

УДК 535;539.183/.184; 681.7;77; 535.14;535.33:621.373.8

КП

№ДР 0111U002955

Інв. №

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки
(ХНУРЕ)

61166, м. Харків, пр. Леніна, 14
тел. (057) 702-13-97; телефакс (057) 702-14-13

ЗАТВЕРДЖУЮ

Проректор з наукової роботи ХНУРЕ
д. ф.-м. н., проф.

М. І. Сліпченко

ЗВІТ

ПРО НАУКОВО-ДОСЛІДНУ РОБОТУ

**ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ПОШИРЕННЯ ПОТУЖНИХ КВАЗІ-
ПАРАБОЛІЧНИХ УКІ В ОПТИЧНИХ ВОЛОКНАХ ДЛЯ СИСТЕМ
ДИСТАНЦІЙНОГО ЗАСТОСУВАННЯ УКІ**

№ 258-1

(заключний)

Керівник НДР

г.н.с., д.ф.-м.н., проф.

І.О. Сухоіванов

2013

Рукопис завершено р.

Результати цієї роботи розглянуто науково – методичною радою ХНУРЕ
протокол від №

СПИСОК АВТОРІВ

Керівник НДР, проф.,
г.н.с., д.ф.-м.н., проф.

Відповідальний виконавець,
н.с., к.ф.-м.н.

м.н.с.

с.н.с., к.ф.-м.н., доц.

Сухоіванов І.О.
(реферат, вступ,
висновки)

Якушев С.О.
(розд. 1, розд. 2,
розд. 3, розд. 4)

Грищенко С.В.
(розд. 2)

Фесенко В.І.
(розд. 1, розд. 4)

РЕФЕРАТ

Звіт про НДР: 108 с., 30 рис., 1 табл., 77 посилань.

Даний проект спрямований на рішення загальної фундаментальної проблеми, що складається в дослідженні фізичних принципів і шляхів збільшення вихідної потужності фемтосекундних імпульсів, що можуть бути передані по оптичному волокну без руйнування оптичної огинаючої імпульса, та розв'язання проблеми проектування нових мікроструктурованих волокон для передачі потужних УКІ.

Об'єкт дослідження є потужні ультракороткі лазерні імпульси, що передаються по оптичному волокну.

Мета проекту полягає в тому, щоб експериментально підтвердити зникнення оптичного руйнування огинаючої імпульсу (ОРО) в дальній зоні дисперсії оптичного волокна під час поширення в ньому УКІ, а також встановити властивості квазі-параболічних імпульсів, що утворюються в результаті зникнення ОРО.

Методи дослідження: чисельні методи розрахунку нелінійного рівняння Шрьодінгера для дослідження еволюції ультракоротких імпульсів в оптичних волокнах; аналітичні методи розрахунку мікроструктурних оптичних волокон .

Вперше встановлено, що спотворення імпульсу, які виникають для імпульсів з великою піковою потужністю (сотні кВт та більше) в результаті дії нелінійного ефекту фазової-самомодуляції у волокнах з нормальною дисперсією, поступово згасають на довжині волокна більше десяти дисперсійних довжин, завдяки дії нормальної дисперсії.

Вперше встановлено, що стабільні параболічні імпульси можуть утворюватись в оптичному волокну з нормальною дисперсією та фазовою само-модуляцією, коли параболічна форма імпульсу та параболічна форма спектру зберігаються під час розповсюдження у волокну. Вперше встановлені умови утворення параболічних імпульсів в залежності від параметрів

початкового імпульсу та параметрів волокна. Зокрема показано, що ключовою умовою для отримання стабільних параболічних імпульсів є наявність чирпа в початковому імпульсі. Знайдено, як мінімально необхідна довжина волокна, необхідна для утворення параболічних імпульсів, залежить від параметрів початкового імпульсу та параметрів волокна.

Розроблено та виготовлено нове мікроструктуроване волокно з нормальною дисперсією в широкому діапазоні від видимого до ближнього інфрачервоного із піком дисперсії на 800 нм. Показано, що воно може бути використано для одержання параболічних імпульсів з найкоротшою тривалістю у фемтосекундному діапазоні та генерації суперконтинууму на довжині хвилі 800 нм де генерують титан-сапфірові лазери.

**УЛЬТРАКОРОТКІ ЛАЗЕРНІ ІМПУЛЬСИ, ОПТИЧНЕ ВОЛОКНО,
ПАРАБОЛІЧНІ ІМПУЛЬСИ, СУПЕРКОНТИНУМ.**

ЗМІСТ

ВСТУП.....	7
1 ЗГАСАННЯ ОПТИЧНОГО РУЙНУВАННЯ ОГИНАЮЧОЇ ІМПУЛЬСУ У ОПТИЧНОМУ ВОЛОКНІ З НОРМАЛЬНОЮ ДИСПЕРСІЄЮ.....	11
1.1 Теоретична модель.....	11
1.2 Згасання оптичного руйнування огинаючої.....	12
1.3 Трансформація форми імпульсу після згасання оптичного руйнування огинаючої імпульсу.....	20
1.4 Висновки.....	25
2 ПАРАБОЛІЧНІ ІМПУЛЬСИ У ОПТИЧНОМУ ВОЛОКНІ З НОРМАЛЬНОЮ ДИСПЕРСІЄЮ.....	28
2.1 Теоретична модель.....	29
2.2 Дослідження впливу початкової форми імпульсу на трансформацію його профілю в оптичному волокні з нормальною дисперсією.....	31
2.2.1 Формування стабільних параболічних імпульсів.....	31
2.2.2 Початковий імпульс форми - Гаусів.....	32
2.2.3 Початковий імпульс форми - секанс.....	34
2.2.4 Початковий імпульс форми – супер-Гаусів.....	35
2.3 Дослідження впливу початкового чирпу імпульсу на трансформацію його профілю в оптичному волокні з нормальною дисперсією.....	37
2.4 Дослідження впливу дисперсії 3-го порядку, втрат та підсилення на трансформацію профілю імпульсу в оптичному волокні з нормальною дисперсією.....	43
2.5 Практичні рекомендації, щодо отримання параболічних імпульсів у оптичному волокні з нормальною дисперсією.....	47
2.6 Висновки.....	49

3 ФОРМУВАННЯ ФЕМТОСЕКУНДНИХ ПАРАБОЛІЧНИХ ІМПУЛЬСІВ У ОПТИЧНИХ ВОЛОКНАХ З НОРМАЛЬНОЮ ДИСПЕРСІЄЮ.....	51
3.1 Теоретична модель.....	51
3.2 Оптичні волокна з нормальною дисперсією.....	54
3.3 Формування фемтосекундних параболічних імпульсів у стандартному одномодовому оптичному волокні.....	58
3.4 Формування фемтосекундних параболічних імпульсів у волокні з великою площиною модової плями.....	65
3.5 Формування фемтосекундних параболічних імпульсів у мікроструктурному волокні з нормальною дисперсією в широкому діапазоні.....	67
3.6 Вплив нелінійних ефектів вищих порядків та дисперсії вищих порядків на формування фемтосекундних параболічних імпульсів.....	72
3.7 Висновки.....	77
4 ГЕНЕРАЦІЯ СУПЕРКОНТИНУУМУ У МІКРОСТРУКТУРНОМУ ВОЛОКНІ З НОРМАЛЬНОЮ ДИСПЕРСІЄЮ В ШИРОКОМУ ДІАПАЗОНІ.....	79
4.1 Генерація суперконтинууму в оптичних волокнах.....	79
4.2 Генерація супетронтиуму у мікроструктурному волокні з нормальною дисперсією в широкому діапазоні.....	83
4.3 Стискання імпульсів.....	88
4.4 Висновки.....	91
ВИСНОВКИ	93
ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	100

ВСТУП

В останні десять років з'явилися нові перспективні лазери ультракоротких імпульсів (УКІ), які генерують потужні фемтосекундні лазерні імпульси. Це перш за все: лазери чірпованих імпульсів, волоконні лазери, лазери з тонким диском. Ці лазери забезпечують генерацію більш потужних фемтосекундних імпульсів порівняно з лазерами попереднього покоління. Типова пікова потужність сучасних фемтосекундних лазерів дорівнює кількох сотень кВт, окремі лазери генерують лазерні імпульси з потужністю до кількох МВт. Використання нових лазерів УКІ є надзвичайно перспективним у різних галузях науки й техніки. Проте передача потужних УКІ на відстань, зокрема за допомогою оптичних волокон, викликає ряд труднощів. Максимальна потужність імпульсів, що можуть поширюватися в оптичному волокні обмежується такими негативними ефектами як солітонне розщеплення імпульсу та оптичне руйнування огинаючої імпульсу (ОРО). Ці ефекти призводять до того, що профіль імпульсу спотворюється під час поширення у оптичному волокні. Тому розроблення нових заходів щодо вирішення цієї проблеми є актуальною задачею.

Потужні фемтосекундні лазерні імпульси є дуже важливими в різних галузях науки і техніки, вони мають велике значення для точної обробки матеріалів, особливо коли область не перевищує одного мікрона. А також є перспективними для генерації вищих гармонік від ультрафіолетового до рентгенівського діапазону, з довжиною хвилі від 100 нм до 1 нм. Крім того потужні фемтосекундні імпульси можуть бути використані для ефективної генерації ультракоротких терагерцових імпульсів. Задача передачі потужних УКІ виникає, коли застосування лазерного випромінювання має місце на відстані від джерела імпульсів. Це зумовлено тим, що лазери потужних фемтосекундних імпульсів чутливі до вібрації і коливань температури та вимагають довго та складного настроювання. Тому доцільно застосувати просторове рознесення джерела випромінювання та місця застосування УКІ.

Використання відкритих оптичних трактів у випадку потужних УКІ не завжди задовольняє вимогам безпеки і вибагливе до юстування. Тому передача імпульсів по оптичному волокну більш доцільна для створення оптичних систем дистанційного застосування УКІ.

Розповсюдження ультракоротких лазерних імпульсів в оптичних волокнах пов'язано з багатьма цікавими та важливими з практичної точки зору фізичними ефектами. Унікальні дисперсійні та нелінійні властивості оптичних волокон зумовлюють різноманітний характер еволюції УКІ у волокні, коли форма імпульсу та його спектр можуть змінюватись у різний спосіб під час розповсюдження імпульсу у волокні. Сучасні оптичні волокна з'явилися в 1960-х роках з появою перших лазерів. Перші оптичні волокна призводили до значних втрат оптичного випромінювання. Проте за рахунок вдосконалення методів вирощування оптичних волокон вдалося зменшити втрати практично до теоретичної межі 0.2 Дб/м в 1970-х роках [1, 2]. Зменшення втрат в оптичному волокні забезпечило можливість для спостереження різних нелінійних ефектів, які виникають, коли достатньо велика оптична потужність підтримується на порівняно великій довжині волокна. Це зокрема такі ефекти як: рамановське розсіювання і брілюєновське розсіювання [3], ефект Керра [4], параметричне чотирьох хвилеве змішування [5], а також ефект само модуляції фази [6].

Під час передачі потужних УКІ по оптичному волокну виникає ряд проблем, що обмежують максимальну потужність імпульсу, зокрема такі як солітонне розщеплення імпульсу та оптичне руйнування огинаючої імпульсу. Зручною стратегією для компенсації, як дисперсії, так і нелінійності у волокні є використання солітонного режиму, коли дисперсія волокна є аномальною. Це зумовлено унікальними якостями солітонів. Зазвичай, форма імпульсу в часовій та спектральній області змінюється, під час розповсюдження УКІ в середовищі за рахунок дії фазової само-модуляції та дисперсії. Проте за окремих обставин дисперсія та фазова само-модуляція можуть врівноважувати одне одного, в цьому випадку утворюється солітон

[7-10]. Стабільний (фундаментальний) солітон утворюється, коли дисперсія є аномальною, а також енергія імпульсу та його тривалість дорівнюють певній величині. Фундаментальний солітон зберігає свою форму і тривалість під час розповсюдження у оптичному волокні навіть на великій дистанції. Однак у тому випадку, коли пікова потужність імпульсу більше за ту, яка потрібна для утворення фундаментального солітону, виникають нові проблеми. По-перше, в області аномальної дисперсії волокна для утворення стабільного фундаментального солітону потрібна певна пікова потужність імпульсу. При збільшенні пікової потужності імпульсу утворюються солітони вищих порядків, і відбувається солітонне розщеплення імпульсу [11, 12].

Якщо дисперсія волкна є нормальною то виникають інші проблеми. При великій піковій потужності взаємодія нормальної дисперсії й нелінійності призводить до виникнення оптичного ефекту руйнування огинаючої імпульсу (ОРО) [13-15], коли верхня частина імпульсу під дією нелінійних та дисперсійних ефектів поширюється швидше за нижню частину імпульсу и таким чином випереджає її. Таким чином, цей ефект також обмежує максимальну потужність імпульсу який може бути переданий в області нормальної дисперсії оптичного волокна. Проте в 1990-х роках було показано теоретично, що імпульси параболічної форми можуть поширюватись в оптичному волокні з нормальною дисперсією стабільно, без руйнування оптичної згинаючої [16]. Більше того, параболічна форма імпульсу зберігається під час розповсюдження імпульсу у волокні. На початку 2000-х років параболічні імпульси були отримані у волокнах з підсиленням [17]. Таким чином, використання параболічних імпульсів для підвищення потужності імпульсів, які поширюються в оптичному волокні є надзвичайно привабливим. Проте у звичайному пасивному волокні для того, щоб імпульс залишався неспотвореним його необхідно вводити у волокно заздалегідь, у вигляді параболічного імпульсу. Оскільки типові лазери УКІ генерують не параболічні імпульси (гаусов, секанс), то імпульс необхідно

попередньо перевести в параболічну форму для введення його у волокно, що не завжди є зручним.

