє розмістити до 244 інформаційних каналів з кроком 50 ГГц або 122 канали – з кроком

100 ГГц.

Підкреслимо, що тільки ВКР підсилення зараз спроможне забезпечити смугу підсилення одночасно в обох C+L вікнах (Рис. 1.5). Використання багатохвильової накачки у ВКРП, що працюють з кількома довжинами хвиль накачки, дозволяє перекрити граничну смугу 13 ТГц. Крім того, ВКРП можуть працювати практично в будь-якій області довжин хвиль, зокрема у вікні прозорості волокна поблизу 1,3 мкм або при освоєнні S-вікна. Позначення S-Band (Shortwave Band) відповідає короткохвильовій смузі. Інтерес до освоєння S-вікна з'явився останнім часом, оскільки воно стає дуже широким у новому типі волокна. Це AllWave тип волокна (Рис.1.6), в якому видаляється пік поглинання ~ 1383 нм за допомогою спеціальної технології «висушування» групи ОН. В результаті доступною стає повна смуга довжин хвиль від 1280 нм до 1620 нм.

Спочатку при освоєнні вікон прозорості кварцових волокон дослідження в роботі [16] проводилися за допомогою дискретних ВКРП у смузі поблизу 1400 нм. В цій роботі використовувався AllWave тип волокна, який має задовільну хроматичну дисперсію в області 1400 нм та низькі втрати. Було отримано одночасну передачу чотирьох каналів зі швидкістю 10 Гбіт/с на 1400 нм та шістнадцяти каналів з 2,5 Гбіт/с у вікні на 1550 нм. На жаль, це вікно прозорості стає доступним лише в нових лініях, в які закладається AllWave волокно підвищеної якості.

ВКРП відіграють вирішальну роль в освоєнні нових смуг, серед яких найбільший інтерес викликає S – смуга (Рис. 1.6). Характеристики по загасанню в S – смузі стандартного ОМВ такі ж або навіть кращі у порівнянні з L – смугою. До того ж розповсюдження світла в S – смузі значно менш чутливе до загасання на згинах, ніж в L - смузі. Параметри дисперсії випромінювання в S – смузі в стандартному ОМВ також є суттєво кращими, ніж у C- та L- смугах. Зокрема, виміряне значення дисперсії в S - смузі майже на 30 % менше, ніж для L - смуги. Зосереджені або дискретні ВКРП на стандартних кварцових волокнах мають суттєві переваги над напівпровідниковими підсилювачами або підсилювачами на флюоридних волокнах чи волокнах із силікатного скла, легованих тулієм, при освоєнні S – смуги для інформаційного обміну. Таким чином, тільки ВКР підсилювачі складають єдину основу та цілком задовольняють технічним вимогам щодо освоєння S – вікна прозорості у волокнах на основі плавленого кварцу.

Позитивні результати застосування ВКРП при освоєнні S – смуги були викладені в роботі [16] після експериментальних досліджень з передачі

інформації з розділенням за довжинами хвиль. Каскад ВКР підсилювачів у волокнах з компенсацією дисперсії для S – смуги був використаний у системі далекого зв'язку. Телекомунікаційна система (ТКС) із двадцяти каналів

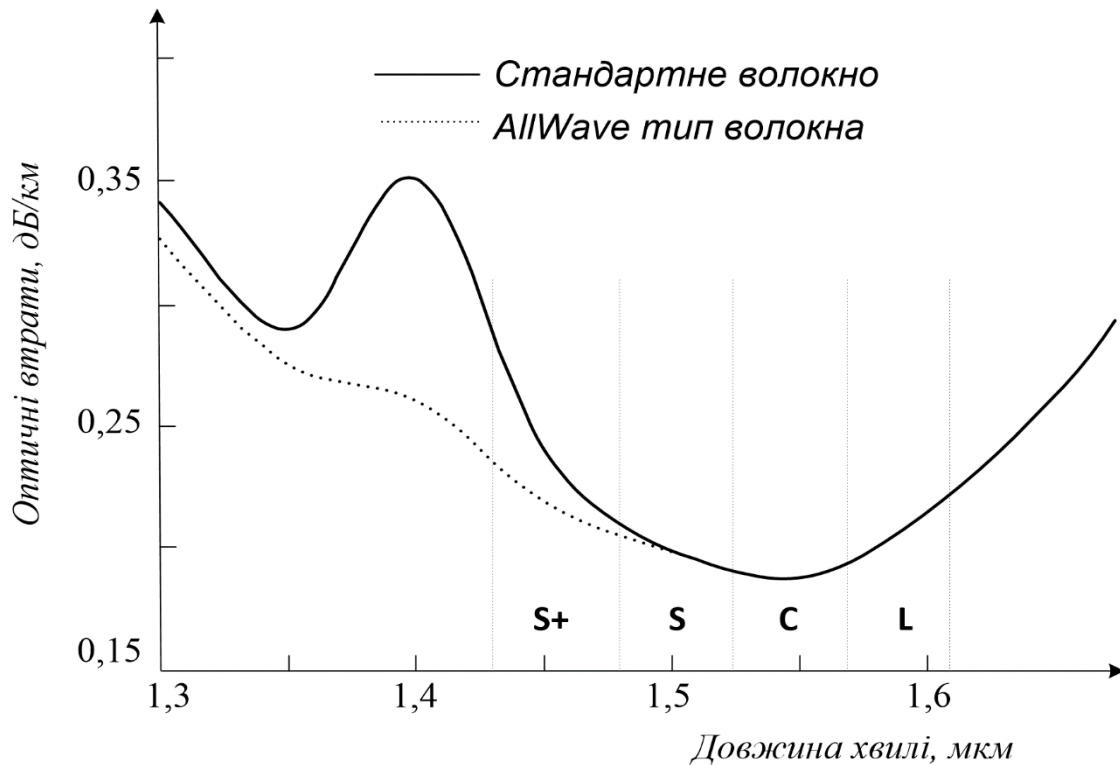


Рис. 1.6 Вікна прозорості в межах долини низьких втрат у типових волокнах плавленого кварцу. Суцільна крива відповідає стандартному ОМВ, а пунктирна крива відноситься до волокна, виготовленого за спеціальною технологією висушування для зменшення водяного піка поглинання на 1390 нм. ЕЛВП підсилюють у С - вікні, а з розширеною смугою – у L - вікні. КР підсилювачі - єдина технологія для відкриття S + та S - вікон у волокнах з плавленого кварцу [16]

з розділенням за довжиною хвилі у повній S – смузі транслювала цифрові потоки через десять ділянок ОМВ. Імовірність помилки в кожному з каналів складала $BER < 10^{-12}$ без додаткового виправлення помилок. Крім того лабораторний макет на волокні із компенсацією дисперсії в S –смузі містив 11 каскадів зосереджених ВКР підсилювачів, які застосовувались для передачі 20-ти каналів в стандартному ОМВ на відстань понад 867 км зі швидкістю в 10,67 Гбіт/с. Показано, що потенціал такої системи дозволяє нарощувати пропускну ємність до 80-ти каналів.

1.1.5. Проблеми моделювання ВКРП для оптичних телекомунікаційних систем

Донедавна інженерна думка зв'язківців щодо ВКР підсилення світла

наполягала на двох його фундаментальних недоліках - це в першу чергу нелінійність підсилення та надмірно високий рівень оптичного шуму. Коефіцієнт шуму, за передбаченнями сучасної теорії [59-63], повинен мати квантову межу у 3 дБ, причому в реальних умовах шуми волоконного ВКР підсилювача (ВКРП) будуть значно вищими за цей теоретичний мінімум.

Наслідком першого недоліку, тобто нелінійності ВКРП є поява паразитних частотних компонент, що «засмічують» сусідні канали. Нелінійні частотні завади повинні зростати по мірі наближення до розташування даного каналу у частотній області. Такі ж завади генеруються сусідніми каналами, в результаті чого виникають перехресні спотворення. Шкідливий вплив перехресних спотворень, як правило, знижують за рахунок розширення захисних смуг частот між інформаційними каналами. Однак у багатоканальній ТКС, у конфігурації із розділенням за довжинами хвиль, це може суттєво обмежити кількість каналів та пропускну спроможність реальної системи. Тому значна кількість досліджень [64-87] присвячена дослідженням нелінійних спотворень у ВКРП та розробці методів усунення їх шкідливого впливу на якість інформаційного обміну.

Іншим із зазначених вище недоліків ВКРП вважають його надто високий коефіцієнт шуму. Дійсно, виходячи із радіотехнічного підходу, теорія [62] дає квантову межу для мінімуму коефіцієнта шуму F_n оптичного підсилювача, що дорівнює 3 дБ (це відповідає шумовій температурі $T_n = 300$ К). Тому будь-який дискретний ВКРП у волокні із кварцового скла, що леговане германієм, за оцінками [63] повинен мати коефіцієнт шуму значно більший за квантову межу $F_n > 3$ дБ. Це означає, що оптичний підсилювач буде помітно погіршувати (щонайменше у 2 рази) вхідне відношення сигнал/шум, що приводить до зростання ймовірності помилок у цифрових потоках на приймачі будь-якої ТКС.

Тому шумові параметри нелінійно-оптичних ВКР підсилювачів сигналу є вирішальним фактором, що має вплив на якість прийому інформації всієї телекомунікаційної системи. Більше того, шум ВКРП може мати суттєвий вплив навіть на стратегію побудови всіх оптоволоконних ТКС з точки зору забезпечення якості інформаційного обміну.

Дійсно, якість будь-якої цифрової інформаційної системи з оптичними носіями та квадратичним оптоелектронним приймачем визначається ймовірністю помилки B_{er} , яка є узагальнюючим параметром достовірності прийнятої інформації та однозначно зв'язана із співвідношенням сигнал/шум Q [88]:

$$B_{er} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}(Q / \sqrt{2}), \quad (1.3)$$

де $\operatorname{erfc}(x)$ – функція помилок. Тому для збільшення дальності передачі сигналу пов'язане, головним чином, у забезпеченні необхідного значення Q на дальньому кінці лінії. Наприклад, якщо $Q \geq 6$ дБ, то згідно з (1.3) $B_{er} = 10^{-7}$.

Дві схеми регенерації оптичного сигналу в довгих ТКС показано на Рис. 1.7. Перша схема є стандартом застосувань для НВЧ багатоканальних ліній зв'язку, в яких лінійні повторювачі (Рис. 1.7а) виконують повну регенерацію сигналу, що показано на Рис. 1.7б. Така схема є безальтернативною для багатоканальних систем інформаційного обміну в НВЧ діапазоні, зважаючи на фундаментальні обмеження чутливості приймачів власними шумами вхідного приймально-підсилювального тракту.

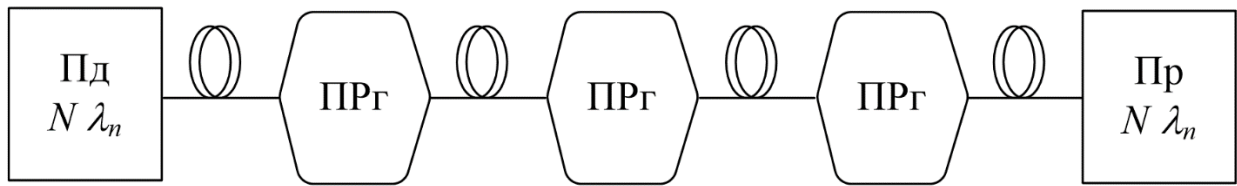
Схема послідовного відновлення потужності групового сигналу оптичними підсилювачами (Рис. 1.7в) є надзвичайно простою завдяки безпрецедентному зменшенню кількості обладнання і стає домінуючою для сучасних швидкісних ТКС. Однак вона теоретично не можлива, якщо коефіцієнт шуму ВКРП, як і будь-якого іншого оптичного підсилювача, значно перевищує одиницю.

Коефіцієнт шуму $F_n = Q_{in}/Q_{out}$, який дає кількісну характеристику шуму підсилювача, показує у скільки разів вхідне відношення сигнал/шум Q_{in} підсилювача погіршується на виході підсилювача, тобто зменшує вихідне відношення сигнал/шум Q_{out} за рахунок власних внутрішніх шумів в середині пристрою. Якщо у волоконному підсилювачі активне середовище побудоване на інверсії населеності в електронному переході, то

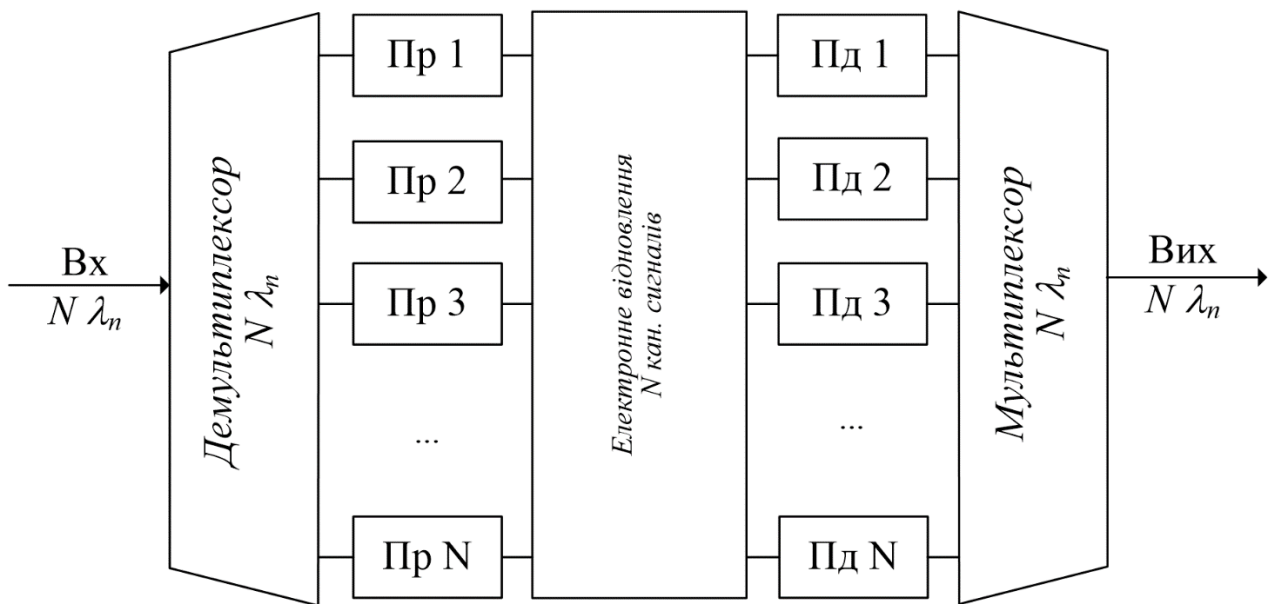
$$F_n = 2n_{sp}(G-1)/G \approx 2n_{sp}, \quad (1.4)$$

де $n_{sp} = N_2 / (N_2 - N_1)$. – коефіцієнт спонтанного випромінювання або коефіцієнт інверсії населеності, N_1 і N_2 – відповідно населеності нижнього та верхнього рівнів для лазерного переходу, G – коефіцієнт підсилення. Згідно з (1.4) при великих G значення Q_{out} для підсиленого сигналу зменшується в два рази (або на 3 дБ) навіть в ідеальному підсилювачі, для якого $n_{sp} = 1$. Реальний підсилювач з $n_{sp} > 1$ повинен мати $F_n \geq 2$, а мінімальне значення, що дорівнює 2 (3 дБ) у сучасній теорії [59-62] вважається квантовою границею. Зауважимо, що вимушене випромінювання у ВКРП є результатом нелінійних оптичних процесів і не пов'язане з інверсією населеності на електронних рівнях енергії домішок. Оскільки в фундаментальній основі ефекту ВКР лежить фотонна взаємодія та нелінійна оптика, то зовсім інші теоретичні підходи і додаткові

(а) Повторювачі-регенератори (ПРГ)



(б) Блок-схема ПРГ



(в) Оптичні підсилювачі (ОП)

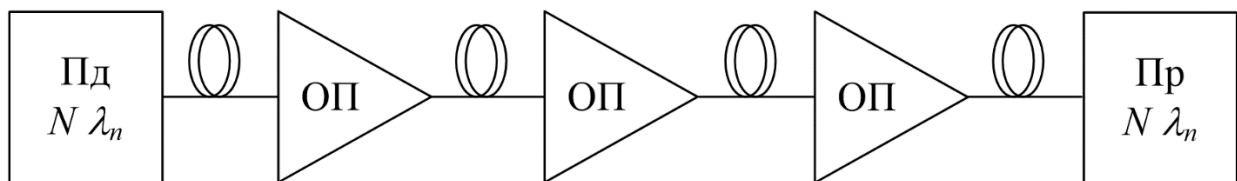


Рис. 1.7 Ретрансляція оптичного сигналу на основі: а) каскаду регенераційних повторювачів, для яких показана схема б) відновлення групового сигналу з розподілом за довжинами хвиль в) каскаду широкосмугових оптичних підсилювачів

експериментальні дослідження потрібні для опису шумових властивостей таких підсилювачів.

Непідтверджені практикою теоретичні уявлення про надмірний оптичний шум, який приписувався ВКРП, протягом майже 25 років перешкоджали практичному застосуванню цих підсилювачів, викликаючи лише лабораторну зацікавленість. Хоча переваги ВКРП були давно відомі та багатократно відмічалися в наукових публікаціях, але промислове застосування оптичних підсилювачів до кінця 1990-х майже виключно обмежувалось волокнами, легованих ербієм. Тому смуга люмінесценції іонів Er^{3+} , в якій реалізується підсилення ЕЛВП, стала фактичним стандартом для ТКС та дала назву частині вікна прозорості волокна, а саме С-вікну (Рис. 2.6а). Практичні потреби в розширенні С-смуги лише згодом викликали спроби використання ВКРП, спочатку в гібридному сполученні з ЕЛВП [41 – 46]. Однак, такі спроби дали зовсім неочікуваний результат. Реальні параметри підсилювачів на практиці однозначно виходили за рамки зазначених вище обмежень фундаментальної теорії і виявились значно кращими [81, 89 – 92] від теоретично передбачуваних. Ймовірність помилок після ВКРП була значно меншою від теоретично можливої, а якість сигналу на фоні шуму виявляється вищою за гранично допустиму. Експериментальні дані, отримані в реальних ВКРП, не підтверджують теоретичні уявлення про шуми оптичних підсилювачів. Виявлене протиріччя вказує на неправомірність прямого переносу моделі електронного підсилювача, на нелінійні фотонні системи взагалі і, зокрема на ВКРП. Ми спостерігаємо зараз виняткову ситуацію, коли параметри реальних пристроїв вийшли за межі та виявились кращими за теоретично встановлені границі.

Нелінійно-оптична природа ВКР підсилення прямо свідчить проти радіотехнічного підходу до описання фотонних процесів та проявляється при аналізі шумових параметрів ВКРП. Підвищення чутливості приймача при застосуванні розподілених ВКРП на величину коефіцієнта підсилення безпосередньо виявилось на експерименті. Всупереч теорії, розподілений ВКРП практично не додає власних шумів до сигналів у процесі їх підсилення, навіть при значному розширенні його смуги пропускання. Тому на практиці можливою стає схема ретрансляції оптичного сигналу, що наведена на Рис. 1.7в, причому реальна відстань між ними може перевищувати розрахункове значення в кілька разів. На надзвичайно рідкісну появу помилок у швидкісних дальніх ТКС вже досить давно зверталась увага, наприклад у виключно

грунтовному огляді з квантових шумів у фотоніці [60]. Однак, фізичні причини такої ситуації автори віднесли до числа проблем, які не отримали однозначного тлумачення, причому проблема залишається не вирішеною до сих пір.

Надзвичайна простота технічної реалізації ВКРП супроводжується складністю фізичних процесів нелінійного обміну енергією між кількома джерелами накачки та сотнями інформаційних каналів. Це суттєво ускладнює теоретичний аналіз, моделювання та проектування таких пристроїв нелінійної оптики. За результатами багатьох експериментів, про які детальніше буде йти мова нижче, з'ясовано, що вплив нелінійності ВКР підсилення не є надто значним. Замість теоретично граничної кількості у 30 каналів із загальною пропускною спроможністю не більше за 100 Гбіт/с на практиці успішно функціонують системи з понад 200 каналів, а реальна пропускна спроможність систем передачі інформації на відстань у сотні й навіть тисячі кілометрів значно перевищує 1 Тбіт/с. Досягнуті успіхи були результатом відродження інтересу до ВКР підсилення, що почалося у середині 1990-их, якому також сприяв уже згаданий технологічний прогрес у волоконній оптиці. На початку 2000-их майже в кожній далекій (звичайно вважається від ~ 300 до ~ 800 км) або наддалекій (понад 800 км) волоконно-оптичній лінії зв'язку використовується ВКР підсилення. Останнім часом ВКРП стають домінуючим засобом для підсилення сигналів в оптичних системах передачі та обробки інформаційних потоків із величезною швидкістю.

Отже, складність процесу ВКР, що невід'ємно супроводжує простоту його технічної реалізації, суттєво впливає методики моделювання ВКРП [91,92]. На практиці проблеми моделювання пристроїв ВКР фотоніки не вирішуються у рамках існуючої теорії та потребують перегляду фундаментальних основ з відмовою від радіотехнічних аналогій. Крім того, вирішення зазначених проблем потребує поглибленого аналізу фундаментальних особливостей нелінійної оптики фотон-фононної взаємодії, зокрема впливу коливної динаміки молекулярних комплексів на формування профілів ВКР підсилення в одномодових оптичних волокнах на основі кварцового скла.

1.2. Теоретичні основи моделювання профілів ВКР підсилення в одномодових волокнах

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

В 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.

1.2.1. Квантова динаміка спонтанного та вимушеного розсіяння фотонів

З точки зору квантової динаміки елементарний акт комбінаційного розсіяння 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 фонона з кутовою частотою ω_s на додаток до фотона з більш низькою кутовою частотою $\omega_s = \omega_p - \omega_v$. У випадку антистоксового процесу фотон, що падає, отримує енергію фонона і після процесу розсіяння 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 розсіяння світла (СКР + ВКР) в залежності від z -відстані розповсюдження фотонів вздовж волокна, отримують [92] у першому порядку теорії збурень у вигляді:

$$\frac{dn_s}{dz} = A \left[n_s n_p - n_s n_v + (n_v + 1) n_p \right], \quad (1.5)$$

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

$$n_v = [\exp(\hbar \omega_v / k_B T) - 1]^{-1}, \quad (1.6)$$

де $\hbar = h / 2\pi$ – стала Планка, k_B – стала Больцмана, T – абсолютна температура; коефіцієнт A в (1.5) 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 коливною 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 розсіяння, 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 серцевини волокна, оскільки потребує визначення всіх електронно-ковинних 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 дуже багато процесів, що повертають систему до стану теплової рівноваги.

Незважаючи на складнощі, що пов’язані із строгим розв’язком квантового рівняння (1.5), можна зробити ряд 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 додатній член, $n_s n_p$, в квадратних дужках правої частини (1.5) відповідає за експоненціальне зростання стоксових фотонів завдяки ВКР у процесі розповсюдження 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 накачці $n_p = \text{const}$ кількість стоксових фотонів не змінюється на будь-якій фіксованій довжині волокна l . Для наступного аналізу даних в 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 виду (1.6). По-друге, прояв ВКР носить пороговий характер, оскільки при малих $n_p \ll n_v$ і якщо знехтувати СКР, то згідно з (1.5), $dn_s / dz < 0$ – стоксові фотони загасають в процесі розповсюдження. Загасання стоксових хвиль припиняється при $n_p = n_v$, 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 співпадають із результатами класичного підходу.

1.2.2. Класична електродинаміка процесів розсіяння світла в одномодових волокнах

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

$$\vec{E} = \vec{e}^p E^p(z) R^p(r) \exp\{i(\beta_p z - \omega_p t)\} + \vec{e}^s E^s(z) R^s(r) \exp\{i(\beta_s z - \omega_s t)\} + \text{к.с.} \quad (1.7)$$

де $\vec{e}^i$ – одиничний вектор поляризації, а β_i – постійна розповсюдження, 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 $\nabla_{\perp}^2$ – двовимірний оператор Лапласа. Скорочення *к.с.* позначає комплексне спряження від попереднього виразу.

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

$$P_i = P_i^L + P_i^{NL} = n_0 \xi_{ij}^0 E_j + n_0 \frac{\partial \xi_{ij}}{\partial q_k} q_k E_j = \alpha_{ij}^0 E_j + \frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q_k} q_k E_j, \quad (1.8)$$

де $n_0 = N/V$ – концентрація молекул, вектор $\vec{q}$ 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 (1.8) та надалі неявно припускається сума компонент. Перший доданок у правій частині описує релеевське розсіяння, а другий – КР, причому тензор $\alpha_{ijk} = \partial \alpha_{ij} / \partial q_k$ – це тензор КР. В 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 серцевини 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:

$$P_i^{NL} = \varepsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l. \quad (1.9)$$

Зв'язок між нелінійною сприйнятливістю третього порядку $\chi_{ijkl}^{(3)}$ та тензором КР $\alpha_{ijk} = \partial \alpha_{ij} / \partial q_k$ встановлюють наступним чином. У випадку вимушеного КР вектор $\vec{q}$ залежить від $\vec{E}$ у вигляді (1.7) відповідної комбінації полів накачки та стоксової хвилі, яка створює синхронну зовнішню силу $\vec{F}$ та викликає резонансну поведінку даного коливання, яку описують рівнянням вимушеного гармонічного осцилятора:

$$\frac{d^2 \vec{q}}{dt^2} + 2\Gamma \frac{d\vec{q}}{dt} + \Omega_{0v}^2 \vec{q} = \frac{\vec{F}}{m}, \quad (1.10)$$

де Γ – постійна загасання, а Ω_{0v} – власна резонансна частота гармонічного осцилятора без загасання, m – приведена маса для коливання. Зауважимо, що однорідне рівняння в (1.10), як відомо [94], має квазіперіодичні розв'язки тільки за умови слабо задемпфованого коливання $\Omega_{0v} < \Gamma$, а його резонансна частота $\Omega_v = \sqrt{\Omega_{0v}^2 - \Gamma^2}$, тобто зменшується під впливом загасання. Для розв'язку рівняння (1.10) зсув $\vec{q}$ виражають як

$$\vec{q} = \vec{Q} e^{i(\beta_v z - \omega_v t)} + \text{к.с.}, \quad (1.11)$$

де β_v та ω_v – відповідно хвильове число та поточна частота вимушених

коливань фононної моди із загасанням. В ізотропному середовищі серцевини волокна, коли КР активне коливання є дипольно неактивним, компоненти вектора зовнішньої сили F_k , мають вигляд [92]:

$$F_k = \frac{1}{2} \frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q_k} E_j E_i. \quad (1.12)$$

Для полів виду (2.7) резонанс вимушених коливань осцилятора буде спостерігатися за умов синхронізму:

$$\begin{aligned} \omega_p &= \omega_s + \omega_v, \\ \beta_p &= \beta_s + \beta_v. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Залишаючи тільки синхронні компоненти для сили в (1.12) в добутку полів виду (1.7) отримаємо:

$$F_n = \frac{1}{2} R^p (R^s)^* \frac{\partial \alpha_{kl}}{\partial q_n} E_k^p (E_l^s)^* e^{i(\beta_v z - \omega_v t)} + \text{к.с.} = F_0 e^{i(\beta_v z - \omega_v t)} + \text{к.с.}, \quad (1.14)$$

що дозволяє записати розв'язок (2.10), у вигляді:

$$\vec{Q} = \frac{\vec{F}_0}{m} \frac{1}{(\Omega_v^2 - \omega_v^2) - (2i\omega_v \Gamma)} + \text{к.с.} \quad (1.15)$$

та виразити із рівнянь (1.7) та (1.8) наведену поляризацію на частоті ω_s в двох еквівалентних формах як амплітуду коливального члену $\exp\{i(\beta_s z - \omega_s t)\}$ у вигляді:

$$\begin{aligned} P_i^{\omega_s} &= \frac{N}{2mV} \frac{R^s |R^p|^2}{(\Omega_v^2 - \omega_v^2) + (2i\omega_v \gamma)} \cdot \left[\frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q_n} \left(\frac{\partial \alpha_{kl}}{\partial q_n} E_k^p \right)^* E_l^s E_j^p \right] = \\ &= 6\varepsilon_0 |R^p|^2 R^s \left[\chi_{ijkl}^{(3)} E_j^p (E_k^p)^* E_l^s \right] \end{aligned} \quad (1.16)$$

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

$$\chi_{ijkl}^{(3)} = \frac{N}{12m\varepsilon_0 V} \frac{1}{(\Omega_v^2 - \omega_v^2) + (2i\omega_v \Gamma)} \cdot \sum_n \frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q_n} \left(\frac{\partial \alpha_{kl}}{\partial q_n} \right)^*, \quad (1.17)$$

або

$$\chi_{ijkl}^{(3)} = b_{ijkl} \frac{1}{(\Omega_v^2 - \omega_v^2) + (2i\omega_v \Gamma)} = b_{ijkl} \cdot \tilde{\varphi}(\omega_v), \quad (1.18)$$

де компоненти тензора :

$$b_{ijkl} = \frac{N}{12m\varepsilon_0 V} \sum_n \frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q_n} \left(\frac{\partial \alpha_{kl}}{\partial q_n} \right)^*, \quad (1.19)$$

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, (1.16) дає кількісний вираз нелінійного зв'язку між стоксовою хвилею та хвилею помпування при їх одночасному розповсюдженні вздовж z-напрямку волокна. В результаті амплітуда стоксового електричного поля $\vec{E} = \vec{E}^s = \vec{e}^s E^s(z) R^s(r) \exp\{i(\beta_s z - \omega_s t)\}$ 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 $\partial^2 \vec{E}^s / \partial z^2$, а хвильове рівняння для амплітуд кожної стоксової компоненти розсіяних хвиль записати у вигляді:

$$\frac{\partial E_i^s}{\partial z} R^s = \frac{3\omega_s^2}{c^2 \beta_s} i R^s |R^p|^2 \left[\chi_{ijkl}^{(3)} E_j^p (E_k^p)^* E_l^s \right]. \quad (1.20)$$

Для практики найбільш важливим є динамічне рівняння для потужності $P^s = 2\varepsilon_0 n_s c \int_A |E^s E^p|^2 dA$, де A – площа поперечного перерізу волокна, яке можна отримати безпосередньо з (1.20) у вигляді [10]:

$$\frac{dP^s}{dz} = \gamma_R P^s = g_R P^p P^s, \quad (1.21)$$

яке описує експоненціальне ВКР підсилення стоксової хвилі в одномодових волокнах.

1.2.3. Спектральний профіль ВКР підсилення

Коефіцієнт підсилення потужності стоксової 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:

$$g_R = -\frac{3\omega_s^2}{\varepsilon_0 n_p c^3 \beta_s} \frac{1}{A_{eff}^{ps}} \frac{\text{Im}[\chi_{iiii}^{(3)} + \chi_{ijji}^{(3)}]}{2}, \quad (1.22)$$

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

$$A_{eff}^{ps} = \frac{\int_A |R^p|^2 dA \int_A |R^s|^2 dA}{\int_A |R^p|^2 |R^s|^2 dA}. \quad (1.23)$$

Коефіцієнт ВКР підсилення g_R залежить від частоти стоксового зсуву ω_v і, якщо вважати компоненти тензора КР дійсними числами $\alpha_{ijk} = \alpha_{ijk}^*$, то згідно з (1.18) та (1.22) цю залежність можна представити в явному вигляді так:

$$g_R(\omega_v) = g_{Rmax} \frac{4\omega_v^2 \Gamma^2}{(\Omega_v^2 - \omega_v^2)^2 + 4\omega_v^2 \Gamma^2} = g_{Rmax} \varphi(\omega_v). \quad (1.24)$$

Залежність $g_R(\omega_v)$ прийнято називати профілем ВКР підсилення. Профіль (1.24) 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 (1.24) у випадку однорідного розширення. За випадкового розподілу орієнтації коливань відносно оточення, розширення коливних рівнів носить неоднорідний характер, а форм-фактор $\varphi(\omega_v)$ може приймати гаусову форму. Детально це розглядається в розділі 3.

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

Сутність різниці між спектром СКР та частотним профілем ВКР одномодових кварцових волокон виявлена при аналізі квантового динамічного рівняння (1.5). 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 [95,96], який має вигляд:

$$g_R(\omega_v) = \sigma_0(\omega_v) \cdot \frac{\lambda_s^3}{c^2 h A_{eff}^{ps} n_p^2}, \quad (1.25)$$

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 Кельвінім перерізу $\sigma_0(\omega_v)$ як:

$$\sigma_0(\omega_v) = \sigma_T(\omega_v) / [n_B(\omega_v, T) + 1], \quad (1.26)$$

де $n_B(\omega_v, T)$ – фактор Бозе-Ейнштейна (1.6).

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 [97] були проведені експериментальні дослідження статистики шуму підсиленого спонтанного випромінювання (ПСВ), які підтвердили, що саме розподіл Бозе-Ейнштейна притаманний шумові ПСВ у ВКР підсилювачах.

Зазначимо, що кількісні оцінки згідно з (1.25) – (1.26) (див. розділ 3) вказують на суттєву різницю між спектрами СКР і профілем ВКР у волокнах із чистого SiO_2 , Зокрема при $T=300$ К відмінність $\sigma_T(\omega_v)$ від $\sigma_0(\omega_v)$ може досягати кількох разів, однак буде спостерігатися тільки в області частот стоксового зсуву менше 500 см^{-1} , де фактор термальної заселеності фононів значно перевищує одиницю. У області $>500 \text{ см}^{-1}$ фактор термальної заселеності у стоксовому фононному спектрі втрачає частотну залежність, практично не відрізняється від одиниці і тому профіль ВКР співпадає із спектром СКР.

З практичної точки зору 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. Дійсно, саме ця особливість процесів КР покладена нами в основу метода визначення профілів ВКР підсилення за спектрами СКР (подробіці методу ми наводимо у розділі 3) в інших типах волокон, переважно на основі кварцового скла.

1.2.5 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 розповсюдження вздовж волокна, тобто за координатою z , описує система двох зв'язаних

рівнянь:

$$\frac{dI_s(z, \omega)}{dz} = g_R(\omega) I_p(z) I_s(z, \omega) - \alpha_s I_s(z, \omega), \quad (1.27)$$

$$\frac{dI_p(z)}{dz} = \frac{\omega_p}{\omega_s} g_R(\omega) I_p(z) I_s(z, \omega) - \alpha_p I_p(z), \quad (1.28)$$

де α_s та α_p враховують втрати волокна на стоксовій частоті та частоті накачування, відповідно; $g_R(\omega)$ – коефіцієнт ВКР підсилення, I_p – інтенсивність накачки, I_s – інтенсивність стоксової хвилі.

Рівняння (1.27) – (1.28) є наслідком рівнянь Максвелла та виводяться аналогічно до рівняння (1.21). Зауважимо, що поточна частота ω взаємодіючих хвиль входить до рівнянь (1.27) і (1.28) як параметр. Відносно частотної залежності змінних та коефіцієнтів цих рівнянь ми застосовуємо 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 $I_p(z, \omega) = I_p(z, \omega)|_{\omega=\omega_p} = I_p(z)$ і не залежить від частоти у будь-якій точці z вздовж волокна. Фактично система рівнянь (1.27) – (1.28) описує КР взаємодію монохроматичних хвиль накачки і стоксового випромінювання.

Безпосереднім наслідком (1.27) 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 наступний кількісний вираз [92]:

$$P_p^{th} = \frac{\alpha_s A_{eff}}{\tilde{g}_R(\omega)} = \frac{\alpha_s}{g_R(\omega)}, \quad (1.29)$$

де $\tilde{g}_R[\text{м} / \text{Вт}]$ та $g_R[(\text{Вт} \cdot \text{км})^{-1}]$ – дві еквівалентні форми коефіцієнта ВКР підсилення по відношенню до інтенсивності I_p та потужності P_p , відповідно. Співвідношення (1.29) визначає спектральну функцію повної прозорості волокна, тобто $P_p^{th} = P_p^{th}(\omega)$ 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 $g_R(\omega_{\max}) = g_{R\max}$. Вигоди від такого визначення порогу підсилення

полягають в наступному. 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 $P_p > (<) P_p^{th}$ 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. Конкретний приклад такого моделювання для TiO_2 легованого волокна ми наводимо у розділі 4.

Таким чином, за допомогою (1.29) та наявними експериментальними даними з профілю $g_R(\omega)$ ВКР підсилення можна безпосередньо обчислити залежність порогу підсилення від частоти (або від довжини хвилі) в області стоксового зсуву, для довільної довжини хвилі джерела помпування. Результати експериментальних спостережень ВКР підсилення ми наводимо у розділі 2. Згідно з моделлю однієї коливної моди профіль ВКР підсилення $g_R(\omega)$ окремого молекулярного коливання можна описувати за допомогою простих функцій форми лінії – осциляторного (лорентцевого) та/або гаусового типу. Однак реальні волокна мають настільки складний профіль підсилення, що задовільне надання функції $g_R(\omega)$ отримують шляхом спеціального моделювання. Модель багатомодової декомпозиції ВКР спектра та результати її застосування із компонентами гаусового типу для низки волокон ми наводимо у розділі 3.

Висновки до розділу 1

В даному розділі наданий огляд літератури, що описує сучасний стан прикладних досліджень в області нелінійної фотон-фононної взаємодії в оптичних волокнах, зокрема методів радіофізики, нелінійної оптики та вимушеного комбінаційного розсіяння (ВКР) для створення волоконних лазерів та оптичних підсилювачів. Виклад фундаментальних особливостей прояву ВКР підсилення світла у кварцових волокнах подано з токи зору практичної реалізації ВКР підсилення світла у кварцових волокнах. Показано, що саме схемо-технічна реалізація ВКР підсилення світла в одномодових волокнах, особливо в конфігурації розподіленого підсилення надає вирішальні переваги застосування нелінійного оптичного підсилення в сучасних телекомунікаційних системах. Вирішальну роль ВКР підсилювачів (ВКРП) в освоєнні вікон прозорості кварцових волокон продемонстровано відомими результатами [16, 58] їх застосування для S – смуги, що отримані в експерименті з передачі інформації з розділенням за довжинами хвиль у системі далекого зв'язку. Проблеми використання ВКРП у системах оптичного інформаційного обміну –

нелінійність та теоретично надмірний оптичний шум - розглянуті в розділі як постановка задачі подальших досліджень.

Показано, що надзвичайна простота конструкції ВКРП супроводжується складністю фізичних процесів нелінійного обміну енергією між величезною кількістю оптичних хвиль, що взаємодіють між собою. Це суттєво ускладнює теоретичний аналіз, моделювання та проектування таких пристроїв нелінійної оптики. Тому виклад теоретичних основ моделювання профілів ВКР підсилення в одномодових волокнах містить результати обох фундаментальних підходів – квантового та класичного до розгляду динаміки процесів розсіяння світла в одномодових волокнах. Це дозволило кількісно розрізнити спонтанні та вимушені процеси розсіяння фотонів на коливних станах молекулярних наноконкомплексів серцевини волокна, описати спектральний профіль ВКР підсилення, з'ясувати як його зв'язок, так і відмінність від спектрів спонтанного розсіяння. На завершення наведено кількісний вираз для порогових умов ВКР підсилення світла у волокнах. Це співвідношення визначає умови забезпечення абсолютної прозорості волокна та має принципове значення для створення адекватних радіофізичних моделей для таких важливих параметрів ВКР фотонних пристроїв, як смуга підсилення ВКРП з довільною кількістю джерел помпування або спектральний діапазон, в якому можна отримати високоякісну генерацію волоконних ВКР лазерів

В результаті такого фундаментального підходу створена надійна основа для дослідження спектроскопічних особливостей профілів ВКР підсилення у довільному волокні, зокрема на основі кварцового скла, шляхом їх виділення із експериментальних спектрів спонтанного комбінаційного розсіяння. Зазначимо також, що наведені результати теорії КР активних коливань молекулярних наноконкомплексів в аморфному склі з урахуванням як квантового, так і напівкласичного підходів, є достатнім обґрунтуванням нашої осциляторної моделі та застосування багатомодової декомпозиції на компоненти гаусового типу, що викладені в наступних розділах.

Результати цього розділу відображені в роботах авторки [91], [93], [106].

РОЗДІЛ 2.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ПІДСИЛЕНОГО СПОНТАННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В ОПТИЧНОМУ ВКР ПІДСИЛЮВАЧІ ІЗ ЗУСТРІЧНОЮ НАКАЧКОЮ

Нелінійно-оптичний ефект вимушеного комбінаційного розсіювання (ВКР) складає фундаментальну основу, на якій зараз реалізуються видатні параметри як волоконних ВКР лазерів (ВКРЛ), так і волоконних ВКР підсилювачів (ВКРП) [16, 98]. Завдяки терагерцовій смузі частот оптичного підсилення (профіль ВКР підсилення), яка характерна для ефекту ВКР в одномодових волокнах на основі кварцового скла дозволяє реалізувати надзвичайно високу швидкість передачі даних у телекомунікаційних системах величезної протяжності. У всіх типах волокон ВКР підсилення сигналу можна безпосередньо поєднати із розповсюдженням оптичної хвилі вздовж волокна. Тому практичне застосування ВКРП створює можливість збільшити швидкість передачі цифрової інформації до 13 Тб/с. Крім того, ефективну лазерну генерацію у ВКРЛ, який є новітнім лазером безінверсного типу, можна реалізувати на довільній довжині хвилі в межах профілю ВКР підсилення ($0-1000\text{ см}^{-1}$), використовуючи короткий ($\sim 30\text{ м}$) відрізок стандартного одномодового волокна, виготовленого з кварцового скла [1]. Нещодавно [14] повідомлялося про FRL з вихідною потужністю 188 кВт з використанням германієм легovanого кварцового волокна довжиною 70 м.

