

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)

Кафедра Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)

АТЕСТАЦІЙНА РОБОТА
Пояснювальна записка

рівень вищої освіти другий (магістерський)

ОДНОФОТОННІ ДЖЕРЕЛА ВИПРОМІНЮВАННЯ

(тема)

Виконала:
студентка 2 курсу, групи ФТОІм-18-1
Бачило А. К.
(прізвище, ініціали)

Спеціальність 152 «Метрологія та
інформаційно-вимірювальна техніка»
(код і повна назва спеціальності)

Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)

Освітня програма «Фотоніка та
оптоінформатика»
(повна назва освітньої програми)

Керівник проф. каф. ФОЕТ Мачехін Ю.П.
(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри _____
(підпис)

Мачехін Ю.П.
(прізвище, ініціали)

2019 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)

Кафедра Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)

Рівень вищої освіти другий (магістерський)

Спеціальність 152 «Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка»
(код і повна назва)

Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)

Освітня програма «Фотоніка та оптоінформатика»
(повна назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри _____
(підпис)

« ____ » _____ 20__ р.

ЗАВДАННЯ
НА АТЕСТАЦІЙНУ РОБОТУ

студентці Бачило Анастасії Костянтинівні
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи Однофотонні джерела випромінювання

затверджена наказом університету від " 30 " жовтня 2019 р. № 1577 Ст

2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії 17 грудня 2019 р.

3. Вихідні дані до роботи режими LP_{11} та LP_{01} ; $l_{corr} = 1$ м; $a_0 = 4.0$ мкм; $a_0 = 4.65$ мкм; $\lambda_p = 1064$ нм; $L = 2,8$ м.

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі 1. Принцип дії, особливості та сфери застосування однофотонних джерел випромінювання. 2. Розгляд елементної бази дальнодіючого квантового зв'язку. 3. Однофотонні детектори електромагнітного випромінювання: механізми роботи. 4. Різновидності детекторів. 5. Механізми детектування. 6. Теоритична модель опису двофотонного стану.

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій

Демонстраційний матеріал – 10 шт.

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел щодо існуючих однофотонних джерел випромінювання	04.11.19 – 10.11.19	Виконано
2	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел методів щодо детекторів випромінювання від однофотонних джерел	11.11.19 – 29.11.19	Виконано
3	Розгляд та розробка схеми отримання генерованих одиничних фотонів	30.11.19 – 06.12.19	Виконано
4	Оформлення пояснювальної записки	07.12.19 – 10.12.19	Виконано
5	Оформлення демонстраційних матеріалів	11.12.19 – 13.12.19	Виконано
6	Проходження нормоконтролю та отримання рецензії	14.12.19 – 16.11.19	Виконано
7	Підготовка та захист атестаційної роботи	17.12.19 – 19.12.19	

Дата видачі завдання 03 листопада 2019 р.

Студентка _____
(підпис)

Керівник роботи _____
(підпис)

проф.каф. ФОЕТ Мачехін Ю.П.
(посада, прізвище, ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка атестаційної роботи: 76 с., 25 рис., 1 табл., 1 додаток, 18 джерел.

ОДНОФОТОННЕ ДЖЕРЕЛО, ВИПРОМІНЮВАННЯ, ФОТОН, ГЕНЕРАЦІЯ, ДВОМОДОВЕ ВОЛОКНО, ІНТЕНСИВНІСТЬ, ДЕТЕКТОР, МІКРОРЕЗОНАТОР.

Об'єкт дослідження – однофотонні джерела випромінювання.

Мета роботи – огляд існуючих однофотонних джерел випромінювання, принципів їх роботи, методів стабілізації та детекції однофотонного випромінювання.

Метод дослідження – теоретичний: аналіз однофотонних джерел випромінювання, принципів їх роботи, методів стабілізації та детекції однофотонного випромінювання.

У першій частині роботи розглядається генерування однофотонних станів шляхом спонтанного чотирихвильового змішування в системі зв'язаних мікрорезонаторів.

У другому розділі атестаційної роботи представлено інформацію щодо однофотонних детекторів та принципів їх роботи.

У третьому розділі розглядається теоретична модель для створення одиничних фотонів спонтанним чотирихвильовим змішуванням у волокні, оптимізація конструкції волокон та вплив довжини кореляції на визначену чистоту та видимість джерел випромінювання.

ABSTRACT

Explanatory note of the performance appraisal: 76 p., 25 fig., 1 tab., 1 applications, 18 sources.

SINGLE PHOTON SOURCE, RADIATION, PHOTON, GENERATION, TWO-MODE FIBER, INTENSITY, DETECTOR, MICRORESONATOR.

The object of study is single-photon radiation sources.

The purpose of the work is to review existing single-photon radiation sources, principles of their operation, methods of stabilization and detection of single-photon radiation.

The research method is theoretical: analysis of single-photon radiation sources, principles of their operation, methods of stabilization and detection of single-photon radiation.

The first part deals with the generation of single-photon states by spontaneous four-wave mixing in a coupled micro resonator system.

The second section of the performance appraisal provides information on single-photon detectors and how they work.

The third section discusses the theoretical model for the creation of single photons by spontaneous four-wave mixing in the fiber, the optimization of the fiber structure, and the effect of the correlation length on the determined purity and visibility of the radiation sources.

РЕФЕРАТ

Пояснительная записка аттестационной работы: 76 с., 25 рис., 1 табл., 1 приложение, 18 источников.

ОДНОФОТОННЫЙ ИСТОЧНИК, ИЗЛУЧЕНИЕ, ФОТОН, ГЕНЕРАЦИЯ, ДВУХМОДОВОЕ ВОЛОКНО, ИНТЕНСИВНОСТЬ, ДЕТЕКТОР, МИКРОРЕЗОНАТОР.

Объект исследования - однофотонные источники излучения.

Цель работы - обзор существующих однофотонных источников излучения, принципов их работы, методов стабилизации и детекции однофотонного излучения.

Метод исследования - теоретический: анализ однофотонных источников излучения, принципов их работы, методов стабилизации и детекции однофотонного излучения.

В первой части работы рассматривается генерирование однофотонных состояний путем спонтанного четырехволнового смешивания в системе связанных микрорезонаторов.

Во втором разделе аттестационной работы представлена информация об однофотонных детекторах и принципы их работы.

В третьем разделе рассматривается теоретическая модель для создания единичных фотонов спонтанным четырехволновым смешиванием в волокне, оптимизация конструкции волокон и влияние длины корреляции на определенную чистоту и видимость источников излучения.

ЗМІСТ

Скорочення та умовні позначки.....	9
Вступ.....	10
1 Елементна база дальнодіючого квантового зв'язку.....	12
1.1 Елементна база дальнодіючого квантового зв'язку.....	12
1.2 Генерування однофотонних станів шляхом спонтанного чотирихвильового змішування в системі зв'язаних мікрорезонаторів.....	13
1.3 Базова модель.....	15
1.4 Співвідношення введення-виведення.....	17
1.5 Оптимальне з'єднання елементів.....	18
1.6 Чистота квантового стану.....	20
2 Однофотонні детектори електромагнітного випромінювання: механізми роботи.....	24
2.1 Однофотонні детектори електромагнітного випромінювання: механізми роботи.....	24
2.2 Різновиди детекторів.....	25
2.2.1 TES – детектор на надпровідному переході.....	25
2.2.2 APD – лавинний фотодіод.....	28
2.2.3 Теплова динаміка.....	30
2.2.4 Hot-spot концепція.....	32
2.3 Механізми детектування.....	34
2.4 Еквівалентна схема.....	41
2.5 Характеристики однофотонних детекторів.....	43
2.6 Порівняння з іншими детекторами.....	48
3 Розробка моделі для створення одиничних фотонів спонтанним чотирихвильовим змішуванням	50
3.1 Теоретична модель.....	50
3.1.1 Спільний стан пар фотонів з параметрами волокна.....	50
3.1.2 Факторність сполученого стану без флуктуацій.....	54

3.2 Генерація пари фотонів в двомодовому волокні.	57
3.2.1 Двомодовий підбір фаз.	57
3.2.2 Модель флуктуацій радіуса серцевини волокна.....	60
3.2.3 Спільний стан двомодового волокна.....	61
3.3 Зменшення впливу флуктуацій радіуса серцевини волокна.....	63
3.3.1. Оптимізація конструкції волокон.....	63
3.3.2 Спектральна чистота для різних радіусів серцевини та тривалості імпульсу накачування.....	67
3.3.3 Вплив довжини кореляції на визначену чистоту та видимість джерел випромінювання.....	69
3.4 Аналіз результатів.....	72
Висновки.....	74
Додаток А Демонстраційний матеріал	75

СКОРОЧЕННЯ ТА УМОВНІ ПОЗНАКИ

СПР – спонтанне параметричне розсіяння;

СЧХЗ – спонтанне чотирьох-хвильове змішування;

SPD – ідеальний однофотонний детектор;

DCR – рівень темнових відліків;

SSPD – надпровідний однофотонний детектор;

TES – transition edge sensor – детектор на надпровідному переході;

NbN – нітрид ніобію;

CMOS – complementary metal-oxide-semiconductor – комплементарная структура металл-оксид-полупроводник.

ВСТУП

Розробка джерел однофотонних станів електромагнітного поля є актуальним завданням сучасної квантової оптики і квантової інформатики. Очевидним підходом до вирішення даного завдання є використання спонтанного випромінювання одиночної квантової системи (молекули, квантової точки, холодного атома, центру неоднорідності в алмазі і т.п.). Перевагами такого джерела є відсутність вкладу багатифотонних станів і детермінованість. Крім того, при використанні мікрорезонаторів можна отримати високу ефективність генерації в задану просторову моду [1]. Однак такі джерела, як правило, дозволяють генерувати спектрально обмежені однофотонні імпульси, відповідні чистим квантовим станам, лише при низьких температурах. Крім того, однофотонні імпульси виходять у вигляді затухаючої експоненти, що незручно для практичного використання. Альтернативним і широко використовуваним методом генерації однофотонних станів є процес спонтанного параметричного розсіяння світла (СПР) в нелінійних середовищах, в ході якого народжуються корельовані пари фотонів, один з яких детектується. Перевагами джерел на основі СПР є можливість перебудови в широкому діапазоні довжин хвиль, а також можливість створення чистих однофотонних станів і управління їх тимчасовою формою при кімнатній температурі. Для ряду задач квантової оптики необхідно створювати джерела однофотонних станів, що ефективно взаємодіють з резонансними системами атомів, спектр поглинання яких становить від одиниць до сотень мегагерц.

Одним з перспективних методів вважається створення пристрою, який випромінює один фотон – квант світла, але не випадковим чином, а по сигналу. Тобто фізикам хотілося б управляти випромінюванням і поведінкою одного фотона. В якості однофотонних джерел перспективно досліджувати квантові точки, які представляють собою частинки напівпровідника нанометрового розміру. Проблема в тому, що для їх роботи потрібні дуже низькі температури,

які досягаються охолодженням рідким азотом або гелієм, що обмежує сферу застосування.

Квантові інформаційні технології, як новий напрямок сучасної інформатики і науки, що вивчає способи обробки, передачі і зберігання інформації оснований на управлінні квантовою одиницею інформації (кубітом). Поодинокі фотони (кванти світла), що поширюються в оптичних системах, можуть бути використані в якості кубітів [2]. В даний час на принципах квантової оптики діють протоколи квантових комунікацій – квантова криптографія, квантова телепортація, щільне кодування. Запропоновано і частково реалізовані масштабовані схеми лінійних оптичних квантових обчислень [3]. Розроблено архітектури масштабованих квантових оптичних мереж, що використовують прилади, що працюють за законами лінійної оптики. Досліджено методи запам'ятовування і відтворення квантової інформації, закодованої в станах фотонів, локалізованих в високодобротних резонаторах, в інтерферометрах, хвилеводах, лініях затримки. Вивчено методи запису квантової інформації, кодування в станах поляризації фотонів, на квантових станах одиночних атомів, або на колективних квантових станах атомного ансамбля, і її подальшого зчитування. В даний час дуже актуальні зусилля по оптимізації протоколів квантової криптографії, зменшення втрат інформації в квантових каналах, створення оптичної пам'яті з малими втратами, швидких оптичних перемикачів, вдосконалення ефективності детекторів фотонів, зниження «мертвого» часу і частоти темнових спрацьовувань, створення одномодових однофотонних джерел [4].

Однофотонні джерела важко реалізувати. Тому сьогодні більшість систем покладаються на слабкі лазерні імпульси. Звичайні лазерні імпульси, наприклад від напівпровідникових лазерів, налаштовуються так, щоб в середньому виходило менше одного фотона за імпульс. Проблема в такому підході полягає в тому, що існує значна ймовірність того, що за імпульс буде висвітлений два або більше фотона, якщо тільки середнє число фотонів не зробити значно меншим одиниці.

1 ЕЛЕМЕНТНА БАЗА ДАЛЬНОДІЮЧОГО КВАНТОВОГО ЗВ'ЯЗКУ

1.1 Елементна база дальнодіючого квантового зв'язку

Найважливішими елементами систем дальнодіючого квантового зв'язку поряд з пристроями квантової пам'яті є джерела однофотонних станів світла. Ідеальне однофотонне джерело – це джерело однофотонних світлових імпульсів, яке задовольняє таким умовам:

- світловий імпульс випускається в задану просторово-часову моду електромагнітного поля, тобто квантовий стан поля, створюваний джерелом, є чистим. Практично це означає непомітність і спектральну обмеженість випускаючих однофотонних імпульсів;

- ймовірність виявлення одного фотона в світловому імпульсі на виході джерела (ефективність джерела) дорівнює 100 %. Це означає, що світловий імпульс, з одного боку, не повинен містити вакуумного стану i , з іншого боку, не повинен містити більше одного фотона. Основний параметр, що описує якість однофотонного джерела, - ступінь відповідності стану на виході джерела того стану, який потрібно отримати. Якщо стан на виході не є ідеальним і описується оператором щільності ρ , а цільовий стан задається вектором $|\psi\rangle$, то якість F джерела визначається як середнє значення $F = \langle \psi | \rho | \psi \rangle$.

Ця величина дорівнює 1 в разі повної відповідності, коли $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$, і дорівнює 0 в разі максимальної невідповідності (коли стани ортогональні). В експериментах, як правило, вимірюється значення автокореляційної функції поля при нульовій затримці $g^{(2)}(0)$ (рисунок 1.1).

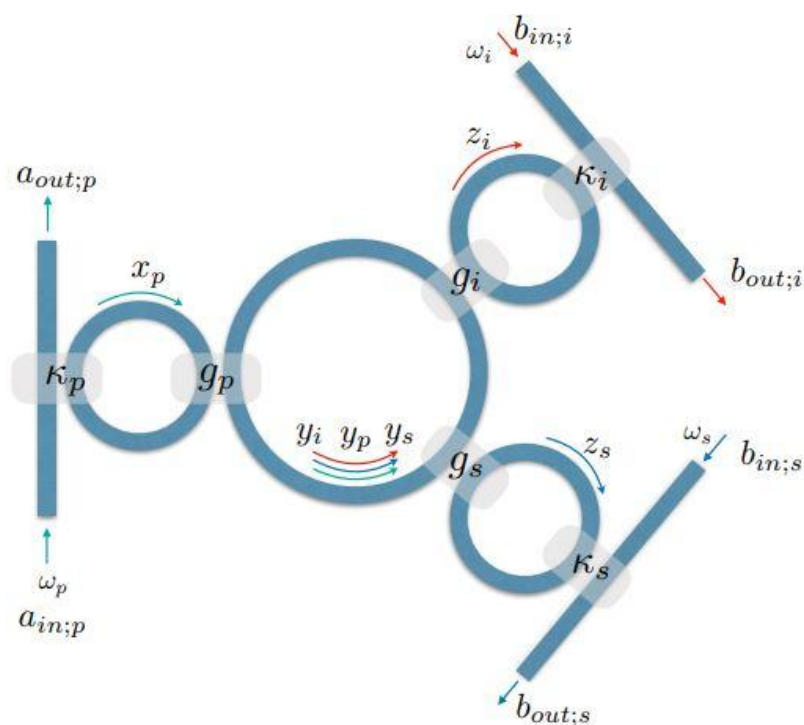


Рисунок 1.1 – Схема зв'язаних мікротілецевих резонаторів, з'єднаних трьома хвилеводами (шинами)

1.2 Генерування однофотонних станів шляхом спонтанного чотирьоххвильового змішування в системі зв'язаних мікрорезонаторів

Розробка однофотонних джерел є важливим завданням оптичних квантових технологій [5]. Зокрема, сумісність пристроїв мікроелектроніки, що базуються на CMOS-технології, особливо затребувана для створення масштабованих та компактних квантових фотонних схем. У цьому відношенні великий інтерес представляють однофотонні джерела, що базуються на спонтанному чотирьох-хвильовому змішуванні (СЧХЗ) у мікротілецевих резонаторах, оскільки вони дозволяють досягти в рамках інтегрованої оптики високої ефективності нелінійного процесу, вузької спектральної ширини генерованих фотонів, і підходити до детермінованої емісії їх за допомогою методів мультиплексування. Остання, як очікується, буде досить ефективною при використанні спеціалізованих фотонних детекторів. Крім того, такі джерела можуть бути розроблені для отримання чистих одиночних фотонних станів

(перетворення обмежених пакетів однофотонних хвиль), що є надзвичайно важливим для спостереження за ефектами квантових перешкод та здійснення оптичних квантових обчислень [6]. Варто також зазначити, що кріогенні температури в цьому випадку не потрібні, на відміну від однофотонних джерел на основі одиничних квантових випромінювачів, таких як квантові точки або кольорові центри.

Розглянемо схему для генерування чистих однофотонних станів за допомогою СЧХЗ в системі зв'язаних кільцевих мікрорезонаторів. У процесі СЧХЗ два лазерні фотони накачування перетворюються в пару дочірних фотонів. Як правило, їх називають сигналом та холостим ходом у нелінійних оптичних матеріалах третього порядку. Кореляція числа фотонів між отриманими полями може бути використана для визначення існування одного фотона шляхом виявлення його партнера, що лежить в основі умовної підготовки однофотонних станів. Умова збереження енергії вимагає генерування фотонів сигналу та холостого ходу на частотах, симетрично розподілених навколо частоти накачування. У загальному випадку через таку спектральну кореляцію ці фотони виявляються у змішаному стані. Висока чистота випромінюваних фотонів досягається при спільній спектральній амплітуді біфотона поля - фактична функція в області частоти, яка можлива для достатньо широкосмугового поля накачування. Для використання останнього використовується менша добротність накачування, що робить ширину лінії мікрорезонатора для накачування ширшою, ніж для сигнальних та пустових полів.