Це робить актуальною проблему пошуку шляхів для передачі потужних імпульсів по оптичному волокну без спотворення їх форми. У зв'язку із цим актуальним є дослідження фізичних принципів і шляхів збільшення вихідної потужності фемтосекундних імпульсів, що можуть бути передані по оптичному волокну без руйнування оптичної огинаючої імпульса, та розв'язання проблеми проектування нових мікроструктурованих волокон для передачі потужних УКІ, що приведе до створення нових експериментальних комплексів для мікро та нанотехнології обробки напівпровідників та виробництва нових компонентів для приладобудування й оптичних вимірювань, медицини, тощо.

1 ЗГАСАННЯ ОПТИЧНОГО РУЙНУВАННЯ ОГИНАЮЧОЇ ІМПУЛЬСУ У ОПТИЧНОМУ ВОЛОКНІ З НОРМАЛЬНОЮ ДИСПЕРСІЄЮ

Відомо, що в області нормальної дисперсії волокна виникає негативний ефект оптичного руйнування огинаючої імпульсу (ОРО), коли верхня частина імпульсу під дією нелінійних та дисперсійних ефектів поширюється швидше за нижню частину імпульсу и таким чином випереджає її [13-15]. Таким чином, цей ефект також обмежує максимальну потужність імпульсу який може бути переданий в області нормальної дисперсії оптичного волокна. Але можна очікувати, що дія нелінійних ефектів на імпульс поступово зменшуватиметься зі збільшенням довжини волокна, в якому розповсюджується імпульс, завдяки дисперсійному розширенню імпульсу, яке зменшує його пікову потужність. Тому дослідження характеру трансформації імпульсу після настання ефекту ОРО становить значний інтерес.

1.1 Теоретична модель

Еволюція ультракороткого імпульсу (УКІ) напротязі його поширення в оптичному волокні, яке характеризується нормальною дисперсією та нелінійністю Керівського типу, може бути досліджена з використанням стандартного нелінійного рівняння Шрьодінгера (НРШ) [18]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + i\gamma |A|^2 A. \quad (1.1)$$

В (1.1) використано наступні позначення:

$A(z, t)$ – повільно змінююча комплексна огинаюча імпульсу;

β_2 – дисперсійний параметр другого порядку;

γ – коефіцієнт нелінійності;

T – час;

z – дистанція поширення імпульсу.

Розв'язок модифікованого нелінійного рівняння Шрьодінгера (2.1) було отримано чисельно за допомогою методу розділення Фур'є [18]. В подальшому, при дослідженні еволюції форми імпульсу при поширенні його в оптичному волокні, ми будемо використовувати наступні змінні:

$$\begin{aligned} L_D &= T_0^2 / |\beta_2|, \\ L_{NL} &= 1/(\gamma P_0), \\ N &= \sqrt{L_D / L_{NL}}, \\ \xi &= z / L_D. \end{aligned} \tag{1.2}$$

В (1.2) L_D – дисперсійна довжина; L_{NL} – нелінійна довжина; N – порядок солітону; ξ – нормована довжина. В співвідношеннях (2.2) використані наступні позначення: P_0 – пікова потужність початкового імпульсу; T_0 – початкова тривалість імпульсу (ніпівширина по рівню з інтенсивністю $1/e$).

1.2 Згасання оптичного руйнування огинаючої

Значне оптичне руйнування згинаючої виникає тоді, коли значення параметру $N > 10$, що зумовлює більш сильний вплив нелінійності на імпульс порівняно з дисперсією. Проведемо аналіз перетворення форми імпульсу в оптичному волокні з нормальною дисперсією. яке характеризується значною величиною нелінійності ($N > 10$). Головною

особливістю такої ситуації є поява так званого оптичного руйнування огинаючої імпульсу на початковій фазі його поширення. Це явище було теоретично та експериментально досліджене декількома науковими групами, зокрема найбільш важливі результати наведені в наступних роботах [13-15].

Почнемо аналіз з розгляду стадій оптичного руйнування огинаючої імпульсу, що характерні для поширення імпульсу в волокні з нормальною дисперсією та величиною $N = 30$, які наведені на рис. 1.1 для різних значень нормованих довжин ξ . Спочатку розглянемо ситуацію, яка відповідає значенню нормованої довжини $\xi = 0.065$. Як впливає з відповідних графічних залежностей, на коротких дистанціях, явище ОРО характеризується наступними властивостями. По перше, імпульс приймає форму близьку до прямокутної з відносно різкими фронтами та характеризується появою незначних спотворень (осциляцій) на його вершині, як це зображено на рис. 1.1. Амплітуда таких осциляцій залежить від значення параметру N , а саме вона зростає з його збільшенням. В той же час імпульс характеризується майже лінійним чирпом по всій його ширині, хоча на краях існують регіони зі значними осциляціями. Результатом чого є поява бокових пелюсток в спектрі імпульсу. Як було вказано в роботах [13-14], поява явища оптичного руйнування огинаючої імпульсу пояснюється одночасною дією на імпульс SPM та нормальної дисперсії. Нормальна дисперсія призводить до того, що спектральна структура з багатьма піками, яка виникає за рахунок дії ефекту само-модуляції фази, поступово згладжується. Відбувається збільшення нахилу чирпа імпульсу, це зумовлено тим, що спектральні компоненти імпульсу з більшою довжиною хвилі (червоний зсув) поблизу переднього краю імпульсу рухаються швидше, і, як результат, випереджають спектральні компоненти імпульсу з меншою довжиною хвилі. Протилежна ситуація спостерігається для світла з синім зсувом поблизу заднього фронту імпульсу. В обох випадках, передній та задній фронти імпульсу містять випромінювання з двома різними частотами,

яке інтерферує між собою. Завдяки цьому поблизу фронтів імпульсу виникають осциляції. Крім того нелінійне змішування компонент імпульсу з різними частотами, які накладаються одне на одну на фронтах імпульсу, спричиняє появу нових спектральних компонент на інших частотах, що в свою чергу призводить до появи бокових пелюсток в профілі спектру.

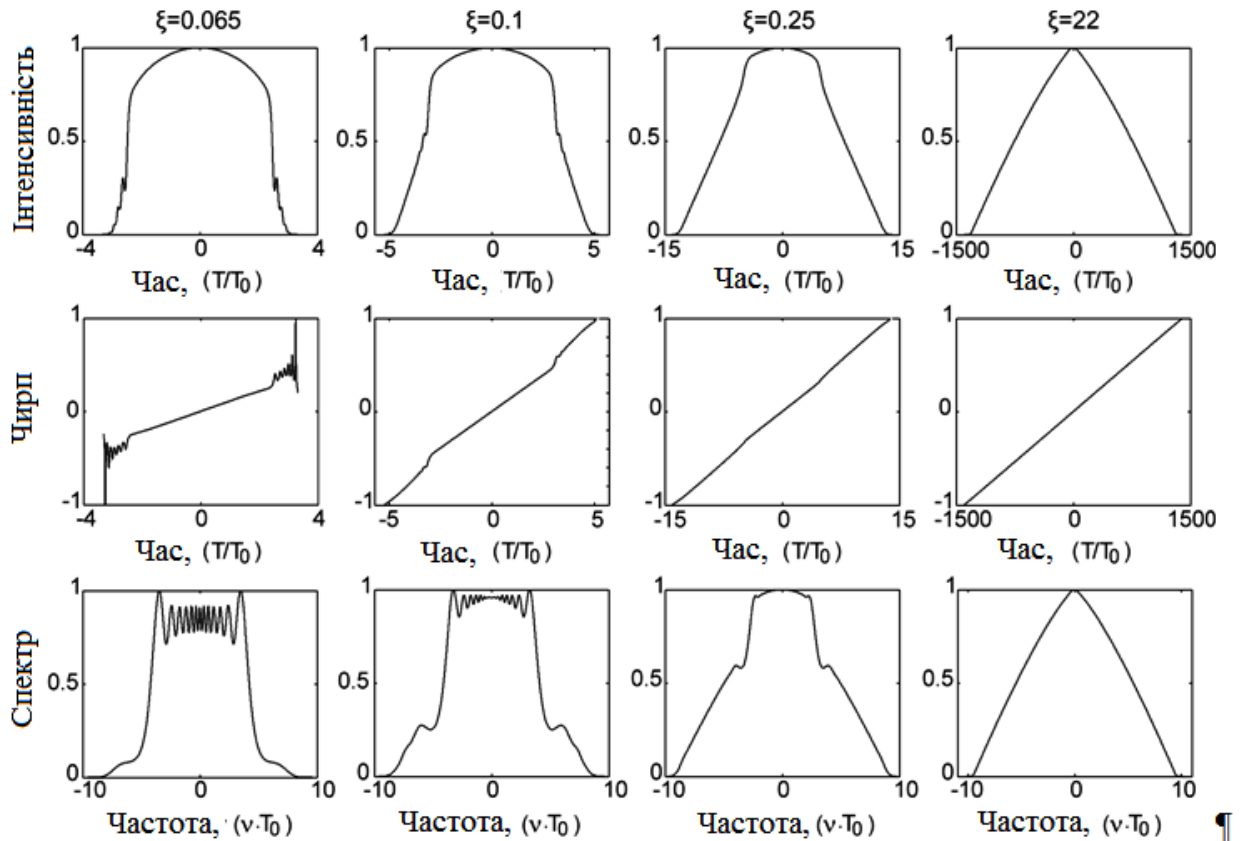


Рисунок 2.1 Еволюція початкового Гаусівського імпульсу в оптичному волокні (продемостровано зникнення ОРО) ($N = 30$). Перший ряд відповідає часовій інтенсивності імпульсу для різних значень ξ ; другий ряд – миттєва частота (чирп); третій ряд – спектр імпульсу. Всі величини нормовані.

Тепер розглянемо еволюцію імпульсу, при подальшому збільшенні довжини волокна. Як це слідує з наведених вище рисунків: при збільшенні нормованої довжини до значень $\xi = 0.1$ та $\xi = 0.25$, відповідно, осциляції на краях функції чирпа зникають, та залишаються лише два вигини навколо

центру імпульсу. Магнітуда цих вигинів зменшується при збільшенні нормованої довжини ξ , як результат функція чирпа згладжується. В той же час осциляції на огинаючій інтенсивності імпульсу також затухають, крім цього ми можемо спостерігати два симетричних вигини на профілі інтенсивності імпульсу. Амплітуда цих вигинів стає меншою і вони зміщуються до центру імпульсу при збільшенні відстані його поширення. Для завершення такого процесу необхідна достатньо велика відстань поширення. Зі збільшенням нормованої довжини до значення $\xi = 22$ вигини на профілі інтенсивності імпульсу зникають остаточно. Аналогічну залежність від нормованої довжини демонструє і спектр імпульсу, вигини, що відповідають боковим пелюсткам зміщуються до центру і їх магнітуда зменшується. Крім цього спектральні осциляції на вершині імпульсу, що зумовлені дією SPM загасають, також відбувається припинення розширення імпульсу зумовленого впливом SPM. На кінцевій стадії формування імпульсу ($\xi = 22$) його спектр згладжується це стосується також і часової інтенсивності імпульсу.

Таким чином ми можемо зробити висновок, що оптичне руйнування огинаючої імпульсу повністю зникає при достатньо великих значеннях відстані поширення імпульсу, це призводить до згладження його профілю в спектральній та часовій областях, а також до лінійної залежності для функції чирпа. Крім цього слід відзначити, що результуюча форма імпульсу близька до трикутної.

Як видно з наведених вище рисунків, оптичне руйнування огинаючої імпульсу, проявляється у виникненні осциляції на фронтах імпульсу, та бокових пелюсток в його спектрі. Але ці явища згасають при подальшому поширенні імпульсу в волокні, коли довжина волокна є достатньо великою. Зникнення ОРО може бути обґрунтовано наступним чином. В результаті дії нормальної дисперсії світло з частотним зсувом повинно все більше наганяти світло без частотного зсуву на фронтах імпульсу при збільшенні відстані

поширення. В той час коли випромінювання, що характеризується частотним зсувом повністю опережає світло без частотного зсуву, спостерігається формування бокових пелюсток низької інтенсивності в обох часовому та спектральному профілях (рис. 1.1), в той же час функція чирпа лінійна, та не має таких спотворень. Випромінювання з максимальним частотним зсувом опережає випромінювання без частотного зсуву значно швидше, однак зі збільшенням відстані поширення світло з мінімальним частотним зсувом також випереджає випромінювання без зсуву. Завдяки чому бокові пелюстки малої потужності зміщуються до центру імпульсу. Різниця частот між випромінюванням з частотним зсувом та без нього постійно зменшується на протязі цього процесу, в результаті відбувається зменшення амплітуди осциляцій та згладження функції чирпа. Це супроводжується зменшенням вигинів на фронтах імпульсу, таким чином в результаті ми отримуємо згладжений профіль імпульсу, що характеризується лінійним чирпом.

Ми можемо відзначати основну тенденцію в еволюції імпульсу, наступним чином: зі збільшенням дистанції поширення імпульсу нормальна дисперсія призводить до згладження нелінійного профілю чирпа імпульсу зумовленого дією SPM. Спочатку це призводить до збільшення нахилу функції чирпа і появи оптичного руйнування огинаючої імпульсу, але в подальшому зі збільшенням дистанції поширення функція чирпа згладжується і ОРО зникає.

