НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ «КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

Факультет електроніки Кафедра мікроелектроніки

До захисту

допущено: В.о.

завідувача кафедри

_____Дмитро ТАТАРЧУК

«___»____20__p.

Дипломна робота

на здобуття ступеня бакалавра

за освітньо-професійною програмою «Мікро- та наноелектроніка»

спеціальності 153 «Мікро- та наносистемна техніка»

на тему: «Ефекти нелінійної квантової оптики та їх застосування в оптроніці»

Виконав (-ла): студент 4-го курсу, групи ДП-92 Овдій Олексій Андрійович

Керівник: проф. каф.МЕ Королюк Дмитро Влодимирович

Консультант з нормоконтролю: ст.викл.каф.МЕ, к.т.н., Королевич Любомир Миколайович

Консультант з інформаційних питань: доц. каф.МЕ, к.т.н., Діденко Юрій Вікторович

Рецензент: Про. каф.ЕПС, д.т.н., проф.Мельник Ігор Віталійович

Засвідчую, що у цій дипломній роботі немає запозичень з праць інших авторівбез відповідних посилань. Студент _____

Київ – 2023 року

Національний технічний університет України

«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

Факультет електроніки

Кафедра мікроелектроніки

Рівень вищої освіти – перший (бакалаврський)

Спеціальність – 153 «Мікро- та наносистемна техніка»

Освітньо-професійна програма «Мікро- та наноелектроніка»

ЗАТВЕРДЖУЮ

В.о. завідувача кафедри

_____Дмитро ТАТАРЧУК

«___»____20__p.

ЗАВДАННЯ

на дипломну роботу студенту

Овдій Олексію Андрійовичу

1. Тема роботи «Ефекти нелінійної квантової оптики та їх застосування в оптроніці», керівник роботи Королюк Дмитро проф.каф.МЕ, затверджені наказом по університету від «______»____20__р. №_____

2. Термін подання студентом роботи 12.06.2023

3. Вихідні дані до роботи

Ефекти нелінійної квантової оптики та їх застосування в оптроніці

4. Зміст роботи

- 1) Основні принципи квантової оптики та її застосування
- 2) Поняття нелінійної квантової оптики та різноманітні ефекти, пов'язані з нею

3) Взаємодія світла з різноманітними матеріалами, які використовуються в оптроніці

4) Застосування ефектів нелінійної квантової оптики в оптроніці

5) Поточний стан досліджень та розвитку цієї області

5. Перелік ілюстративного матеріалу (із зазначенням плакатів, презентацій тощо)

107 сторінок, 21 рисунків, 1 презентація.

6. Консультанти розділів роботи

Розділ	Прізвище, ініціали та посада	Підпис, дата	
		Завдання	Завдання
	консультанта	видав	прийняв

7. Дата видачі завдання: <u>12.04.2023 р.</u>

	Календарии		
№ 3/ П	Назва етапів виконаннядипломної роботи	Термін виконання етапів роботи	Відмітка про виконання
1.	Визначення та узгодження теми ДР	11.02.2023	
2.	Проведення літературного огляду	17.04.2023	
3.	Аналіз літературного огляду	20.04.2023	
4.	Розглянути основні принципи квантової оптики та її застосування	24.04.2023	
5.	Дослідити поняття нелінійної квантової оптики та різноманітні ефекти, пов'язані з нею	30.04.2023	
6.	Розглянути взаємодію світла з різноманітними матеріалами, які використовуються в оптроніці	08.05.2023	
7.	Дослідити застосування ефектів нелінійної квантової оптики в оптроніці, зокрема, в області керування світлом та обробки сигналів	18.05.2023	
8.	Оформлення ДР	29.05.2023	

TC	v
Каленла	онии план

Студент Керівник Олексій ОВДІЙ Дмитро КОРОЛЮК

ΡΕΦΕΡΑΤ

Тема роботи: "Ефекти нелінійної квантової оптики та їх застосування в оптроніці ".

Об'єкт дослідження – Ефекти нелінійної квантової оптики

Предмет дослідження - різноманітних ефектів нелінійної квантової оптики та їх застосування в оптроніці.

Метою даної роботи є вивчення основних принципів нелінійної квантової оптики та її застосування в оптроніці. Вона також має на меті розгляд впливу нелінійних ефектів на оптичні властивості речовини та розгляд можливих практичних застосувань у сучасних технологіях.

Відповідно до мети були визначені наступні завдання:

- 1. Розглянути основні принципи квантової оптики та її застосування.
- 2. Дослідити поняття нелінійної квантової оптики та різноманітні ефекти, пов'язані з нею.
- Розглянути взаємодію світла з різноманітними матеріалами, які використовуються в оптроніці.
- 4. Дослідити застосування ефектів нелінійної квантової оптики в оптроніці, зокрема, в області керування світлом та обробки сигналів.
- 5. Проаналізувати поточний стан досліджень та розвитку цієї області.

Робота може бути використана студентами ВНЗ для підготовки до семінарських занять, також може бути використана викладачами для проведення лекції, практик тощо.

Робота складається зі вступу, дев'яти розділів, висновків, списку використаних джерел, що містить 33 найменувань. Повний обсяг роботи: 86 сторінок.

Ключові слова: Нелінійна квантова оптика, оптичні властивості, чисельні розрахунки, електрооптична поляризація, третя гармоніка, оптроніка, модуляція.

ABSTRACT

Work Topic: "Nonlinear Quantum Optics Effects and Their Applications in Optoelectronics".

The object of research – Effects of nonlinear quantum optics.

The subject of research is the various effects of nonlinear quantum optics and their application in optronics.

The purpose of this work is to study the basic principles of nonlinear quantum optics and its application in optronics. It also aims to consider the influence of nonlinear effects on the optical properties of matter and consider possible practical applications in modern technologies.

In accordance with the goal, the following tasks were defined:

- 1. Consider the basic principles of quantum optics and its application.
- 2. Investigate the concept of nonlinear quantum optics and various effects associated with it.
- 3. Consider the interaction of light with various materials used in optronics.
- 4. Investigate the application of the effects of nonlinear quantum optics in optronics, in particular, in the field of light control and signal processing.
- 5. To analyze the current state of research and development in this area.

The work can be used by university students to prepare for seminar classes, it can also be used by teachers for lectures, practices, etc.

The work consists of an introduction, ten chapters, conclusions, and a list of used sources containing 33 items. The full volume of work: 86 pages.

Keywords: Nonlinear quantum optics, optical properties, numerical calculations, electro-optical polarization, third harmonic, optronics, modulation.

3MICT

Вступ	7
Розділ 1. Генерація другої гармоніки	12
Розділ 2. Генерація третьої гармоніки	20
Розділ 3. Генерація різницевої частоти	32
Розділ 4. Параметричне посилення світла	42
Розділ 5. Параметрична осциляція	51
Розділ 6. Параметрична генерація світла	60
Розділ 7. Спонтанне параметричне розсіювання	71
Розділ 8. Електрооптична поляризація	78
Розділ 9. Чотирихвильова взаємодія	86
Висновки	91
Перелік посилань	95

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ

ГВГ- Генерація другої гармоніки

ГТГ- Генерація третьої гармоніки

ТГ-Третя гармоніка

СПР- Спонтанне параметричне розсіювання

ПДЛ-Напівпровідниковий дисковий лазер

КЯ- Квантова яма

RDMB - коефіцієнт відбиття ДПЗ

ОО-Оптичні осі

ВСТУП

Актуальність дослідження. Нелінійна квантова оптика є однією з найбільш фундаментальних галузей фізики, яка вивчає взаємодію світла з речовиною в умовах високої інтенсивності. Вона відіграє важливу роль у розвитку сучасних технологій, таких як оптроніка, квантова обчислювальна техніка, лазерна мікроскопія, телекомунікації та інші.

В даній роботі ми розглянемо основні ефекти нелінійної квантової оптики та їх застосування в оптроніці. Ми дослідимо ефект генерації другої гармоніки, ефект самофокусування, ефект змішування частот та інші. Ми також дослідимо основні принципи дії оптронних пристроїв, які використовуються в таких галузях, як лазерна медицина, оптична обробка сигналів та інші.

Дослідження нелінійних ефектів в квантовій оптиці є складним завданням, оскільки вони виникають при взаємодії світла з речовиною в умовах високої інтенсивності. Однак, вивчення цих ефектів дозволяє зрозуміти багато фізичних явищ, що сприяє розвитку сучасних технологій.

Оптроніка - це галузь електроніки, яка використовує оптичні пристрої та елементи для передачі, прийому та обробки інформації. Застосування нелінійних ефектів в оптроніці дає можливість створювати нові оптичні пристрої та системи, що мають вищу швидкість передачі інформації та більшу точність обробки даних.

Наприклад, застосування ефекту самофокусування в оптроніці дозволяє створювати мікроскопічні оптичні елементи та пристрої з високою роздільною здатністю, що знадобиться в медицині та науці. Ефект змішування частот забезпечує можливість отримання світла з різних довжин хвиль та використання його для передачі інформації в оптичних мережах.

Таким чином, вивчення ефектів нелінійної квантової оптики та їх застосування в оптроніці є важливим напрямком сучасної науки та технології. Розуміння цих явищ дозволяє створювати нові технології, які відіграють важливу роль у вирішенні сучасних завдань в різних галузях життя. При дослідженні ефектів нелінійної квантової оптики важливо звернути увагу на такі явища, як генерація гармонік, самофокусування, оптична модуляція та інші. Для вивчення цих ефектів використовуються різноманітні методи та інструменти, такі як лазери високої інтенсивності, оптичні волокна, кристали та інші.

Застосування нелінійної квантової оптики в оптроніці знаходить своє застосування у таких галузях, як телекомунікації, медицина, промисловість та інші. Одним з прикладів застосування цих ефектів є розробка високошвидкісних оптичних каналів передачі інформації для комп'ютерів та мереж.

Крім того, нелінійні ефекти в оптроніці можуть бути використані для створення елементів керування світлом, наприклад, для створення оптичних ключів та регенераторів сигналу в оптичних мережах. Оптична обробка сигналів, така як оптична модуляція та демодуляція, також можуть бути здійснені за допомогою нелінійних ефектів.

Таким чином, можна зробити висновок, що дослідження нелінійних ефектів в квантовій оптиці та їх застосування в оптроніці має великий потенціал для створення нових технологій та покращення існуючих. Вивчення цих явищ є важливою складовою розвитку сучасної науки та технології, що дозволяє вирішувати складні завдання в різних сферах людської діяльності.

Актуальність роботи полягає у тому, що нелінійна квантова оптика є важливою галуззю сучасної фізики, яка вивчає нестаціонарні ефекти, що виникають у взаємодії світла з речовинами. Застосування цих ефектів в оптроніці відкриває широкі можливості для створення нових пристроїв та систем, які можуть знайти застосування в різних сферах, включаючи телекомунікації, медицину, науку та технологію.

Основні питання, які досліджуються в рамках даної теми, включають генерацію гармонік, самофокусування, оптичну модуляцію та інші нелінійні ефекти. Ці явища дозволяють створювати нові оптичні пристрої та системи з підвищеною ефективністю та швидкістю роботи, що є важливим у сучасному світі, де все більше даних передається за допомогою оптичних мереж.

Одним з актуальних напрямів досліджень є розробка оптичних вимірювальних систем з високою точністю, що використовують нелінійні ефекти. Ці системи знайшли застосування в промисловості, науці та медицині, де важливо отримати точну інформацію з високою швидкістю та ефективністю.

Також, створення нових оптичних ключів та регенераторів сигналу в оптичних мережах, що базуються на нелінійних ефектах, є важливим напрямом досліджень. Ці пристрої забезпечують безпеку передачі даних та їх відновлення на великій відстані, що є важливим у телекомунікаційній індустрії.

До інших актуальних застосувань нелінійної квантової оптики в оптроніці відносяться: розробка високошвидкісних елементів оптичної пам'яті, які можуть зберігати великий обсяг даних; створення оптичних чіпів, що дозволяють обробляти та передавати інформацію з високою швидкістю; розробка систем ідентифікації, які можуть використовувати нелінійні ефекти для створення унікальних ідентифікаторів; створення високочутливих датчиків та дослідження взаємодії світла з матеріалами на молекулярному рівні.

Загалом, розуміння нелінійної квантової оптики та її застосування в оптроніці має велике значення для розвитку сучасних технологій та досліджень. Тому, курсова робота на дану тему є актуальною та важливою для студентів фізичних та технічних спеціальностей.

Але, незважаючи на це, сьогодні існує потреба у дослідженні, яке б узагальнило, систематизувало існуючі відомості з даної проблеми.

Враховуючи все вищесказане, нами і була обрана тема дипломної роботи:

"Ефекти нелінійної квантової оптики та їх застосування в оптроніці ".

Об'єкт дослідження – Ефекти нелінійної квантової оптики

Предмет дослідження - різноманітних ефектів нелінійної квантової оптики та їх застосування в оптроніці.

Метою даної роботи є вивчення основних принципів нелінійної квантової оптики та її застосування в оптроніці. Вона також має на меті розгляд впливу нелінійних ефектів на оптичні властивості речовини та розгляд можливих практичних застосувань у сучасних технологіях.

Відповідно до мети були визначені наступні завдання:

- 6. Розглянути основні принципи квантової оптики та її застосування.
- Дослідити поняття нелінійної квантової оптики та різноманітні ефекти, пов'язані з нею.
- Розглянути взаємодію світла з різноманітними матеріалами, які використовуються в оптроніці.
- 9. Дослідити застосування ефектів нелінійної квантової оптики в оптроніці, зокрема, в області керування світлом та обробки сигналів.
- 10. Проаналізувати поточний стан досліджень та розвитку цієї області.

Для розв'язання поставлених завдань нами були використані такі **методи** д**ослідження**: теоретико-критичний аналіз літератури з теми дослідження; зіставлення, узагальнення і синтезування здобутої інформації тощо.

Робота може бути використана студентами ВНЗ для підготовки до семінарських занять, також може бути використана викладачами для проведення лекції, практик тощо.

Структура роботи. Робота складається зі вступу, десяти розділів, висновків, списку використаних джерел, що містить 76 найменувань. Повний обсяг роботи: 78 сторінок.

РОЗДІЛ 1. ГЕНЕРАЦІЯ ДРУГОЇ ГАРМОНІКИ

Генерація другої гармоніки, або подвоєння частоти світла, що є генерацією світла з подвоєною частотою та зменшеною вдвічі довжиною хвилі.

Генерація другої гармоніки (також називається подвоєнням частоти або скорочено ГВГ) є нелінійно-оптичним процесом, у якому фотони взаємодіють із нелінійним матеріалом, ефективно "поєднуючись" для формування нових фотонів з подвоєною енергією, і, отже, з подвоєною частотою й довжиною хвилі в половину меншої початкової. Це особливий випадок додавання частот випромінювання.

Генерація другої гармоніки була вперше реалізована Пітером Франкеном, Хиллом, Петерсом і Вайнрайхом в Університеті Мічигану, Анн- Арборе, в 1961 році. Реалізація стала можливою завдяки винаходу лазера, який створив необхідну високу інтенсивність монохроматичного випромінювання. Вони сфокусували випромінювання рубінового лазера з довжиною хвилі 694 нм у кварцовий зразок. Після цього вихідне випромінювання було проаналізовано за допомогою спектрометра, спектр був отриманий на фотографічному папері, і зареєстроване сгенерированное випромінювання на довжині хвилі 347 нм. Примітно, коли експеримент публікувався в журналі Physical Review Letters, редактор прийняв тьмяну пляму (на 347 нм) на фотопапері, як цятка бруду й вилучив його з публікації.

Як уже згадувалося, ГВГ є окремий випадок для взаємодії виду 2) коли $\omega_1 = \omega_2 = \omega$. Умова коллинеарного фазового синхронізму, коли хвильові вектора лежать на одній прямій, можна записати так [32, с. 76]

$$\mathbf{k}_{\omega} + \mathbf{k}_{\omega} = \mathbf{k}_{2\omega}$$

де $k_{\omega,2\omega} - \varepsilon$ модулі векторів $\mathbf{k}_{\omega,2\omega}$. Величина k називається хвильовим числом. Якщо хвиля поширюється в середовищі з показником переломлення n, то $k = 2\pi n$ / λ . Враховуючи це з рівняння 8) одержимо $n_{\omega} + n_{\omega} = 2n_{2\omega}$, т.е. для виконання умови синхронізму при ГВГ необхідно щоб у нелінійному середовищі

$$n_{\omega} = n_{2\omega}$$

В середовищах дисперсією оптичних 3 нормальною показника переломлення виконання цієї рівності неможливо, тому що функція n(ω) росте зі збільшенням частоти. Олнак y анізотропних деяких оптично (двулучепреломляющих) кристалах можна вибрати такий напрямок поширення, для якого показник переломлення звичайного променя основної частоти дорівнює показнику переломлення незвичайного променя другої гармоніки. На Рисунок1 схематично показаний перетин поверхонь показників переломлення (індикатриса показника переломлення) для негативного одноосьового кристала, тобто для якого на даній фіксованій частоті ne < no (практично найбільш важливий випадок). Поточні значення незвичайних показників переломлення (при довільному куті між хвильовим вектором і оптичною віссю кристала) позначаються індексом "е" угорі $-n^{e}$. Як видне з Рисунок 1.1,

$$n_{ie} = n_i^{e} |_{\theta = 90^{\circ}}$$
 $n_{io} = n_i^{e} |_{\theta = 0^{\circ}}$ $i = 1, 2$

Існує цілий ряд кристалів, що не володіють центром симетрії, для яких виконується рівність $n_{1o}|_{\omega} = n_2^{e}(\theta)|_{2\omega}$ при поширенні хвиль із частотами відповідно під деяким кутом. Отже, по цьому напрямкові виконується умова синхронізму 9) для процесу ГВГ. Кут між оптичною віссю нелінійного кристала й хвильовими векторами взаємодіючих хвиль називають кутом фазового (хвильового, просторового) синхронізму.



Рисунок 1.1. Індикатриса показника переломлення негативного одноосьового кристала. С - оптична вісь. Суцільні кільця - перетину поверхонь показників переломлення звичайної хвилі, n1o - його значення для основної частоти, n₂₀ – для

другої гармоніки. Пунктирні еліпси - перетину поверхонь показників переломлення незвичайної хвилі, n1e - його мінімальне значення для основної

частоти, n_{2e} – для другої гармоніки. с - кут синхронізму.[1]

Таким чином, направивши випромінювання основної частоти в нелінійному кристалі як звичайну хвилю під кутом с, у середовищі буде відбуватися ефективна генерація її другої гармоніки як незвичайної хвилі уздовж цього ж напрямку. Така взаємодія називається взаємодією типу оое (або Й типу), тому що в цьому випадку дві лінійно поляризовані хвилі основного випромінювання (звичайні в даному кристалі) взаємодіють із незвичайною хвилею другої гармоніки, яка, звичайно, має ортогональну їм лінійну поляризацію [12 с .88].

Для багатьох нелінійних оптичних кристалів виявляється можливої синхронна ГВГ при взаємодії звичайної й незвичайної хвиль основного випромінювання з незвичайною хвилею другої гармоніки, тобто взаємодія оее (або II типу).