Замість того, щоб використовувати дві точки з'єднання через інтерферометри Маха-Цендера, доцільно використовувати додаткові мікрокільця. Важливою перевагою схеми є те, що мікрокільцеві резонатори можуть бути виготовлені спеціальних розмірів і налаштовані на резонанс лише з трьома взаємодіючими режимами, завдяки чому додаткова спектральна фільтрація не потрібна. Крім того, ця схема може бути легко реалізована не

тільки з мікрокільцевими резонаторами, але і з іншими типами резонаторів, такими як мікросфери та мікротороїди.

1.3 Базова модель

Розглянемо систему з трьох мікрокільцевих резонаторів, з'єднаних із центральним та з'єднаними з протоковими хвилеводами (шинами) (рисунок 1.1). Процес СЧХЗ відбувається в центральному кільці, тоді як інші кільця використовуються для введення в систему поля накачування та виведення генерованих фотонів. Для простоти розглянемо схему виродженого накачування. Передбачається, що поле накачування відповідає режиму резонатора в зоні нульової дисперсії мікрорезонатора центрального кільця, так що фотони сигналу та холостого ходу можуть випромінюватися в сусідні режими, які відокремлені від режиму накачування рівними інтервалами частоти (дисперсія групової швидкості незначна). Одне із зовнішніх кілець налаштоване таким чином, що один з його резонансів збігається з режимом накачування центрального кільця, тоді як інші резонанси не збігаються з режимами сигналу та холостого ходу. Навпаки, інші зовнішні кільця повинні знаходитись не в резонансі з сигналом накачування, а в резонансі з режимами сигналу та холостого ходу. Однак можна зробити ці кільця інших розмірів таким чином, щоб лише три моди центрального кільця виявились ефективно зв'язаними з проміжними хвилеводами.

Гамільтоніаном для системи є

$$H = H_{sys} + H_{bath} + H_{int}^{internal} + H_{int}^{bath}, \quad (1.1)$$

де

$$H_{sys} = \hbar\omega_{0x,p} x_p^\dagger x_p + \sum_{n=p,i,s} \hbar\omega_{0y,n} y_n^\dagger y_n + \sum_{m=i,s} \hbar\omega_{0z,m} z_m^\dagger z_m$$

є вільним полем Гамільтоніану для резонаторів,

$$H_{bath} = \int d\omega \hbar \omega \left[a_p^\dagger \omega a_p \omega + \sum_{m=i,s} b_m^\dagger \omega b_m \omega \right]$$

це зовнішній гамільтоніан,

$$H_{int}^{internal} = i\hbar g_p x_p^\dagger y_p + i\hbar g_i z_i^\dagger y_i + i\hbar g_s z_s^\dagger y_s + h.c.$$

це гамільтоніан з'єднання між кільцями та

$$H_{int}^{bath} = \frac{i\hbar}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \left[\sqrt{K_p} x_p^\dagger a_p \omega + \sqrt{K_i} z_i^\dagger b_i \omega + \sqrt{K_s} z_s^\dagger b_s \omega + h.c. \right]$$

є гамільтоніан з'єднанням із зовнішніми модами. Тут $m = i, s$, $n = i, s, p$, $\omega_{0x,p}, \omega_{0y,n}, \omega_{0z,m}$ є центральними частотами мікрорезонаторів, $K_p, K_{i,s}$ - параметри зв'язку між хвилеводом і кільцями, $g_p, g_{i,s}$ - параметри зв'язку між кільцями, x_p, y_n та z_m є операторами знищення фотонів, що відповідають різним модам у кільцях.

Застосовуючи формалізм введення-виведення, з рівняння (1.1) отримуємо наступні рівняння Гейзенберга-Ланжевена:

$$\left[\partial_t + i\omega_{0x,p} + \frac{K_p}{2} \right] x_p - g_p y_p = \sqrt{K_p} a_{in,p},$$

$$\left[\partial_t + i\omega_{0y,i} \right] y_i + g_i z_i = 0,$$

$$\left[\partial_t + i\omega_{0y,p} \right] y_p + g_p z_p = 0,$$

$$\left[\partial_t + i\omega_{0y,s} \right] y_s + g_s z_s = 0,$$

$$\begin{aligned}
\left[\partial_t + i\omega_{0z,i} + \frac{K_i}{2} \right] z_i - g_i y_i &= \sqrt{K_i} b_{in,i}, \\
\left[\partial_t + i\omega_{0z,s} + \frac{K_s}{2} \right] z_s - g_s y_s &= \sqrt{K_s} b_{in,s}, \\
a_{in;p} - a_{out;p} &= \sqrt{K_p} x_p, \\
b_{in;i} - b_{out;i} &= \sqrt{K_i} z_i, \\
b_{in;s} - b_{out;s} &= \sqrt{K_s} z_s,
\end{aligned} \tag{1.2}$$

де використовується наближення Маркова.

Далі використовується припущення, що однакові моди в різних кільцях узгоджуються між собою, що є природною умовою ефективної передачі енергії.

1.4 Співвідношення введення-виведення

Беручи перетворення Фур'є (1.2), отримуємо систему алгебраїчних рівнянь

$$\begin{aligned}
\left[i\Delta_p + \frac{K_p}{2} \right] x_p \omega - g_p y_p \omega &= \sqrt{K_p} a_{in;p} \omega, \\
i\Delta_p y_p \omega + g_p x_p \omega &= 0, \\
i\Delta_m y_m \omega + g_{is} z_m \omega &= 0, \\
\left[i\Delta_m + \frac{K_{is}}{2} \right] z_m \omega - g_{is} y_m \omega &= \sqrt{K_{is}} b_{in;m} \omega, \\
a_{in;p} \omega - a_{out;p} \omega &= \sqrt{K_p} x_p \omega, \\
b_{in;m} \omega - b_{out;m} \omega &= \sqrt{K_{is}} z_m \omega,
\end{aligned} \tag{1.3}$$

де використовується позначення $\Delta_n = \omega_{0n} - \omega$, а для всіх операторів знищення перетворення Фур'є визначається як $u(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega e^{-i\omega t} u(\omega)$.

Розглянемо випадок, коли $a_{in;p} = 1$, та $b_{in;m} = 0$, що відповідає завантаженню поля накачування. Потім отримуємо співвідношення введення-виводу для операторів поля накачування

$$y_p(\omega) = M_p a_{in;p}(\omega) = \frac{2g_p \sqrt{K_p} a_{in;p}(\omega)}{-2\Delta_p^2 + 2g_p^2 + i\Delta_p K_p}. \quad (1.4)$$

Аналогічно у випадку, коли $a_{in;p} = 0$ та $b_{in;m} = 1$, що відповідає завантаженню сигнальних полів та полів холостого ходу (та розвантаженню їх за зворотний час), отримуємо

$$y_m(\omega) = M_m b_{in;m}(\omega) = \frac{2g_{is} \sqrt{K_{is}} b_{in;m}(\omega)}{-2\Delta_m^2 + 2g_{is}^2 + i\Delta_m K_{is}}. \quad (1.5)$$

1.5 Оптимальне з'єднання елементів

Для придушення фазової дисперсії в центральному мікрорезонаторі, що необхідно для ефективного завантаження в нього поля накачування при частоті ω_{0p} і виводу з нього сформованих фотонів на частотах ω_{0i}, ω_{0s} через зовнішні мікрорезонатори, застосовується наступна умова близькості частотної залежності фази до лінійної:

$$\partial_\omega^l \text{Argument } M_n \Big|_{\omega=\omega_{0n}} = 0, \quad l = 2, 3, \dots \quad (1.6)$$

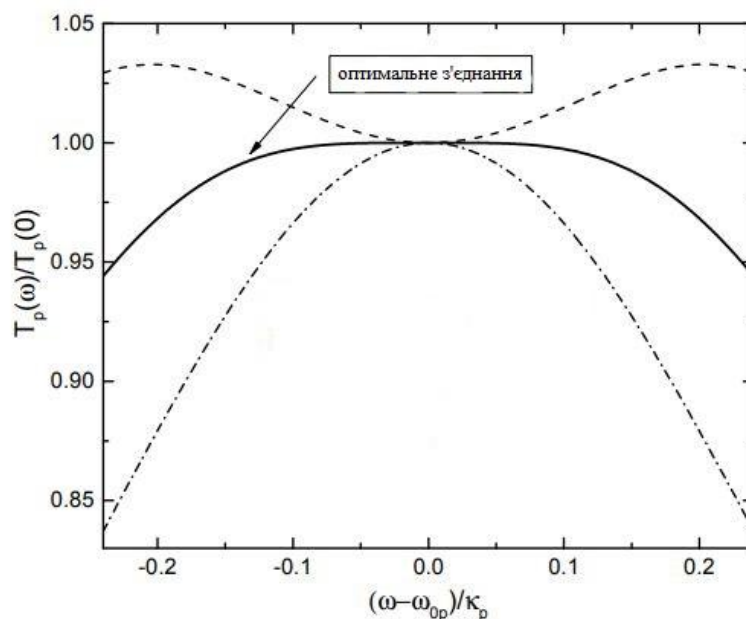


Рисунок 1.2 - Відносна затримка $T_p(\omega) / T_p(0)$ як функція $\omega = \omega_{0p} / k_p$ для трьох випадків: $g_p = 0.9g_{p,opt}$ (пунктирна лінія), $g_p = g_{p,opt}$ (суцільна лінія), і $g_p = 1.1g_{p,opt}$ (штрих-крапкова лінія), де $g_{p,opt} = K_p / \sqrt{12}$

У цій системі можна використати умову $l = 3$, що призводить до таких співвідношень:

$$\partial_{\omega}^3 \operatorname{Arctan} \left[\frac{\Delta_p K_p}{2\Delta_p^2 - 2g_p^2} \right] \Big|_{\omega=\omega_{0p}} = 0, \quad (1.7)$$

$$\partial_{\omega}^3 \operatorname{Arctan} \left[\frac{\Delta_m K_{is}}{2\Delta_m^2 - 2g_{is}^2} \right] \Big|_{\omega=\omega_{0m}} = 0,$$

і отримати наступні оптимальні співвідношення між параметрами зв'язку:

$$g_{p,opt} = K_p / \sqrt{12}, \quad g_{is,opt} = K_{is} / \sqrt{12}. \quad (1.8)$$

Решта умов $l > 3$ призводять до $K_{p,is} \rightarrow \infty$. Фізично це означає, що слід використовувати максимально можливі експериментальні значення $K_{p,is}$.

Для зручної візуалізації дисперсійних ефектів вводиться функція затримки $T_p(\omega) = \text{Argument } M_p / (\omega - \omega_{0p})$, яка показує різницю в затримці сигналів на різних частотах поблизу центральної частоти ω_{0p} (випадок вивантаження поля сигналу та холостого ходу можна описати аналогічно). Рисунок 1.2 демонструє різницю між трьома випадками, $g_p = 0.9g_{p,opt}, g_{p,opt}, 1.1g_{p,opt}$. Видно, що максимальний розмір плато, що відповідає максимальному придушенню негативних ефектів дисперсії для поля накачування в центральному кільці, досягається для співвідношення (1.8). Таке придушення дисперсії необхідне для поліпшення якості фотонів наскільки це можливо.

1.6 Чистота квантового стану

Щоб обчислити стан біфотонного поля, можливо скористатися теорією збурення СЧХЗ першого порядку в оптичному хвилеводі або волокні, що модифікується з урахуванням співвідношень введення-виведення.

Процес СЧХЗ в центральному резонаторі можна описати ефективним гамільтоніаном

$$H_{SFWM}(t) = \zeta y_p(t) y_p(t) y_s^\dagger(t) y_i^\dagger(t), \quad (1.9)$$

де ζ - ефективна нелінійність, яка враховує $\chi^{(3)}$ нелінійного матеріалу, функції мікрорезонатора та інші параметри, які не є важливими для даного аналізу.

Застосовуючи теорію збурень першого порядку, вектор стану сформованого біфотонного поля обчислюється таким чином:

$$|\psi\rangle = \left[1 - i/\hbar \int dt H_{SFWM}(t) \right] |0\rangle |\alpha\rangle,$$

що дає

$$|\psi\rangle = |0\rangle|\alpha\rangle - \frac{i\zeta}{\hbar 2\pi} \int dt d\omega_p d\omega_i d\omega_s \times y_p \omega_p y_p \omega_p y_i^\dagger \omega_s e^{i\Delta\omega t} |0\rangle|\alpha\rangle, \quad (1.10)$$

де $|0\rangle = |0_s\rangle|0_i\rangle$ - стан сигнального поля та поля холостого ходу, $|\alpha\rangle$ когерентний стан поля накачування зі складною амплітудою α (тобто $y_p t |\alpha\rangle = \alpha t |\alpha\rangle$), а $\Delta\omega = 2\omega_p - \omega_i - \omega_s$ - частота затримки. Тепер, беручи до уваги співвідношення (1.4, 1.5), отримуємо

$$|\psi\rangle = |0\rangle|\alpha\rangle - \frac{i\zeta}{\hbar\sqrt{2\pi}^3} \int d\omega_i d\omega_s F(\omega_i, \omega_s) \times y_{out;i}^\dagger \omega_i y_{out;s}^\dagger \omega_s |0\rangle|\alpha\rangle, \quad (1.11)$$

де

$$F(\omega_i, \omega_s) = I_p(\omega_i, \omega_s) M_i(\omega_i) M_s(\omega_s) \quad (1.12)$$

$$I_p(\omega_i, \omega_s) = \int d\omega_p M_p(\omega_s + \omega_i - \omega_p) M_p(\omega_p) \times \alpha \omega_s + \omega_i - \omega_p \alpha \omega_p \quad (1.13)$$

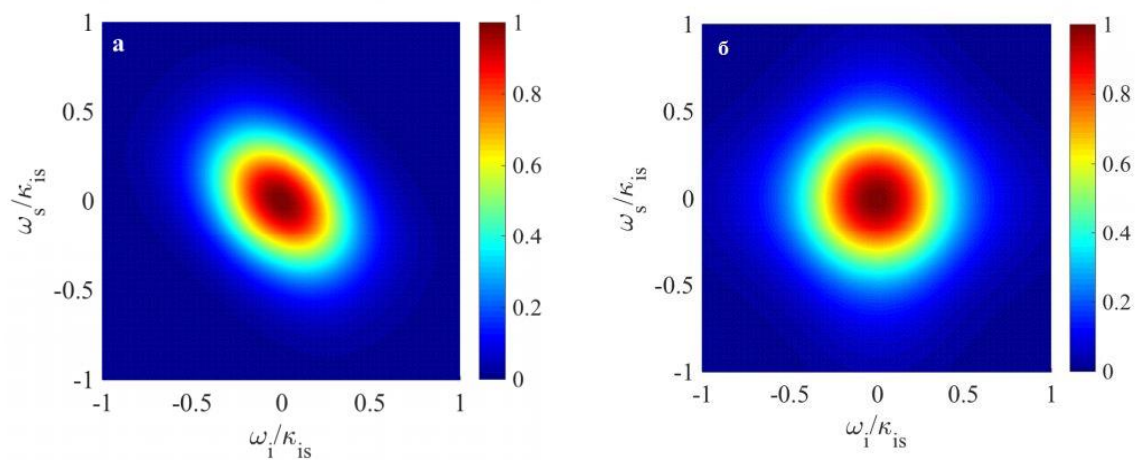
це згортка спектральної амплітуди поля накачування $\alpha \omega_p$ у резонаторі.

Для ілюстрації спектральних кореляцій між випромінюваними фотонами зручно використовувати так звану спільну спектральну інтенсивність $P(\omega_i, \omega_s) = |F(\omega_i, \omega_s)|^2$. Крім того, для кількісного аналізу можна скористатися розкладом Шмідта, який можна записати як

$$F(\omega_i, \omega_s) = \sum_n \sqrt{\lambda_n} \psi_n(\omega_i) \phi_n(\omega_s), \quad (1.14)$$

де коефіцієнти Шмідта задовольняють умові $\sum_n \lambda_n = 1$.

Число Шмідта $K = 1 / \sum_n \lambda_n^2$ зазвичай використовується як міра заплутування в парах фотонів [7], тоді як чистота однофотонного стану дорівнює $\gamma = 1 / K$. Двофотонний стан, для якого $K = 1$ (мінімальне значення) являє собою фактичний стан, який не проявляє спектрального сплутування і породжує чисті одиничні фотони. Рисунок 1.3 ілюструє розподіли спільної спектральної інтенсивності, обчислені чисельно для рівних ширин лінії резонатора $K_p = K_{is}$ та для більшої ширини лінії накачування $K_p \square K_{is}$.



а) для більш широкої лінії накачування $K_p = 10 K_{is}$; б) число Шмідта дорівнює $K = 1.07$ $\gamma = 0.94$ і $K = 1.00006$ $\gamma = 0.9999$, відповідно.

Рисунок 1.3 – Спільна спектральна інтенсивність поля біфотону для рівних ширин лінії резонатора $K_p = K_{is}$

В обох випадках зберігається оптимальне співвідношення між параметрами зв'язку і імпульс накачування вважається Гауссовим, $\alpha \omega = 2\pi\sigma^{-1/4} \exp - \omega - \omega_{0p}^2 / 4\sigma$. зі спектральною шириною, $\Delta\omega_{1/2} = \sqrt{8\sigma \ln 2}$, оптимізованим для забезпечення мінімального значення числа Шмідта. Чисельні розрахунки показують майже ідеальну відокремленість

біфотонного поля у випадку широкої лінії накачування. Однак можна отримати ще менші числа Шмідта шляхом оптимізації параметрів зв'язку та спектральної ширини імпульсу накачування. Зокрема, для співвідношення $K_p / K_{is} = 6.6$ та оптимальної спектральної ширини $\Delta\omega_{1/2} = 0.45K_p$, отримуємо $K = 1.0003$. Подальше збільшення K_p / K_{is} до 10 забезпечує $K = 1.00006$, що відповідає чистоті фотонів $\gamma = 0.9999$.

Отже система оптимально з'єднаних кільцевих мікрорезонаторів здатна виробляти майже факторну спільну спектральну амплітуду біфотонного поля, тим самим генеруючи поблизу чистих однофотонних станів шляхом спонтанного чотирьох-хвильового змішування. Оптимізація параметрів з'єднання системи може досягатися через придушення негативних ефектів дисперсії, що в поєднанні з оптимальною спектральною шириною імпульсу накачування забезпечує максимально можливу чистоту генерованих фотонів, створених за такою схемою. Застосування резонансного з'єднання через мікрорезонатори дає змогу вводити в схему та виводити з неї лише необхідні моди поля, що може спростити реалізацію інтегрованих джерел одиничних фотонів.

2 ОДНОФОТОННІ ДЕТЕКТОРИ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ: МЕХАНІЗМИ РОБОТИ

2.1 Однофотонні детектори електромагнітного випромінювання: механізми роботи

Надпровідний стан чутливий до випромінювання оптичного діапазону, так як ширина надпровідної щілини менше енергії оптичного фотона, тому поява тонкоплівкових надпровідників, мікротехнологій і лазерних джерел, дозволило виготовити діючі зразки перших надпровідних детекторів електромагнітного випромінювання.