В зв'язку з цим виникає наступне запитання: яким чином визначити нормовану довжину при якій ОРО повністю зникає і профіль імпульсу стає гладким? Зрозуміло що в цьому випадку форма імпульсу та його спектральний профіль не повинні містити ніяких спотворень (вигинів). Необхідна відстань може бути знайдена шляхом визначення другої похідної від функції часової інтенсивності, або спектральної функції імпульсу. Нулі похідних другого порядку відповідають наявності точок перегину. На

рисунку 2.2 містяться графічні результати, що відображають похідні другого порядку відповідних функцій, необхідні для аналізу форми імпульсу.

Рисунок 2.2 містить профілі Гаусівського імпульсу, параболічного імпульсу, та імпульсу отриманого шляхом нелінійного перетворення початкового Гаусівського імпульсу на стадії, що характеризується повним зникненням ОРО. Всі зображені на цьому рисунку профілі, що відповідають другій похідній, мають лише два симетрично розташовані нулі.

В випадку Гаусівського імпульсу точки перегину розміщені поблизу центру його переднього та заднього фронтів. В той же час в випадку параболічного імпульсу вони зміщені до підніжжя імпульсу. В результаті різкого переходу від нульового фону до ненульового профілю ідеального параболічного імпульсу відповідна похідна другого порядку демонструє різкий пік.

Друга похідна для параболічного імпульсу горизонтальна та характеризується від'ємним значенням, в області яка відповідає його центральній частині, як це зображено на рис. 1.2 (в).

Імпульс отриманий шляхом нелінійного перетворення його форми, характеризується змішаними властивостями. Симетричні точки перегину також зміщені до підніжжя імпульсу; однак перехід від нульового фону до ненульової області, що відповідає профілю імпульса, не такий різкий. Друга похідна не повністю горизонтальна більш того, вона подібно до випадку Гаусівського профілю, має провал в центральній частині.

Таким чином з наведених на рис. 1.2 графічних залежностей випливає, що імпульси зі згладженими фронтами мають лише два симетрично розташованих нулі, що відповідають переходу від підніжжя імпульсу до його фронтів. Більша кількість нулів вказує на fronti з осциляціями. Ми можемо використовувати цей факт як критерій оцінки отримання згладженого профілю імпульсу.

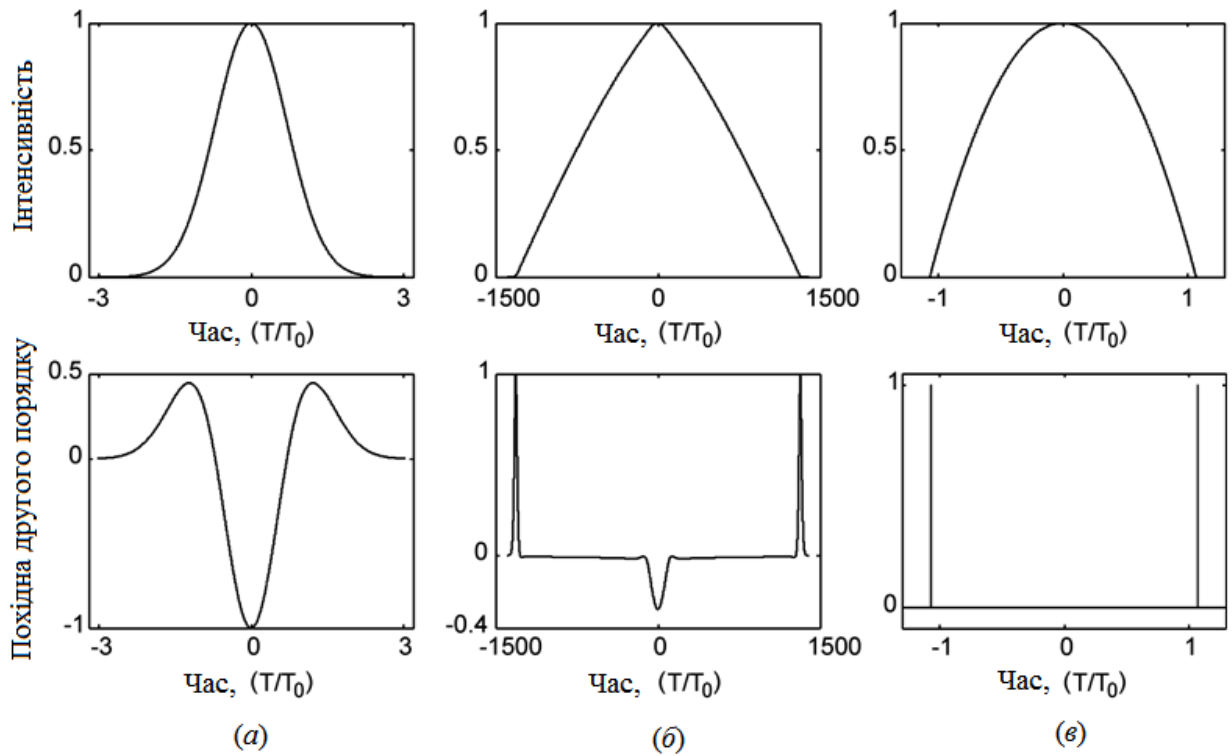


Рисунок 1.2 – Профіль імпульсу (верхній ряд) та відповідна йому похідна другого порядку (нижній ряд). (a) Гаусівський профіль. (b) Профіль імпульсу після повного зникнення ОРО ($N = 30$, $\xi = 22$). (c) Параболічний профіль. Профілі інтенсивності імпульсів нормалізовані до їх максимумів; похідні другого порядку нормалізовані до їх абсолютних максимумів.

На рисунку 1.3 наведено залежність, що відображає як змінюється кількість нулів другої похідної, напротязі пертворення форми імпульсу в оптичному волокні. В початковій точці дистанції $\xi = 0$ похідна другого порядку характеризується лише двома нулями, що відповідає Гаусівському профілю початкового імпульсу. Однак в процесі поширення імпульсу кількість нулів дуже швидко збільшується та досягає деякої максимальної величини, це вказує на спотворення форми імпульсу (появу спектральних осциляцій) під дією ОРО та SPM. Ця максимальна величина відповідає порядку солітона N , що відповідає максимальному спотворенню форми імпульсу.

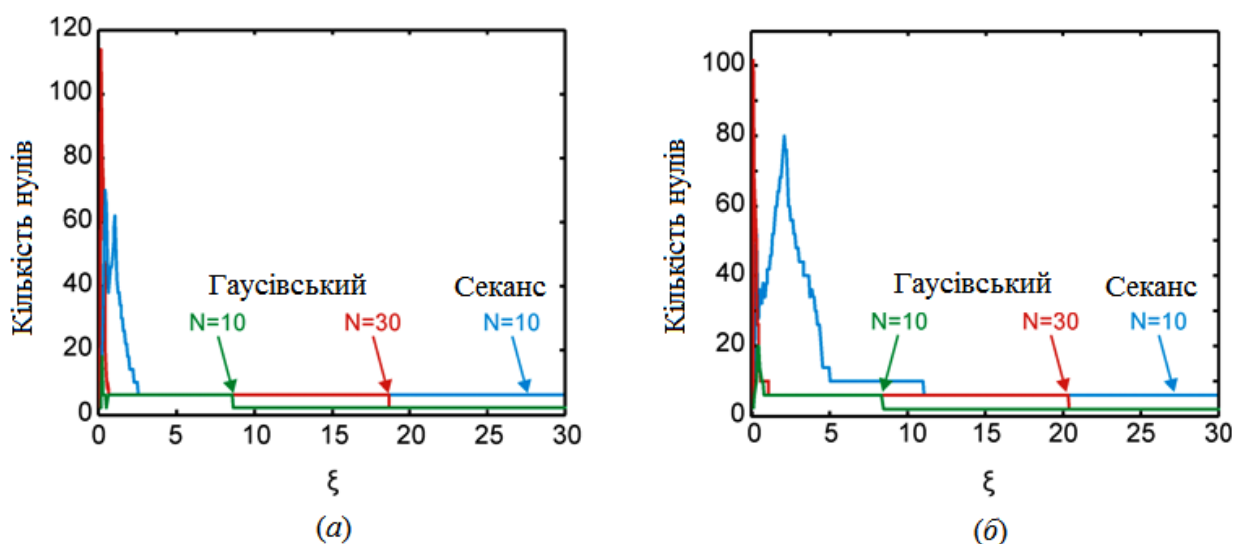


Рисунок. 1.3 – (а) Кількість нулів в похідній другого порядку від часової інтенсивності імпульсу в залежності від дистанції поширення; (б) Кількість нулів в похідній другого порядку від спектру імпульсу в залежності від дистанції поширення.

Після досягнення відповідної максимальної величини, кількість нулів похідної другого порядку, починає зменшуватись і ми можемо спостерігати появу значних горизонтальних плато, в випадку коли кількість нулів дорівнює 6. На цьому етапі форма імпульсу являється майже згладженою без наявності осциляцій зумовлених дією ОРО та SPM. Присутні лише два незначні симетричні перегини на фронтах імпульсу, що асоціюються з поступово зникаючими боковими пелюстками в обох часовій та спектральній областях. З завершенням цього процесу кількість нулів другої похідної знову дорівнює 2.

Як впливає з рис. 1.3 початковий Гаусівський імпульс з $N=10$ найшвидше (при $\xi > 9$) трансформується до імпульсу зі згладженим профілем в обох спектральній та часовій областях. Для початкового Гаусівського імпульсу з $N=30$, для досягнення подібних згладжених профілів, потрібна значно більша відстань поширення $\xi > 21$. Також можна відзначити значно більше спотворення форми імпульсу під дією ОРО, коли початковий імпульс має профіль – секанс.

1.3 Трансформація форми імпульсу після згасання оптичного руйнування огинаючої імпульсу

Наступним важливим моментом являється дослідження еволюції форми імпульсу в стаціонарному режимі після зникнення ОРО. По перше як це видно з рис. 2.1 форма імпульсу в випадку слабкої нелінійності значно відрізняється від параболічної, і знаходиться значно ближче до трикутної. Така ситуація дійсно можлива, нещодавно було продемонстровано, що ідеальний трикутний імпульс може бути отриманий з початкового чирпованого імпульсу з Гаусівським профілем при наступних параметрах $N = 10$ та $\xi = 0.33$ [19, 20]. Трикутні імпульси нарівні з параболічними являються дуже бажаними в широкому спектрі фотонних застосувань. В якості можливих областей застосувань трикутних імпульсів можна навести наступні: мультиплексування з функцією додавання-вилучення [21], подвоєння оптичних сигналів [22] та інші.

В подальшому розгляді, ступінь наближення імпульсу до ідеальної параболічної або трикутної буде оцінюватись через відношення профілю його часової/просторової інтенсивності $|A(T)|^2$ та інтенсивності ідеального профілю (в даному випадку параболічного) $|A_p(T)|^2$, та вводиться до розгляду за допомогою параметру розбіжності M [23]:

$$M^2 = \frac{\int (|A|^2 - |A_p|^2)^2 d\tau}{\int |A|^4 d\tau}. \quad (1.3)$$

Профіль параболічного імпульсу $|A_p(T)|$, з енергією $U_p = 4P_p T_p / 3\sqrt{2}$, може бути визначений наступним чином [23]:

$$\begin{cases} A_p(T) = \sqrt{P_p} \sqrt{1 - 2T^2 / T_p^2}, & |T| \leq T_p / \sqrt{2} \\ A_p(T) = 0, & |T| > T_p / \sqrt{2} \end{cases} \quad (1.4)$$

В (1.4) використано наступні позначення:

P_p – пікова потужність параболічного імпульсу;

T_p – тривалість параболічного імпульсу.

Введений, за допомогою співвідношення (1.3), параметр розбіжності M дозволяє провести оцінку «недосконалості» форми отриманого імпульсу в порівнянні з формою еталонного параболічного імпульсу. Іншими словами незначна величина M демонструє хороше співпадання форми отриманого імпульсу з ідеальним (еталонним) параболічним імпульсом. Зазвичай ми можемо вважати імпульс параболічним коли задовольняється наступна умова $M < 0.04$.

Для дослідження трансформації початкового імпульсу до імпульсу з трикутним профілем, по аналогії з параболічними імпульсами, введемо наступну функцію трикутного фітінгу:

$$\begin{cases} A_t(T) = \sqrt{P_t} \sqrt{1 - |T / (T_t \sqrt{2.5})|}, & |T| \leq T_t \sqrt{2.5} \\ A_t(T) = 0, & |T| > T_t \sqrt{2.5} \end{cases}, \quad (1.5)$$

В (1.5) використано наступні позначення:

P_t – пікова потужність трикутного імпульсу;

T_t – тривалість трикутного імпульсу (ніпівширина по рівню з інтенсивністю $1/e$);

$U_t = P_t T_t \sqrt{2.5}$ – енергія ідеального трикутного імпульсу (фітінг).

Використовуючи співвідношення (1.3), (1.4) (1.5) ми можемо дослідити перетворення форми початкового Гаусівського (чи іншого) імпульсу до імпульсу що має параболічний або трикутний профіль.

Рисунок 1.4 демонструє трансформацію початкового чирпованого Гаусівського імпульсу, що характеризується наступними параметрами: $N = 10$ та параметром чирпа $C = -4$. Як слідує з графічних залежностей 2.6 спектральна та часова криві досягають мінімуму в околиці $\xi = 0.4$.

Параметр розбіжності M для імпульсу з трикутним профілем, в цьому випадку, приймає наступне наближене значення $M \sim 0.03$, причому для спектральної області це значення незначно вище. Слід зазначити наступні моменти: 1) для імпульсу з трикутним профілем (рис. 1.4(a)) ці мінімуми дуже різкі та зі збільшенням дистанції поширення форма імпульсу не залишається трикутною; 2) крім того як це слідує з рис. 1.4 (b) в сталому режимі замість імпульсу з трикутним профілем було отримано повністю параболічний імпульс.