Завдяки малому діаметру серцевини волокна в одномодових кварцових волокнах поріг нелінійного ВКР підсилення оптичної хвилі починається при відносно невеликій потужності накачки. Оптичне ВКР підсилення супроводжується розповсюдженням досить великої кількості хвиль сигналів та помпування, які, в свою чергу породжують релеевське розсіювання та спонтанне стоксове випромінювання. Обидва останні явища безпосередньо спостерігаються у довільній конфігурації ВКРП, і саме вони, як правило, формують шумові параметри всіх без винятку ВКР пристроїв.

Тому дослідження фундаментальних особливостей та фізичних процесів релеевського розсіювання та стоксового КР світла в одномодових кварцових волокнах залишаються актуальною проблемою. Це має бути предметом як експериментальних досліджень, так і більш детального моделювання. Незважаючи на практичну можливість ефективного придушення завад у ВКРП від інтерференційних спотворень, що викликані подвійно затриманою частиною пружного (релеевського) розсіювання світла, за допомогою

оптичного ізолятора [98], в даній роботі ми запропонували використати вимірювання лінії Релея для контролю параметрів лазерних діодів (LD), які застосовуються як джерела накачування.

Недавно в [99] ми проаналізували на практиці оптичний шум підсилювача, в якому вдалося відділити підсилений накачкою шум від спонтанного стоксового розсіяння. Зараз ми запропонували оригінальний метод пасивного вимірювання профілю ВКР підсилення в одномодових волокнах із застосуванням зворотного помпування у ВКРП, що працює в режимі холостого ходу.

2.1. Методика досліджень ВКР підсилення в оптичних волокнах

2.1.1. Контрольно-вимірювальна апаратура для дослідження ВКР підсилення в оптичних волокнах

Загальний вигляд та схема експериментальної установки для дослідження ВКР підсилення у волоконно-оптичній системі далекого зв'язку показані на Рис. 2.1. В експериментальній установці використано, головним чином, стандартну апаратуру:

1. Контролер лазерних діодів на базі стандартного ноутбука;
2. Напівпромисловий зразок блока багатохвильового (4 λ) помпування;
3. Оптичний генератор сигналу, який видає сигнал оптичної частоти з перебудовою довжини хвилі;
4. Оптичний аналізатор спектра (ОАС) ;
5. Ізолятор волоконний;
6. Одномодове волокно;
7. WDM конектор.

В наступних модифікаціях схеми вимірювань волоконний WDM конектор був замінений на волоконно-оптичний циркулятор. Обидва ці елементи служать для з'єднання блока 4 λ накачки з волоконно-оптичним трактом для вводу потужності помпування у досліджуване волокно. В лабораторних умовах експериментальні дослідження проводились в одномодових волокнах у вигляді волоконних модулів без захисної оболонки, які були намотані на котушки. Це дозволяло проводити вимірювання на неперервних відрізках волокна довжиною 50-100 км з компактним намотуванням на котушки, які розміщувались на лабораторному столі.

Всі оптичні з'єднання із стандартною апаратурою здійснювались за допомогою «патч-кордів», які мали відповідний оптичний роз'єм на одному кінці, а другий кінець з'єднувався з трактом шляхом зварювання волокон.

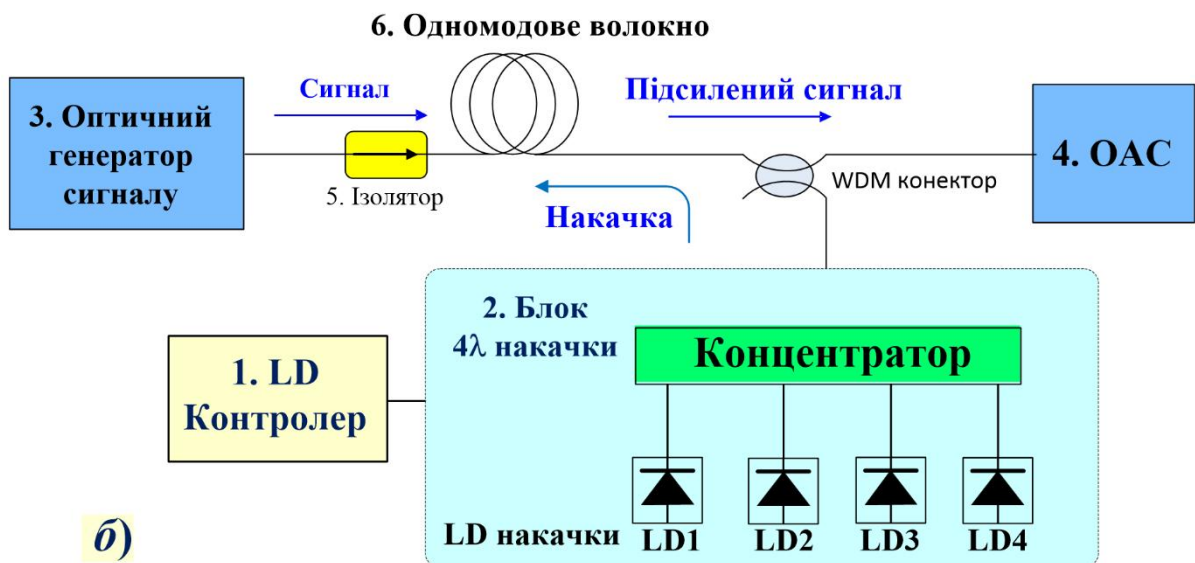


Рис. 2.1 Експериментальна установка для дослідження ВКР підсилення у волоконно-оптичній системі далекого зв'язку: а) фото обладнання; б) схема підсилення оптичного випромінювання у ВКР підсилювачі із зустрічною накачкою

Шляхом зварювання волокон здійснювались з'єднання всіх інших волоконно-оптичних елементів у схемі на Рис. 2.1б. Оскільки додаткові оптичні втрати в точках зварювання волокон, як правило, не перевищують 0,1 дБ, то ними можна нехтувати при розрахунку енергетичного потенціалу волоконного тракту.

До головної частини апаратури вимірювального комплексу відноситься блок багатохвильового (4λ) помпуювання з контролер лазерних діодів на базі стандартного ноутбука.

Оптичний генератор сигналу, який видає сигнал оптичної частоти з перебудовою довжини хвилі використовувався тільки для лабораторних досліджень при передачі сигналу за одно канальною схемою. Створювати багатоканальні системи за даною схемою не доцільно, в першу чергу, через вартісні міркування. Зауважимо, що в нашій оригінальній методиці оптичний генератор сигналу вдалось виключити із схеми вимірювань та використовувати ВКР підсилення в режимі холостого ходу.

Другим основним компонентом вимірювального комплексу є оптичний аналізатор спектру (ОАС) ANDO Electric Co., Ltd [100].

2.1.2. Блок-схема оптичного аналізатора спектра

Кут повороту ґратки монохроматора встановлюється за допомогою крокового двигуна. Кроковий двигун також використовується для встановлення ширини обох щілин та для управління переривачем і оптичним вимикачем.

Із світла, що вводиться через роз'єм [OPTICAL INPUT], виділяється окрема спектральна компонента, довжина хвилі якої вимірюється монохроматором і за допомогою фотоприймача перетворюється в електричний сигнал. (Рис. 2.2)

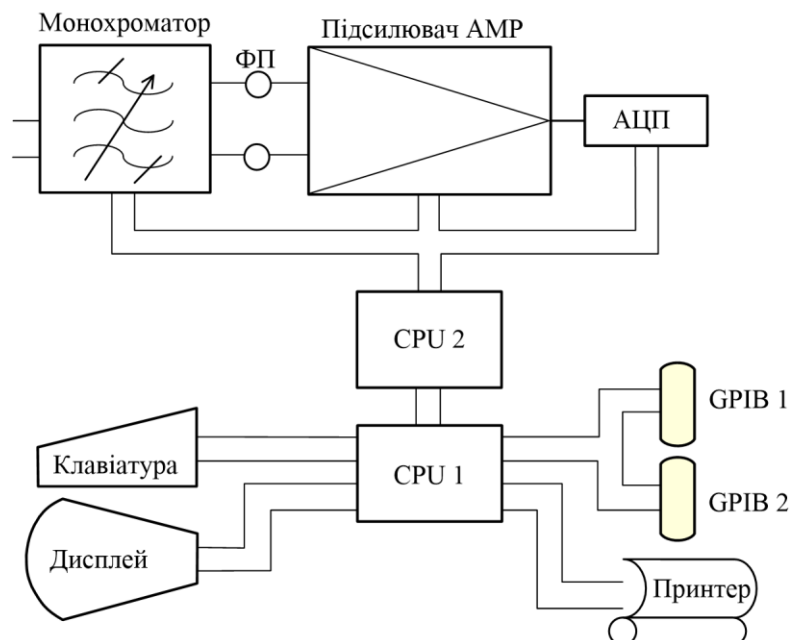


Рис. 2.2 Блок-схема оптичного аналізатора спектра

Потім сигнал підсилюється схемою АМР до рівня придатного для аналого-цифрового перетворення (АЦП). АЦП перетворює підсилений сигнал в цифровий код.

Оптимальне значення коефіцієнта підсилення схеми АМР вибирається шляхом встановлення опорного рівня. У режимі високої чутливості вимірювання коли вибрані пункти меню HIGH1 - 3, застосовується автоматичне регулювання підсилення у відповідності до вхідного рівня оптичного сигналу, що суттєво розширює динамічний діапазон.

Схема управління складається з 32-бітного процесора та 16-бітного процесора. CPU1 повністю контролює периферійне обладнання: клавіатуру, порти GP-IB, блоки дисплея та принтера, тоді як CPU2 контролює монохроматор, фотоприймач, схему АМР та АЦП.

2.1.3. Схема монохроматора у складі аналізатора спектра

За допомогою коліматорного дзеркала розбіжний пучок світла із вхідної щілини перетворюється на паралельний пучок світла, який направляється на дифракційну ґратку (Рис. 2.3). Ґратка являє собою численні канавки періодично

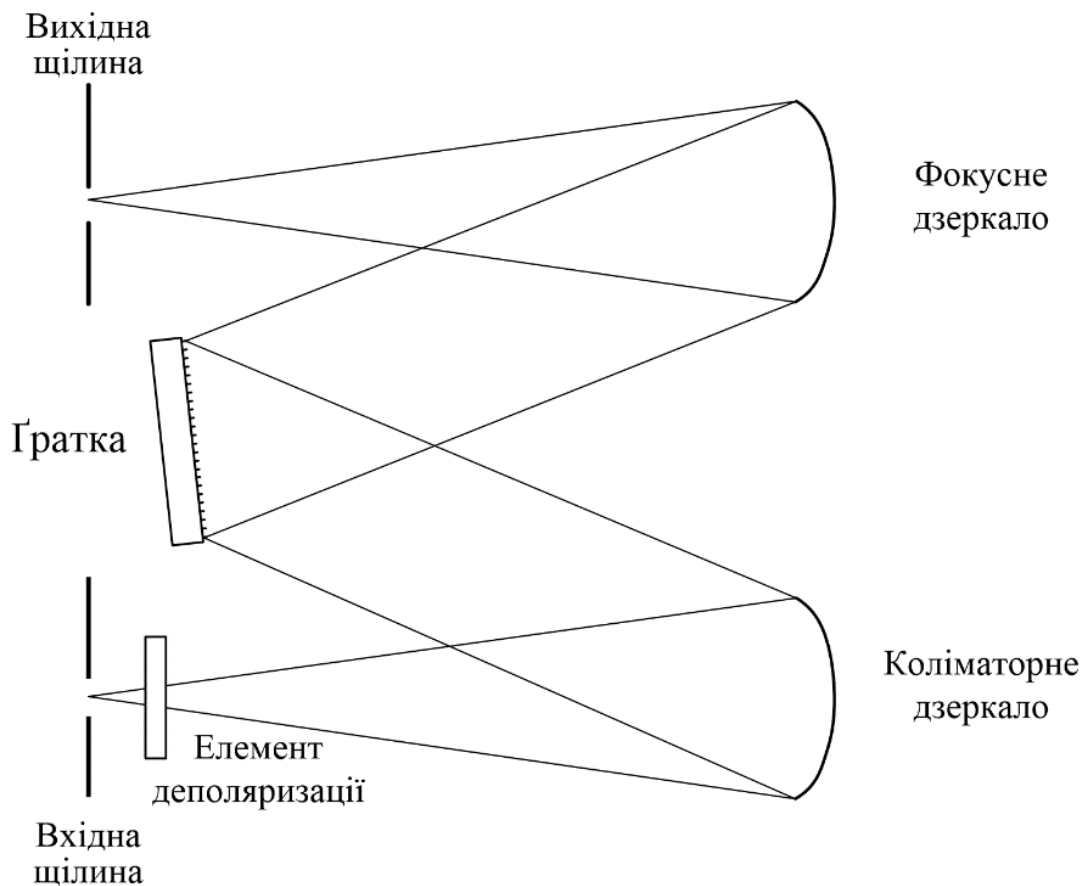


Рис. 2.3 Аналізатор реалізований за схемою монохроматора Золнера-Турнарса (Zollner-Thurnar's type monochromator)

розташовані на поверхні плоского дзеркала, яке відбиває світло під певним кутом в залежності від його довжини хвилі. Далі вихідне дзеркало фокусує дифрагзоване випромінювання в площину вихідної щілини, але світло відбите

лише у певному напрямку фокусується безпосередньо в точку розташування вихідної щілини. Це дозволяє щілині виділяти лише певну спектральну компоненту за довжиною хвилі.

Довжину хвилі, яку направляють на вихідну щілину, можна змінювати поворотом ґратки, а роздільною здатністю за довжиною хвилі можна керувати шляхом зміни ширини як вхідної, так і вихідної щілини. Конструктивно в аналізаторі в якості вхідної щілини для світла використовують серцевину оптичного волокна. Для зменшення аберацій коліматорне та фокусне дзеркала являють собою позаосьові параболічні дзеркала. Крім того, на вході встановлюють деполаризуючий елемент для зменшення залежності вхідного світла від поляризації. Світло пропускають через монохроматор двічі, завдяки чому отримують відмінну роздільну здатність за довжиною хвилі.

2.2. Дослідження підсиленого спонтанного випромінювання в режимі холостого ходу

В нашій роботі було використано багатохвильове (4λ) джерело помпування, в якому міститься чотири лазерні діоди ($LD_1 - LD_4$). За допомогою цього джерела було виміряно спектри розподілу підсиленого спонтанного випромінювання в широкому діапазоні (1420 – 1470 нм), що збуджувались кожним лазером в ОМВ довжиною 50 км.

2.2.1. Схема експериментальної установки

Схему експериментальної установки показано на Рис. 2.4. Числові значення структури даних, що містить параметри налаштування ОАС при реєстрації спектрів підсиленого спонтанного випромінювання подано в Таблиці 2.1. Кожний із чотирьох лазерних діодів ($LD_1 - LD_4$) у блоці накачки ВКРП може працювати в режимі неперервного випромінювання та вмикатися незалежно від інших, а його вихідну потужність можна встановлювати в межах від 0 мВт до 300 мВт. Усереднене значення довжини хвилі лазерних діодів помпування відповідно складає 1425 нм, 1435 нм, 1455 нм, 1465 нм. Ці значення є усередненими оскільки спостерігається їх легка залежність від потужності випромінювання.

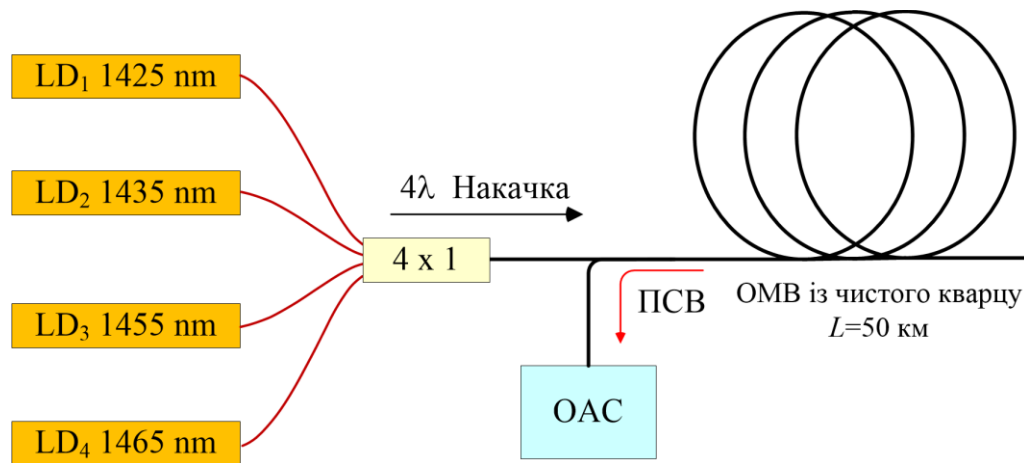


Рис. 2.4 Схема зустрічного 4λ помпування волокна із чистого кварцу довжиною 50 км та реєстрації підсиленого спонтанного випромінювання за допомогою ОАС. Оскільки ВКР підсилювач включено в режимі холостого ходу, то вся потужність помпування витрачається тільки на підсилення стоксового шуму

Підсилене спонтанне випромінювання (ПСВ) спостерігалось в наших експериментах у протилежному (зустрічному) напрямку до напрямку розповсюдження хвилі помпування. Потужні хвилі накачки вводились у стандартне одномодове волокно (ОМВ) із чистого кварцового скла довжиною 50 км. Спектральна густина ПСВ потужності реєструвалася в цифровій формі за допомогою оптичного аналізатора спектра (ОАС), головні параметри вихідної структури даних якого наведені в Таблиці 2.1. Спектри вимірювались в інтервалі розгортки між 1420 нм і 1700 нм (LD_1 та LD_2) та між 1420 нм і 1750 нм (LD_3 та LD_4) із роздільною здатністю за довжиною хвилі, що дорівнює 1 нм. Зауважимо, що роздільна здатність за довжиною хвилі в 1 нм відповідає $4,9 \text{ см}^{-1}$ ($\sim 0,25 \text{ ТГц}$) на короткохвильовому кінці спектру, але вона дорівнює $3,3 \text{ см}^{-1}$ ($\sim 0,17 \text{ ТГц}$) на довгохвильовому кінці розгортки спектру. Обидва інтервали розгортки спектру 280 нм та 330 нм мали по 2000 точок дискретизації.

Завдяки величезному динамічному діапазону ОАС при реєстрації оптичної потужності ми отримали можливість спостерігати одночасно як дуже інтенсивні релеєвські лінії, так і дуже слабкі смуги комбінаційного розсіювання від кожного ЛД накачки.

Дійсно, повна оптична інтенсивність стоксового спектра приблизно в 10^3 разів нижча за інтенсивність релеєвської лінії. Тому наведемо більш детально опис особливостей забезпечення динамічного діапазону в ОАС.

Таблиця 2.1

Числові значення структури даних, що містить параметри налаштування ОАС при реєстрації спектрів підсиленого спонтанного випромінювання. ДХ – довжина хвилі.

Параметр	1425 nm	1435 nm	1455 nm	1465 nm
CTRWL (центральна ДХ, нм)	1560.00	1560.00	1585.00	1585.00
SPAN (спектральний інтервал, нм)	280.00	280.00	330.00	330.00
START WL (початкова ДХ, нм)	1420.00	1420.00	1420.00	1420.00
STOP WL (кінцева ДХ, нм)	1700.00	1700.00	1750.00	1750.00
WLFREQ (ДХ)	0.00	0.00	0.00	0.00
REFL (макс рівень на екрані, дБм)	-48.00	-48.00	-48.00	-48.00
LSCL	5.00	5.00	5.00	5.00
RESLN (розділення, нм)	1.00	1.00	1.00	1.00
AVG (усереднення, шт)	1.00	1.00	1.00	1.00
SMPLAUTO (автодискр.)	0.00	0.00	0.00	0.00
SMPL (кількість відліків)	2000.00	2000.00	2000.00	2000.00
LSUNT	0.00	0.00	0.00	0.00
NMSKH	OFF	OFF	OFF	OFF
RESCOR	1.00	1.00	1.00	1.00

2.2.2. Вимірювання спектральної густини потужності в аналізаторі спектра

Амплітудне значення оптичного спектру на виході аналізатора представляє собою абсолютну потужність в частотному інтервалі, що дорівнює одній роздільній здатності. Наприклад, якщо для роздільної здатності встановлено 0,1 нм, то кожній спектральній компоненті відповідає потужність в межах інтервалу 0,1 нм.

Якщо використовується газовий лазер або напівпровідниковий лазер, у яких оптичний спектр вузький, ніж встановлене в аналізаторі значення роздільної здатності, то повна потужність буде зосереджена в межах одного інтервалу, що дорівнює роздільній здатності. В цьому випадку виміряна потужність (тобто піковий рівень) відповідає загальній потужності оптичного джерела. Саме за таких умов калібрують аналізатор для точного відображення потужності.

Навпаки у випадках природного сонячного світла, люмінесцентних ламп та

світлодіодів ширина спектра зазвичай значно ширша за роздільну здатність цього аналізатора. Тоді виміряні цим аналізатором значення для цих джерел дають змінну потужність залежно від налаштування роздільної здатності.

У деяких випадках фактична роздільна здатність аналізатора оптичного спектра не повністю відповідає заданій роздільній здатності. Наприклад, у цьому обладнанні, якщо довжина хвилі менше 1200 нм, фактична роздільна здатність трохи ширша за встановлену роздільну здатність. Це ускладнює визначення залежності між вимірюваною величиною та абсолютною величиною, коли вимірюється оптичний спектр широкого діапазону.

2.2.3. Синхронне детектування за допомогою лазера із змінною довжиною хвилі

Аналізатор має функцію синхронізованого сканування за допомогою лазерного джерела серії AQ4320, в якому регулюється довжина хвилі.

При вимірюванні залежності втрат волокон від довжини хвилі за допомогою оптичних фільтрів, решіток з оптичних волокон, тощо зазвичай використовуються широкосмугові джерела світла ASE типу (шумоподібні).

Функція синхронізованого сканування реалізована на базі лазерного джерела, що має регульовану довжину хвилі із вузькою спектральною лінією випромінювання, замість ASE джерела світла, і аналіз довжини хвилі в цьому обладнанні синхронізований із довжиною хвилі випромінювання лазерного джерела.

Таким чином отримують значно більш високу роздільну здатність, оскільки роздільна здатність за довжиною хвилі визначається спектральною шириною лінії лазерного джерела із регульованою довжиною хвилі. Крім того, оскільки регульоване за довжиною хвилі лазерне джерело, має дуже низьку інтенсивність побічних спектральних компонент в околі вимірювальної довжини хвилі, і тому вихідне випромінювання має сильно пригнічену інтенсивність шумового світла за межами інтервалу, що відповідає діапазону роздільної здатності аналізатора. Саме це забезпечує надзвичайно високий оптичний динамічний діапазон аналізатора.

2.2.4. Схема фотореєстрації у складі аналізатора спектра

У режимі максимальної чутливості вимірювань (встановлено HIGH1 – 3), застосовують модуляцію світла за допомогою оптичного переривача, вбудованого у монохроматор. Цей оптичний датчик має додатковий електричний вихід, який стає джерелом опорного сигналу для зменшення впливу шумів та дрейфу як фотоприймача, так і схеми АМР. Висока чутливість

досягається завдяки застосуванню схеми синхронного детектування та вузько смугового фільтра низьких частот, який пропускає тільки компоненти з частотою переривання світла. Частота переривання встановлюється на 270 Гц.

У режимі нормальної чутливості вимірювань, коли встановлено значення NORM, оптичний переривач відключений і синхронний детектор не працює. Це дозволяє суттєво зменшити сталу часу АМР, тим самим збільшуючи швидкість вимірювання. Статус зміщення АМР автоматично скасовується через певні проміжки часу. В цьому випадку час сканування займає приблизно 4 секунди. Операція скасування зміщення може бути задана користувачем, а також за необхідності її можна встановити програмно. (пункт меню <AUTO OFFSET>).

2.2.5. Результати вимірювань спектрів спонтанного випромінювання

Спектри спонтанного випромінювання вивчалися без сигналу на вході волокна, тобто в режимі холостого ходу підсилювача [91,93] (Рис. 2.5). За цих умов

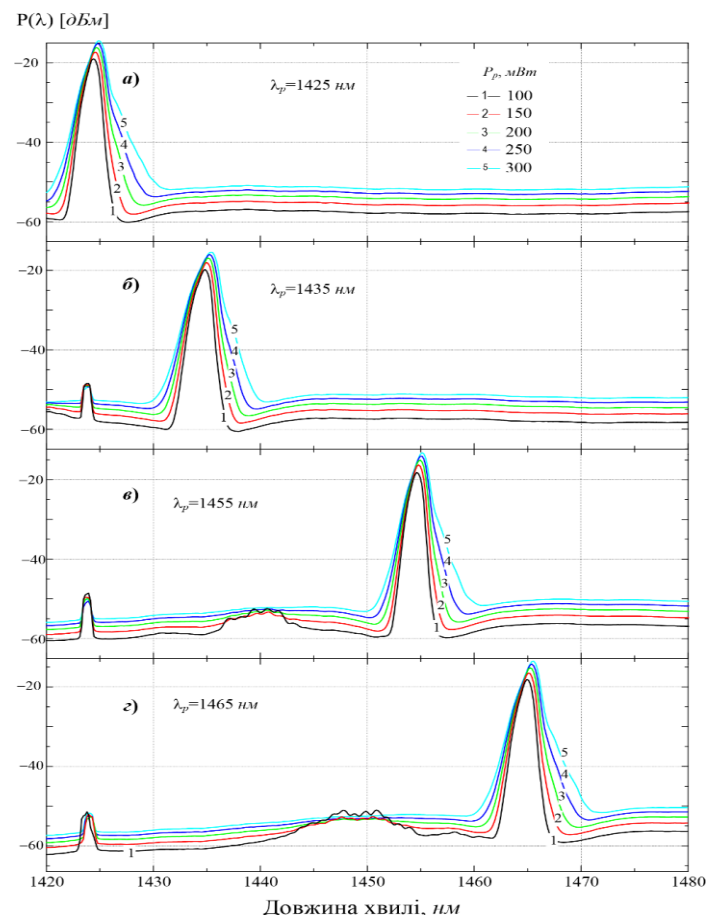


Рис. 2.5 Загальний вигляд спектральної області, де спостерігається релеєвське розсіювання у волокні із чистого кварцу для: а) $\lambda_p=1425\text{nm}$; б) $\lambda_p=1435\text{nm}$; в) $\lambda_p=1455\text{nm}$ та з) $\lambda_p=1465\text{nm}$ при зміні потужності випромінювання кожного лазера накачки від 100 до 300 мВт

повинна спостерігатись максимальна потужність ПСВ оскільки за відсутності сигналу вся потужність накачування витрачається лише на підсилення шуму.

На Рис. 2.5 ми наводимо загальний вигляд спектральної області, в якій домінуючу роль відіграє релеєвське розсіювання у волокні із чистого кварцу для: а) $\lambda_p=1425\text{nm}$; б) $\lambda_p=1435\text{nm}$; в) $\lambda_p=1455\text{nm}$ та г) $\lambda_p=1465\text{nm}$ при зміні потужності випромінювання кожного лазера накачки від 100 до 300 мВт.

При аналізі експериментальних даних, які наведені на Рис. 2.5 ми відмічаємо наступні особливості:

1. При зміні потужності випромінювання кожного діода накачки від 100 мВт до 300 мВт (Рис.2.6) спостерігається хоча і відносно невеликий ($\sim$ десятих долей нм), але індивідуальний зсув довжини хвилі ЛД у довгохвильову область. Цей зсув слід враховувати у випадках, коли необхідне точне визначення частот стоксового зсуву в досліджуваних спектрах ПСВ.

2. Зареєстровані спектральні лінії зворотного розсіювання мають асиметричне розширення. Цей факт може впливати на виснаження потужності накачки, однак прямі та найбільш перспективні методи його досліджень на основі мікроскопії ближнього поля поки що знаходиться у стадії розробки, в якій автор приймає активну участь [101-104].

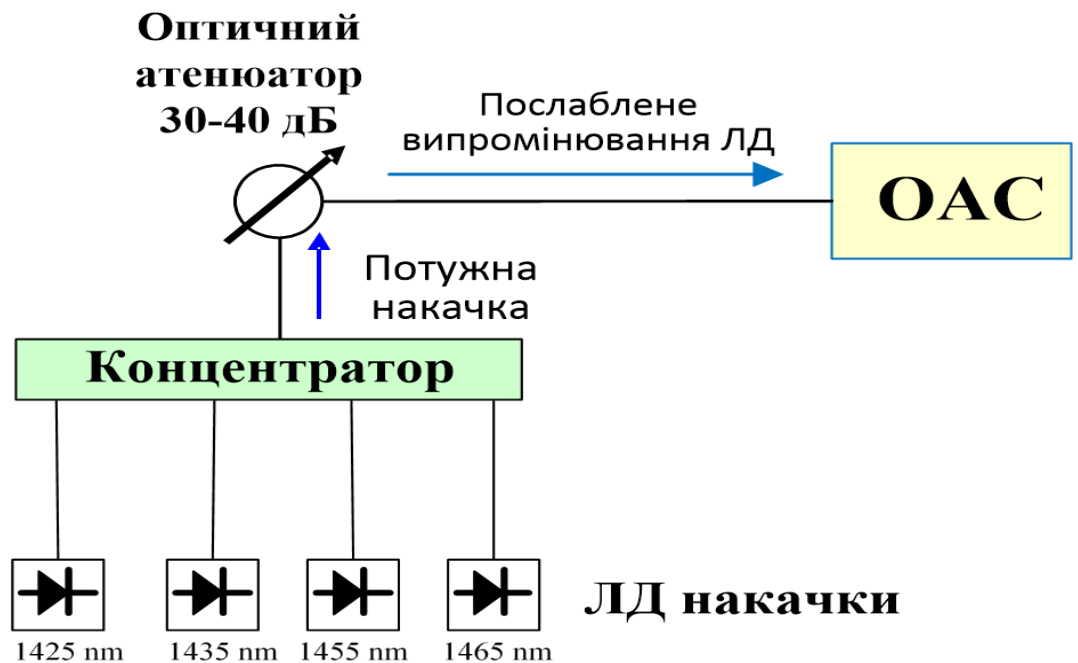


Рис. 2.6 Схема контролю власної форми лінії випромінювання 4 лазерів накачки. Спектри лазерів слід записати ОАС напрямки після атенюатора на 30-40 дБ

3. Зафіксовано розширення спектральних ліній розсіювання прямо залежить від потужності кожного лазера помпування. Амплітуди спектральних компонент з малими зсувами від центра лінії випромінювання зростають значно швидше, ніж збільшується вихідна потужність лазера накачки. Це вказує на нелінійну природу бічних компонент, що розташовані на крилі лінії релеєвського розсіювання. Зважаючи на складність мікроскопічних досліджень [101,104], для порівняльного аналізу розширення ліній ми запропонували спрощену схему контролю власної форми лінії випромінювання 4 лазерів накачки, яка показана на Рис.2.7. Лазерні спектри повинні записуватись в ОАС після зменшення потужності випромінювання на 30-40 дБ для кожного випромінювача окремо, але з дотриманням прийнятої раніше шкали зміни потужності – 100 мВт, 150 мВт, 200 мВт, 250 мВт та 300 мВт. В цьому випадку пікові потужності в ОАС не будуть перевищувати -15 dBm (параметр REFL можна встановити -15) при розгортці спектру на екрані. Спектральний діапазон розгортки – від 1420 нм до 1480 нм. Параметр роздільної здатності $RESLN = 1$ nm. Всі волоконні з'єднання повинні мати мінімальну довжину.
4. В спектрах деяких джерел накачування спостерігається залишкова потужність приблизно - 35 дБ, коли інші лазерні діоди повинні бути вимкнені. Така залишкова потужність являє собою шкідливий фактор, що заважає вивченню спектрів ПСВ, генерованих джерелами накачування коротких довжин хвиль.

2.2.6. Особливості спектрів зворотного релеєвського розсіювання у волокні

У будь-якому волокні фундаментальним обмеженням (границею) для зменшення оптичних втрат є рівень релеєвського розсіювання світла. Це розсіювання виникає завдяки мікроскопічним флуктуаціям густини та показника заломлення у матеріалі серцевини волокна.

Релеєвське розсіювання світла, як відомо, відбувається без зміни частоти світла, яке розповсюджується вздовж волокна та збуджує саме розсіювання. Тому спектральний розподіл цього розсіювання в лінійному наближенні повинен повторювати форму лінії випромінювання джерела. У випадку наших вимірювань, що зображені на Рис. 2.5, а також на наступних Рис. 2.7 та Рис. 2.8 максимумами ліній розсіювання фактично повинні вказувати на довжину хвилі випромінювання діодів накачки.

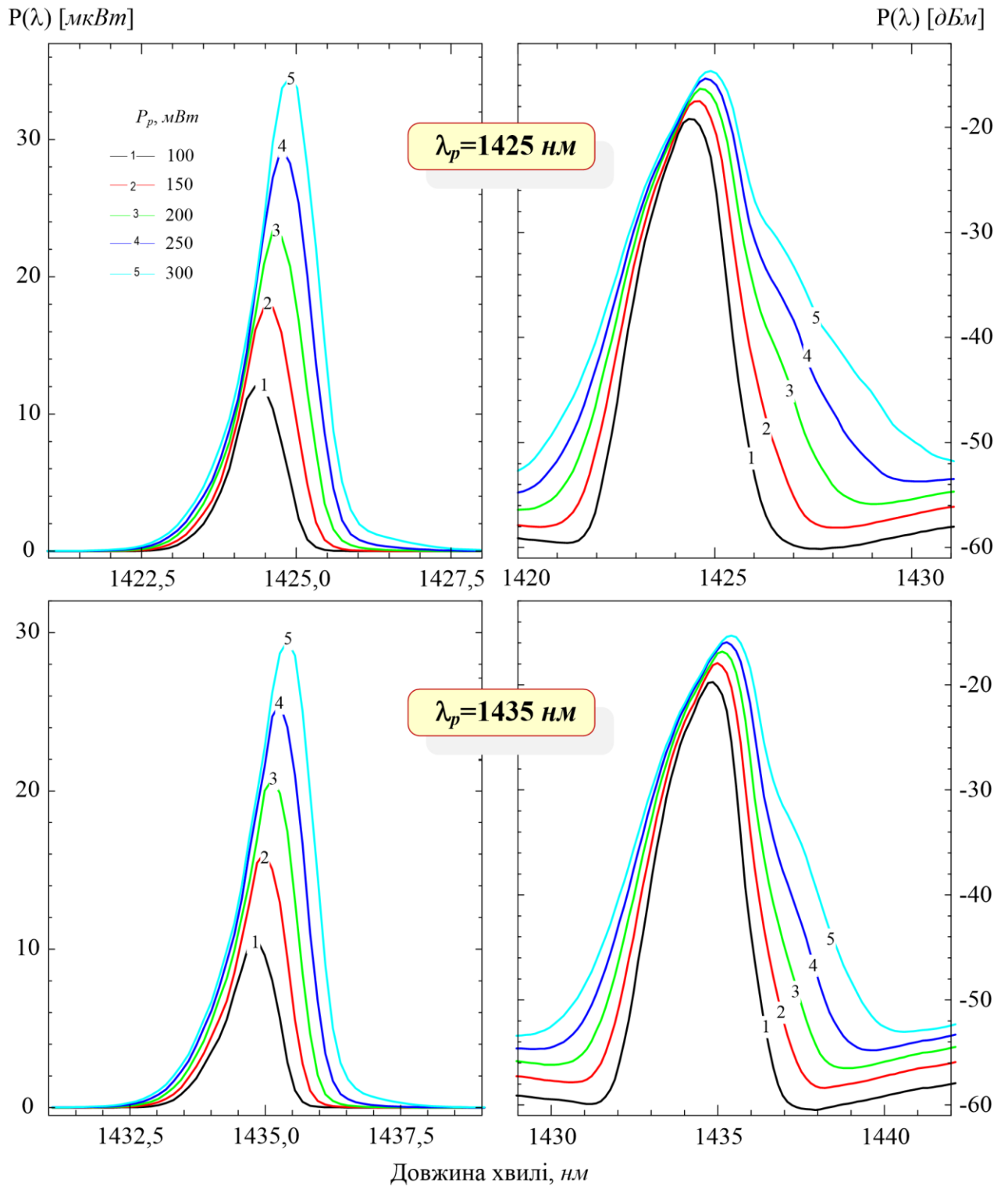


Рис. 2.7 Спектри релеевського розсіяння для LD₁ ($\lambda_p=1425$ нм) та LD₂ ($\lambda_p=1435$ нм) при зміні вихідної потужності кожного лазера в межах від 100 до 300 мВт. Ліворуч на вертикальних осях потужність наведена в мкВт у лінійному масштабі, а праворуч – у логарифмічному масштабі в дБм

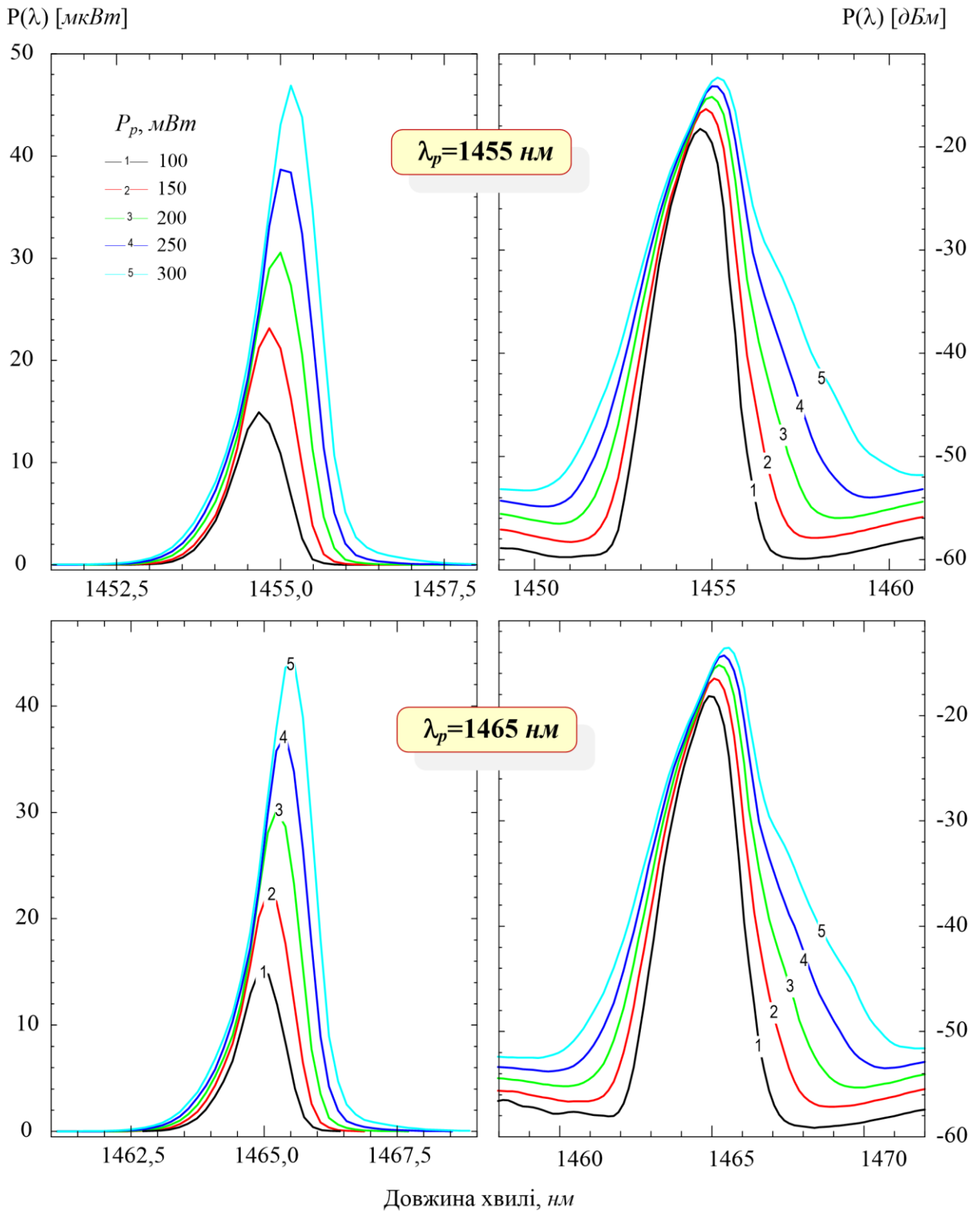


Рис. 2.8 Спектри релеєвського розсіяння для LD₃ ($\lambda_p=1455$ нм) та LD₄ ($\lambda_p=1465$ нм) при зміні вихідної потужності кожного лазера в межах від 100 до 300 мВт. Ліворуч на вертикальних осях потужність наведена в мкВт у лінійному масштабі, а праворуч – у логарифмічному масштабі в дБм

Інтенсивність релеевського розсіяння світла описується добре відомим законом «четвертої ступені» від частоти (голубий колір неба). Отже, в загальному випадку, якщо λ – довжина хвилі випромінювача, то поперечний переріз релеевського розсіяння описується як [105]:

$$\sigma_{scat} = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} n^8 p^2 k T_f \beta \quad (2.1)$$

де n - показник заломлення серцевини волокна, p - фотопружний коефіцієнт, k - стала Больцмана, β - ізотермічний коефіцієнт стискання. Параметр T_f - це фіктивна температура, яка відповідає такій температурі матеріалу, при якій флуктуації його густини стають "замороженими" [105]. В числовому виразі типовими значеннями перерізу є $\sigma_{scat} \approx 10^{-3}$, тобто переріз – це стала величина, а рівень інтенсивності розсіяння складає $\sim 0,1\%$ від інтенсивності збуджуючого джерела світла.