Десять років тому була продемонстрована концепція нового надпровідного пристрою, зібраного з нанодротів, що виготовлені з нітриду ніобію (NbN) і зміщених струмом близьким до критичного. Цей тип пристроїв, відомий як надпровідний однофотонний детектор (SSPD), чутливий до одиночних фотонів у видимому і інфрачервоному діапазоні, і володіє часом відновлення точністю вимірювань на порядок кращими, ніж існуючі однофотонні детектори на основі надпровідних матеріалів. Крім того, цей детектор працює при температурі кипіння рідкого гелію (4,2 K) – температурі, яка тепер в межах досяжності технологій охолодження, що швидко розвиваються.

SNSPDs мають прекрасний потенціал для однофотонного розрахунку в інфрачервоному режимі, де з'являються важливі нові можливості їх використання. SNSPDs були предметом підвищеного інтересу за останнє десятиліття, і багато дослідницьких груп по всьому світу внесли свій вклад в розвиток цих пристроїв. На рисунку 2.1 наведено зображення містка NbN виготовленого для однофотонних детекторів, отримане методом атомно-силової мікроскопії.

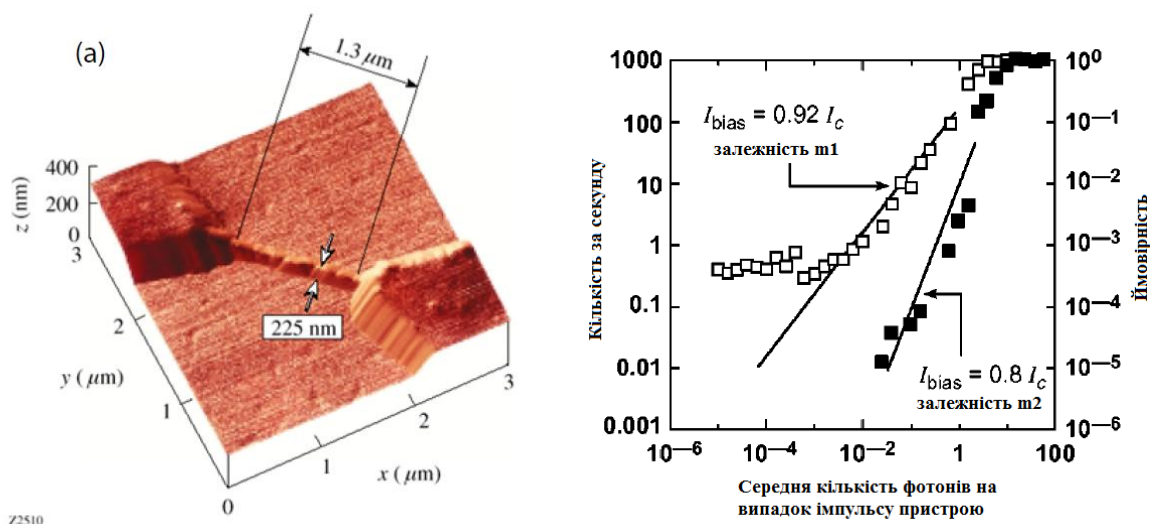


Рисунок 2.1 – Місток з NbN та число відліків в секунду надпровідного детектора з NbN

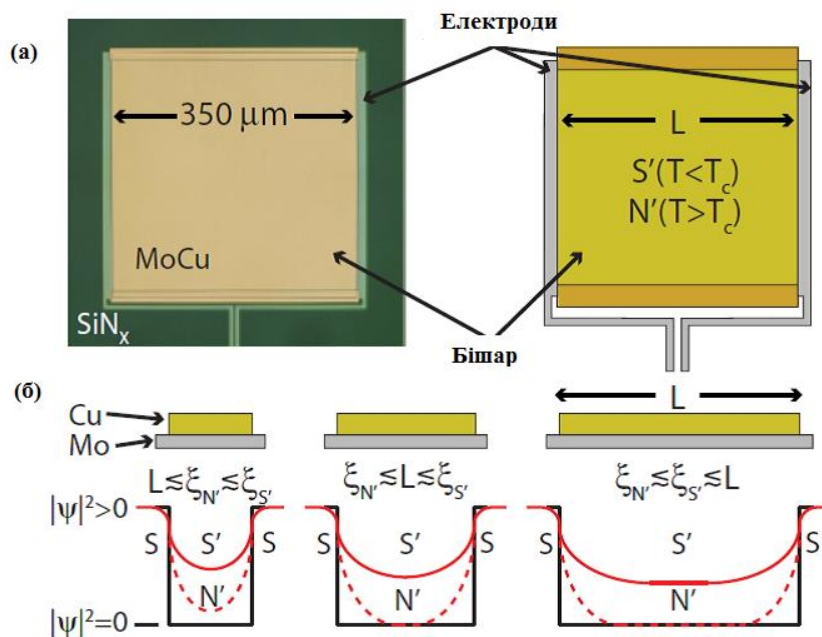
Рисунок 2.1 ілюструє число відліків в секунду надпровідного детектора з NbN в залежності від середнього числа фотонів в імпульсі, що впали на пристрій для двох різних струмів зміщення. Тобто, показана ймовірність виникнення імпульсу напруги на детекторі в залежності від середнього числа фотонів в 100 фс імпульсі (0,81 мкм) для двох різних значень струму зміщення. Ліва вертикальна вісь показує кількість відгуків детектора в секунду (на 1000 лазерних імпульсів), права вісь – ймовірність детектування оптичного імпульсу. Видно, що для великого числа фотонів в оптичному імпульсі, ймовірність детектування дорівнює одиниці, для меншого числа фотонів вірогідність детектування істотно падає, але однофотонне детектування, проте, було продемонстровано.

2.2 Різновиди детекторів

2.2.1 TES – детектор на надпровідному переході

Надпровідні однофотонні детектори, проте, не перші пристрої на основі надпровідних матеріалів, здатні детектувати слабе електромагнітне

випромінювання. Крім них також існують болометри на надпровідному переході (TES – transition edge sensor). Основним елементом таких болометрів є надпровідний слабкий зв'язок – слабкий електричний контакт (не тунельного типу) між надпровідними електродами. Через ефект близькості параметр порядку надпровідних електродів поширюється в слабкий зв'язок, згасаючи експоненціально на відстані порядку довжини когерентності. Якщо довжина слабого зв'язку порядку довжини когерентності, параметр порядку не перетворюється на нуль, і через слабкий зв'язок може протікати надструм. При $T < T_c$ бішар детектора в надпровідному стані (S'), при $T > T_c$ – в нормальному (N').



- а) фотографія та зображення 350 мкм MoCu TES з Mo електродами;
 б) схематичне зображення модуля параметра порядку в квадраті для SS'S.

Рисунок 2.2 – Детектор на надпровідному переході (TES)

На рисунку 2.2, б відмічені суцільною червоною лінією – $T < T_c$ та пунктирною червоною лінією – $T > T_c$ для трьох різних довжин TES. Для

роботи детектора бішар (що складається з шару металу і шару надпровідника, в якому за рахунок ефекту близькості послаблюється надпровідність) підтримується при температурі надпровідного переходу. Він має кінцевий опір (R) і підтримується при заданій температурі завдяки прикладеній постійній напрузі. Падіння напруги на пристрої може встановлювати джоулів розігрів електронної системи ($P_{Joule} = V^2 / R$). Так як відношення dR/dT має позитивне значення, будь-яке підвищення температури (в тому числі і за рахунок поглинання фотона) призводить до збільшення опору. Напруга постійна, внаслідок цього джоулів розігрів зменшується пропорційно $1/R$, що веде за собою охолодження детектора і повернення назад до робочої точки. Слідом за температурою знову зменшується і опір – детектор повертається в первісний стан. Відповідно, локальне зменшення температури призведе до зменшення опору і розігріву датчика.

Крім розігрів півки також визначає відтік тепла в підкладку $K(T_s^n - T_s^n)$, де K – параметр, що залежить від матеріалу і геометрії, n – число (4, 5 або 6), значення якого залежить від того, який температурний імпеданс між підкладкою і електронами в надпровідній півці домінує.

Коли фотон розігріває півку до температури трохи більшої, ніж рівноважна, повернення в рівновагу описується наступним рівнянням:

$$C \frac{d\Delta T}{dt} = -\frac{P_0 \alpha}{T} \Delta T - g \Delta T, \quad (2.1)$$

де $\frac{P_0 \alpha}{T}$ – вплив зменшеного джоулевого розігріву;

$g \Delta T$ – збільшення відтоку тепла в підкладку;

$g = dP/dT = nKT^{n-1}$ – температурний імпеданс;

$\alpha = (1/R) (dR/dT)$ – безрозмірна величина, що описує різкість надпровідного переходу;

P_0 – рівноважна потужність джоулевого розігріву.

Коли температура підкладки багато менше, ніж температура плівки, $P_0 = KT^n = gT/n$, і константа часу відновлення дорівнює:

$$\tau_{eff} = \frac{\tau_0}{1 + \alpha/n}, \quad (2.2)$$

де $\tau_0 = C/g$ – внутрішня тимчасова константа плівки (час відновлення у відсутності джоулева розігріву).

У разі, коли тривалість імпульсу набагато менше внутрішньої константи часу, детектор працює в режимі, в якому енергія убуває за рахунок зменшення джоулева розігріву, замість збільшення відтоку тепла в підкладку. Таким чином, енергія фотона, поглиненого плівкою – просто інтеграл від зміни потужності джоулева розігріву:

$$E = \int \Delta P_{Joule} dt = V_0 \int \Delta I dt. \quad (2.3)$$

Струм в таких системах вимірюється за допомогою сквіду.

2.2.2 APD – лавинний фотодіод

Крім надпровідних датчиків одиночних фотонів також існують однофотонні детектори на основі напівпровідникових матеріалів – лавинні фотодіоди, що працюють в режимі Гейгера. Механізм роботи такого детектора полягає в наступному. Коли до $p-n$ переходу прикладається сильне зворотне зміщення, в збідненому шарі діода виникає сильне електричне поле. Якщо поле досить сильне, носії заряду можуть придбати в ньому енергію достатню для того, щоб іонізувати атом напівпровідника при зіткненні. Цей ефект називається ударною іонізацією. Іонізація атома приводить до виникнення нової електрон-діркової пари, званої вторинною $e-h$ парою. Вторинні носії

заряду можуть ініціювати нові випадки ударної іонізації. Таким чином, в результаті виникає лавина носіїв заряду.

Коли зворотний зсув на переході перевищить певне значення, зване напругою пробою, носій заряду в збідненому шарі може створити необмежену кількість вторинних електрон-діркових пар. В результаті в діоді виникне великий постійний струм пробою. Як правило, струм пробою запобігає подальшому зростанню напруги на діоді. Але струм пробою не з'явиться, якщо не виникне ініціюючого носія заряду. Таким чином, якщо в збідненому шарі немає носіїв заряду, можна змістити діод вище напруги пробою. У цьому полягає основний принцип, що дозволяє детектувати поодинокі оптичні фотони лавинними фотодетекторами.

На рисунку 2.3 показана схематична вольт-амперна характеристика лавинного фотодіода. Коли прикладено пряме зміщення, діод проводить струм, коли зворотно – струму немає.

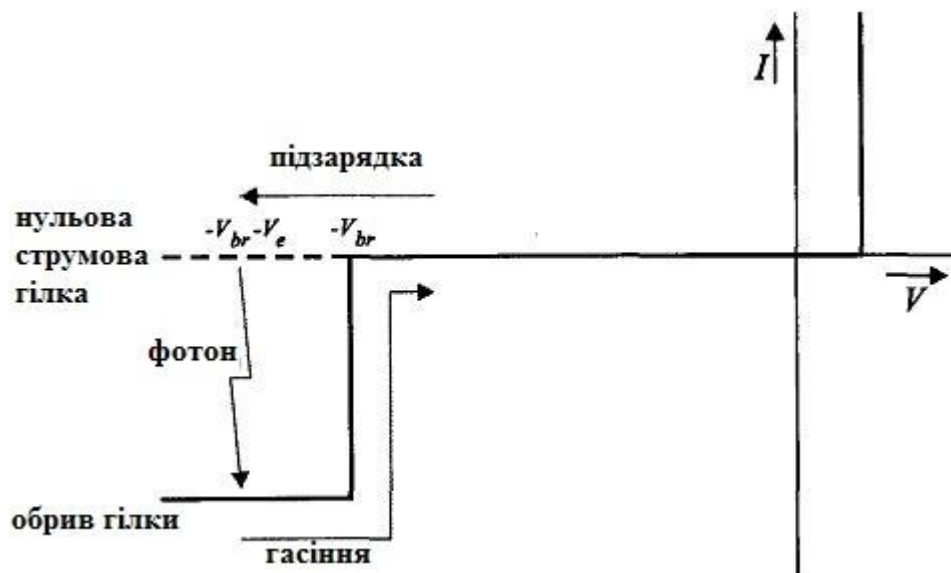


Рисунок 2.3 – Схематична вольт-амперна характеристика лавинного фотодіода, що працює в режимі Гейгера

При збільшенні зворотного зсуву в певний момент діод виявляється зміщеним вище його напруги пробою. Вище напруги пробою характеристика має дві гілки: до тих пір, поки в збідненому шарі немає носіїв заряду, струм дорівнює нулю, коли носій заряду з'являється, буде текти великий струм пробою. В робочому стані діод зміщений на кілька вольт вище зсуву пробою.

Коли фотон поглинається в збідненому шарі діода, генерується електрон-діркова пара. Ця пара ініціює ток пробою. Так як струм дуже великий, його просто виміряти в електронному ланцюзі, це буде означати, що фотон був поглинений. Після того, як струм пробою був виявлений, його гасять. Це досягається за допомогою зменшення напруги на діоді до значення нижче напруги пробою (як показано стрілкою на рисунку 2.3). Після того, як пробій був погашений, напруга має бути піднята для повернення фотодіода в робочий стан. Це називається перезарядженням лавинного фотодетектора.

2.2.3 Теплова динаміка

Незважаючи на те, що вищенаведені датчики слабого випромінювання успішно застосовуються в області детектування слабого випромінювання, надпровідні однофотонні детектори, що динамічно розвиваються, стають для них все більш вигідною альтернативою. Розглянемо докладніше механізми роботи такого пристрою, для цього спочатку звернемо увагу на теплові процеси, що протікають в плівці в нерівноважному стані (які характерні для випадку поглинання електрона).

Теплова динаміка в надпровідній плівці на діелектричній підкладці може бути описана в термінах чотирьох підсистем, що співіснують: куперовські пари, квазічастинки (електрони із зруйнованих куперовських пар), фонони в плівці і фонони в підкладці. Теплова рівновага існує тоді, коли всі ці підсистеми можуть бути описані рівноважними функціями розподілу з певною температурою. Якщо будь-який розподіл не задовольняє цій умові, ситуація вважається нерівноважною. Спільний розгляд нерівноважного стану вимагає рішення

інтегрального кінетичного рівняння для функцій розподілу, що залежать від координат і часу. Щоб впоратися з вищеописаним завданням, використовуються різні припущення, які дозволяють звести загальне завдання до ряду аналітично розв'язуваних рівнянь.

Модель гарячих електронів є найбільш актуальною для нерівноважних надпровідників, що слід підтримувати при температурі T поблизу температури надпровідного переходу T_c , де квазічастинки та фонони можна описати залежними від температури функціями розподілу нормального стану, що володіють власною ефективною температурою. Передбачається, що електронна і фоновна ефективні температури (T_e і T_p) встановлюються миттєво і рівномірно у всьому зразку. Це припущення означає, що всередині кожної підсистеми існує механізм швидкої термалізації. Основні етапи еволюції гарячих електронів, що приводять до глобальної рівноваги, зображені на рисунку 2.4. Включення характерних часів обміну енергією між підсистемами зводить проблему відновлення глобальної рівноваги до вирішення системи з двох рівнянь теплового балансу для T_e і T_p .

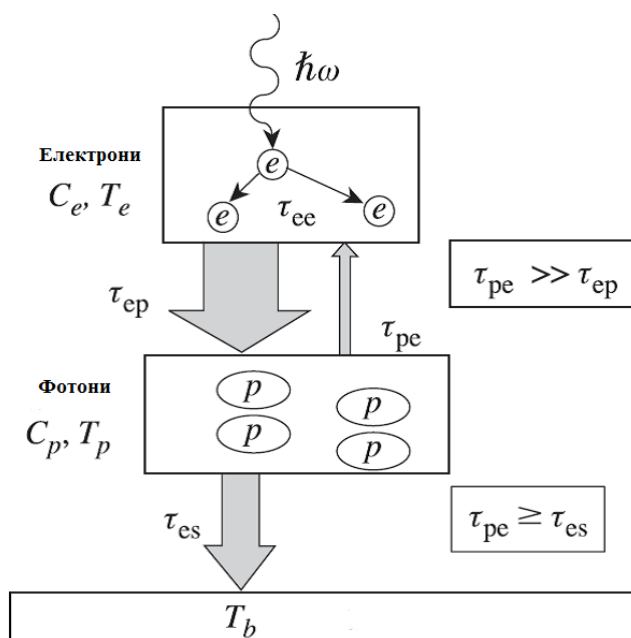


Рисунок 2.4 – Схема термалізації, що показує канали відтоку енергії в пристрої на гарячих електронах, яке повертається в рівноважний стан

Внутрішній час термалізації має бути малим в порівнянні з характерними часом енергетичного обміну. Цей двухтемпературний (2- T) підхід був використаний вперше Кагановим для опису стаціонарного нагріву електронів в металах [8]. Нижче T_c електронна теплоємність залежить від температури, що робить рівняння нелінійним навіть для невеликих відхилень від рівноваги. Опис, проте, може бути спрощено в безпосередній близькості від T_c . При цій температурі енергетична щільність надпровідника сильно пригнічена, концентрація куперовських пар мала, і неспарені електрони можуть розглядатися як нормальні електрони, що мають звичайну функцію розподілу Фермі. В нормальному стані, теплоємність електронів має більш слабку температурну залежність, якою можна знехтувати для малих відхилень T_e від рівноваги. Після цих припущень рівняння:

$$\begin{aligned} \frac{dT_e}{dt} &= -\frac{T_e - T_p}{\tau_{ep}} + \frac{1}{C_e} W(t), \\ \frac{dT_p}{dt} &= \frac{C_e}{C_p} \frac{T_e - T_p}{\tau_{ep}} - \frac{T_p - T_0}{\tau_{es}}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

де $W(t)$ – зовнішнє обурення (тобто потужність на одиницю об'єму, що поглинається електронної підсистемою);

τ_{ep} і τ_{es} – час релаксації енергії електронів за допомогою електрон-фононної взаємодії та часу виходу фононів в підкладку, відповідно;

C_e і C_p – електронна і фононна теплоємності, відповідно;

T_0 – температура навколишнього середовища (підкладки).