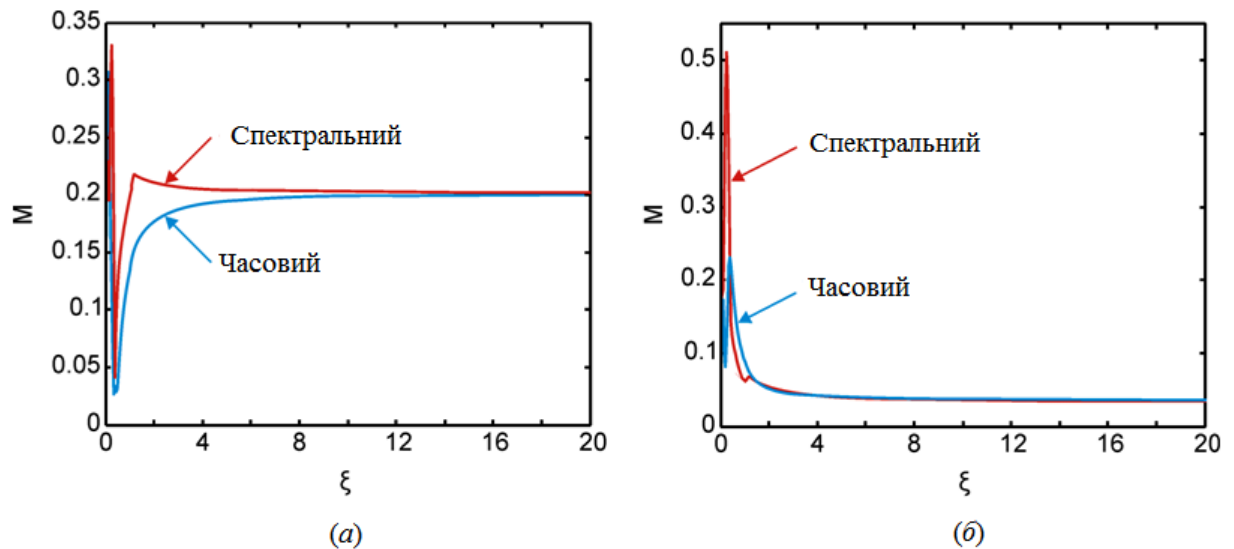


Рисунок 1.4 Залежність параметру розбіжності M від нормованої довжини ξ для часового та спектрального профілів імпульсу ($N = 10$). а) – наближення імпульсу до ідеального трикутного; б) – наближення імпульсу до ідеального параболічного.

Параметр розбіжності для параболічного імпульсу становить $M < 0.04$ починаючи зі значення нормованої довжини $\xi > 6$ для обох часового та спектрального профілів імпульсу, крім того такі імпульси характеризуються лінійним чирпом (див рис. 1.5).

Таким чином в стаціонарному режимі ми отримали параболічний імпульс не тільки для випадку слабкої нелінійності ($1.5 < N < 2.5$), але і для початкового імпульсу високої потужності.

Не зважаючи на це імпульс з трикутним профілем також може бути отриманий в стаціонарному режимі.

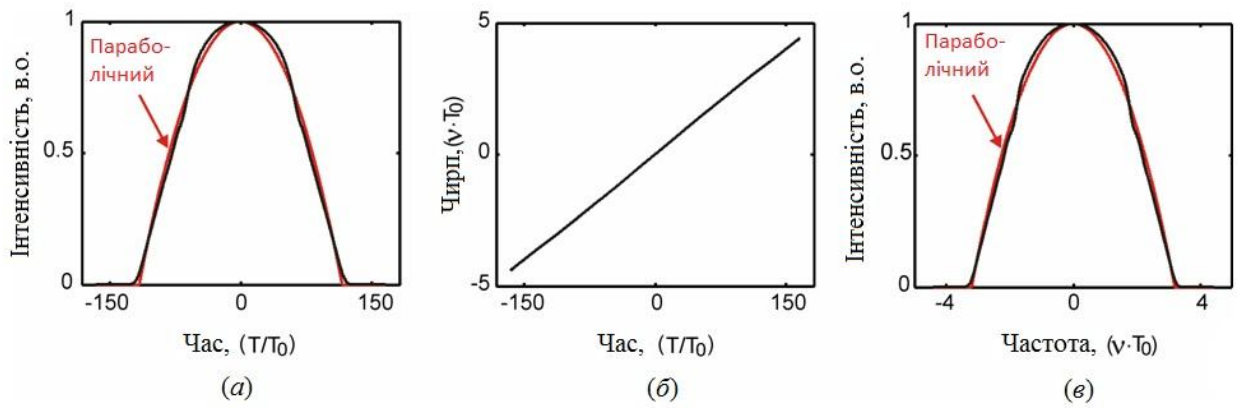


Рисунок 1.5 Нормована часова інтенсивність імпульсу (параметр розбіжності $M = 0.039$) – (а); спектр ($M = 0.038$) – (в); та чирп (б) в стаціонарному режимі отриманого з початкового імпульсу з Гаусівським профілем та негативним чирпом ($N = 10$, $\xi = 6$, $C = -4$). Червоні криві – ідеальний параболічний профіль.

На рисунку 1.6(а) наведено результати які свідчать про можливість отримати трикутний імпульс з початкового нечирпованого імпульсу з секанс профілем в стаціонарному режимі.

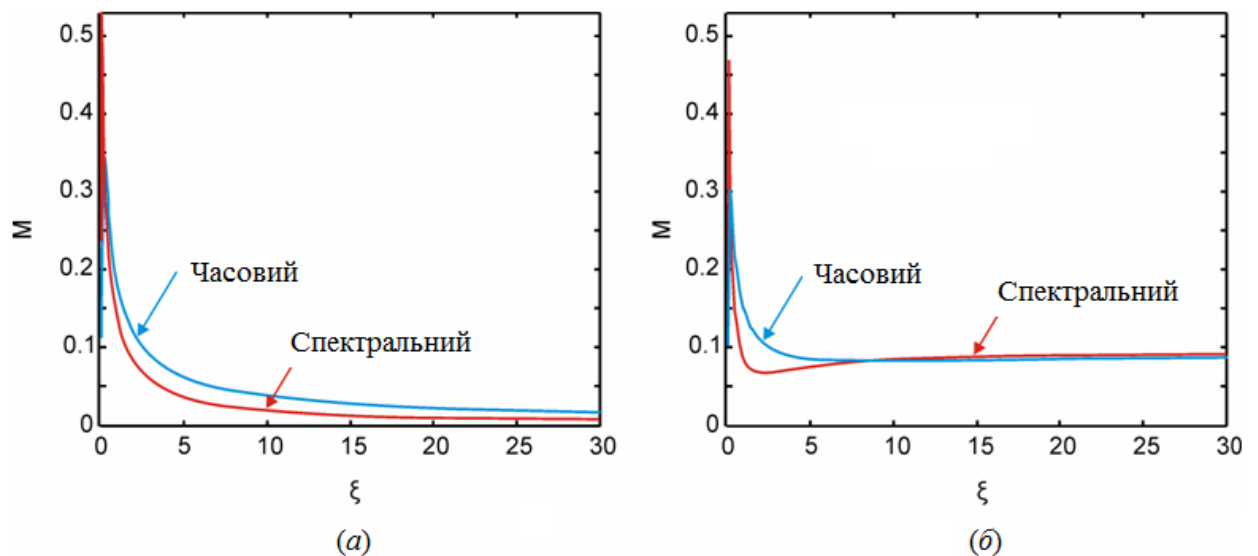


Рисунок 1.6 а) Залежність параметру розбіжності M для трикутного імпульсу від нормованої довжини ξ ($N = 10$). а) – початковий імпульс – секанс; б) – початковий імпульс – Гаусівський.

З цього рисунку випливає, що параметр розбіжності досягає значення $M < 0.04$ починаючи з $\xi > 10$ для обох спектрального та часового профілей імпульсу. На протилежність цьому при використанні в якості початкового – Гаусівського імпульсу, відхилення від трикутного фітінгу значно вище.

Рисунок 1.7 відображає результати формування імпульсу отриманого з початкового нечирпованого імпульсу (секанс) в стаціонарному режимі. Профіль імпульсу та його спектр повністю трикутні, за виключенням незначного горизонтального плато на його вершині. В цьому випадку чирп також лінійний.

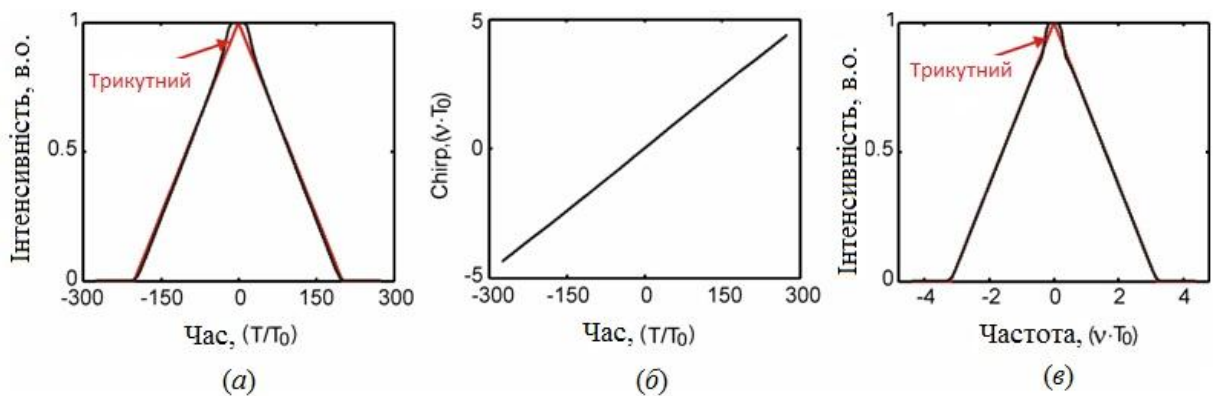


Рисунок 1.7 Нормована часова інтенсивність імпульсу ($M = 0.037$) – (а); спектр ($M = 0.018$) – (в); чирп (б) в стаціонарному режимі. Імпульс отримано з початкового нечирпованого імпульсу (секанс) ($N = 10$, $\xi = 10$). Червоні криві – ідеальний трикутний профіль.

1.4 Висновки

В цьому розділі було досліджено трансформації форми ультракоротких імпульсів під час їх поширення у оптичному волокні з нормальною дисперсією у випадку великої нелінійності ($N > 10$). Відомо, що в цьому випадку виникає оптичне руйнування згинаючої імпульсу, яке проявляється у виникненні осциляції на фронтах імпульсу, та бокових пелюсток в його

спектрі. Нами було досліджено еволюцію імпульсу після настання ефекту ОРО. Було показано, що зі збільшенням дистанції поширення імпульсу у волокні оптичне руйнування огинаючої імпульсу повністю зникає при достатньо великих значеннях відстані поширення імпульсу, це призводить до згладження його профілю в спектральній та часовій областях, а також до лінійної залежності для функції чирпа. Згасання ОРО може бути пов'язано з дією нормальної дисперсії на імпульс. Нормальна дисперсія призводить до згладження нелінійного профілю чирпа імпульсу зумовленого дією фазової само-модуляції. Спочатку це призводить до збільшення нахилу функції чирпа і появи оптичного руйнування огинаючої імпульсу, коли спектральні компоненти імпульсу різної частоти накладаються одне на одну. Але в подальшому зі збільшенням дистанції поширення функція чирпа згладжується під дією нормальної дисперсії і ОРО поступово згасає. Таким чином на достатньо великій довжині волокна профіль імпульсу та його спектр стають повністю гладкими, а чирп - лінійним.

Було досліджено як залежить довжина згасання ОРО від порядку солітона та форми початкового імпульсу. Було встановлено, що чим більше N , тим більша потрібна довжина волокна для згасання ОРО. Зокрема для початкового Гаусівського імпульсу з $N = 10$ потрібно $\xi > 9$, а при $N = 30$ потрібно $\xi > 21$. Також потрібно відзначити, що більша довжина волокна для згасання ОРО потрібна для імпульсів з початковою формою секанс ($\xi > 30$, при $N = 10$) порівняно з Гаусівськими імпульсами.

Було також показано, що після згасання ОРО форма початкового імпульсу значно змінюється порівняно з початковим імпульсом. Зокрема на виході з волокна можна одержати трикутні або параболічні імпульси в залежності від параметрів початкового імпульсу.

Таким чином, можна зробити висновок, що для передачі потужних УКІ можна використовувати оптичні волокна з нормальною дисперсією

достатньої довжини для зникнення ефекту ОРО. Проте недоліком цього є те, що довжина волокна повинна бути досить великою, якщо початкова енергія імпульсу є великою або мала його тривалість, тобто при великому N . Необхідність використовувати велику довжину волокна призводить до того, що тривалість імпульсу значно збільшується в результаті дисперсійного розширення. Для компенсації цього дисперсійного розширення потрібно використовувати компенсатори дисперсії на виході з волокна.

2 ПАРАБОЛІЧНІ ІМПУЛЬСИ У ОПТИЧНОМУ ВОЛОКНІ З НОРМАЛЬНОЮ ДИСПЕРСІЄЮ

В 1990-х роках було показано теоретично, що імпульси параболічної форми можуть поширюватись в оптичному волокні з нормальною дисперсією стабільно, без руйнування оптичної огинаючої [16]. Більше того, параболічна форма імпульсу зберігається під час розповсюдження імпульсу у волокні.