Для аналізу спектральних особливостей та форми ліній зворотного релеевського розсіювання в ОМВ із чистого кварцу ми наводимо кілька серій спектрограм в лінійному та логарифмічному масштабі: на Рис. 2.7 для $\lambda_p=1425$ нм і $\lambda_p=1435$ нм та на Рис. 2.8 для $\lambda_p=1455$ нм і $\lambda_p=1465$ нм.

В лінійному масштабі наглядно підтверджено відмічені вище лінійні особливості релеевського розсіювання, а саме стала величина перерізу $\sigma_{scat} \approx 10^{-3}$ та відсутність частотного зсуву лінії розсіяння. Дійсно, на всіх спектрограмах в лівих стовпчиках Рис. 2.7 та Рис. 2.8 вертикальна шкала вказана у мкВт, а відношення пікових інтенсивностей ліній розсіяння повністю повторює відношення потужності діючих лазерних випромінювачів, яку ми змінювали від 100 мВт до 300 мВт з кроком 50 мВт. Цей факт в подальшому можна використати для контролю потужності випромінювання накачки, яке вже введене та розповсюджується у волокні. Така неінвазивна методика може бути корисною для розробки ВКР пристроїв.

На всіх спектрограмах як в лінійному, так і в логарифмічному масштабах на рис. 2.7 та рис. 2.8 спостерігається помітний ($\sim$ десятих нм) зсув довжини хвилі довгохвильову область для всіх максимумів релеевського розсіяння при зміні потужності випромінювання кожного діода накачки від 100 мВт до 300 мВт. Цей зсув ми пов'язуємо із залежністю довжини хвилі самих лазерних діодів від струму інжекції, тобто від вихідної потужності випромінювання. На це вказує індивідуальний характер зсувів для кожного лазерного діода, що більш детально ми розглядаємо у підрозділі 2.3.2. Тут ми зауважимо, що в першому наближенні такими зсувами частоти можна нехтувати, але ці зсуви

$\sim 0,5$ ТГц і їх можливо треба буде враховувати в подальшому.

На завершення аналізу особливостей отриманих нами спектрів зворотного релеєвського розсіювання в ОМВ із чистого кварцу слід відмітити значну асиметрію ліній розсіювання, яка чітко спостерігається на всіх спектрах, що зображені в логарифмічному масштабі на Рис.2.8 та Рис.2.9. Асиметрія ліній розсіювання проявляється, як бачимо, в нерівномірному розширенні ліній у коротко- та довго хвильову області та нелінійній залежності власного розширення від потужності випромінювання лазерних діодів помпування.

2.3. Аналіз підсиленого спонтанного випромінювання у волоконному підсилювачі із зворотною накачкою

В режимі холостого ходу за відсутності зовнішніх сигналів в смузі робочих частот підсилювача спочатку існує тільки спонтанне випромінювання, на фоні якого вже виникає підсилене спонтанне випромінювання.

2.3.1. Підсилене спонтанне випромінювання та некогерентний стоксовий шум

Коефіцієнт ВКР $g_R(\omega_v)$ підсилення, як відомо [106], можна виразити через поперечний переріз спонтанного КР $\sigma_0(\omega_v)$ у вигляді:

$$g_R(\omega_v) = \sigma_0(\omega_v) \cdot \frac{\lambda_s^3}{c^2 h A_{eff}^{ps} n_p^2} \quad (2.2)$$

де ω_v - частота молекулярних коливань, λ_s - стоксова довжина хвилі, c - швидкість світла, h - стала Планка, A_{eff}^{ps} - ефективна площа серцевини волокна, причому вважається, що показник заломлення n_p не залежить від частоти в усій області частот стоксового зсуву. Величину КР поперечного перерізу $\sigma_T(\omega_v)$ за абсолютної температури T можна виразити через поперечний переріз $\sigma_0(\omega_v)$ за нульової температури так:

$$\sigma_0(\omega_v) = \sigma_T(\omega_v) / [n_B(\omega_v, T) + 1] \quad (2.3)$$

де $n_B = [\exp(\hbar\omega_v / k_B T) - 1]^{-1}$ - фактор Бозе-Ейнштейна.

В загальному випадку взаємодію накачки із сигналом описують стандартною системою зв'язаних рівнянь, яку застосовують для аналізу розподіленого ВКР підсилення [107]. Обидва оптичні випромінювання розглядаються як неперервні електромагнітні хвилі, і саме коефіцієнт ВКР підсилення $g_R(\omega)$ зв'яже до купи обидва рівняння:

$$\frac{dI_s(z, \omega)}{dz} = g_R(\omega) I_p(z) I_s(z, \omega) - \alpha_s I_s(z, \omega) \quad (2.4)$$

$$\frac{dI_p(z)}{dz} = \frac{\omega_p}{\omega_s} g_R(\omega) I_p(z) I_s(z, \omega) - \alpha_p I_p(z), \quad (2.5)$$

де α_s та α_p – коефіцієнти оптичних втрат у волокні на стоксовій частоті та довжині хвилі накачки, відповідно; I_p - інтенсивність помпування, I_s - інтенсивність стоксової хвилі. Зауважимо, що розв'язок системи рівнянь (2.4) - (2.5) в аналітичній формі можна отримати тільки в окремому випадку, а саме в наближенні заданої накачки:

$$I_s(L) = I_s(0) \exp(g_R P_0 L_{eff} - \alpha_s L) \quad (2.6)$$

тут $L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha_p L)] / \alpha_p$ - ефективна довжина; P_0 – потужність помпування на вхідному кінці волокна, причому $P_0 = P_p(L)$ у випадку зворотної накачки.

2.3.2. Спектри підсиленого спонтанного випромінювання

Вихідні спектри ПСВ показано на Рис. 2.9. для накачок 1425 нм і 1435 нм та на Рис. 2.10. для накачок 1455 нм і 1465 нм.

Для зручності порівняльного аналізу релеєвських та КР спектрів, що були виміряні в нашій роботі, всі вони зібрані разом на Рис. 2.11. Спектри ПСВ, отримані на виході волокна в зустрічному напрямку до накачки розташовані у правому стовпчику на Рис. 2.11 для всіх довжин хвилі помпування – 1,425 мкм, 1,435 мкм, 1,455 мкм і 1,465 мкм. В кожному сімействі з п'яти різних спектрів окремим кривим відповідає своє значення потужності помпування, яке встановлювалось в діапазоні від 100 мВт до 300 мВт. Потужні релеєвські лінії у лівому стовпчику на Рис. 2.11 зображені з використанням одиниць мкВт/нм для спектральної густини потужності, що у 1000 разів більше від одиниць спектральної густини потужності на вертикальній осі КР спектрів у правому стовпчику на Рис. 2.11.

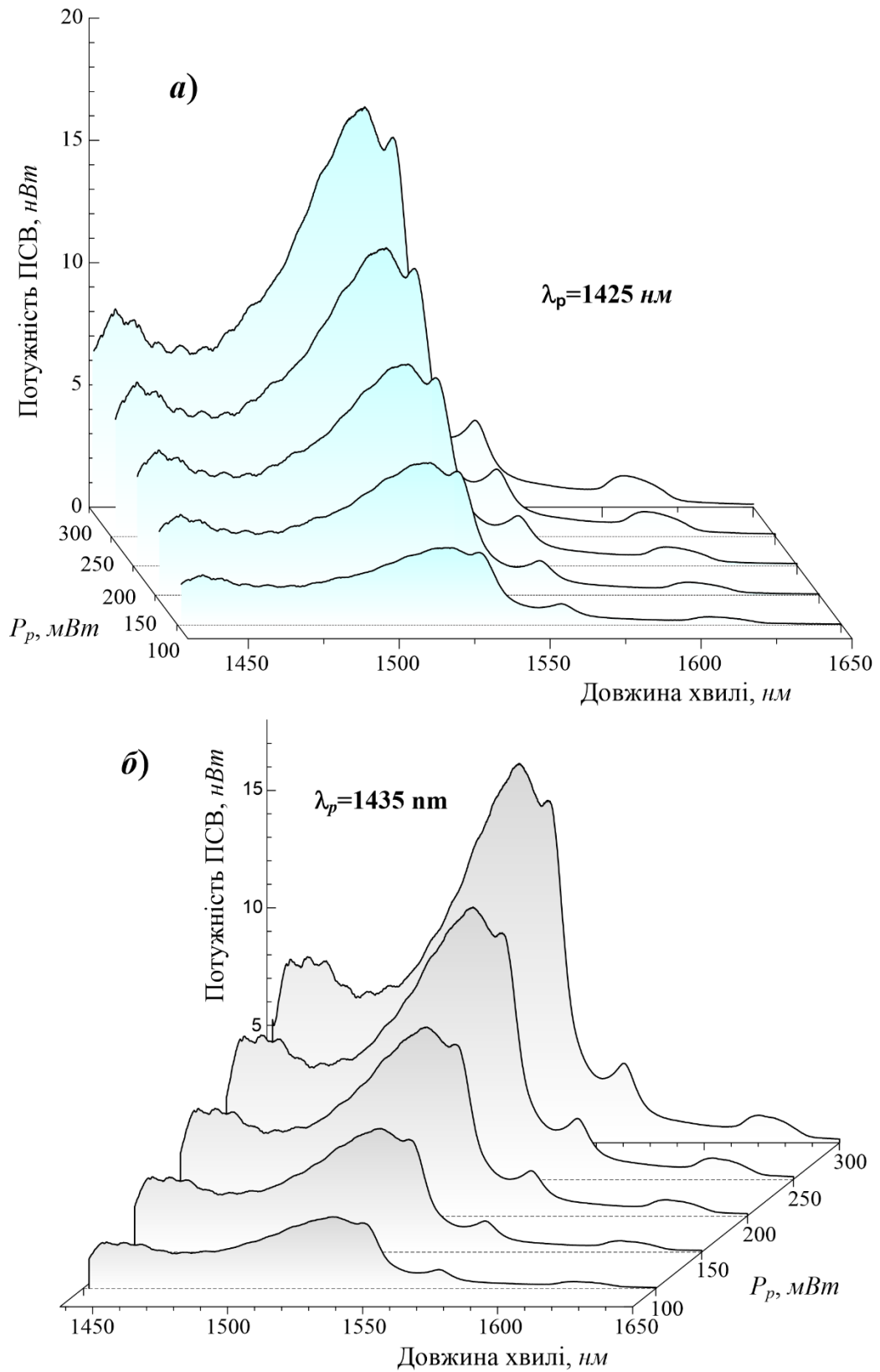


Рис. 2.9 Динаміка зміни спектрів підсиленого спонтанного випромінювання в одномодовому волокні із чистого кварцу для двох окремих накачок: а) LD₁ з $\lambda_p = 1425$ нм; б) LD₂ з $\lambda_p = 1435$ нм

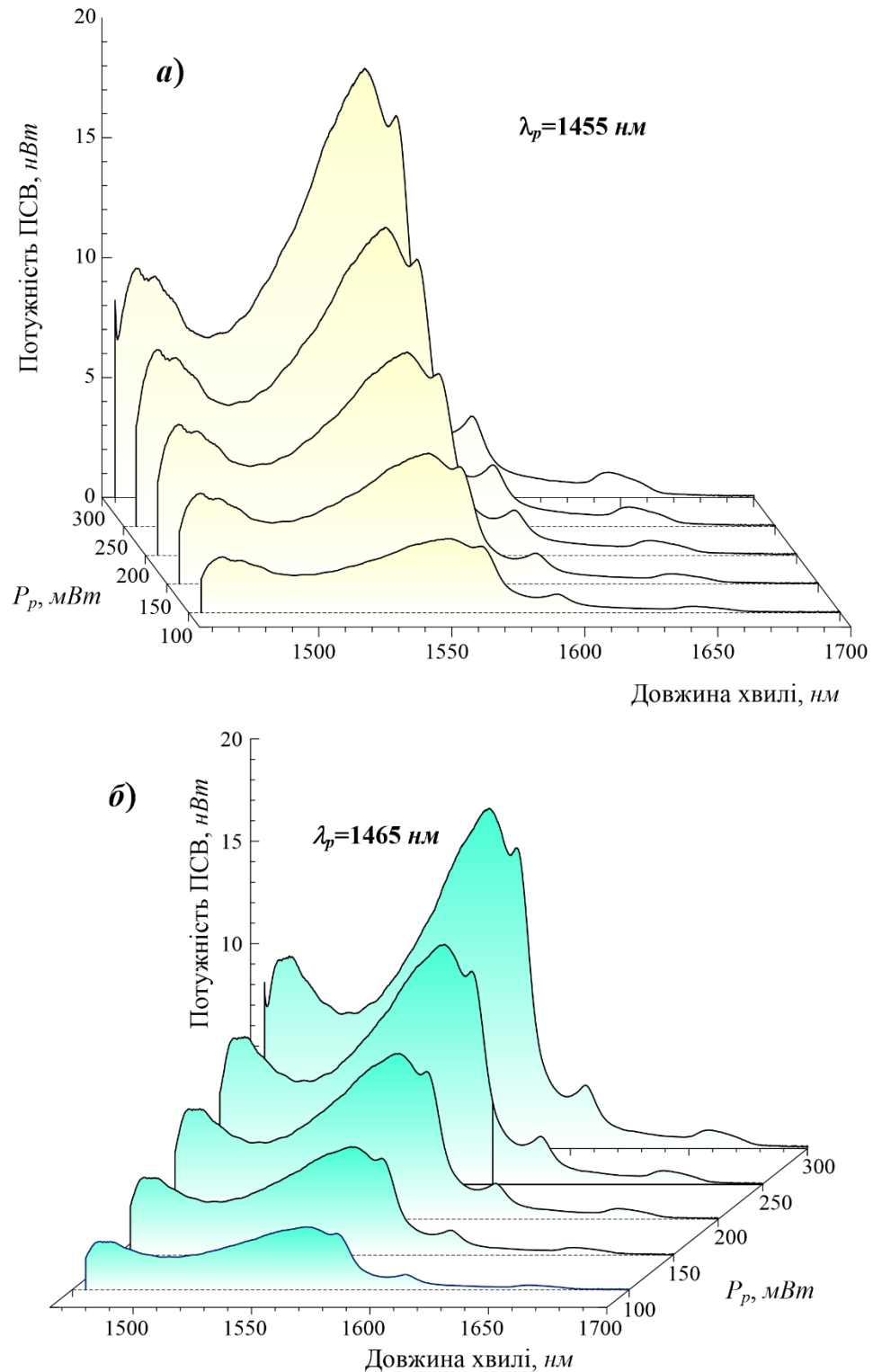


Рис. 2.10 Динаміка зміни спектрів підсиленого спонтанного випромінювання в одномодовому волокні із чистого кварцу для двох окремих накачок: а) LD₃ з $\lambda_p = 1455$ нм; б) LD₄ з $\lambda_p = 1465$ нм

Деякі загальні особливості вимірних спектрів зворотного релеевського розсіювання у волокні в якісному плані ми вже обговорювали в розділі 2.2.6. З метою кількісного аналізу особливостей спектрів релеевського розсіювання

на вставці поблизу відповідної релеєвської лінії на Рис. 2.11 наведена залежність виміряного зсуву довжини хвилі випромінювання лазера помпування від його вихідної потужності. Оскільки довжина хвилі, що відповідає максимуму релеєвської лінії повинна точно дорівнювати довжині хвилі лазерного діода, то зображені зсуви в одиницях ТГц фактично показують зсув частоти лазерів внаслідок збільшення вихідної потужності.

З іншого боку, інтенсивність релеєвського розсіяння має лінійну залежність від потужності хвилі помпування, яка розповсюджується вздовж волокна. Тому вимірювання спектральної густини потужності релеєвського розсіяння дозволяє контролювати відповідне значення потужності накачки безпосередньо у серцевині волокна. Зауважимо, що при масштабуванні інтенсивності релеєвського лінії на іншу довжину хвилі слід приймати до уваги співвідношення (2.1), оскільки $\sigma_{scat} \approx \lambda^{-4}$. Дійсно якщо $\lambda_1=1425$ нм, а $\lambda_2=1465$ нм, то їх відношення дорівнює $(\lambda_2 / \lambda_1)^4 = 1,12$.

На всіх спектрах показаних на Рис. 2.12 можна виділити щонайменше три особливості. По-перше, густина потужності підсиленого стоксового шуму не перевищує $\sim 10^{-3}$ від спектральної інтенсивності релеєвського розсіяння. Це означає, що наявність ВКР не набагато перевищує типовий рівень спонтанного стоксового шуму.

По-друге, область довжин хвилі стоксового зсуву має невеликий додатковий зсув у відповідності до зміни довжини хвилі випромінювання лазерного діода накачки при збільшенні його вихідної потужності.

По- третє спектри підсиленого спонтанного випромінювання спостерігаються у вигляді суміші, що складається із підсиленого та спонтанного стоксового шуму, на що вказує наявність характерних локальних максимумів на всіх без винятку спектрах ПСВ в області малих стоксових зсувів.

Зауважимо, що флуктуаційні шуми від електронної апаратури реєстрації, які завжди накладаються на експериментальні криві, можуть суттєво ускладнювати обробку даних вимірювань. Такий шум має чисто електронний характер, за своєю природою він принципово відрізняється від некогерентного стоксового шуму в оптичній області частот.

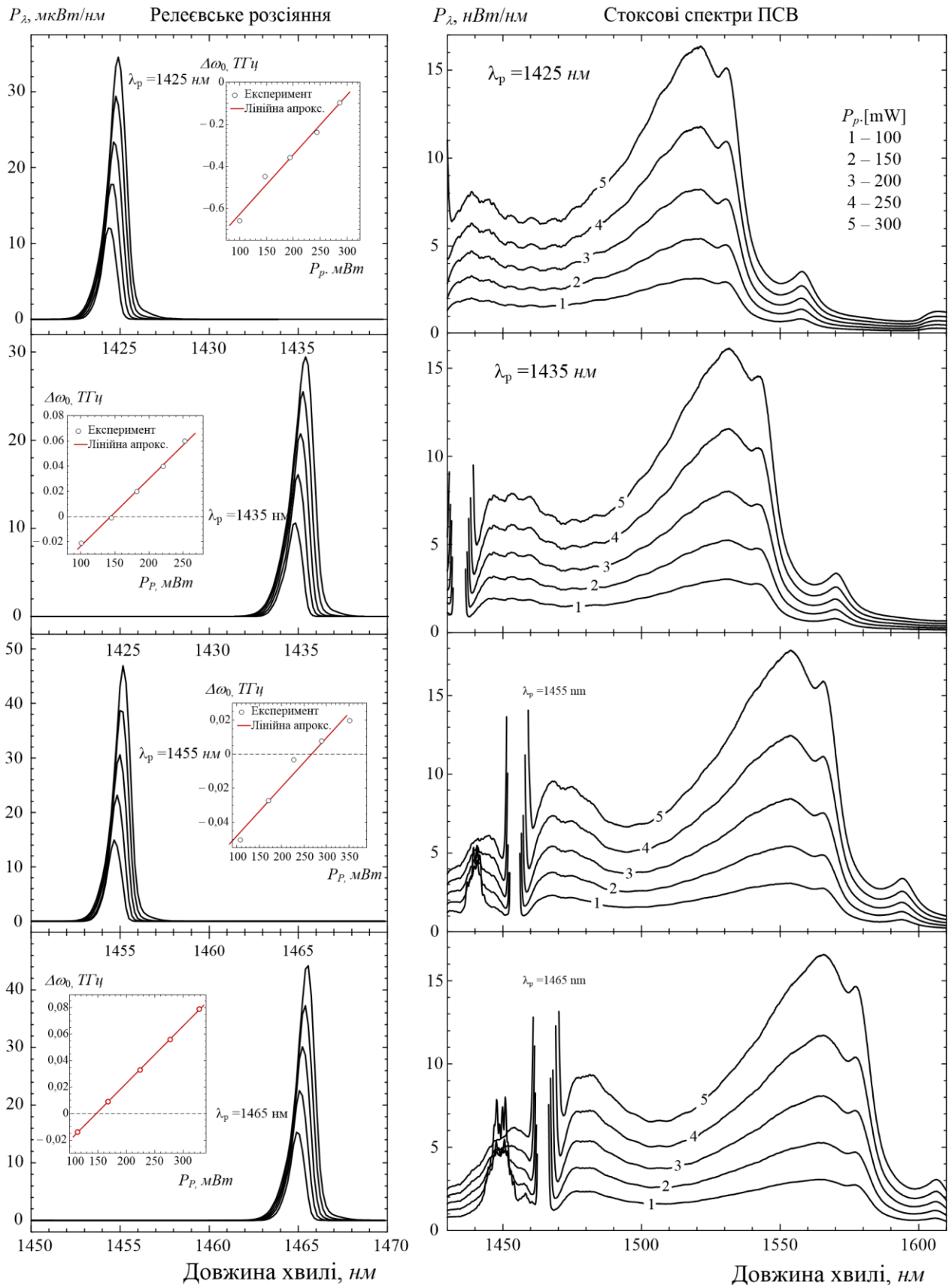
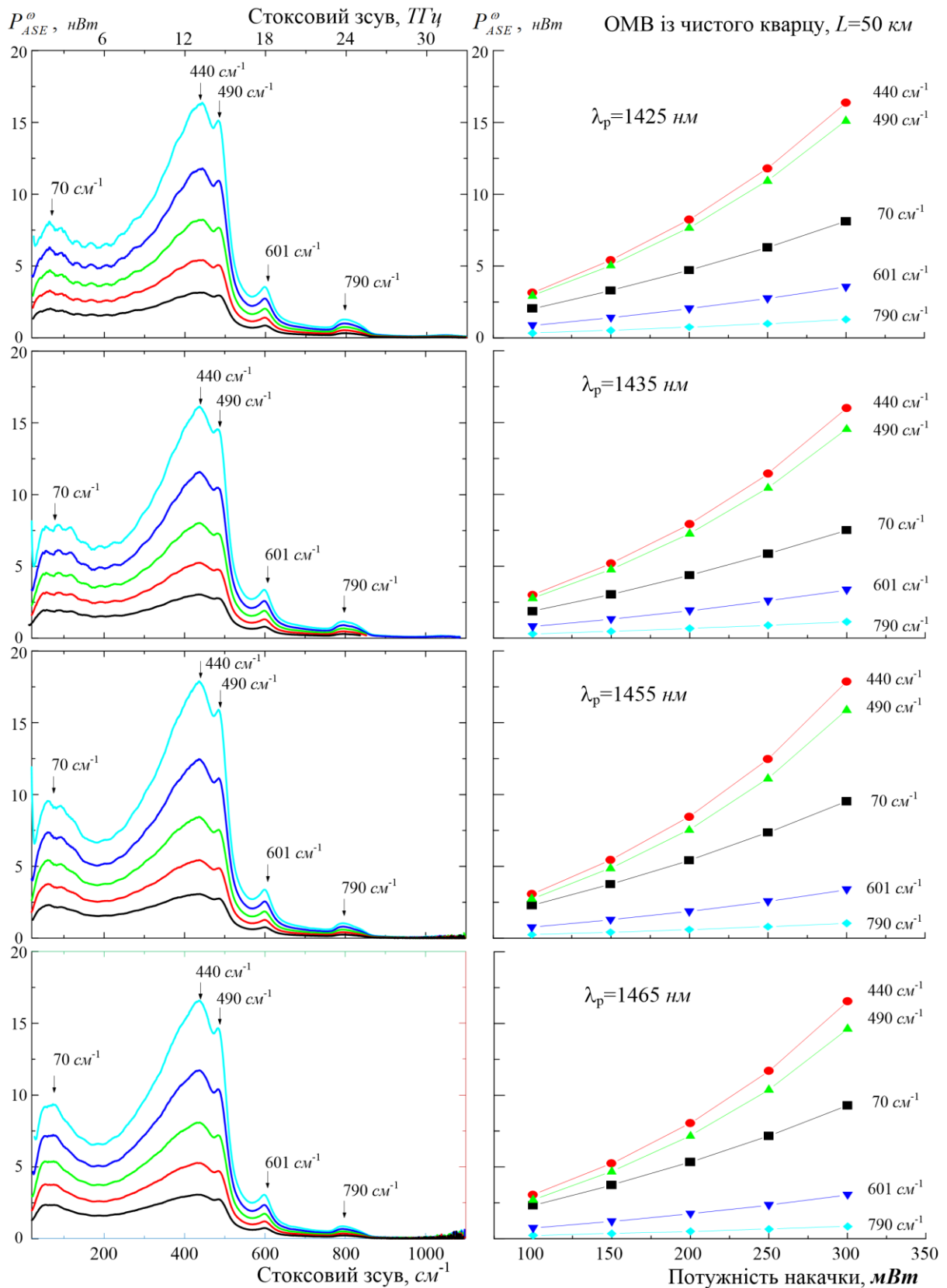


Рис. 2.11 Колекція вимірних спектрів: релеєвських в області 1450-1470 нм та КР в області 1420-1600 нм, що наведені разом для зручності їх порівняльного аналізу



На відміну від стокового шуму флуктуаційний шум електронної апаратури є чисто шкідливим фактором для наших вимірювань, обробки їх результатів і його бажано повністю видалити із досліджуваних спектрів. З цією метою нещодавно [107] ми розробили метод гаусової фільтрації шумів реєстрації експериментальних для спектрів підсилення ВКРП. Більш детально результати застосування цієї методики наведені в п.4.2.5 разом із обґрунтуванням її корисності для обробки експериментальних даних при вимірюванні спектрів ПСВ у волокні із чистого кварцового скла.

2.3.3. Аналіз ПСВ в області стокових зсувів

Головна фундаментальна особливість, що відрізняє вимушене КР й відповідне йому нелінійно-оптичне підсилення світла полягає в експоненціальній залежності інтенсивності стокової хвилі від потужності накачки $P_0 = P_p(L)$. Цей факт є безпосереднім наслідком виразу (2.6) для часткового розв'язку системи рівнянь (2.4) - (2.5). А поперечний переріз спонтанного КР $\sigma_T(\omega)$, навпаки, не залежить від P_0 і тому інтенсивність некогерентного стокового шуму повинна мати лінійну залежність від потужності помпування.

На Рис. 2.12 наведено дані, що однозначно вказують на наявність суттєво нелінійної частини у спостережуваного підсиленого оптичного шуму. Наприклад, спектральна густина потужності максимуму на 445 см^{-1} в усіх спектрах ПСВ збільшується більш, ніж у 5 разів при збільшенні потужності помпування тільки у 3 рази (від 100 мВт до 300 мВт). Таким чином інтенсивність ПСВ, яку ми спостерігаємо в експерименті являє собою суміш вимушеного та спонтанного КР.

Нижче розглядається розроблена нами методика, що дозволяє розділити вимушену частину КР від чисто спонтанного шуму в експериментальних спектрах ПСВ, що спостерігались на виході одномодового кварцового волокна.

2.3.4. Методика виділення ВКР підсилення в експериментальних спектрах ПСВ

Динаміка зміни спектральної густини потужності ПСВ в окремих максимумах спектру, а саме у пікових точках на 70 см^{-1} , 445 см^{-1} , 601 см^{-1} та 790 см^{-1} , що спостерігаються у стокових областях з виходу ОМВ із чистого кварцового скла довжиною 50 км для всіх чотирьох довжин хвилі помпування показані на Рис. 2.13 і окремо для $\lambda_p = 1425\text{ нм}$ та більш детально представлені на Рис.2.13. Залежності густини потужності ПСВ зображено як функції від зміни потужності помпування. Окремі виділені нами точки спектру розташовані не тільки поблизу від абсолютного максимуму стокового спектру

і тому набувають суттєво різних значень коефіцієнта ВКР підсилення.

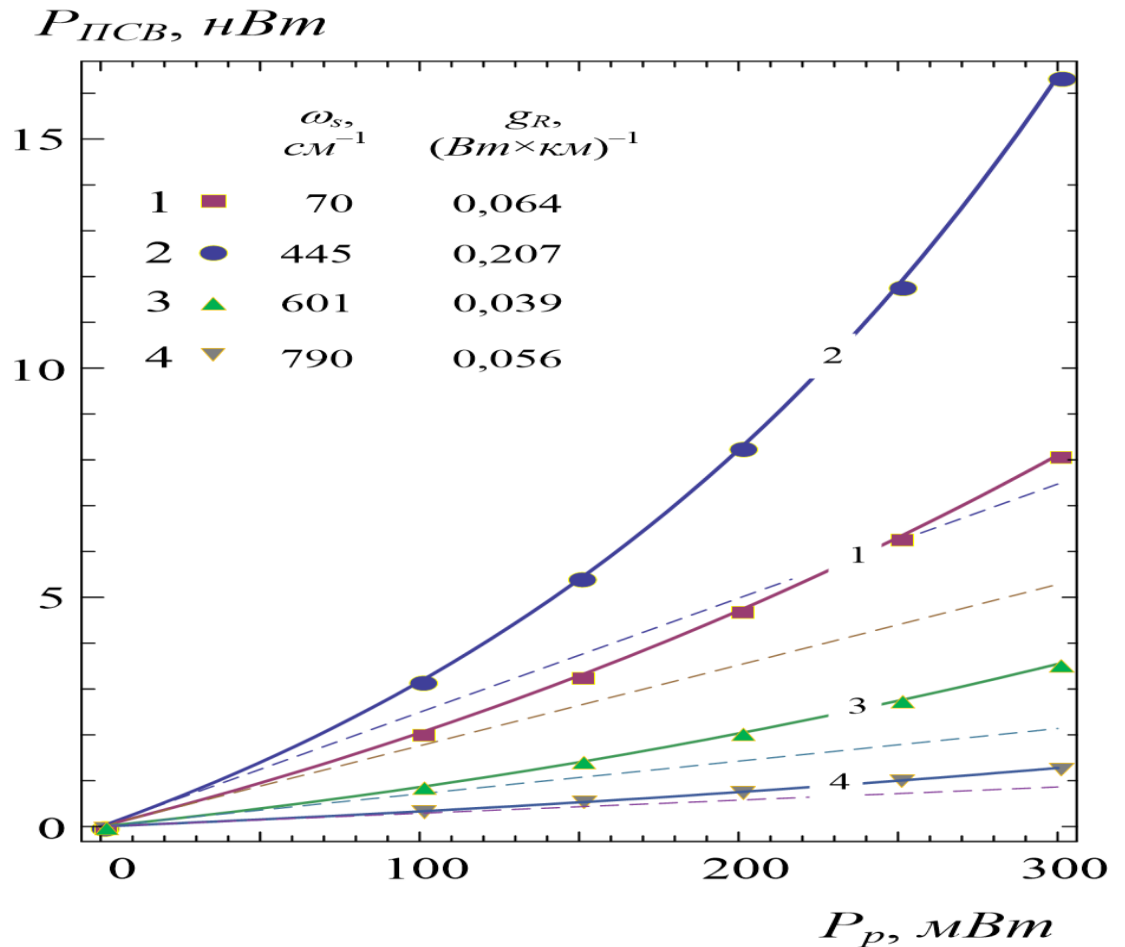


Рис. 2.13 Динаміка зміни спектральної густини потужності ПСВ в 4 окремих точках стоксового спектра. Наші експериментальні дані зображені 4-ма групами символів, а суцільні лінії зображують результати апроксимації за допомогою пробної функції (2.7). Потужність спонтанного розсіяння зображена пунктирними прямими лініями

Зазначимо, що рівень спонтанного розсіяння визначається постійним поперечним перерізом КР і тому повинен бути зображений прямою лінією незалежно від конкретного типу волокна, як це показано на Рис. 2.13.

Процедуру розділення виміряного значення загальної потужності ПСВ на дві окремі частини ми проводимо наступним чином:

- 1) потужність спонтанного стоксового випромінювання (прямі лінії на Рис. 2.13), що відповідають некогерентному шуму;
- 2) «чисте» ВКР підсилення шуму, яке має експоненціальну залежність стоксової інтенсивності від потужності помпування P_0 .

Нарешті наше моделювання базується на використанні модельної функції

наступного вигляду:

$$P_{Nt}(x) = axe^{kx} + bx \quad (2.7)$$

яке є наслідком співвідношення (2.6), де повна потужність шуму P_{Nt} розглядається як функція від незалежної змінної $x = P_p$. Нахил кожної прямої лінії на Рис. 2.13 є сумою двох параметрів $(a+b)$ як можна безпосередньо побачити із співвідношення (2.7) при $k=0$. Очевидно, що параметр $k = g_R L_{eff}$ у відповідності до (2.6), а $L_{eff} = 16.77$ км нашого ОМВ для $\lambda_p = 1425$ нм.

Таким чином, у даному розділі описаний новий метод пасивного вимірювання профілю ВКР підсилення з використанням зустрічної схеми накачування одномодового волокна із чистого кварцового скла. Експериментальна методика була апробована (але не обмежена) стандартними типами оптичних волокон та продемонстрована на вимірюваннях стоксового ПСВ на відрізку ОМВ довжиною 50 км із чистого кварцового скла. Запропонований метод заснований тільки на вимірюваннях потужності ПСВ без використання зовнішніх оптичних сигналів. Для практичної реалізації методики необхідний лише ВКРП, що працює в режимі холостого ходу. Саме факт відсутності зовнішніх сигналів, які змінюються за частотою в межах повного телекомунікаційного вікна, що радикально спрощує схемну реалізацію методики, очевидно слід розглядати в якості головної переваги запропонованого нами методу.

Висновки до розділу 2

В даному розділі представлено результати експериментальних досліджень підсиленого спонтанного випромінювання в оптичному ВКР підсилювачі із зустрічною накачкою. З метою доведення достовірності отриманих даних ми наводимо опис застосованої методики досліджень ВКР підсилення в оптичних волокнах, в межах якої розглядались головні особливості контрольно-вимірювальної апаратури для дослідження ВКР підсилення в оптичних волокнах, надано опис блок-схеми оптичного аналізатора спектра та схеми монохроматора у складі аналізатора спектра, параметри яких визначають чутливість та динамічний діапазон обладнання для реєстрації спектрів. Наведений також короткий опис елементів управління та налаштування оптичного аналізатора спектра, а також структури заголовка файлу, що містить спектральну інформацію, які кількісно описують головні характеристики

(роздільну здатність, кількість точок дискретизації, тощо) цифрового представлення отриманих нами спектрів.

Наведені результати досліджень спектрів підсиленого спонтанного випромінювання в режимі холостого ходу ВКР підсилювача. Вперше аналіз спектрів проводився в розширеній спектральній області, яка об'єднує релеєвський та стоксово зсунутий діапазон частот. При аналізі експериментальних даних релеєвських спектрів вперше кількісно визначено величину індивідуального зсуву довжини хвилі ЛД накачки у довгохвильову область із збільшенням його інтенсивності випромінювання. При зміні вихідної потужності кожного діода накачки від 100 мВт до 300 мВт зафіксовано зсув довжини хвилі випромінювача $\sim$ десятих долей нм. Хоча цей зсув і відносно невеликий, але його слід враховувати у випадках, коли необхідне точне визначення частот стоксового зсуву в досліджуваних спектрах ПСВ.

Представлений пасивний метод вимірювання профілю ВКР підсилення в одномодових волокнах. Експериментальну методику вимірювань розроблено для стандартних волокон на основі кварцового скла. Проведено вимірювання спектральної густини оптичної потужності у стоксово зміщеної області до 1600 см^{-1} в одномодовому волокні довжиною 50 км. Головна перевага запропонованого методу полягає в суттєвому спрощенні методики вимірювань без використання зовнішніх сигналів із варіацією частоти, оскільки методика побудована на використанні вимірювань лише підсиленого спонтанного випромінювання в режимі холостого ходу у ВКР підсилювачі із зустрічною накачкою.

Результати цього розділу відображені в роботах авторки [91], [93], [101], [102], [103], [104], [106], [107].

РОЗДІЛ 3.

МОДЕЛЮВАННЯ ПРОФІЛІВ ВКР ПІДСИЛЕННЯ В ТИПОВИХ ОДНОМОДОВИХ ВОЛОКНАХ НА ОСНОВІ КВАРЦОВОГО СКЛА

Детальний аналіз порогових умов та робочої смуги генерації ВКР лазерів на основі в GeO_2 -легованих одномодових волокон був представлений нами в розділі 1. Спираючись на викладені основи теорії, у цьому розділі розглядається методика моделювання 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} .

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

Найбільш поширений тип волокна – волокно із чистого SiO_2 – виготовляється із кварцового скла SiO_2 з невеликими домішками германію GeO_2 у серцевину волокна для формування хвилеводу. Зауважимо, що це стандартне волокно, яке зазвичай позначають як волокно із “чистого” SiO_2 насправді містить домішки GeO_2 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, складає $\Delta n \sim 10^{-2}$ та залежить від концентрації домішки GeO_2 . Разом з цим невелика кількість германієвих домішок дозволяє віднести цей найбільш поширений тип волокон до чистого SiO_2 (лапки будемо надалі опускати). За підвищеного вмісту GeO_2 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 волокна виділяють в окремих клас під назвою КР волокно (Raman fiber) або GeO_2 леговане волокно, яке є робочим активним середовищем для переважної більшості сучасних ВКР лазерів [106].

3.1.1. Молекулярні наноконкомплекси та ближній порядок в аморфному склі серцевини оптичного волокна

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.3.1), 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 [19], 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.

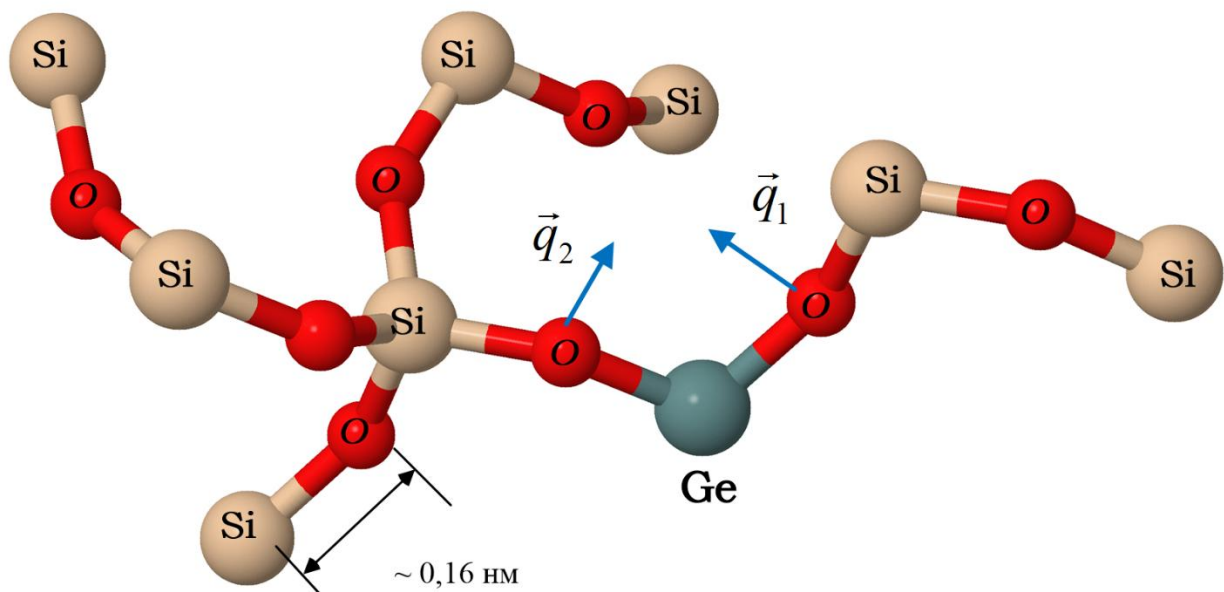


Рис. 3.1 Близький порядок при формуванні аморфного скла із молекулярних наноконкомплексів, що містить зв'язки типу Si—O—Si та Si—O—Ge

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 фонових коливань 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 стокової хвилі, яка може бути зовнішнім оптичним сигналом, виникає процес вимушеного КР (ВКР), який проявляється в експоненціальному зростанні потужності стокової хвилі по мірі її розповсюдження у волокні. Ефективність перетворення накачки у стокову хвилю за ВКР виявляється пропорційною до інтенсивності хвилі помпування. Тому для характеристики динаміки процесу ВКР замість перерізу розсіяння вводимо [91] коефіцієнт підсилення поля електромагнітної хвилі, що біжить у волокні.