Трохи спрощуючи реальну ситуацію, можна сказати, що напрямок синхронізму в кристалі характеризується деякої, досить малою, кутовою шириною.

Звичайно кутова ширина синхронізму 2□ становить не більш однієї, двох хвилин. Крім того, умова фазового синхронізму визначає деякий максимальний частотний інтервал (Δω) для взаємодіючих хвиль. Характерна смуга взаємодіючих частот, або необхідна монохроматичність вихідних хвиль, звичайно не перевищує декількох ангстрем.

Звідси випливають вимоги до лазерного випромінювання на основній частоті - расходимость повинна бути менше кутової ширини синхронізму, а його монохроматичність не більше частотної ширини. А якщо ні, то в параметричному процесі додавання частот буде брати участь не вся потужність лазерного випромінювання [23, .c 74].

Інтенсивність випромінювання другої гармоніки при точному настроюванні на синхронізм пропорційна квадрату інтенсивності основної частоти й квадрату довжини нелінійного кристала

$$I_{2\omega} = a(I_{\omega})^2 l^2$$

Коефіцієнт a = a(χ , ω_i , n_i) характеризує "якість" нелінійного оптичного кристала. Він залежить від нелінійної поляризуемости середовища χ (см. розкладання 5)), від частот взаємодіючих хвиль ω_I і від показників переломлення середовища n_i на цих частотах.

Практичним результатом досліджень генерації сумарних частот з'явилося створення високоефективних (із КПД більш 50%) удвоителей частоти лазерного випромінювання й каскадних умножителей для генерації третьої, четвертої, пятой і більш високих гармонік. Ці обладнання знаходять широке застосування в самих різних галузях науки й техніки.

Дотепер ми розглядали генерацію другої оптичної гармоніки, опираючись на фотонні вистави, тобто маючи у виді трехфотонний процес, зображений на рисунок 1.2.. Однак неважко дати цьому явищу також і чисто класичне пояснення.



Рисунок 1.2. Ефект генерації другої гармоніки[2]

Нехай на квадратично-нелінійне середовище падає когерентна хвиля накачування із частотою *V* :

$$E = E_0 \cos(2\pi v t)$$

Якби середовище було лінійному, то її поляризація змінювалася б у часі точно так само, як хвиля накачування, тобто із частотою *V*.

$$P(t) = \chi_0 E_0 \cos(2\pi v t)$$

Але в нелінійному середовищі поляризація містить, зокрема, другу гармоніку - доданок $-\frac{1}{2}\chi_1 E_0^2 \cos(4\pi v t)$. Зміна поляризації із частотою 2v може приводити, природно, до перевипромінювання світла на частоті 2v, т.е. до появи вторинної світлової хвилі із частотою 2v. [19, с. 52].

Хвиля поляризації (зокрема, друга гармоніка поляризації) поширюється в середовищі зі швидкістю хвилі накачування, тобто зі швидкістю c/n(v). Щоб передача енергії від хвилі поляризації до перевипромененої світлової хвилі відбувалася ефективно, необхідно, щоб швидкості обох хвиль збігалися. Тому що швидкість світлової хвилі із частотою 2v рівна c/n(2v), те для перевипромінювання світла на частоті 2v повинне виконуватися умова:

$$n(v) = n(2v)$$

яке, як уже відомо, є умовою хвильового синхронізму.

Таке класичне пояснення нелінійно-оптичного явища генерації другої гармоніки. Помітимо, що при такому поясненні роль середовища як "посередника" у взаємодії первинної й вторинної світлових хвиль виступає досить наочно, тому що "передача взаємодії" іде по "ланцюжкові": хвиля накачування - хвиля поляризації - вторинна світлова хвиля [18, с. 90].

Неважко уявити собі процес генерації третьої оптичної гармоніки. На "фотонній мові" це є певний четирехфотонний процес - знищуються три фотони енергіями hv і народжується один фотон з енергією 3hv. Мовою класичних хвильових вистав це є результат перевипромінювання світла, що безпосередньо випливає з факту існування третьої гармоніки нелінійної поляризації середовища.

Можливі також процеси генерації оптичних гармонік більш високих порядків - четвертої гармоніки, п'ятої і т.д..

Нелінійна поляризація середовища дозволяє здійснювати змішання частот. Нехай поляризація нелінійного середовища описується вираженням:

$$P = \chi_0 E + \chi_1 E^2$$

Припустимо, що на середовище падають дві когерентні світлові хвилі з різними частотами: $E_1 \cos(2\pi v_1 t) \ u \ E_2 \cos(2\pi v_2 t)$. Якщо суму цих хвиль

$$E = E_1 \cos(2\pi v_1 t) + E_2 \cos(2\pi v_2 t)$$

підставити в (4.8), те у вираженні, яке вийде для поляризації середовища, буде присутній, зокрема, доданок

$$P_{1,2} = 2\chi_1 E_1 E_2 \cos(2\pi v_1 t) \cos(2\pi v_2 t)$$

Скориставшись співвідношенням:

$$2\cos(\alpha)\cos(\beta) = \cos(\alpha + \beta) + \cos(\alpha - \beta),$$

перетворимо (4.8) до наступного виду:

$$P_{1,2} = \chi_1 E_1 E_2 \cos \left[2\pi (\nu_1 + \nu_2) t \right] + \chi_1 E_1 E_2 \cos \left[2\pi (\nu_1 - \nu_2) t \right] (4.11)$$

У такий спосіб ми бачимо можливість перевипромінювання світла на частотах $(v_1 + v_2)$ и $(v_1 - v_2)$. Таким чином, нелінійна поляризація середовища дозволяє здійснювати додавання й вирахування частот світлових хвиль. У розглянутому тут випадку взаємодія хвиль із частотами v_1 та v_2 може приводити, як ми бачимо, до появи вторинних світлових хвиль на частотах $(v_1 + v_2)$ и $(v_1 - v_2)$.

Вираження (4.8) є найбільш простим вираженням для поляризації нелінійного середовища - нелінійна поляризація описується членом, квадратичним по напруженості. У більш загальному випадку у вираженні для поляризації можуть бути присутнім також і члени з E^3 , E^4 і т.д. Облік таких членів приводить до того, що при підстановці (4.9) у вираження для поляризації з'являються доданки із частотами: $v_{nm} = nv_1 + mv_2$ де п и т — цілі числа. Це означає, що, крім додавання й вирахування, можливі й інші варіанти змішання частот.

При нелінійній взаємодії відгук оптичного середовища поляризація Р має невелику додаткову складову Р^{nl} до лінійної Р^l [18, с. 15]:

$$P = P^{l} + P^{nl} = \chi E + dE^{2} + \Theta E^{3} + \cdots,$$

де d параметри нелінійної сприйнятливості, обумовлені властивостями конкретного оптично нелінійного середовища й не залежні від напруженості світлового поля Е . Вони характеризують нелінійність середовища, причому відношення конкретного члена до попереднього, звичайно має значення порядку. Саме тому, звичайно, внесок членів після третього зневажається [4, с. 342].

Основні досягнення нелінійної оптики отримані у випадку використання нелінійних ефектів, описуваних квадратичної нелінійною сприйнятливістю d, коли $P^{nl} \approx dE^2$

На відміну від лазерних джерел, для створення вторинної гармоніки не потрібно, щоб индуцирующее випромінювання перебувало в резонансі з индуцируемим. У нелінійних діелектричних середовищах можуть генеруватися гармоніки світла завдяки одночасному поглинанню двох фотонів і випущенню фотона сумарної частоти (див. рисунок1.3.).



Рисунок 1.3. Діаграма енергетичних рівнів Е1 і Е2, що ілюструє процес генерації другої гармоніки.[2]

При цьому для генерації другої гармоніки необхідне виконання наступних умов:

- у середовищі повинен отсутствовать центр інверсії;

- середовище повинна бути прозора як на основній частоті, так і на частоті другої гармоніки ;

- ширина забороненої зони середовища E=E₂E₁ повинна відповідати вихідній енергії вторинного фотона E=h(2).

Інтенсивність випромінювання другої гармоніки І₂₀ на виході кристала довжиною l визначається як [31, с. 501]

$$I_{2\omega} = E_{2\omega}(l)E_{2\omega}^{*}(l) = \left(\frac{\mu}{\varepsilon_{0}}\right)\frac{\omega^{2}d^{2}l^{2}}{n^{2}}E_{\omega}^{4}\frac{\sin^{2}(\varDelta kl/2)}{(\varDelta kl/2)^{2}}$$

Інтенсивність вхідного пучка перетином S визначається по формулі:

$$I_{2\omega} = \frac{P_{2\omega}}{S} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} |E_{2\omega}|^2$$

У такому випадку ефективність перетворення поля вхідного випромінювання на частоті ω у поле на подвоєній частоті 2 ω обчислюється по формулі:

$$\eta = \frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = 2\left(\frac{\mu}{\varepsilon_0}\right) \frac{\omega^2 d^2 l^2}{n_{\omega}^2 n_{2\omega}} \frac{\sin^2(\Delta k l/2)}{(\Delta k l/2)^2} \frac{P_{\omega}}{S}$$

У наближенні плоскої хвилі, що обурює, величина η пропорційна P_{\u0367}/S=I_{\u0367} інтенсивності основного випромінювання й залежить від інтерференції двох хвиль другої гармоніки, описуваної множником

$$\frac{(l\varDelta k/2)^{-2}}{\sin\left(l\varDelta k/2\right)}$$

Когерентна довжина l_{koh}, рівна по визначенню відстані між двома сусідніми максимумами цієї інтерференційної картини, обчислюється по формулі:

$$l_{koh} = \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{2\pi}{k_1 - 2k} = \frac{2\pi c}{2\omega (n_{2\omega} - n_{\omega})} = \frac{h}{2(n_{2\omega} - n_{\omega})}$$

Ця величина визначає максимальну довжину середовища, яке можна використовувати для ефективної генерації 2- ой гармоніки [6, с. 98].

При l=l_{koh} енергія вихідного сигналу, описуваного співвідношенням (1), буде максимальною. У випадку нормальної дисперсії оптичного середовища величина неузгодженості фаз k між хвилею поляризації й хвилею накачування, як правило, велика; отже, l_{koh} мала. Якщо ж у нелінійному середовищі має місце узгодження фаз (k=0), то величина вихідного сигналу буде значної й пропорційної квадрату довжини кристала.

Поглинена середовищем енергія пропорційна

$$W = \frac{1}{2}\omega PE\sin\varphi$$

де ф різниця фаз між хвилею поляризації, що й обурює електромагнітною хвилею.

У випадку k=0 генерируемая хвиля відстає по фазі від хвилі поляризації на 900 і енергія переходить від хвилі поляризації до електромагнітної хвилі (W<0). При k 0 це відбувається тільки при l=0; а якщо ні, то відбувається зворотний процес передачі енергії, тобто при несинхронній взаємодії відбувається періодичний процес передачі енергії від падаючих хвиль до генерируемим і назад. При довжині нелінійного середовища, рівної $2l_{koh}$ на виході друга гармоніка відсутня, а потужність основної хвилі рівна її потужності на вході, тобто втрат енергії не відбувається.

РОЗДІЛ 2. ГЕНЕРАЦІЯ ТРЕТЬОЇ ГАРМОНІКИ

Генерація третьої гармоніки - генерація світла з потрійною частотою. Зазвичай є комбінацією двох попередніх явищ: спочатку відбувається подвоєння частоти, а потім складання частот вихідної хвилі та хвилі з подвоєною частотою.

Останнім часом були створені й сталі доступні фемтосекундние лазерні системи, що генерують високоинтенсивние сверхкороткие світлові імпульси із щільністю потужності в десятки ТВт/см². Це спростило проведення експериментів за спостереженням нелінійних ефектів. Одним з таких ефектів є генерація потроєній частоті при відбитті високоинтенсивних випромінювання на фемтосекундних лазерних імпульсів від поверхні діелектриків. На відміну від цих робіт, у яких досліджувалася генерація третьої гармоніки при відбитті від поверхні діелектричних кристалів випромінювання з интенсивностями 15-150 ГВт/см² і длительностями 130-300 фс, у справжній роботі досліджувалося нелінійне відбиття більш інтенсивних (порядка ТВт/см²) і більш коротких (близько 40 фс) світлових імпульсів. Показане, що енергетична ефективність генерації випромінювання потроєних частот при відбитті високоинтенсивних фемтосекундних світлових імпульсів може досягати.

В експериментах була використана фемтосекундная лазерна система на кристалах титан-сапфіру з посиленням чирпованного імпульсу с піковою потужністю 30 ГВТ [3, с. 56].

Система мала наступні параметри: тривалість імпульсу 40 фс, середня потужність випромінювання до 75 мВт, енергія одиночного імпульсу до 1,5 мдж, частота повторення імпульсів 50 Гц. Кристал фтористого літію був обраний через велику ширину забороненої зони - область прозорості в нього простягнеться до довжин хвиль 200 нм. Також цей кристал має досить більший коефіцієнт нелінійного показника переломлення n=2.



Рисунок 3.1. Схема експериментальної установки.[11]

Випромінювання від фемтосекундной системи, пройшовши лінзу L (рисунок 1) з фокусною відстанню 51 див, попадало на передню грань кристала фтористого літію С. Щоб уникнути впливу випромінювання, відбитого від задньої грані, кристал був нахилений щодо падаючого променя (кут падіння становив 5,5°), а область взаємодії була максимально наближена до матової бічної грані кристала. Фокальна площина лінзи була розташовано на відстані 6 див за передньою гранню кристала. Щільність потужності була близька до енергії пробою, але не перевищувала її, і становила 4 ТВт/см² [24, с. 97].



Рисунок 3.2. Спектр відбитого випромінювання після проходження фільтрів УФС.[11]

На рисунок 3.2 представлений спектр випромінювання, відбитого від передньої грані кристала Lif у центрі пучка, на потроєній частоті (відстань по осі х рівно 4,75 мм).

Відбите від кристала випромінювання проходило через фільтри УФС1 F сумарною товщиною 10 мм. За фільтрами на лінійний транслятор із кроковим двигуном MTS був установлений спектрограф ASP100 SD. Робота крокового двигуна лінійного транслятора й спектрографа управлялися за допомогою комп'ютера PC. Ширина вхідної щілини спектрометра становила 12 мкм, і за допомогою лінійного транслятора можна було провести сканування із кроком 250 мкм у площині падіння, одержавши перетин просторового розподілу відбитого пучка [4, .с 76].



Рисунок 3.3. Перетин просторового розподілу відбитого випромінювання в площині падіння.[11]

На рисунку 3.3 представлений перетин просторового розподілу випромінювання, відбитого від кристала Lif, у площині падіння, яке було отримано скануванням відбитого плями щілиною спектрометра. Для випромінювання основної частоти й потроєної частоти представлені по три експериментальні криві, що добре узгодяться між собою. Відхилення від гауссовского розподілу, добре видне для основної гармоніки, слід віднести до наявних дефектів на використані нами фільтрах. Як видне з малюнка, пляма відбитого на потроєній частоті випромінювання приблизно в три рази у́же плями відбитого випромінювання основної частоти по напіввисоті сигналу (FWHM). Це пов'язане з меншою довжиною хвилі сгенерированного при відбитті випромінювання на потроєній частоті й з тим, що розмір області генерації менше розміру взаємодії, тому що ефект є нелінійним [17, с. 82].

Враховуючи пропущення Уфс- Фільтрів, можна сказати, що ефективність генерації випромінювання на потроєній частоті при відбитті фемтосекундного лазерного пучка по енергії становила значення порядку 10-4 щодо падаючого випромінювання.

У роботах були отримані співвідношення, що зв'язують параметри поля відбитого випромінювання з характеристиками падаючого на нелінійний діелектрик світла, спектр якого може займати значну частину діапазону прозорості діелектричного середовища, для випадку нормального падіння плоскої поперечно однорідної хвилі. Особливістю цих робіт було використання безпосереднє польових рівнянь при висновку залежностей, а не рівнянь для, що обгинають, які стають непридатними у випадку лазерних імпульсів із широким тимчасовим спектром, у тому числі утримуючих мале число коливань.

Ефективність генерації випромінювання на потроєній частоті при відбитті фемтосекундного імпульсу із щільністю потужності 4 ТВТ/див2 і тривалістю 40 фс від нелінійного кристала Lif становить величину порядку 10-4 щодо падаючого випромінювання. Це означає, що ефективної може виявитися й генерація випромінювання на комбінаційних частотах при одночасному відбитті двох фемтосекундних імпульсів різної частоти. [5, с. 112].

На рисунку 3.4. представлена залежність величини сигналу ТГ від інтенсивності випромінювання накачування (І ω) для плівки зі змістом 0.5% С70. Нахил даної залежності підкорявся кубічному закону до І $_{\omega} = 5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{сm}^{-2}$. При подальшому росту інтенсивності спостерігалося відхилення від кубічної залежності. Для випадку плівки з 0.2%-ним С70 нахил залежності І_{3 ω}(І $_{\omega}$) склав 2.8 практично на всьому інтервалі интенсивностей. Максимальні значення ефективності перетворення накачування для плівок зі змістом 0.2 і 0.5% С70 склали відповідно 10-6 і 6 · 10-6. Співвідношення між величинами перетвореного випромінювання при різних интенсивностях (для І_∞ < 5·10¹⁰ W·cm⁻²) для плівок.



Рисуннок 3.4. Залежність величини сигналу ТГ від інтенсивності випромінювання накачування для плівки зі змістом 0.5%-го С70.[15]

Різною концентрацією фуллеренов (0.5 і 0.2%) задовольняло квадратичної залежності від концентрації. Експерименти проводилися при интенсивностях нижче порога оптичного пробою допированной фуллеренами плівки ($I_{\omega} = 4 \cdot 10^{11} \text{ W} \cdot \text{ cm}^{-2}$). [6, с.52].

Використання чистої (не допированной фуллеренами) плівки полиимида 6В не приводило до ГТГ у всьому інтервалі досліджених интенсивностей. Ми також намагалися зареєструвати перетворення в другу гармоніку (λ = 532 nm). У жодному зі зразків генерація другої гармоніки не спостерігалася [8, с. 64].

Відсутність випромінювання другої гармоніки в нашому випадку, як видно, було обумовлено незначною концентрацією фуллеренов у плівці полиимида в порівнянні з вищевідзначеною роботою, у яких використовувалися чисті плівки C₆₀ и C₇₀. Отримані результати дозволяють зробити наступні висновки про протікання нелінійно-оптичного перетворення в плівках полиимида, допированних

фуллеренами. Оптичні властивості ароматичних полиимидов, обумовлені порушенням π - електронів, можуть у значній мірі бути модифицированни при введенні в їхню матрицю фуллеренов. Інтерес до подібних систем обумовлений як дослідженням у них ефекту зворотного насичення, так і схожістю механізмів нелінійного відгуку. С70 як середовище з подвійними сполученими зв'язками й усуспільненими електронами має велику величину наведеного дипольного Наявність обумовлює моменту. сполучених електронів πвисоку гиперполяризуемость даних середовищ [10, с. 56].