Подібно до солітонів в області аномальної дисперсії волокна, параболічні імпульси в області нормальної дисперсії мають низку важливих властивостей. Зокрема у волокні з підсиленням амплітуда та тривалість таких імпульсів залежить лише від параметрів волокна та енергії початкового імпульсу, та не залежить від його початкової форми. Було показано, що такі параболічні імпульси є розв'язанням нелінійного рівняння Шрьодінгера з підсиленням [17, 24]. Цей розв'язок показує, що у волокні з підсиленням форма імпульсу змінюється таким чином, щоб наблизитись до параболічного імпульсу. Спектр такого імпульсу також є параболічним, а чірп є лінійним. Параболічні імпульси поширюються у волокні з нормальною дисперсією зберігаючи параболічну форму без виникнення ОРО.

Таким чином, параболічні імпульси є дуже привабливими для передачі потужних УКІ в оптичних волокнах без спотворення їхнього профіля. Але типові лазери УКІ генерують не параболічні імпульси (гаусов, секанс), то імпульс необхідно попередньо перевести в параболічну форму для введення його у волокно. Для цього можна використовувати волокно з пісиленням [17], але це не зручним, коли імпульс не потрібно підсилювати.

Було запропоновано декілька підходів для отримання параболічних імпульсів без попереднього підсилення. Зокрема використання спеціального оптичного волокна в якому дисперсія зменшується уздовж волокна [25], а також використання спеціальних волоконних Брегівських ґраток [26]. Проте найбільш простим дешевим та зручним виявилось використання звичайного

оптичного волокна з нормальною дисперсією, в якому за певних умов відбувається нелінійне перетворення форми імпульсу до параболічної [19, 27]. Проте значним недоліком такого підходу є те що, такий параболічний імпульс нестабільний, його параболічна форма не зберігається при подальшому поширенні у волокні. В цьому розділі ми покажемо, яким чином можна одержати стабільні параболічні імпульси в оптичному волокні, які зберігають свою параболічну форму.

2.1 Теоретична модель

Еволюція ультракороткого імпульсу (УКІ) напротязі його поширення в оптичному волокні, яке характеризується нормальною дисперсією та нелінійністю Керівського типу, в цьому розділі також досліджується за допомогою нелінійного рівняння Шрьодінгера (НРШ), але на відміну від (1.1) до нього додається ефект дисперсії третього порядку та втрати у волокні [18]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} + i\gamma |A|^2 A. \quad (2.1)$$

В (1.1) використано наступні позначення:

$A(z, t)$ – повільно змінююча комплексна огинаюча імпульсу;

α – загальні втрати в волокні;

β_2 – дисперсійний параметр другого порядку;

β_3 – дисперсійний параметр третього порядку;

γ – коефіцієнт нелінійності;

T – час;

z – дистанція поширення імпульсу.

Розв'язок модифікованого нелінійного рівняння Шрьодінгера (2.1) було отримано чисельно за допомогою методу розділення Фур'є [18]. В подальшому, при дослідженні еволюції форми імпульсу при поширенні його в оптичному волокні, ми будемо використовувати наступні змінні:

$$\begin{aligned} L_D &= T_0^2 / |\beta_2|, \\ L'_D &= T_0^3 / |\beta_3|, \\ L_{NL} &= 1/(\gamma P_0), \\ N &= \sqrt{L_D / L_{NL}}, \\ \xi &= z / L_D. \end{aligned} \tag{2.2}$$

В (1.2) L_D – дисперсійна довжина; L'_D – дисперсійна довжина для дисперсії 3-го порядку; L_{NL} – нелінійна довжина; N – порядок солітону; ξ – нормована довжина. В співвідношеннях (2.2) використані наступні позначення: P_0 – пікова потужність початкового імпульсу; T_0 – початкова тривалість імпульсу (ніпівширина по рівню з інтенсивністю $1/e$).

Для дослідження наближення імпульсу до ідеального параболічного профілю використовуються співвідношення (1.3)-(1.4). В цьому розділі досліджуються трансформації профілю імпульсу у випадку слабкої нелінійності $1 < N < 10$, коли ефект ОРО не виникає.

2.2 Дослідження впливу початкової форми імпульсу на трансформацію його профілю в оптичному волокні з нормальною дисперсією

2.2.1 Формування стабільних параболічних імпульсів. Формування параболічних імпульсів у волокнах з підсиленням відбувається під дією трьох факторів: нормальної дисперсії, фазової само-модуляції та підсилення [17, 24]. У цьому випадку імпульс поступово наближується до параболічної форми незалежно від його початкового профілю. У звичайному волокні без підсилення формування параболічних імпульсів відбувається лише під дією нормальної дисперсії та фазової само-модуляції [19, 27]. В цьому випадку також може відбуватися із імпульсів різної початкової форми, але ця параболічна форма не зберігається при подальшому поширенні імпульсу у волокні. Було показано, що такі імпульси формуються при достатньо малій довжині волокна ($\xi < 1$). В цьому випадку трансформація форми імпульсу відбувається за умов сильнішої дії ФСМ порівняно з дисперсією.

В цьому розділі ми розглянемо трансформацію профілю імпульсу, коли довжина волокна є більшою $\xi > 1$. В цьому випадку поширення імпульсу у волокні відбувається при домінуванні нормальної дисперсії, тоді як дія ФСМ на імпульс зменшується зі зменшенням його пікової потужності. В цьому режимі імпульс має деякі особливі властивості незалежно від його початкової форми. Зокрема форма імпульсу повторює профіль його спектру, а також чірп стає лінійним. Крім того, спектральна ширина імпульсу досягає свого максимального значення в результаті нелінійного розширення спектру [28, 29]. Тут і далі цей режим буде іменуватися стаціонарним, тому що форма імпульсу в ньому вже змінюється дуже мало (відбувається тільки дисперсійне розширення), форма спектру також фактично не змінюється, а чірп імпульсу є лінійним і залежить лише від величини дисперсії у волокні [30]. Але у порівнянні із трансформацією імпульсу у волокні з підсиленням, в

пасивному волокні форма імпульсу може бути різною в залежності від багатьох початкових умов, зокрема від форми початкового імпульсу. Тому в цьому розділі досліджується за яких саме умов можна одержати у волокні стабільні параболічні імпульси в стаціонарному режимі.

Для того щоб встановити межу настання стаціонарного режиму використовується критерій, оснований на похідній від параметру розбіжності M . А саме, вважається, що настання стаціонарного режиму відбувається коли $|dM/d\xi| \leq 5 \cdot 10^{-3}$. Цей критерій показує, коли зміна форми імпульсу стає малою. У спектральній області, коли цей критерій виконується спектральна ширина імпульсу практично дорівнює максимальному значенню, зокрема для початкового імпульсу форми секанс це становить 97% від його максимального асимптотичного значення [29, 31].

2.2.2 Початковий імпульс форми - Гаусів. Спочатку ми досліджуємо трансформацію форми імпульсу у випадку, коли початковий імпульс є Гауссів. На Рис. 2.1 а) показана залежність параметру розбіжності M від порядку солітону N та нормалізованої довжини волокну ξ . Це дозволяє зокрема з'ясувати вплив початкових параметрів імпульсу P_0 та T_0 , а також параметрів волокна β_2 та γ , які входять до порядку солітону N , на еволюцію імпульсу. Також було розраховано графік залежності параметру M від ξ для одного певного значення N , який показано на рис. 2.1 б). на цьому графіку показано криві M від ξ для часового та спектрального профілю імпульсу. В останньому випадку співвідношення (1.3)-(1.4) для спектральної амплітуди імпульсу.

На рис. 2.1 а) три специфічні зони відзначені цифрами, в яких форма імпульсу найбільш наближена до параболічної. Цифра 1 показує вузьку вертикальну зону в якій можна отримати параболічні імпульси на короткій довжині волокна ($\xi < 1$). Ця зона була раніше досліджена іншими авторами [27]. Тут можна одержати повністю параболічний імпульс ($M \sim 0.04$). Проте

можна легко побачити, що ця зона дуже вузька, зі збільшенням довжини волокна профіль імпульсу віддаляється від параболічного. Більше того рис. 2.1 б) показує, що в цій зоні лише часовий профіль імпульсу є параболічним, тоді як спектральний профіль імпульсу значно відрізняється від параболічного. Потрібно також відзначити, що існує також суміжна вертикальна зона (цифра 2), де також можна одержати параболічні імпульси при малій довжині волокну ($1 < \xi < 2$).

В стаціонарному режимі (область праворуч від штрихової лінії на рис. 2.1 а)) профіль імпульсу сильно залежить від порядку солітону N . Зокрема коли порядок солітону знаходиться в діапазоні $1.5 < N < 2.5$, то в стаціонарному режимі можна одержати імпульси наближені до параболічного ($M \sim 0.07$). Ця горизонтальна зона відзначена цифрою 3 на рис. 2.1 а). Необхідна довжина волокна для отримання стаціонарного режиму тут становить $\xi > 3$. Порядок солітону сильно впливає на профіль імпульсу в стаціонарному режимі, так з рис. 2.1 а) можна бачити, що коли порядок солітону збільшується ($N > 2.5$), профіль імпульсу в стаціонарному режимі віддаляється від параболічного. З рис. 2.1 б) можна бачити, що в стаціонарному режимі і часовий і спектральний профіль імпульсу дуже повільно змінюються і фактично наближаються до певної границі. Профіль імпульсу тут близький до параболічного ($M \sim 0.07$), але все ж таки не є параболічним в остатній мірі ($M > 0.04$). Тому такі імпульси тут і далі іменуються квазі-параболічними.

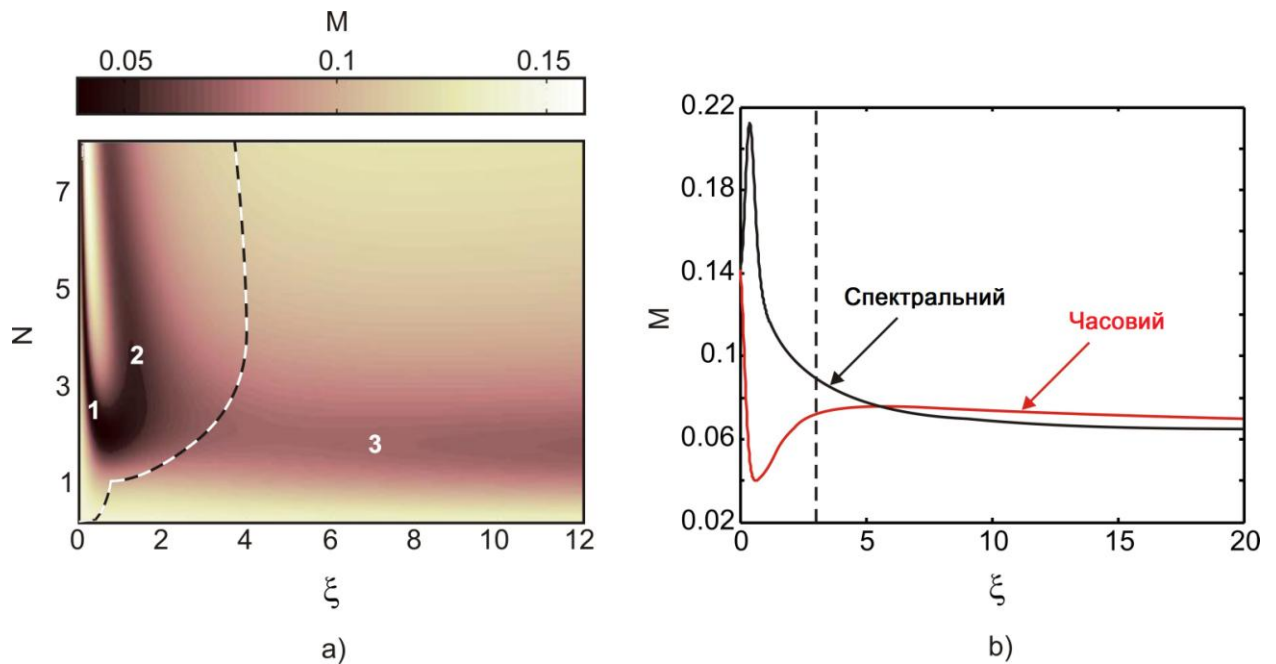


Рисунок 2.1 а) Еволюція параметру розбіжності M уздовж довжини волокна ξ в залежності від порядку солітону N у випадку початкового імпульсу форми - Гаусів. Цифри на рисунку позначають специфічні зони, які описані у тексті. б) Еволюція параметру розбіжності M уздовж довжини волокна ξ при значенні порядку солітону $N = 2$. Показані дві криві для часового профілю імпульсу та для спектрального. Штрихові лінії на обох графіках відзначають межу настання стаціонарного режиму.

2.2.3 Початковий імпульс форми - секанс. Тепер розглянемо трансформацію форми імпульсу, у випадку коли початкова форма імпульсу є секанс. На Рис. 2.2 а) показана залежність параметру розбіжності M від порядку солітону N та нормалізованої довжини волокна ξ . Також було розраховано графік залежності параметру M від ξ для одного певного значення N , який показано на рис. 2.2 б). на цьому графіку показано криві M від ξ для часового та спектрального профілю імпульсу. З рисунку 2.2 можна побачити, що в даному випадку еволюція імпульсу суттєво відрізняється від випадку, коли початкова форма була гаусовою. Зокрема, до межі настання стаціонарного режиму є лише одна вузька вертикальна зона, де можна отримати параболічні імпульси ($\xi < 1$). Крім того, для настання

стаціонарного режиму тут потрібна більша довжина волокну, ніж для початкового гаусівського імпульсу. Але в стаціонарному режимі ми також можемо відзначити горизонтальну зону ($1.5 < N < 2.5$), в якій параметр розбіжності найменший. Але тут в стаціонарному режимі форма імпульсу більше відрізняються від параболічного у порівнянні з попереднім випадком гаусівського імпульсу.