3.1.2. Особливості формування коливних мод в аморфному склі серцевини волокон

В межах одноосциляторної моделі в розділі 1 був введений так званий профіль ВКР підсилення $g_R(\omega_v)$, що має резонансну залежність загасаючого осцилятора (лоренцевого типу - див. співвідношення 1.24), оскільки отриманий для моделі одного осцилятора окремої молекули:

$$g_R(\omega_v) = g_{R\max} \frac{4\omega_v^2 \Gamma^2}{(\Omega_v^2 - \omega_v^2)^2 + 4\omega_v^2 \Gamma^2} = g_{R\max} \varphi(\omega_v). \quad (3.1)$$

В ансамблі осциляторів всі коливні рівні енергії розширюються, а форм-фактор $\varphi(\omega_v)$ може залишатись типу (3.1) у випадку однорідного розширення. За випадкового розподілу орієнтації коливань відносно оточення, розширення коливних рівнів носить неоднорідний характер, а форм-фактор $\varphi(\omega_v)$:

$$\varphi(\omega_v) = \exp \left[-\frac{(\Omega_v - \omega_v)^2}{\Gamma^2} \right] \quad (3.2)$$

є гаусового типу. Обидва профілі (3.1) та (3.2) представлені на Рис.3.2 для двох значень відносного загасання фононів, а саме для $\Gamma / \Omega_v = 0,05$ та $0,1$. В таких аморфних матеріалах, як скло, розширення переважно є неоднорідним і для декомпозиції складних спектрів КР в оптичних волокнах надалі ми використовуємо гаусові компоненти (3.2).

3.1.3. Спектр спонтанного розсіяння та профіль ВКР підсилення

Фундаментальні особливості ВКР, що пояснюють сутність різниці між спектром спонтанного комбінаційного розсіяння та частотним профілем ВКР

одномодових кварцових волокон, кількісно були проаналізовані нами в п. 1.2.4 першого розділу.

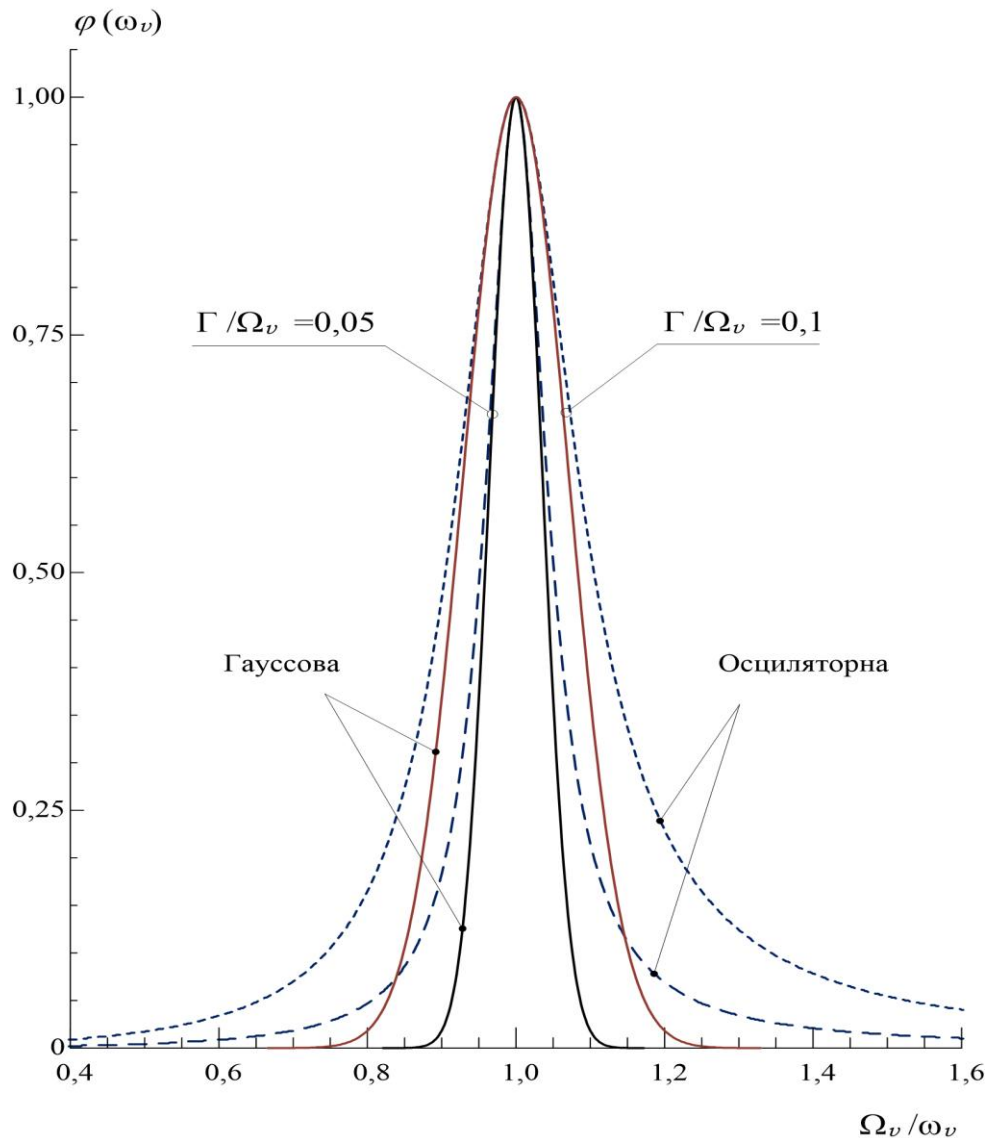


Рис. 3.2 Нормовані форм-фактори для профілів ВКР підсилення: гауссовий профіль (суцільна лінія) та профіль загасаючого осцилятора (пунктир) для $\Gamma / \Omega_v = 0,05$ та $\Gamma / \Omega_v = 0,1$

Для подальшого аналізу та моделювання профілів ВКР підсилення в типових одномодових волокнах головну роль відіграють наступні дві відмінності [91, 106].

По-перше, згідно з (1.25) частотний профіль ВКР підсилення $g_R(\omega_v)$, що не залежить від температури, зв'язаний з поперечним перерізом спонтанного КР $\sigma_0(\omega)$, який відповідає його значенню за нульової температури:

$$g_R(\omega_v) = \sigma_0(\omega_v) \cdot \frac{\lambda_s^3}{c^2 h A_{eff}^{ps} n_p^2}, \quad (3.3)$$

де λ_s – довжина стоксової хвилі, c – швидкість світла, h – стала Планка, A_{eff}^{ps} – ефективна площа серцевини волокна, n_p – значення показника заломлення на довжині хвилі помпування.

По-друге, інша суттєва відмінність вимушеного процесу 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.

Таким чином, профіль ВКР підсилення можна виділити із спектра СКР, якщо обчислити поперечний переріз $\sigma_0(\omega_v)$ спонтанного КР за нульової абсолютної температури. Поперечний переріз $\sigma_T(\omega_v)$ спонтанного КР, який вимірюється за температури T , відноситься до нульового за Кельвінім перерізу $\sigma_0(\omega_v)$ як:

$$\sigma_0(\omega_v) = \sigma_T(\omega_v) / [n_B(\omega_v, T) + 1], \quad (3.4)$$

де $n_B(\omega_v, T)$ – фактор Бозе-Ейнштейна (1.6).

На Рис. 3.3 зображені залежності поперечного перерізу розсіяння $\sigma_T(\omega_v)$ у спектрах спонтанного КР від температури T , де для нульового за

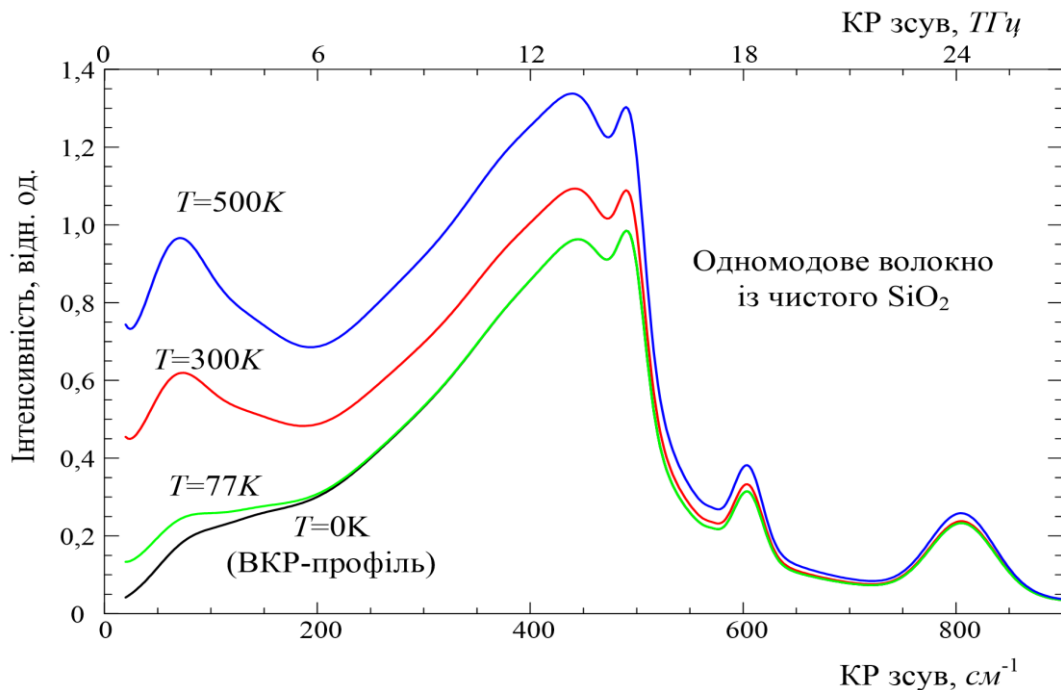


Рис. 3.3 Температурна залежність поперечного перерізу розсіяння у спектрах СКР та профіль ВКР, що відповідає нульовому за Кельвінім перерізу $\sigma_0(\omega_v)$

Кельвіним перерізу $\sigma_0(\omega_v)$ вибраний експериментально виміряний профіль ВКР підсилення для найбільш поширеного волокна із чистого кварцу SiO_2 . Певна ідеалізація картини на Рис.3.3 полягає в тому, що базовий профіль $\sigma_0(\omega_v)$, що отримують для $T=300$ К, вважався незмінним в усьому діапазоні температур від 77 К до 500 К.

На практиці описання ускладняється 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 фононних мод коливного спектра. Під дією загасання, як відомо, спостерігається зсув частоти $\Omega_v = \sqrt{\Omega_{0v}^2 - \Gamma^2}$ по відношенню до власної частоти незагасаючого осцилятора Ω_{0v} , але він 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 фононного спектра. Разом з тим, різниця між спектрами СКР та ВКР підсиленням, що показана на Рис. 3.3, спостерігається експериментально щонайменше в певному околі кімнатних температур, в тому числі у наших дослідженнях, коли потужність помпування не перевищує кількисот міліват. Зауважимо, що саме такі режими накачування одномодового волокна є номінальними для оптичних ВКР підсилювачів та близькі до порогових умов генерації волоконних ВКР лазерів.

У відповідності до (3.3) – (3.4) та даних зображених на Рис. 3.3 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 cm^{-1} , де фактор термальної заселеності фононів значно перевищує одиницю. У більш високочастотній області фактор термальної заселеності для стоксових фононів ($>500 \text{ cm}^{-1}$) втрачає частотну залежність, практично не відрізняється від одиниці і тому спектр СКР співпадає із профілем ВКР.

Таким чином, багатократне зростання перерізу $\sigma_T(\omega_v)$ для стоксових зсувів менше 200 cm^{-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 метода визначення профілів ВКР підсилення за спектрами СКР в інших типах волокон, переважно на основі кварцового скла.

3.2. ВКР підсилення в одномодових волокнах на основі плавленого кварцу

Аналіз профілю ВКР підсилення ми проводили на основі експериментальних спектрів спонтанного комбінаційного розсіяння (СКР). Загальний вигляд спектрів СКР ми наводимо на Рис. 3.4.a для одномодових волокон з різними домішками у серцевині, а саме – для волокон із «чистого» SiO_2 , для GeO_2 і TiO_2 легованих, а також для фосфор-силікатних волокон (із домішками P_2O_5). Характер спектрів СКР в усіх оптичних волокнах на основі кварцового скла має вигляд нерівномірного континуума [106], який формується в результаті перекриття сильно розширених мод коливного спектра.

Зважаючи на велику різницю у перерізах розсіяння, спектр чистого SiO_2 на Рис. 3.4 для зручності порівняння 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 леговані волокна – розроблені значно пізніше [128], мають хороші перспективи до застосувань як активне середовище для реалізації нелінійно-оптичного підсилення, однак значно менше вивчені. Переваги фосфор-силікатних волокон були продемонстровані в [8-10] на прикладі каскадної генерації у ВКР лазерах з використанням стоксового зсуву 1330 см^{-1} в спектрі молекулярних коливань серцевини цього волокна.

Розширення сфери застосувань цих волокон пов'язане з використанням всієї області стоксових зсувів, зокрема частотного діапазону $\sim 500 - 1500\text{ см}^{-1}$. В даній роботі профілі ВКР підсилення для цих одномодових волокон ми детально аналізуємо саме в такій широкій області частот стоксового зсуву.

Попередній теоретичний аналіз [91, 106] процесів комбінаційного розсіяння світла складає основу для безпосереднього визначення профілю ВКР підсилення із експериментального спектра КР 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 стоксового 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.

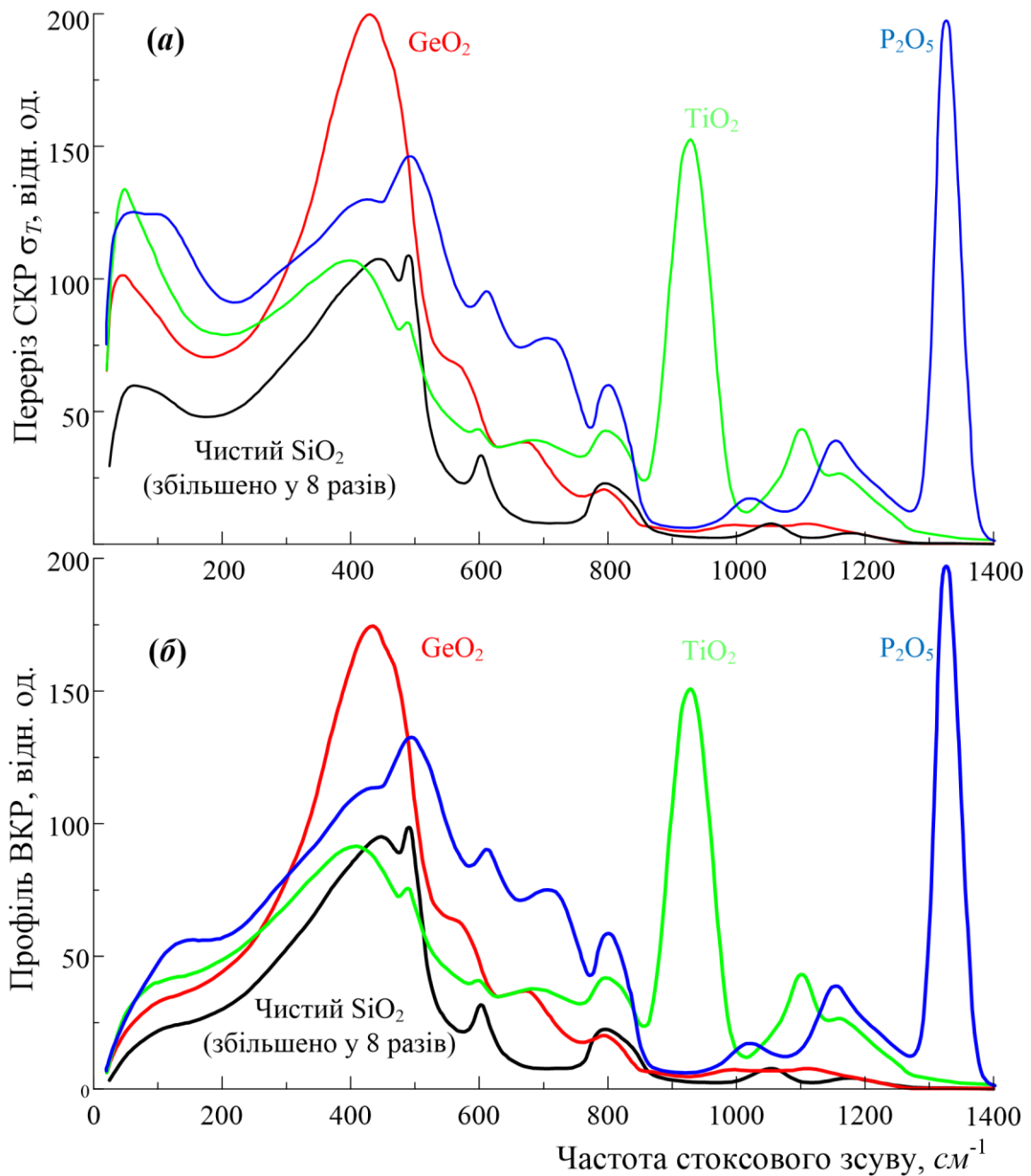


Рис. 3.4 Спектри СКР (а) та профілі ВКР (б) в одномодових волокнах на основі плавленого кварцу

Проте, у низці окремих випадків нам вдалося знайти спеціальний розв'язок цієї задачі, зокрема, для випадку TiO_2 легованого волокна [18,108]. 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.

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

Методика виділення профілю ВКР підсилення із спектрів СКР заснована на співвідношеннях (3.3) і (3.4) 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 представлений на Рис. 3.4б.

Головною відмінністю профілів ВКР підсилення від спектра СКР є значне зменшення абсолютної інтенсивності низькочастотних складових за рахунок спектрального розподілу Бозе-фактора фоновної населеності (1.6).

Дійсно на частоті, що відповідає хвильовому числу 20 см^{-1} , спектральна густина спонтанного шуму в 11 разів перевищує ВКР підсилення при $T = 300\text{ К}$. Помітною є різниця $\sim 13\text{--}14\%$ між профілями ВКР підсилення та спектрами СКР на частотах $\sim 440\text{ см}^{-1}$, де досягають свого максимуму коефіцієнти ВКР підсилення для чистого SiO_2 та GeO_2 легованого 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 легованих волокон, що розташовані на частотах відповідно 930 см^{-1} та 1330 см^{-1} практично співпадають 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 стоксових зсувів $0\text{--}1400\text{ см}^{-1}$ ($0\text{--}42\text{ ТГц}$), представлені на Рис. 3.5 для ОМВ із кварцового скла: *a* – для чистого SiO_2 ; *б, в, г* – відповідно для GeO_2 , TiO_2 та P_2O_5 легованих волокон.

Значення коефіцієнтів підсилення в точках максимуму частотного профілю ВКР, що були наведені в роботі [19], а саме $g_{Rmax} = 0,4\text{ (Вт}\times\text{км)}^{-1}$ для чистого SiO_2 та $g_{Rmax} = 6,3\text{ (Вт}\times\text{км)}^{-1}$ для спеціалізованого КР волокна, в якому домішки GeO_2 у серцевині складають 25%. Ми доповнили дані роботи [19] розширенням області стоксових зсувів до 1400 см^{-1} , яка наведена на Рис. 3.5 *а, б*.

Оцінка значень g_{Rmax} для TiO_2 та P_2O_5 легованих волокон виконана шляхом порівняння абсолютної інтенсивності головних спектральних компонент в експериментальних спектрах СКР, що однозначно пов'язані із відповідними профілями ВКР підсилення.

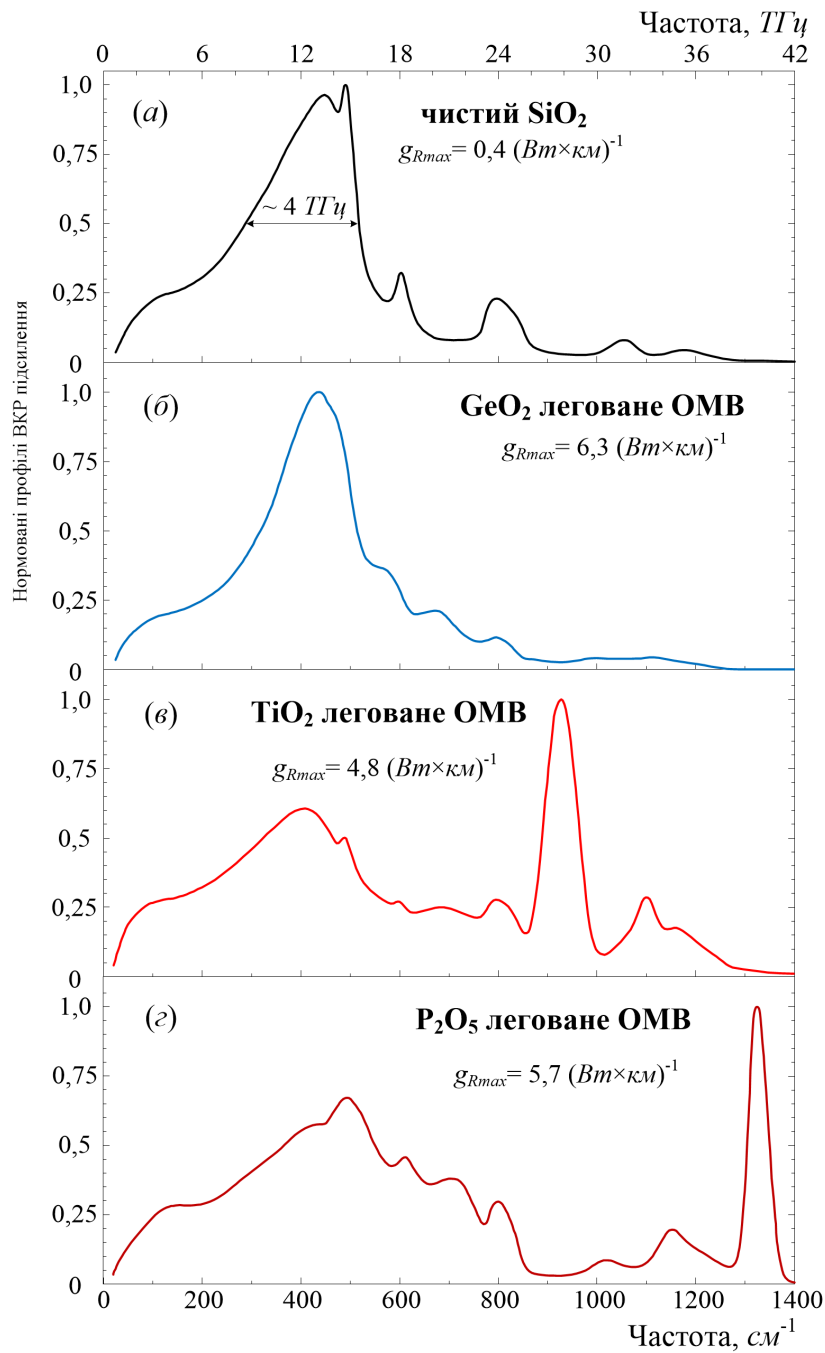


Рис. 3.5 Нормовані профілі ВКР підсилення кварцових волокон в області стоксового зсуву 0–1400 cm^{-1} (0–42 ТГц)

За цими оцінками $g_{Rmax} = 4,8 \text{ (Вт} \times \text{км)}^{-1}$, яке досягається на частоті стоксового зсуву 930 cm^{-1} для TiO_2 легованого волокна. У P_2O_5 легованому волокні максимальне значення коефіцієнта ВКР підсилення за даними [17] досягає 90% від підсилення у GeO_2 легованому волокні і тому повинне дорівнювати $g_{Rmax} = 5,7 \text{ (Вт} \times \text{км)}^{-1}$ на стоксово зсунутій частоті $\omega_{max} = 1330 \text{ cm}^{-1}$. Абсолютне значення g_{Rmax} разом з нормованими профілями ВКР підсилення однозначно визначають величину нелінійного підсилення сигналу в заданій точці смуги стоксового зсуву. Незважаючи на те, що наведені числові значення

g_{Rmax} можуть дещо варіюватися в залежності від технологічних особливостей волокон, які впливають 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 представлені на Рис. 3.5, дещо умовно можна розділити на дві майже рівні спектральні області. Перша від 0 см^{-1} 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} можна віднести до домішкового коливного спектра, оскільки інтенсивність КР смуг можна вважати 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 легованих 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 фононний спектр і в першій низькочастотній області, у кілька разів підвищуючи абсолютну інтенсивність молекулярних коливань у порівнянні із чистим SiO_2 .

Зважаючи на нерівномірність квазінеперервного спектру коливань та “дифузний” характер ліній 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.2, згідно до якої стоксові зсунуті частоти у процесі ВКР розміщуються в межах лінії спонтанного комбінаційного розсіяння від кожної із коливних мод матеріалу серцевини волокна.

3.2.2. 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, відмічені в багатьох роботах [17–19,109,110]. Зокрема, на відміну від показника заломлення, профіль зміни якого у серцевині волокна повторює розподіл концентрації домішки, спектри ВКР підсилення германосилікатних волокон не є простою сумішшю спектрів чистого SiO_2 та германієвого скла GeO_2 [19]. Деформація профілів ВКР підсилення в одному склі відносно іншого, що спостерігається 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 спектру 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. 3.4 та Рис. 3.5), в якому практично неможливо виділити частоти окремих коливних мод. Аналіз спектрів СКР чистого SiO_2 в стоксовій області між 0 та 900 см^{-1} був представлений в [109]. 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.

В наших роботах [136, 137, 139-146] при аналізі чистого SiO_2 декомпозиція на гаусові компоненти проведена для профілю ВКР підсилення в області стоксового зсуву до 1400 см^{-1} .

В основі формування профілів ВКР підсилення лежить коливна динаміка молекулярних наноконкомплексів 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 (1.25) частотною залежністю ефективної площі $A_{\text{eff}}^{\text{ps}}$, 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 [109], яку в літературі часто називають масштабуванням ВКР підсилення за довжиною 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 $\chi^{(3)}$ (1.22) за рахунок резонансного знаменника (1.18), який виникає у фоновому гармонічного осцилятора та приводить до форми лінії коливної моди з форм-фактором (3.1) або у вигляді гаусової функції (3.2).

Фізичний зміст процедури гаусової декомпозиції спектра КР підсилення ми обґрунтовуємо аморфністю матеріалу серцевини всіх досліджуваних волокон. Саме завдяки аморфності, як плавленого кварцу, так і інших волокон, кожний загасаючий осцилятор (1.10) з резонансом коливної координати $\vec{Q}$ на частоті Ω_v [згідно з (1.15)] 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 ми розклали на кілька спектральних компонент гаусового типу:

$$\begin{aligned} g_R(\omega) &= g_{R\max} \cdot \sum_{i=1}^{N_m} A_i \exp\left[-(\omega - \omega_{v,i})^2 / \Gamma_i^2\right] = \\ &= g_{R\max} \cdot \varphi(\omega) \end{aligned} \quad (3.5)$$

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 $\omega_{v,i}$ – відповідно амплітуда та центральна частота i -ої 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 -ого 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 представлений Рис. 3.5а-г. Практично задача вирішувалась шляхом пошуку оптимального набору із $3 \times N_m$ параметрів формули (3.5) 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 (3.5). 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 представлені у додатку В, а точність апроксимації експериментальних профілів для всіх 4-х типів ОМВ проілюстровано на Рис. 3.6-3.9.

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.

Числові дані, що представлені у вигляді таблиці (додаток В) щодо спектроскопічної декомпозиції можуть бути основою для інтерпретації особливостей фононних спектрів серцевини, які формують профілі ВКР підсилення волокон. Наприклад, всі видимі на Рис. 3.6 смуги КР у чистому SiO_2 з частотами меншими за 1053 або 1180 см^{-1} відносять [109], в основному, до одно фононних фундаментальних коливань. Область багато фононних обертонів і складових тонів простирається, починаючи від лінії з частотою або 1180 см^{-1} , або 1460 см^{-1} до частоти 2600 см^{-1} і вище. Залишається не цілком ясним чи є лінія 1180 см^{-1} одно- або двох фононним станом.

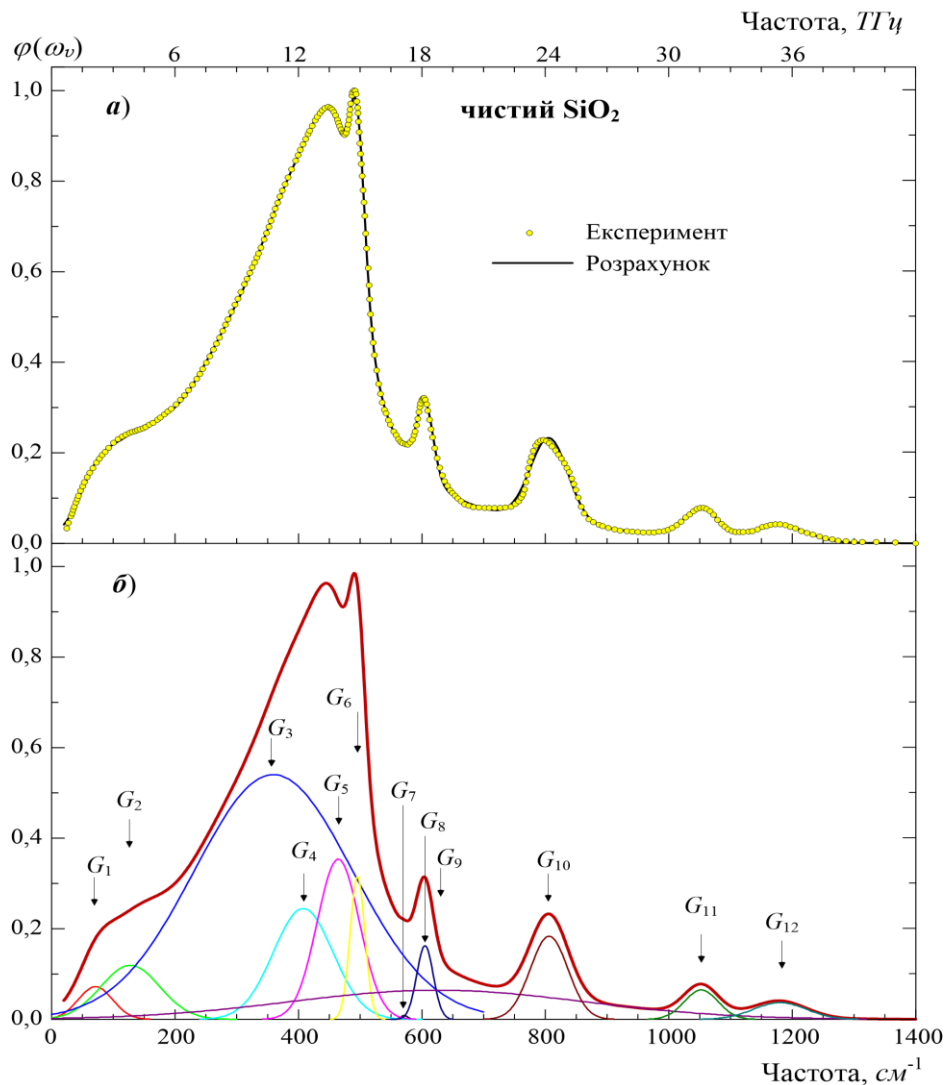


Рис. 3.6. Аналіз коливної динаміки молекулярних наноконкомплексів при формування профілів ВКР підсилення у серцевині ОМВ із «чистого» кварцового скла: а) багатомодова апроксимація (суцільна лінія) експериментального профілю (точки); б) декомпозиція на 12 гаусових компонент в області стоксового зсуву $0\text{-}1400\text{ см}^{-1}$ ($0\text{-}42\text{ ТГц}$)

3.2.3. Декомпозиція профілю ВКР підсилення волокна із чистого кварцу

У чистому SiO_2 (Рис. 3.6) головний асиметричний максимум ВКР підсилення на частоті 440 см^{-1} формується за нашими даними щонайменше трьома найбільш інтенсивними гаусовими компонентами, які позначені у додатку В 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 із сталою загасання, що дорівнює 17 см^{-1} ($\sim 50 \text{ ГГц}$). Зауважимо, що саме збільшений майже на порядок порівняно із сусідніми модами час життя цього коливання дозволяє більш стабільно підтримувати умови синхронізму необхідні для когерентного підсилення стоксової хвилі у процесі без резонаторного ВКР. Цим можна пояснити результати попередніх експериментів [111], в яких максимум однопрохідної генерації стоксової хвилі спостерігається саме на частоті стоксового зсуву 495 см^{-1} за імпульсного помпування кіловатної потужності.

3.2.4. Профіль ВКР підсилення у КР волокні

Для декомпозиції профілю ВКР підсилення у КР волокні ($\sim 25\% \text{ GeO}_2$ леговане), який помітно відрізняється від профілю у чистому SiO_2 та представлений на Рис. 3.7, достатнім виявилось 11 гаусових компонент [91,106]. Основна деформація профілю ВКР підсилення відбувається за рахунок різкого зростання відносної інтенсивності моди $G5 \rightarrow 448 \text{ см}^{-1}$, 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 лінія 481 см^{-1} стає більш задемпфованою, зменшує як свою частоту на 15 см^{-1} , так і відносну інтенсивність у 4 рази і тому досить слабо впливає на спектральний профіль. Низькочастотний схил профілю формують дві головні компоненти $G3 \rightarrow 179 \text{ см}^{-1}$ та $G4 \rightarrow 306 \text{ см}^{-1}$ із сталими загасання відповідно

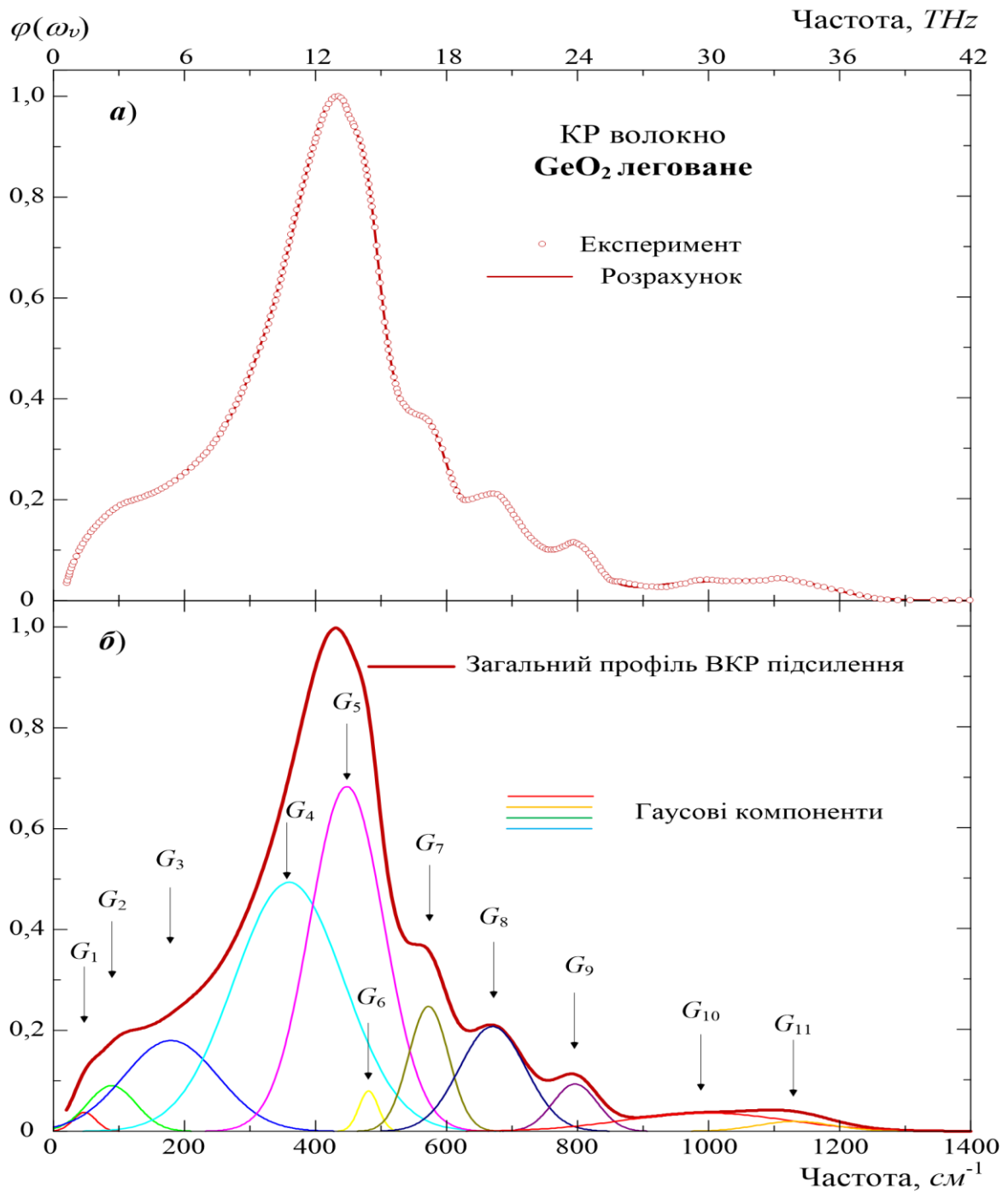


Рис. 3.7 Коливна динаміка GeO₂ домішкових наноконкомплексів при формування профілів ВКР підсилення у кварцовому склі:

а) багатомодова апроксимація (суцільна лінія) експериментального профілю (точки); б) 11 модова декомпозиція профілів ВКР підсилення у германосилікатному волокні в області 0–1400 см⁻¹ (0–42 ТГц)

102 см⁻¹ та 119 см⁻¹. Результатом такої перебудови профілю домішками GeO₂ у серцевину волокна є один окремий та досить широкий максимум в області 410–450 см⁻¹ з одночасним суттєвим зростанням значення g_{Rmax} .

3.2.5. Профіль ВКР підсилення у TiO_2 легованому волокні

Профіль ВКР підсилення у TiO_2 легованому волокні [140-142] разом із 12 гаусовими компонентами його розкладу представлено на Рис. 3.8. Найбільш потужна коливна мода $G_9 \rightarrow 928 \text{ cm}^{-1}$ із сталою загасання 44 cm^{-1} розташована в

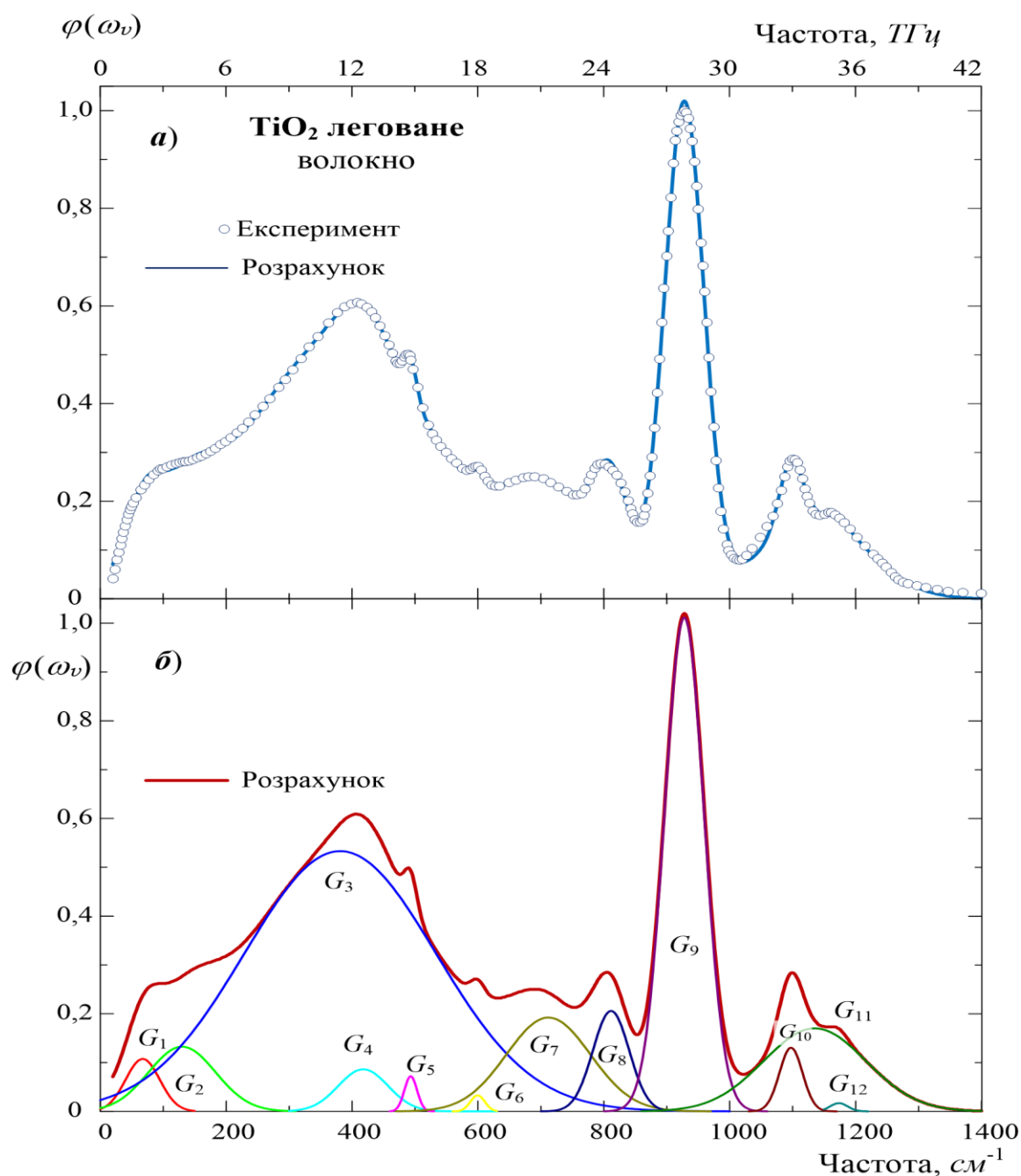


Рис. 3.8 Аналіз коливної динаміки TiO_2 домішкових наноконкомплексів при формування профілів ВКР підсилення у серцевині ОМВ із кварцового скла: а) багатомодова апроксимація (суцільна лінія) експериментального профілю (точки); б) декомпозиція на 12 гаусових компонент в області стоксового зсуву $0\text{-}1400 \text{ cm}^{-1}$ ($0\text{-}42 \text{ ТГц}$)

домішковій області стоксових зсувів. Відносно невелике згасання, як для аморфних матеріалів, свідчить про досить велику прозорість TiO_2 легованого скла для розповсюдження фононів оптичної гілки на частотах $\omega_v = 930 \text{ см}^{-1} = 28 \text{ ТГц}$. 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 фононний спектр матриці скла, структуризація якого полягає в утворенні потужної коливної моди $G3 \rightarrow 381 \text{ см}^{-1}$ із сталою загасання 215 см^{-1} . Внаслідок цього коефіцієнт ВКР підсилення виявляється значно більшим порівняно із чистим SiO_2 в актуальній області стоксових зсувів від 100 см^{-1} до 600 см^{-1} ($3\text{--}18 \text{ ТГц}$).