2.2.4 Hot-spot концепція

Вищенаведені рівняння в такому вигляді не можна безпосередньо застосовувати до опису динаміки тепла в надпровідному однофотонному детекторі, так як після поглинання фотона в надпровідній плівці виникає

неоднорідний в просторі розподіл температури. Тому в даний час широко використовується концепція «гарячої плями» – області з підвищеною температурою електронів, що утворилася в результаті поглинання плівкою фотона. Для вирішення завдань з неоднорідним розподілом температури рівняння двухтемпературної моделі були апроксимовані рівнянням теплопровідності:

$$Cd \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa d \nabla^2 T + \alpha (T_0 - T), \quad (2.5)$$

де d – товщина нанодроту;

κ – теплопровідність;

$C \Gamma = c_e + c_p$ – теплоємність надпровідної плівки;

A – теплова гранична провідність між плівкою і підкладкою;

T_0 – температура підкладки (так як дріт досить тонкий) і температура нанодроту апроксимується однією температурою T .

Рішення цього рівняння пророкують, що створена фотоном «гаряча пляма» має розміри від кількох нанометрів до десятків нанометрів. Тому було припущено, що можна створити пристрій з надпровідної плівки з розмірами порівнянними з розміром «гарячого плями» і, таким чином, отримати чутливий в інфрачервоному діапазоні однофотонний детектор.

Вимірний опір «гарячої плями» виявився значно вище, ніж значення, передбачене в вищеописаній простій моделі «гарячої плями». Зростання резистивної області через джоулев нагрів відповідає за високий опір нанодроту. Можна модифікувати рівняння (2.2), включивши джоулів нагрів наступним чином:

$$Cd \frac{\partial T}{\partial t} = J^2 d \rho + \kappa d \nabla^2 T + \alpha (T_0 - T) \quad (2.6)$$

де J – щільність струму в дроті;

ρ – електричний опір.

«Гаряча пляма» охолоджується, віддаючи енергію збуджених електронів фононам за допомогою електрон-фононного розсіювання, з постійною часу τ_{e-p} (~ 10 пс – для NbN). Фонон-фононне розсіювання, потім, перенос енергії в підкладку з постійною часу τ_{p-sub} . Частина енергії розсіюється назад в електронну систему за рахунок таких чинників, як невідповідність параметрів решітки між надпровідним нанодротом і підкладкою. Підкладка при температурі T_0 грає роль тепловідведення [9]. В результаті нанодріт відновлює надпровідний стан. Енергія падаючого фотона дуже мала в порівнянні з енергією, запасеною в кінетичній індуктивності, тому відмінність в енергії для різного числа фотонів втрачається на тлі джоулевого нагріву «гарячого плями».

2.3 Механізми детектування

Механізм детектування можна описати наступним чином: NbN нанодріт знаходиться при температурі істотно нижче надпровідної критичної температури і зміщений постійним струмом трохи нижче критичного струму. Один інфрачервоний фотон має досить енергії, щоб зруйнувати сотні куперовських пар в надпровіднику, тим самим формуючи «гарячу пляму». «Гаряча пляма» сама по собі не досить велика, щоб перекрити ширину нанодроту ~ 100 нм. Але надструм змушений текти навколо резистивної області. На рисунку 2.5 показано поперечний переріз плівки, що проходить через точку, де фотон був поглинений. Локальна щільність струму в областях між гарячим плямою і межами плівки збільшується і перевищує критичну щільність струму, утворюється резистивна область по всій ширині нанодроту.

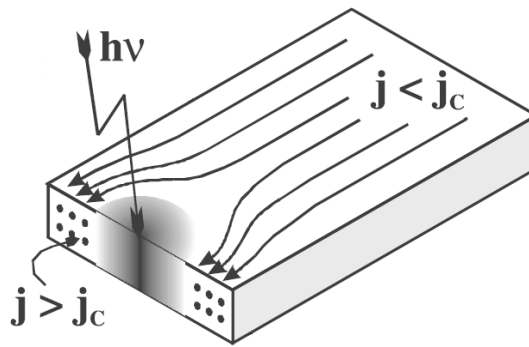


Рисунок 2.5 – Перерозподіл щільності струму в надпровідній плівці з нормальною плямою – основа квантового детектування

Річке збільшення опору від нуля до кінцевого значення породжує вимірний імпульс вихідної напруги нанодротів (рисунок 2.5). Значення струму, при якому щільність струму між плямою і межами плівки локально досягає критичного значення, може бути оцінене (в наближенні однорідного розподілу щільності струму між плямою і межами плівки) по формулі:

$$\frac{I_c}{I_{dep}} = 1 - \frac{2R}{w}, \quad (2.7)$$

де R – радіус нормального плями,

w – ширина плівки.

У простій моделі радіус може бути знайдений, якщо прирівняти енергію конденсації в області розміром $\pi R^2 d$ (D – товщина плівки) до енергії поглиненого фотона hc / λ (модель 1). Скомбінувавши два цих вираження, можна знайти λ_c (довжину хвилі відсічення) довжину хвилі, вище якої детектування неможливо при заданому значенні струму I і ширини плівки:

$$\lambda_c = \frac{8\eta}{\pi d N_0 \Delta^2} \frac{hc}{w^2} \left[1 - \frac{I}{I_{dep}} \right]^{-2}, \quad (2.8)$$

де коефіцієнт $0 < \eta < 1$ враховує, що не вся енергія фотона йде на руйнування куперовських пар, але також може піти до фононів через електрон-фононні взаємодії, Δ – надпровідна щільність, N_0 – щільність станів на рівні Фермі.

Потім ця модель була вдосконалена. Було помічено, що для того, щоб виник резистивний стан, надпровідність необов'язково повинна бути зруйнована повністю [10]. Дійсно, придушення надпровідного параметра порядку знижує здатність надпровідника проводити надпровідний струм (найпростіший приклад – придушення Δ зі збільшенням температури, яке веде до зменшення струму розпарювання). Було відмічено, що якщо в області розміром порядку ξ_{wd} рівномірно знизити концентрацію надпровідних електронів $n_s \propto N_0 \Delta$ до значення $n_s' < n_s$, Тоді критичний струм буде знижений в порівнянні з струмом розпарювання до значення:

$$\frac{I_c}{I_{dep}} = \frac{n_s'}{n_s}. \quad (2.9)$$

Далі, використовуючи модель гарячої плями – регіону з гарячими квазічастинками (з практично постійною концентрацією n_n при $r \leq R = D\tau_{th}^{1/2}$, Де D – коефіцієнт дифузії і τ_{th} – час термалізації, і експоненціально спадною концентрацією $n_n \propto \exp -r^2 / 4R^2$ при $r > R$), пов'язують зменшення числа надпровідних електронів $n_s - n_s' \xi_{wd}$ зі збільшеним числом квазічастинок $\xi d \int_{-w/2}^{w/2} n_n r dr$, фізично це означає, що створення гарячих квазічастиць при низьких температурах можливо тільки за рахунок руйнування куперовських пар (на рисунку 2.6 жирними лініями показаний найменший обсяг, в якому зменшення числа надпровідних електронів викликає зміна їх середньої швидкості. Сірим циліндром позначено хмара нерівноважних квазічастинок діаметром A) і отримують (припускаючи, що $R \ll w$):

$$\lambda_c = \frac{\eta}{dN_0\Delta^2} \frac{hc}{w\sqrt{\pi D\tau_{th}}} \left[1 - \frac{I}{I_{dep}} \right]^{-1}. \quad (2.10)$$

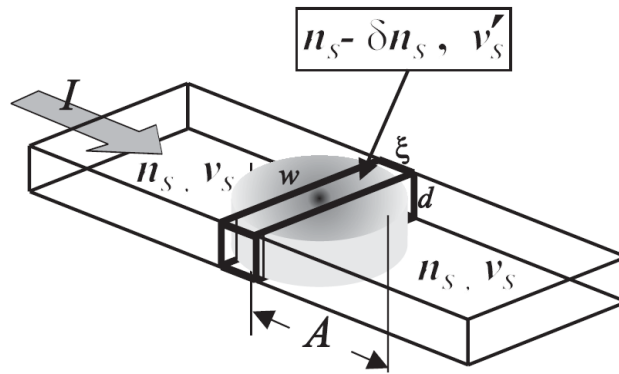


Рисунок 2.6 – Надпровідна смужка, яка проводить струм I

Існують також моделі, які описують механізм детектування фотонів за рахунок вихорів (модель 2) [11]. Модель заснована на ідеї, що поглинений фотон руйнує частково надпровідний параметр порядку поперек всієї ширини плівки в області розміром w^2 . На рисунку 2.7 зверху, зліва направо: термічно збуджений вихор перетинає плівку і формується нормальна перемичка поперек плівки, це призводить до виникнення темного відліку. Знизу, зліва направо: Що впав фотон створює гаряче пляма (гарячу перемичку) поперек сверхпроводящей смужки, за цим слід термічно індуковане перетин вихором плівки, яке переводить надпровідну гарячу перемичку в нормальний стан [11].

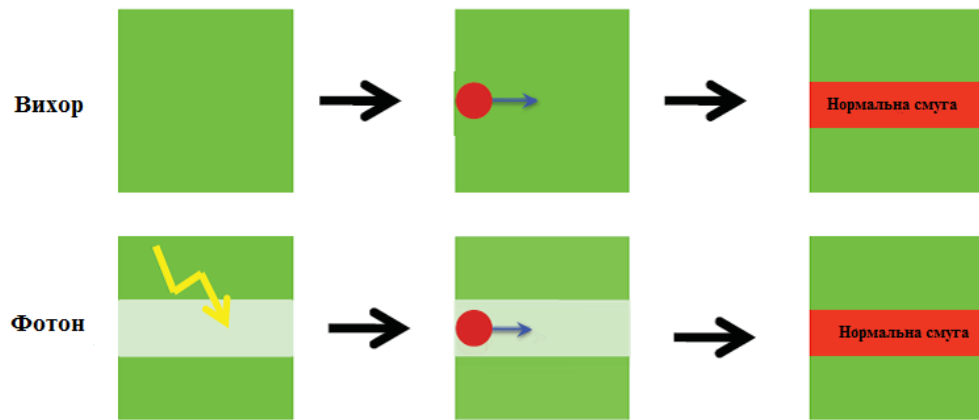


Рисунок 2.7 – Схема, що показує перетин вихором плівки без падіння фотона і з падінням фотона

Це призводить і до зменшення критичного струму, і збільшує ймовірність проникнення одиночного вихору за рахунок термоактиваційного процесу для $\lambda < \lambda_c$. Коли ефективність детектування досягає насичення зі зменшенням λ , бар'єр для входу вихору пригнічений, і фотони детектуються за рахунок придушення критичного струму:

$$\frac{I_c}{I_{dep}} = \left(\frac{n_s'}{n_s} \right)^{3/2}. \quad (2.11)$$

В цьому виразі прийнята до уваги залежність критичної надшвидкості від концентрації надпровідних електронів. Знайдемо n_s' через зниження надпровідної енергії в області гарячої плями [12], звідси виходить:

$$\left(\frac{n_s'}{n_s} \right)^2 = 1 - \frac{hc}{\lambda} \frac{2\eta}{N_0 \Delta^2 w^2 d}. \quad (2.12)$$

Комбінуючи вирази (2.10) і (2.11) ми знаходимо довжину хвилі відсічення, яка впливає з цієї моделі:

$$\lambda_c = \frac{2\eta}{dN_0\Delta^2} \frac{hc}{w^2} \left[1 - \left(\frac{I}{I_{dep}} \right)^{4/3} \right]^{-1}. \quad (2.13)$$

Розглянемо інший механізм детектування за допомогою вихорів при $\lambda < \lambda_c$ (модель 3). На основі моделі гарячої плями отримана нормальна пляма, і пляма з частково пригніченим параметром порядку і треба взяти до уваги, що розподіл надшвидкості (і щільності струму) істотно неоднорідний поблизу плями. Надшвидкість максимальна поруч з гарячою плямою, це забезпечує умови для виникнення пари вихор-антивихор в плямі, якщо струм вище деякого критичного значення, яке залежить від радіуса плями, ширини плівки і величини пригнічення параметра порядку всередині плями (рисунок 2.8). Це значення було знайдено в рамках моделі Лондонов:

$$\frac{I_c}{I_{dep}} = \left[1 - \left(\frac{2R}{w} \right)^2 \frac{1-\gamma^2}{1+\gamma^2} \right] / \left[1 + \frac{R}{R+\xi} \frac{1-\gamma^2}{1+\gamma^2} \right], \quad (2.14)$$

де ξ – надпровідна довжина когерентності і γ визначає ставлення надпровідного параметра порядку всередині і поза плями (воно може бути виражено через концентрацію надпровідних електронів як $\gamma^2 = n_s' / n_s$).

Співвідношення між радіусом такого плями:

$$R = \left(\frac{hc}{\lambda} \frac{\eta}{C_v d \pi \left(\frac{1}{2} - T_0 \right)} \right)^{1/2}, \quad (2.15)$$

де C_v – електронна теплоємність і T_0 – температура навколишнього середовища. Зв'язок між радіусом плями, γ і енергією фотона знаходили в рамках наступної моделі: поглинений фотон створює гарячі квазічастинки, які характеризуються розподілом температури $T(x, y, t)$, а динаміка $T(x, y, t)$ описується рівнянням теплопровідності. Ступінь пригнічення параметра порядку в області плями оцінюється з нестационарного рівняння Гінзбурга-Ландау. З цього співвідношення можна знайти довжину хвилі відсічення [13].

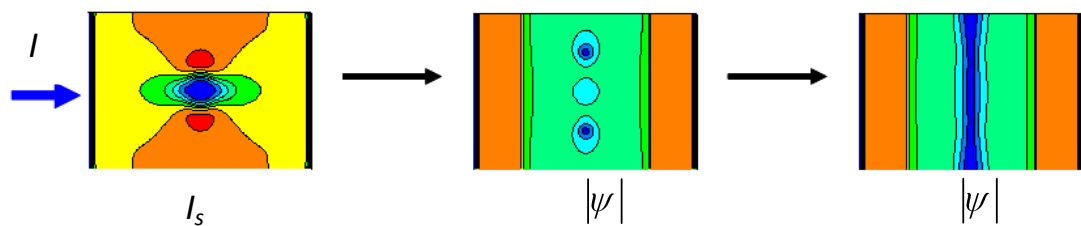


Рисунок 2.8 – Схема виникнення резистивної перемички поперек плівки після поглинання фотона.

На рисунку 2.8 приведено схему виникнення резистивної перемички поперек плівки після поглинання фотона. Зліва направо: після поглинання фотона утвориться гаряча пляма, біля якої локально збільшується щільність надпровідного струму, утворюються пари вихор-антівихор, які рухаються під дією сили Лоренца до країв плівки. Пари вихор і антівихор при русі поперек плівки розігрівають її, це призводить до утворення нормальної перемички і реєструється фотонний відлік (модель 4).

На рисунку 2.9 наведено порівняння результатів вищенаведених моделей з експериментальними даними. Тут показана залежність довжини хвилі відсічення від ширини надпровідної плівки. Пунктирні лінії відповідають моделям, заснованим на детектуванні за допомогою утворення вихорів, суцільна лінія відповідає моделі гарячого плями. З графіка випливає, що модель 2 (детектування за допомогою вихорів при $\lambda < \lambda_c$) найкраще описує експериментальні результати. У даній роботі для підгонки теоретичних

результатів використовувалися два параметри: квантова ефективність і відношення струму до критичного току I автори відзначають, що для інших підгінних параметрів, модель 4 не гірше, ніж модель 2 описує дані експериментальні результати, крім того, значення підгінних параметрів при цьому краще відповідають реальним експериментальним значенням.

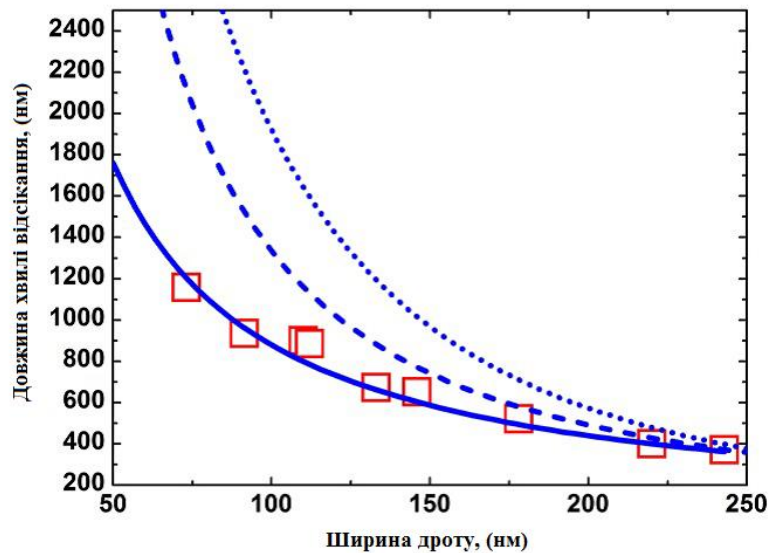


Рисунок 2.9 – Порівняння залежності довжини хвилі відсічення TaN зразка (квадрати) від ширини плівки з теоретичними моделями.