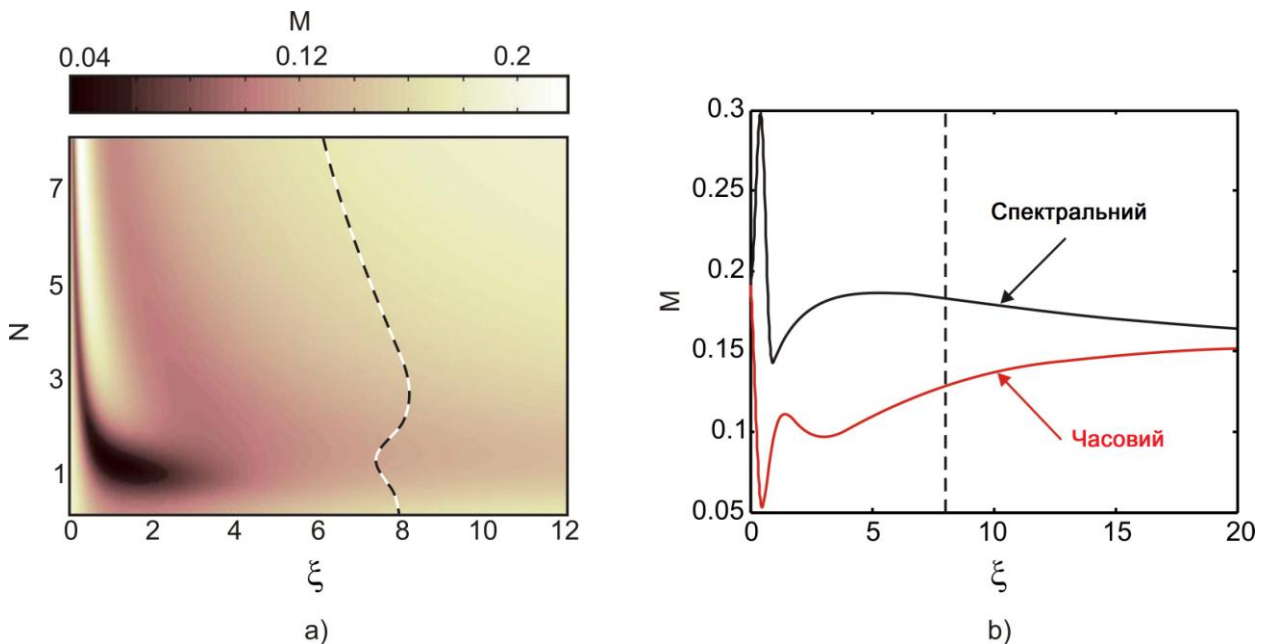


Рисунок 2.2 а) Еволюція параметру розбіжності M уздовж довжини волокна ξ в залежності від порядку солітону N у випадку початкового імпульсу форми - секанс. Цифри на рисунку позначають специфічні зони, які описані у тексті. б) Еволюція параметру розбіжності M уздовж довжини волокна ξ при значенні порядку солітону $N = 2$. Показані дві криві для часового профілю імпульсу та для спектрального. Штрихові лінії на обох графіках відзначають межу настання стаціонарного режиму.

2.2.4 Початковий імпульс форми – супер-Гаусів. Розглянемо також випадок, коли початкова форма імпульсу – супер-Гаусів (2-го порядку). На Рис. 2.3 а) показана залежність параметру розбіжності M від порядку солітону N та нормалізованої довжини волокну ξ . Також було розраховано графік залежності параметру M від ξ для одного певного значення N , який

показано на рис. 2.3 б). на цьому графіку показано криві M від ξ для часового та спектрального профілю імпульсу.

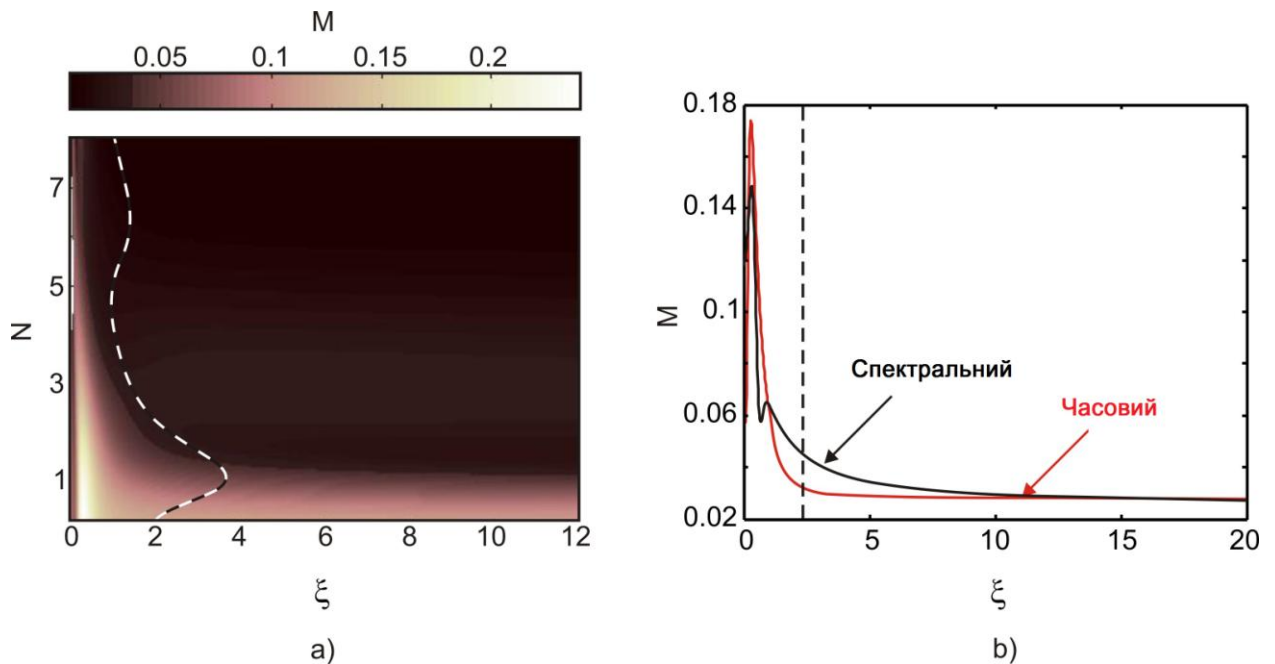


Рисунок 2.3 а) Еволюція параметру розбіжності M уздовж довжини волокна ξ в залежності від порядку солітону N у випадку початкового імпульсу форми – супер-Гаусів. Цифри на рисунку позначають специфічні зони, які описані у тексті. б) Еволюція параметру розбіжності M уздовж довжини волокна ξ при значенні порядку солітону $N = 2$. Показані дві криві для часового профілю імпульсу та для спектрального. Штрихові лінії на обох графіках відзначають межу настання стаціонарного режиму.

З рисунку 2.3 можна побачити, що в даному випадку еволюція імпульсу відрізняється від обох попередніх випадків. Зокрема, тут ми дуже швидко отримуємо параболічний імпульс в стаціонарному режимі, причому незалежно від порядку солітону, тобто для всіх $N > 1$. З рис. 2.3 б) можна побачити, що і часовий і спектральний профіль дуже близькі до ідеального параболічного ($M \sim 0.03$). Настання стаціонарного режиму також відбувається дуже швидко. Проте потрібно відзначити, коли у випадку

початкового супер-Гаусівського імпульсу вищого порядку, форма імпульсу у стаціонарному режимі буде більше відрізнятися від параболічної.

Таким чином, ми можемо зробити висновок, що трансформація форми імпульсу в оптичному волокні з нормальною дисперсією в стаціонарному режимі сильно залежить від початкової форми імпульсу. По-перше, довжина волокна на якій відбувається настання стаціонарного режиму сильно залежить від початкової форми імпульсу. По-друге, фінальна форма імпульсу в стаціонарному режимі сильно залежить від його початкової форми. Зокрема у випадку супер-Гаусівського імпульсу ми можемо тримати повністю параболічні імпульси для всіх $N > 1$. Тоді як для звичайного гаусівського імпульсу або секансу імпульси найбільш наближені до параболічного імпульсу можна отримати для випадку $1.5 < N < 2.5$. Причому профіль імпульсу в стаціонарному режимі тут все ж таки ненабагато відрізняються від параболічного ($M > 0.04$) – квазі-параболічні імпульси. Таку залежність від початкової форми імпульсу можна пояснити наступним чином. Чим ближчою є форма початкового імпульсу до параболічної, тим простіше отримати параболічний імпульс в стаціонарному режимі у волокні. Так для розглянутих імпульсів маємо наступне: супер-Гауссів - $M(0) = 0.083$, Гаусів - $M(0) = 0.141$, секант - $M(0) = 0.191$. Тобто мінімальне відхилення від параболічного імпульсу було для супер-Гауссівського імпульсу, а максимальне – для секансу. А у випадку коли початковий імпульс є параболічний ($M(0) = 0$), він просто зберігає свою параболічну форму з самого початку у волокні з нормальною дисперсією [16].

2.3 Дослідження впливу початкового чирпу імпульсу на трансформацію його профілю в оптичному волокні з нормальною дисперсією

Результати представлені в попередньому пункті були отримані для випадку імпульсів без початкового чирпа. В цьому пункті буде досліджено

вплив початкового кирпу імпульсу на профіль імпульсу в стаціонарному режимі. Чирп додається в початковий імпульс наступним чином:

$$A_{chirp} = A_{unchirp} \exp\left(iC \frac{T^2}{2T_0^2}\right), \quad (2.3)$$

де $A_{unchirp}$ - початковий імпульс без чирпа;

C – параметр чирпа.

Додання такого чирпу до імпульсу призводить до того, що миттєва частота імпульсу стає лінійною функцією часу:

$$\omega = \omega_0 + C \frac{T}{T_0^2}, \quad (2.4)$$

де ω_0 - центральна частота спектру імпульсу.

Миттєва частота збільшується лінійно з часом від переднього до заднього фронту імпульсу, коли $C > 0$ (позитивний чирп). Коли $C < 0$ (негативний чирп), миттєва частота зменшується лінійно з часом. Рис. 2.4 показує результати для гаусівського імпульсу з початковим негативним чирпом, позитивним та без чирпа.

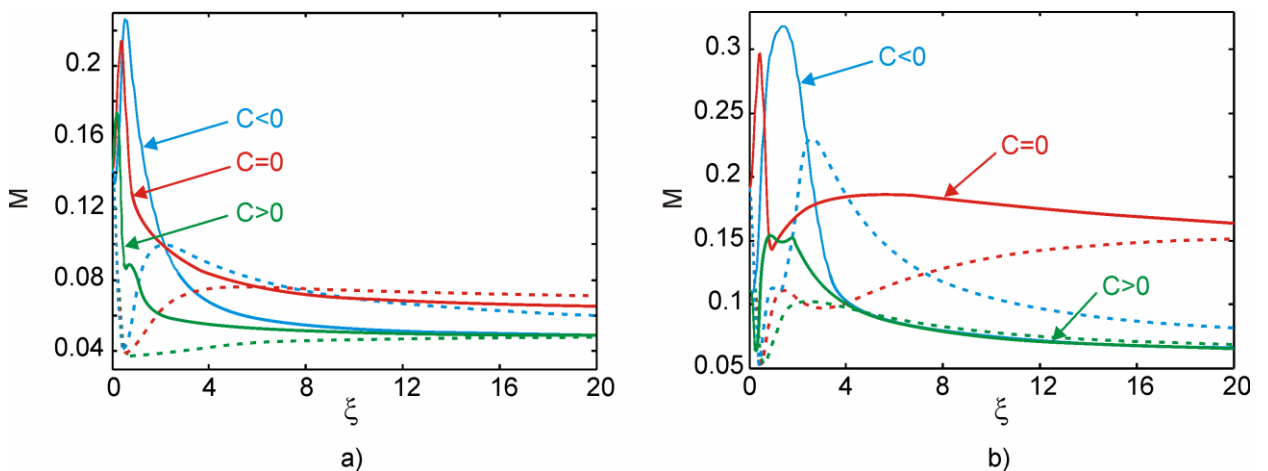


Рисунок 2.4 Еволюція параметру розбіжності M уздовж довжини волокна ξ у випадку $N = 2$ для гаусівського імпульсу з початковим негативним чирпом, позитивним та без чирпа. Абсолютне значення параметру чирпу – 0.5. а) Початковий імпульс – Гауссів; б) Початковий імпульс – секант. Пунктирні криві показують результати для часового профілю імпульсу; безперервні криві – для спектрального профілю.

Рис. 2.4 показує, що початковий чирп здатний суттєво змінити еволюцію імпульсу у волокні. Можна побачити, що на малій довжині волокна (перед настанням стаціонарного режиму) максимуми спектральних та часових кривих зростають, коли чирп є негативним, і – зменшуються, коли початковий чирп є позитивним. В стаціонарному режимі позитивний чирп призводить до меншого відхилення від параболічної форми і для часового і для спектрального профілю порівняно з імпульсом без початкового чирпу. Крім того, стаціонарний режим тут настає раніше. У випадку негативного чирпу спектральний профіль імпульсу також наближаються до параболічного краще за імпульс без чирпа, але часовий профіль імпульсу сильніше відрізняється тут від параболічного (порівняно з позитивним чирпом).