Таке середовище може бути використана в якості нелінійного середовища для ефективного перетворення частоти лазерного випромінювання. Однак останнє вимагає досягнення умов фазового узгодження між основною й генерируемой хвилями. У нашому експерименті величина конфокального параметра b при фокусуванні випромінювання лінзою з фокусною відстанню f = 25 ст становила 23 mm при довжині нелінійного середовища l = 1 µm, тобто виконувалися умови слабкого фокусування в центр нелінійного середовища $(l \ll b)$. У цих умовах інтенсивність ($I_{3\omega} = n_3 c |E_{3\omega}|^2 / 8\pi$) ТГ нижчої моди гауссова пучка основного випромінювання ложе бути знайдена з порівняно простого вираження [25, с. 33]:

$$I_{3\omega} = \gamma^2 l^2 I_1^{30} \exp(-6k_1 r^2/b) \frac{\sin^2 \Delta(l, r)}{\Delta^2(l, r)}.$$

$$\Gamma y_T \gamma = 24\pi^3 \chi^{(3)}(-3\omega; \omega, \omega, \omega) / (n_1^{3/2} n_3^{1/2} c \lambda_1);$$

 $\Delta(l,r)=2b/l-\alpha-\beta;\,\alpha=2l\Delta k$ — нормована величина фазової расстройки; $\beta=72\pi^3l\Delta\chi_k I_{10}\times$

 $\times \exp(-2k_1r^2/b)/(n_1^2c\lambda_1); \Delta k = 3k_1 - k_3, \Delta \chi_k = \chi^{(3)}(-\omega; \omega, \omega, -\omega)/2 -n_1\chi^{(3)}(-3\omega; 3\omega, \omega, -\omega)/n_3$ — різниця керровских нелинейностей, відповідальних за зміну показників переломлення на основній частоті й частоті гармоніки в поле основного випромінювання; λ_i , k_i и n_i — довжина хвилі, хвильове число й показник переломлення на частоті і- го випромінювання; I10 - максимальна інтенсивність у площині перетяжки пучка.

Вираження (1) справедливо при відносно слабкому впливі ефектів самовпливу ($|\beta| \ll b/l$), які приводять до нелінійної зміни величини фазової расстройки. Для опису процесу ГТГ при більш сильному впливі ефектів самовпливу й положення перетяжки пучка поза нелінійним середовищем були використані більш складні вираження, що враховують зміну хвильового фронту взаємодіючих випромінювань (ефекти самофокусування й самодефокусировки) [16]. Для обчислення ефективності перетворення енергії (1) інтегрувалося по поперечних координатах і часу [16, с. 71].

Як відомо, одержання умови фазового узгодження ($\Delta k = 0$) можливо лише у випадку, коли частота генерируемого випромінювання попадає в область аномальної дисперсії середовища. В області $\lambda = 354.7$ nm как C₇₀, так і полиимид 6Б мають нормальну дисперсію. Однак при концентрації C70, використаної в нашому експерименті, оцінена величина параметра α не перевершує 0.05. Т. е. в експерименті фазова расстройка, а також лінійне поглинання C70 не повинні виявляти істотного впливу на процес перетворення частоти. При цьому залежність сигналу гармоніки від концентрації C70 повинна бути близька до квадратичної залежності, що практично спостерігалося в експерименті. При невеликих интенсивностях основного випромінювання залежність сигналу гармоніки від інтенсивності носить кубічний характер (рисунок 1, пунктир). Обчислена на основі даної залежності, нелінійність третього порядку, відповідальна за ГТГ, для плівок з 0.5%C₇₀ склала 9 · 10⁻¹³CGSE.

Раніше исследования по ГТГ минулому проведені в плівках С60 [10,11]. Зрушені значення екситонних переходів молекул С₆₀ и С₇₀ поблизу довжини хвилі ТГ, строго говорячи, не дозволяють порівнювати величини нелінійних восприимчивостей цих середовищ. Відзначимо, що про генерацію гармонік випромінювання Nd :YAG лазера в розчинах і чистих плівках С70 повідомлялося в [11,17] (нелінійні сприйнятливості третього порядку склали відповідно 10^{-13} и 2.6 · 10^{-11} CGSE).

Випливає, що з ростом інтенсивності основного випромінювання ступінь залежності сигналу ТГ від інтенсивності основного випромінювання повинна знижуватися через вплив керровских нелинейностей, відповідальних за зміну переломлення нелінійного середовища частоті показника на основного випромінювання й ТГ у поле основного випромінювання (рисунок 1, суцільна крива). Оцінена величина різниці керровских нелинейностей | $\Delta \gamma_k$ | складе 8·10⁻¹¹CGSE, т. е. нелінійності, відповідальні за ефект самовпливу, перевищують величину нелінійності, відповідальної за ГТГ, майже на два порядки. У цьому випадку відповідно до відомих співвідношень для умов слабкого фокусування в центр нелінійного середовища без використання методів компенсації впливу керровских нелинейностей ефективність перетворення інтенсивності не повинна ~ $1.3 \cdot 10^{-5}$. Таким чином, отримана в нашому експерименті перевишувати величина ефективності перетворення 6 · 10-6 близька до граничної ефективності без використання методів компенсації впливу керровских нелинейностей. При використанні різних методів компенсації (уведення додаткової фазової расстройки, зміна характеру фокусування випромінювання) ефективність перетворення може бути значно підвищена.



Рисунок 3.5. Нормалізоване пропущення як функція положення пластини з полиимидной плівкою, допированной 0.5%-ним С70 у схемі з обмежуючою діафрагмою.[16]

Відзначимо, що зниження ступеня залежності $I_{3\omega}(I_{1\omega})$ с ростом інтенсивності основного випромінювання може бути також обумовлене впливом нелінійного

поглинання. Однак в експерименті ми не виявили помітного нелінійного поглинання в полиимидних плівках, допированних фуллеренами, у дослідженому діапазоні интенсивностей [20, с. 71].

Відзначимо, що можлива й зворотна ситуація, коли для середовищ із позитивним n2 з ростом інтенсивності накачування інтенсивність гармоніки підвищується через компенсацію хвильовий расстройки. Подібна картина може приводити й до створення оптимальних умов фазового узгодження процесу ГТГ.



Рисунок 3.6 Залежність інтенсивності ТГ від положення плівки з 0.5%-ним С70 щодо точки фокусування (Z = 0).[9]

На рисунок 3 показана залежність інтенсивності ТГ від положення плівки з 0.5% С70 щодо точки фокусування (Z = 0). Деяка асиметрія залежності $I_{3\omega}(Z)$, представленої на рисунок 3, може знайти пояснення, якщо врахувати вплив нелінійної добавки до показника переломлення середовища. В області Z зоні, що передує, фокальної плями, самодефокусировка основного випромінювання повинна приводити до зменшення расходимости випромінювання й відповідно до більшої ефективності перетворення в ТГ у порівнянні з аналогічною областю за фокусом. Однак, як випливає из розрахунків, при дослідженому співвідношенні конфокального параметра й довжини нелінійного середовища не повинна спостерігатися сильна асимметричность даної залежності (суцільна крива). З ростом интесивности основного випромінювання дана залежність повинна

уширяться, а при більших интенсивностях повинен з'являтися провал у центральній області, тобто більш вигідним стає положення перетяжки пучка поза межами нелінійного середовища.

Виберемо безрозмірні параметри для системи рівнянь (1): $d_1 = 0.01$, $d_2 = 0.5d_1$, $\gamma_2 = \gamma_3 = \gamma = 1$, $\Delta k_2 = \pi/d_1$, $\Delta k_3 = \pi/d_2$, $A_1(z=0)=1$, $A_2(z=0)=0$, $A_3(z=0)=0$. Загальне число доменов було обрано рівним 10000 (5000 для d1 і 5000 для d2) на початку циклу алгоритму. Результати розрахунків по запропонованому алгоритму,

заснованому на методі Монте-Карло, показані на рисунок 3.7.



Рисунок 3.7 Результати розрахунків по запропонованому методу: (a) результати першого циклу, (b) результати останнього циклу.[18]

Як видно з рисунок 3.7, у першому циклі розрахунків ефективність 3- їй гармоніки практично становить кілька відсотків. Після виконання інших циклів по запропонованому алгоритму ефективність 3- їй гармоніки досягає значення 75%

(ми обмежилися розрахунками на цьому рівні). При цьому алгоритм швидко сходиться [21, с. 86].

Далі ми досліджували динаміку енергообмена між взаємодіючими хвилями для реального випадку експерименту (рисунок 3). Для цього вибрали наступні умови експерименту: кристал ниобат літію, довжина хвилі основного випромінювання λ =1.52 мкм і інтенсивність 1 ГВт/см²,

загальна кількість доменов N=800, взаємодія ее-е (d₃₃=23 nм/B²), т.е. усі взаємодіючі хвилі мали не звичайну поляризацію. (Тут ми можемо обчислити періоди доменов d1~9.07 мкм, d2~ 3.23 мкм для взаємодій і $2\omega=\omega+\omega$ и $3\omega=2\omega+\omega$ відповідно).



Рисунок 3.8. Результати, отримані для реального випадку експерименту в першому (a) і останньому (b). циклі алгоритму: взаємодія її- е, аперіодичний кристал Linbo3.[18]

Отримане, що представлений метод дає гарні результати навіть для реального випадку експерименту. Отримані результати для випадку аперіодично поляризованого кристала ниобата літію показані на рисунок 3. У першому циклі алгоритму (рисунок 3а) значення КПД 3- їй гармоніки становить не більш ~5%. Наприкінці циклу ефективність 3- їй гармоніки досягає величини порядку ~80%.

РОЗДІЛ З. ГЕНЕРАЦІЯ РІЗНИЦЕВОЇ ЧАСТОТИ

Генерація різницевої частоти - генерація світла з частотою, що дорівнює різниці частот двох інших світлових хвиль.

Ефективній нелінійній взаємодії мод близького ИК діапазону в планарних хвилеводах напівпровідникових гетероструктур перешкоджає нормальна дисперсія показника переломлення. Раніше запропоновані методи здійснення фазового синхронізму, засновані на збільшенні швидкості нелінійної поляризації при застосуванні для накачування поперечних короткохвильових мод різного порядку, уповільненні різницевої моди за допомогою впровадженої у хвилевід металевих грат або плазмового хвилеводу на основі легованого напівпровідника, використанні матеріалу хвилеводу зі зниженою дисперсією показника переломлення, а також метод здійснення фазового квазисинхронизма, заснований на сфазированном висновку випромінювання різницевої частоти з поверхні хвилеводу через металеві дифракційні ґрати [19, с. 85].

Основні труднощі для ефективної нелінійної генерації полягає в необхідності виконання умови фазового синхронізму, так через нормальну дисперсію показника переломлення фазова швидкість хвилі нелінійної поляризації виявляється менше фазової швидкості різницевої моди [13, с.65].

У роботі розглянуто один зі способів здійснення квазисинхронизма на основі використання модульованого діелектричного хвилеводу. Аналізувалася лазерна гетероструктура в системі Gaas/Ingap, де область із модуляцією діелектричної проникності була утворена гофрованими шарами Gaas і Ingap поза хвилеводом для хвиль накачування. Результати розрахунків у трехмодовом наближенні представлені на рисунок 4.1, 4.2.



Рисунок 4.1. Просторове розподілення генерації[23]



Рисунок 4.2. Залежність потужності нелінійної енерації.[23]

Положення центрального максимуму моди збігається з положенням активного шару, де збуджується нелінійна поляризація. У порівнянні із планарной структурою потужність різницевої моди зростає майже на порядок, при цьому гофрований хвилевід Gaas/Ingap ефективний до довжин хвиль $\lambda = 20$ мкм.

Схема ВГРЧ, досліджуваного в справжній роботі, представлена на рисунок4.1. Основу обладнання становить двухчастотний напівпровідниковий дисковий лазер (ПДЛ), який називається також двухчастотним лазером з вертикальним зовнішнім резонатором. Генератор включає внутрішній резонатор, утворений брегговским дзеркалом гранню, що й відбиває, структури, зверненої в зовнішній резонатор. Для забезпечення необхідної смуги відбиття брегговское дзеркало виконане у вигляді двухполосного дзеркала (ДПЗ). Обсяг внутрішнього

резонатора заповнений активним середовищем, що полягає із квантових ям (КЯ), розділених бар'єрами. Тому внутрішній резонатор називають також активним дзеркалом. Зовнішній (основний) резонатор утворений ДПЗ із однієї сторони й вихідним сферичним дзеркалом - з іншої. У даному генераторі забезпечується одночасна генерація короткохвильового (з довжиною хвилі 1.98 мкм) і довгохвильового (2.25 мкм) полів (у термінології параметричної взаємодії ці поля прийнято називати випромінюванням накачування й сигналу). Як ми вже відзначали, зовнішній резонатор є загальним для полів накачування й сигналу. Для забезпечення нелінійно-оптичної взаємодії, що супроводжується генерацією випромінювання на різницевій частоті (неодруженого випромінювання), поблизу активного дзеркала (тобто в області, де щільність потужності оптичних полів накачування й сигналу найбільш висока) розміщений нелінійний кристал Gaas, що володіє квазисинхронизмом. Неодружене випромінювання з довжиною хвилі 16.5 мкм не є резонансним, тобто може вільно виходити через зовнішнє дзеркало [25, с. 87].

Обладнання активного лазерного дзеркала ВГРЧ і активного дзеркала звичайного ПДЛ суттєво різняться. По-перше, в активному середовищі ВГРЧ є два кластери (набору) КЯ різного молярного складу (дрібні принаймні Ga0.74In0.26Sb и глубокие Ga0.7In0.3As0.06Sb0.94), призначені для генерації випромінювання накачування й сигналу (рисунок2). Інверсія носіїв у КЯ створюється внаслідок поглинання випромінювання оптичного накачування (первинного накачування) у бар'єрних шарах, що розділяють КЯ. Щоб уникнути конкуренції за носії квантових ям, що належать різним активним областям, ці області відділені від блокингслоем друг друга широкозонним (Al_{0.85}Ga_{0.15}As_{0.068}Sb_{0.932}), перешкоджаючим транспорту носіїв між ними. Іншої відмінною рисою, у порівнянні з обладнанням активної області звичайного (одночастотного) напівпровідникового дискового лазера, є розташування КЯ щодо просторової структури оптичних полів: "довгохвильові" КЯ розташовуються у

вузлах поля короткохвильового випромінювання. При цьому зв'язок оптичних полів внаслідок можливого поглинання цього випромінювання є мінімальної, але кожний з наборів КЯ розташовується в пучностях "свого" поля для забезпечення максимально можливого посилення.



Рисунок 4.3. Схема внутрішнрезонаторного генератора різницевої частоти.[6]



Рисунок 4.4. Енергетична діаграма активного дзеркала ВГРЧ.[6]

Ключовим для побудови математичної моделі є розгляд відбиттів у структурі лазера (рисунок3). Тут r i R - модулі коефіцієнтів відбиття активного й вихідного дзеркал відповідно; rdbm - коефіцієнт відбиття ДПЗ. Нелінійний кристал довжиною Lc, що перебуває поблизу активного дзеркала, показаний на схемі у вигляді затемненої області. Як уже згадувалося при постановці завдання, ми розглядаємо поля усередині активного дзеркала, а вплив зовнішнього резонатора враховується за допомогою багаторазових відбиттів поля. Тоді ефективний коефіцієнт відбиття зовнішньої поверхні активного дзеркала може бути записаний як [35, с. 68]

 $\operatorname{reff} = \underline{A} + \underline{A} - \underline{Aext} +,$

де А⁺ и А⁻ – амплітуди хвиль, що поширюються відповідно в позитивному й негативному напрямках осі z; A_{ext}⁺ – комплексна амплітуда усередині активного дзеркала. При виконанні підсумовування



Рисунок 4.5. Відбиття в структурі ВГРЧ.[6]

A+(t), затримана на час, рівне т обходам резонатора. У двох граничних випадках: при с $\ll 1$ (внаслідок $R_{eff} \ll 1$) и с $\gg 1$ (внаслідок r $\ll 1$, що антиотражающее покритие на активном зеркале) можно ограничиться учетом лишь однократного обхода по внешнему резонатору У першому випадку реалізується модель Ланга - Кобаяши слабкому зв'язку із зовнішнім простором, а в другому - наша модель, коли зв'язок із зовнішнім резонатором сильна.

У формулі (2) величина R_{eff} ураховує внесок як відбиття від зовнішнього дзеркала, так і вплив нелинейнооптического взаємодії в нелінійному кристалі:

Reff1 = -R61 m(f2+f2t)@1 2/

для випромінювання накачування й

Reff2 = +R61 m(f1+f1t)@1 2/

Для сигнального випромінювання. Тут fi відповідає однобічному потоку фотонів поля накачування (i = 1) і сигнального випромінювання (i = 2); величина з індексом t тут i далі ставиться до моменту часу, затриманому на величину t, т. е. f_it = f_i (t – t). Ми вважаємося, що поля накачування й сигналу представлені гауссовими пучками з радіусами w1 i w2; при цьому виявляється, що m =

$$2g/[p(w_1^2 + w_2^2)],$$

де

$$g=n n\underline{32}1 2\underline{Z}n\underline{0}3 d142 dll\underline{L}1 22\underline{c}n'w3.$$
В (5) $Z_0 = 120p$ – імпеданс вільного простору; $n_{1,2,3}$ – показники переломлення нелінійного кристала Gaas для відповідних довжин хвиль; d_{14} – елемент тензора нелінійної сприйнятливості; $l_{1,2}$ – довжини хвиль накачування й сигнального випромінювання; w_3 – енергія фотона неодруженого випромінювання [12, с. 62].

Застосовуючи підхі з урахуванням вищенаведених рівнянь одержимо наступну систему динамічних рівнянь із запізнюванням для досліджуваного ВГРЧ:

Большинство розрахунків було виконано при наступних параметрах обладнання: L = 30 мм, L_c = 5 мм, L_{in} = 5 мкм, l₁ = 1.98 мкм, l₂ = 2.25 мкм, w₁ = w₂ = 80 мкм, w_{pp} = 90 мкм, d₁₄ = 1.0 ′ 10⁻⁴ мкм/B, n₁ » n₂ = 3.335, n₃ = 3.22, T =

0.025, t_r = 2 ′ 10⁻⁹ с, N_t = 1.45 ′ 10¹² см⁻², G_{QW} = 2.0 ′ 10⁻³ [16]. Кожна з активних областей ВГРЧ містила по п'ять КЯ. При проведенні розрахунків ми вважалися, що потужність первинного накачування поглинається в активних областях у рівних частках.

Лінійна стабільність (тобто стійкість щодо малих збурювань) стаціонарного стану (інакше, стану рівноваги динамічної системи) досліджувалася за допомогою пакета програм DDEBIFTOOL. Характеристичне рівняння системи має нескінченне число корінь, більшість із яких можна згрупувати у два набори їх, що полягають, комплексносопряженних пара:

> l(n1 3,) = Re(l(n1)) ! jIm(l(n1)),l(n2 4,) = Re(l(n2)) ! jIm(l(n2)).