2.4 Еквівалентна схема

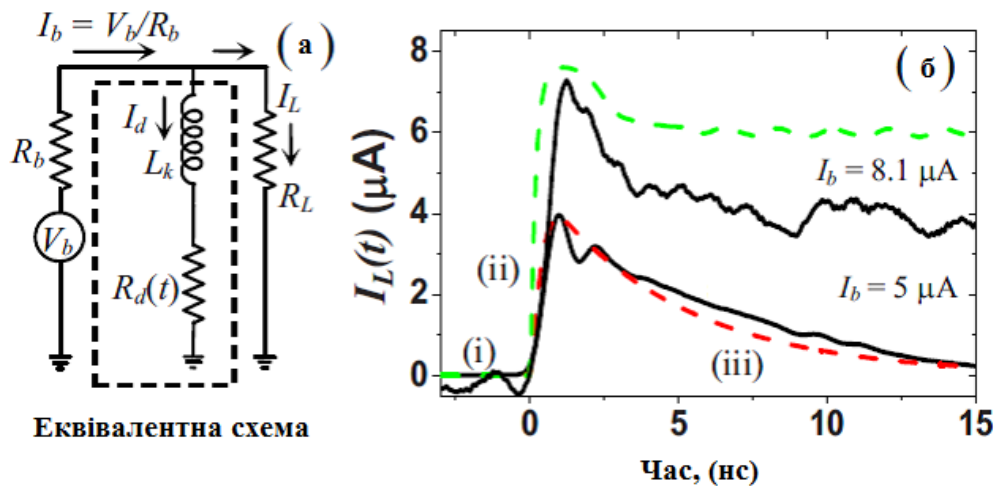
Для того щоб збільшити робочу площу детектора, надпровідну плівку виготовляють у формі меандру. Збільшення довжини плівки призводить до пропорційного збільшення її кінетичної індуктивності L_k . Для того, щоб після поглинання фотона надпровідність в плівці могла відновитися, до надпровідного меандра ефективно паралельно підключають шунтуючі опір R_L . Після поглинання фотона, у надпровідної плівки з'являється опір R_d . З його зростанням поступово збільшується струм через шунтуючий опір, а струм через плівку відповідно зменшується. Еквівалентна схема для детектора з кінцевим

опором надпровідної плівки показана на рисунку 2.10, а (I_b – струм зміщення трохи нижче критичного струму). Токи, поточні в детекторі можна описати таким рівнянням:

$$\dot{I}_d = -\frac{1}{L_k} R_d I_d + R_L \bar{I}_d + R_L \frac{I_b}{L_k}. \quad (2.16)$$

У необхідному режимі роботи детектора після поглинання фотона надпровідність повністю відновлюється (рисунок 2.10, б). Це відбувається завдяки тому, що гаряче пляма остигає швидко після того, як струм починає текти по шунтуючого опору, і опір надпровідної плівки наближається до нуля. Струм через плівку $I_d(t)$ експоненціально повертається до свого початкового значення до поглинання фотона – I_b з постійною часу $\tau_r = L_k / R_L$, за $3\tau_r$ величина $I_d(t)$ досягає приблизно 95 % від I_b . Це необхідно для того, щоб забезпечити високу ймовірність детектування наступного поглиненого нанодротом фотона. Максимальна швидкість розрахунків, таким чином, визначається величиною зворотною до повного часу відновлення $\propto (3\tau_r)^{-1}$. Час відновлення може бути зменшено за допомогою збільшення R_L або зменшення L_k . Якщо τ_r занадто мало, датчик не відновиться до вихідного стану, а залишиться в стані з фіксованою напругою, в якому він нечутливий до падаючих фотонів (виникне так зване "замикання")[13]. "Замикання" відбувається, якщо час відновлення τ_r значно менше часу охолодження гарячого плями τ_c . час охолодження τ_c залежить від параметрів матеріалу (наприклад, часу електрон-фононної взаємодії), а також від індуктивної енергії $(1/2)L_k I_b^2$. На рисунку 2.10 представлені еквівалентна схема детектора та виміряні вихідні імпульси для випадку самовідновлення і випадку замикання. Для випадку самовідновлення відзначені три етапи роботи пристрою: (i) пристрій в рівновазі, $R_d = 0$; (ii) початковий розігрів: фотон поглинений, гаряча

пляма збільшується, струм починає текти в шунтуючі опори; опір гарячого плями повертається до нульового значення, струм повертається в пристрій з характерною постійною часу $\tau_r = L_k / R_L$.



- а) еквівалентна схема детектора з кінцевим опором надпровідної плівки;
 б) виміряні і отримані за допомогою моделювання вихідні імпульси.

Рисунок 4.10 – еквівалентна схема для детектора з кінцевим опором надпровідної плівки та отримані вихідні імпульси

2.5 Характеристики однофотонних детекторів

До характеристик однофотонних детекторів відносяться наступні характеристики:

1. Ефективність детектування. Ідеальний однофотонний детектор (single photon detector – SPD) генерує електричний сигнал тільки при поглинанні фотона. Рівень сигналу добре помітний на тлі шуму; при відсутності опромінення електричний сигнал не виникає. На практиці реальні SPD мають багато неідеальних характеристик і величини, що описують ефективність роботи детектора, повинні бути точно визначені. Найбільш очевидний показник продуктивності в SPD – ефективність детектування (η) – ймовірність того, що

сигнал реєструється при падінні фотона на детектор. На практиці η менше 100 % і, залежить від довжини хвилі λ падаючих фотонів. У будь-якому реальному експерименті по рахунку фотонів, фотони можуть бути втрачені до досягнення детектора за рахунок поглинання, розсіювання або відображення в експериментальному середовищі, ці втрати можуть бути визначені як ефективність зв'язку ($\eta_{coupling}$). Матеріал і геометрія детектора визначають ефективність поглинання ($\eta_{absorption}$). Нарешті, ймовірність того, що детектор генерує вихідний електричний сигнал після поглинання фотона, може не дорівнювати одиниці, цю величину називають ймовірність реєстрації ($\eta_{registering}$). Беручи до уваги всі ці вклади, загальна ефективність детектування системи (η_{sde}):

$$\eta_{sde} = \eta_{coupling} \cdot \eta_{absorption} \cdot \eta_{registering} . \quad (2.17)$$

Внутрішня ефективність детектування пристрої (η_{dde}) визначається як:

$$\eta_{dde} = \eta_{absorption} \cdot \eta_{registering} . \quad (2.18)$$

Тому η_{sde} і η_{dde} рівні тільки для ідеальних оптичних з'єднань, тобто $\eta_{coupling} = 1$. Ефективність детектування пристрою, η_{dde} , в літературі часто називається "квантовою ефективністю". Однак, цей термін використовується в різних значеннях для різних технологій, для ясності будемо використовувати термін "ефективність детектування пристрою". На жаль, в опублікованій літературі по SPD немає єдиної домовленості про те, що представляти: η_{sde} або η_{dde} . В цілому, в ранніх публікаціях по SPD використовувалася величина η_{dde} , але коли SPD були включені в експерименти по рахунку фотонів, η_{sde} стала використовуватися частіше.

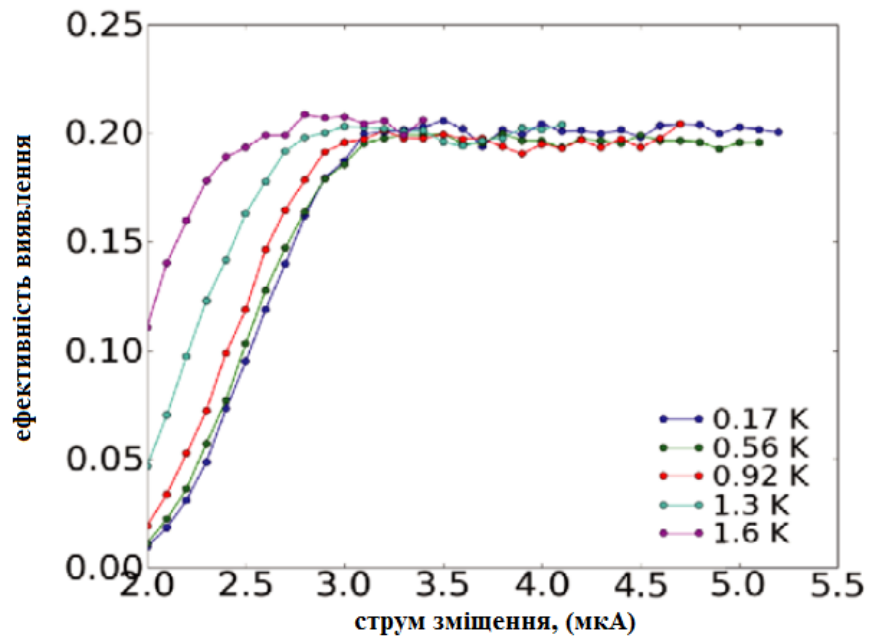


Рисунок 2.11 – Залежність ефективності детектування η_{sde} від струму зміщення для $a\text{-W}_x\text{Si}_{1-x}$ надпровідного детектора ($\lambda = 1550$ нм)

2. Темнові відліки. Існують і інші показники ефективності, які кількісно обмежують продуктивність SPD. Розсіяне світло і електричний шум може потенційно також імітувати оптичний сигнал. Ці помилкові події виявлення називають Темнові відліки, як правило, їх кількісна характеристика – рівень темнових відліків (DCR).

DCR для SNSPD є одним з найважливіших факторів продуктивності. Емпірично, рівень DCR експоненціально зростає при прагненні I_{bias} до I_c (рисунок 2.12).

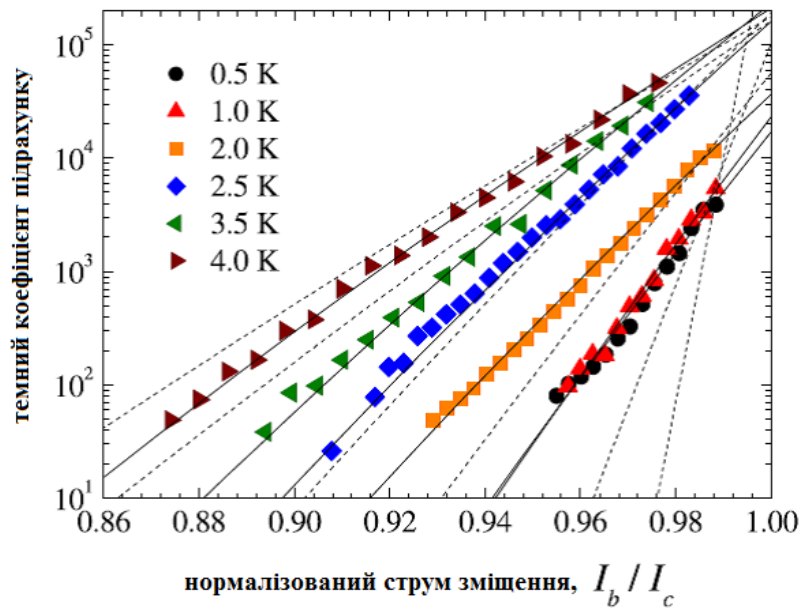


Рисунок 2.12 – Залежність швидкості темнових відліків від струму зміщення при різних температурах

Тепер зупинимося докладніше на походженні темнових відліків. В рамках теорії Гінзбурга-Ландау оцінюється ймовірність різних механізмів виникнення термодинамічних флуктуацій, що призводять до виникнення темнова відліків. Автори приходять до висновку, що причиною темнова відліків є перетин плівки одиночними вихорами.

Існує енергетичний бар'єр для входу вихору через край плівки, який показаний на графіку. Прикладений електричний струм зменшує висоту і ширину цього бар'єру. Ймовірність для вихору подолати цей бар'єр визначається розподілом Больцмана від максимуму бар'єру. У тому випадку, якщо вихор долає цей бар'єр, він рухається під дією сили Лоренца до протилежного краю плівки. Рух вихору поперек плівки призводить до виникнення перемички поперек плівки і, як наслідок, темнового відліку. На рисунку 2.13 по горизонтальній осі відкладена координата, перпендикулярна напрямку струму для трьох різних зразків.

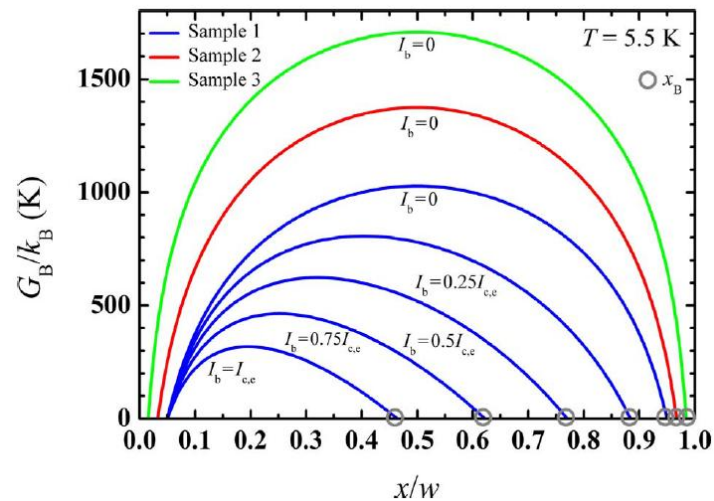


Рисунок 2.13 – Бар'єр вільної енергії Гіббса на вхід вихору

3. Джиттер. Крім того, важливою характеристикою SPD є джиттер. Тимчасова затримка між приходом фотона в SPD (яка як правило відома дуже точно при використанні сучасних оптичних джерел) і генерацією вихідного імпульсу від SPD встановлює тимчасовий дозвіл. Невизначеність цієї затримки відома як джиттер Δt SPD. Крім того, реальний SPD має кінцевий час відновлення τ , яке повинно пройти до реєстрації наступних фотонів, і ці величини накладають обмеження на теоретично максимальну швидкість розрахунків SPD.

Дуже низький джиттер Δt у SNSPDs робить ці детектори привабливими для прикладного використання [14]. Так як час падіння фотона відомо дуже добре (з використанням сучасних надшвидких оптичних джерел) основна невизначеність часу виникає через джиттера SPD. 29 пс FWHM були продемонстровані в одно- і кілька піксельних SNSPDs невеликій площі (4 мкм x 4.2 мкм).

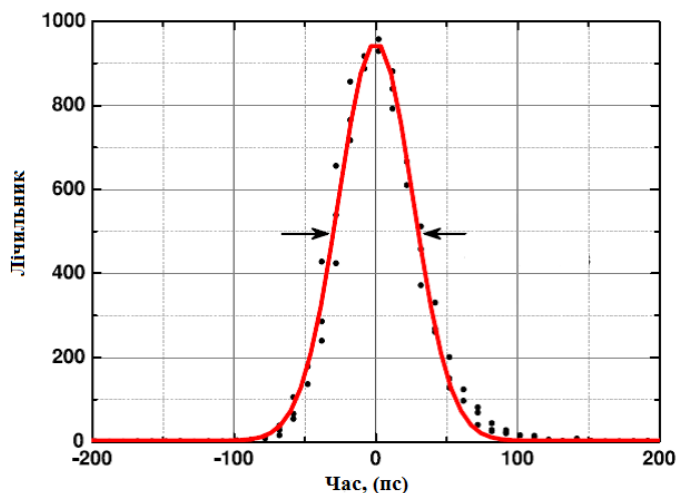


Рисунок 2.14 – Інструментальна функція відгуку NbTiN надпровідного однофотонного детектора при $\lambda = 1550$ нм. Напівширина 60 пс – джиттер пристрою

Велика площа SNSPDs зазвичай дає більший часовий джиттер, так як більш однорідний нанодріт дає нижчу величину джиттера. Різні частини неоднорідного нанодроту мають різний опір в результаті появи гарячої плями, що призводить до різних часів наростання імпульсу, результатом чого і є збільшення загального тимчасового джиттера. Більш високі критичні струми зменшують джиттер.

2.6 Порівняння з іншими детекторами

Основними конкурентами в цій галузі є твердотільні однофотонні лавинні фотодіоди (SPADs) і надпровідні болометри (TES) (табл. 2.1.). З наведеної таблиці видно, що довгохвильова чутливість SSPD простягається далеко за межі чутливості кремнієвого однофотонного лавинного фотодіода (SPAD). У порівнянні з InGaAs та SPAD SNSPD пропонує найкращий компроміс між системною ефективністю детектування, рівнем темнових відліків,

максимальною швидкістю рахунку і тимчасовим джиттером, а також дозволяє детектувати випромінювання в більш широкому діапазоні довжин хвиль.

Таблиця 2.1 – Порівняння однофотонних детекторів

	SPAD (InGaAs)	TES	SSPD
T	200 К	0,1 К	2 К
λ	1 – 1,7 мкм	0,1-5 мкм	0,4-5,6 мкм
Ефективність детектування	20 %	> 80 %	93 %
Темнові відліки	декілька кГц	<0,001 Гц	<0,01 Гц
Швидкість рахунку	1 – 10 МГц	20 кГц	> 1 ГГц
Джиттер	100 Пс	декілька Пс	60 Пс

У порівнянні з TES SSPD набагато швидше, і з їх допомогою можна набагато точніше визначити час поглинання фотона.

3 РОЗРОБКА МОДЕЛІ ДЛЯ СТВОРЕННЯ ОДИНИЧНИХ ФОТОНІВ СПОНТАННИМ ЧОТИРИХВИЛЬОВИМ ЗМІШУВАННЯМ

Розглянемо загальну модель, яка описує спільний стан пар фотонів під впливом стохастичних змін параметрів хвилеводу. Ця модель використовується для характеристики впливу випадкових коливань ядра та радіуса волокна у випадку, коли для чистого генерування одного фотона використовується звичайне ступінчасте оптичне волокно. Схема для генерації чистого фотона, була нещодавно запропонована [15] і базується на двох поперечно-поляризованих накачуваннях, що рухаються з різною швидкістю групи у двовипромінювальному хвилеводі. Поступова зміна сили нелінійної взаємодії за рахунок відключення джерела накачування дає змогу генерувати високофактовані двофотонні стани. Хоча схеми, що спираються на конкретні властивості дисперсії волокна, часто реалізуються в фотонно-кристалічних волокнах, просте багатомодове ступінчасте волокно з необхідними властивостями також може бути розроблене. Це дає можливість інтермодального чотирьох-хвильового перемішування, який є дуже стійким до коливань геометрії волокон. Крім того, спонтанне розсіювання Рамана зводиться до мінімуму на частотах однофотонних частот через великий зсув частоти від частоти накачування, що сприяє різним константам розповсюдження волокон більш високого порядку.