3.2.6. Профіль ВКР підсилення у P_2O_5 легованому волокні

Результат декомпозиції профілю ВКР підсилення у P_2O_5 легованому волокні [143, 144] зображено на Рис. 3.9. 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 $G12 \rightarrow 1329 \text{ см}^{-1}$ із сталою загасання 27 см^{-1} . За нашими даними [146] вагомий внесок до коефіцієнта ВКР підсилення в області власного фононного спектру матриці скла дає коливання $G4 \rightarrow 437 \text{ см}^{-1}$ із сталою загасання 268 см^{-1} , завдяки чому суттєво розширюється спектральний діапазон застосувань P_2O_5 легованого волокна.

Загалом визначення сталих загасання Γ_i для всіх гаусових компонент дозволяють зробити кількісні оцінки ступеню 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 $\Gamma_i \approx 100 \text{ см}^{-1} = 3 \text{ ТГц}$. Отже, загасання головних коливних мод, що формують профілі ВКР підсилення у волокнах, дають значення часу $\tau_i \approx 1/\Gamma_i \approx 0,3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$, який характеризує час відновлення термодинамічної рівноваги або час перехідних процесів для ВКР підсилювачів та генераторів світла.

З одного боку фемтосекундний масштаб часу релаксації процесів ВКР забезпечує можливість практичного використання ВКР підсилювачів та генераторів світла у терагерцовій смузі робочих частот. З другого боку саме цей часовий інтервал задає межі застосовності квазістаціонарного наближення, а, отже, і рівнянь (1.27) – (1.28) для моделювання телекомунікаційних систем із

терабітною пропускною 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

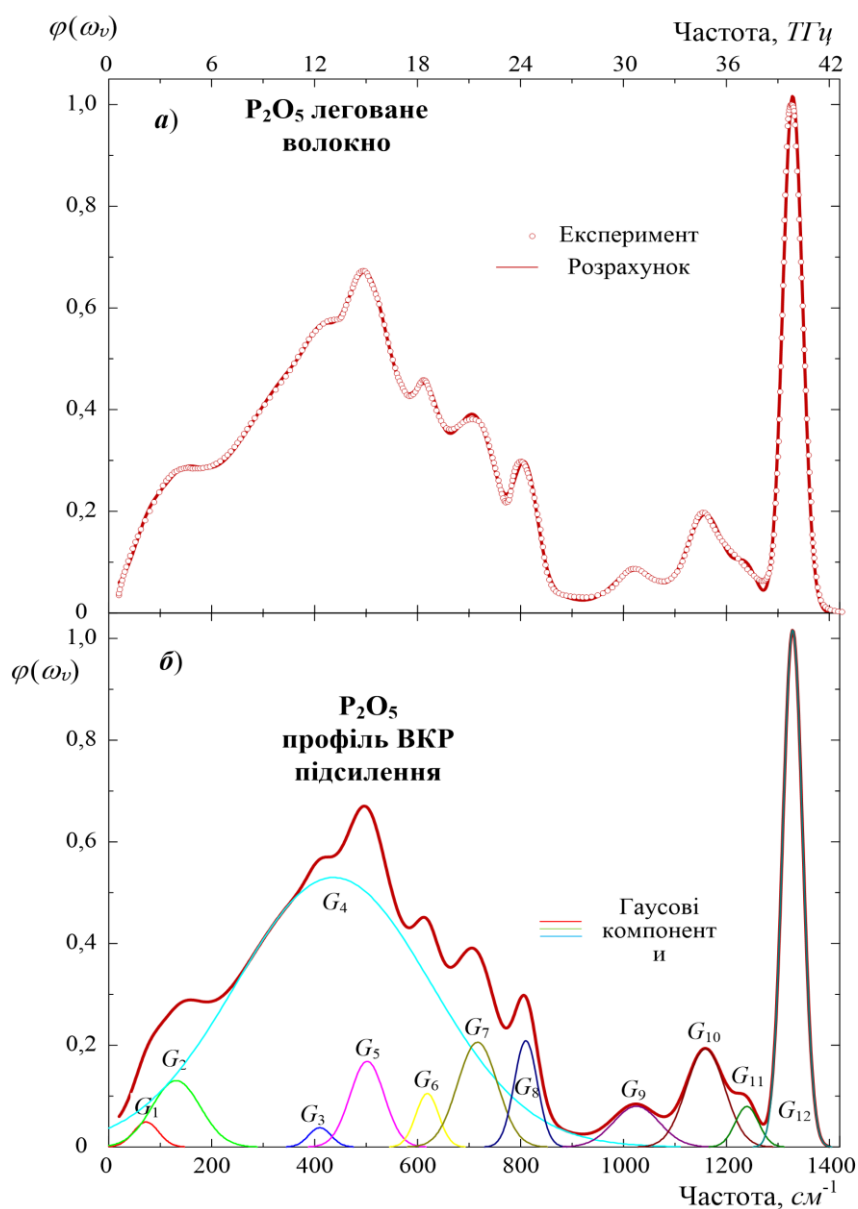


Рис. 3.9 Аналіз коливної динаміки P₂O₅ домішкових наноконкомплексів при формуванні профілів ВКР підсилення у серцевині ОМВ із кварцового скла: а) багатомодова апроксимація (суцільна лінія) експериментального профілю (точки); б) декомпозиція на 12 гаусових компонент в області стоксового зсуву 0–1400 см⁻¹ (0–42 ТГц)

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. Відмітимо, що переважна більшість експериментальних точок вимірювання спектра знаходиться безпосередньо на кривих апроксимації всіх профілів ВКР підсилення. Причому 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 зору 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. 3.6–3.9.

Дійсно, відношення інтегральних інтенсивностей розрахункового I_G та вимірюваного I_0 стоксового спектру $\delta = (I_G - I_0) / I_0 \cdot 100\%$, що наведені у таблиці (див. Додаток В), є суттєво меншим за 1% для всіх досліджених волокон. Всі інтегрування функціональних залежностей для даних таблиці (див. Додаток В) 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 [112] або навіть 273 канали [113], в яких джерела помпування можуть мати понад 10 довжин хвиль. Отже система рівнянь (1.27), (1.28) перетворюється в систему для кількох стоксових хвиль із десятком хвиль помпування, в яких співвідношення між коефіцієнтами підсилення та загасання 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 роду 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 складає фундаментальну основу проектування як вискоєфективних комбінаційних лазерів (ВКРЛ), так і волоконних ВКР підсилювачів (ВКРП) з робочим смугою до 13 ТГц у найбільш поширених волокнах на основі кварцового скла.

Висновки до розділу 3

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 спектру і при $T = 300$ К більш ніж на порядок перевищують відповідні компоненти профілю ВКР на частотах ≤ 20 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 $\Delta n \sim 0, 01$. Сильна деформація профілів ВКР підсилення виникає внаслідок значної перебудови спектрів коливних 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 волокнах, 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 складає $\tau_i \approx 300$ фс, що, по-перше, забезпечує можливість практичного використання ВКР підсилювачів та генераторів світла у терагерцовій смузі робочих частот. По-друге, саме цей часовий інтервал вказує на фундаментальну межу застосовності квазістаціонарного наближення, тобто, базових зв'язаних рівнянь нелінійної ВКР взаємодії хвиль для моделювання телекомунікаційних систем із терабітною пропускною спроможністю.

Декомпозиція надає практично точну апроксимацію експериментальних даних та складає надійну основу для обчислення головних параметрів ВКРП.

Простий аналітичний вигляд апроксимуючих функцій у вигляді лінійної комбінації експонент є істотною перевагою представленого метода і виявляється корисним для моделювання параметрів підсилення, зокрема для визначення спектральної щільності оптичного шуму, смуг лазерної генерації для заданих параметрів помпування, оптимізації величини групової затримки у ВКРП з багато хвильовою накачкою та для створення відповідних пристроїв корекції.

Результати цього розділу відображені в роботах авторки [91], [106], [108], [128], [136], [137], [139], [140], [141], [142], [144], [146].

РОЗДІЛ 4.

МОДЕЛЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ ВКР ЛАЗЕРІВ ТА ПІДСИЛЮВАЧІВ В ОДНОМОДОВИХ ВОЛОКНАХ НА ОСНОВІ ПЛАВЛЕНОГО КВАРЦУ

Зазвичай розробка оптичних волокон зараз проводиться у тісній взаємодії спеціалістів з оптичних хвильоводних структур та технологів матеріалознавців [114]. Якщо раніше головні зусилля розробників спрямовувались на створення нових хвильоводних структур, то зараз вони спрямовані на вивчення фундаментальної ролі матеріалу волоконної серцевини, яка виконує роль активного середовища для оптичного підсилення [114-116]. По всьому світі триває безперервне експоненціальне зростання потреб у використанні волоконно-оптичного зв'язку, яке зараз задовольняється застосуванням волоконних ВКР підсилювачів (ВКРП). Дійсно попит на застосування окремих наддалеких ліній наземного зв'язку протяжністю у кілька сотень кілометрів тільки зростає. Вже отримано підтвердження того факту [117], що наддалекі лінії зв'язку без ретрансляторів з використанням розподіленого ВКР підсилення являють собою найбільш просте та найдешевше вирішення проблем передачі інформації, що не потребує додаткових активних компонент. Виявилось, що вдосконалення якості передачі інформації можна досягти шляхом поліпшення параметрів серцевини оптичного волокна та матеріалу її виготовлення [118], в тому числі впровадженням волокон з великою ефективною площею серцевини [118] та волокон з дуже низькими втратами [119]. Одночасно впровадження ВКРП дозволило суттєво збільшити відстань між ретрансляторами без будь-яких додаткових активних елементів. Саме можливість забезпечення оптичного підсилення сумістивши його із передачею інформації вздовж волокна [120] являє собою головну перевагу ВКР підсилювача над іншими типами оптичних підсилювачів, таких як ербієм легованих волоконних підсилювачів чи напівпровідникових оптичних підсилювачів. Схема розподіленого ВКР підсилення була використана в [121] для досягнення багатоканальної 10×116 Гбіт/с (з модуляцією DP-QPSK) передачі даних на відстань 7915 км. Нещодавно ВКР підсилювачі були використані [122] для надійної передачі оптичної інформації на 6000 км зі швидкістю 9 Тбіт/с.

Сучасний прогрес розробки волоконних лазерів з удосконаленими параметрами спектру робочих частот, ширини лінії випромінювання, вихідної потужності та енергії імпульсу значною мірою визначається застосуванням

нових матеріалів для дифузії домішок у серцевину волокна. За останнє десятиріччя досягнуто надзвичайне зростання вихідної потужності у повністю волоконних лазерних джерелах як легованих рідкоземельними елементами [123–125], так і ВКР лазерах [126, 127]. Короткий відрізок (~30 м) стандартного одномодового волокна із кварцового скла був використаний в [1] для ВКР лазера (ВКРЛ), що працює на довільній довжині хвилі.

Традиційно [8, 9, 128] у ВКРЛ як активне середовище використовують германосилікатне волокно, в якому отримують вимушене КР випромінювання. Головна перевага германосилікатного волокна полягає у найбільшому поперечному перерізі КР порівняно із іншими кварцовими волокнами [11]. Саме GeO_2 леговане волокно використане як для ВКР підсилення оптичних сигналів, так і для ВКР лазерної генерації [98, 129]. Високо потужний ВКРЛ був продемонстрований в [130], де вихідну потужність, що дорівнює 1,28 кВт неперервного випромінювання, було отримано на відрізку довжиною 70 м GeO_2 легованого волокна. Крім того, GeO_2 леговане волокно було ключовим елементом у високоефективному ВКР перетворювачі довжини хвилі від 1080 нм до 1120 нм. Раніше детальний аналіз порогових умов підсилення та лазерної генерації у GeO_2 легованому волокні ми зробили в [106]. Тому, зважаючи на досить добре досліджені параметри GeO_2 легованих волокон, надалі воно використане як еталонний зразок при наших дослідженнях TiO_2 легованого волокна.

З іншого боку, властивості інших типів оптичних волокон, зокрема TiO_2 -легованих одномодових волокон (ОМВ) у кварцовому склі, залишаються все ще майже не вивченими зовсім. Тому ми застосували нашу спектроскопічну методику для кількісного визначення ВКР властивостей TiO_2 -легованих ОМВ та провели їх порівняльний аналіз із еталонним GeO_2 -легованим волокном, результати яких ми наводимо у цьому підрозділі. Обидва профілі ВКР підсилення отримані нами в аналітичній формі, що складає надійну основу для практичного порівняння можливостей реалізації смуг лазерної генерації у $\text{TiO}_2/\text{GeO}_2$ легованих волокнах на основі кварцового скла.

4.1. Порогові потужності помпування для ВКР підсилення у кварцових волокнах, легованих TiO_2 / GeO_2

У цьому підрозділі проаналізовано смугу лазерної генерації в одномодовому волокні, легованому TiO_2 в залежності від потужності накачки шляхом моделювання профілів ВКР підсилення, яка порівнюється з еталонним КР волокном (легованим GeO_2) [137, 140-142]. Обидва профілі ВКР підсилення

були виділені із поперечного перерізу спонтанного КР з використанням власної спектроскопічної методики, яка дозволила отримати високу точність апроксимації обох експериментальних профілів при використанні гаусової декомпозиції спектрів. Практично точна апроксимація профілів ВКР підсилення надана в аналітичному вигляді. Представлено результати числового моделювання профілів ВКР підсилення та смуги лазерної генерації. Переваги TiO_2 легованих волокон як активного середовища для волоконних ВКР лазерів обговорюються у порівнянні із іншими типами волокон.

4.1.1. Теоретичне обґрунтування моделі та обробка експериментальних результатів

Область стоксово зсунутих частот в спектрах КР оптичних волокон, які виготовляються із аморфного кварцового скла має вигляд надзвичайно широкого та нерегулярного континуума, що простягається на область частот понад 1000 см^{-1} (30 ТГц). Він формується за рахунок багатьох фононних смуг, які не можна розділити в експерименті завдяки сильному перекриттю та розширенню спектральних ліній аж до значень $100 \text{ см}^{-1} \cong 3.3 \text{ ТГц}$ (див Рис. 1в). Однак, завдяки цьому при використанні ефекту вимушеного КР можна реалізувати високоякісне підсилення оптичних сигналів в смузі робочих частот, яка складає щонайменше 10 ТГц. Дійсно, надширосмугові ВКРП з накачкою на кількох довжинах хвилі і дуже низькими власними шумами вже реалізовані та широко використовуються на практиці.

З іншого боку «дифузний» характер спектрів підсилення може суттєво ускладнити моделювання профілів ВКР підсилення та потребує розробки спеціалізованих спектроскопічних підходів. Загалом наші методики, що представлені в розділі 3, покладені в основу розрахунків, наведених у цьому розділі.

Теоретичні основи обчислення профілів ВКР підсилення та їх зв'язок із спектрами спонтанного КР вже розглядалися нами в п. 1.2.4 та 3.1.3. Нагадаємо, що вимушене комбінаційне розсіяння, як добре відомо [98], не залежить від температури. Тому і профіль ВКР підсилення $g_R(\omega)$ є температурно незалежною функцією від частоти. З іншого боку $g_R(\omega)$ виражається через поперечний переріз спонтанного КР $\sigma_0(\omega)$, що відповідає значенню при $T=0$ у вигляді співвідношення (3.3).

Поперечний переріз $\sigma_T(\omega)$ спонтанного розсіяння при $T>0$ виражається через нульовий за Кельвіним поперечний переріз КР $\sigma_0(\omega)$ як $\sigma_0(\omega) = \sigma_T(\omega) / [n_B(\omega, T) + 1]$, де $n_B(\omega, T) = [\exp(\hbar\omega / k_B T) - 1]^{-1}$ - фактор Бозе-Ейнштейна.

На Рис. 4.1а, б показано різницю між спектрами спонтанного КР (Рис. 4.1а) та профілями ВКР підсилення (Рис. 4.1б) за кімнатної температури як для GeO_2 легованого, так і для TiO_2 легованого одномодового волокна.

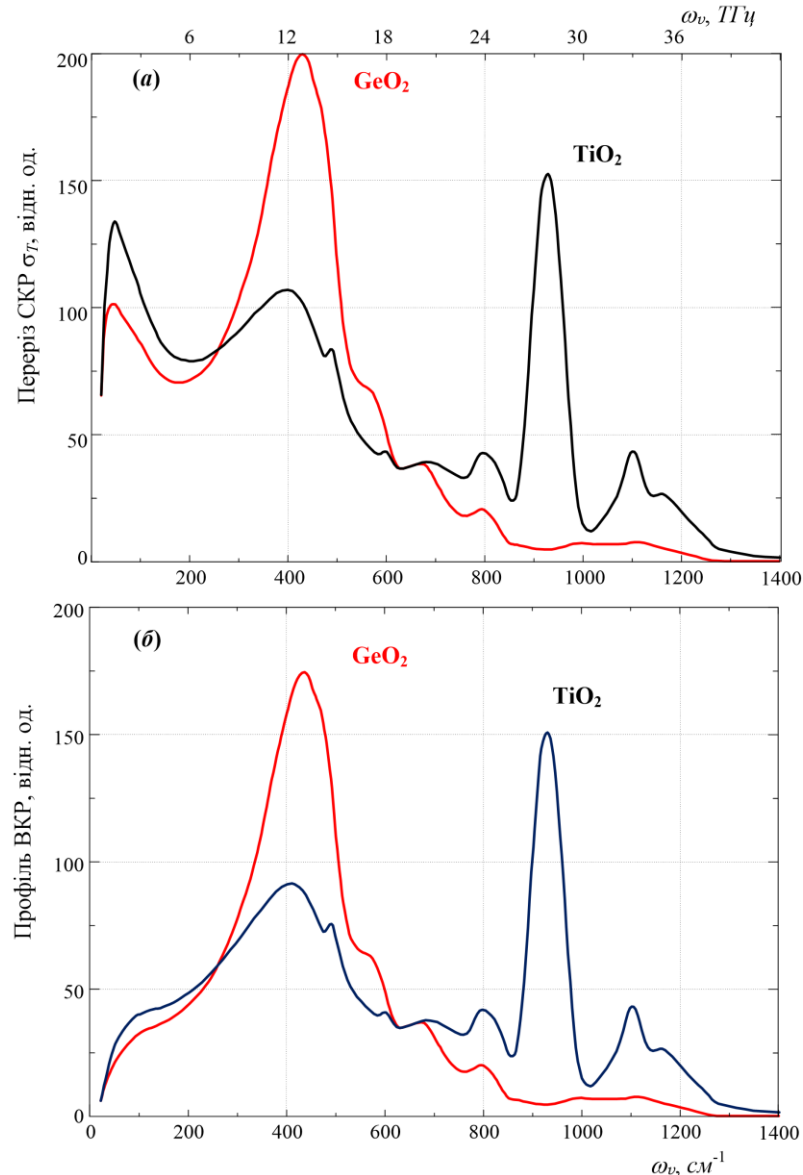


Рис. 4.1 Спектри спонтанного КР (а) та профіль ВКР підсилення (б) в TiO_2 легованому волокні у порівнянні із відповідними даним для германосилікатного одномодового волокна [140]

Всі спектри на Рис. 4.1 нормалізовані по відношенню до спектра спонтанного КР у GeO_2 легованому волокні [145], в якому головний максимум інтенсивності стоксового спектра $I_{\text{max}}(\text{GeO}_2)$ спостерігається на частоті 430 cm^{-1} . Профілі ВКР підсилення отримані шляхом приведення до нульового за Кельвіним поперечного перерізу (подробиці методу див. п.3.1.3. та 3.2.1).

Результуючі профілі зображені на Рис. 16 із зафіксованими відносними інтенсивностями в спектрі TiO_2 по відношенню до еталонного GeO_2 стоксового спектру.

Зауважимо, що ми спостерігаємо суттєво багатомодовий спектр спонтанного КР в TiO_2 легovanому волокні, а його абсолютний максимум інтенсивності $I_{\max}(\text{TiO}_2)$ реєструється на частоті 930 см^{-1} . Крім того безпосередньо із спектру відношення $I_{\max}(\text{GeO}_2)/I_{\max}(\text{TiO}_2) = 1.3042$ знаходимо шляхом порівняння обох спонтанних стоксових спектрів. Отже, профіль ВКР підсилення у TiO_2 легovanому волокні можна обчислити в кількісному вигляді використовуючи відомі ВКР дані для GeO_2 легovanого волокна [11] як еталонні значення.

4.1.2. Аналітична форма функції, що описує профіль ВКР підсилення у кварцових волокнах, легованих $\text{TiO}_2 / \text{GeO}_2$.

Ми використовуємо стандартну процедуру декомпозиції дуже складного спектра комбінаційного розсіяння світла на окремі коливні моди у не традиційному вигляді, а саме тільки для отримання точної апроксимації спектрів певною функцією від частоти, яку представляємо в аналітичному вигляді [106]. Таке застосування декомпозиції принципово відрізняється від загально прийнятого використання для класифікації можливих коливних мод та інтерпретації експериментальних даних у спектрах ВКР підсилення. У відповідності до спектроскопічної класифікації кожна коливна мода у випадку однорідного розширення повинна спостерігатися межах простої осциляторної форми лінії (лорентцевого типу). У випадку ж неоднорідного розширення, навпаки, коливна мода матиме гаусову форму лінії.

Оскільки кожне коливання у склі із плавленого кварцу є сильно розширеним, що власне підтверджується нашим моделюванням, то в результаті гаусової декомпозиції ми отримуємо більш високу точність у порівнянні із точністю осциляторної апроксимації.

Отже, для процедури декомпозиції у всіх профілях ВКР підсилення в нашій роботі використовувались тільки гаусові компоненти (Рис. 4.2). Згідно з аналізом із розділу 3, рівняння (3.5), профіль ВКР підсилення визначається аналітичною функцією $\varphi(\omega)$ від частоти ω - $g_R(\omega) = g_{R\max} \cdot \varphi(\omega)$, причому:

$$\varphi(\omega) = \sum_{i=1}^{N_m} A_i \exp \left[-(\omega - \omega_{v,i})^2 / \Gamma_i^2 \right] \quad (4.1)$$

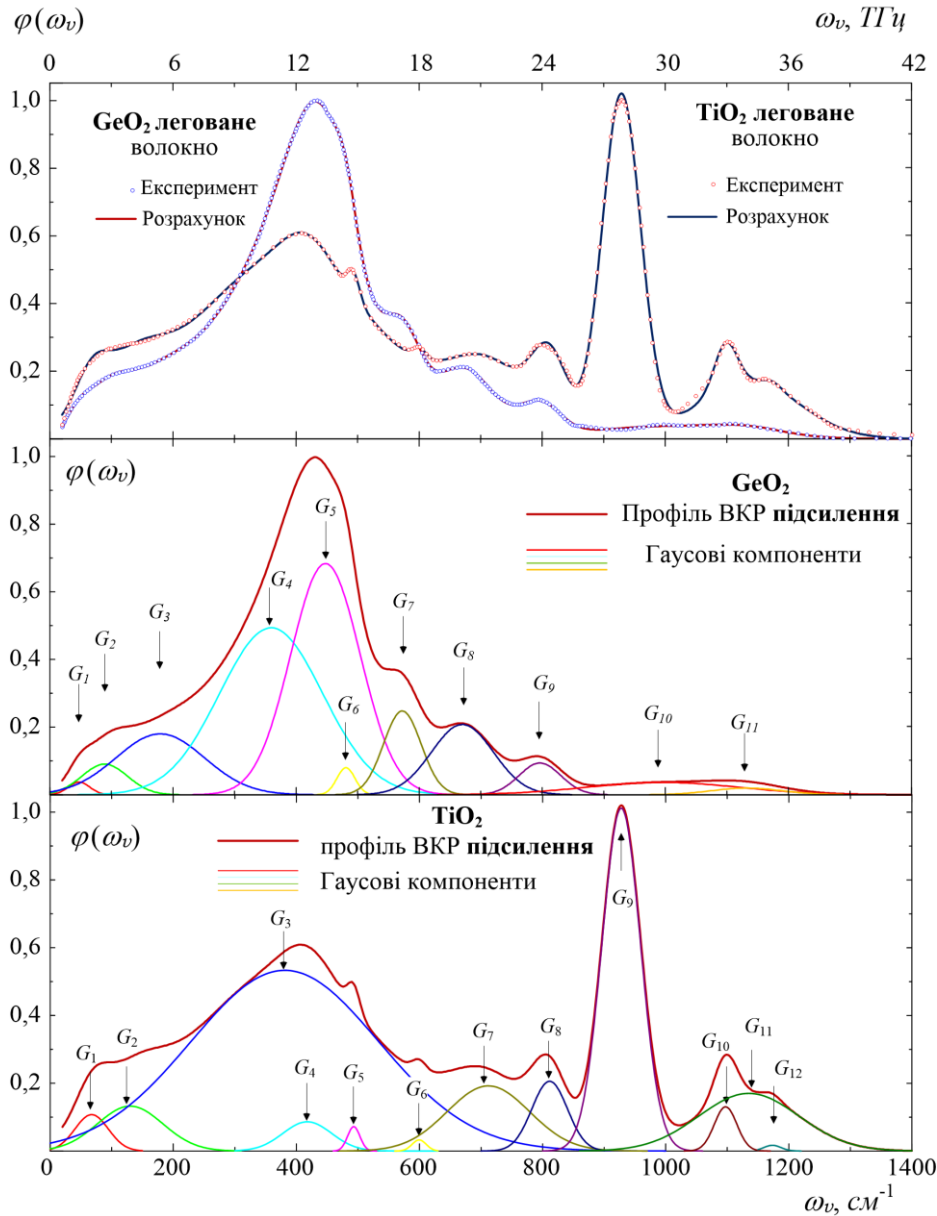


Рис. 4.2 Багатомодова гаусова декомпозиція профілів ВКР підсилення: експериментальні точки (кола) у порівнянні із розрахунковими профілями ВКР підсилення (суцільні лінії), що обчислені за допомогою аналітичних виразів (4.1-4.3) ; профілі ВКР підсилення як результат суперпозиції кількох гаусових компонент

де N – кількість гаусових мод, $\omega_{v,i}$ – центральна частота i -ої коливної моди, $\Gamma_i \approx 0,6 \text{ FWHM}_i$ – стала загасання, а FWHM_i – повна ширина лінії на половині її висоти для i -ої моди, A_i – фоновна амплітуда.

Щоб уникнути відомих неоднозначностей в інтерпретації фононного спектру, комп'ютерну процедуру декомпозиції проводили для довільної кількості гаусових компонентів з єдиною метою - досягнення максимальної точності підгонки для всіх експериментальних профілів підсилення. Результати декомпозиції для обох профілів ВКР підсилення, що вивчались у цьому підрозділі представлені відповідно у Таблиці 4.1 для еталонного GeO_2

Таблиця 4.1.

Результати декомпозиції (множина A_i , $\omega_{v,i}$, та Γ_i) профілю ВКР підсилення у GeO_2 легovanому кварцовому волокні (діапазон від 20 см^{-1} до 1200 см^{-1})

п/п	$\text{GeO}_2 \quad g_{R\max}=6.3^a \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$				
	A_i	ω_i [см^{-1}]	ω_i ТГц	Γ_i [см^{-1}]	Γ_i , ТГц
1	2	3	4	5	6
G_1	0,04	48	1,4	25	0,75
G_2	0,09	89	2,7	53	1,59
G_3	0,18	179	5,4	102	3,06
G_4	0,49	360	10,8	119	3,57
G_5	0,68	448	13,4	80	2,4
G_6	0,08	481	14,4	21	0,63
G_7	0,25	573	17,2	43	1,29
G_8	0,21	670	20,1	71	2,13
G_9	0,09	796	23,9	48	1,44
G_{10}	0,04	996	29,9	175	5,25
G_{11}	0,02	1133	34,0	81	2,43

^a. Максимальне значення ВКР підсилення із роботи [11]

легovanого кварцового волокна та в Таблиці 4.2 – для досліджуваного TiO_2 легovanого кварцового волокна. Представлені в таблицях числові параметри апроксимації A_i , $\omega_{v,i}$, та Γ_i надають повний набір параметрів для запису профілів ВКР підсилення в аналітичній формі за допомогою формули (4.1).

Якщо числові значення параметрів апроксимації $\omega_{v,i}$, та Γ_i , які у стовпчиках 3 та 5 обох таблиць представлені в обернених сантиметрах, обчислити в одиницях частоти, а саме в ТГц, то явний вираз аналітичної функції $\varphi(\omega)$ від частоти ω для обох профілів ВКР підсилення можна записати у найбільш компактному вигляді.

Дійсно, для GeO_2 легovanого волокна профіль ВКР підсилення $g_{R_{\text{GeO}_2}}(\omega) = g_{R\max_{\text{GeO}_2}} \cdot \varphi_1(\omega) = 6,3 \cdot \varphi_1(\omega) \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$, де функція форми профілю $\varphi_1(\omega)$ за даними Таблиці 4.1 матиме вигляд:

$$\begin{aligned} \varphi_1(\omega) = & 0,04e^{-1,78(\omega-1,4)^2} + 0,09e^{-0,4(\omega-2,7)^2} + 0,18e^{-0,11(\omega-5,4)^2} + \\ & 0,49e^{-0,08(\omega-10,8)^2} + 0,68e^{-0,17(\omega-13,4)^2} + 0,08e^{-2,52(\omega-14,4)^2} + \\ & 0,25e^{-0,6(\omega-17,2)^2} + 0,21e^{-0,22(\omega-20,1)^2} + 0,09e^{-0,48(\omega-23,9)^2} + \\ & 0,04e^{-0,04(\omega-29,9)^2} + 0,02e^{-0,17(\omega-34)^2} \end{aligned} \quad (4.2)$$

Таблиця 4.2.

Декомпозиція профілю ВКР підсилення на 12 гаусових компонент :
TiO₂ легованому волокні (діапазон від 20 см⁻¹ до 1400 см⁻¹)

TiO ₂ $g_{Rmax}=4.8^b$ (Вт·км) ⁻¹					
п/п	A_i	ω_i [см ⁻¹]	ω_i ТГц	Γ_i [см ⁻¹]	Γ_i ТГц
1	2	3	4	5	6
G_1	0,11	67	2,0	38	1,1
G_2	0,13	130	3,9	75	2,3
G_3	0,53	381	11,4	215	6,5
G_4	0,09	418	12,5	56	1,7
G_5	0,07	493	14,8	14	0,4
G_6	0,03	599	18,0	16	0,5
G_7	0,19	712	21,4	94	2,8
G_8	0,21	811	24,3	41	1,2
G_9	1,00	928	27,8	44	1,3
G_{10}	0,13	1097	32,9	26	0,8
G_{11}	0,17	1135	34,1	115	3,5
G_{12}	0,02	1173	35,2	20	0,6

^b. Оцінка шляхом порівняння із GeO₂ OMB (див. рис.4.1б).

Аналогічно, за даними Таблиці 4.2 для досліджуваного TiO₂ легованого волокна профіль ВКР підсилення

$g_{R_{TiO_2}}(\omega) = g_{Rmax_{TiO_2}} \cdot \varphi_2(\omega) = 4,8 \cdot \varphi_2(\omega)$ (Вт·км)⁻¹, де функція форми профілю $\varphi_2(\omega)$ матиме вигляд:

$$\begin{aligned} \varphi_2(\omega) = & 0,11e^{-0,77(\omega-2)^2} + 0,13e^{-0,2(\omega-3,9)^2} + 0,53e^{-0,2(\omega-11,4)^2} + \\ & 0,09e^{-0,35(\omega-12,5)^2} + 0,07e^{-5,67(\omega-14,8)^2} + 0,03e^{-4,34(\omega-18)^2} + \\ & 0,19e^{-0,13(\omega-21,4)^2} + 0,21e^{-0,66(\omega-24,3)^2} + 1,0e^{-0,57(\omega-27,8)^2} + \\ & 0,13e^{-1,64(\omega-32,9)^2} + 0,17e^{-0,08(\omega-34,1)^2} + 0,02e^{-2,78(\omega-35,2)^2} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Загальний вигляд розрахованих та експериментальних профілів ВКР підсилення в обох типах GeO₂- та TiO₂-легованих волокон подано разом на

Рис. 4.2 що надає можливість безпосередньо оцінити ступінь відповідності аналітичних обчислень до виміряних спектрів.

4.1.3. Точність гаусової декомпозиції у кварцових волокнах

У практичній спектроскопії загальновизнано, що процедура декомпозиції у разі сильного перекриття більш ніж двох коливальних мод не може дати однозначного розділення контурів спектральних ліній.

Таким чином, представлену вище множину параметрів, що відповідає більш, ніж 10 гаусовим компонентам не можна розглядати як однозначний розподіл фононної густини для реально існуючого розподілу коливних мод, які дійсно формують спектр вимушеного комбінаційного розсіяння.

Однак майже повне збіг обчислених профілів ВКР підсилення з експериментальними спектрами свідчить про високу точність апроксимації, яку потенційно може мати наша процедура декомпозиції. Тому питання про точність гаусової декомпозиції у досліджуваних кварцових волокнах слід проаналізувати більш детально.

Зафіксовані відхилення розрахунків в межах нашої аналітичної моделі від експериментальних точок показані в укрупненому масштабі на Рис. 4.3 та на Рис. 4.4, відповідно для GeO_2 легованого силікатизованого волокна, та для TiO_2 легованого волокна. Однак, майже повна відповідність обчисленого профілю ВКР підсилення експериментальному свідчить про реально високу точність нашої процедури декомпозиції.

Повноту відповідності експериментального профілю ВКР підсилення розрахункам за аналітичною формою (4.2), в якій використано 11 гаусових компонент з параметрами із Таблиці 4.1, ми демонструємо верхнім графіком на Рис. 4.3. Три окремих фрагменти профілю ВКР підсилення, а саме I – $100\text{--}200\text{см}^{-1}$ (3-6 ТГц); II – $400\text{--}500\text{см}^{-1}$ (12-15ТГц); III – $600\text{--}800\text{см}^{-1}$ (18-24ТГц) подано збільшеними в нижньому рядку зображень на Рис. 4.3. Стрілками із цифрами поруч показано абсолютне відхилення між обома кривими, що свідчить про точність нашого моделювання, яка не гірша за 1% в усіх точках виміряного спектра.

Аналогічний аналіз результатів моделювання профілю ВКР підсилення в TiO_2 легованому кварцовому волокні демонструє Рис. 4.4, а–с для наступних трьох фрагментів спектра: а) $200\text{--}600\text{ см}^{-1}$ (6–18 ТГц), б) $600\text{--}1000\text{ см}^{-1}$ (18–30 ТГц), с) $1000\text{--}1300\text{ см}^{-1}$ (30–39 ТГц).

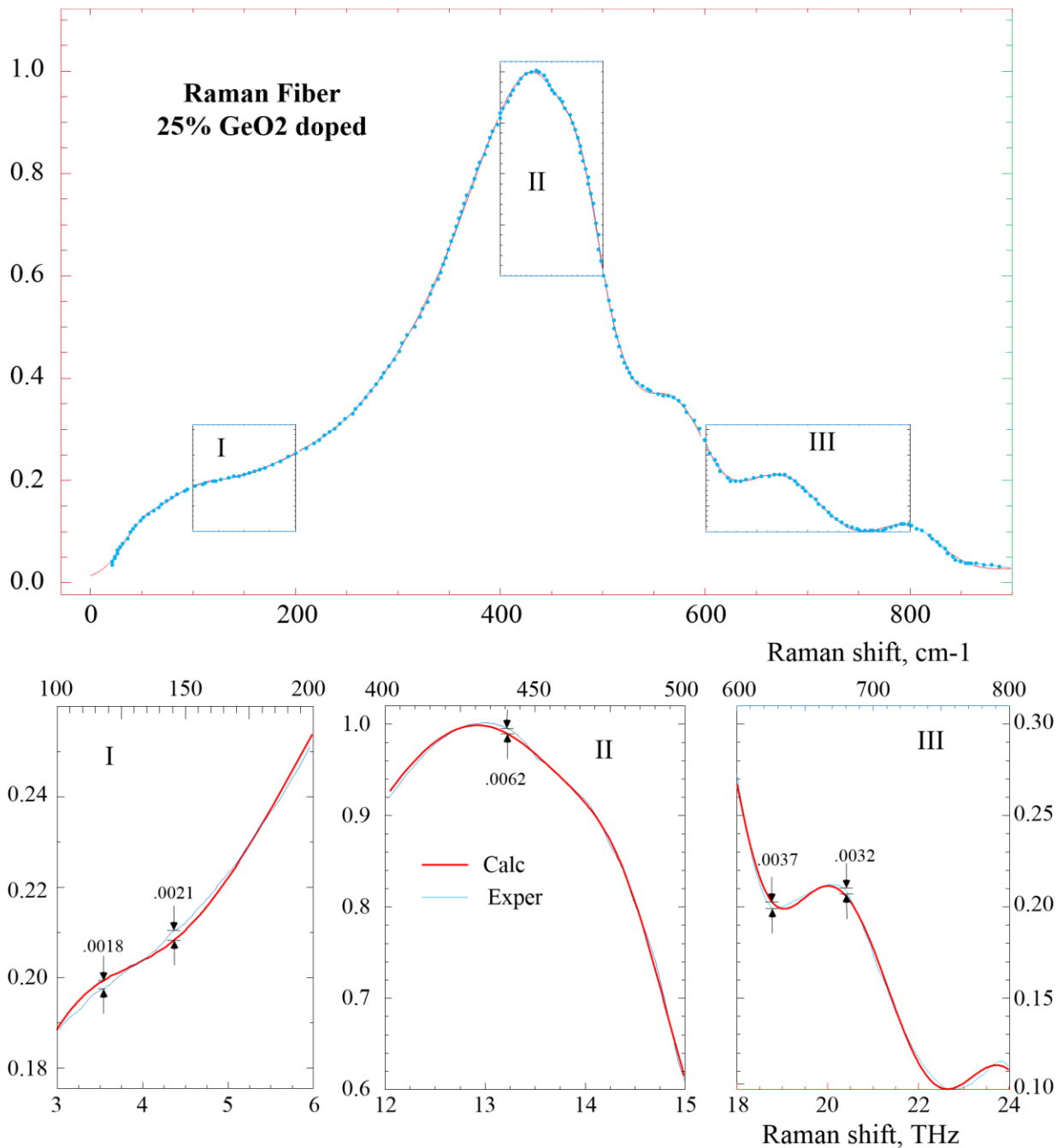


Рис. 4.3 На верхньому графіку подано загальний вигляд спектру разом із результатами його гаусової апроксимації за допомогою 11 коливних мод для стоксово зміщеної області від 0 до 900 cm^{-1} ; 3 вставки на нижній лінії демонструють точність апроксимації спектру в окремих частинах профілю підсилення, а саме: I – 100-200 cm^{-1} (3-6 ТГц); II – 400-500 cm^{-1} (12-15 ТГц); III – 600-800 cm^{-1} (18-24 ТГц)

На відміну від GeO_2 легованого волокна тут спостерігається відхилення $\geq 2\%$ розрахункової кривої від експериментального профіля ВКР підсилення навіть при використанні 12 гаусових компонент для TiO_2 легованого кварцового волокна. Хоча із відхиленням на 2% у гаусовому піку G_9 на 928 cm^{-1}

(Рис. 4.4, *b*) в нашій моделі не усувається, але таке значення відхилення є меншим за точність вимірювань. Крім того, збільшення точності апроксимації для усунення зміни на 2,3% поблизу від мінімуму на 1010 см^{-1} (Рис. 4.4, *c*) шляхом збільшення кількості гаусових мод слід розглядати як невиправдане ускладнення моделі.