Таким чином, можна зробити висновок, що використання імпульсів з початковим чирпом більш привабливо для одержання параболічних імпульсів в стаціонарному режимі. Розглянемо це більше детально за допомогою тривимірних графіків показаних на рис. 2.5. З рис. 2.5 можна побачити, що початковий чирп дуже сильно впливає на трансформацію профілю імпульсу і настання стаціонарного режиму. Найбільш важливим є наявність темних горизонтальних зон, де параметр розбіжності M досягає мінімальних значень. У випадку початкового Гаусівського імпульсу та секансу (Рис. 2.5 а), б), с)) ми бачимо дві зони, одна для негативного чирпу, інша – для позитивного чирпу. В цих зонах можна одержати повністю параболічні імпульси, стаціонарний режим тут настає найшвидше. Для початкового Гаусівського імпульсу (Рис. 2.5 а)) це порівняно широкі зони,

коли параметр чирпу необхідний для одержання параболічних імпульсів знаходиться в наступних діапазонах: $-3.3 < C < -1.4$, $0.8 < C < 3$.

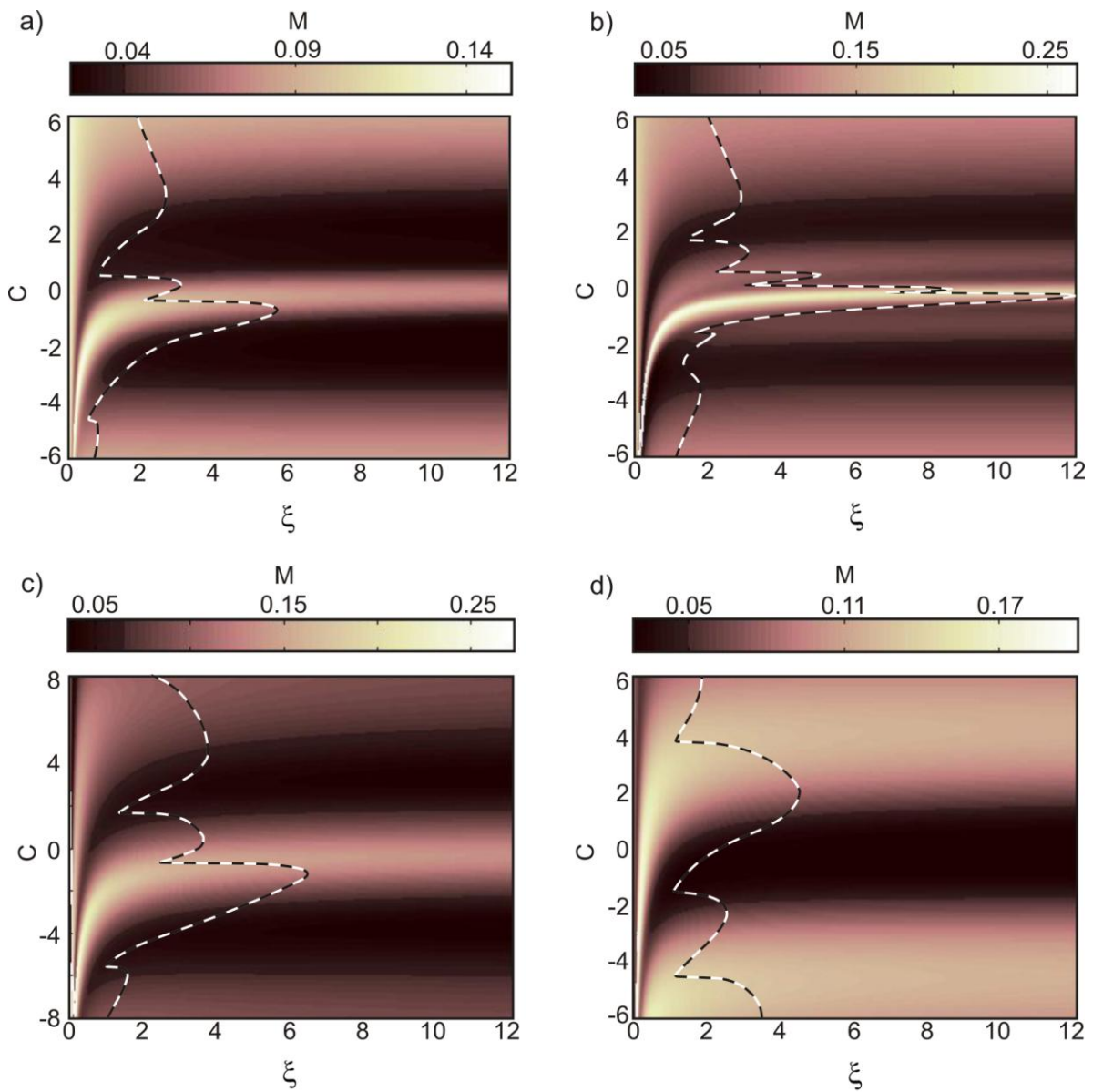


Рисунок 2.5 а) Еволюція параметру розбіжності M уздовж довжини волокна ξ в залежності від чирпа C . а) Початковий імпульс – Гауссів ($N = 2$); б) Початковий імпульс – секанс ($N = 2$); в) Початковий імпульс – Гауссів ($N = 10$); д) Початковий імпульс – супер-Гауссів ($N = 2$). Штрихові лінії на графіках відзначають межу настання стаціонарного режиму.

Тоді як, для початкового імпульсу форми секанс (Рис. 2.5 б)) ці зони є більш вузькими: $-3.3 < C < -2.1$, $1.8 < C < 2.9$. Зокрема в цьому випадку

необхідний більший негативний або позитивний чирп для одержання параболічного імпульсу, аніж у випадку початкового Гауссівського імпульсу.

Рис. 2.5 с) показує результати для початкового Гауссівського імпульсу, але з більшим значенням порядку солітону ($N=10$). Яким було видно з попередніх результатів зі збільшенням порядку солітону (Рис. 2.1) форма імпульсу значно відхиляється від параболічної у стаціонарному режимі. Але Рис. 2.5 с) показує, що додавання початкового чирпу навіть в цьому випадку дозволяє отримати параболічні імпульси в стаціонарному режимі. Темні горизонтальні зони тут зсунуті до більших значенні чирпу: $-5.6 < C < -3$, $1.9 < C < 4.4$, у порівнянні з рис. 2.5 а). Тобто для отримання параболічних імпульсів у випадку більшого значення порядку солітону, треба використовувати більш великий початковий чирп.

Рис. 2.5 d) показує результати впливу початкового чирпу на еволюцію супер-Гауссівського імпульсу у волокні. З рис. 2.3 ми бачили, що супер-Гауссівський імпульс трансформується в параболічний імпульс без початковго чирпа . З рис. 2.5 d) видно, що додання значного чирпу в цьому випадку є скоріше негативним фактором. На цьому рисунку є лише одна темна горизонтальна зона ($-2 < C < 1$) навколо лінії $C=0$ в якій можна одержати параболічні імпульси. Збільшення значення початкового чирпу призводить до деградації параболічного профілю імпульсу в стаціонарному режимі.

Таким чином, можна зробити висновок, що додання початкового чирпу, дозволяє одержати повністю параболічні імпульси з початкових імпульсів форми гауссів і секанс (найбільш важливих практично). Зокрема на рис. 2.6 представлені параболічні імпульси, які можна одержати в стаціонарному режимі з різних початкових імпульсів. Можна побачити, що в усіх випадках часовий та спектральний профіль імпульсу дійсно є дуже близькими до ідеального параболічного профілю, а чирп є практично лінійним. У випадку початкового імпульсу форми секанс найбільше відхилення від параболічного профілю має місце біля підніжжя імпульсу, проте більша частина фронту імпульсу є параболічною.

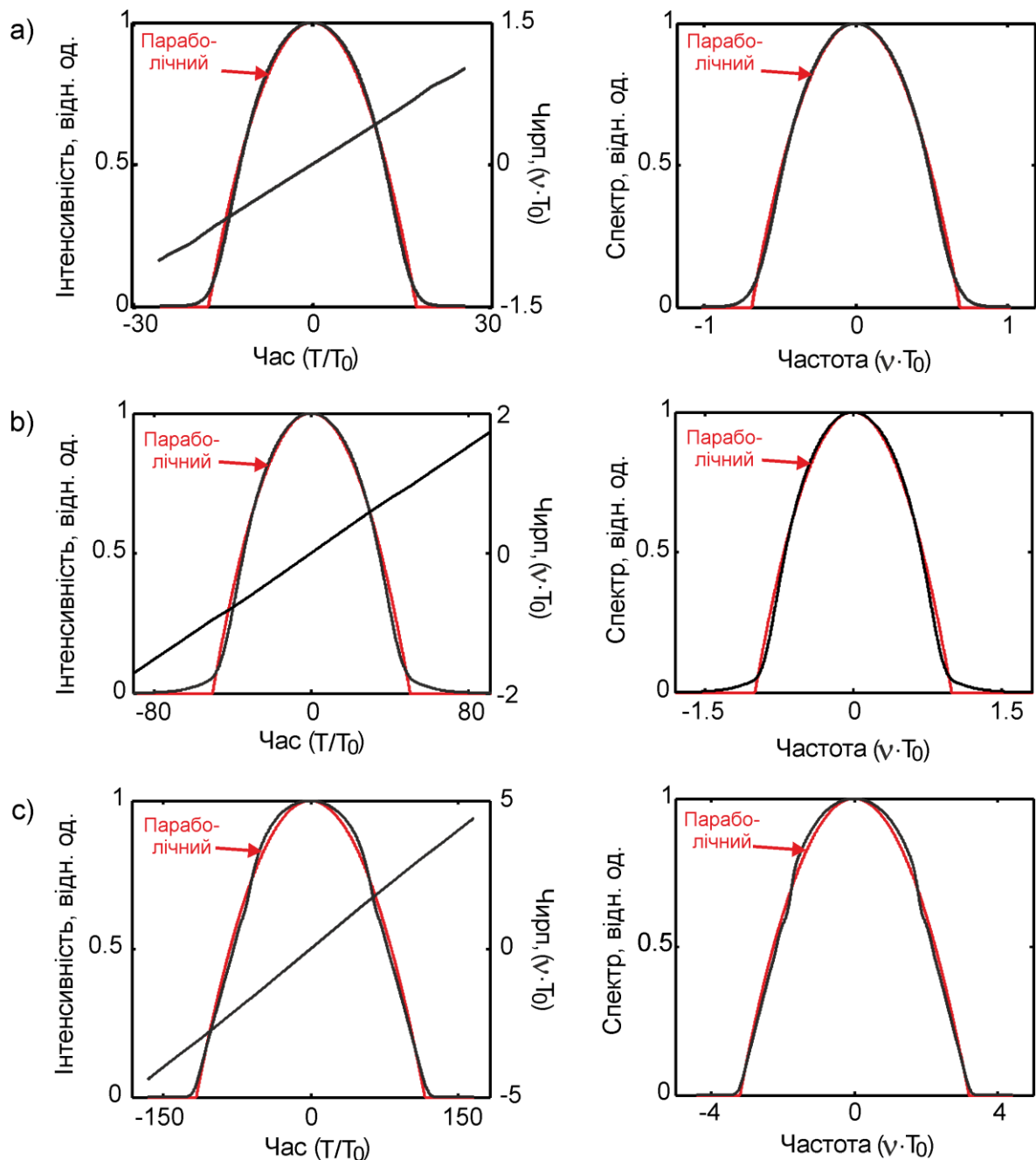


Рисунок 2.6 Нормалізована інтенсивність, чирп та спектр імпульсів одержаних в стаціонарному режимі з наступних початкових імпульсів. а) Початковий імпульс форми – Гауссів ($N = 2, \xi = 4, C = 1$), параметри розбіжності M для часового $M = 0.032$ та спектрального $M = 0.033$ профілю імпульсу. б) Початковий імпульс форми – секанс ($N = 2, \xi = 8, C = 2.5$), параметри розбіжності M для часового $M = 0.049$ та спектрального $M = 0.047$ профілю імпульсу. в) Початковий імпульс форми – Гауссів pulse ($N = 10, \xi = 6, C = -4$), параметри розбіжності M для часового $M = 0.039$ та спектрального $M = 0.038$ профілю імпульсу.

2.4 Дослідження впливу дисперсії 3-го порядку, втрат та підсилення на трансформацію профілю імпульсу в оптичному волокні з нормальною дисперсією

Фазова само-модуляція і нормальна дисперсія – це головні фактори трансформації форми імпульсу до параболічного профілю в оптичному волокні без підсилення. Проте інші фактори також можуть впливати на процес трансформації форми імпульсу. Спочатку ми розглянемо вплив дисперсії 3-го порядку на формування параболічного імпульсу в стаціонарному режимі. Дисперсія 3-го порядку в нелінійному рівнянні Шрьодінгера (2.1) пов'язана з похідною 3-го порядку за часом. Відносна величина дисперсії 3-го порядку дається відповідною дисперсійною довжиною L'_D в (2.2). В лінійному режимі поширення імпульсу у волокні ($\gamma = 0$) дисперсія 3-го порядку грає значну роль коли $L'_D / L_D \leq 1$ [18]. Ця умова зазвичай виконується, коли дисперсія 2-го порядку достатньо мала ($\beta_2 \sim 0$). Тобто в околиці нульової точки дисперсії волокна. В цьому випадку дисперсія 3-го порядку призводить до асиметричного розширення імпульсу з утворенням осцилюючого хвосту на одному з фронтів імпульсу [18]. Якщо до цього додається нелінійний ефект фазової само-модуляції, то спільний вплив на імпульс цих ефектів стає більш складним. Зокрема у волокні з підсиленням ці ефекти можуть призводити до утворення оптичної ударної хвилі, що проявляється в утворенні сильних осциляцій на одному з фронтів імпульсу [32-35].