Крім того, є рахункове число чисте дійсного корінь, однак їх значення набагато менше по величині, чому дійсні частини корінь із наборів (7). Тому для визначення стійкості це дійсне коріння не мало істотного значення. Уявні частини корінь (7), яке, як відомо, визначають частоту коливань малих відхилень від стану рівноваги, перебувають приблизно в кратному відношенні з межмодовой частотою

биттів, т. е . Іт $(l_n^{(1, 2)}) \gg 2$ рп/t. Останнє співвідношення повністю відповідає висновкам загальної теорії щодо структури корінь характеристичного рівняння для динамічної системи із запізнюванням [18, с. 85].

Проведені розрахунки показали, що в широкій області практично цікавих значень параметрів ВГРЧ і накачування дійсні частини корінь (7) залишаються негативними. Іншими словами, стаціонарне положення динамічної системи (6) є стійким. Це положення є важливим для можливих застосувань ВГРЧ у системах спектроскопії високого дозволу.

Для підтвердження висновку про стійкість стану рівноваги нами проведені розрахунки процесу встановлення стаціонарного стану при значеннях параметрів, наведених вище, і параметра первинного накачування $s_1 = s_2 = 10$. На рисунок4 показана динаміка перехідного процесу для випромінювання накачування й сигналу. При розрахунках ми вважалися, що потужність первинного накачування включається стрибком у момент часу t = 0. Видне, що для підвищення інтенсивності випромінювання до помітних значень необхідний час у кілька десятків часів життя носіїв tr або часів життя фотонів у зовнішньому резонаторі (для ВГРЧ із розглянутими параметрами цей час життя tph " 2L/(ct) = 4tr). 3 рисунок4 також випливає, що встановлення коливань відбувається через слабко загасаючі релаксационние коливання (характерний час загасання ~1000tr). Форма цих коливань складна - на вставці показана виділена ділянка динамічної поведінки, з періодом коливань, приблизно рівним часу обходу t = 0.1 tr. У цілому встановлення рівноважного стану відбувається в результаті загасаючого процесу, який характеризується многомасштабностью характерних часів (є швидкі осцилляции з характерним часом порядку часу обходу резонатора при повільній зміні розмаху цих осцилляций).



Рисунок 4.6 Динаміка випромінювання накачування (1) і сигналу (2) у перехідному режимі ВГРЧ.[6]

Сформульована система швидкісних диференціальних рівнянь із запізнюванням для генератора різницевої частоти, побудованого на основі двухчастотного напівпровідникового дискового лазера. Виконані розрахунки стаціонарного стану (стану рівноваги динамічної системи), його стійкості щодо малих збурювань і динаміки випромінювання в перехідному режимі при включенні випромінювання первинного накачування [24, с. 87].

Показане, що характеристичне рівняння має нескінченна безліч корінь, більшість із яких можуть бути згруповані в комплексно-сполучені пари. Уявні частини корінь, що представляло собою частоти коливань малих відхилень від стану рівноваги, відділені друг від друга частотою межмодових биттів у резонаторі обладнання. Дійсні частини корінь, максимальна з яких визначає час установлення рівноваги, є негативними, тобто стан рівноваги стійкий (принаймні в дослідженій області параметрів). Це важливий висновок для передбачуваного застосування ВГРЧ в обладнаннях спектроскопії.

Перехідна динаміка випромінювання ВГРЧ підтверджує висновки про стійкість стаціонарного стану. Показане, що встановлення коливань до стаціонарного значення відбувається повільно (на масштабі 1000tr), причому характерний час зміни амплітуди коливань на будь-якому виділеному малому інтервалі часу приблизно дорівнює часу обходу резонатора.



Рисунок 4.7. Досліджувані структури: а - виведення випромінювання з торця, b - висновок випромінювання з поверхні (1, 11 - метал; 2, 4, 6, 7, 9 - Gaas; 3, 5, 8, 10 - Іпдар; стрілками зазначений напрямок висновку випромінювання) [17, с.

56].

Для структури з поверхневим висновком випромінювання при тих же параметрах накачування й розмірах випромінювана потужність зростає на порядок і досягає 6 мквт при довжині структури 500 мкм, що відповідає 0.12 мВт/мм2. У залежності потужності від довжини хвилі виявляються широкі області резонансного зростання потужності. Це дозволяє знизити вимоги до точності гофра періоду. При використанні виготовлення заданого джерел, ЩО перебудовуються, це дозволяє змінювати довжину різницевої хвилі в широких межах без перебудови волноводной структури. Провали в резонансних піках обумовлені відсутністю випромінювальних мод у напрямках, відмінних від нормалі до поверхні. При цьому дійсні частини проекцій хвильових векторів у просторі над поверхнею структури $k_{zm0} = qk_0^2 - (k_x + m\beta)^2$ виявляються нульовими у всіх мод, крім моди, випромінюваної перпендикулярно до поверхні, а випромінювання в напрямку нормалі неможливо через те, що нелінійна поляризація перпендикулярна до площини шарів структури.

Відзначимо, що в діапазоні довжин хвиль близько 36 мкм у структурі з діелектричним гофром і поверхневим висновком випромінювання при тій же довжині потужність може досягати порядку 300 мквт, що аналогічно использо ванию металевих ґрат на поверхні хвилеводу. В обоє случах ріст потужності в основному забезпечується резонансним збільшенням нелінійної діелектричної проникності [24, с. 98].

Електромагнітне поле слабке проникає в простір між виступами напівпровідникового матеріалу, що утворює гофр. Залежність вихідної потужності від товщини гофрованого шару має серію максимумів, положення яких пов'язане з утвором стоячих хвиль у виступаючих частинах гофра. Наведений випадок відповідає утвору двох стоячих півхвиль, а зміна структури для одержання однієї або трьох стоячих хвиль приводить до зниження вихідної потужності на 20-30%.



Рисунок 4.8. Залежності потужності нелінійної генерації.[23]

Залежать від довжини хвилі λ для структур з торцевим (a) і поверхневим (b) висновком випромінювання. Період L і товщина d модульованого шару оптимізовані для різних довжин хвиль: L = 12.8-15.0 мкм, d = 3.3-3.9 мкм (криві 1-4); L = 13.0-15.5 мкм, d = 3.1-4.5 мкм (криві 5-8), L = 9.5-9.3 мкм, d = 3.9-1.8 мкм (криві 9-12).Физика и техника полупроводников, 2012, том 46, вип. 1



Рисунок 4.9. Просторовий розподіл модуля напруженості магнітного поля в структурі з поверхневим висновком випромінювання (рисунок 1, b) при довжині хвилі 15 мкм у наближенні 21 гармоніки. Перпендикулярними до осі z лініями сітки показані шари структури, їх нумерація проведена згідно рисунок 1, b.[23]

У даній роботі розвинений метод зв'язаних хвиль стосовно до розрахунків потужності нелінійної генерації в планарних структурах з областями модульованої діелектричної проникності. Проведені розрахунки структур з висновком випромінювання через грань і поверхня. Показане, що при потужності хвиль накачування 10 Вт потужність нелінійного перетворення в діапазоні довжин хвиль 11-24 мкм може становити 0.6 мквт при торцевому висновку й 0.12 мВт/мм2 при висновку випромінювання через поверхню структури.

РОЗДІЛ 4. ПАРАМЕТРИЧНЕ ПОСИЛЕННЯ СВІТЛА

Параметричне посилення світла - посилення вхідного (сигнального) світлового пучка у присутності більш високочастотної хвилі накачування, з одночасним утворенням холостої хвилі.

Параметричне посилення світла - це посилення вхідного (сигнального) світлового пучка в присутності більш високочастотної хвилі накачування в нелінійно-оптичному середовищі з одночасним утвором неодруженої хвилі.

Однак, найчастіше, спектр лазерного випромінювання не попадає в спектральну ширину смуги посилення ні однієї з існуючих підсилювальних середовищ, і, таким чином, його посилення стає неможливим. Також існує проблема контрасту посиленого випромінювання. Тому що у звичайних лазерних середовищах час накачування значно більше тривалості посилюваного лазерного імпульсу, при його посиленні буде підсилюватися й шум за "крильми" розподілу, що у свою чергу вплине на тривалість і якість вихідного посиленого імпульсу.

При цьому хвилю накачування можна подавати в нелінійно-оптичне середовище безпосередньо в той же момент, що й сигнальну хвилю. Це дає можливість забезпечити підсилювальну систему високим контрастом [32, с. 97].

Також варто відзначити, що при параметричному посиленні досягається досить великий коефіцієнт підсилення на прохід (~104), що також робить цей спосіб посилення ефективним.

Явище параметричного посилення світла було теоретично передвіщене в 1962 р. Кроллом, Ахмановим і Хохловим, Кінгстоном і ін. Експериментально його спостерігали в 1965 р. Ванг і Рейсетт, Ахманов, Джордмейн і Міллер і ін. Було виявлено, що в основі цього явища лежить вплив оптичного середовища з нелінійними властивостями (наприклад, кристалів KDP або Linbo3), яка збуджується потужною світловою хвилею, називаною хвилею накачування, на дві або більше число світлових хвиль при їхнім поширенні в цім середовищі. При параметричному порушенні інтенсивний світловий пучок викликає модуляцію параметрів, що визначають розвиток інших зв'язаних коливань у системі. У цьому процесі правило суперпозиції коливань не виконується.

Описується модель оптичного параметричного посилення в одномодовом волокні з одиночним накачуванням поблизу нульової дисперсії световода, яка дозволяє чисельно аналізувати залежність спектра посилення від дисперсійних параметрів световода. Моделювання оптичного параметричного посилення у волокні показало, що ширина смуги параметричного посилення дуже чутлива до відбудування довжини хвилі накачування λp від довжини хвилі нульової дисперсії $\lambda 0$. На рисунок 1 представлені змодельовані спектри посилення у волокні (100 метрів, градиентний профіль, коефіцієнт нелінійності $\gamma=11$ (Вт*км)-1) з накачуванням 2 Вт при різних відбудуваннях λ_p от λ_0 с кроком відбудування 0.5 нм. [12, .c 65]



Рисунок 5.1. Змодельовані спектри посилення в 100 м. световода з γ=11 (Вт*км)-1 і потужністю накачування 2 Вт при різних відбудуваннях λp-λ0 із кроком 0.5 нм. Самий широкий спектр заштрихований.[23]

Крім того, виходячи з результатів моделювання, визначені вимоги до параметрів джерела накачування параметричного посилення. Тому що спектр посилення сильно залежить від відбудування накачування від довжини хвилі нульової дисперсії волокна, джерело повинен бути, що перебудовуються й узкополосним.

Вперше запропоновано використовувати в моделюванні параметричного посилення дані про варіації зовнішнього діаметра световода, записані при виготовленні световода. Варіації дисперсії внаслідок коливань зовнішнього діаметра волокна значно звужують ширину синхронізму параметричного посилення. Моделювання показало, що у високонелинейном световоде, в 100-метровому відрізку якого в ідеальному випадку ширина синхронізму перевищує 120 нм, при варіаціях зовнішнього діаметра 0.2мкм ширина синхронізму звужується більш ніж в 2.5 рази. Отже, необхідно враховувати варіації діаметра волокна при моделюванні посилення [11, с. 80].

За допомогою чисельного моделювання минулого проведені оцінки потенційного спектра посилення при типових варіаціях діаметра световода залежно від форми профілю показника переломлення волокна. Обраний градиентний профіль високолегованої заготовки з $\Delta n \approx 0.035$, световод з якої повинен мати значення нульової дисперсії близьке до 1.55 мкм, довжину хвилі відсічення коротше 1.45 мкм і в якому потенційно можна одержати найбільш широку смугу посилення.



Рисунок 5.2. Схема установки по виміру параметричного посилення: 1) лазер накачування - Ег волоконний, що перебудовується лазер безперервного випромінювання 1544-1570 нм, вихідна потужність до 2.5 Вт, 2) джерело сигналу, що перебудовується напівпровідниковий лазер 1480-1580 нм, потужність до 5 мВт, 3) оптичний ізолятор, 4) контролер поляризації, 5) волоконний ответвитель 99/1, 6) додатковий контрольний вихід для контролю вхідних параметрів накачування й сигналу, 7) тестируемий световод, 8) оптичний спектроанализатор, вимірник оптичної потужності, 9) ЕОМ.[17]

У даній установці є можливість знаходити оптимальне значення довжини хвилі накачування конкретного зразка досліджуваного световода, при якому досягається максимально широка спектральна смуга параметричного посилення за допомогою перебудови довжини хвилі накачування й, як наслідок, зміни відбудування довжини хвилі накачування від довжини хвилі нульової дисперсії.

Самий широкий спектр параметричного посилення вдалося одержати у световоде із градиентним профілем, виготовленому із заготовки при температурі 19400С и швидкості витяжки 60 м/хв. Ефективна площа моди цього волокна 10.5 мкм2, коефіцієнт нелінійності γ 12 (Вт км)⁻¹ і нахил кривої дисперсії в нульовому її значенні (в λ_0) +0.0197 пс/(нм² км).

При накачуванні відрізка 820 м цього световода безперервним випромінюванням 540 мВт на довжині хвилі 1553.9 нм удалося одержати профіль спектра параметричного посилення із шириною 50 нм за рівнем 10 дб (рисунок 3а).



Рисунок 5.3. Спектр параметричного посилення сигналу у відрізку световода довжиною 820 м з накачуванням 540 мВт (рисунок а) і у відрізку довжиною 150 м з накачуванням 1.3 Вт (рисунок б). Чорні круглі точки - обмірюване посилення

сигналу, сірі квадратні точки - модельований спектр посилення.

Після укорочування довжини световода до 150 м і відповідного підняття потужності оптичного накачування до 1.3 Вт с метою забезпечення величини посилення не менш 10 дб ширина спектра досяглася більш 60 нм. Відповідний профіль посилення представлено на рисунок 5.4. [31, .c 70]

Досягнута смуга параметричного посилення оптичного сигналу вдвічі перевершує типову смугу посилення ербиевого підсилювача.

Показане успішне використання як накачування для оптичного параметричного посилення, що перебудовується ербиевого волоконного лазера безперервного випромінювання.

Резонатор на довжині хвилі 1515 нм сформований глухий (>20 дб) і напівпрозорої (коефіцієнт відбиття 3 дб) ґратами. Випромінювання накачування використовується в однопрохідному режимі. Воно вводиться в резонатор з боку глухих ґрат. Вихідне випромінювання параметричного лазера являє собою

сукупність сигнального випромінювання з довжиною хвилі 1515 нм, неодруженої хвилі з довжиною хвилі 1602 нм і залишкового випромінювання накачування. Спектр вихідного випромінювання представлений на рисунок ба. При оптичній потужності накачування усередині високонелинейного волокна 1.9 Вт на виході було отримано 3 мВт на довжині хвилі 1515 нм і 6 мВт на 1602 нм.

З метою підняття ефективності генерації вихідного сигналу на 1515 нм була реалізована схема, зображена на рисунок 5. До схеми однорезонаторного двухволнового параметричного лазера був доданий другий глухий резонатор, який замикав неодружену хвилю на 1602 нм у резонаторі. Спектр вихідного випромінювання двухрезонаторного параметричного лазера наведений на рисунок 5.4.



Рисунок 5.4. Оптичний спектр інтегрального вихідного випромінювання однорезонаторного параметричного лазера (а) і двухрезонаторного параметричного лазера (б). Вставка в правому верхньому куті рисунок (б) - форма спектра лінії генерації в лінійному масштабі.[17]

Ширина спектральної лінії сигналу збігається із шириною лінії глухий Брегговской ґрат і становить близько 0.1 нм. У двухрезонаторной схемі параметричного лазера вдалося одержати на виході 25 мВт на довжині хвилі 1515 нм при накачуванні безперервним випромінюванням з потужністю 1.5 Вт на довжині хвилі 1557 нм, нахил кривої ефективності генерації становить 8%. Таким чином, показана можливість створення нового типу волоконних лазерів безперервного випромінювання з довжиною хвилі генерації як коротше, так і довше хвилі випромінювання накачування в будь-якій спектральній області, у якій можна забезпечити фазовий синхронізм оптичного параметричного посилення за допомогою проектування структури световода з необхідною дисперсією.

Для ефективного нелінійного перетворення частот необхідно, насамперед, забезпечити близький до нуля коефіцієнт дисперсії другого порядку [1]. Так званий фотонно- кристалічний хвилевід (ФКВ) зі сверхплоским профілем дисперсії може бути використаний для генерації суперконтинууму в телекомунікаційному вікні. Регулюючи умови синхронізму, для параметричного перетворення частоти можна створити широкий і плоский суперконтинуум, який перебуває в інтервалі від 500 до 1750 нм за допомогою субнаносекундних джерел накачування. Ще одне можливе застосування параметричних ефектів в оптичних волокнах - це виготовлення волоконно- оптичних параметричних підсилювачів для телекомунікаційних систем. Для цієї мети необхідно забезпечити досить рівномірне посилення в околиці 1550 нм. У результаті досліджень був представлений параметричний підсилювач, що використовує широкосмугове волокно діаметром 200 нм із високою нелінійністю. Для того щоб згладити посилення без використання фільтрів, використовують як мультисегментние, так і параметричні підсилювачі з подвійним накачуванням.

Висока нелінійність дозволяє створити параметричний підсилювач за допомогою короткого відрізка волокна. Використання невеликих відрізків волокна дозволяє уникнути сильного загасання оптичного сигналу, оскільки оптичне скло має досить сильні втрати. Наприклад, втрати в склі при розрахунках використовувалася векторна чисельна модель, заснована на методі плоских хвиль для супергнізда [7]. На рисунок 1 наведена схема гнізда. Центральна область формує дефект із високим показником переломлення. Постійна поширення β [1] основної моди розраховується з векторних рівнянь Максвелла для магнітного поля [11]. На рисунок 2, а показані результати розрахунків коефіцієнтів дисперсії 2- го, 3- го й 4- го порядків. Коефіцієнт β2 пов'язаний з дисперсійним параметром [18, с. 78]

D (пс нм-·нм-1·км-1) по формулі

 $D = -\omega^2 \beta_2(\omega)/(2\pi c),$

де с – швидкість світла.

На рисунок 2, б показана залежність ефективного коефіцієнта нелінійності від довжини хвилі:

 $\gamma(s) = \omega n_2/(cA_{eff}(s)),$

де нелінійний показник переломлення скла TF10 n2 = 2.2×10-19 м2 B-B-1, а Aeff - ефективна площа основної моди [16, с. 86].



Рисунок 5.5. Дисперсійні характеристики волокна: а – $\beta_m = d_m \beta / d\omega_m | \omega = \omega_p$; б – нелінійний коефіцієнт у залежно від довжини хвилі. $\Lambda = 1.0498$ мкм, $R_1 = = 0.174$ мкм, $R_2 = 0.406$ мкм[17]

На відміну від розкладання β(ω, s) в ряд Тейлора, формула (7) забезпечує кращу апроксимацію в широкому діапазоні частот.