3.1 Теоретична модель

3.1.1 Спільний стан пар фотонів з параметрами волокна, що коливаються

Розглядається процес генерації пар фотонів через спонтанне чотирьох-хвильове змішування, при якому два імпульсні класичні поля накачування, A_p і A_q поширюються через хвилевід. Припускаємо, що всі поля лінійно

поляризовані вздовж одиничного вектора \vec{e} і розкладаємо класичні поля накачування як

$$\vec{E}_j = \frac{1}{2} \vec{e} F_j(x, y, z) \sqrt{\frac{2}{n_j \epsilon_0 c}} \left[A_j(z, t) e^{-i\omega_{0j} t} + c.c. \right],$$

$$j = p, q \quad (3.1)$$

де $F_j(x, y, z)$ – профіль мод, нормалізований таким чином, що $|F_j(x, y)|^2$ інтегрується в єдність поперечного перерізу хвилеводу і допускає повільну залежність від поздовжньої координати хвилеводу. Крім того, n_j - показник заломлення на центральній кутовій частоті ω_{0j} , а $A_j(z, t)$ - повільно змінювальна оболонка з $|A_j|^2$, що представляє оптичну потужність. У випадку, коли поля спектрально вузькі порівняно з їх центральними частотами, можна в дуже хорошому наближенні квантувати поля оператора вектора сигналу та холостого ходу як

$$\vec{\tilde{E}}_j(z, t) = \frac{1}{2} \vec{e} F_j(x, y, z) e^{-i\omega_{j0} t} \sqrt{\frac{2\hbar\omega_{j0}}{n_{j0}\epsilon_0 c}} \hat{a}_j(z, t) + H.C.,$$

$$j = s, r, \quad (3.2)$$

де $\hat{a}_j(z, t)$ - оператор поля, що повільно змінюється, для поля $j = s, r$, що є (оберненим) перетворенням Фур'є звичайного оператора анігіляції $\hat{a}_j(z, \omega)$ та з комутатором рівного положення $[\hat{a}_j(z, t), \hat{a}_i^\dagger(z, t')] = \delta_{ij} \delta(t - t')$. Моделюємо еволюцію стану фотонів в картині взаємодії через оператор імпульсу взаємодії

$$\hat{M}_{\text{int}}(z) = 2\hbar\gamma(z) \int_{-\infty}^{\infty} dt A_p(z, t) A_q(z, t) \hat{a}_s^\dagger(z, t) \hat{a}_r^\dagger(z, t) + H.C., \quad (3.3)$$

керуючи просторовою еволюцією полів таким, що $-i\hbar\partial_z|\psi\rangle = \hat{M}_{\text{int}}(z)|\psi\rangle$. Коефіцієнт 2 є результатом невідродженого накачування, і допускається нелінійна сила взаємодії:

$$\gamma(z) = \frac{3\chi^{(3)}\sqrt{\omega_{s0}\omega_{r0}}f_{pspr}(z)}{4\varepsilon_0c^2\sqrt{n_p n_q n_s n_r}}, \quad (3.4)$$

що залежить від z через нелінійний режим перекриття

$$f_{psqr}(z) = \iint dx dy F_p(x, y, z) F_s^*(x, y, z) F_q(x, y, z) F_r^*(x, y, z). \quad (3.5)$$

За припущенням, що поздовжні зміни параметрів трапляються на набагато більшій довжині шкали, ніж довжина хвилі світла, можна нехтувати z -похідними порівняно з коефіцієнтами β_1 , причому усі поля задовольняють простим нелінійним рівнянням Шредінгера

$$\begin{aligned} \partial_z F_j(z, t) + \beta_{1j}(z) F_j(z, t) &= i\beta_{0j}(z) F_j(z, t), \\ F_j &= A_p, A_q, \hat{a}_s, \hat{a}_r \end{aligned} \quad (3.6)$$

що легко перевіряється підстановкою. Спільна амплітуда часу $A(t_s, t_r)$ представляє спосіб зручного вираження ненормалізованої двофотонної частини квантового стану

$$|\psi\rangle = \iint dt_s dt_r A(t_s, t_r) |t_s\rangle |t_r\rangle, \quad (3.7)$$

виражений у часовій основі $|t_r\rangle = \hat{a}_j^\dagger(L, t_j)|vac\rangle$, де $|vac\rangle$ - стан вакууму. Таким чином, спільна амплітуда часу дає розподіл часових режимів і зберігає інформацію про часові кореляції між сигналом і фотонами. Спільна спектральна амплітуда $A(\omega_s, \omega_r)$ відіграє таку ж роль для спектральних режимів і є просто 2D перетворенням Фур'є від спільної амплітуди часу. Рівняння (3.7) вказує на те, що для першого порядку у швидкості виробництва пари, пара спільної амплітуди часу задається так:

$$A(t_s, t_r) = \left\langle \hat{a}_s(L, t_s) \hat{a}_r(L, t_r) \left(\frac{i}{\hbar} \int_0^L dz \hat{M}_{int}(z) \right) \right\rangle, \quad (3.8)$$

де L - довжина хвилеводу. Використовуючи рівняння (3.3) та (3.7), це може бути показано так:

$$\begin{aligned} A(t_s, t_r) = & 2i\gamma(z_c) A_p(0, t_c - \int_0^{z_c} dz' \beta_{1p}(z')) A_q(0, t_c - \int_0^{z_c} dz' \beta_{1q}(z')) \\ & \times \exp i \int_0^{z_c} dz' \Delta\beta_0(z') \Theta(z_c) \Theta(L - z_c) \end{aligned} \quad (3.9)$$

де $\Delta\beta_0(z) = \beta_{0p}(z) + \beta_{0q}(z) - \beta_{0s}(z) - \beta_{0r}(z)$ - невідповідність положення від фази. Тут Θ - функція Хевісайда і координати зіткнення (z_c, t_c) задаються такими рішеннями:

$$\begin{aligned} t_c = t_s - \int_{z_c}^L dz' \beta_{1s}(z'), \\ t_c = t_r - \int_{z_c}^L dz' \beta_{1r}(z'). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Ці рівняння описують стохастичний час створення t_c і положення z_c пари фотонів всередині хвилеводу. Важливим показником для однофотонних джерел є їх досяжна видимість перешкод $V = Tr(\hat{p}_s^{(1)} \hat{p}_s^{(2)})$, від джерел 1 і 2. Для джерел

парних фотонів стан однофотонного сигналу отримується із загального стану $\hat{\rho} = |\psi\rangle\langle\psi|$ і $\hat{\rho}_s = Tr_r(\hat{\rho})$. У цьому випадку видимість може бути виражена у вигляді окремих спільних амплітуд часу

$$V = \frac{1}{R_1 R_2} \iint dt_s dt'_s \left(\int dt_r A_1(t_s, t_r) A_1^*(t'_s, t_r) \right) \left(\int dt'_r A_2(t'_s, t'_r) A_2^*(t_s, t'_r) \right), \quad (3.11)$$

де $R_j = \iint dt_s dt_r |A_j(t_s, t_r)|^2$, $j = 1, 2$ - ймовірності генерації парних фотонів. Якщо два джерела однакові, або якщо два попередні фотони з одного джерела перешкоджають, так що $A_1 = A_2$, видимість зводиться до оголошеної чистоти P . Оголошена чистота спектру може бути також виявлена шляхом розкладання Шмідта форми спільної амплітуди часу $A(t_s, t_r) = \sum_n \lambda_n f_n(t_s) g_n(t_r)$, з якої чистота обчислюється таким чином:

$$P = \frac{\sum_n |\lambda_n|^4}{\left(\sum_n |\lambda_n|^2\right)^2}, \quad (3.12)$$

де знаменником є ймовірність генерації, яка зазвичай тримається нижче 0,1, щоб уникнути багатопаралельних викидів.

3.1.2 Факторність сполученого стану без флуктуацій

За відсутності коливань геометрії хвилеводу спільний стан рівняння (3.9) стає таким:

$$A(t_s, t_r) = 2i\gamma(z_c) A_p(0, t_c - \beta_{1p} z_c) A_q(0, t_c - \beta_{1q} z_c) \Theta(z_c) \Theta(L - z_c) \quad (3.13)$$

і чітке вираження можна знайти для координат зіткнення:

$$z_c = L - \frac{t_c - t_r}{\beta_{1s} - \beta_{1r}},$$

$$t_c = \frac{\beta_{1s} t_r - \beta_{1r} t_s}{\beta_{1s} - \beta_{1r}} \quad (3.14)$$

Схема отримання генерованих одиничних фотонів наведена на рисунку 3.1.

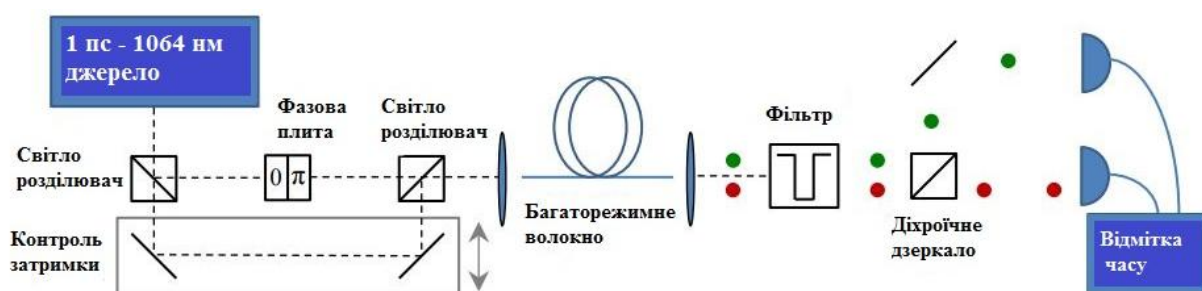


Рисунок 3.1 – Можлива установка для чистого однофотонного покоління, зелені та червоні точки – поодинокі фотони на різній довжині хвилі

Функції Хевісайда в рівнянні (3.13) є нефактованими функціями в (t_s, t_r) , а тому вводять небажану часову кореляцію в спільній амплітуді часу. Фізично цей ефект виникає через різку зміну нелінійної взаємодії в кінцевих точках хвилеводу. Хоча це властиво конфігураціям з одним накачуванням, де взаємодія рівномірна, ефекту можна повністю уникнути, використовуючи конфігурацію імпульсних накачувань, що проходять всередині хвилеводу. Для подальшого дослідження спільної амплітуди часу у рівнянні (3.13) припускаємо гауссові форми спектру джерел накачування:

$$A_j(0, t) = \sqrt{P_j} \exp\left(-\frac{(t - \Delta t_j)^2}{2T_j^2}\right),$$

$$j = p, q, \quad (3.15)$$

де P_j - пікова потужність імпульсу, T_j - тривалість імпульсу, а Δt_j - початкове часове зміщення. Крім того, припускаємо повне "зіткнення" накачування, що означає, що один сигнал накачування потрапляє у волокно перед другим сигналом і ці сигнали повністю проходять один через одного в часовому масштабі, так що $|\beta_{1p} - \beta_{1q}|L \ll |\Delta t_p - \Delta t_q| \ll \sqrt{T_p^2 - T_q^2}$. У цьому випадку спільний стан є фактичним, якщо:

$$T_q^2(\beta_{1p} - \beta_{1r})(\beta_{1p} - \beta_{1s}) + T_p^2(\beta_{1q} - \beta_{1r})(\beta_{1q} - \beta_{1s}) = 0, \quad (3.16)$$

що залежить лише від відносних зворотних групових швидкостей між чотирма полями та тривалості імпульсу накачування. Особливо просте рішення рівняння (3.16) виникає, коли накачування та бічні смуги попарно спільно розмножуються таким чином, що, наприклад, $\beta_{1p} = \beta_{1r} \neq \beta_{1q} = \beta_{1s}$. Зазвичай ця умова приблизно виконується в ситуаціях, коли два джерела накачування збуджуються у двох різних просторових хвилеводних режимах. У такому інтермодальному чотирихвильовому процесі змішування умова узгодження фаз набуває вигляду паралелограма в $(\omega - \beta_l)$ -просторі, і тим самим безпосередньо призводить до бажаного попарного групового швидкісного зіставлення рівняння (3.16).

Обмежимо аналіз випадком, коли дві початкові оболонки накачування тимчасово однакові, за винятком їх початкового часового розділення. Для забезпечення повного проходу достатньо вибрати початкове розділення накачування $|\Delta t_p - \Delta t_q| = 4\sqrt{T_p^2 + T_q^2} = 4\sqrt{2}T_p$ і довжину волокна $L = 2|\Delta t_p - \Delta t_q|/|\beta_{1p} - \beta_{1q}|$, так що імпульси накачування тимчасово збігаються в середині точки волокна.

На схемі отримання генерованих одиничних фотонів (рис. 3.1) випромінювання від імпульсного джерела (пунктирна лінія), ділиться на два;

перший промінь проходить через фазову пластину, яка змінює хвильовий фронт, при цьому режим LP_{11} збуджується при введенні волокна; другий проходить лінію затримки, так що імпульс, який збуджує режим LP_{01} , який має більш високу групову швидкість, ніж режим LP_{11} , надходить у волокно пізніше.

У декількох режимах імпульс накачування LP_{01} проходить через імпульс LP_{11} і з ймовірністю залежно від пікової потужності імпульсу по одному фотону від кожного імпульсу накачування розпадається на фотон сигналу та холостого ходу, позначений червоними та зеленими точками, відповідно, на виході. Смоговий фільтр видаляє сигнал накачування із променя, а дихроїчне дзеркало відокремлює фотони сигналу та холостого ходу.

3.2 Генерація пари фотонів в двомодовому волокні

Розглянемо приклад реалізації схеми генерації спектрально чистих оповіщених одинарних фотонів у двомодовому волокні, включаючи пояснення фазової відповідності режимів LP_{01} та LP_{11} та модель зміни стохастичного радіусу ядра. Чистота єдності є доступною, а потім враховується спільна амплітуда часу і показується, що висока чистота руйнується навіть при малих ступенях коливань.

3.2.1 Двомодовий підбір фаз

Нещодавно вивчені фазо-сумісні властивості двомодового чотирьох-хвильового змішування, і в спеціальному випадку породження пар фотонів у режимах LP_{01} та LP_{11} фазова невідповідність:

$$\Delta\beta = \beta^{(01)}(\omega_{p0}) + \beta^{(11)}(\omega_{p0}) - \beta^{(01)}(\omega_{s0}) - \beta^{(11)}(\omega_{r0}), \quad (3.17)$$

де $\beta^{(\mu)}(\omega_{j0})$ позначає константу розповсюдження в режимі μ на кутовій частоті ω_{j0} . У цій конфігурації накачування з кутовою частотою ω_{p0} , розподілене у режимах LP_{01} та LP_{11} , генерує фотони з центральними частотами ω_{s0} та $\omega_{r0} > \omega_{s0}$ в режимі LP_{11} та LP_{01} відповідно. З точки зору поділу частоти накачування на холостому ходу $\Omega = \omega_{r0} - \omega_{p0}$, фазова невідповідність може бути приблизною такою:

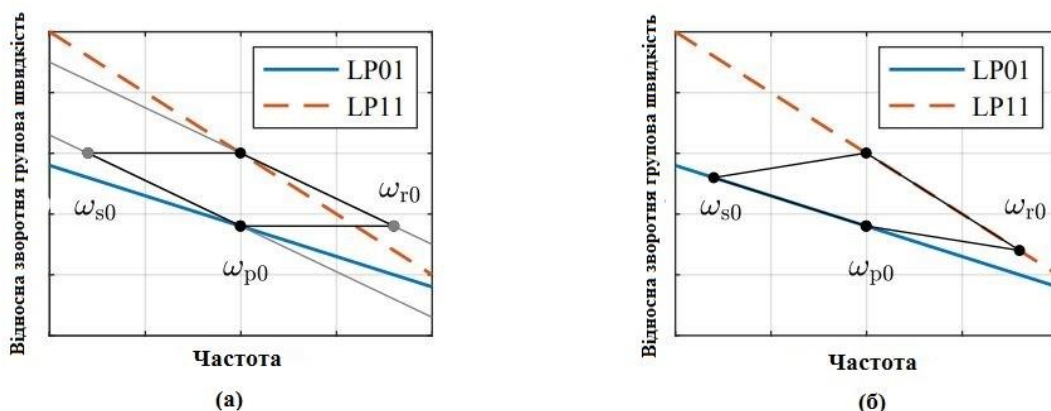
$$\Delta\beta \approx (\beta_1^{(01)} - \beta_1^{(11)} + \frac{\beta_2^{(01)} + \beta_2^{(11)}}{2} \Omega) \Omega, \quad (3.18)$$

шляхом розкладання кожної константи розповсюдження в ряд Тейлора навколо ω_{p0} до другого порядку та використання умови збереження енергії $2\omega_{p0} = \omega_{s0} + \omega_{r0}$, де $\beta^{(\mu)}$ - коефіцієнт дисперсії в режимі μ при ω_{p0} .

У цьому простому випадку незначних термінів дисперсії третього та вищого порядку, рівняння (3.18) має просту графічну інтерпретацію: якщо зворотні групові швидкості побудовані по відношенню до частоти і $\beta_i^{(\mu)}$ для $\mu \in 01, 11$ замінено їх середніми значеннями, фазове невідповідність дорівнює нулю при значенні ω_{s0} , де групові швидкості усіх чотирьох хвиль утворюють паралелограм, як показано на рисунку 3.2, а. Таким чином, якщо дисперсії групових швидкостей двох режимів однакові, тобто β_{01} , то групові швидкості чотирьох хвиль по суті утворюють паралелограм і рівняння (3.16) означає, що відповідність фаз автоматично дає фактичні спільні стани.

На жаль, виявляється, що важко досягти $\beta_2^{01} \approx \beta_2^{11}$ у звичайному оптичному волокні, одночасно зберігаючи частотне розділення ліній групової швидкості на рисунку 3.2, а більше, ніж спектр реакції Рамана (останній пік розташований у 32 ТГц) до уникнення забруднення шумом на частотах сигналу та холостого ходу. Отже, збільшені по фазі групові швидкості чотирьох полів

утворюють перекошений паралелограм, як показано на рисунку 3.2, б, що може зменшити чистоту оповіщених фотонів.



а) діаграма відносного режиму LP_{01} та режиму LP_{11} ; б) така ж відносна діаграма групових швидкостей, яка показує перекошений паралелограм узгодження фаз, що задовольняє рівнянню (3.18).

Рисунок 3.2 – діаграми режимів LP_{01} і LP_{11} та діаграма групових швидкостей

Однак, це скорочення не обов'язково суттєве. Фазове узгодження може бути досягнуто при дуже великих частотних зсувах поза спектром реакції Рамана, якщо враховувати умови дисперсії вищого порядку, і ці рішення також мають косий паралелограм при побудові схеми групових швидкостей.

Окремі сигнали накачування також вступають у вироджені процеси чотирихвильового перемішування у відповідних режимах. Однак, оскільки частоти накачування далекі від частоти нульової дисперсії, фотонні пари, що генеруються таким чином, збігаються по частоті з сигналами накачування і легко фільтруються.

3.2.2 Модель флуктуацій радіуса серцевини волокна

Для характеристики впливу геометричних коливань на схему, представлену вище, визначимо стохастичну модель, яка описує ці коливання. Дослідження випадкових коливань дисперсійних властивостей волокон показують, що коливання індексу контрасту мають незначний вплив у порівнянні з коливаннями радіуса серцевини [16]. Тому можна знехтувати коливаннями концентрації домішок та моделювати випадкові зміни радіуса серцевини волокна за допомогою гаусового стохастичного процесу, де радіус стрижня збурений випадковим чином від цільового значення a_0 з довжиною кореляції l_{corr} , так що:

$$a(z) = a_0 + \int_{-\infty}^z dz' \hat{N}(z') e^{-(z-z')/l_{corr}}, \quad (3.19)$$

де $\hat{N}(z)$ - джерело шуму Ланжевена, а нижня межа вважається $-\infty$, щоб врахувати той факт, що радіус серцевини на початку волокна, $z = 0$, також розподіляється випадковим чином. Прийнято безрозмірні кореляції шуму:

$$\langle \hat{N}(z) \hat{N}(z') \rangle = \frac{2\sigma_a^2}{l_{corr}} \delta(z - z'), \quad (3.20)$$

так що дисперсія в радіусі серцевини є $Var a(z) = \sigma_a^2$ в будь-якій точці волокна. У реальних волокнах величина цих коливань становить до 1% [16]. Довжина кореляції змінюється залежно від точного процесу виготовлення, але, як правило, в масштабі метрів. Найбільш важливими коливаннями є ті, що відбуваються в масштабі довжини, порівняному з нелінійною довжиною взаємодії. Далі використовується реалістичне значення $l_{corr} = 1$ м. Чисельно моделюється відхилення $\Delta a(z) = a(z) - a_0$ як вибірку процесу рівняння

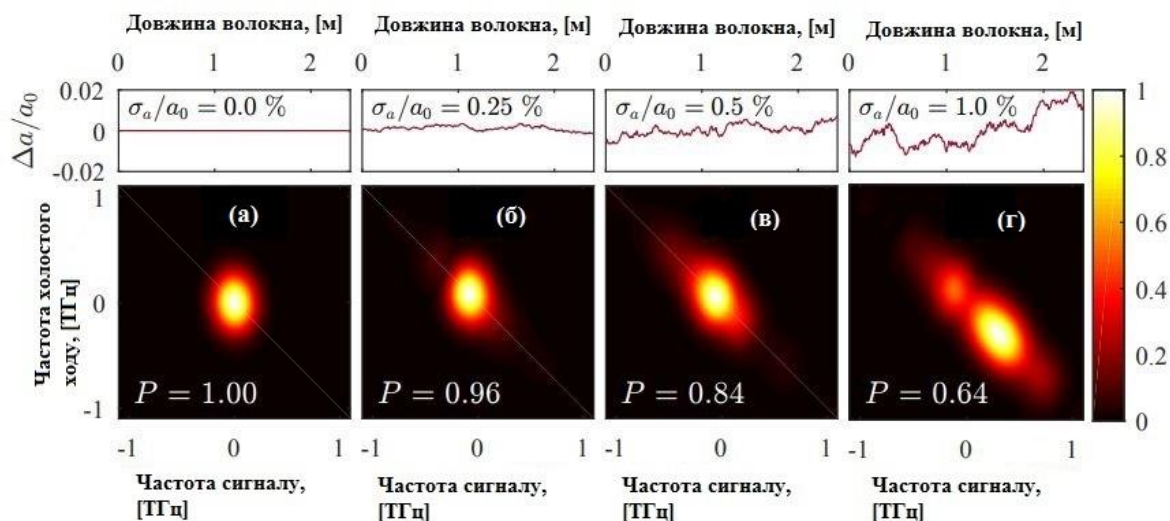
Ланжевена, тобто $\Delta a_{n+1} = \alpha \Delta a_n + \delta a_n$ з $\delta a_n \square N(0, \sigma_a^2(1 - \alpha^2))$, $\alpha = \exp(-\Delta z / l_{corr})$, та $\Delta a_0 \square N(0, \sigma_a^2)$, де $N(\mu, \sigma^2)$ – нормальний розподіл із середнім μ та дисперсією σ^2 .