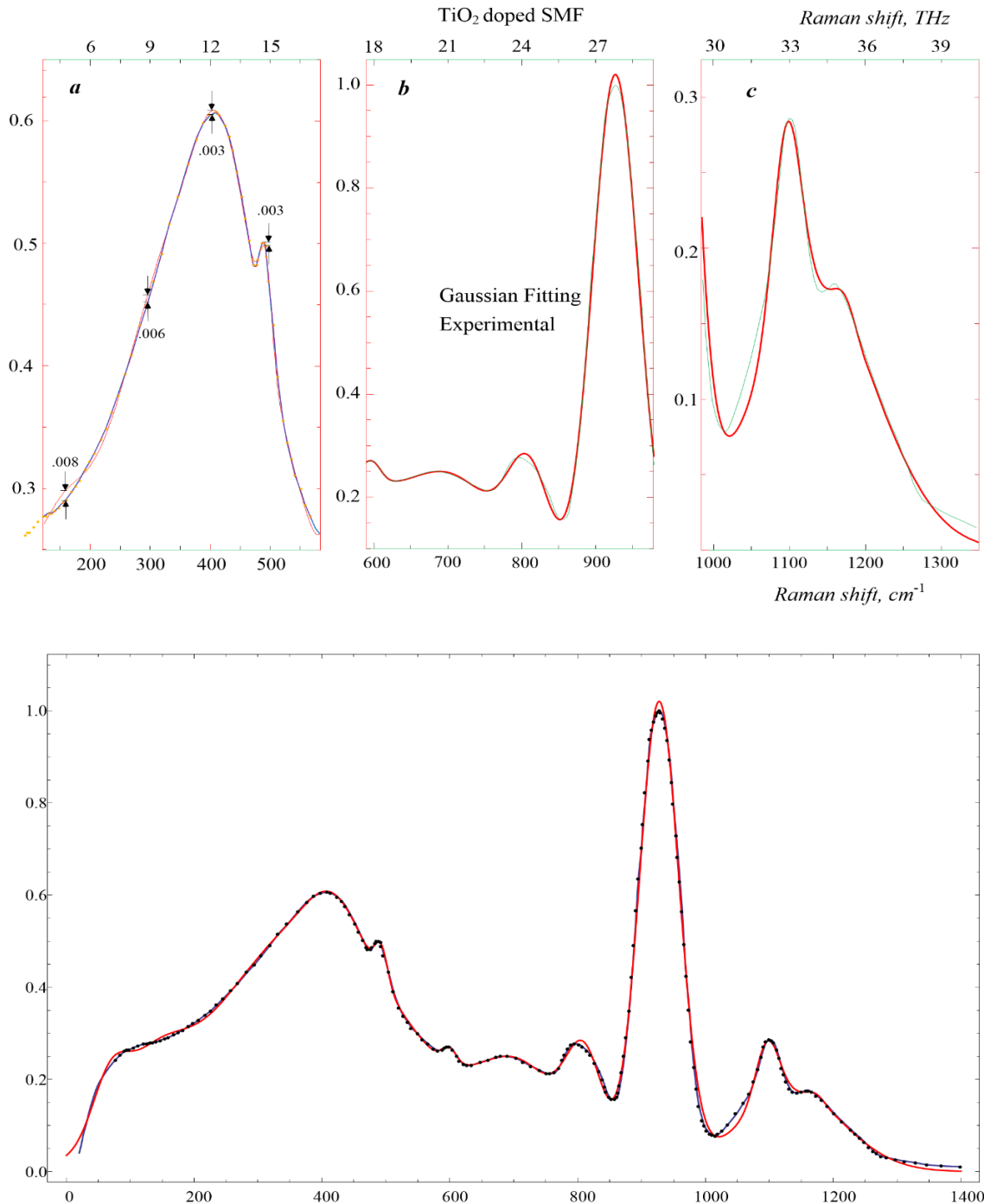


Рис. 4.4 Результат апроксимації за допомогою 12 гаусових компонент (суцільні лінії) у порівнянні із експериментальним профілем ВКР підсилення (пунктирні лінії) в TiO₂ легованому кварцовому волокні для наступних діапазонів частот: *a*) 200-600 см⁻¹ (6-18 ТГц), *b*) 600-1000 см⁻¹ (18-30 ТГц), *c*) 1000-1300 см⁻¹ (30-39 ТГц)

Згаданий вище прикладний аспект гаусової декомпозиції в нашій роботі полягає в побудові аналітичної функції, яка найбільш точно співпадає з експериментальним профілем ВКР підсилення. Крім максимальної точності, слід також віддавати перевагу найпростішій формі суми в (4.1) з найменшою кількістю гаусових компонент. Зауважимо також, що в рівнянні (4.1) для $g_R(\omega)$ тільки додатні числа для всіх параметрів A_i , $\omega_{v,i}$, та Γ_i мають фізичний сенс.

Тому для врахування всіх перерахованих вище умов в нашій роботі використовувалась комп'ютерна процедура нелінійної регресії. Найкращі результати для нашого моделювання були отримані методом Левенберга-Марквардта. Цей спосіб являє собою узагальнення метода пошуку мінімуму найменших квадратів. Дуже хороші практичні результати отримані завдяки алгоритму швидкого спуску до квадратичного мінімізації. Таким чином, сума гаусових компонент у виразі (4.2-4.3) для обох типів волокон можна розглядати як практично точне аналітичне представлення профілів ВКР підсилення, оскільки похибки обчислень є суттєво меншими за випадкові відхилення в експериментальному спектрі.

4.1.4. Профіль ВКР підсилення у P_2O_5 легованому волокні

У даному підрозділі ми надаємо спектроскопічний аналіз профілю ВКР підсилення P_2O_5 легованого волокна у порівнянні із звичним GeO_2 легованим волокном. Обидва спектри визначались із експериментальних спектрів спонтанного комбінаційного розсіяння світла. За допомогою гаусової декомпозиції отримано аналітичні вирази для профілів ВКР підсилення, а їх співпадіння із експериментальними даними має точність не гірше, ніж 0,1%. Результати проведених розрахунків аналізуються з точки зору як фундаментальної динаміки коливних мод в аморфному склі волоконної серцевини, так і в прикладному аспекті моделювання волоконних лазерів.

За останнє десятиліття вражаючі досягнення у збільшенні вихідної потужності були зафіксовані як для лазерних джерел з активними центрами на іонах рідкісних земель [3], так і для неінверсних лазерів на основі ефекту вимушеного комбінаційного розсіяння світла [4].

Останнім часом волокна, леговані високими концентраціями домішок GeO_2 , були найбільш поширеним активним середовищем, що використовувалось у волоконних ВКР лазерах (ВКРЛ) [98], завдяки найвищому поперечному перерізу КР основного матеріалу, який більший, ніж на порядок, порівняно з іншими волокнами на основі кварцового скла [11]. Однак легування волокна відповідними домішками може значно покращити параметри волокон.

Більш детальний аналіз порогових умов і робочої смуги генерації ВКРЛ у GeO_2 -легованих одномодових волокнах ми надали у [131]. Методика обчислень була обговорена вище і тому тут надаємо числові результати нашого спектроскопічного аналізу для профілю ВКР підсилення у P_2O_5 легovanому волокні у порівнянні із звичайним GeO_2 легovanим волокном у кварцовому склі в області стоксового зсуву частот від 0 до 1400 cm^{-1} .

Спонтанні стоксові спектри показані на Рис.4.5а за кімнатної температури,

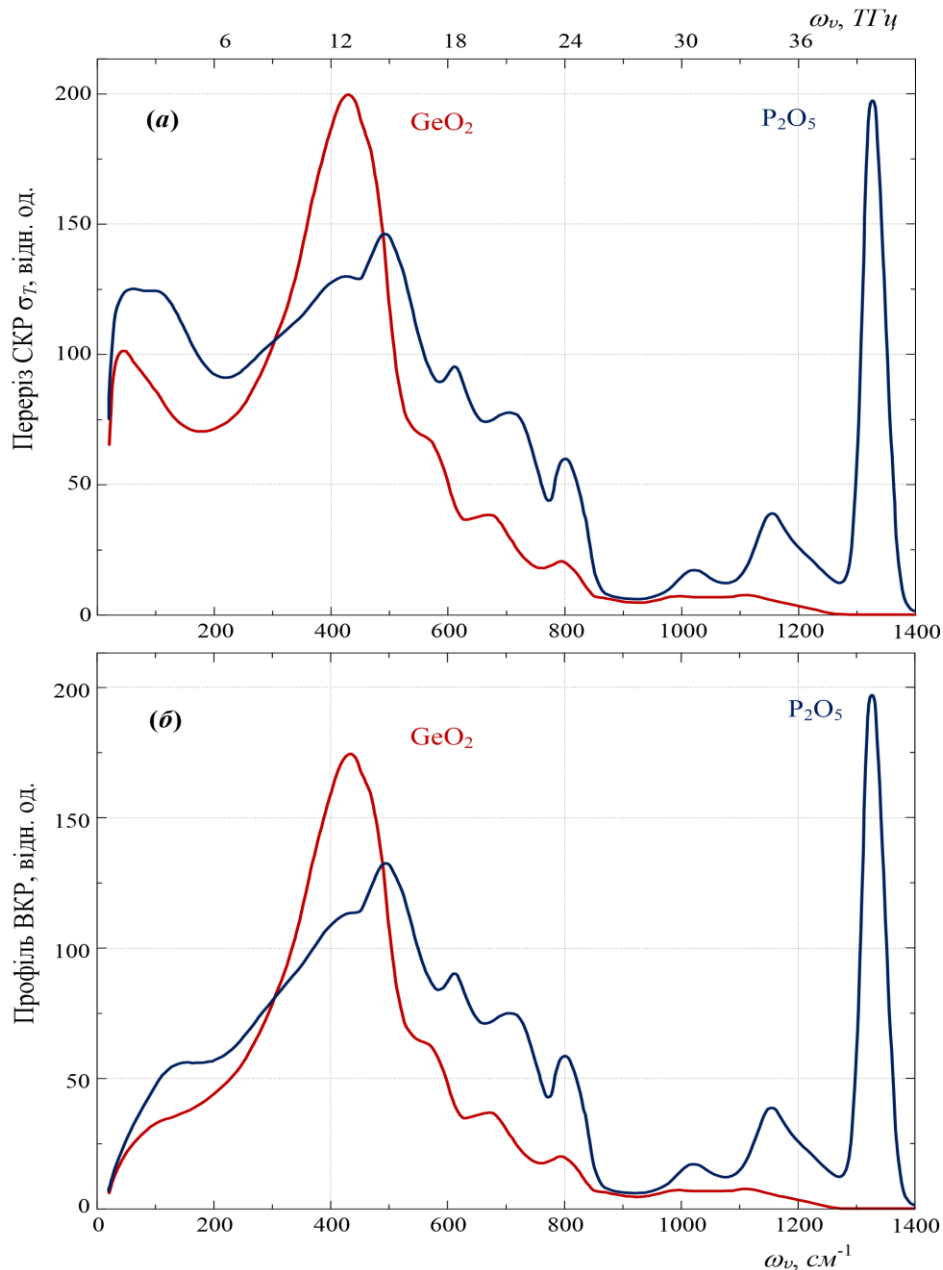


Рис. 4.5 Порівняння спонтанних спектрів КР а) та профілів ВКР підсилення, б) для P_2O_5 та GeO_2 легovanних одномодових волокон

а їх відмінність від профілів ВКР підсилення (Рис. 4.5) добре видно при порівнянні в області $0\text{--}200\text{ cm}^{-1}$ як для GeO_2 легovanого, так і P_2O_5 (Рис. 4.6) легovanого волокон.

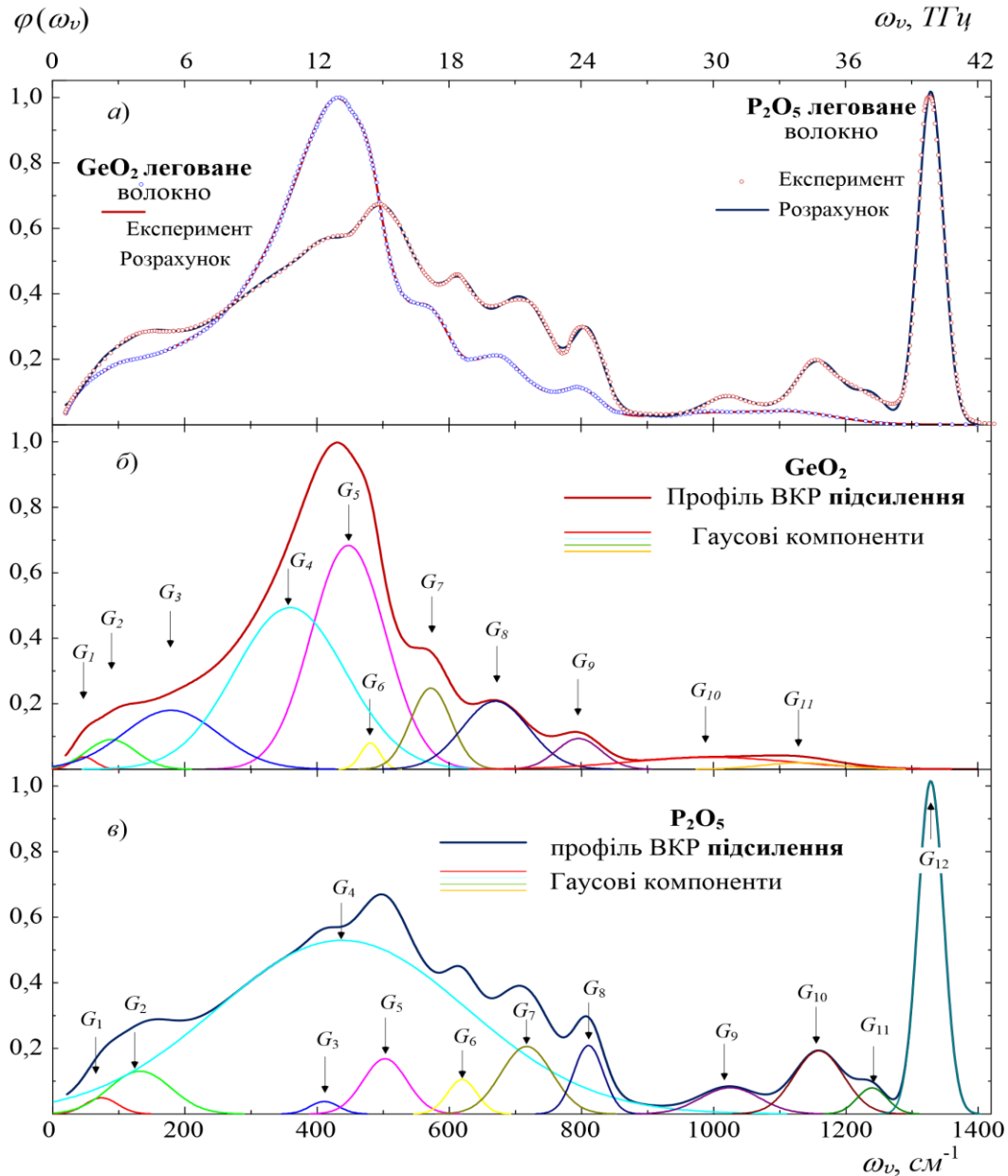


Рис. 4.6 Багатомодова гаусова декомпозиція профілів ВКР підсилення: а) експериментальні точки (кола) у порівнянні із розрахунковими профілями ВКР підсилення (суцільні лінії), що обчислені за допомогою аналітичних виразів (4.1-4.4) ; б) та в) профілі ВКР підсилення як результат суперпозиції кількох гаусових компонент

У P_2O_5 легованому волокні максимальне значення коефіцієнта підсилення згідно з [6] досягає 90% від підсилення у GeO_2 -легованому волокні і тому воно повинне дорівнювати $g_{Rmax} = 5,7 \text{ (Вт} \times \text{км)}^{-1}$ на стоксово зсунутій частоті $\omega_{max} = 1330 \text{ см}^{-1}$.

Аморфна природа кварцового скла, як і раніше, вимушує нас припускати гаусову природу формування профілю ВКР підсилення у P_2O_5 легованих

кварцових волокнах із формою профілю підсилення у вигляді (4.1).

Повний набір параметрів A_i , $\omega_{v,i}$ та Γ_i , що апроксимує експериментальний спектр ВКР підсилення у P_2O_5 легovanому волокні з найкращою точністю ми отримали шляхом описаної вище процедури декомпозиції спектру, і вони наведені у Таблиці 4.3.

Таблиця 4.3.

Параметри гаусової декомпозиції профілю ВКР підсилення у P_2O_5 легovanих кварцових волокнах. Верифікація точності наближення представлена параметром $\delta = (I_G - I_0)/I_0 \cdot 100\%$, де I_G та I_0 – відповідні інтегральні інтенсивності в обчислених та вимірних стоксових спектрах.

п/п	$P_2O_5 \quad g_{Rmax}=5,7 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$				
	A_i	ω_i [см ⁻¹]	ω_i ТГц	Γ_i [см ⁻¹]	Γ_i ТГц
1	2	3	4	5	6
G_1	0,05	72	2,2	35	1,05
G_2	0,13	131	3,9	67	2,01
G_3	0,53	437	13,1	268	8,04
G_4	0,04	410	12,3	31	0,93
G_5	0,17	502	15,1	47	1,41
G_6	0,11	618	18,5	31	0,93
G_7	0,21	716	21,5	55	1,65
G_8	0,21	810	24,3	32	0,96
G_9	0,08	1025	30,8	63	1,89
G_{10}	0,19	1159	34,8	53	1,59
G_{11}	0,08	1240	37,2	32	0,96
G_{12}	1,02	1329	39,9	27	0,81
Точність наближення $\delta=0,1 \%$					

Отже, за даними Таблиці 4.3 для досліджуваного P_2O_5 легovanого волокна профіль ВКР підсилення

$g_{R_{P_2O_5}}(\omega) = g_{R_{max_{P_2O_5}}} \cdot \varphi_3(\omega) = 5,7 \cdot \varphi_3(\omega) \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$, де функція форми профілю $\varphi_3(\omega)$ матиме вигляд:

$$\begin{aligned} \varphi_3(\omega) = & 0,05e^{-0,91(\omega-2,2)^2} + 0,13e^{-0,25(\omega-3,9)^2} + 0,53e^{-0,02(\omega-13,1)^2} + \\ & 0,04e^{-1,16(\omega-12,3)^2} + 0,17e^{-0,5(\omega-15,1)^2} + 0,11e^{-1,16(\omega-18,5)^2} + \\ & 0,21e^{-0,37(\omega-21,5)^2} + 0,21e^{-1,09(\omega-24,3)^2} + 0,08e^{-0,28(\omega-30,8)^2} + \\ & 0,19e^{-0,4(\omega-34,8)^2} + 0,08e^{-1,09(\omega-37,2)^2} + 1,02e^{-1,59(\omega-39,9)^2} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Результати наших обчислень для GeO_2 легованого волокна показані на Рис. 4.6. Майже повне співпадіння обчислених та експериментальних профілів ВКР підсилення ми бачимо на Рис. 4.6.

Звернемо увагу, що низькочастотний схил профілю у GeO_2 легованого волокна формується двома основними компонентами $G_3 \rightarrow 179 \text{ см}^{-1}$ та $G_4 \rightarrow 306 \text{ см}^{-1}$ із сталими згасання відповідно 102 см^{-1} та 119 см^{-1} . Результатом такої перебудови профілю при легуванні GeO_2 серцевини волокна є один окремий та досить широкий максимум у області $410\text{--}450 \text{ см}^{-1}$ з одночасним помітним збільшенням значення g_{Rmax} .

Наша спектроскопічна методика була застосована для аналізу ВКР підсилення у P_2O_5 легованому волокні. Результати гаусової декомпозиції подано на Рис. 4.6. Головний максимум коефіцієнта ВКР підсилення формується окремою коливною модою $G_{12} \rightarrow 1329 \text{ см}^{-1}$ із сталою згасання, що дорівнює 27 см^{-1} . Згідно з нашими даними найбільш вагомий внесок до величини ВКР підсилення в області власного фононного спектра матриці скла дає мода $G_4 \rightarrow 437 \text{ см}^{-1}$ із сталою згасання, що дорівнює 268 см^{-1} . Наявність подвійного максимуму суттєво розширює спектральну область застосувань P_2O_5 легованого волокна.

Загалом, визначення сталих згасання Γ_i для всіх гаусових компонент дозволяє у кількісному вигляді оцінити ступінь згасання та час життя молекулярних коливань, які безпосередньо визначаються за параметрами спектрів КР легованого скла. Спільною особливістю всіх волокон на основі кварцового скла є наявність фундаментального коливання, яке має сталу згасання $\Gamma_i \sim 100 \text{ см}^{-1} = 3 \text{ ТГц}$. Отже, саме згасання цих головних мод, формуючи профілі ВКР підсилення волокон, дає значення характерного часу існування коливного збудження $\tau_i \simeq 1/\Gamma_i \simeq 0.3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$, час відновлення термодинамічної рівноваги або тривалість перехідних процесів у ВКР підсилювачах та лазерах. Таким чином, фемтосекундний масштаб для часу релаксації ВКР процесів складає основу практичного застосування ВКРП та ВКРЛ у терагерцовій області робочих частот.

Таким чином, виділяючи незалежну від температури частину експериментально вимірюваного спонтанного спектру комбінаційного розсіювання, можна безпосередньо визначити профіль ВКР підсилення. Нарешті, майже точну аналітичну форму експериментального профілю ВКР підсилення можна отримати шляхом правильного використання методики багатомодової декомпозиції. Ці результати створюють надійну основу для моделювання як волоконних ВКР лазерів, так і волоконних ВКР підсилювачів.

4.2. Смуга ВКР підсилення світла та лазерної генерації у волокнах

Фізичний сенс порогу ВКР підсилення полягає у створенні умов повної прозорості волокна, коли волоконне згасання оптичного випромінювання компенсується нелінійно-оптичним підсиленням за рахунок вимушеного комбінаційного розсіяння світла. Порогові умови в кількісному вигляді можна отримати безпосередньо із добре відомих зв'язаних рівнянь (1.27)-(1.28) (див. підрозділ 1.2.5).

4.2.1. Спектральна функція абсолютної прозорості волокна

Розповсюдження стоксової хвилі без втрат вздовж напрямку z волокна на практиці означає, її інтенсивність I_s залишається незмінною за величиною вздовж z -координати волокна. Тому вираз $dI_s/dz = 0$ надає умову абсолютної прозорості. Зважаючи на те, що вираз $dI_s/dz = 0$ являє собою особливу точку у зв'язаному рівнянні [106], то ця умова дозволяє дати безпосереднє визначення функції абсолютної прозорості $P_p^{th}(\omega)$ у наступному кількісному вигляді:

$$P_p^{th}(\omega) = \frac{\alpha_s(\omega)}{g_R(\omega)}, \quad (4.5)$$

де α_s – коефіцієнт згасання.

Зазначимо, що широкоживана нами [142-146] функція абсолютної прозорості $P_p^{th}(\omega)$ (4.5) дає значення потужності накачки, за якої настає поріг лазерної генерації, в залежності від частоти ω стоксового зсуву (Рис. 4.7). Зазвичай у розрахунках застосовують наближення сталих оптичних втрат $\omega_s \approx \omega_p = \omega$, де ω_s та ω_p – це відповідно коефіцієнти згасання, що виміряні на стоксовій частоті та довжині хвилі накачки, причому вважають, що значення згасання α залишається практично незмінним в середині області стоксових зсувів аж до $\sim 1000 \text{ см}^{-1}$. Тому, якщо у виразі (4.5) використати аналітичну форму (4.1) для профіля $g_R(\omega)$, то для функції $P_p^{th}(\omega)$ також матимемо аналітичний вираз.

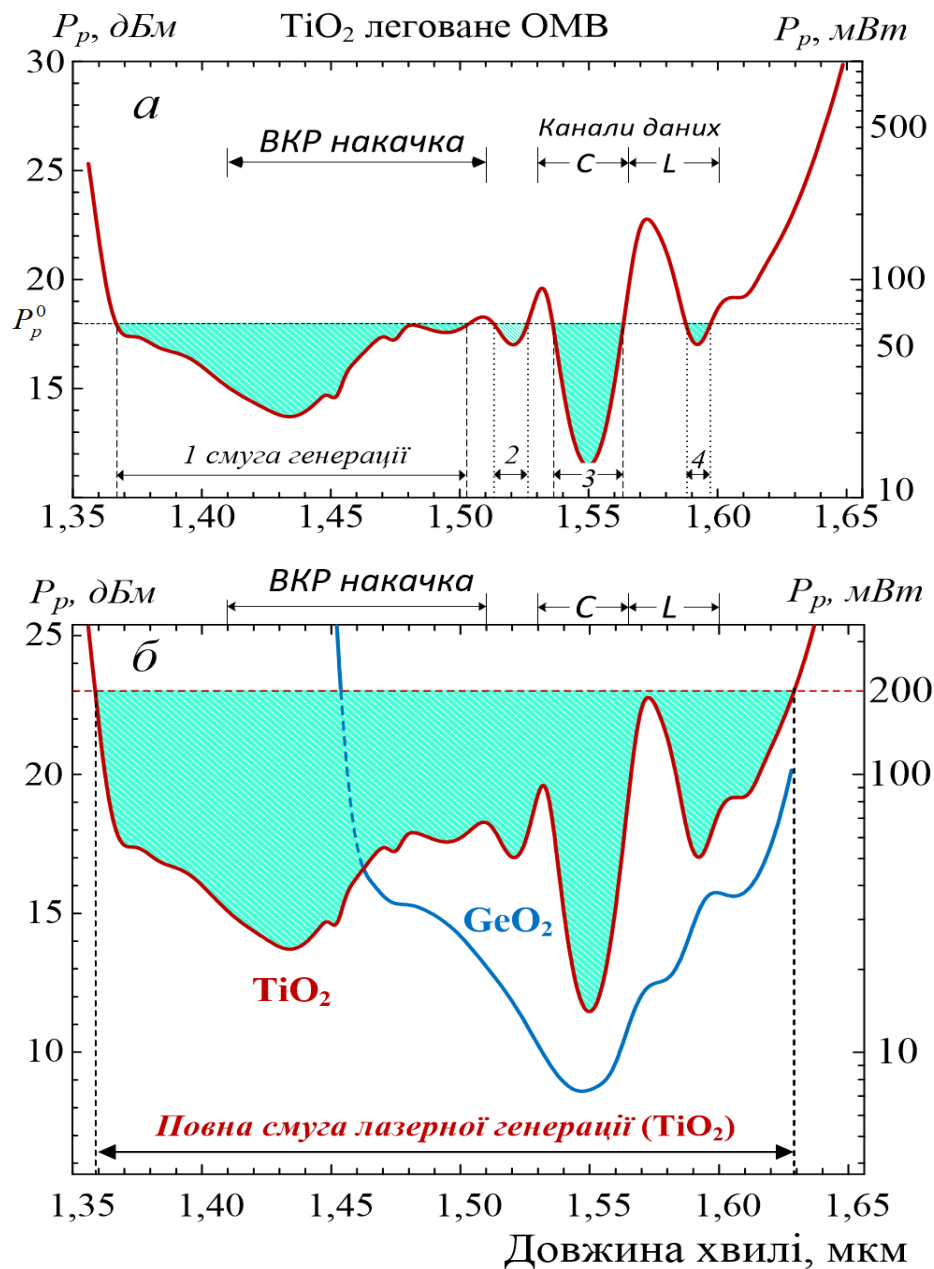


Рис. 4.7 Застосування функції абсолютної прозорості для визначення смуг лазерної генерації для TiO_2 легованого (коричнева лінія, $\lambda_p = 1,355 \text{ мкм}$):
 а - утворення 4 окремих смуг генерації при $P_p = 63 \text{ мВт}$ (18 дБм) в області прозорості кварцового скла; б - порівняння повних смуг лазерної генерації при $P_p = 200 \text{ мВт}$ (23 дБм) у GeO_2 (синя лінія, $\lambda_p = 1,45 \text{ мкм}$) та TiO_2 легованих волокнах

Якщо знехтувати зміною коефіцієнта згасання в усій області вікна прозорості поблизу довжини хвилі 1,55 μm то для сталої згасання можна вибрати значення, що дорівнює $\alpha_s = 0,2 \text{ дБ/км}$ для GeO_2 легованого волокна та $\alpha_s = 0,3 \text{ дБ/км}$ для TiO_2 легованого волокна.

Як приклад застосування функції абсолютної прозорості $P_p^{th}(\omega)$ ми порівняли смуги ВКР підсилення у GeO_2 та TiO_2 легованих волокнах при

потужності помпування 200 мВт. Для моделювання було вибрано два джерела накачки на довжині хвилі $\lambda_p = 1,45$ мкм (для GeO_2 легованого ОМВ) та $\lambda_p = 1,355$ мкм (для TiO_2 легованого ОМВ). Результати моделювання обох смуг ВКР підсилення подано на Рис. 4.7. Такий вибір довжин хвилі помпування забезпечує мінімум порогу ВКР підсилення в центрі С віна прозорості ($\lambda = 1,55$ мкм) кожного типу ОМВ.

4.2.2. Смуга оптичного ВКР підсилення та область лазерної генерації у TiO_2 легованому волокні

Моделювання як смуги робочих частот оптичного ВКР підсилювача, так і максимальної області лазерної генерації значно спрощується при використанні функції абсолютної прозорості $P_p^{th}(\omega)$, особливо за наявності цієї функції в аналітичному вигляді. На відміну від GeO_2 легованого ОМВ, як це видно на Рис. 4.7, у TiO_2 легованому волокні утворюються два мінімуми для потужності накачки. Вони відповідають двом головним максимумам на профілі ВКР підсилення на частотах стоксового зсуву 430 см^{-1} (13 ТГц) та 900 см^{-1} (27 ТГц), відповідно.

Такий простий набір параметрів, що легко реалізувати на практиці та був використаний для Рис. 4.7, дозволяє отримати неперервну область частот оптичного ВКР підсилення у TiO_2 легованому ОМВ від 1,36 мкм аж до 1,63 мкм, а загальна смуга підсилення $\sim 36,5$ ТГц від одного окремого джерела помпування. Така смуга ВКР підсилення майже у два рази перевищує аналогічну смугу в GeO_2 легованому ОМВ (21.4 ТГц). Крім того це волокно можна застосувати як для малопотужних лазерів для несучої частоти сигналів, так і для більш потужних додаткових джерел накачки для волоконних ВКР підсилювачів.

4.2.3. ВКР підсилення та область лазерної генерації у P_2O_5 легованому волокні

За допомогою функції абсолютної прозорості $P_p^{th}(\omega)$ згідно (4.5) за відомим значенням сталої згасання α_s та профіля ВКР підсилення $g_R(\omega)$ дозволяє нам визначити не тільки частоти, на яких виконується умова абсолютної прозорості даного волокна, але й визначити смугу підсилення (лазерної генерації), як діапазон частот, що лежить між цими точками. Зокрема, для визначеності наступних розрахунків ми вважали, що $\alpha_s = 0,3$ дБ/км в P_2O_5

легованому волокні. Для моделювання ми взяли довжину хвилі помпування $\lambda_p = 1,355$ мкм, для якої побудували функцію повної прозорості у P_2O_5 легovanому волокні в залежності від довжини хвилі в стоксовій області до 1,68 мкм. Результати моделювання показано на Рис. 4.8, де заштриховані області позначають смугу багатохвильової лазерної генерації, яку можна реалізувати в P_2O_5 легovanому волокні для кількох значень потужності накачки в діапазоні від 50 мВт до 400 мВт.

На Рис. 4.8 показано, що ультра широкосмугове ВКР підсилення в P_2O_5 легovanому волокні для $\lambda_p = 1,355$ мкм можна реалізувати в діапазоні понад 300 нм. Крім того, це демонструє можливість формування кількох окремих спектральних областей лазерної генерації. Зокрема, при відносно низькій потужності помпування $P_p \geq 13$ дБм є можливість, як бачимо на Рис. 4.8, формування кількох смуг лазерної генерації всередині діапазону довжин хвилі від 1,37 мкм до майже 1,66 мкм. Зазначимо, що такий великий діапазон перебудови ВКРЛ, який майже вдвічі перевищує смугу стандартного волоконного лазера, досягається головним чином за рахунок домішок при формуванні профілів ВКР підсилення в P_2O_5 легovanому волокні.

Деякі приклади застосування P_2O_5 легованих одномодових волокон як активного середовища для ВКРЛ наводились в [9], де було показано можливість отримання квантової ефективності, що дорівнює 77% на стоксово зсунутій частоті 1330 см^{-1} . Наше спектроскопічне моделювання вказує на більш широкі можливості таких легованих волокон у застосуванні як для ВКРЛ, так і для ультра широкосмугового підсилення оптичних сигналів.

4.2.4. Залежність ВКР лазерного порогу від довжини хвилі помпування в Ge-легованому кварцовому волокні

Тут ми наводимо результати обчислень впливу згасання накачки на порогові умови генерації лазерів в Ge-легованому волокні [138].

Для згладжування шумів вимірювальної апаратури та для аналого-цифрового перетворення з довільним наперед заданим кроком за довжиною хвилі ми використали апроксимацію даних за допомогою сплайнів. Запропонований метод може бути застосований для комп'ютерного моделювання волоконних ВКР лазерів в усіх вікнах прозорості телекомунікаційних волокон.

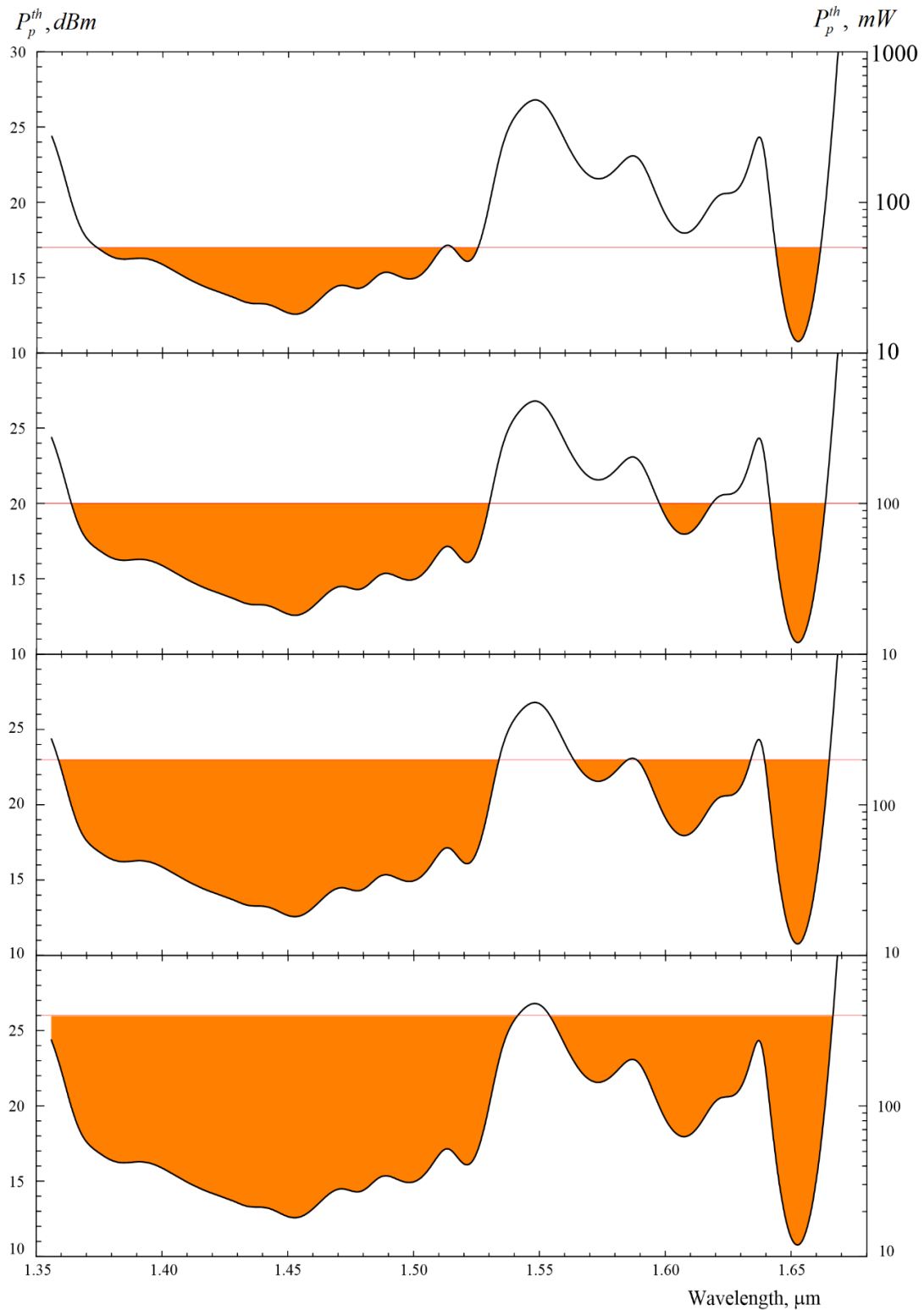


Рис. 4.8 Багатосмугова лазерна генерація в P_2O_5 легованому одномодовому волокні для довжини хвилі помпування $\lambda_p = 1,355$ мкм при кількох значеннях потужності накачки: $P_p = 50$ мВт; $P_p = 100$ мВт; $P_p = 200$ мВт; та $P_p = 400$ мВт. Кольорові області показують діапазон довжин хвилі, де ВКР підсилення перевищує волоконні втрати

Багатохвильові ВКР лазери (ВКРЛ) [128] на основі високолегованих GeO_2 одномодових волокон які ще мають назву КР волокон зараз отримали широке застосування в терабітних телекомунікаційних системах. Головна перевага ВКРЛ полягає в можливості здійснювати генерацію на довільній частоті в середині будь-якого вікна прозорості волокон. Однак, ефективність лазерної генерації та потужність накачки суттєво залежать від робочої довжини хвилі джерела помпування та від величини стоксово зсунутих частот завдяки досить складним змінам як коефіцієнтів згасання, так і профілів ВКР підсилення. Нижче наведені результати моделювання впливу змін у волоконних втратах, що викликані зміною довжини хвилі накачки.

Результати нашого аналізу експериментальних даних із згасання оптичної хвилі у 20 мол.% GeO_2 -легованому ОМВ [2] з використанням сплайн-апроксимації ми показуємо на Рис. 4.9 у повній області прозорості від 0,85 мкм до 1,8 мкм (Рис. 4.9а) та поблизу від піка поглинання групою ОН на довжині хвилі 1,4 мкм (Рис. 4.9б). Ми протестували три типи сплайнів, а саме *Кубічний*, *Без'є* та *Композит Без'є* для часткового згладжування шумів вимірювальної апаратури і така апроксимація дозволяє нам отримати дані про згасання хвилі в цифровому вигляді з будь-яким наперед заданим кроком по шкалі довжин хвиль.

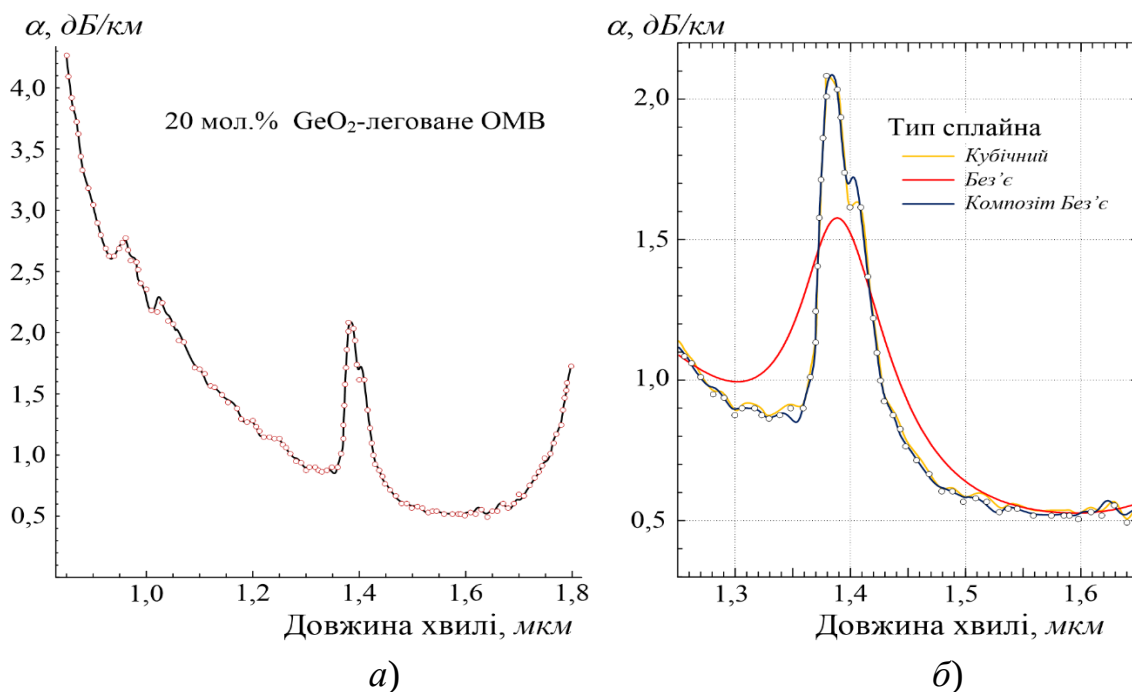


Рис. 4.9 а) експериментальні дані (кружки) із волоконного загасання у високолегованому ОМВ домішками GeO_2 та їх сплайн апроксимація (суцільні лінії) в залежності від довжини хвилі в діапазоні 0,85-1,8 мкм. б) результати апроксимації поблизу піку поглинання групою ОН за допомогою кількох типів сплайнів: Кубічного, Без'є та Композит Без'є

В якості кращого компромісу між ступенем згладжування та точністю відображення малих деталей на спектрі (див. Рис. 1б) для нашого наступного моделювання порогових умов лазерної генерації ми вибираємо сплайн типу *Композит Без'є*.