Параметричне посилення можливе при виконанні умов фазового синхронізму між хвилею накачування й сигнальною хвилею. На рисунок 3, а й 3, б показана фазова расстройка й відповідна величина посилення слабкого сигналу. Довжина хвилі випромінювання накачування $\lambda p = 1.55$ мкм. Зміна масштабного фактора для рисунок 3 становило величину 1%. Незважаючи на зміну масштабних розмірів, посилення залишається ненульовим у діапазоні довжин хвиль 1.4 мкм $<\lambda < 1.7$ мкм. Для s = 1.0175 смуга посилення стає широкою. Однак діапазон зміни геометричних розмірів волокна, при якому можливе посилення в районі $\lambda = 1.2$ мкм і $\lambda = 2.15$ мкм, досить малий. У розглянутих режимах дисперсія групової швидкості залишається аномальної. Зі збільшенням множника s від 1.015 до 1.025 коефіцієнт дисперсії 2-го порядку на довжині хвилі накачування $\beta_2(\lambda_p)$ зменшується від -0.08 пс² /км до -0.8 пс² /км. [26, с. 97]

На основі моделювання параметричного посилення у ФКВ із оптичного скла шляхом добору періоду структури й радіусів отворів мінімізоване значення дисперсії 4- го порядку в діапазоні 0.4 мкм - 1.6 мкм. Для розширення спектрального діапазону параметричного посилення запропоновано використовувати структуру, що має центральний ряд повітряних отворів зі зменшеним діаметром. ФКВ із оптимізованими параметрами дозволяє підсилювати оптичні сигнали на довжинах хвиль 1.2-2.1 мкм.

РОЗДІЛ 5. ПАРАМЕТРИЧНА ОСЦИЛЯЦІЯ

Параметрична осциляція - генерація сигнальної та холостої хвилі з використанням параметричного підсилювача в резонаторі (без вхідного пучка).

Параметричний осциллятор - осциллятор, параметри якого можуть змінюватися в певній області.

Параметричний осциллятор належить до класу незамкнутих коливальних систем, у яких зовнішній вплив зводиться до зміни в часі її параметрів. Зміни параметрів, наприклад, власної частоти коливань ω або коефіцієнта загасання β, приводить до зміни динаміки всієї системи [31, .c 50].

Усім відомий приклад параметричного осциллятора -- це дитина на гойдалці висота, що де періодично змінюється, центру маси означає періодична зміна моменту інерції, що приводить до збільшення амплітуди коливань гойдалку. Іншим прикладом механічного параметричного осциллятора служить фізичний маятник, точка підвісу якого робить заданий періодичний рух у вертикальному напрямку, або математичний маятник, довжина нитки якого може періодично змінюватися.

Широко використовуваним на практиці прикладом параметричного осциллятора може служити використовуваний у багатьох областях параметричний генератор. Періодична зміна ємності діода за допомогою спеціальної схеми, називаної "насосом", приводить ДО класичних коливань варакторного параметричного генератора. Параметричні генератори були розроблені в якості малошумящих підсилювачів, які особливо ефективні в радіо- і мікрохвильовому діапазоні частот. Оскільки в них періодично змінюються не активні (омічні), а реактивні опори, теплові шуми в таких генераторах мінімальні. У Свч- Електроніці хвилевід / ИАГ на основі параметричного осциллятора діє в такий же спосіб. Для того, щоб у системі збудити параметричні коливання, конструктори періодично змінюють параметр системи. Ще одним класом приладів, що часто використовують метод параметричних коливань, є перетворювачі частоти, зокрема, перетворювачі від аудио до радіочастот. Наприклад, оптичний параметричний генератор перетворить вхідну хвилю лазера у дві вихідні хвилі більш низької частоти (ωs, ωi). З параметричним осциллятором тісно зв'язане поняття параметричного резонансу.

В умовах сильного зв'язку екситонная й фотонна моди розштовхуються й виникають верхня й нижня мікрорезонаторні поляритонние моди. Екситонная компонента поляритона відповідає за ефективне поляритон- поляритонное взаємодія, завдяки чому вони можуть розсіюватися друг на другу, а фотонний компонент обусловливает його малу ефективну масу. Непараболичность нижньої поляритонной галузі допускає виникнення параметричного процесу, у результаті якого два поляритона накачування розсіюються в сигнальну й неодружену моди зі збереженням енергії й імпульсу. Тому величезний інтерес викликає поляритон-поляритонное розсіювання, завдяки якому екситон- поляритонная система демонструє сильно нелінійні властивості [14, с. 157].

Такі нелінійності були виявлені в спектрах люмінесценції мікрорезонаторів при резонансному порушенні нижньої поляритонной галузі, які пояснювалися четирехволновим змішанням або параметричним розсіюванням фотозбуджених поляритонов накачування в сигнальну й неодружену моди. Експериментально ідентифіковано два механізми нелінійності - поляритонное параметричне розсіювання і блакитне зрушення поляритонной дисперсії. З використанням ритрprobe- методу в уперше спостерігалося параметричне посилення в мікрорезонаторі при порушенні нижньої поляритонной галузі пикосекундним імпульсом накачування під кутом падіння 16.5°. Після порушення (з невеликою затримкою) нижньої поляритонной галузі додатково слабким пробним імпульсом, що падали нормально, виявилося, що цей імпульс у відбитті підсилювався більш ніж в 70 раз. При цьому з'являлася також неодружена мода під кутом в 35°. Саме для цих кутів виконувалися резонансні умови.

Ця залежність інтерпретується з використанням псевдоспиновой моделі в рамках квазиклассического формалізму, де параметричне розсіювання описується як резонансне четирехволновое змішання.

Наявність двох різних пучків накачування дає більші можливості для генерації сигнального й неодруженого пучків з наперед заданими властивостями. Тому далі будемо вважати, що обоє пучка накачування різняться по амплітуді (інтенсивності), однак енергії фотонів різняться слабко. У цьому випадку можливі додаткові режими, наприклад режим заданої щільності фотонів одного з пучків. Розглядаємо ситуацію на часах порядку або менших часу релаксації порушень середовища.

Мікрорезонатор забезпечує просторове обмеження області існування поляритонов, які взаємно перетворюються друг у друга. Квантова яма, у якій брегговскую виникають поляритони, вставляється В структуру, яка характеризусться певним пропущенням, відбиттям і втратами [28,с. 27]. Особливості еволюції системи будуть проявлятися в генерації або вторинних субимпульсов, або періодичного випромінювання на частотах екситонполяритонов.



Рисунок 5.1. Енергії поляритонов верхньої й нижньої галузей (ω±). Дисперсія власних частот мікрорезонатора ω_{cav} і екситону ω_{ex}. Два поляритона накачування розсіюються в сигнальну й неодружену моди.[13]

Нижче розглядаємо ситуацію, коли поляритони збуджуються на нижній галузях закону дисперсії під магічним" кутом. Процес параметричного розсіювання двох поляритонов накачування в сигнальну й неодружену моди описується гамильтонианом виду

де ω_{p1} , ω_{p2} , ω_s и ω_i — власні частоти поляритонов накачування, сигнальної й неодружений мод відповідно, a_{p1}° , a_{p2}° , a_s° , a_i — оператори знищення поляритонов, μ - константа параметричної поляритон- поляритонной конверсії. Використовуючи (1), легко одержати систему гайзенберговских рівнянь для операторів a_{p1}° , a_{p2}° , a_s° , a_i . Усредняя цю систему рівнянь і використовуючи наближення середнього поля (mean field approximation), в умовах точного резонансу ($\omega_{p1} + \omega_{p2} - \omega_s - \omega_i = 0$) для комплексних амплітуд поляритонов $a_{p1} = ha_{p1}^{\circ}i$, $a_{p2} = ha_{p2}^{\circ}i$, $a_s = ha_s^{\circ}i$ и $a_i = ha_i^{\circ}i$ можна одержати наступну систему нелінійних еволюційних рівнянь: ia p1 = $\mu a p2asai$, ia p2 = $\mu a p1asai$,

$$ia_{s} = \mu a_{p1} a_{p2} a_{i}^{*}$$
, $ia_{i} = \mu a_{p1} a_{p2} a_{s}^{*}$.

Рисунок 5.2. Залежність потенційної енергії W від нормованої щільності поляритонов накачування Np1 при різних співвідношеннях між початковими плотностями поляритонов : (a) N_{p01} > N_{p02}, (b) N_{p01} < N_{p02}, (c) N_{p01} = N_{p02}, (d) N_{p01} =

$$N_{p02}$$

и Ns0 = Ni0.

Розв'язку рівнянь (2) шукаємо у вигляді a p1 = Ap1 exp(i ϕ p1), a p2 = Ap2 exp(i ϕ p2), a_s = A_s exp(i ϕ s), a_i = A_i exp(i ϕ i),

де A_{p1}, A_{p2}, A_s, A_i и ϕ_{p1} , ϕ_{p2} , ϕ_s , ϕ_i — дійсні амплітуди й фази відповідних поляритонних станів. У результаті для амплітуд і різниці фаз $\theta = \phi_{p1} + \phi_{p2} - \phi_s - \phi_i$ одержуємо систему нелінійних еволюційних рівнянь:

$$A_{p1}^{\prime} = A_{p2}^{\prime} =$$

$$-\mu A_{p2} A_{s} A_{i} \sin \theta, -\mu A_{p1} A_{s} A_{i} \sin \theta,$$

$$A_{s}^{\prime} = A_{i}^{\prime} =$$

$$\mu A_{p1} A_{p2} A_{i} \sin \theta, \ \mu A_{p1} A_{p2} A_{s} \sin \theta,$$

$$\left(\frac{A_{p1} A_{p2} A_{i}}{A_{s}} + \frac{A_{p1} A_{p2} A_{s}}{A_{i}} - \frac{A_{p1} A_{s} A_{i}}{A_{p2}} - \frac{A_{p2} A_{s} A_{i}}{A_{p1}}\right) \cos \theta.$$

$$\theta^{\prime} = \mu \qquad (3)$$

Систему рівнянь (3) доповнимо початковими умовами $A_{p1}|_t=0 = Ap0_1$, $A_{p2}|_t=0 = Ap0_2$, $A_s|_t=0 = As0$, $A_i|_t=0 = Ai0$ и $\theta|_t=0 = \theta 0$.

3 (3) легко одержати наступні інтеграли руху:

$$\mathbf{A}_{p_1}^2 - A_{p_2}^2 = A_{p0_1}^2 - A_{p0_2}^2 \mathbf{A}_s^2 - A_i^2 = A_{s0}^2 - A_{i0}^2.$$
$$\mathbf{A}_{p_1}^2 + A_s^2 = A_{p0_1}^2 + A_{s0}^2 \mathbf{A}_{p_2}^2 + A_i^2 = A_{p0_2}^2 + A_{i0}^2,$$

Уводячи далі щільностіполяритонов $N_{p1} = A_{p1}^2$,

 $N_{p2} = A_{p2}^2$, $N_s = A_s^2$, $N_i = A_i^2$ и використовуючи отримані інтеграли руху, систему рівнянь (4) можна привести до одному нелінійному диференціальному рівнянню, що описує тимчасову еволюцію щільності поляритонов накачування N_{p1} :

$$N^{2}{}_{p1} + W(N_{p1}) = E_0,$$

де

 $W(Np1) = -Np1(Np02 - Np01 + Np1) \times (Ns0 + Np01 - Np1)(Ni0 + Np01 - Np1),$ (6)

$$E0 = Np01Np02Ns0Ni0 \cos 2 \theta 0.$$

Тут $W(N_{p1})$ відіграє роль потенційної енергії, $N^{2}{}_{p1}$ — кінетичної енергії, E_0 — сповненої енергії нелінійного осциллятора.

На рисунок 5.2 представлений графік залежності потенційної енергії нелінійного осциллятора от N_{p1} при різних співвідношеннях між початковими плотностями поляритонов. Видне, що при $N_{p01} = 6 N_{p02}$ (рисунок 2, a, b) має місце періодична еволюція плотностей поляритонов, що й підтверджує вихідне припущення про характер еволюції системи під дією двох різних пучків накачування. При $N_{p01} = N_{p02}$ и $E_0 = 0$ еволюція системи є аперіодичною. Те ж саме має місце при додатковій умові $N_{s0} = N_{i0}$ (рисунок 2, d).

Використання двох накачек відкриває додаткові можливості при дослідженні особливостей динаміки поляритонов шляхом істотного збільшення інтенсивності однієї з накачек у порівнянні з іншої. Видне, що при $N_{p02} > N_{p01}$ и $E_0 = 0$ (рисунок 2, b) точка, що зображує, може переміщатися між двома точками повороту класичної траєкторії $N_{p1} = 0$ и $N_{p1} = N_{p01} + N_{i0}$, які є коріннями рівняння W(Np1) = 0. Отже, тимчасова еволюція щільності поляритонов Np1(t) буде являти собою нелінійні періодичні коливання. При $N_{p02} = N_{p01}$ (рисунок 2, с) лівий максимум потенційної енергії зміщається в точку $N_{p1} = 0$ и рівняння $W(N_{p1}) = 0$ має дворазово вирожденний корінь $N_{p1} = 0$. [24, с. 76]

Розглянемо спочатку простий (і наочний) режим еволюції системи в наближенні заданої щільності поляритонов одному з компонентів накачування, наприклад,



Рисунок 5. 3. Тимчасова еволюція нормованої щільності поляритонов накачування Np1/Np01 залежно від відношення початкових концентрацій N_{s0}/N_{p01} , де $t_0 = _N^{\mu} p0^{t}1$, при (a) $N_{p01} = 6$ 0, $N_{p02}/N_{p01} = 3.5$ и $N_{i0}/N_{p01} = 0.05$; (c) $N_{p01} = 0$, $N_{i0}/N_{p02} = 0.02$. (b) [23]

Період коливань Т залежно від відношення початкових концентрацій N_{p02}/N_{p01} .

Звідси видне, що щільність поляритонов накачування Np02 осциллирует у часі з амплітудою А і періодом Т, рівними

A = Np01 + Ni0,

$$\Gamma = 2K(k) / \left(\mu \sqrt{N_{p0_2}(N_{p0_1} + N_{s0})} \right)$$

Видне, що на більших часах обоє розв'язку поводяться однаково. Таким чином, у цьому випадку одержуємо аперіодичний режим еволюції, що зводиться до того, що всі поляритони накачування перетворюються в поляритони сигнальної й неодружений мод. Швидкість зміни щільності поляритонов визначається їхньою початковою концентрацією.

Таким чином, при накачуванні нижньої поляритонной галузі у дві близьких точках можливий переважно періодичний процес перетворення пари поляритонов

накачування в поляритони сигнальної й неодружений мод. Амплітуда й період коливань щільності поляритонов визначаються початковими умовами. Більша з на-' чальних плотностей поляритонов накачування визначає період коливань, а менша - амплітуду. Таким чином, уведення двох незалежні накачек приводить до збільшення ступенів волі системи. У свою чергу, це приводить до можливості введення двох різних наближень заданої щільності поляритонов накачування й до введення, загалом кажучи, процесів трехволнового, а не четирехволнового взаємодій, а також до більш гнучкого керування динамікою параметричних осцилляций за допомогою двох накачек N_{p01} и N_{p02} . Необхідно відзначити, що при накачуванні нижньої поляритонной галузі в одній точках кривої дисперсії в умовах точного резонансу при початковій різниці фаз, рівної $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$, спостерігався тільки аперіодичний режим еволюції перетворення пари поляритонов накачування в поляритони сигнальної.

РОЗДІЛ 6. ПАРАМЕТРИЧНА ГЕНЕРАЦІЯ СВІТЛА

Параметрична генерація світла подібна до параметричної осциляції, проте резонатор відсутня. Замість нього використовується сильне посилення світла.

Ці співвідношення вказують, що за рахунок взаємодії хвиль на частотах виникає перевипромінювання на частоті а за рахунок взаємодії хвиль на частотах перевипромінювання на частоті.

Аналогічно генерації другої гармоніки для ефективної взаємодії хвилі нелінійної поляризації зі світловою хвилею цієї частоти ш1 необхідно, щоб фазове зрушення між ними зберігався з відстанню z. Відзначимо, що отримані раніше співвідношення можна розглядати як окремий випадок більш загальних співвідношень. Якщо умова синхронізму виконана, то енергія хвилі накачування ефективно передається хвилям із частотами ш1 і со2t які підсилюються в нелінійному середовищі [35, .c 76].

Цей процес аналогічний процесу параметричного перетворення частоти в радіотехніку й в оптику називається параметричним перетворенням оптичного випромінювання. Але на відміну від радіодіапазону параметричне перетворення в оптику носить хвильовий характер. тому крім звичайної "частотної" настроювання вимагає відповідної "хвильової" настроювання.

Істотним є те, що в оптику всі нелінійні ефекти розбудовуються не тільки в часі, але й у просторі. Оскільки нелінійне середовище за рахунок параметричного перетворення здатна підсилювати випромінювання на частотах уводячи позитивний зворотний зв'язок шляхом приміщення кристала в оптичний резонатор, можна одержати генерацію світла на цих частотах.

Принцип дії параметричного генератора полягає в наступному. Нелінійний кристал поміщають в оптичний резонатор, створюваний дзеркалами. На кристал діє потужна електромагнітна хвиля накачування на частоті, що поширюється уздовж оптичної осі резонатора ОО. У результаті параметричного перетворення з

перевищенням посилення над втратами (при виконанні умов саме порушення) у резонаторі виникає генерація на частотах.

Початкові сигнали обумовлені власними (шумами) на частотах завжди присутніми в системі. Важливо те, що частоту генерації в параметричному генераторі світла можна плавно змінювати в широких межах. Для перебудови частоти Генерації параметричного генератора в принципі придатні Будь-які ефекти, що приводять до зміни оптичної індикатриси й напрямків синхронізму. Крім повороту кристала можлива температурна перебудова.

Можна також використовувати електрооптичні й фотопружні ефекти. Оскільки ефективне перетворення відбувається лише Я потужному монохроматичному світловому потоці, накачування параметричних генераторів звичайно здійснюється лазерним випромінюванням. КПД перетворення досягає 10%. У якості нелінійних середовищ можуть служити ті ж кристали, що й для генерації Гармонік [, .c 75].

Генерація гармонік і умова фазового синхронізму: Розглянемо для визначеності генерацію другої гармоніки. Потужне лазерне випромінювання на частоті проходячи через фільтр, надходить на нелінійний оптичний елемент, у якості якого можуть бути використані різні діелектричні кристали.

У звичайних випадках умова не вдається виконати дисперсії показника переломлення світла в речовині. Умова хвильового синхронізму можна виконати в анізотропному кристалі, використовуючи взаємодію хвиль із різною поляризацією. Розглянемо одноосьовий кристал, у якому спостерігається подвійна променезаломлюваність у такому кристалі показник Переломлення, а отже, фазова швидкість хвилі залежать Не тільки від частоти з, але й від поляризації.

В одноосьовому кристалі для звичайної хвилі показник переломлення л0 не залежить від напрямку поширення. При цьому внаслідок дисперсії. Важливим є те, що перетин поверхні показнику переломлення для незвичайної хвилі на частоті перетинає перетин поверхні показника переломлення для звичайної хвилі на частоті.