3.2.3 Спільний стан двомодового волокна

В якості прикладу розглянемо звичайне ступінчасте оптичне волокно з радіусом серцевини $a_0 = 4.0 \mu\text{м}$ і легованим германієм ядром з концентрацією легування 6,7 %, що відповідає різниці показника заломлення $\Delta n = 9.9 \cdot 10^{-3}$ при 1064 нм між ядром і оболонкою; довжина хвилі накачування $\lambda_{p0} = 1064 \text{ нм}$, де доступний великий діапазон джерел з високим рівнем повторення, а сигнали та довжини хвилі холостого ходу становлять $\lambda_{s0} = 1216 \text{ нм}$ і $\lambda_{r0} = 945.5 \text{ нм}$ відповідно. Використовуємо ширину імпульсу накачування 1 пс і довжину волокна 2,4 м з початковим часовим розділенням імпульсу накачування, що забезпечує повний відхід.

Рівняння (3.19) використовується для пошуку параметрів волокна вздовж хвилеводу та рівняння (3.9) використовується для обчислення спектральної амплітуди. На рисунку 3.3, а показаний результат у відсутності будь-яких флуктуацій радіуса серцевини волокна, тобто при $\sigma_a = 0$: стан не показує кореляції між частотою сигналу та холостого ходу, що є ознакою ідеальної факторності та чистоти, обчисленої за рівнянням (3.12). На рисунку 3.3, б – 3.3, г показані спектральні амплітуди для підвищення ступеня флуктуацій радіуса серцевини волокна, а на верхніх ділянках зображено змодельоване відносне коливання радіуса серцевини волокна. Сам чистий стан на рисунку 3.3, а трохи спотворений із супутнім зменшенням чистоти до 0,96 на рисунку 3.3, б невеликими коливаннями з $\sigma_a / a_0 = 0.25\%$. При $\sigma_a / a_0 = 0.5\%$ (максимальна зміна радіуса серцевини волокна значно нижче 1%) на рисунку 3.3, в спостерігається більш значне спотворення, що призводить до чистоти 0,84, що

нижче існуючих джерел. Нарешті, на рисунку 3.3, г при $\sigma_a/a_0 = 1.0\%$ колишній некорельований стан спільного стану повністю руйнується, що призводить до значної спектральної кореляції та низької чистоти 0,64.



а) $\sigma_a = 0$; б) $\sigma_a/a_0 = 0.25\%$; в) $\sigma_a/a_0 = 0.5\%$; г) $\sigma_a/a_0 = 1.0\%$.

Рисунок 3.3 – Відносні зміни радіуса серцевини волокна по довжині волокна (вгорі) і нормалізоване абсолютне значення отриманої спектральної амплітуди (знизу)

Це свідчить про те, що, хоча розглянута схема може бути реалізована у простому оптичному волокні шляхом збудження накачування у двох різних просторових режимах, дуже висока чистота руйнується через флуктуації радіуса серцевини волокна, менші за $\sigma_a/a_0 = 0.5\%$. Додатково, рух центрального піку спектральної амплітуди на рисунку 3.3 вказує на те, що спотворення в основному відбувається через коливання відповідних частот. Можна передбачити, що випадкові коливання оберненої групової швидкості, які, як очікується, змінять форму спектральної амплітуди, матимуть лише

невеликий руйнівний ефект, тоді як коливання через зміни розподілу в режимі волокон досить незначні.

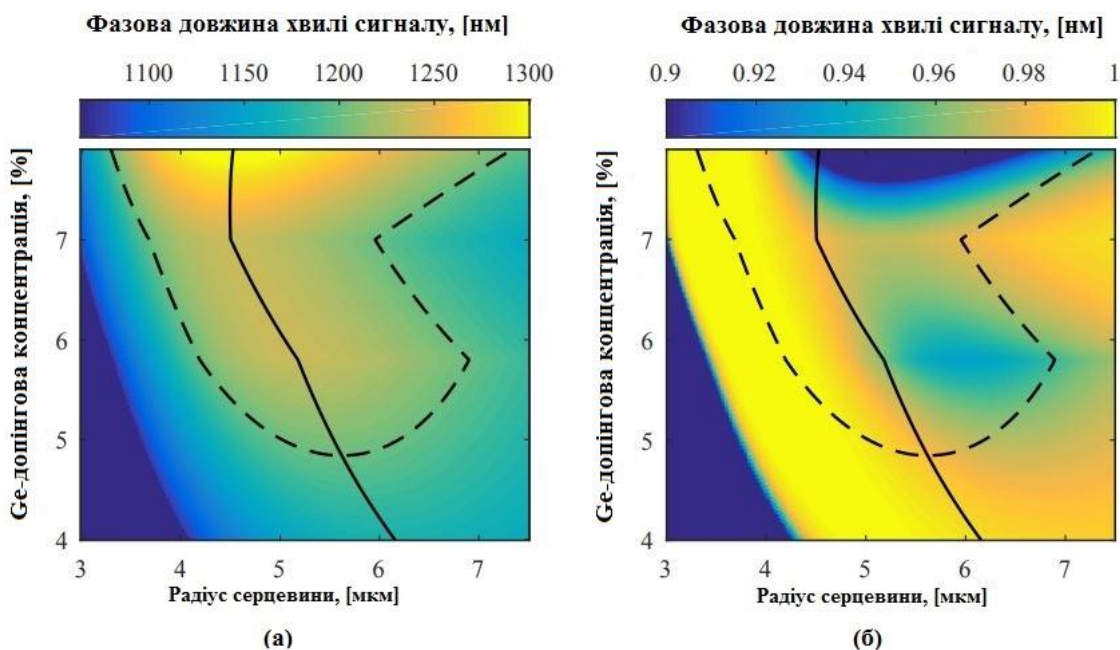
3.3 Зменшення впливу флуктуацій радіуса серцевини волокна

3.3.1. Оптимізація конструкції волокон

Кремнеземне ступінчасте оптичне волокно має лише два вільних параметра: контраст коефіцієнта заломлення від серцевини до оболонки та радіус серцевини. Можна розрахувати відповідні показники заломлення за допомогою відповідних даних в діапазоні довжин хвиль (850–1400 нм) для заданої концентрації легування германію в інтервалі 0,0%–7,9%; оболонка вважається чистим діоксидом кремнію; радіус серцевини змінюється в інтервалі 3,0–7,5 мкм. Вважається що $\Delta\beta = 0$ для частоти сигналу в режимі LP_{01} на довжині хвилі накачування $\lambda_p = 1064\text{нм}$. Загальна потужність накачування та його модальний розподіл не важливі для узгодження фаз, оскільки нелінійний зсув фази невеликий порівняно з невідповідністю лінійної фази.

На рисунку 3.4, а показана довжина хвилі сигналу, що відповідає фазі, як функція концентрації домішок та радіусу серцевини волокна; пунктирна чорна лінія – це контур довжини хвилі, на якому сигнал відокремлюється на 32 ТГц від накачування, де розташований останній пік спектра реакції Рамана. Отже, припускаємо, що Раманове розсіювання є незначним для довжин хвиль сигналу, більших за довжину хвилі сигналу, позначену контурною кривою.

Важливою особливістю рисунку 3.4, а є те, що для кожної концентрації легування існує радіус серцевини, при якому довжина хвилі сигналу має максимум; цей набір концентрації домішок та радіусів серцевини позначений суцільною чорною лінією. На рисунку 3.4, б показана спектральна чистота фотонів, обчислена з рівняння (3.12) на відповідній довжині хвилі сигналу на рисунку 3.4, а.



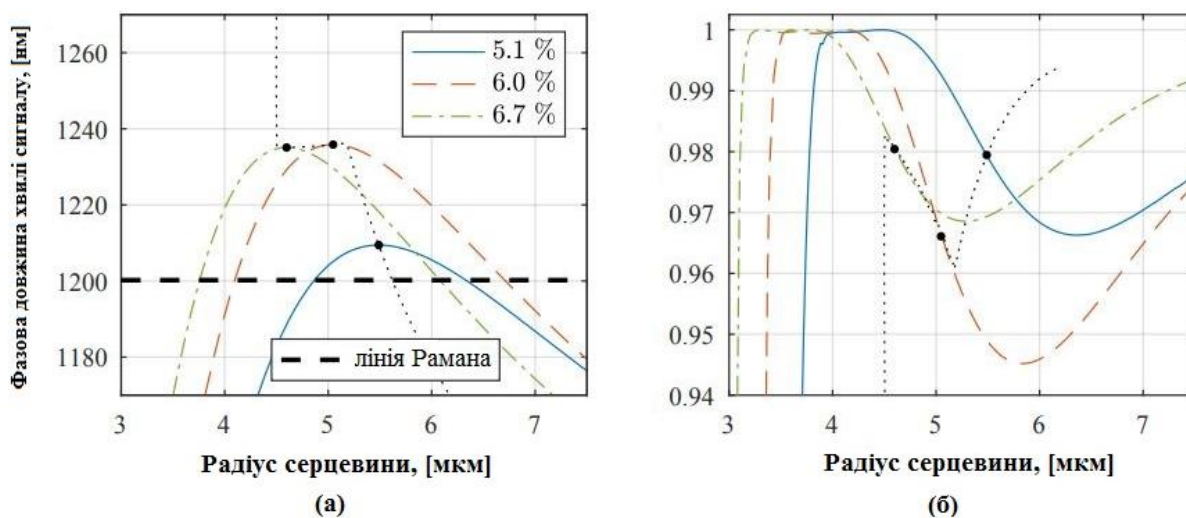
а) довжина хвилі фазоузгодженого сигналу; б) однофотонна чистота як функції радіусу сердцевини та концентрації домішок.

Рисунок 3.4 – довжина хвилі сигналу, що відповідає фазі, як функція концентрації домішок та радіусу сердцевини волокна

Чистота вважається антикорельованою з довжиною хвилі сигналу (коли чистота висока, довжина хвилі сигналу невелика і навпаки). Тобто велике розділення довжини хвилі вимагає перекошування паралелограма на рисунку 3.2, б, що по суті знижує чистоту.

На рисунку 3.5, а та 3.5, б показано горизонтальні перерізи рисунку 3.4, а та 3.4, б відповідно при вибраних концентраціях домішок 5,1% (суцільний синій), 6,0% (пунктирний червоний) та 6,7 % (зелений штрих-пунктир); чорні точки на рисунку 3.5, а позначають максимум на кожній кривій, а на рисунку 3.5, б вони позначають чистоту при цій максимальній довжині хвилі сигналу, таким чином, граючи ту саму роль, що і суцільна чорна лінія на рисунку 3.4, а та 3.4, б. Пунктирна чорна лінія на рисунку 3.5, а та 3.5, б показує значення, за якими слідують максимуми, позначені чорними крапками при зміні

концентрації домішок, тобто довжини хвилі сигналу та чистота уздовж суцільної чорної лінії на рисунку 3.4, а і 3.4, б відповідно.



а) довжина хвилі фазоузгодженого сигналу; б) однофотонна чистота як функції радіусу серцевини для вибраних значень концентрації легування, тобто горизонтальних перерізів з рисунка 3.4, а та 3.4, б.

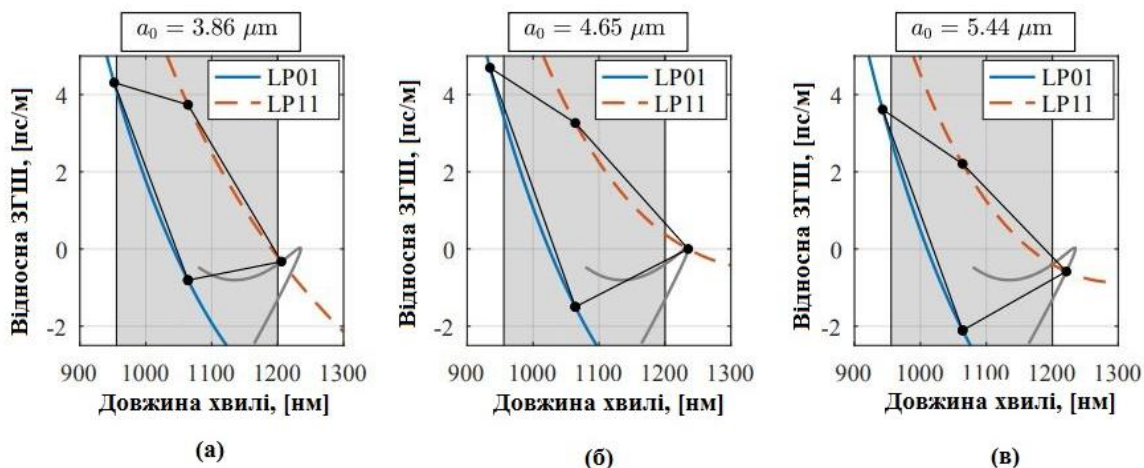
Рисунок 3.5 – залежності довжини хвилі фазоузгодженого сигналу від радіусу серцевини

Крива з концентрацією домішок 5,1 % має максимум трохи вище контуру Рамана, але спостерігається висока чистота 0,98. Крива з концентрацією допінгу 6,0 % має максимум при більшій довжині хвилі, далі від контуру Рамана, але чистота менше 0,97. Крива з концентрацією домішок 6,7 % має приблизно таку ж максимальну довжину хвилі, що й крива 6,0 %, але чистота така ж висока, як і для кривої 5,1 %. Щоб уникнути залишків спонтанного Раманового розсіювання вище 32 ТГц від частоти накачування, треба вибрати концентрацію домішок з фазовим узгодженням на найдальшому зсуві від накачування. Відомо, що втрати в оптичних волокнах значно зменшуються зі збільшенням довжини хвилі в цій області. Тому треба вибрати концентрацію домішок біля 6,7 % . За допомогою цього вибору вплив решти шуму, що

залишився, можна кількісно визначити за співвідношенням корельованих подій до системного шуму (КСО) джерела випромінювання. Використовуючи імпульс накачування тривалістю 1 пс, спектральний фільтр шириною 1 нм (обчислений на довжині хвилі накачування) та нехтуючи темновими реакціями детекторів, отримуємо КСО = 65 при реальній швидкості генерації 0,01 на імпульс накачування при кімнатній температурі. Близькість цього значення до межі мультипарі (КСО = 100) показує, що Раманівське розсіювання дуже ефективно пригнічується для цього розділення частот.

Важливість максимуму в довжині хвилі фазоузгодженого сигналу очевидна: при максимальному значенні довжина хвилі сигналу та чистота стають незалежними від радіусу серцевини волокна. Ця властивість дозволяє генерувати фотонні пари високої чистоти з реалістичними ступенями флуктуацій радіусу серцевини у звичайному оптичному волокні. Механізм формування максимальної довжини хвилі сигналу проілюстрований на рисунку 3.6, де показані обернені групові швидкості режимів LP_{01} та LP_{11} оптичного волокна з концентрацією домішок 6,7 % та трьома різними радіусами серцевини; нахилені паралелограми показують набори довжин хвиль, для яких досягається відповідність фаз на кожному радіусі серцевини; заповнена сірим кольором область тягнеться на 32 ТГц з обох боків частоти накачування, таким чином, позначаючи зону забруднення Рамана. При збільшенні радіусу серцевини волокна з рис. 3.6 (а, б) крива обернених групових швидкостей в режимі LP_{11} збільшується відносно до режиму LP_{01} , який відділяє сигнальний/холостий механізм далі від довжини хвилі накачування. Подальше збільшення радіусу серцевини волокна на рисунку 3.6, б та 3.6, в знову зменшує поділ режимів LP_{01} та LP_{11} , і таким чином довжина хвилі сигналу рухається ближче до довжини хвилі накачування. Суцільна сіра лінія позначає положення довжини хвилі сигналу на цих ділянках при зміні радіусу серцевини від 3,0 мкм до 7,5 мкм; максимальна довжина хвилі на сірій лінії чітко видна при $\lambda_{PM} \approx 1235 \text{ нм}$ при радіусі серцевини $a_0 = 4,65 \text{ мкм}$. Нормалізована частота волокна з цим радіусом серцевини та обраною концентрацією легування при

1064 нм становить 4,66, тому режими LP_{21} та LP_{02} також керуються; однак у волокнах менше 100 м, зв'язок лінійного режиму незначний. Довжина хвилі відсікання в режимі LP_{11} становить приблизно 2230 нм, що забезпечує правильний режим і не чутливий до втрат макрозгинання оптичного волокна.



а) $a_0 = 3.86 \mu\text{м}$; б) $a_0 = 4.65 \mu\text{м}$; в) $a_0 = 5.44 \mu\text{м}$ та концентрацією легування 6,7 %.