Результати нашого числового моделювання, що представлені на Рис.4.10 свідчать про те, що наближення сталого згасання буде співпадати із експериментальними даними із точністю приблизно 3-5% на довжині хвилі помпування $\lambda_p=1,45$ мкм.

Однак порогова потужність накачки зростає щонайменше у 3 рази на довжині хвилі помпування $\lambda_p=1.32$ мкм (див. Рис.4.10). Ми сподіваємось, що запропонований метод може бути корисним для комп'ютерного моделювання ВКРЛ та їх розробки в усіх вікнах прозорості поширених КР волокон.

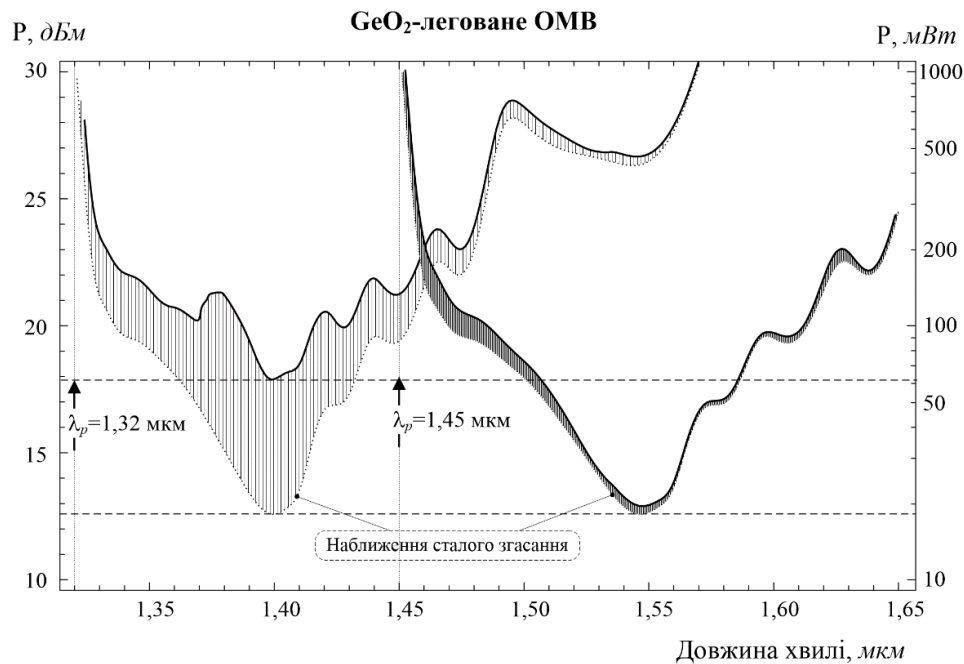


Рис. 4.10 Залежність порогової потужності помпування від довжини хвилі стоксового зсуву для двох джерел накачки відповідно на $\lambda_p=1,45$ мкм та $\lambda_p=1,32$ мкм

4.2.5. Метод гаусової фільтрації шумів вимірювальної апаратури у спектрах волоконного підсилення

В цьому підрозділі представлено метод гаусової фільтрації шумів вимірювальної апаратури при реєстрації спектрів ВКР підсилення [144, 147]. Розробка та апробацію методики проведено на результатах досліджень спектрів підсиленого спонтанного випромінювання (див. розділ 2) на виході із

одномодового волокна та їх залежність від змін потужності помпування в режимі холостого ходу ВКР підсилювача із зустрічним помпуванням.

Експериментальна установка була описана раніше в розділі 2. Експериментальні спостереження підсиленого спонтанного випромінювання (ПСВ) проводились на виході із 50 км ділянки стандартного одномодового волокна в протилежному напрямку до розповсюдження накачки. Джерело помпування містило чотири лазерні діоди (ЛД). Довжини хвилі випромінювання складали 1425, 1435, 1455 та 1465 нм, а їх вихідні потужності можна було незалежно регулювати в межах від 0 мВт до 300 мВт за допомогою цифрового блока управління. При реєстрації спектрів тільки один ЛД ми залишали активним (інші ЛД були у вимкненому стані), потужність активного ЛД підтримувалась на одному із заданих рівнів: 100, 150, 200, 250 або 300 мВт для кожної довжини хвилі помпування.

Приклади зареєстрованих спектрів підсиленого спонтанного випромінювання були наведені в пункті 2.3.2 для всіх потужностей та довжин хвилі ЛД помпування (див. Рис. 2.10 - 2.12). Зауважимо, що спектри вимірюються на фоні флуктуаційних шумів від електронної апаратури реєстрації, які завжди накладаються на експериментальні криві, можуть суттєво ускладнювати обробку даних вимірювань.

Такий шум за своєю природою має чисто електронний характер і тому він принципово відрізняється від некогерентного оптичного шуму в стоксовій області частот, який є предметом вивчення в нашій роботі. У наших дослідженнях флуктуаційний шум електронної апаратури, на відміну від стоксового шуму, є чисто шкідливим фактором, що знижує якість вимірювань та стоїть на заваді обробки їх результатів. Тому шуми вимірювальної апаратури бажано повністю видалити із досліджуваних спектрів.

Вище ми застосовували метод гаусової апроксимації складних спектрів ВКР для багатомодової декомпозиції профілів підсилення для GeO_2 та TiO_2 легованих кварцових волокнах [3].

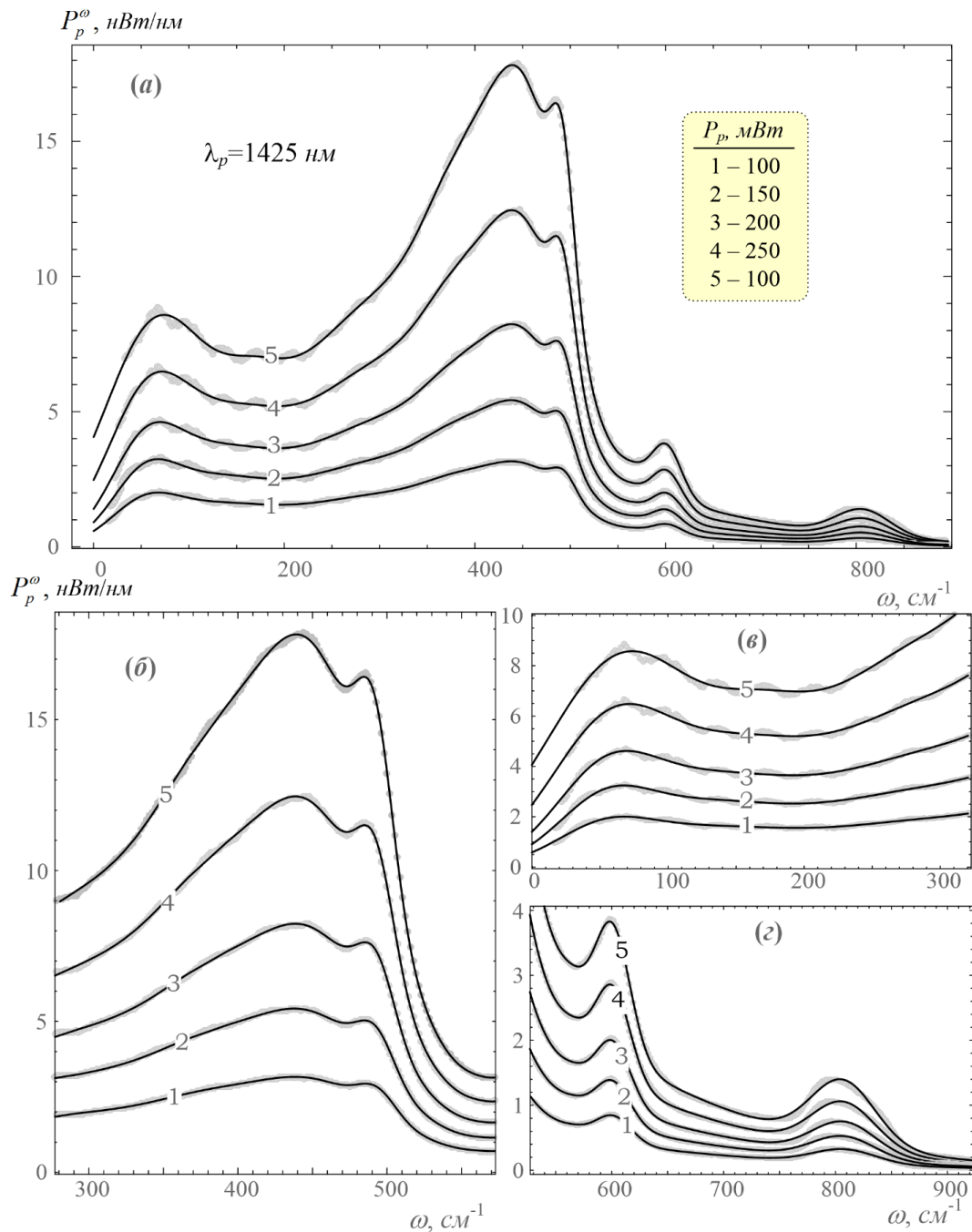


Рис. 4.11 Результат фільтрації шумів вимірювальної апаратури при реєстрації спектрів ПСВ у ВКРП із зворотною накачкою на довжині хвилі $\lambda_p = 1425 \text{ nm}$ в спектральній області : а) $0 - 900 \text{ cm}^{-1}$; б) $300 - 600 \text{ cm}^{-1}$; в) $0 - 300 \text{ cm}^{-1}$; г) $500 - 900 \text{ cm}^{-1}$.

Висновки до розділу 4

Таким чином, в нашій роботі властивості ВКР підсилення одномодового волокна, легованого TiO_2 , досліджувались з метою застосування цих волокон у нових фотонних пристроях. Головні особливості ВКР підсилення в ОМВ, легованому TiO_2 , визначались шляхом порівняння з найбільш ефективним на

теперішній час активним середовищем для ВКРЛ, а саме з КР волокном (сильно легованим GeO_2). Показано, що при незначному збільшенні порогової потужності помпування в TiO_2 ВКРЛ, його монохроматичну довжину хвилі генерації можна реалізувати в межах майже вдвічі ширшої спектральної області, порівняно з можливим діапазоном генерації лазерів в GeO_2 легованому волокні. Це підтверджується нашими чисельними результатами моделювання, які дають безперервну смугу перебудови лінії генерації лазера в одномодовому волокні, легованому TiO_2 , що може дорівнювати до 270 нм при відносно низькій потужності накачування, яка не перевищує 200 мВт. Профілі ВКР підсилення визначаються за допомогою оригінального спектроскопічного методу, розробленого на надійній базі фундаментальної теорії та вимірних значень поперечного перерізу спонтанного комбінаційного розсіювання в досліджуваних волокнах. Ми використовували стандартну спектроскопічну процедуру багатомодового декомпозиції виключно для практичної мети досягнення максимальної точності наближення нерівномірного стоксового континууму частот за допомогою оптимальної кількості гаусових компонент. Це дозволяє отримати аналітичну форму практично точної апроксимації експериментальних профілів ВКР підсилення досліджуваних волокон за допомогою кількох гаусових мод.

В роботі з'ясовано, що профілі ВКР підсилення можуть мати сильні деформації за рахунок суттєвої реструктуризації коливних спектрів молекулярних наноконкомплексів у серцевині волокон під впливом відносно невеликих концентрацій домішок.

Показано, що майже точна апроксимація (з точністю не гірше за 0,1%) експериментального спектра підсилення може бути побудована з використанням тільки гаусових компонент. Прикладні можливості нашого моделювання продемонстровано шляхом розрахунку головних параметрів ВКРЛ. Важливою перевагою нашого метода є простий аналітичний вираз для апроксимуючих функцій у вигляді лінійної комбінації експонент. Це може бути дуже корисним при моделюванні параметрів підсилювачів, зокрема для обчислення спектральної густини оптичного шуму та для визначення смуг лазерної генерації для заданих параметрів помпування.

Результати цього розділу відображені в роботах авторки [137], [138], [140], [141], [142], [144], [145], [147].

ВИСНОВКИ

В результаті виконання дисертаційної роботи експериментально та теоретично (числовим моделюванням) досліджено коливну динаміку домішкових наноконкомплексів при формуванні терагерцових смуг нелінійно-оптичного підсилення та лазерної генерації, що виникають в результаті вимушеного комбінаційного випромінювання у кварцових волокнах, зокрема:

1. В роботі вивчені спектри підсиленого спонтанного випромінювання (ПСВ) за рахунок ефекту вимушеного комбінаційного розсіяння в режимі холостого ходу підсилювача, тобто без сигналу на вході волокна. Така схема експериментальних спостережень дозволила провести аналіз максимальної потужності ПСВ оскільки за відсутності сигналу вся потужність накачування витрачається лише на підсилення шуму. Досліджена динаміка залежності спектрів підсиленого спонтанного випромінювання при зміні потужності помпування в одномодовому волокні із чистого кварцу для чотирьох окремих джерел накачки із різними довжинами хвилі випромінювання.
2. Вперше аналіз спектрів проводився в розширеній спектральній області, яка об'єднує релеєвський та стоксово зсунутий діапазон частот. При аналізі експериментальних даних релеєвських спектрів вперше кількісно визначено величину індивідуального зсуву довжини хвилі ЛД накачки у довгохвильову область із збільшенням його інтенсивності випромінювання. При зміні вихідної потужності кожного діода накачки від 100 мВт до 300 мВт зафіксовано зсув довжини хвилі випромінювача $\sim$ десятих долей нм. Хоча цей зсув і відносно невеликий, але його слід враховувати у випадках, коли необхідне точне визначення частот стоксового зсуву в досліджуваних спектрах ПСВ.
3. Експериментально доведено, що спектри підсиленого спонтанного випромінювання спостерігаються у вигляді суміші, що складається із підсиленого та спонтанного стоксового шуму, на що вказує по-перше, нелінійна залежність спектральних компонент ПСВ від потужності накачки, і, по-друге, наявність характерних локальних максимумів на всіх без винятку спектрах ПСВ в області малих стоксових зсувів.
4. Вдосконалено метод пасивного визначення профілю ВКР підсилення одномодового волокна із чистого кварцового скла шляхом застосування гаусової фільтрації шумів вимірювальної апаратури. Експериментальна методика була апробована (але не обмежена) стандартними типами оптичних волокон та продемонстрована на вимірюваннях стоксового ПСВ

на відрізку ОМВ довжиною 50 км із чистого кварцового скла. Суттєве спрощення запропонованого методу полягає у виключенні необхідності використання зовнішніх оптичних сигналів, з використанням вимірювань тільки потужності ПСВ.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Feng Y. 150 W highly-efficient Raman fiber laser / Y. Feng, L. Taylor, and D. Calia // *Opt. Express*. – 2009. – Vol. 17. – No 26. – P. 23678–23683. doi: 10.1364/OE.17.023678.
2. Shi W. Fiber lasers and their applications [Invited] / W. Shi, Q. Fang, X. Zhu, R. // *A. Appl. Opt.* – 2014. – Vol. 53. – No 28. – P. 6554–6568. doi: 10.1364/AO.53.006554.
3. Zhou P. High-power fiber lasers based on tandem pumping / P. Zhou, H. Xiao, J. Leng, J. Xu, Z. Chen, H. Zhang, and Z. Liu J. // *Opt. Soc. Am.* – 2017. B34. A29–A36.
4. Xiao Q. Bidirectional pumped high-power Raman fiber laser / Q. Xiao, P. Yan, D. Li, J. Sun, X. Wang, Y. Huang and M. Gong // *Opt. Express*. – 2016. – Vol. 24(6). – P. 6758–6768.
5. Richardson D. J. High-power fiber lasers: current status and future perspectives / D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson // *J. Opt. Soc. Am.* – 2010. B27. – P. 63–92.
6. Ma P. Kilowatt-level near-diffractionlimited and linear-polarized Ytterbium-Raman hybrid nonlinear amplifier based on polarization selection loss mechanism / P. Ma, H. Zhang, L. Huang, X. Wang, P. Zhou, and Z. Liu // *Opt. Express*. – 2015. – Vol. 23(20). – P. 26499–26508.
7. Zervas M. N. High power fiber lasers: a review / M. N. Zervas and C. A. Codemard // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* – 2014. – Vol. 20. – P. 219–241.
8. Dianov E. M. Advances in Raman Fibers / E. M. Dianov // *J. Light. Technol.* – 2002. – Vol. 20. – No. 8. – P. 145.
9. Dianov E. M. Medium-power CW Raman fiber lasers / E. M. Dianov and A. M. Prokhorov // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* – 2000. – Vol. 6. – No. 6. – P. 1022–1028. doi: 10.1109/2944.902151.
10. Коротков П.А. Волоконні ВКР лазери неперервної дії / П.А. Коротков, Г.С. Фелінський // *УФЖ. Огляди*. – 2007. – Vol. 4. – No.1. – P. 36–60.
11. Bromage J. A method to predict the Raman gain spectra of germanosilicate fibers with arbitrary index profiles / J. Bromage, K. Rottwitt, M.E. Lines // *IEEE Photon. Techn. Lett.* – 2002. – Vol. 14. – P. 24–26.
12. Mermelstein M. Six wavelength Raman fiber laser for C- and L-band Raman amplification and dynamic gain flattening / M. Mermelstein, C. Horn, S. Radic, C. Headley // *Electron. Lett.* – 2002. – Vol. 38. – P. 636–638.

13. Коротков П.А. ВКР підсилення світла в одномодових кварцових волокнах / П.А. Коротков, Г.С. Фелінський // УФЖ. Огляди. – 2009. – Vol. 6(2). – P. 103–168.
14. Zhang L. Kilowatt Ytterbium-Raman fiber laser / L. Zhang, C. Liu, H. Jiang, Y. Qi, B. He, J. Zhou, X. Gu, and Y. Feng // Opt. Express. – 2014. – Vol. 22(15). – P. 18483–18489.
15. Stolen R. H. Raman oscillation in glass optical waveguide / R. H. Stolen, E. P. Ippen, A. R. Tynes // Appl. Phys. Lett.. – 1972. – Vol. 20. – P. 62–63.
16. Islam M.N. Raman amplifiers for telecommunications / M.N. Islam // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr. – 2002. – Vol. 8. – No 3. – P. 548–559.
17. Emori Y. Broadband lossless DCF using Raman amplification pumped by multichannel WDM laser diodes / Y.Emori, Y.Akasaka, S.Namiki // Electr. Lett. – 1998. – Vol. 34. – No 22. – P. 2145–2146.
18. Lewis S.A.E. Triple wavelength pumped silica-fibre Raman amplifiers with 114 nm bandwidth / S.A.E. Lewis, S.V. Chernikov, J.R. Taylor // Electr. Lett. –1999. – Vol. 35. – No 20. – P. 1761–1762.
19. Emori Y. 100 nm bandwidth flat-gain Raman amplifiers pumped and gain-equalised by 12-wavelength-channel WDM laser diode unit / Y. Emori, K. Tanaka, S. Namiki // Electr. Lett. – 1999. – Vol. 35. – No 16. – P. 1355–1356.
20. Kidorf H. Pump interactions in a 100-nm bandwidth Raman amplifier / H. Kidorf, K. Rottwitt, M. Nissov et. all // IEEE Phot. Techn, Lett. – 1999. – Vol. 11. – No 5. – P. 530–532.
21. Chernikov S.V. Broadband Raman amplifiers in the spectral range of 1480-1620 nm / S.V.Chernikov, S.A.E.Lewis, J.R.Taylor // Opt. Fiber Comm. Conf. 1999, and Int. Conf. on Integr. Opt. and Opt. Fiber Comm. OFC/IOOC '99. Technical Digest, San Diego, CA , USA. – 1999. – Vol. 2. –P. 117–119.
22. Lewis S.A.E. Gain and saturation characteristics of dual-wavelength-pumped silica-fibre Raman amplifiers / S.A.E. Lewis, S.V. Chernikov, J.R. Taylor // Electr. Lett. – 1999. –Vol. 35. – No 14. – P. 1178–1179.
23. Namiki S. Recent advances in ultra-wideband Raman amplifiers / S. Namiki, Y. Emori // Opt. Fiber Comm. Conf. 2000. Baltimore, MD , USA. – 2000. – Vol. 4. – P. 98–99.
24. Namiki S. Ultrabroad-band Raman amplifiers pumped and gain-equalized by wavelength-division-multiplexed high-power laser diodes / S. Namiki, Y. Emori // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr. – 2001. – Vol. 7. – No 1. – P. 3–16.

25. Mori A. Ultra-Wide-Band Tellurite-Based Fiber Raman Amplifier / A. Mori, H. Masuda, K. Shikano, M. Shimizu // J. Lightwave Techn. – 2003. – Vol. 21. – No. 5. – P. 1300–1306.
26. Kikuchi N. Novel in-service wavelength-band upgrade scheme for fiber Raman amplifier / N. Kikuchi, K.K.Y. Wong, K. Uesaka, et. all // IEEE Phot. Techn. Lett. – 2003. – Vol. 15. – No.1. – P. 27– 29.
27. Mermelstein M.D. Six wavelength Raman fiber laser for C+L-band Raman amplification / M.D. Mermelstein, C. Horn, J.C. Bouteiller [et. all] // CLEO 2002, paper CThJ1. – P. 478.
28. Seo H.S. Simultaneous amplification and channel equalization using Raman amplifier for 30 channels in 1.3- μm band / H.S. Seo, K. Oh, U.C. Paek // J. Lightwave Techn. – 2001. – Vol. 19. – No 3. – P. 391–397.
29. Seo H.S. Gain optimization of germanosilicate fiber Raman amplifier and its applications in the compensation of Raman-induced crosstalk among wavelength division multiplexing channels / H.S. Seo, K. Oh, U.C. Paek // IEEE J. Quant. Electr. – 2001. – Vol. 37. – No 9. – P. 1110–1116.
30. Seo H.S. Compensation of Raman-induced crosstalk using a lumped germanosilicate fiber Raman amplifier in the 1.571-1.591- μm region / H.S. Seo, K. Oh, W. Shin, U.C. Ryu, U.C. Paek // IEEE Phot. Techn. Lett. – 2001. – Vol. 13. – No 1. – P. 28–30.
31. Kunihiro T. Evaluation of Raman gain coefficient distribution independent of imperfection contributions / Toge Kunihiro, Kazuo Hogari // IEEE Phot. Techn. Lett. – 2004. – Vol. 16. – No. 1. – P. 75–77.
32. Alferov Z. I. Nobel Lecture: The double heterostructure concept and its applications in physics, electronics, and technology / Z. I. Alferov // Rev. Mod. Phys. – 2001. – Vol. 73. – P. 767–782.
33. Happer W. Optical pumping / W. Happer // Rev. Mod. Phys. – 1972. – Vol. 44. – No. 2. – P. 169–249.
34. Zenteno L. High-power double-clad fiber lasers / L. Zenteno // J. Lightwave Techn. – 1993. – Vol. 11. – No. 9. – P. 1435–1446.
35. Hill K. O. Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication / K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki // Appl. Phys. Lett. – 1978. – Vol. 32. – P. 647–649.
36. Meltz G. Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method / G. Meltz, W.W. Morey, W. H. Glenn // Opt. Lett. – 1989. – Vol. 14. – P. 823–825.

37. Giles C. R. Lightwave Applications of Fiber Bragg Gratings / C. R. Giles // Lightwave Technology. – 1997. – Vol. 15. – No. 8. – P. 1391–1404.
38. Kashyap R. Fiber Bragg Gratings / R. Kashyap. Academic Press, San Diego, USA, 1999. – 458p. (ISBN 0-12-400560-8)
39. Othonos A. Fiber Bragg gratings: fundamentals and applications in telecommunications and sensing / A. Othonos, K. Kalli. Artech House, Boston, 1999. – 424 p. (ISBN 0-89006-344-3).
40. Васильев С.А. Волоконные решетки показателя преломления и их применения / С.А. Васильев, О.И. Медведков, И.Г. Королев и др. // Квантовая электроника. – 2005. – № 12. – С. 1085–1103.
41. Masuda H. 75-nm 3-dB gain-band optical amplification with erbium-doped fluoride fibre amplifiers and distributed Raman amplifiers in 9×2.5-Gb/s WDM transmission experiment / H. Masuda, S. Kawai, K. Suzuki, K. Aida // Integr. Opt. and Opt. Fibre Comm., 11th Int. Conf. and 23rd European Conf. on Opt. Comm. (Conf. Publ. No.: 448), Edinburgh, UK. – 1997. – Vol. 5. – P 73-76.
42. Kawai S. Wide-bandwidth and long-distance WDM transmission using highly gain-flattened hybrid amplifier / S. Kawai, H. Masuda, K. Suzuki, K. Aida // IEEE Photon. Techn. Lett. – 1999. – Vol. 11. – No 7. – P. 886–888.
43. Masuda H. Wide-band and gain-flattened hybrid fiber amplifier consisting of an EDFA and a multiwavelength pumped Raman amplifier / H. Masuda, S. Kawai // IEEE Photon. Techn. Lett. – 1999. – Vol. 11. – No 6. – P. 647–649.
44. Hur S. Theoretical Investigation of 8 10-Gb/s WDM Signal Transmission Performance Based on Gain-Equalized SOAs Using Backward Raman Pumping at DCF / S. Hur, J. Ko, I. Lee, Y. Kim, J. Jeong // J. Lightwave Techn. – 2003. – Vol. 21. – No. 6. – P. 1499–1503.
45. Seo H. S. Simultaneous amplification by Er ions and SRS in an Er-doped germano-silica fiber / H. S. Seo, Y. G. Choi, B. J. Park, D. H. Cho, K. H. Kim // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2003. – Vol. 15. – No. 9. – P. 1198–1200.
46. Wang W. Raman/EDFA gain-enhanced configuration / Wei Wang, Henrik N. Poulsen, et. al // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2003. – Vol. 15. – No. 10. – P. 1416–1418.
47. Kani J. Wideband and flat-gain optical amplification from 1460 to 1510 nm by serial combination of a thulium-doped fluoride fibre amplifier and fibre Raman amplifier / J. Kani, M. Jinno // Electr. Lett. – 1999. – Vol. 35. – No 12. – P. 1004–1006.

48. Bayart D. Broadband optical fibre amplification over 17.7 THz range / D. Bayart, P. Baniel, A. Bergonzo, et. all // Electronics Letters. – 2000. – Vol. 36. – No 18. – P. 1569–1571.
49. Masuda H. Review of wideband hybrid amplifiers // Opt. Fiber Comm. Conf., 2000, Baltimore, MD , USA, 03/07/2000 -03/10/2000. – Vol. 1. – P. 2–4.
50. Masuda H. Ultra-wide-band hybrid tellurite/silica fiber Raman amplifier / H. Masuda, A. Mori, K. Shikano, et. all // Opt. Fiber Comm. Conf. and Exhibit, 2002. OFC 2002. – 2002. – P. 388– 390.
51. Takara H. Ultra-wideband tellurite/silica fiber Raman amplifier and supercontinuum lightwave source for 124-nm seamless bandwidth DWDM transmission / H. Takara, H. Masuda, K. Mori, et. all // Opt. Fiber Comm. Conf. and Exhibit, 2002. OFC 2002. postdeadline papers.
52. Tsuzaki T. Broadband discrete fiber Raman amplifier with high differential gain operating over 1.65 μm -band / T. Tsuzaki, M. Kakui, M. Hirano, et. all // in OFC 2000. Paper MA3-1 – MA3-3.
53. Ho M.C. 200-nm-Bandwidth Fiber Optical Amplifier Combining Parametric and Raman Gain / M. C.Ho, K. Uesaka, M. Marhic, Y. Akasaka, L. G. Kazovsky // J. Lightwave Techn. – 2001. – Vol. 19. – No. 7. – P. 977–981.
54. Marazzi L. Raman-generated pump impact on optical parametric amplification / L. Marazzi, P. Parolari, S. Seghizzi, M. Martinelli // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2004. – Vol. 16. – No. 1. – P. 78-80.
55. Torounidis T. Amplification of WDM signals in fiber-based optical parametric amplifiers / T. Torounidis, H. Sunnerud, P.O.Hedekvist, and P.A. Andrekson // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2003. – Vol. 15. – No. 8. – P. 1061–1063.
56. Terahara T. 128 $\times$ 10.66 Gbit/s transmission over 840 km standard SMF with 140 km optical repeater spacing (30.4 dB loss) employing dual-band distributed Raman amplification/ T. Terahara, T. Hoshida, J. Kumasako, H. Onaka // Opt. Fiber Comm. Conf., 2000, Baltimore, MD , USA. –2000. – Vol. 4. – P. 251–253.
57. Garrett L.D. Field demonstration of distributed Raman amplification with 3.8 dB Q-improvement for 5 $\times$ 120 km transmission / L.D. Garrett, M. Eiselt, R.W. Tkach, et. all // Optical Fiber Comm. Conf., 2000, Baltimore, MD , USA. – 2000. – Vol. 4. – P. 293–295.
58. Григорук В.І. Волоконні ВКР лазери та підсилювачі оптичного випромінювання. Взаємодія фізичних полів з наноструктурованими матеріалами / В.І. Григорук, В.В. Загородній, А.В. Іванчук [та ін.] – Київ: Каравела, 2018. – С. 62-128. ISBN 978-966-2229-77-6.

59. Haus H. A. Noise figure definition valid from RF to optical frequencies / H. Haus A. // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. Haus H. A. –2000. – Vol. 6. – No. 2. – P. 240-247.
60. Henry C. H. Quantum noise in photonics / C. H. Henry, R. F. Kazarinov // Rev. Mod. Phys. – 1996. – Vol. 68. – No. 3. – P. 801–853.
61. Yamamoto Y. Noise in amplifiers / Y. Yamamoto // J. Lightwave Techn. – 2003. – Vol. 21. – No. 11. – P. 2895–2915.
62. Haus H.A. Optimum noise performance of optical amplifiers / H.A. Haus // IEEE J. Quant. Electron. – 2001. – Vol. 37. No 6. – P. 813-823.
63. Fludger C.R.S. Fundamental noise limits in broadband Raman amplifiers / C.R.S. Fludger, V. Handerek, R.J. Mears // Optical Fiber Comm. Conf. and Exhibit 2001. OFC 2001. – Vol. 1. MA5-1–MA5-3.
64. Waarts R.G. Nonlinear effects in coherent multichannel transmission through optical fibers / R.G. Waarts, A.A. Friesem, E. Lichtman, et. all // IEEE Photon. Techn. Lett. – 1990. – Vol. 78. No 8. –P. 1344–1368.
65. Chraplyvy A.R. Limitations on lightwave communications imposed by optical-fiber nonlinearities / Chraplyvy A.R. // J. Lightwave Techn. – 1990. – Vol. 8. – No 10. – P. 1548–1557.
66. Kao M.S. Extending transmission distance of high-density WDM systems using post transmitter fiber Raman amplifiers / Ming-Seng Kao, Jingshown Wu // J. Lightwave Techn. – 1991. – Vol. 9. – No 3. – P. 394–399.
67. Chraplyvy A.R. What is the actual capacity of single-mode fibers in amplified lightwave systems / A.R. Chraplyvy, R.W. Tkach // IEEE Photon. Techn. Lett. – 1993. – Vol. 5. – No 6. – P. 666–668.
68. Christodoulides D.N. Evolution of stimulated Raman crosstalk in wavelength division multiplexed systems / D.N. Christodoulides, R.B. Jander // IEEE Photon. Techn. Lett. – 1996. –Vol. 8. – No 12. – P. 1722–1724.
69. Zirngibl M. Analytical model of Raman gain effects in massive wavelength division multiplexed transmission systems / M. Zirngibl // Electron. Lett. – 1998. – Vol. 34. – No 8. – P. 789–790.
70. Bigo S. Experimental investigation of stimulated Raman scattering limitation on WDM transmission over various types of fiber infrastructures / S. Bigo, S. Gauchard, A. Bertaina, J.P. Hamaide // IEEE Photon. Techn. Lett. – 1999. – Vol. 11. – No 6. – P. 1041–1135.
71. Lewis S.A.E. Broadband high-gain dispersion compensating Raman amplifier/ S.A.E. Lewis, S.V. Chernikov, J.R. Taylor // Electron. Lett. – 2000. –Vol. 36. – No 16. – P. 1355–1356.

72. Mazurczuyk V.J. Accumulation of gain tilt in WDM amplified systems due to Raman crosstalk / V.J. Mazurczuyk, G. Shaulov, E.A. Golovchenko // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2000. – Vol. 12. – No 11. – P. 1573–1575.
73. Minhui Yan. Pump depletion induced noise and crosstalk in distributed optical fiber Raman amplifiers / Minhui Yan, Jianping Chen, Wenning Jiang, et. all // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2000. – Vol. 13. – No 7. – P. 651–653.
74. Wang S. Abrupt and asymptotic transience in DWDM systems using backward-pumped fiber Raman amplifier / Sihai Wang, Lun Zhang, Zhi Jiang, et. all // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2002. – Vol. 14. – No 9. – P. 1264–1266.
75. Bolognini G. Transient effects in gain-clamped discrete raman amplifier cascades / G. Bolognini and F. Di Pasquale // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2004. – Vol. 16. – No. 1. – P. 66–68.
76. Dahan D. Optical noise reduction in inter-band Raman mediated wavelength conversion / D. Dahan, R. Alizon, A. Bilenca, G. Eisenstein // Electron. Lett. – 2003. – Vol. 39. – No 3. – P. 307–309.
77. Fludger C.R.S. Fundamental noise limit in broadband Raman amplifiers / C.R.S. Fludger, V. Handerek, R.J. Mears // Optical Fiber Comm. Conf., 2000, Baltimore, MD, USA. – 2000. MA5-1–MA5-3.
78. Kado S. Gain and noise tilt control in multi-wavelength bi-directionally pumped Raman amplifier / S. Kado, Y. Emori, S. Namiki // OFC 2002, paper TuJ4. – P. 62–63.
79. Karásek M. Channel addition/removal response in Raman fiber amplifiers: modeling and experimentation / M. Karásek and M. Menif // J. Lightwave Techn. – 2002. – Vol. 20. – No. 9. – P. 1680–1687.
80. Kung T.T. Four-wave mixing between pump and signal in a distributed Raman amplifier / T.T. Kung, C.T. Chang, J.C. Dung, and S. Chi // J. Lightwave Techn. – 2003. – Vol. 21. – No. 5. – P. 1164–1170.
81. Lee H. H. Demonstration of 16×10 Gb/s WDM transmissions over 5×80 km using gain-clamped semiconductor optical amplifiers in combination with distributed Raman fiber amplifiers as inline amplifiers under dynamic add-drop situations./ H. H. Lee, D. D. Seo, D. Lee, et. all // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2003. – Vol. 15. – No. 11. – P. 1621–1623.
82. Menif, M. Cross-gain modulation in Raman fiber amplifier: experimentation and modeling / M. Menif, M. Karásek, and L.A. Rusch // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2002. – Vol. 14. – No. 9. – P. 1261–1263.

83. Mørk J. Analytical Expression for the Bit Error Rate of Cascaded All-Optical Regenerators / J. Mørk, F. Öhman, and S. Bischoff // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2003. – Vol. 15. – No. 10. – P. 1479–1481.
84. Muktoyuk M. Noise variance due to stimulated Raman scattering among channels of a wavelength-division-multiplexed system / M. Muktoyuk, S. Kumar // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2003. Vol. 15. – No. 9. – P. 1222–1224.
85. Yuhong K. Calculations and measurements of Raman gain coefficients of different fiber types / K. Yuhong // Master thesis submitted to the Virginia Polytechnic Inst. and State University, Blacksburg, Virginia. – 2002. – 56 p.
86. Wong W.S. Phase-matched four-wave mixing between pumps and signals in a copumped Raman amplifier / W. S. Wong, C.J.Chen, M.C.Ho, and H.K. Lee // IEEE Photon. Techn. Lett. – 2003. – Vol. 15. – No. 2. – P. 209-211.
87. Zhou X. Performance limitation due to statistical Raman crosstalk in a WDM system with multiple-wavelength bidirectionally pumped Raman amplification / Xiang Zhou and Martin Birk. // J. Lightwave Techn. – 2003. – Vol. 21. – No. 10. – P. 2194 – 2202.
88. Agrawal G. P. Nonlinear Fiber Optics. Second ed / G. P. Agrawal . San Diego, CA: Academic, 1995. –592 p.
89. Hansen P.B. Capacity upgrades of transmission systems by Raman amplification / P.B. Hansen, L. Eskildsen, S.G. Grubb, et. all // IEEE Photon. Techn. Lett. – 1997. – Vol. 9. – No 2. – P. 262-264.
90. Hansen P.B. Rayleigh scattering limitations in distributed Raman pre-amplifiers / P.B. Hansen, L. Eskildsen, J. Stentz, et. all // IEEE Photon. Techn. Lett. – 1998. – Vol. 10. – No 1. – P. 159–161.
91. Григорук В. І. Волоконні ВКР лазери та підсилювачі оптичного випромінювання / В. І. Григорук, І. В. Сердега, Г. С. Фелінський, П. А. Коротков та ін. – Київ: Каравела, 2018. – 382 с.
92. Григорук В. І. Нелінійні та лазерні процеси в оптичних волокнах / В. І. Григорук, П. А. Коротков, Г. С. Фелінський. К.: ВПЦ “Київський університет”, 2009. –120 с. [ISBN: 978-966-439-120-4].
93. Petrychuk M. V. Interaction of physical fields with nanostructured materials / M. V. Petrychuk, V. I. Grygoruk, S. P. Pavlyuk, I. V. Serdeha, G. S. Felinskyi and other. Julich: Schriften des Forschungszentrums Julich, 2020. –Vol. 211. – P. 47-110. ISBN 978-3-95806-450-8.
94. Ландау Л.Д. Теоретическая физика: Механика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. §26. – 4-е. изд., испр. М.: Наука, 1988. – 216 с. ISBN: 5-02-013850-9.