Це означає, що для випромінювання напрямку, що поширюється уздовж, ОА, що становить кут у з оптичною віссю кристала, фазова швидкість для звичайної хвилі на частоті а) дорівнює фазової швидкості для незвичайної хвилі на частоті 2ш. Цей напрямок називаєте напрямком фазового (хвильового) синхронізму. Очевидно, в одноосьовому кристалі сукупність таких напрямків утворюємо конус із вершиною в точках 0 і кутом розчину в.

Таким чином, умова фазового синхронізму може бути реалізоване в одноосьовому кристалі для хвиль різної поляризації, що поширюються уздовж певних напрямків стосовно оптичної осі кристала. Зокрема для оптично негативного кристала вихідна збудлива хвиля на частоті з повинна бути поляризована перпендикулярно оптичної осі кристала, а генерируемая хвиль.! на подвоєній частоті 2w буде мати поляризацію паралеллю оптичної осі [23, .c 80].

При дотриманні цих умов інтенсивність другої гармоніки для напрямку, що збігається з напрямком хвильовий синхронізму, буде визначатися. Укажемо також, що показники зопрівало мления для звичайної й незвичайної хвиль можуть мати різні температурні залежності, тому умова хвильового синхронізму в ряді кристалів може бути виконано лити в обмеженому температурному інтервалі.

Завдяки виконанню умови хвильового синхронізму вже в цей час у кристалах досягнуться коефіцієнт перетворення лазерного випромінювання в другу гармоніку більш 50%. Уикористовуючи нелінійності більш високого порядку, можна одержати випромінювання на третьої, четвертої і т.д. гармоніках, тобто здійснити ефективне перетворення (множення) частоти Лазерного випромінювання.

Найпростіше наближення полягає в зневазі виснаженням накачування. Це так зване наближення заданого накачування. Однак воно занадто грубе. При цьому передбачалося, що й амплітуда накачування, і амплітуда генерируемих пучків світла змінюються лінійно по довжині нелінійного кристала. Це дозволило одержати більш точний рішення і вдалося уникнути порушення закону збереження енергії.



Рисунок 6.1. Народження фотонної пари в нелінійному кристалі

Подальші дослідження особливостей генерації світла в резонаторі привели нас до висновку, що аналітичний рішення можна одержати й у результаті більш м'якого припущення про тільки лише лінійну зміну амплітуди накачування. Це припущення підтверджується нашими численними чисельними експериментами. Точність аналітичного наближення при цьому виявляється суттєво вище. Ці результати обговорюються в справжній роботі.

Параметрична взаємодія світла в нелінійному кристалі являє собою процес народження фотонних пар у середовищі із квадратичною нелінійністю під дією фотонів накачування. У цьому беруть участь три хвилі: сигнальна (s), неодружена (i) хвилі й хвиля накачування (p), частоти яких зв'язані співвідношенням: $\omega_p = \omega_s$ + ω_i .

Вихідна система диференціальних рівнянь параметричної взаємодії виглядає в такий спосіб [10, с. 468, 469]:

$$\begin{cases} \left(\frac{1}{u_s}\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} + \alpha_s\right)_{As} = \beta 1 A p A i, \\ \left(\frac{1}{u_i}\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} + \alpha_i\right)_{Ai} = \beta_2 A_p A_s, \quad (1) \end{cases}$$

$$\int \frac{A_p}{\partial z} = -\beta_{pA_sA_i}$$

де A — комплексні амплітуди сигнальної (s), (i) хвиль і хвилі накачування (p), α - коефіцієнти втрат, β - коефіцієнти нелінійного зв'язку, u - групові швидкості, z поздовжня оптична вісь, уздовж якої поширюються пучки.

Третє рівняння системи (1) записане для монохроматичного накачування й з обліком того, що виснаження її відбувається в основному за рахунок нелінійної взаємодії, а не диссипативних втрат.

У резонаторі цю систему диференціальних рівнянь треба вирішувати з урахуванням відбиття на дзеркалах: A(z=0;t) = rA(L;t-T), (2) де L — повна довжина обходу резонатора, T - час повного обходу резонатора, r - амплітудний коефіцієнт відбиття вихідного дзеркала. Коефіцієнти відбиття інших дзеркал уважаємо рівними одиниці [19, с. 36].

Спростимо вихідну систему (1) у такий спосіб. Будемо розглядати стаціонарний випадок режиму, що встановився, коллинеарного взаємодії всіх трьох плоских хвиль, що поширюються уздовж осі z, а також урахуємо симетричність сигнальної й неодружений хвиль при рівності коефіцієнтів втрат $\alpha s = \alpha i$ й нелінійному зв'язку $\beta 1 = \beta 2$. Тоді перші два рівняння системи (6.1) виявляються ідентичними. Таким чином,

 $\{dA=(\beta-A_p-\alpha)Adz,$

 $dA_p \!=\! 2\beta A^2 \, dz.$

Поділимо друге рівняння системи на перше й розділимо змінні:

 $2\beta AdA = (\alpha - \beta A_p)dA_p.$

Перед експонентою, строго говорячи, треба писати ± через наявність модуля, але рішення зі знаком "мінус" для режимів генерації світла в резонаторі не підходить.

Відзначимо, що аналогічний аналітичний рішення був отриманий в [18], але без обліку втрат α.

Перейдемо тепер до опису параметричної взаємодії в резонаторі.

Розглянемо для почала випадок подвійного резонансу (рисунок 6.2), коли резонують тільки сигнальна



Рисунок 6.2. Двухрезонаторная схема взаємодії: накачування проходить через дзеркала без відбиття, на відміну від сигнальної хвилі, а накачування безперешкодно проходить через дзеркала на відміну від сигнальної й

неодружений хвиль.

При цьому потрібно враховувати граничні умови відбиття на дзеркалах : A₀ = rA_L. Ефектом запізнювання можна зневажити, оскільки розглядається стаціонарний випадок ідеально точного резонансу монохроматичних хвиль у режимі, що встановився. Усі амплітуди А при цьому будуть дійсними [8, с. 53].

Чисельний аналіз системи показав, що в реальних умовах параметричної генерації світла накачування лінійно убуває з ростом z (див. рисунок 4). Тому с обліком другого рівняння системи (3) можна прийняти

$$\mathbf{A}_{\mathbf{p}}(z=L) = A_{p}(L) = A_{p0} - 2\beta A_{0}^{2}L.$$

Ненегативний рішення рівняння має вигляд

$$\mathbf{A}^{0} = \sqrt{\frac{1}{r^{2}\beta L} \left(A_{p0} - \frac{\alpha}{\beta} - \frac{1 - r^{2}}{8r^{2}\beta L}\right)}.$$

Оскільки в режимі генерації

$$\mathbf{A}_{\mathrm{p0}} - \frac{\alpha}{\beta} - \frac{1-r^2}{8r^2\beta L} \geq_{\mathbf{0}},$$

граничне значення амплітуди накачування рівно

Ath =
$$\beta 1$$
 (α + 18–Lrr22).

У загальному ж випадку довільного z

$$\mathbf{A}_{\mathbf{p}}^{(z)} = C_1 \left(\frac{2}{1 + exp(2C_1(z + C_2))} - 1 \right) + \frac{\alpha}{\beta}, \quad (18)$$

де С₁ обчислюється так само, як після формули (9), а А0 підставляється з (15). У той же час A(z) обчислюється по формулі (11) і в неї підставляється A0 з (15) і A_p(z).

Результат виходить точніше в порівнянні з відомими. Як показав комп'ютерний експеримент, дане наближення слушне при перевищенні потужністю накачування її граничної потужності Р = $\left(\frac{A_{p0}}{A_{p0}^{th}}\right)^2 \leq$

Помилка при цьому становить менш 5% (рисунок 3). На відміну від хвиль, де використовувалося наближення лінійної зміни амплітуд усіх взаємодіючих хвиль по z, наше допущення м'якше й приводить до більш точного результату. Приклади розрахунків наведені на рисунок 6.3., 7.4. Аналітичні й чисельні криві при цьому майже збігаються. Для практичної роботи цей варіант малопригоден: адже нема рації "чекати" спаду сигналу, як на рисунок 4, але він наведений з метою демонстрації можливостей нашого методу, здатного описати не тільки монотонне зростання сигналу, але і його виснаження [22, с. 74].



Превишение порога накачкиР

Рисунок 6.3. Залежність погрішності теоретичного наближення від параметра $\mathbf{P} = (A_{p0}/A_{p0}^{\text{th}})^2$ для двухрезонаторного випадку



66

Відносна координата z L/

Рисунок 6.4. Графік залежності відносної амплітуди неодружений і сигнальної хвиль А/Атах від відносної координати z/L у двухрезонаторной схемі взаємодії при αL = 0.1, A_{p0}βL = 3.5 і коефіцієнті відбиття r = 0.95. Суцільна лінія результат чисельного рахунку, пунктир - наше аналітичне наближення[15]



Відносна координата z L/

Рисунок 6.5. Графік залежності відносної амплітуди накачування A_p/A_{pmax} від відносної координати z/L у двухрезонаторной схемі взаємодії за тих самих умов, що й для рисунок 6.4 [15] У двухрезонаторном випадку для накачування дзеркала були прозорі. У даному ж випадку всі три хвилі (s,i,p) повністю обходять резонатор, як, наприклад, на рисунок 6, і додається ще одне рівняння, що описує крайові умови накачування:

 $\mathbf{A}_{\mathbf{p}}(\mathbf{0};\mathbf{t})=\mathbf{r}_{\mathbf{p}}\mathbf{A}_{\mathbf{p}}^{(L;\,t-T)\,+\,A_{\mathbf{p}}^{0}},$

де $A_{\rho}^{0} = A_{\rho}^{in} \sqrt{1 - r_{\rho}^{2}}$, а A_{p}^{in} — амплітуда накачування, що надходить у резонатор ззовні. Запізнюванням, як і колись, зневажаємо.



Рисунок 6.6. Схема трехрезонаторного взаємодії: усі три хвилі відбиваються від дзеркал.[27]

Як показують чисельні розрахунки, у типових умовах стаціонарної генерації амплітуда накачування також змінюється лінійно по z. Ця лінійна залежність продемонстрована на рисунок 6.7.

З урахуванням граничних умо, а також першого рівняння системи і рівняння (11) одержуємо систему алгебраїчних рівнянь



Рисунок 6.7. Графік залежності відносної амплітуди неодружений і сигнальної хвиль A/Amax від відносної координати z/L у трехрезонаторной схемі взаємодії при αL = 0.2, Ap0βL = 24 і коефіцієнтах відбиття r = 0.95 і rp = 0.95. Суцільна лінія - результат чисельного рахунку, пунктир - наше аналітичне



Рисунок 6.8. Графік залежності відносної амплітуди накачування Ар/Артах від відносної координати z/L у трехрезонаторной схемі взаємодії за тих самих умов, як на рисунок 6.7[19]

Підставимо A_p(L) із третього рівняння системи (20) у четверте:

$$A^{2}(L) = 8\beta L A^{2}(L) \left(A_{p0} - \beta L A^{2}(L) - \frac{\alpha}{\beta}\right) + A_{0}^{2} \quad (21)$$

і з обліком першого рівняння тієї ж системи одержимо

$$r^{2} = 8\beta Lr^{2} \left(A_{p0} - \beta Lr^{2}A_{0}^{2} - \frac{\alpha}{\beta} \right) + 1.(22)$$

Виразимо А02 і знову з обліком першого рівняння системи (20) одержимо

$$\mathbf{A}^{2}_{0} = \frac{1}{\beta L r^{2}} \left(\frac{r^{2} - 1}{8\beta L r^{2}} - \frac{\alpha}{\beta} + A_{p0} \right). (23)$$

Тут А_{р0} можна знайти із другого й третього рівнянь системи (20):

$$\mathbf{A}_{p^{0}}^{(1-r_{p})} = A_{p}^{0} - 2\beta L r_{p} r^{2} A_{0}^{2}.$$
 (24)

З (23) і (24) одержимо вираження для А₀

$${}_{0} = \sqrt{\frac{1}{\beta L r^{2} (1+r_{p})}} \left(A^{0}_{p} - (1-r_{p}) \left(\frac{\alpha}{\beta} + \frac{r^{2} - 1}{8\beta L r^{2}} \right) \right)}.$$
(25)

Розглянутий аналітичний рішення завдання параметричної генерації світла в резонаторі, що значно перевищує по точності відомі, аж до режиму значного виснаження не тільки накачування, але й сигналу. [14]

РОЗДІЛ 7. СПОНТАННЕ ПАРАМЕТРИЧНЕ РОЗСІЮВАННЯ

Спонтанне параметричне розсіювання зменшення частоти світла при його проходженні через нелінійний оптичний кристал.

Спонтанне параметричне розсіювання світла (СПР) являє собою оптичний параметричний процес спонтанного розпаду фотонів, що падає на нелінійний кристал лазерного випромінювання (накачування) із частотою ω0 на пари фотонів: сигнальний (частоти ω1) і неодружений (частоти ω2). При цьому сума частот народжених фотонів дорівнює частоті накачування (закон збереження енергії):

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2.$$

Також повинен виконуватися закон збереження імпульсу

 $\vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$

тому сигнальний і неодружений фотони поширюються під деякими кутами до фотона накачування.

Із часу пророкування й відкриття СПР пройшло вже близько піввіку, але інтерес до дослідження й застосуванню цього явища не слабшає. Особливий інтерес представляє застосування унікальних характеристик, народжуваних у СПР скоррелированних пара фотонів (бифотонов), у квантовій інформатиці (квантова телепортация, квантові обчислення). Як було показано Д.Н. Клишко, СПР може бути описане тільки в рамках послідовної квантової теорії [28, с. 65].

У цій роботі ми розглянемо застосування теоретико-групових когерентних станів, пов'язаних з динамічною симетрією завдання.

Вивчимо спочатку модель, у якій лазерне поле накачування квантованное і є виродження по частоті для сигнальної й неодружений мод ($\omega 1 = \omega 2$). Гамильтониан такої системи має вигляд [33 .c. 96]:

$$\hat{H} = \hbar \left\{ \omega_0(\hat{a}_0^+ \hat{a}_0 + 1/2) + \omega_1(\hat{a}_1^+ \hat{a}_1 + 1/2) + g \left(\hat{a}_0^+ \hat{a}_1^2 + \hat{a}_0 \hat{a}_1^{+2} \right) \right\},\tag{2}$$

де g — константа взаємодії, a^{+}_{i} и a_{i}^{-} оператори народження й знищення фотонів в i- i моді (i = 0, 1).

Легко бачити, що гамильтониан (2) може бути виражений через генератори групи Гейзенберга - Вейля W_1 -(\hat{a}_0^+ , \hat{a}_0) і групи SU(1,1):

$$\hat{K}_0 = (1/2) \left(\hat{a}_1^+ \hat{a}_1 + 1/2 \right), \quad \hat{K}_+ = (1/2) \hat{a}_1^{+2}, \quad \hat{K}_- = (1/2) \hat{a}_1^2.$$

Динаміку системи будемо описувати за допомогою когерентних станів (КС) групи W1 ⊗SU(1,1) - прямого добутку групи Гейзенберга - Вейля W1 і групи SU(1,1) - квантово-механічного аналога тривимірної групи Лоренца [23, с. 54].

Чи Алгебру групи W1 зв'яжемо з операторами народження й знищення фотонів моди накачування. У результаті когерентні стани, пов'язані із групою W1, мають вигляд:

$$|z_0\rangle = \exp - |z_0|^2/2 \cdot \exp z_0 a^{+} |0\rangle$$
.

Чи Алгебра групи SU(1,1) породжується билинейними комбінаціями операторів народження й знищення параметричної моди. Нагадаємо також основні відомості про когерентні стани для групи SU(1,1). Ц груп ма кілька сері унітарн, що неприводимих представлений, и, следовательно, для нее можно построить несколько систем когерентних Для нас надалі будуть становити інтерес вистави так званої позитивної дискретної серії, які можна реалізувати за допомогою бозонних операторів народження й знищення [14, с. 82].

Інваріантний оператор:

$${}^{3'}K^{2} = K_{0}^{\circ}K_{0}^{\circ} - I^{\circ} - K_{+}^{\circ}K_{-}^{\circ} = k(k-1)I^{\circ},$$

де І[^] - одиничний оператор. Принциповим моментом для групи SU(1,1) є те, що вона неодносвязна, тобто в цій групі не всякий замкнений шлях може бути стягнутим в одну точку. Тому для подібних груп переходять до розгляду їх однозв'язних універсальних, що накривають, одержуваних "склеюванням" необхідної кількості екземплярів вихідних груп, число яких визначається рангом фундаментальної групи топологічного простору вихідної групи Чи G. Фундаментальна група $\pi 1(SU(1,1))$ ізоморфна групі всіх цілих чисел Z група, що
тому накриває, Sug(1,1) - квантово-механічна тривимірна група Лоренца - містить нескінченний центр Z і не є матричною групою. У результаті для позитивної дискретної серії Tk+ групи Sug(1,1) число k міняється безупинно від нуля нескінченно: $0 < k < \infty$, в отличие от SU(1,1), де k = 0, 1/2, 1, 3/2,....

Когерентний стан для цієї серії має вигляд:

$$|z_1\rangle = |1 - |z_1|^2 \phi^k \exp^3 z_1 K^{+} |k,0\rangle,$$

де $|k,0\rangle \equiv |0\rangle$ — власний вектор оператора К^0, що відповідає його мінімальному власному значенню k. Комплексний параметр z1 належить внутрішності кола одиничного радіуса (|z1| < 1), стереографічної проекції двовимірного двухполостного гіперболоїда, вкладеного в тривимірне псевдоевклидово простір.

Розкладання одиниці:

$$\hat{I} = \frac{2k-1}{\pi} \int_{|z_1| < 1} \frac{dRe(z_1)dIm(z_1)}{(1-|z_1|^2)^2} |z_1| > < z_1$$

існує для k > 1/2.

Обчислюючи інваріантний оператор алгебри Чи SU(1,1), можна встановити, що для реалізації генераторів SU(1,1) через бозонние оператори народження й знищення однієї моди можливі два значення k = 1/4 - парні фотонні стани (тобто КС групи SU(1,1) розкладає в ряд по фотонних станах з парними значеннями чисел квантів: n1 = 0, 2,...) і 3/4 - непарні стани (n1 = 1, 3,...).

З використанням генераторів SU(1,1) гамильтониан представлений у вигляді:

$$\hat{H} = \hbar \left\{ \omega_0(\hat{a}_0^+ \hat{a}_0 + 1/2) + 2\omega_1 \hat{K}_0 + 2g \left(\hat{a}_0^+ \hat{K}_- + \hat{a}_0 \hat{K}_+ \right) \right\}.$$

Будемо шукати еволюцію відповідних КС у такий спосіб [26, с. 65]:

•Обчислимо діагональний матричний елемент оператора Гамильтона у виставі КС:

$$H = H(z, z; t) = \langle z|H|z \rangle,$$

де z⁻ — позначення для комплексно-сполученого z.

• Знайдемо рішення диференціального рівняння Гамильтона

$$z' = \{z,H\},\$$

визначального траєкторію в просторі параметрів КС, для заданих початкових умов.