Рисунок 3.6 – Відносна зворотна групова швидкість як функція довжини хвилі для режимів LP_{01} та LP_{11} у волокні з радіусами серцевини

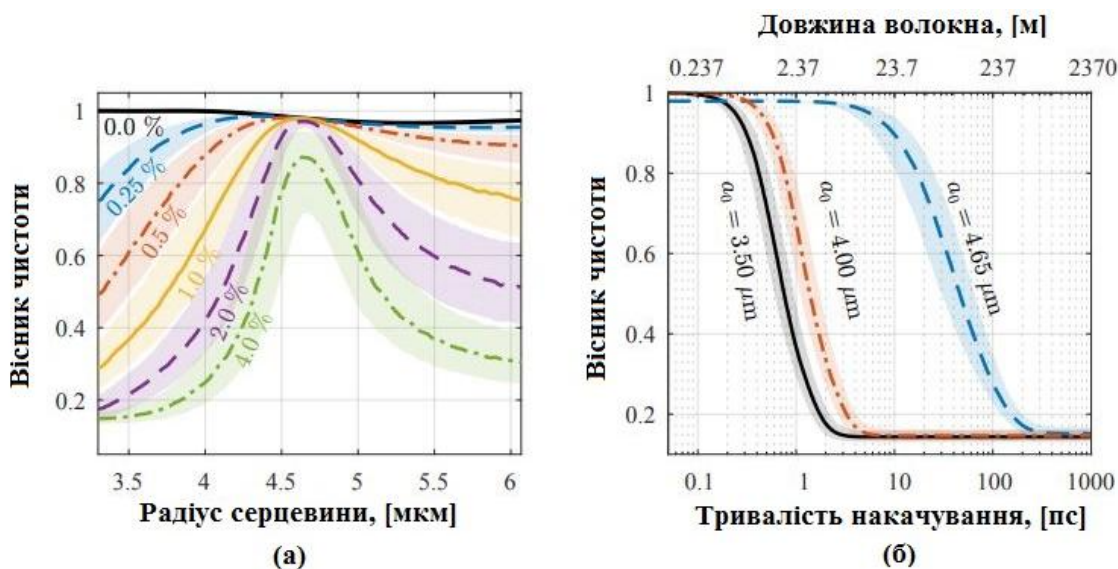
3.3.2 Спектральна чистота для різних радіусів серцевини та тривалості імпульсу накачування

Через масштабну незалежність споріднених станів існують лише два параметри, що визначають вплив флуктуацій радіусу серцевини волокна на спектральну чистоту. Перший – відношення коливань фазоузгодженої частоти до спектральної ширини споріднених станів. Другий – відношення тривалості взаємодії до довжини кореляції коливань. Перше співвідношення з точністю до другого порядку:

$$\frac{\Delta\omega_{PM}}{\Delta\omega_{state}} = \frac{d\omega_{PM}}{da} \Big|_{a=a_0} \sigma_a T_p + \frac{1}{2} \frac{d^2\omega_{PM}}{da^2} \Big|_{a=a_0} \sigma_a^2 T_p. \quad (3.21)$$

Якщо ω_{PM} не є максимальним по відношенню до a , перший доданок домінує, а чистота залежить головним чином від $\sigma_a^2 T_p$. Далі ми розглядаємо імпульс тривалістю 1 пс, що відповідає довжині волокна $L = 2,8$ м для забезпечення повного проходження.

Для кількісного визначення впливу флуктуацій радіусу серцевини волокна на визначену однофотонну чистоту розглядалася для кожного з 5 ступенів флуктуацій 10^6 волокон з різними середніми радіусами серцевини. Для кожного волокна розраховували чистоту і результати показані на рисунку 3.7 , а.



а) радіуса серцевини для різної сили флуктуацій зі значенням σ_a / a_0 , зазначеним поруч із кожною кривою та імпульсами накачування; б) тривалості імпульсу накачування для різних радіусів серцевини.

Рисунок 3.7 – Середня однофотонна чистота як функція

На рисунку наочно проілюстровано, що радіус серцевини, де стан узгодження фаз стабільний по довжині хвилі, є значно більш надійним для флуктуацій радіусу серцевини волокна. При цьому радіусі серцевини волокна однофотонна чистота залишається майже максимальною навіть при нереально великих коливаннях 2%, тоді як для майже для всіх інших радіусів ядра однофотонна чистота значно знижується при коливаннях лише 0,25 %. Зниження є найбільш значним для радіусу серцевини, де чистота найбільша за відсутності флуктуацій радіусу серцевини волокна.

Вплив флуктуацій радіусу серцевини волокна на встановлену однофотонну чистоту як функцію тривалості імпульсу накачування та довжини волокна (щоб забезпечити повну прохідність накачування) для сили коливання $\sigma_a / a_0 = 1\%$ показано на рисунку 3.7, б. Моделювання проводилось за 10^6 тривалостей імпульсів. Радіус серцевини, що забезпечує стабільний стан узгодження фаз, набагато більш надійний для флуктуацій радіусу серцевини волокна та забезпечує високу чистоту для імпульсів тривалістю до ~ 3 пс. На відміну від цього, два інших радіуси, показані на рисунку, стають непридатними для імпульсів накачування у розмірі від 200 фс і 100 фс відповідно. Зниження однофотонної чистоти для збільшення тривалості імпульсу накачування та довжини волокна в основному спричинене меншим спектральним ступенем генерованих фотонів, що призводить до підвищеної чутливості до змін фазового узгодження.

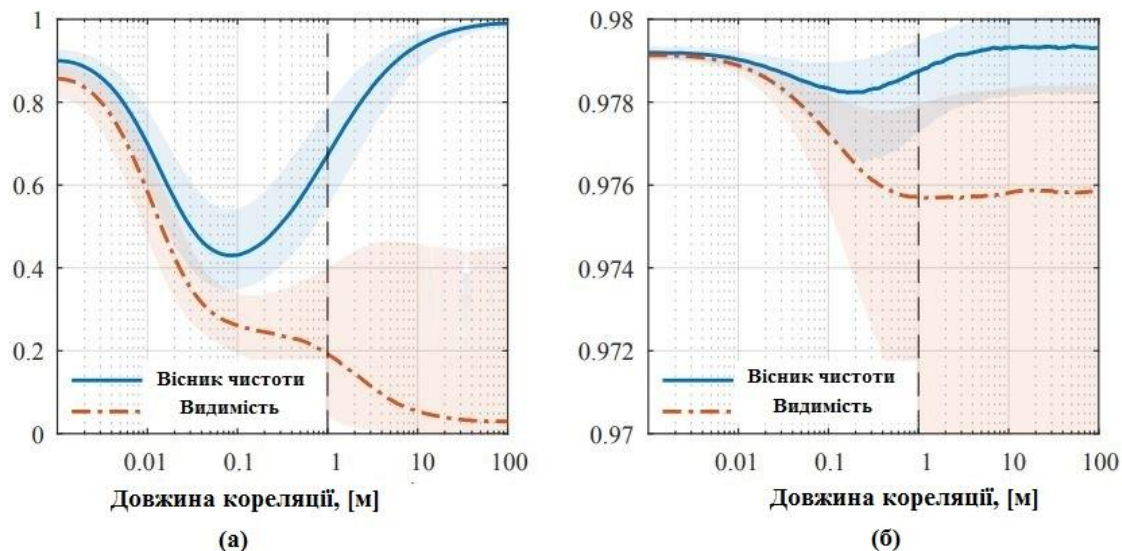
3.3.3 Вплив довжини кореляції на визначену чистоту та видимість джерел випромінювання

Хоча довжина коливань кореляції в більшості випадків не є контрольованим параметром, ефективність джерела випромінювання все-таки залежить від цього параметра. Єдиними масштабами довжини в цій задачі є довжина зіткнення імпульсів накачування, $l_{coll} = T_p / |\beta_{1p} - \beta_{1q}|$, і довжина

кореляції, l_{corr} , коливань, і таким чином залежність від довжини кореляції регулюється лише співвідношенням

$$\frac{l_{coll}}{l_{corr}} = \frac{T_p}{l_{corr} |\beta_{1p} - \beta_{1q}|}. \quad (3.22)$$

Розглянемо імпульс накачування тривалістю 1 пс, але залежність від l_{corr} аналогічна для інших тривалостей імпульсу шляхом масштабування з T_p . Охарактеризуємо вплив, враховуючи визначену однофотонну чистоту $P = Tr(\hat{\rho}_s^2)$ та міжджерельну двофотонну інтерференційну видимість $V = Tr(\hat{\rho}_s^{(1)} \hat{\rho}_s^{(2)})$, як задано рівнянням (3.11). На рисунку 3.8 показано однофотонну чистоту та видимість функції довжини кореляції при $a_0 = 4.00 \text{ нм}$ на рисунку 3.8, а та при радіусі серцевини $a_0 = 4.65 \text{ нм}$ (обидва з флуктуаціями радіусу серцевини волокна 1%). Результати ґрунтуються на моделюванні 10^6 волокон. Порівнюючи рисунок 3.8, а та 3.8, б, знову спостерігаємо значну різницю опору до флуктуацій (осі чистоти різняться в 100 разів). Чистота зменшується у випадку 1% флуктуацій при $a_0 = 4.00 \text{ нм}$, тоді як для стабільного радіусу серцевини спостерігається незначне зменшення. Однак, хоча зменшення однофотонної чистоти сильно відрізняється між двома радіусами, ця зміна має аналогічний характер, незважаючи на дуже різні значення іншого важливого параметру $\omega_{PM} / \omega_{state}$.



а) середня однофотонна чистота та видимість двох джерел з $a_0 = 4.00 \text{ нм}$ як функція кореляційної довжини; б) те саме, але з $a_0 = 4.65 \text{ нм}$, коли відповідність фаз є стабільною.

Рисунок 3.8 – однофотонна чистота та видимість функції довжини кореляції

Коли довжина кореляції невелика в порівнянні з довжиною взаємодії ($l_{corr} \ll |\beta_{1p} - \beta_{1q}|/T_p$), варіація стає повністю некорельованою вздовж волокна. Хоча цей варіант зміни впливає на стан і знижує однофотонну чистоту, залежно від сили флуктуацій σ_a , він не зміщує весь спектральний розподіл по частоті, в результаті чого видимість дуже близька до межі чистоти, що проілюстровано на рисунку для обох значень радіусів сердцевини. При великих кореляційних довжинах ($l_{corr} \gg |\beta_{1p} - \beta_{1q}|/T_p$) радіус сердцевини коливається дуже мало в усьому волокні, що призводить до отримання фотонів вищої чистоти, ніж для швидких коливань. Однак коливання від волокна до волокна цієї постійної величини обмежує досяжність видимості між двома різними джерелами, завдяки розрізненості фотонів, що виникає при спектральному зміщенні всього двофотонного стану. У практичному застосуванні цього можна уникнути,

вибравши однаково працюючі джерела або використовуючи шматочки волокна, вирізані з того ж довшого волокна. Цікаво, що з точки зору чистоти існує найгірша довжина кореляції $l_{coll} / l_{corr} = 2.55$ ($L / l_{corr} = 28.8$) для $a_0 = 4.00 \text{ нм}$ і $l_{coll} / l_{corr} = 1.27$ ($L / l_{corr} = 14.4$) для $a_0 = 4.65 \text{ нм}$. У цьому проміжному випадку флуктуації є досить швидкими, щоб змінити значення по довжині взаємодії, але досить повільними, щоб не виходити з середнього значення в сенсі $l_{corr} \rightarrow 0$.

3.4 Аналіз результатів

Аналіз показує, що флуктуації параметрів при виготовленні волокна безпосередньо накладають обмеження на доступну чистоту. Головним визначальним параметром є відношення спектральної ширини спільного стану до середніх флуктуацій частоти узгодження фаз. У багатомодовій схемі коли довжина хвилі сигналу, що відповідає фазовому узгодженню, є стабільною на певному радіусі серцевини, це встановлює верхню межу тривалості імпульсу накачування, тоді як в асиметричній схемі з узгодженням групових швидкостей, що використовується в оптичному волокні [17], встановлюється межа максимальної довжини волокна, яку можна використовувати. В останній схемі це прямо обмежує доступну чистоту, оскільки вона наближається до єдності асимптотично у міру збільшення довжини волокна. Було запропоновано з'єднати між собою відповідні шматки волокна, щоб створити довше однорідне волокно, але це може бути недоцільним через коротку кореляційну довжину геометричних флуктуацій. Можливо спроектувати інші хвилеводні платформи, такі як фотонно-кристалічне волокно, щоб мати стабільний стан узгодження фаз щодо геометричних недосконалостей, хоча такий аналіз є більш складним.

У цьому випадку не враховується вплив нелінійної фазової модуляції, яка може впливати на практичне обмеження на однофотонну чистоту. Розглянута схема виявилася досить стійкою до нелінійної фазової модуляції. Детальне вивчення цього було б бажано в майбутньому. Слід зазначити, однак, що

впливу нелінійної фазової модуляції в принципі можна уникнути шляхом простого компромісу на швидкість генерації пар, тоді як вплив через недоліки виготовлення присутній на всіх швидкостях генерації. Ще одним обмеженням моделі є припущення про постійну лінійну поляризацію всіх полів. Оскільки існує декілька режимів на декількох частотах, цього на практиці важко домогтися, хоча короткі волокна довжиною кілька метрів роблять це набагато більш можливим. Однак, навіть якщо відносна поляризація коливається, це має мало впливати на генеровані пари фотонів, якщо волокно має кругову симетричність.

Нарешті, зазначимо, що в цій схемі є невикористані настроювані параметри, такі як тривалість імпульсу накачування та розподіл потужності, які були ігноровані, щоб виділити вплив флуктуацій дисперсії. Перед експериментальною реалізацією слід провести подальшу оптимізацію для досягнення прийняттого компромісу між робочою довжиною хвилі (в ідеалі близькою до довжини хвилі сигналу 1550 нм), передбачуваною чистотою та стійкістю до недоліків виготовлення та нелінійної фазової модуляції. Цілком імовірно, що для досягнення хороших показників за всіма параметрами необхідний більш досконалий дизайн волокон.

ВИСНОВКИ

У першому розділі було розглянуто генерування однофотонних станів шляхом спонтанного чотирихвильового змішування в системі зв'язаних мікрорезонаторів та схему для генерування чистих однофотонних. Було виявлено, що оптимізація параметрів з'єднання системи може досягатися через придушення негативних ефектів дисперсії, що в поєднанні з оптимальною спектральною шириною імпульсу накачування забезпечує максимально можливу чистоту генерованих фотонів, створених за такою схемою.

У другому розділі проведено аналіз існуючих однофотонних детекторів електромагнітного випромінювання. Розглянуто їх різновиди, методи роботи, особливості детектування, та проведено порівняння. Показано, що на даний момент кращим детектором є SSPD – надпровідний однофотонний детектор, завдяки його характеристикам.

У третьому розділі розроблено модель для створення одиничних фотонів, що генерується спонтанним чотирихвильовим змішуванням при стохастичній зміні параметрів хвилеводу. Ця модель була використана для характеристики впливу коливань радіуса серцевини ступінчастому індексному волокну. Волоконне джерело було розроблено для генерування чистих одиночних фотонів з великим спектральним відривом від полів накачування, щоб уникнути спектрального забруднення від спонтанного розсіювання Рамана та полегшити фільтрацію сильних полів накачування.

Показано, як вплив флуктуацій радіуса серцевини волокна визначається лише двома співвідношеннями: відношенням флуктуацій частот, що відповідають фазовому узгодженню, до спектральної ширини двофотонних станів та відношення довжини взаємодії до довжини кореляції коливань.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Eisaman M D, Fan J, Migdall A // Review of Scientific Instruments. 2011, № 82. 071101
2. Takeuchi S 2014 Japanese Journal of Applied Physics 53 030101
3. Caspani L. Xiong C. Eggleton B. J. 2017 // Light: Science & Applications 6 e P. 100.
4. Politi A, Matthews J C F, Thompson M G and O'Brien J L 2009 IEEE // Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2009, № 15. P. 1673 – 1684.
5. Kok P. Munro W.J. Nemoto K. Ralph T.C. Dowling J.P. Milburn G.J. Linear optical quantum computing with photonic qubits [Текст]/ P. Kok W.J. Munro K. Nemoto T.C. Ralph J.P. Dowling G.J. Milburn //Rev. Mod. Phys. 2007, № 79, P. 135.
6. Elliott C. Building the quantum Network //New Journal of Physics. 2002, Vol. 4, P. 46 – 52.
7. Kimble H. J. The Quantum Internet //Nature. 2008, 453, P. 1023.
8. Tanabe T. Notomi M. Taniyama H. Kuramochi E. Dynamic release of trapped light from an ultrahigh-q nanocavity via adiabatic frequency tuning //Phys. Rev. Lett. 2009, 102. 043907.
9. Maitre X. Hagley E. Noguees G. Wunderlich C. Goy P. Brune M. Raimond J. M. Haroche S. Quantum memory with a single photon in a cavity //Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 4, № 79. P. 769 – 772.
10. R.-J. Essiambre, M. A. Mestre, R. Ryf, A. H. Gnauck, R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, Y. Sun, X. Jiang, and R. Lingle, “Experimental Investigation of Inter-Modal Four-Wave Mixing in Few-Mode Fibers,”// IEEE Photonics Technol. Lett. 2013, № 25. P. 539–542.
11. S. M. M. Friis, I. Begleris, Y. Jung, K. Rottwitt, P. Petropoulos, D. J. Richardson, P. Horak, and F. Parmigiani, “Inter-modal four-wave mixing study in a two-mode fiber,” // Opt. Express. 2016, № 24. 30338.

12. F. Parmigiani, Y. Jung, S. M. M. Friis, Q. Kang, I. Begleris, P. Horak, K. Rottwitt, P. Petropoulos, and D. J. Richardson, “Study of Inter-Modal Four Wave Mixing in Two Few-Mode Fibres with Different Phase Matching Properties,” in “Proceedings ECOC 2016; 42nd Eur. Conf. Opt. Commun.”. 2016. P. 301 – 303.

13. M. Karlsson, “Four-wave mixing in fibers with randomly varying zero-dispersion wavelength,” // J. Opt. Soc. 1998, №15. 2269 – 2275.

14. F. Yaman, Q. Lin, S. Radic, and G. P. Agrawal, “Impact of dispersion fluctuations on dual-pump fiber-optic parametric amplifiers,” // IEEE Photonics Technol. Lett. 2004, № 6. P. 1292 – 1294.

15. M. J. Adams, An Introduction to Optical Waveguides (Wiley and Sons Ltd., 1981).

16. B. P.-P. Kuo, J. M. Fini, L. Grüner-Nielsen, and S. Radic, “Dispersion-stabilized highly-nonlinear fiber for widebandparametric mixer synthesis,”// Opt. Express. 2012. 20. P. 18611–18619.

17. Sangouard N. Simon Ch. Minar J. Zbinden H. de Riedmatten H. Gisin N. Long-distance entanglement distribution with single-photon sources [Текст]/ N. Sangouard Ch. Simon J. Minar H. Zbinden H. Riedmatten N. Gisin //Phys. Rev. A.. 2007, № 76. 050301.

18. Aharonovich I. Greentree A. D. Prawer S. "Diamond photonics" [Текст]/ I. Aharonovich A. D. Greentree S. Prawer //Nature Photonics. 2011, 5 (7). P. 397–405.