95. Stolen R.H. Development of the stimulated Raman spectrum in single-mode fibers / R.H. Stolen, C. Lee, R.K. Jain // *J. Opt. Soc. Am.* – 1984. B. 1. – P. 652-657.
96. Stolen R.H. Low frequency and low temperature Raman scattering in silica fibers / R.H. Stolen, M.A. Bosch // *Phys. Rev. Lett.* – 1982. – Vol. 48. – P. 805-808.
97. Voss P. Photon statistics of a single mode of spontaneous Raman scattering in a distributed Raman amplifiers / P. Voss, Y. Su, P. Kumar, M. Vasilyev // *OFC 2000, Paper WDD23 1-3* (2000).
98. Korotkov P. A. Forced-Raman-scattering-based amplification of light in one-mode quartz fibers / P. A. Korotkov, G. S. Felinskyi // *Ukr. J. Phys. Reviews.* – 2009. – Vol. 5. – No 2. – P. 103–168.
99. Felinskyi G. Amplified and spontaneous Stokes noise features in a singlemode silica fiber / G. Felinskyi, M. Reznikov, S. Fedorchuk // *IEEE 38th Int. Conf. on Electronics and Nanotechnology (ELNANO'2018)*, Apr. 24–26, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2018. – P. 201–204.
100. AQ6317B. Optical spectrum analyzer. Instruction manual. **ANDO Electric Co., Ltd** / електр. ресурс http://denethor.wlu.ca/pc481/manuals/AQ6317B_R0101.pdf
101. Hayday Yu. Forced frequency synchronization effect in the microwave microscope with the active probe / Yu. Hayday, V. Sidorenko, O. Sinkevych, I. Serdeha // *Вісник КНУ імені Тараса Шевченка, Радіофізика та електроніка.* – 2013. – No. 19. – P. 15–17.
102. Гайдай Ю. О. Близньопольовий мікрохвильовий мікроскоп з активним зондом модуляційного типу / Ю. О. Гайдай, В. С. Сидоренко, С. Л. Скрипка, Ю. Г. Семенець, І. В. Сердега // *Вісник КНУ імені Тараса Шевченка, Серія: фізико-математичні науки.* – 2014. – № 1. – С. 215–220.
103. Grygoruk V. I. Nano-localization of photochemical polishing processes the surface roughness via evanescent wave / V. I. Grygoruk, D. Vasilenko, V. S. Sidorenko, and I. V. Serdeha // *XIV International young scientists' conference on Applied Physics, 15-18 June 2016, Kyiv, Ukraine.* – Kyiv, 2016. – P. 209–210.
104. Grygoruk V. I. The definition of subsurface layers permittivity distribution in near-field microscopy / V. I. Grygoruk, P. Kravchuk, S. Horielov, V. S. Sidorenko, and I. V. Serdeha // *XIV International young scientists' conference on Applied Physics, 15-18 June, Kyiv, Ukraine.* – Kyiv, 2016. – P. 90–91.
105. Rajagopal. K. Textbook on Engineering Physics (Part 1) / K. Rajagopal // PHI, New Delhi. – 2008. Ch. 3. [ISBN 8120336658](https://www.amazon.com/Engineering-Physics-Part-1-Rajagopal/dp/8120336658)

106. Сердега. І. В. Спектроскопічні особливості профілів ВКР підсилення в одномодових волокнах на основі кварцового скла / І. В. Сердега, В. І. Григорук, Г. С. Фелінський // УФЖ. – 2018. – Т. 63. № 8. – С. 681–699.
107. Serdeha Method of Gaussian filtration of photodetector noise in the amplification spectra of fiber Raman amplifier / I. V. Serdeha, D. V. Bratanych, G. S. Felinskyi, M. I. Reznikov // XVIII Int. Young Scientists' Conf. on Appl. Phys., May 22-26, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2018. – P. 8–9.
108. Felinskyi G. S. Lasing Band and Raman Gain Threshold in TiO₂ doped Singlemode Fiber / G. S. Felinskyi, I. M. Kudin, I. V. Serdeha // IEEE 37th Int. Conf. on Electronics and Nanotechnology (ELNANO), April 18-20, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2017. – P. 108–111.
109. Walrafen G.E. Model analysis of the Raman spectrum from fused silica optical fibers / G.E. Walrafen, P.N. Krishnan // Appl. Opt. – 1982. 21(3). – P. 359–360.
110. Rottwitt K. Scaling of the Raman gain coefficient: applications to germanosilicate fibers / K. Rottwitt, J. Bromage, A.J. Stentz J. et al. // Lightwave Technol. – 2003. – Vol. 21 (7). – P. 1652–1662 .
111. Liu. K.X. Understanding the formation of the SRS Stokes spectrum in fused silica fibers / K.X. Liu, E. Garmire // IEEE J. Quant. Electron. – 1991. – Vol. 27 (4). – P. 1022–1030.
112. Pasquale F.Di. All-Raman transmission of 192 25-GHz spaced WDM channels at 10.66 Gb/s over 30 × 22 dB of TW-RS fiber / F.Di Pasquale, F. Meli, E. Griseri, A. Sguazzotti, C. Tosetti, and F. Forghieri // IEEE Photon. Technol. Lett. – 2003. – Vol. 15 (2). – P. 314–316.
113. Fukuchi K. 10.92-Tbit/s (273 × 40 Gb/s) Tripleband/ Ultra-dense WDM optical-repeated transmission experiment / K. Fukuchi, T. Kasamatsu, M. Morie, et al// OFC2001. – 2001. – Paper PD24.
114. Dragic P. D. Materials for optical fiber lasers: A review / P. D. Dragic, M. Cavillon and F. Ballato // J. Appl. Phys. – 2018. Rev. 5: 041301.
115. Shi W. Fiber lasers and their applications / W. Shi, Q. Fang, X . Zhu, R. Norwood and N. Peyghambarian // Appl. Opt. – Vol. 5. – P. 6554–6568.
116. Syuaib I, Asvial M and Rahardjo E. T, Modeling of ultra-long span bidirectional Raman transmission link using three-segment hybrid fiber core structure. Photonics . – 2019. – Vol. 6. – P. 18. [doi:10.3390/photonics6010002](https://doi.org/10.3390/photonics6010002).
117. Pelouch W. S. Raman amplification: An enabling technology for long-haul coherent transmission systems./ W.S. Pelouch // J. Lightwave Technol. – 2016. – Vol. 34 – P. 6–19.

118. Downie J. D. 256 Gb/s PM-16QAM transmission over up to 304 km with simple system configurations / J. D. Downie, J. Hurley, I. Roudas, D. Pikula, J. Garza-Alanis // *Opt. Express.* – 2014. – Vol. 22. – P. 10256–10261.
119. Downie J. D. 2010. 40×112 Gb/s Transmission over an unrepeated 365 km effective area-managed span comprised of ultra-low loss optical fiber / J. D. Downie, J. Hurley, J. Cartledge, S. Ten, S. Bickham, S. Mishra, X. Zhu, A. Kobayakov // *Proc. of the European Conf. on Opt. Comm. (ECOC)*, Turin, Italy, 19–23 September.
120. Saidin N. Performance configuration of Raman-EDFA hybrid optical amplifier for WDM applications/ N. Saidin, N. I. A. Taib, M. S .Z. Abidin, N. F. Hasbullah and A. A .M. Ralib // *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering.* – 2017. – Vol. 210. – P. 12033 [doi:10.1088/1757-899X/210/1/012033](https://doi.org/10.1088/1757-899X/210/1/012033)
121. Tan M. Transmission performance improvement using random DFB laser based Raman amplification and bidirectional second-order pumping/ M.Tan, P.Rosa, S. T.Le, Md. A. Iqbal, I. D. Phillips and P. Harper // *Opt. Express.* - 2016. – Vol. 24. – P. 2215–2221. [DOI:10.1364/OE.24.002215](https://doi.org/10.1364/OE.24.002215).
122. Nelson L. E. All-Raman-amplified, 73 nm seamless band transmission of 9 Tb/s over 6000 km of fiber / L. E. Nelson, X. Zhou, B. Zhu, M. F. Yan, P. W. Wisk and P. D. Magill // *IEEE Photon. Techn. Lett.* – 2014. – Vol. 26. – P. 242– 245.
123. Richardson D. J. High-power fiber lasers: current status and future perspectives/ D. J. Richardson, J. Nilsson and W. A. Clarkson// *J. Opt. Soc. Am.* - 2010. B27: B63–B92.
124. Zervas M. N. High power fiber lasers: a review/ M. N. Zervas and C. A. // Codemard *IEEE J. Sel. Top. Quantum. Electron.* - 2014. – Vol 20. – P. 219–241.
125. Zhou P. High-power fiber lasers based on tandem pumping / P. Zhou, H. Xiao, J. Leng, J. Xu, Z. Chen, H. Zhang, Z. J. Liu // *Opt. Soc. Am.* – 2017. B34: A29–A36.
126. Ma P. Kilowatt-level near-diffraction limited and linear-polarized Ytterbium-Raman hybrid nonlinear amplifier based on polarization selection loss mechanism / P. Ma, H. Zhang, L. Huang, X. Wang, P. Zhou, Z. Liu // *Opt. Express.* – 2015. – Vol. 23(20). – P. 26499–26508.
127. Xiao Q. Bidirectional pumped high-power Raman fiber laser / Q. Xiao, P. Yan, D. Li, J. Sun, X. Wang, Y. Huang, M. Gong / *Opt. Express.* – 2016. – Vol. 24. – P. 6758–6768.
128. Felinskyi G.S. TiO₂-doped singlemode fiber as active medium for Raman lasers. *Key Engineering Materials* / G.S. Felinskyi, I.V. Serdeha, V.I. Grygoruk // – 2017. – Vol. 753. – P. 173–179.

129. Mermelstein M. D. Six wavelengths Raman fiber laser for C- and L-band Raman amplification and dynamic gain flattening / M. D. Mermelstein, C. Horn, S. Radic, C. Headley // *Electron. Lett.* – 2002. – Vol. 38. – P. 636–638.
130. Zhang L. Raman fiber laser / L. Zhang, C. Liu, H. Jiang, Y. Qi, B. He, J. Zhou, X. Gu, Y. Feng // *Opt. Express.* – 2014. – Vol. 22. – P. 18483–18489.
131. Felinskyi G.S. Raman threshold and optical gain bandwidth in silica fibers / G.S. Felinskyi, P.A. Korotkov *Semicond // Phys., Quant. Electron, & Optoelectronics.* – 2008. – Vol. 11. – P. 360–363.
132. Felinskyi G.S. Noise measurement of the backward pumped distributed fiber Raman amplifier/ G.S. Felinskyi // *Photoelectronics.* – 2009. – Vol. 18. – P.16–23.
133. Felinskyi G.S. Signal-to-noise analysis in a counter-pumped fiber Raman amplifier / G.S. Felinskyi, M. Dyriv // *Optica Applicata.* – 2014. – Vol. 44. – P. 493–501.
134. Felinskyi G.S. Noise suppression phenomenon in fiber Raman amplifier/ G.S. Felinskyi, M. Dyriv // *Measur. Sci. Rev.* – 2015. – Vol. 15(3). – P. 107–110.
135. Felinskyi G.S. Noise gain features of fiber Raman amplifier/ G.S. Felinskyi, M.Y. Dyriv // *Adv. OptoElectron.* – 2016. – P. 7.
136. Сердега І. В. Нелінійна апроксимація профілів ВКР підсилення світла в активних лазерних та телекомунікаційних волокнах на основі кварцового скла / І. В. Сердега, Г. С. Фелінський // VIII Int. conf. on Optoelectronic Information Technologies, PHOTONICS – ODS, Ukraine, Vinnytsia, VNTU. – 2018. – P. 207–208.
- 137 І. В. Сердега Коливна динаміка молекулярних наноконкомплексів у кварцових волокнах при формуванні терагерцових смуг оптичного ВКР підсилення та лазерної генерації / І. В. Сердега, В. І. Григорук, Г. С. Фелінський// VIII Українська наукова конференція з фізики напівпровідників (УНКФН-8), 2-4 жовтня 2018, Ужгород, Україна. – С. 276–277.
138. Serdeha I. V. Pumping wavelength dependence of Raman lasing threshold in highly Ge-doped silica fiber / I. V. Serdeha, S. V. Honenko, G. S. Felinskyi, M. I. Reznikov // *Electronics and Applied Physics : XIV International conference.* Oct. 21-25, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2018. – P. 166–167.
139. Serdeha I. V. Spectroscopic features of Raman gain profile in singlemode fibers / I. V. Serdeha, G. S. Felinskyi // XXIII Galyna Puchkovska Int. School-Seminar: Spectroscopy of Molecules and Crystals, 25- 27 Sep., Kyiv, Ukraine, 2017. – Kyiv, 2017. – P . 242.
140. Serdeha I. V. Spectroscopic model for Raman lasing in TiO₂-doped single-mode fiber / I. V. Serdeha, I. M. Kudin, and G. S. Felinskyi // XVII International

- young scientists' conference on Applied Physics. May, 23-27, Kyiv, Ukraine. – Kyiv 2017– P. 23–24.
141. Felinskyi G. S. TiO₂-doped singlemode fiber as active medium for Raman lasers / G. S. Felinskyi, I. V. Serdeha, V. I. Grygoruk // International Symposium on Advanced Material Research, ISAMR'2017, March 17 -19, Seoul, Korea, 2017. – P. 109.
 142. Григорук В. І. Смуга лазерної генерації та поріг ВКР підсилення в одномодових волокнах, легованих TiO₂ / В. І. Григорук, І. В. Сердега, Г. С. Фелінський // Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Серія: фізико-математичні науки. – 2016. – № 3. – С. 125–130.
 143. Сердега І. В. Спектр нелінійно-оптичного підсилення у фосфор-силікатному одномодовому волокні / І. В. Сердега, В. І. Григорук, Г. С. Фелінський// Перспективні напрямки сучасної електроніки, інформаційних та комп'ютерних систем : Всеукраїнська науково-практична конференція MEICS-2017, 22-24 листопада, Дніпро, Україна. – 2017. – С. 191–192.
 144. Serdeha I. V. Multimode gaussian decomposition of Raman gain profile in P₂O₅-doped silica fiber / I. V. Serdeha, G. S. Felinskyi // XII International conference : Electronics and Applied Physics. Oct. 24-27, Kyiv, Ukraine. –Kyiv, 2017. – P. 18–19.
 145. Felinskyi G. S. Modelling of gain profiles and Raman lasing in TiO₂/GeO₂-doped silica fibres / G. S. Felinskyi, V. I. Grygoruk, I. V. Serdeha // Ukrainian Journal of Physical Optics. – 2020. – Vol. 21. – P. 15–25.
 146. Serdeha I. V. Spectroscopic Analysis of Raman Lasing Features in P₂O₅ Doped Single-Mode Fiber / I. V. Serdeha, G. S. Felinskyi, and V. I. Grygoruk // IEEE 38th International Conference on Electronics and Nanotechnology, ELNANO 2018. April 24-26, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2018. – P. 209–212.
 147. Serdeha I. V. Passive Method for Raman Gain Measurement Using Backward Pumped Fiber Configuration / I. V. Serdeha, G. S. Felinskyi, and V. I. Grygoruk// 2019 IEEE 39th International Conference on Electronics and Nanotechnology, ELNANO 2019. April 24-26, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2019. – P. 197–200.

Список опублікованих праць за темою дисертації

Колективні вітчизняні монографії

1. Григорук В. І. Взаємодія фізичних полів з наноструктурованими матеріалами. Волоконні ВКР лазери та підсилювачі оптичного випромінювання / В. І. Григорук, І. В. Сердега, Г. С. Фелінський, П. А. Коротков. – Київ: Каравела, 2018. – С. 62–128. ISBN 978-966-2229-77-6.

http://library.kpi.kharkov.ua/ru/math_physics/%D0%B

(Особистий внесок здобувача: проведення числових розрахунків методом багатомодової гаусової декомпозиції, створення моделі для визначення порогу лазерної генерації у волокнах зі складною формою спектрів ВКР підсилення, обговорення та аналіз результатів, робота над текстом видання).

Колективні зарубіжні монографії

2. Petrychuk M. V. Interaction of physical fields with nanostructured materials. Light amplification based on stimulated Raman effect and spectroscopic modeling of Raman gain in single mode fiber / M. V. Petrychuk, V. I. Grygoruk, S. P. Pavlyuk, I. V. Serdega, G. S. Felinskyi. V.I. Kanevskii, S.O. Kolienov, S.N. Savenkov, E.A. Oberemok, I.S. Kolomiets, A.S. Klimov, A.O. Sitnichenko, V.V. Oliynyk, V.V. Zagorodnii, L.Yu. Matzui, L.L. Vovchenko, I.A. Gural'skiy, O.I. Kucheriv, M.O. Popov, V.L. Launets, A.L. Nikytenko, S. Vitusevich. – Jülich: Schriften des Forschungszentrums Jülich, 2020. – Vol. 211. – P. 47–110. ISBN 978-3-95806-450-8.

https://user.fz-juelich.de/record/873879/files/Schluesseltech_211.pdf

(Особистий внесок здобувача: проведення числової апроксимації профілів ВКР підсилення методами нелінійної регресії, створення моделі мультигаусової декомпозиції спектрів ВКР складної форми, обговорення та аналіз результатів, робота над текстом видання).

Статті у наукових фахових вітчизняних виданнях

3. Hayday Yu. Forced frequency synchronization effect in the microwave microscope with the active probe / Yu. Hayday, V. Sidorenko, O. Sinkevych, I. Serdega // Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Радіофізика та електроніка. – 2013. – Вип. 1. – С. 15–17.

http://nbuv.gov.ua/UJRN/VKNU_Rte_2013_1_6

(Особистий внесок здобувача - підготовка дослідних зразків до вимірювань, проведення числових розрахунків, допомога в проведенні натурних вимірювань, аналіз результатів, робота над текстом статті, обговорення та аналіз результатів)

4. Гайдай Ю. О. Ближньопольовий мікрохвильовий мікроскоп з активним зондом модуляційного типу / Ю. О. Гайдай, В. С. Сидоренко, С. Л. Скрипка, Ю. Г. Семенець, І. В. Сердега // Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Серія: Фізико-математичні науки. – 2014. – Вип. 1. – С. 215–220.

http://nbuv.gov.ua/UJRN/VKNU_fiz_mat_2014_1_45

(Особистий внесок здобувача - проведення числових розрахунків з обробки даних вимірювань, допомога в проведенні натурних вимірювань, аналіз результатів, робота над текстом статті, обговорення та аналіз результатів).

5. Григорук В. І. Смуга лазерної генерації та поріг ВКР підсилення в одномодових волокнах, легованих TiO_2 / В. І. Григорук, І. В. Сердега, Г. С. Фелінський // Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Серія: Фізико-математичні науки. – 2016. – Вип. 3. – С. 125–130.

http://nbuv.gov.ua/UJRN/VKNU_fiz_mat_2016_3_25

(Особистий внесок здобувача: числове моделювання ВКР підсилення у TiO_2 - легованих волокнах та смуг лазерної генерації, аналіз точності результатів апроксимації, аналіз результатів, робота над текстом статті, обговорення та аналіз результатів).

6. Сердега І. В. Спектроскопічні особливості профілів ВКР підсилення в одномодових волокнах на основі кварцового скла / І. В. Сердега, В. І. Григорук, Г. С. Фелінський // Український фізичний журнал. – 2018. – Т. 63. – № 8. – С. 681–699.

http://nbuv.gov.ua/UJRN/UPhJ_2018_63_8_4

(Особистий внесок здобувача: створення багатомодової моделі профілів ВКР підсилення кварцових волокон, проведення числових розрахунків методом нелінійної регресії, обговорення та аналіз результатів, робота над текстом статті).

7. Felinskyi G. S. Modelling of gain profiles and Raman lasing in $\text{TiO}_2/\text{GeO}_2$ -doped silica fibres / G. S. Felinskyi, V. I. Grygoruk and I. V. Serdega // Ukrainian Journal of Physical Optics. – 2020. – № 1. – Vol. 21. – P. 15–25.

http://nbuv.gov.ua/UJRN/UJPO_2020_21_1_5

(Особистий внесок здобувача: числові розрахунки профілів ВКР підсилення та смуг лазерної генерації у TiO_2 - та GeO_2 -легованих волокнах, аналіз точності результатів апроксимації, обговорення та аналіз результатів).

Тези доповідей міжнародних конференцій, симпозіумів і форумів, які засвідчують апробацію результатів дисертації

8. Felinskyi G. S. TiO_2 -doped Singlemode Fiber as Active Medium for Raman Lasers / G. S. Felinskyi, I. V. Serdeha, V. I. Grygoruk // Key Engineering Materials. – 2017. – Vol. 753. – P. 173–179. ISSN: 1662-9795.

<https://www.scientific.net/KEM.753>

(Особистий внесок здобувача: числові розрахунки профілів ВКР підсилення та смуг лазерної генерації у TiO_2 -легованому волокні, аналіз точності результатів апроксимації, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів стендової доповіді, робота над текстом статті).

9. Grygoruk V. I. Nano-localization of photochemical polishing processes the surface roughness via evanescent wave/ V. I. Grygoruk, D. Vasilenko, V. S. Sidorenko, I. V. Serdeha// XIV International young scientists' conference on Applied Physics, 15-18 June, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2016. – P. 209–210.

(Особистий внесок здобувача - підготовка дослідних зразків до вимірювань, проведення числових розрахунків, допомога в проведенні натурних вимірювань, аналіз результатів, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

10. Grygoruk V. I. The definition of subsurface layers permittivity distribution in near-field microscopy / V. I. Grygoruk, P. Kravchuk, S. Horielov, V. S. Sidorenko, and I. V. Serdeha // XIV International young scientists' conference on Applied Physics, 15-18 June, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2016. – P. 90–91.

(Особистий внесок здобувача - проведення числових розрахунків з обробки даних вимірювань розподілу діелектричної проникності, допомога в проведенні натурних вимірювань, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

11. Serdeha I. V. Spectroscopic features of Raman gain profile in singlemode fibers / I. V. Serdeha, G. S. Felinskyi // XXIII Galyna Puchkovska Int. School-Seminar “Spectroscopy of Molecules and Crystals”, 25- 27 Sept. , Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2017. – P. 242.

(Особистий внесок здобувача: створення багатомодової моделі профілів ВКР підсилення кварцових волокон, проведення числових

розрахунків методом нелінійної регресії, аналіз результатів, робота над текстом публікації, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді, доповідь на конференції).

12. Serdeha I. V. Spectroscopic model for Raman lasing in TiO_2 -doped single-mode fiber / I. V. Serdeha, I. M. Kudin, G. S. Felinskyi // XVII International young scientists' conference on Applied Physics, May 23-27, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2017. – P. 23–24.

(Особистий внесок здобувача: числові розрахунки профілів ВКР підсилення та смуг лазерної генерації у TiO_2 -легованому волокні, аналіз точності результатів апроксимації, робота над текстом публікації, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

13. Сердега І. В. Спектр нелінійно-оптичного підсилення у фосфор-силікатному одномодовому волокні / І. В. Сердега, В. І. Григорук, Г. С. Фелінський // Всеукраїнська науково-практична конференція “Перспективні напрямки сучасної електроніки, інформаційних та комп’ютерних систем” MEICS-2017, 22-24 листопада, Дніпро, Україна. – Дніпро, 2017. – P. 191–192.

(Особистий внесок здобувача: проведення числових розрахунків профілів ВКР підсилення у P_2O_5 -легованому волокні, створення моделі коливної динаміки для спектральних ВКР профілів складної форми, аналіз результатів числових розрахунків, робота над текстом публікації, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

14. Serdeha I. V. Multimode gaussian decomposition of Raman gain profile in P_2O_5 -doped silica fiber / I. V. Serdeha G. S. Felinskyi // XII International conference «Electronics and Applied Physics», Oct. 24-27, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2017.– P. 18–19.

(Особистий внесок здобувача: проведення числової апроксимації профілів ВКР підсилення у P_2O_5 -легованому волокні, апробація гаусової моделі коливної динаміки для спектральних ВКР профілів складної форми, аналіз результатів числових розрахунків, робота над текстом публікації, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

15. Felinskyi G.S. Lasing band and raman gain threshold in TiO_2 doped single-mode fiber / G.S.Felinskyi, I.M. Kudin, I.V. Serdeha // IEEE 37th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO), April 18-20, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2017. – P. 108–111.

(Особистий внесок здобувача: проведення числової апроксимації профілів ВКР підсилення у TiO_2 -легованому волокні методами нелінійної

регресії, моделювання коливної динаміки профілів ВКР підсилення складного континуального виду, обговорення та аналіз результатів, робота над текстом статті, підготовка матеріалів доповіді).

16. Serdeha I. V. Spectroscopic Analysis of Raman Lasing Features in P_2O_5 Doped Single-Mode Fiber / I. V. Serdeha, G. S. Felinskyi, and V. I. Grygoruk // IEEE 38th International Conference on Electronics and Nanotechnology, ELNANO 2018, April 24-26, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2018. – P. 209–212.

(Особистий внесок здобувача: проведення числових розрахунків спектрів нелінійного підсилення у P_2O_5 -легованому волокні методом Левенберга-Марквардта, апробація гаусової моделі коливної динаміки для спектральних ВКР профілів складної форми, аналіз результатів числових розрахунків, робота над текстом публікації, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді, доповідь на конференції).

17. Serdeha I. V. Method of Gaussian filtration of photodetector noise in the amplification spectra of fiber Raman amplifier / I.V. Serdeha, D.V. Bratanych, G.S. Felinskyi, M. I. Reznikov // XVIII Int. young scientists' conference on Appl. Physics, May 22-26, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2018. – P. 8–9.

(Особистий внесок здобувача: проведення числових розрахунків з обробки даних вимірювання, створення багатомодової моделі згладжування шумів у вимірних спектрах ПСВ складної форми, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

18. Serdeha I. V. Pumping wavelength dependence of Raman lasing threshold in highly Ge-doped silica fiber / I. V. Serdeha, S. V. Honenko, G. S. Felinskyi, M. I. Reznikov // XIV International conference «Electronics and Applied Physics», Oct. 21-25, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2018. – P. 166–167.

(Особистий внесок здобувача: проведення числових розрахунків порогових умов ВКР лазерної генерації у Ge-легованому волокні, створення моделі для сплайн-апроксимації оптичних втрат, вимірних в усіх вікнах прозорості Ge-легованого волокна, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

19. Сердега І. В. Коливна динаміка молекулярних наноконкомплексів у кварцових волокнах при формуванні терагерцових смуг оптичного ВКР підсилення та лазерної генерації / І. В. Сердега, В. І. Григорук, Г. С. Фелінський // VIII Українська наукова конференція з фізики напівпровідників (УНКФН-8), 2-4 жовтня, Ужгород, Україна. – Ужгород, 2018. – P. 276–277.

(Особистий внесок здобувача: проведення числових розрахунків профілів ВКР підсилення в терагерцовій області стокового зсуву, апробація моделі коливної динаміки спектрів ВКР складної форми,

порівняльний аналіз результатів для різних волокон, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

20. Сердега І. В. Нелінійна апроксимація профілів ВКР підсилення світла в активних лазерних та телекомунікаційних волокнах на основі кварцового скла / І. В. Сердега., Г. С. Фелінський // VIII International Conference on Optoelectronic Information Technologies, PHOTONICS – ODS, VNTU, October 2 – 4, Vinnytsia, Ukraine, 2018. – Vinnytsia. – P. 207–208.

(Особистий внесок здобувача: проведення числових розрахунків профілів ВКР підсилення методами нелінійної регресії, створення моделі багатокомпонентної гаусової апроксимації ВКР профілів складної форми, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

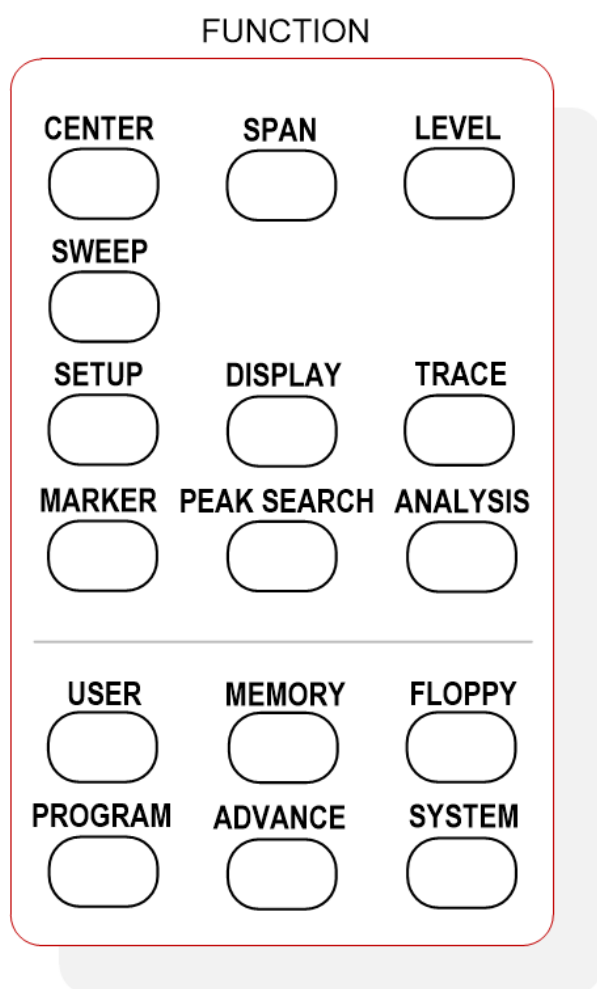
21. Serdeha I. V. Passive Method for Raman Gain Measurement Using Backward Pumped Fiber Configuration / I. V. Serdeha, G. S. Felinskyi, and V. I. Grygoruk // IEEE 39th International Conference on Electronics and Nanotechnology, ELNANO 2019, April 24-26, Kyiv, Ukraine. – Kyiv, 2019. – P. 197–200.

(Особистий внесок здобувача: проведення числових розрахунків обробки даних вимірювань ПСВ, створення моделі для розділення внеску підсилення із виміряних спектрів ПСВ, обговорення та аналіз результатів, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів доповіді).

Додаток Б

Елементи управління та налаштування оптичного аналізатора спектра

Елементи управління оптичним аналізатором спектра та налаштування параметрів вимірюваних спектрів здійснювалось за допомогою кнопкової



панелі приладу, яка схематично показана на рис. Б.1. Про можливості схеми реєстрації спектру дає уяву короткий опис функціональної панелі. ОАС має два головних режими відображення спектрів – за частотою та за довжиною хвилі. Для наших вимірювань використовувався виключно другий режим. Призначення кнопок функціональної панелі наступне:

Кнопка [CENTER] служить для налаштування параметрів, що пов'язані з довжиною хвилі у спектрах. Натискання кнопки [CENTER] дає меню із наступними пунктами:

- (1) <CENTER> пункт меню – встановлює центральну довжину хвилі. Допустимим інтервалом довжин хвилі є від 600.00 до 1750.00 нм (з кроком 0.01), який можна задавати поворотною ручкою, кроковими клавішами або цифровою клавіатурою.
- (2) <START WL> пункт меню – встановлює початкову довжину хвилі для вимірювань, яка одночасно зображується на екрані. Допустимим інтервалом довжин хвилі є від 0.00 до 1750.00 нм (з кроком 0.01), який можна задавати поворотною ручкою, кроковими клавішами або цифровою клавіатурою.
- (3) <STOP WL> пункт меню – встановлює кінцеву довжину хвилі для вимірювань, яка одночасно зображується на екрані. Допустимим інтервалом

довжин хвилі є від 600.00 до 2350.00 нм (з кроком 0.01), який можна задавати поворотною ручкою, кроковими клавішами або цифровою клавіатурою.

- (4) <PEAK → CENTER> пункт меню – виконує пошук максимуму в поточному спектрі та встановлює його як центральну довжину хвилі. Допустимим інтервалом довжин хвилі є від 600.00 до 1750.00 нм (з кроком 0.01).
- (5) <AUTO CENTER> пункт меню – встановлює ON/OFF статус для PEAK → CENTER функції, яка виконується у кожному скануванні.

Кнопка [SPAN] служить для налаштування параметрів, що пов'язані із скануванням спектрів, за допомогою меню із наступними пунктами:

- (1) пункт меню – встановлює діапазон сканування. Допустимі значення цього параметра – це 0 та від 0.5 до 1200.0 нм (з кроком 0.1), який можна задавати поворотною ручкою, кроковими клавішами або цифровою клавіатурою.
- (2) <START WL> пункт меню – встановлює початкову довжину хвилі вимірювань. Допустимі значення цього параметра – це від 0.00 до 1750.00 нм (з кроком 0.01), який можна задавати поворотною ручкою, кроковими клавішами або цифровою клавіатурою.
- (3) <STOP WL> пункт меню – встановлює кінцеву довжину хвилі вимірювань. Допустимі значення цього параметра – це від 600.00 до 2350.00 нм (з кроком 0.01), який можна задавати поворотною ручкою, кроковими клавішами або цифровою клавіатурою.
- (4) < $\Delta\lambda$ → SPAN> пункт меню – виконує пошук ширини спектру поточного вимірювання та встановлює отримані значення на центральну довжину хвилі та діапазон сканування. Пошук ширини спектру виконується із RMS на рівні 20 dB із збільшенням 6.00.
- (5) <0 nm SWEEP TIME> пункт меню – встановлює час вимірювань від лівого краю екрана до правого, якщо діапазон сканування був заданий як 0 нм. У цьому випадку лічильник відліків має значення 1001 точок.
- (6) <HORZN SCL nm THz> пункт меню – перемикає режим відображення спектру від довжин хвилі до частоти у ТГц.

Кнопка [LEVEL] служить для налаштування параметрів, що пов'язані із абсолютними вимірюваннями спектральної густини потужності, за допомогою меню із наступними пунктами:

- (1) <REF LEVEL> пункт меню – встановлює еталонний рівень потужності. Одиниці вимірювання вибираються між "dBm" та "*W" в залежності від встановленої шкали відображення - логарифмічної LOG чи лінійної.

Допустимий діапазон в LOG масштабі – від -90 до +20.0 дБм (з кроком 0.1), який можна задавати поворотною ручкою, кроковими клавішами або цифровою клавіатурою. Допустимий діапазон в лінійному масштабі – від 1.00 пВт до 100 мВт.

- (2) <LOG SCALE *.* dB/D> пункт меню – переключає режим відображення спектральних амплітуд до логарифмічної шкали. Допустимий діапазон – від 0.1 до 10.0 dB/DIV (з кроком 0.1).
- (3) <LIN SCALE> пункт меню – переключає режим відображення спектральних амплітуд до лінійної шкали.
- (4) <BASE LVL*.*mW> пункт меню – встановлює нижню границю еталонного рівня потужності при використанні лінійної шкали.
- (5) <PEAK → REF LEVEL> пункт меню – виконує пошук максимуму в поточному вимірюванні та встановлює отримане значення як еталонний рівень потужності.
- (6) <AUTO REF LEVEL> пункт меню – встановлює ON/OFF статус для функції PEAK → REF LEVEL, яка буде виконуватись у кожному скануванні.

Кнопка [SWEEP] управляє режимом сканування спектру за допомогою випадального меню із наступними пунктами:

- (1) <AUTO> - режим вимірювань встановлюється автоматично в залежності від вхідного оптичного спектру. Після вибору цього пункту автоматично встановлюються всі параметри сканування (центральна довжина хвилі, інтервал сканування, опорний рівень та роздільна здатність). Після цього прилад переходить до режиму <REPEAT> та виконує повторне сканування спектру. Якщо умови вимірювань виконати не можна, то сканування зупиняється та видається повідомлення про помилку. У режимі вимірювань активними є тільки пункти меню <REPEAT>, <SINGLE>, <STOP> та <UNDO>.
- (2) <REPEAT> пункт меню – повторне сканування. Вибір цього пункту починає повторне сканування спектру.
- (3) <SINGLE> пункт меню – виконує одне сканування.
- (4) <STOP> пункт меню – зупиняє сканування спектру.
- (5) <SEGMENT MEASURE> пункт меню – виконує вимірювання з кроком, що заданий лічильником у пункті <SEG POINT> , починаючи із поточної позиції сканування.
- (6) <SEG POINT> пункт меню – заносить число у лічильник кількості відліків спектру для виконання SEGMENT MEASURE. При виборі цього пункту на дисплеї відображується поточне значення лічильника. Допустимі значення

лічильника від 1 до 20001, а його числове значення встановлюється поворотною ручкою, кроковими клавішами або цифровою клавіатурою.

- (7) <SWEEP MKR L1-L2> пункт меню – встановлює діапазон сканування. Якщо цей пункт активований, то сканування виконується між двома довжинами хвиль, які задані маркерами 1 та 2 (WL1 та WL2). В протилежному випадку сканування проводиться в межах області зображеної на екрані.

Кнопка [SETUP] служить для налаштування параметрів, що пов'язані із основними параметрами вимірювань, за допомогою меню із наступними пунктами:

- (1) <RESOLN> пункт меню – встановлює роздільну здатність аналізатора. Допустимі значення роздільної здатності від 0.01 до 2 нм (з кроком 1, 2 чи 5), а його числове значення встановлюється поворотною ручкою, кроковими клавішами або цифровою клавіатурою.

Примітка (від виробника апаратури)

Оптичне волокно із серцевиною великого діаметру суттєво обмежує максимальну роздільну здатність і цьому випадку реальна роздільна здатність може бути гіршою від заданої.

- (2) <SENS> пункт меню – встановлює значення чутливості вимірювань. Апаратура допускає вибір користувачем 5 рівнів чутливості аналізатора, а саме NORMAL RANGE HOLD, NORMAL RANGE AUTO, MID, HIGH 1, HIGH 2 та HIGH 3. (подробити в [100*])

- (3) <AVERAGE TIME> пункт меню – встановлює кількість відліків для усереднення в кожній точці спектру. Допустимі значення параметру від 1 до 1000 разів (на 1 крок).

Примітка (від виробника апаратури)

При встановленні великого значення кількості вимірювань для усереднення (наприклад, 1000 разів) з одночасним встановленням високих рівнів чутливості вимірювань HIGH від 1 до 3, то час сканування спектру може бути надто довгим.

- (4) <SAMPLING AUTO> пункт меню – встановлює статус ON чи OFF функції автоматичної установки лічильника кількості дискретів спектру. В положенні «ON» значення лічильника кількості дискретів спектру визначається через параметри та <RESOLN>.

- (5) <SAMPLING PT> пункт меню – встановлює кількість точок дискретизації спектру в кожному скануванні. Допустимі значення параметру від 11 до 20001 точок (на 1 крок). Зазвичай для вимірювань використовують саме цей параметр. (інші параметри в [100*]).

Кнопка [DISPLAY] служить для налаштування параметрів та інтерактивного управління графічними зображеннями спектральної інформації на екрані аналізатора.

Кнопка [TRACE] служить для попередньої обробки та відображення цифрових послідовностей кількох спектрів (А, В та С). Програмне забезпечення дозволяє виконувати як підготовку до операцій вводу-виводу, так і деякі прості математичні операції над спектрами – $A+B=C$; $A-B=C$, тощо.

Кнопка [MARKER] служить для налаштування параметрів та інтерактивного управління маркерами на екрані аналізатора.

Кнопка [PEAK SEARCH] автоматично виявляє максимальне значення рівня спектральних компонент та встановлює на нього рухомий маркер на екрані аналізатора.

Кнопка [ANALYSIS] служить для активізації меню обробки спектральної інформації шляхом вибору і налаштування параметрів відповідного програмного забезпечення, що поставляється разом із аналізатором. Вбудоване програмне забезпечення автоматизує процес отримання стандартних спектроскопічних параметрів лазерних діодів (LD), світлодіодів (LED),

Кнопка [USER] дозволяє занести програмні клавіші, які часто використовуються, до власного реєстру в меню програмних клавіш. Для процедури реєстрації див. кнопка [SYSTEM], меню < USER KEY DEFINE >.

Кнопка [MEMORY] служить для запису або зчитування виміряних спектрів до/із внутрішньої пам'яті аналізатора. В аналізаторі передбачено 32 (0 до 31) енергонезалежних запам'ятовуючих пристроїв, в яких можна зберігати та зчитувати раніше відображені форми спектрів.

Кнопка [FLOPPY] служить для запису або зчитування виміряних спектрів до/із гнучкого диска формату 3,5 дюйма, привід якого вбудований до аналізатора.

Кнопка [PROGRAM] ініціює виконання програм, що завантажені до внутрішньої пам'яті аналізатора.

Кнопка [ADVANCE] служить для встановлення функцій вимірювача потужності та спеціальних функцій довгострокової роботи.

Кнопка [SYSTEM] служить для введення системної інформації – реєстрації команд користувача, установки дати та часу, кольорів на екрані дисплея, підключення принтерів та іншого периферійного обладнання, тощо.

Структура заголовка файлу, що містить спектральну інформацію

Параметри ОАС

"CTRL****.*(CR)(LF)

[Центральна довжина хвилі]

"SPAN*****.*"(CR)(LF)	[Область сканування]
"START WL*****.*"(CR)(LF)	[Початкова довжина хвилі]
"STOP WL*****.*"(CR)(LF)	[Кінцева довжина хвилі]
"WLFREQ*"(CR)(LF)	[Одиниці- довжина хвилі:0 частота:1]
"REFL-**.*"(CR)(LF)	[Опорний (REF) рівень]
"LSCL**.*"(CR)(LF)	[Головний масштаб]
"RESLN**.*"(CR)(LF)	[роздільна здатність]
"AVG*****"(CR)(LF)	[кількість усереднення]
"SMPLAUTO*"(CR)(LF)	[Автоматичне налаштування OFF:0 ON:1]
"SMPL*****"(CR)(LF)	[Кількість вибірки]
"HIGH 3_ "(CR)(LF)	[Чутливість вимірювань]
"NMSK-**"(CR)(LF)	[Значення маски шуму]
"MEAS"(CR)(LF)	[Тип хвильового фронту]
"LSUNT*"(CR)(LF)	[Перемикач одиниць вимірювання (0 для "дБм*", 1 для "дБм/нм*")]

Додаток В

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

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

Додаток Г

Параметри 12 компонентної гаусової фільтрації шумів виміральної апаратури із стоксового ПСВ

Накачка окремим ЛД на довжині хвилі $\lambda_p=1425$ нм															
	$P_p=300$ мВт $A_{max}=16,4$ нВт/мкм			$P_p=250$ мВт $A_{max}=11,8$ нВт/мкм			$P_p=200$ мВт $A_{max}=8,23$ нВт/мкм			$P_p=150$ мВт $A_{max}=5,41$ нВт/мкм			$P_p=100$ мВт $A_{max}=3,16$ нВт/мкм		
	A_i	ω_i , см ⁻¹	Γ_i , см ⁻¹	A_i	ω_i , см ⁻¹	Γ_i , см ⁻¹	A_i	ω_i , см ⁻¹	Γ_i , см ⁻¹	A_i	ω_i , см ⁻¹	Γ_i , см ⁻¹	A_i	ω_i , см ⁻¹	Γ_i , см ⁻¹
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
1	0,40	65	76	0,43	59	63	0,34	52	51	0,33	51	47	0,37	52	49
2	0,09	166	48	0,18	147	64	0,29	120	83	0,31	112	82	0,33	116	83
3	0,42	323	162	0,48	324	163	0,53	327	166	0,56	321	175	0,57	322	172
4	0,21	379	49	0,18	378	48	0,17	379	47	0,18	378	48	0,16	378	46
5	0,61	452	56	0,59	451	57	0,56	452	57	0,55	452	58	0,55	453	59
6	0,26	492	17	0,26	493	17	0,25	493	17	0,25	493	18	0,24	494	18
7	0,02	566	18	0,02	566	17	0,02	567	17	0,02	566	17	0,02	567	17
8	0,11	601	22	0,11	601	23	0,12	601	22	0,12	601	22	0,13	601	23
9	0,12	406	315	0,11	455	295	0,10	502	275	0,10	521	269	0,11	518	270
10	0,05	807	40	0,06	807	40	0,06	807	40	0,07	807	40	0,07	808	40
11	0,01	1046	62	0,01	1046	64	0,01	1046	66	0,01	1045	62	0,01	1044	63
12	0,002	1131	14	0,002	1129	15	0,003	1131	7	0,004	1138	18	0,005	1131	11