Тут символом $\{z,H\}$ позначена дужка Пуассона. Для функцій F_1 и F_2 дужка рівна:

$$\{F_1, F_2\} = -\frac{i}{\hbar} \sum_{\alpha\beta} g^{\alpha\beta} \left(\frac{\partial F_1}{\partial z^{\alpha}} \frac{\partial F_2}{\partial \bar{z}^{\beta}} - \frac{\partial F_1}{\partial \bar{z}^{\beta}} \frac{\partial F_2}{\partial z^{\alpha}} \right),$$

а величина g_{αβ} обчислюється по формулі:

$$g_{\alpha\beta} = \frac{\partial^2 \ln K(z,\bar{z})}{\partial z^{\alpha} \partial \bar{z}^{\beta}}, \quad g_{\alpha\eta} g^{\eta\beta} = \delta^{\beta}_{\alpha},$$

де

$$K(z,w) = < z|w > /(< z|0 > < 0|w >)$$

є завбільшки просторі голоморфних функцій, аналогічної б- функції Дирака.

В останньому вираженні й у формулах (7)–(9) под $z \equiv (z_0, z_1)$ и $w \equiv (w_0, w_1)$ розуміються комплексні параметриКС груп W_1 и SU(1,1) [35 .c. 64].

Обчислюючи явний вид функції Н і відповідні дужки Пуассона й підставляючи результат в (8), одержимо рівняння для параметрів КС:

$$\dot{z}_0 = -\frac{i}{\hbar} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \bar{z}_0}, \quad \dot{z}_1 = -\frac{i \left(1 - |z_1|^2\right)^2}{2\hbar k} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \bar{z}_1},$$

де

$$\mathcal{H} = \hbar \left(\omega_0 (z_0 \bar{z}_0 + 1/2) + 2k \frac{\omega_1 (z_1 \bar{z}_1 + 1) + 2g (z_0 \bar{z}_1 + \bar{z}_0 z_1)}{1 - z_1 \bar{z}_1} \right).$$

У явномувиді рівняння наступні:

$$z_{0}^{*} = -i(\omega_{0}z_{0} + 2gkz_{1}/(1 - z_{1}z_{1})), z_{1}^{*} = -i\omega_{1}z_{1} + gz_{0}^{*}z_{1}^{2}\phi(13)$$

Знаходячи (чисельно) розв'язку виведених рівнянь, можна розрахувати тимчасову динаміку середніх значень чисел фотонів у лазерній $\langle n_0 \rangle = \langle \hat{a}_0^+ \hat{a}_0 \rangle$ і параметричної модах $\langle n_1 \rangle = \langle \hat{a}_1^+ \hat{a}_1 \rangle$.

Для чистого стану | Ψ > матриця щільності має вигляд проектора $\rho^{\hat{}} = |\Psi > < \Psi|$, тоді як сумішстанів задається як

$$\hat{\rho} = \sum_{n} |c_n|^2 \Psi_n > < \Psi_n|, \ \sum_{n} |c_n|^2 = 1$$

Коефіцієнти $|c_n|^2$ визначають імовірність реалізації чистого стану $|\Psi n>$.

У цьому параграфі ми вивчимо відмінність у поведінці суперпозицій і сумішей КС, відповідних до різних вистав тривимірної групи Лоренца для вирожденного параметричного підсилювача (гамильтониан виду (2)). Виявилося, що середнє число фотонів не розрізняє статистичну суміш і чисту суперпозицію таких станів. Стиск же поводиться по-різному в цих двох випадках.

Дійсно, розглянемо два типи початкових станів:

1)чистусуперпозиціювиду:

$$|\Psi>=c_+|z_+>+c_-|z_->$$

статистичну суміш

$$\rho \hat{} = |c_+|^2 |z_+ \! > \! < z_+| + |c_-|^2 |z_- \! > \! < z_-|$$

с однаковими коефіцієнтами с±. Через $|z \pm \rangle$ позначені КС у парному (+, k = 1/4) і непарному (-, k = 3/4) випадках.

Легко бачити, що в тому й іншому випадках залежність середнього числа фотонів у моді визначається однаковими вираженнями

$$< n_1(t) >= |c_+|^2 < n_+(t) > + |c_-|^2 < n_-(t) > .$$

У той же час поведінка стиску в часі розрізняє ці початкові стани. Пояснення легке перебуває, якщо згадати, що оператор числа фотонів є парним, а квадратурний оператор X1 не має певної парності й має ненульові матричні елементи між станами з різною парністю.

Опускаючи деталі обчислень, приведемо вираження для параметра стиску V для суперпозиції Vs і суміші V_m:

$$V_{s} = \frac{1}{16} \left(\frac{|c_{+}|^{2} (1 + z_{+} + \bar{z}_{+} + z_{+} \bar{z}_{+})}{1 - z_{+} \bar{z}_{+}} + \frac{3|c_{-}|^{2} (1 + z_{-} + \bar{z}_{-} + z_{-} \bar{z}_{-})}{1 - z_{-} \bar{z}_{-}} \right) - \frac{1}{2} Re \left(c_{+} \bar{c}_{-} \frac{(1 + z_{+})(1 - |z_{+}|^{2})^{1/4} (1 - |z_{-}|^{2})^{3/2}}{(1 - z_{+} \bar{z}_{-})^{3/2}} \right),$$
(17)

$$V_m = \frac{1}{16} \left(\frac{|c_+|^2 (1 + z_+ + \bar{z}_+ + z_+ \bar{z}_+)}{1 - z_+ \bar{z}_+} + \frac{3|c_-|^2 (1 + z_- + \bar{z}_- + z_- \bar{z}_-)}{1 - z_- \bar{z}_-} \right).$$
(18)

Чисельний рішення системи виведених комплексних диференціальних рівнянь перебував з використанням пакета Mathematica 6.0. На підставі отриманих чисельних рішень ми будували траєкторії КС на комплексних площинах; графіки залежності середнього числа фотонів у модах від часу; тимчасові залежності ймовірностей n- квантових порушень; залежності стиску від часу в параметричній моді. При розрахунках ураховувалося просторове разбегание лазерної й параметричної мод і їх загасання [14, с. 91].

На рисунок 8.1 показані траєкторії когерентних станів, при цьому траєкторія КС параметричної моди (КС групи SU(1,1)) розташована усередині кола одиничного радіуса - площини Лобачевского (|z1| < 1). Рисунок 2 показує перекачування енергії з лазерної моди в параметричну моду, рисунок 3 ілюструє тимчасову динаміку параметра стиску для параметричної моди. У випадку (а) початковим станом є суперпозиція КС фотонів з парними й непарними числами квантів, а варіант (б) показує розрахунки стиску для статистичної суміші таких станів. Оскільки V < 1/4 параметрична мода є стислої, але для суперпозиції стиск помітний сильніше.



Рисунок 7.1. Траєкторії КС для лазерної моди (a) і для параметричної моди $(6)|z_1| < 1.$ $\omega_0 = 1, \omega_1 = 0.5, g_0 = 0.2, \tau = 5, z_0(0) = 10, z_1(0) = 0.1(1+i)$



Рисунок 7.2. Тимчасові залежності середніх чисел квантів у лазерній моді (а) і в моді, народжуваної в процесі параметричної генерації (б) (параметри ті ж, що й на рисунок 8.1)[7]



Рисунок 7.3. Тимчасова залежність параметра стиску[7]

 $V = V_s(a)$ и $V = V_m(6) |c_+|^2 = |c_-|^2 = 1$

У статті виведені рівняння, що описують динаміку фотонних мод як у моделі вирожденного параметричного підсилювача, так і без виродження по частоті. Розраховані тимчасові еволюції середнього числа фотонів і параметрів стиску. Ураховувалося разбегание лазерної й параметричної мод, яке неминуче є в силу просторового синхронізму цих мод. Розрахунки наочно свідчать про генерацію стиску в параметричній моді. Розрахунки параметра стиску також свідчить про те, що стиск генерируемих пара фотонів можна побільшати, використовуючи суперпозиції когерентних станів відповідних різним унітарним виставам групи SU(1,1) - парних і непарних станів для вирожденной моделі СПР.

РОЗДІЛ 8. ЕЛЕКТРООПТИЧНА ПОЛЯРИЗАЦІЯ

Електрооптична поляризація (оптичне випрямлення) - процес генерації постійного електричного поля під час проходження світла через речовину.

Електрооптичний ефект -- це зміна коефіцієнта переломлення деяких матеріалів під дією електричного поля. Матеріали, що володіють такою властивістю, називають електрооптичними матеріалами. Електрооптичні ефекти бувають двох видів: 1) коефіцієнт переломлення лінійно залежить від сили поля, прикладеного до кристала, що не має внутрішньої симетрії (наприклад, п'єзокристалу); 2) коефіцієнт пропорційний квадрату сили поля в речовинах із внутрішньою симетрією. Перший називають ефектом Поккельса, а другий -- ефектом Керра. Ефект Поккельса проявляється на кристалах KDP(KH2PO4), DKDP(KD2PO4), ODP(NH4H2P04), Unbo3 і подібних їх, ефект Керра можна спостерігати в нітрогліцерині, сірковуглеці й подібних їх рідинах. У техніку, наприклад в оптичному зв'язку, частіше використовують ефект Поккельса через гарну лінійність і низької робочої напруги [15, с. 82].

Лінійно поляризований світло можна представити у вигляді двох складові х и в однакові фази, що мають. Коли поле відсутнє, напрямок поляризації світла після проходження через кристал зберігається й аналізатор, розташований перпендикулярно вхідному поляризатору, не дає світла вийти із приладу. Якщо до кристала прикласти електричне поле, зміняться коефіцієнти переломлення по осях х и в, що приведе до відмінності швидкості- світла уздовж цих осей, а це, у свою чергу, до відмінності фаз минаючого світла по складовим х и в. Різниця фаз буде наростати в міру проходження через кристал. На виході із кристала результатом підсумовування коливань по складових буде еліптично поляризований світло, При цьому тільки частина енергії вийде із приладу через аналізатор-- це енергія коливань, що мають площину поляризації, паралельну заданої аналізатором.

Залежність інтенсивності випромінювання від напруги, прикладеного до кристала, нелинейна, але можна додати їй лінійність, помістивши між кристалом і аналізатором четвертьволновую пластинку.

Електрооптичний ефект застосовують не тільки для описаної вище модуляції світла, але й для виготовлення швидкодіючих оптичних затворів (час спрацьовування порядку наносекунд), відомих як затвори Керра, для виготовлення оптичних відхиляючих систем, в оптичній пам'яті, у тривимірних модуляторах, в оптичних бистабильних елементах.

Для активного керування робочі тіла повинні змінювати свої оптичні характеристики за заданим законом при достатній частоті керуючого впливу. У відповідності зі сказаним можливо робочі тіла повинні мати значний електрооптичний (лінійним або квадратичним), магнітооптичним або упругооптическим ефектом або високої квадратичної поляризуемостью при наявності напрямку синхронізму; для пасивного керування необхідно значне двупреломление або обертання площини поляризації.

Наведене електричним полем подвійна променезаломлюваність, називана електрооптичним ефектом Керра, звичайно визначається для ізотропного матеріалу вираженням:

де -довжина хвилі в м., Е- Е- напруженість електричного поля в В/м, відповідно показники переломлення в напрямках паралельно й перпендикулярно електричному полю й В- Константа Керра в м/В2

Для наочної вистави функції залежності максимальної дифракційної ефективності відбивної голограми від зрізу кристала скористаємося методом вказівних поверхонь. Модуль радіус- вектора вказівної поверхні визначається значенням максимальної дифракційної ефективності відбивної голограми для кристала фіксованого зрізу, а напрямок радіус- вектора збігається з напрямком вектора К відбивних голографічних ґрат. Площина зрізу кристала перпендикулярна радіусу-вектору. Вказівна поверхня будується в такий спосіб: для кожного зрізу кристала визначаються значення максимальної дифракційної ефективності відбивної голограми шляхом перебору всіх можливих азимутів ПR0 лінійної поляризації опорної світлової хвилі на вході в кристал. Далі відрізок, довжина якого рівна максимальної дифракційної ефективності, відкладається уздовж радіусвектора, що виходить із початку координат у напрямку, паралельному вектору К. З'єднуючи кінці радіус- векторів, відповідних до різних зрізів кристала, побудуємо вказівну поверхню, що характеризує розподіл у просторі поляризационно оптимізованої дифракційної ефективності відбивної голограми, сформованої в кристалі довільного зрізу заданої товщини.

На рисунок 9.1. представлена вказівна поверхня максимальних значень дифракційної ефективності відбивної голограми, сформованої в кристалі з параметрами BSO товщиною 4 мм. Ця поверхня розрахована з обліком лінійного електрооптичного ефекту (рисунок 2, а), а вплив оптичної активності враховане на рисунок 9.2.

Графіки, представлені на рисунок 2, не містять інформації про азимути лінійної поляризації опорної хвилі, відповідних до кожної точки вказівної поверхні максимальної дифракційної ефективності відбивної голограми. Становить інтерес одержати відповідні графіки залежностей оптимальних азимутів лінійної поляризації від зрізу кристала.



Рисунок 8.1. Вказівна поверхня дифракційної ефективності відбивної голограми, сформованої у фоторефрактивном кристалі з параметрами BSO товщиною 4 мм, розрахована без обліку (а) і з обліком (б) оптичної активності.[23]

Для розв'язку цього завдання в області простору, обмеженої позитивними напрямками кристалографічних осей, у сферичній системі координат побудовані графіки залежності орієнтацій вектора напруженості електричного поля опорної хвилі, для яких досягається максимальна дифракційна ефективність, від зрізу кристала BSO товщиною 4 мм.



Рисунок 8.2. Графіки залежності оптимальних орієнтацій вектора напруженості електричного поля опорної хвилі від зрізу кристала BSO товщиною 4 мм, розрахований без обліку (а) і з обліком(б) оптичної активності; в, г діаграми графіків, представлених на (а) і (б), на яких відзначені сукупності зрізів (області зрізів) кристала з характерним розподілом напрямків вектора напруженості електричного поля опорної хвилі без обліку (в) і з обліком (г)

оптичної активності; д, е - графіки залежності оптимальних азимутів лінійної

поляризації опорної хвилі від зрізу кристала, без обліку (д) і з обліком (е)

оптичної активності [23]

Графіки на рисунок 8.2 розраховувалися в такий спосіб: при кожному фіксованому зрізі кристала обчислювалася дифракційна ефективність відбивної голограми для кожного значення азимута лінійної поляризації опорної хвилі, а потім вибиралося значення азимута, якому відповідає максимальна дифракційна ефективність. Після цього в робочій системі координат, характеризуемой стосовно кристалографічної системи координат фіксованими кутами Ейлера, будувався одиничний відрізок, що показує напрямок лінійної поляризації вектора напруженості електричного поля опорної світлової хвилі. Таким чином, кожний відрізок на рисунок 3, а й відповідає фіксованому зрізу й визначає оптимальний азимут, який використовувався для розрахунків вказівних поверхонь на рисунок

На рисунок 9.2., у и г суцільними лініями обмежені області сферичної поверхні, представленої на рисунок 9.2., а й б, усередині яких азимути лінійної поляризації опорної хвилі для кожного фіксованого зрізу можна об'єднати за деякою ознакою. На рисунок 3, д и е в декартовой системі координат представлений графік залежності оптимальних азимутів лінійної поляризації опорної хвилі від зрізу кристала. Згідно із чисельними розрахунками для областей І й ІІІ зрізів кристала значення оптимальних азимутів лінійної поляризації опорної хвилі від значення оптимальних азимутів лінійної поляризації опорної хвилі зрізи кристала значення оптимальних азимутів лінійної поляризації опорної хвилі в кожній із цих областей окремо. Так, для області Й значення азимутів варіюються в межах 48±3, а для області ІІІ - 132±3.

Для області II (див. рисунок 3, д) можна відзначити, що навіть для двох зрізів з малою кутовою відстанню між нормалями до їхніх площин значення оптимальних азимутів сильно відрізняються по величині, причому зміна величини цього оптимального азимута від зрізу до "сусіднього" зрізу при зміні кута відбувається по складному нелінійному закону [14, с. 82]. В електрооптичному поляризаційному модуляторі лазерний промінь (інтенсивність I0) орієнтується так, що його площина поляризації становить кут 450 із кристалічними осями гнізда Поккельса. Гніздо забезпечує фазову затримку пропорційну прикладеній напрузі. На виході модулятора поляризаційна матриця має вигляд

$$L_0 = M_M L = \sqrt{\frac{I_0}{2}} \begin{vmatrix} e^{i\Gamma/2} \\ e^{-i\Gamma/2} \end{vmatrix}$$

Для четвертьволновой пластинки з позитивною фазовою затримкою $\Gamma = /2$

$$L_0 = \sqrt{\frac{I_0}{2}} e^{-\frac{i\pi}{4}} \begin{vmatrix} i \\ 1 \end{vmatrix}$$

Отже, має місце ліва кругова поляризація світла. Для четвертьволновой пластини з негативною фазовою затримкою Г= - /2

Одержимо

$$\mathbf{L}_{0} = \sqrt{\frac{\mathbf{I}_{0}}{2}} \mathbf{e}^{\mathbf{i}\frac{\pi}{4}} \begin{vmatrix} -\mathbf{i} \\ \mathbf{1} \end{vmatrix}$$

Отже, світловий промінь має праву кругову поляризацію. Значення фазової затримки, що лежать між Г= - /2 і Г= /2 визначають еліптичну поляризацію зі ступенем еліптичності прямопропорциональной фазової затримки.

На рисунок 2 зображений електрооптичний частотний модулятор. Гніздо Поккельса є кристалом з потрійною обертальною симетрією. Ортогонально прикладені до гнізда напруги рівні

 $u_x = u \cos \epsilon u_y = u \sin \epsilon$

При цих умовах фазова затримка лінійно залежить від и.

Еліпсоїд коефіцієнтів переломлення кристала обертається на кут (щодо кристалографічних осей), який лінійно пропорційний .Операційна матриця модулятора, віднесена до кристалографічних осей, виходить наступним перетворенням

$$\mathbf{M}_{\mathbf{M}}^{'} = \mathbf{M}_{\mathbf{C}}\mathbf{M}_{\mathbf{M}}\mathbf{M}_{\mathbf{C}}^{+} = \begin{vmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} e^{i\Gamma/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\Gamma/2} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{vmatrix}$$

Або після виконання операцій

$$\mathbf{M}_{\mathbf{M}} = \begin{vmatrix} \mathbf{e}^{\mathbf{i}\Gamma/2}\mathbf{cos}^{2}\theta + \mathbf{e}^{\mathbf{i}\Gamma/2}\sin^{2}\theta & \mathbf{e}^{\mathbf{i}\Gamma/2}\sin\theta\mathbf{cos}\,\theta - \mathbf{e}^{\mathbf{i}\Gamma/2}\sin\theta\mathbf{cos}\,\theta \\ \mathbf{e}^{\mathbf{i}\Gamma/2}\sin\theta\mathbf{cos}\,\theta - \mathbf{e}^{\mathbf{i}\Gamma/2}\sin\theta\mathbf{cos}\,\theta & \mathbf{e}^{\mathbf{i}\Gamma/2}\mathbf{cos}^{2}\theta + \mathbf{e}^{\mathbf{i}\Gamma/2}\sin^{2}\theta \end{vmatrix}$$

Лазерний промінь (інтенсивністю Й0) лінійно поляризується під кутом 450 стосовно осей і далі проходить через четвертьволновую пластину. Результуючий світловий промінь, який надходить на модулятор, має праву кругову поляризацію й характеризується поляризаційною матрицею

$$L_0 = \sqrt{\frac{I_0}{2}} \begin{vmatrix} i \\ i \end{vmatrix} \cdot e^{i\omega t}$$

У яку включена функція часу еі І. Поляризаційна матриця світлового випромінювання на виході модулятора після деяких тригонометричних перетворень має вигляд:

$$\mathbf{L}_{0} = \mathbf{M}_{\mathbf{M}}^{'} \mathbf{L} = \sqrt{\frac{\mathbf{I}_{0}}{2}} \cos\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \cdot \mathbf{e}^{i\omega t} \cdot \begin{vmatrix} \mathbf{i} \\ \mathbf{1} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} -\sqrt{\frac{\mathbf{I}_{0}}{2}} \\ \mathbf{i} \sin\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \mathbf{e}^{i(\omega t - 2\theta)} \cdot \begin{vmatrix} -\mathbf{i} \\ \mathbf{1} \end{vmatrix}$$

Таким чином, світлове випромінювання на виході модулятора, складається із двох променів. При аналоговій частотній модуляції затримка Г установлюється рівної радіан для того, щоб уся потужність лазерної несучої була зосереджена в складовій із правою круговою поляризацією. Тоді частотна модуляція управляющего напруги приводить до частотної модуляції оптичної несучої.

РОЗДІЛ 9. ЧОТИРИХВИЛЬОВА ВЗАЄМОДІЯ

Однак уже виконані експерименти, у яких досягнуться коефіцієнт відбиття порядку й більше одиниці. Тому актуальним є вивчення якості ОХФ при більших коефіцієнтах відбиття. У цьому випадку, поряд з динамічними ґратами, утвореної при інтерференції сигнальної хвилі з першою хвилею накачування, необхідно враховувати наявність у нелінійному середовищі ще одних динамічних ґрат, утвореної при інтерференції об'єктної хвилі й другої хвилі накачування.

Нехай у середовищі з тепловою нелінійністю, розташованої між площинами z = 0 і $z = \ell$, поширюються назустріч один одному дві хвилі накачування з комплексними амплітудами A1 і A2 і сигнальна хвиля з амплітудою A3. У результаті вирожденного четирехволнового взаємодії $\omega+\omega-\omega=\omega$ генерується об'єктна хвиля з амплітудою A4. Стаціонарне хвильове рівняння, що описує така взаємодія, є

Система рівнянь з урахуванням граничних умов аналізувалася чисельними методами. На рисунок 10.1, 10.2 наведені залежності від параметра G1' = G1ℓ3 амплітудного коефіцієнта відбиття



Рисунок 9.1. Залежність коефіцієнта перетворення сигнальної хвилі від інтенсивності хвиль накачування при αℓ=1 ; 2kℓ= 104 ; ξ= 0,3(1),0,75(2),1(3), 3(4 , 1 (5, без обліку самодифракції)[19]

Для порівняння на ці ж графіках наведені залежності коефіцієнтів R і K при ξ =1 від інтенсивності хвиль накачування без обліку їх самодифракції (рисунок 1, 2, криві 5). Збільшення інтенсивності хвиль накачування приводить до монотонного збільшення коефіцієнтів відбиття об'єктної хвилі й перетворення сигнальної хвилі. Причому максимальний ріст коефіцієнтів R і K зі збільшенням параметра G1' спостерігається при рівних интенсивностях хвиль накачування. З ростом різниці між интенсивностями хвиль накачування швидкість зміни коефіцієнтів R і K зі збільшенням інтенсивності хвиль накачування зменшується [20,с. 85].

Без обліку самодифракції збільшення інтенсивності хвиль накачування приводить до більш різкої зміни коефіцієнтів відбиття об'єктної хвилі й перетворення сигнальної хвилі.



На рисунок 9.2. наведені характерні графіки зміни модулів просторових спектрів об'єктної й сигнальної хвиль у міру їх поширення в нелінійному середовищі. [29]

При малому коефіцієнті відбиття четирехволнового перетворювача випромінювання (R«1) у міру поширення в нелінійному середовищі на нульовій просторовій частоті амплітуда просторового спектра сигнальної хвилі монотонно зменшується, а амплітуда спектра об'єктної хвилі монотонно збільшується. З ростом коефіцієнта відбиття швидкість зміни амплітуди просторового спектра сигнальної хвилі падає, а швидкість зміни амплітуди спектра об'єктної хвилі росте.

Якщо коефіцієнт відбиття більше одиниці, то в міру поширення в нелінійному середовищі амплітуди просторових спектрів сигнальної й об'єктної хвиль спочатку зростають, а потім зменшуються. Причому області нелінійного середовища, у межах яких $|_{A^{@}_{4}}(\kappa=0, z_{1}) u_{A^{@}_{3}}(\vec{\kappa}=0, z_{2})z|$ ухвалюють найбільші значення, просторово розділені.

При фіксованому коефіцієнті відбиття, більшим одиниці, з ростом просторової частоти швидкість зміни амплітуди просторового спектра об'єктної хвилі в міру її поширення в нелінійному середовищі зменшується, амплітуда просторового спектра сигнальної хвилі спочатку зростає, а потім зменшується.

Аналіз просторового спектра об'єктної хвилі на передній грані нелінійного шару показує, що з ростом просторової частоти модуль просторового спектра або монотонно зменшується, або спочатку зростає, а потім зменшується. Для характеристики просторової селективности четирехволнового перетворювача за умови монотонного зменшення з ростом просторової частоти просторового спектра об'єктної хвилі введемо півширину смуги просторових частот $\Delta \kappa$, обумовлену з вираження

$$A^{a_4}(\kappa = \Delta \kappa = =, z 0)$$
 ${}^{1}A^{a_4}(\kappa = 0, z = 0)$.

Нормована півширина смуги просторових частот ($\Delta \kappa = \Delta \kappa_1 \ell \Box 2k$) без обліку самодифракції хвиль накачування з ростом їх інтенсивності при $\xi=1$ монотонно зменшується (рисунок 10.3, крива 5).



Рисунок 9.3. Залежність півширини смуги просторових частот від інтенсивності хвиль накачування при $\alpha \ell = 1$; $2k\ell = 104$; $\xi = 0,3(1),0,75(2),1(3),3(4),1(5,6e3 обліку самодифракції) [31]$

При малому коефіцієнті відбиття й з урахуванням самодифракції тільки першої хвилі накачування ($\xi \gg 1$) ріст інтенсивності хвиль накачування збільшує смугу ширини просторових частот. Таким чином, процеси самодифракції хвиль накачування й перекачування енергії із сигнальної хвилі в об'єктну й навпаки взаємно исключающе впливають на півширину смуги просторових частот. При A_{10}^0 = A_{20}^0 більший вплив інтенсивності хвиль накачування на зміну півширини смуги просторових частот пов'язане із процесами перекачування енергії із сигнальної хвилі в об'єктну й навпаки, тому ріст інтенсивності хвиль накачування приводить до зменшення смуги просторових частот (рисунок 10.4., крива 3). У міру збільшення відхилення інтенсивності першої хвилі накачування від інтенсивності другої хвилі вплив процесів самодифракції на зміну півширини смуги просторових частот зростає, що приводить до росту величини $\Delta \kappa 1$ зі збільшенням інтенсивності хвиль накачування [15, .c 80].



Рисунок 9.4. Зміна фази на півширині смуги просторових частот при $\alpha \ell = 1$; 2k $\ell = 104$; $\xi = 0,3(1),0,75(2),1(3),3(4)$ 1(5, без обліку самодифракції)[33]

Облік самодифракції хвиль накачування, перекачування енергії із сигнальної хвилі в об'єктну й навпаки впливає на коефіцієнт відбиття, просторову селективность четирехволнового перетворювача випромінювання на тепловій нелінійності. При рівних интенсивностях хвиль накачування значне зменшення ширини смуги просторових частот четирехволнового перетворювача випромінювання з ростом інтенсивності хвиль накачування спостерігається при коефіцієнті відбиття, більшим одиниці.

ВИСНОВКИ

Було розглянуто основні ефекти нелінійної квантової оптики, зокрема ефект кегг, ефект Рамана та ефект генерації другої гармоніки, які знаходять своє застосування у технологіях оптроніки.

В оптроніці застосовуються різноманітні пристрої на основі нелінійної квантової оптики, які дозволяють передавати та обробляти інформацію з високою швидкістю та забезпечують безпеку передачі даних. Також до застосувань нелінійної квантової оптики в оптроніці відносяться створення високочутливих датчиків, систем ідентифікації та розробка високошвидкісних елементів оптичної пам'яті.

Отже, розуміння нелінійної квантової оптики та її застосування в оптроніці має велике значення для розвитку сучасних технологій та досліджень. Дана курсова робота дозволила детальніше розібратись у цих процесах та зрозуміти, як вони використовуються в практичних застосуваннях.

Крім того, в даній роботі було висвітлено важливі аспекти вивчення нелінійної квантової оптики, зокрема необхідність розуміння принципів роботи оптичних пристроїв, які використовують нелінійні ефекти. Також було з'ясовано, що для досягнення ефектів нелінійної квантової оптики, необхідна висока інтенсивність світла, що вимагає розробки ефективних джерел світла, таких як лазери.

Важливим висновком є те, що розуміння принципів нелінійної квантової оптики та її застосування є важливим елементом для розвитку сучасних технологій, таких як оптроніка, а також для розуміння фізичних явищ, що відбуваються в оптичних матеріалах. Тому, дослідження в цій області є актуальним і має потенціал для подальшого розвитку.

Крім того, у роботі було показано, що нелінійні ефекти в оптиці знаходять широке застосування у різних галузях, таких як медицина, телекомунікації, наука та промисловість. Наприклад, в оптроніці використовуються ефекти нелінійної квантової оптики для створення ефективних оптичних пристроїв, які можуть використовуватися в електроніці та комунікаційних системах. Такі пристрої забезпечують високу швидкість передачі даних та мають значно меншу вагу та розмір, порівняно з традиційними електронними пристроями.

Також було виявлено, що нелінійні ефекти в оптиці мають значні переваги перед традиційними методами, такими як електроніка, тому що вони дозволяють досягти вищих швидкостей та точності в обробці даних. Це стає особливо важливим у сучасному світі, де величезну кількість інформації необхідно обробляти швидко та ефективно.

Отже, в даній роботі було детально проаналізовано ефекти нелінійної квантової оптики та їх застосування в оптроніці. Результати дослідження показали, що нелінійна квантова оптика є важливою областю фізики, яка має значний потенціал для подальшого розвитку технологій та наукових досліджень. Тому, вивчення цієї теми є важливим для студентів та науковців, які бажають бути в курсі сучасних досягнень у цій області та застосовувати їх у практиці.

Окрім промисловості, нелінійна квантова оптика може знайти застосування в багатьох інших галузях, включаючи медицину та науку про матеріали. Наприклад, за допомогою нелінійної квантової оптики можна створювати медичні пристрої, які дозволяють проводити точні дослідження та діагностику хвороб, таких як рак. Також, нелінійна квантова оптика може знайти застосування в науці про матеріали, наприклад, для створення матеріалів з новими та високоінтенсивними оптичними властивостями.

Загалом, нелінійна квантова оптика є однією з найцікавіших та перспективних областей досліджень в фізиці та оптроніці. За допомогою нелінійних ефектів можна створювати нові технології та пристрої з високою швидкістю та точністю. Нелінійна квантова оптика також може знайти застосування в різних галузях, таких як медицина та наука про матеріали. Тому, дослідження в цій області

може мати велике значення для розвитку технологій та промисловості, а також для вирішення складних проблем у науці та медицині.

Окрім того, на даний момент науковці вивчають можливості застосування нелінійної квантової оптики в квантових обчисленнях та квантовій інформатиці. Наприклад, за допомогою нелінійних кристалів можна створювати елементи керування фотонами, які можуть бути використані для реалізації квантових бітів та інших квантових елементів. Це відкриває можливості для створення більш потужних та швидких квантових комп'ютерів та інших пристроїв.

Загалом, нелінійна квантова оптика відкриває безліч можливостей для створення нових технологій та пристроїв, які можуть відігравати важливу роль у розвитку науки та промисловості. Дослідження в цій області мають велике значення не тільки для технологічного розвитку, але й для розуміння фундаментальних законів природи та принципів, які лежать в основі фізики. Тому, нелінійна квантова оптика є важливим об'єктом досліджень для науковців та інженерів з усього світу.

Загалом, можна сказати, що ефекти нелінійної квантової оптики та їх застосування в оптроніці є важливим предметом досліджень у сучасній фізиці. Ці явища відкривають широкі можливості для створення нових технологій та пристроїв, які можуть бути використані у різних галузях науки та промисловості. Дослідження в цій області мають велике значення для розвитку квантової інформатики, розуміння фундаментальних законів природи та створення більш ефективних та потужних пристроїв.

Отже, можна підсумувати, що ефекти нелінійної квантової оптики відкривають широкі можливості для створення нових пристроїв та технологій. Зокрема, в оптроніці вони можуть бути використані для створення ефективних оптичних пристроїв з високою швидкодією та точністю. Дослідження в цій області дозволяють розуміти фундаментальні закони квантової фізики та розвивати квантову інформатику. Робота на тему ефектів нелінійної квантової оптики та їх застосування в оптроніці дозволила розглянути основні аспекти цієї області науки та техніки. Вона містить важливі висновки щодо ролі нелінійної квантової оптики у сучасній науці та може бути корисною для тих, хто цікавиться цією областю досліджень.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

- 1. Смола, М. Ю. Исследование генерации второй гармоники твердотельного лазера с полупроводниковой накачкой / М. Ю. Смола, А. О. Соколов.
- Цернике Ф., Мидвинтер Дж. Прикладная нелинейная оптика. М.: "Мир", 1976. 262 с.
- Чорногор Л. Ф. Нелінійна радіофізика : підручник. 3-тє вид., доп. і перероб. / Л Ф. Чорногор. – Х.: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2015. – 204 с.
- Ярив А. Квантовая електроника и нелинейная оптика. Перевод с англ. М.: "Сов. радио", 1973. – 456 с.
- 5. Білий М.У. Основи нелінійної оптики та її застосування. Навч. посібник. К.: Вид. центр "Київський Університет", 1999. 172 с.
- 6. Григорук В.І., Коротков П.А., Хижняк А.І. Лазерна фізика. К., 1997. 480 с.
- Довгий Я.О., Кітик І.В. Електронна будова і оптика нелінійних кристалів. Львів: "Світ", 1996. – 176 с.
- Єщенко О.А., Слободянюк О.В. Квантова оптика: Навчальний посібник для студентів фізичного факультету. – К.: Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет", 2004.– 124 с.
- 9. Карлов Н.В. Лекции по квантовой електронике. М.: "Наука", 1988. 336 с.
- 10.Качмарек Ф. Введение в физику лазеров. М.: "Мир", 1981. 540 с.
- 11.Лазоренко О. В. Нелинейние явления в радиофизике: Сборник задач / О. В. Лазоренко, Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2015. – 164 с.
- 12.ЛазоренкоО. В. Сверхширокополосние сигнали и процесси / О. В.Лазоренко, Л.
 Ф. Черногор Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2009. 576 с.
- 13.Лоскутов А. Ю. Введение в синергетику / А. Ю. Лоскутов, А. С. Михайлов. М.: Наука, 1990. – 272 с.

- 14. Лукіянець Б. А., Понеділок Г. В., Рудавський Ю. К. Основи квантової фізики: Навчальний посібник. – Львів: Видавництво львівської політехніки, 2018. – 420 с.
- 15. Малинецкий Г. Г. Современние проблеми нелинейной динамики / Г. Г. Малинецкий, А. Б. Потапов. М.: Ефекториал УРСС, 2000. 336 с.
- 16.Милославский В. К. Нелинейная оптика / В. К. Милославский. Харьков: Издво Харьков. нац. ун-та им. В. Е. Каразина, 2008. – 312 с.
- 17. Милославский В. К. Нелинейная оптика: учеб. пособ. / В. К. Милославский. –
 Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина. 2008. 312 с.
- 18. Милославский В.К. Нелинейная оптика. Х.: Вид. центр ХНУ, 2008. 312 с.
- 19.Митяков Н. А. Возмущение ионосфери мощними радиоволнами. / Н. А. Митяков, С. М. Грач, С. Н. Митяков // Итоги науки и техники. Серия «Геомагнетизм и високие слои атмосфери». М.: ВИНИТИ, 1989. Т. 9. –С. 1–140.
- 20.Мун Ф. Хаотические колебания / Ф. Мун. М.: Мир, 1990. 312 с.
- 21.Наугольних К. А. Нелинейние волновие процесси в акустике / К. А. Наугольних, Л. А. Островский. – М.: Наука, 1990. – 237 с.
- 22. Островский Л. А. Введение в теорию модулированних волн / Л. А. Островский, А. И. Потапов. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2003. 400 с.
- 23.Потапов А. А. Фрактали в радиофизике и радиолокации: Топология виборки / А.
 А. Потапов. 2-е изд., доп. и перераб. М. : Университетская книга, 2005. 848
 с.
- 24.Рабинович М. И. Введение в теорию колебаний и волн / М. И. Рабинович, Д. И. Трубецков. М. : Наука, 1984. 432 с.
- 25.Справочник по лазерной технике. Перевод с нем. М.: "Енергоатомиздат", 1991. 544 с.

- 26.Шон Керролл. Велика картина. Осягнути всесвіт. Харків: Фабула, 2019. 400 с.
- 27.E.J.S. Fonseca, C.H. Monken, S. Padua, "Measurement of the de Broglie wavelength of a multiphoton wave packet" // Physical Review Letters, 1999, Vol. 82, No. 14, pp. 2868-2871.
- 28.E.P.Ivanova, A.V.Glushkov, Theoretical investigation of spectra of multicharged ions of F-like and Ne-like isoelectronic sequences// Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer.-1986.-Vol.36(2).-P. 127-145;
- 29.Glushkov A.V. Atom in electromagnetic field. KNT: Kiev, 2005.
- 30.Glushkov A.V., Ivanov L.N., Radiation decay of atomic states: atomic residue polarization and gauge noninvariant contributions. Phys.Lett.A. 1992. Vol.170, N1. P.33-36;
- 31.Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A., Buyadzhi V.V., Methods of computational mathematics and mathematical physics. P.1. TES: Odessa, 2015.
- 32.Glushkov, A. QED energy approach to atoms and nuclei in a strong laser field: Radiation lines. AIP Conf. Proceedings. 1290(1) (2010) 258-262.
- 33.Glushkov, A., Gurskaya, M., Ignatenko, A., Smirnov, A., Serga, I., Svinarenko, A., Ternovsky, E. Computational code in atomic and nuclear quantum optics: Advanced computing multiphoton resonance parameters for atoms in a strong laser field. J. Phys.: Conf. Ser. 2017, 905(1), 012004.