З рис. 2.7 ми бачимо, що часовий та спектральний профіль імпульсу спочатку під дією дисперсії 3-го порядку стають асиметричними, чирп імпульсу стає нелінійним. Збільшення величини дисперсії 3-го порядку у волокні призводить до виникнення сильних осциляцій на передньому фронті імпульсу, тоді як в спектрі виникає боковий пелюсток. Якщо знак дисперсії змінити на протилежний, то осциляції виникають на іншому фронті імпульсу.

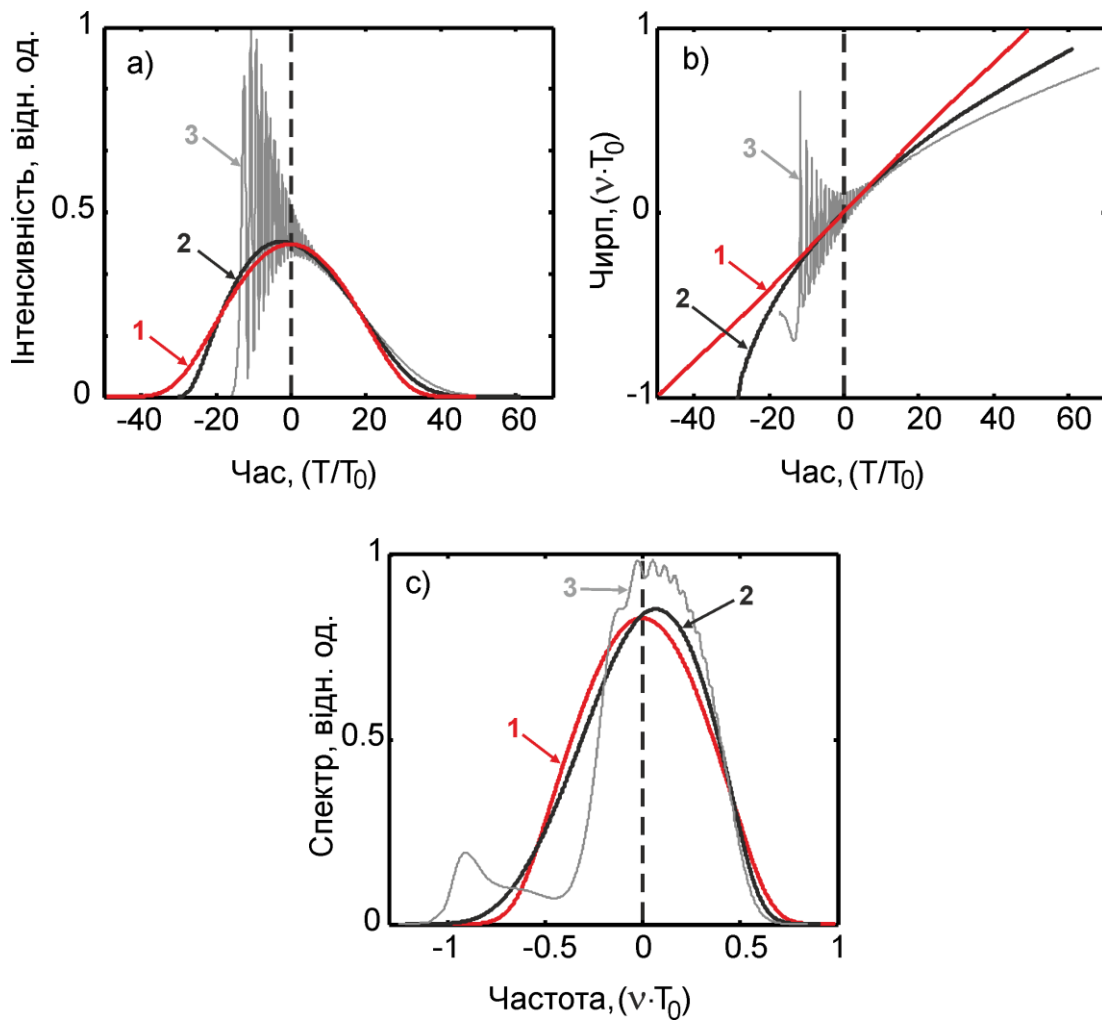


Рисунок 2.7 Вплив дисперсії 3-го порядку на формування параболічного імпульсу в стаціонарному режимі з початкового Гауссівського імпульсу ($N = 2, \xi = 8$). а) Часовий профіль інтенсивності імпульсу; б) чирп; в) спектр імпульсу. Цифри показують відносну величину дисперсії 3-го порядку: 1 – без дисперсії 3-го порядку; 2 – $L'_D / L_D = 7.3$; 3 – $L'_D / L_D = 3.3$.

Таким чином, дисперсія 3-го порядку у волокні може по-перше спотворити форму імпульсу – зробити його асиметричним, по-друге привести до виникнення сильних осциляцій, та фактичного зруйнування імпульсу. Для того, щоб кількісно цей вплив дисперсії 3-го порядку на імпульс ми використовуємо знову параметр розбіжності (1.3). Але замість ідеального параболічного імпульсу використовується той же самий імпульс у волокні без дисперсії 3-го порядку. Таким чином, можна виявити негативний

вплив саме дисперсії 3-го порядку на імпульс. Рис. 2.8 показує вплив дисперсії 3-го порядку на параболічні імпульси одержані з різних початкових імпульсів, які були представлені на рис. 2.6. Лінія $M = 0.04$ на рис. 2.8 показує рівень, де спотворення форми імпульсу в результаті дії дисперсії 3-го порядку стають вже достатньо великими. З рис. 2.8 можна побачити, що параболічний імпульс отриманий з початкового Гауссівського імпульсу ($N = 2$) найменше чутливий до дії дисперсії 3-го порядку ($M < 0.04$ з $L'_D / L_D > 21$). У випадку параболічного імпульсу отриманого з початкового імпульсу з формою секанс ($N = 2$) спотворення форми імпульсу стають сильніші ($M < 0.04$ з $L'_D / L_D > 34$).

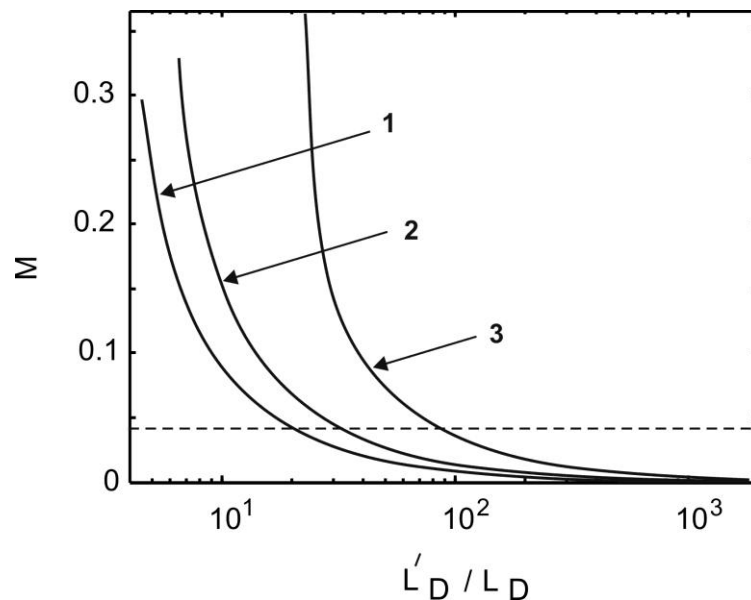


Рисунок 2.8 Залежність параметру розбіжності M від L'_D / L_D , яка показує вплив дисперсії 3-го порядку на профіль параболічних імпульсів отриманих з наступних початкових імпульсів: 1 – з імпульсу Гауссів ($N = 2, \xi = 4, C = 1$); 2 – з імпульсу секанс ($N = 2, \xi = 8, C = 2.5$); 3 – з імпульсу Гауссів ($N = 10, \xi = 6, C = -4$).

У випадку параболічного імпульсу отриманого з початкового імпульсу з формою Гауссів але з більшим порядком солітону ($N = 2$) спотворення форми імпульсу також збільшуються ($M < 0.04$ з $L'_D / L_D > 93$). Таким

чином, можна зробити висновок, що величину дисперсію 3-го порядку потрібно брати до уваги, під час вибору волокна для одержання параболічних імпульсів.

Крім дисперсії 3-го порядку на формування параболічного імпульсу можуть також впливати підсилення або втрати у волокні. Обидва ефекти описуються членом α в нелінійному рівнянні Шрьодінгера (2.1). Якщо $\alpha > 0$ це означає втрати у волокні; якщо $\alpha < 0$ це означає підсилення; якщо $\alpha = 0$ це означає, що у волокні нема ні втрат, ні підсилення. На рис. 2.9 показана залежність параметру розбіжності M від α та нормалізованої довжини волокна ξ .

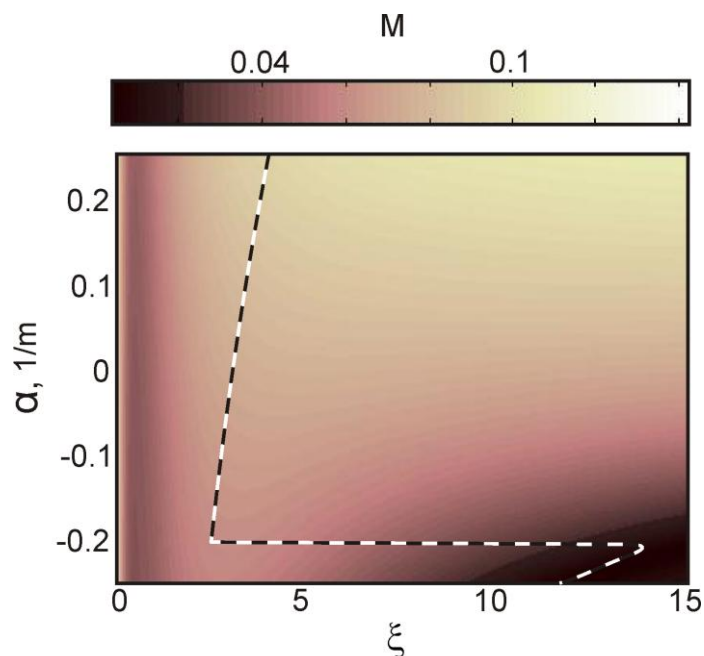


Рисунок 2.9 Еволюція параметру розбіжності M уздовж довжини волокна ξ в залежності від параметру α . Початковий імпульс – Гауссів ($N = 2$). Штрихова лінія на графіках показує межу настання стаціонарного режиму.

Ці результати одержані для початкового гауссівського імпульсу, у випадку початкового імпульсу секанс або супер-Гауссів результати є аналогічними. Ці результати буди отримані для параметру α в наступному діапазоні $-0.251 \leq \alpha, \text{ m}^{-1} \leq 0.251$. Це забезпечує втрати/підсилення ($\xi = 15$) в дБ в наступному діапазоні: $-30 \leq \alpha_{\text{дБ}} \leq 30$. Максимальне підсилення 30 дБ

відповідає приблизно рівню підсилення в активному волокні, легованому Yb^{3+} на довжині в 3.6 м [24]. Тоді як, втрати у типовому фотонно-кристалічному волокні досягають десятків дБ/км [36], таки чином втрати 30 дБ відповідають втратам у кількох сотнях метрів такого волокну.

З рис. 2.9 можна побачити, що вплив параметру втрат та підсилення на трансформацію форми імпульсу є протилежним одне одному. Підсилення спрямовує до швидшого досягнення параболічного профілю в стаціонарному режимі. При достатньому рівні підсилення ми отримуємо режим параболічних імпульсів, такий як в типових волоконних підсилювачах. Різка збільшення межі настання стаціонарного режиму для $\alpha < -0.2 \text{ m}^{-1}$ пов'язано з осциляціями форми імпульсу та спектру при значному підсиленні [24]. Сила цих осциляцій невелика, так що параметр розбіжності не перевищує 0.04 і імпульс залишається параболічним. У порівнянні з підсилення, втрати призводить до того, що форма імпульсу навпаки відхиляється від параболічного профілю в стаціонарному режимі. Таким чином, що у волокні зі значними втратами або на великій довжині волокна профіль імпульсу буде сильніше відхилитися від параболічного.

2.5 Практичні рекомендації, щодо отримання параболічних імпульсів у оптичному волокні з нормальною дисперсією

Спираючись на попередній аналіз, ми можемо зробити деякі практичні рекомендації щодо експериментального одержання параболічних імпульсів у волокні з нормальною дисперсією. По-перше, можна зробити висновок, що використання початкового імпульсу з формою супер-Гауссів є найбільш привабливим для отримання параболічних імпульсів у волокні з нормальною дисперсією. Але сучасні лазери УКІ генерують в основному імпульси форми секанс або Гауссів. В цьому випадку Гауссів імпульс є більш привабливим, тому що фінальна форма імпульсу в стаціонарному режимі є ближчою до

параболічної (навіть без використання початкового чирпу), а стаціонарний режим настає швидше. Другий важливий момент – це те, що волокно повинно мати відповідні дисперсійні якості на довжині хвилі генерації лазери. Дисперсія повинна бути нормальною (негативний дисперсійний параметр D), і характеристика повинна бути достатньо рівною в околиці довжини хвилі генерації лазера, для зменшення впливу дисперсії 3-го порядку на імпульс. Крім того, треба відзначити, що більша величина дисперсії другого порядку дозволяє використовувати більш коротке волокно для отримання параболічних імпульсів, тому що в цьому випадку дисперсійна довжина стає меншою і стаціонарний режим настає раніше. Більша величина дисперсії 2-го порядку також дозволяє збільшити L'_D / L_D , що зменшує небажаний вплив дисперсії 3-го порядку на імпульс. Розглянемо конкретний приклад волокна з нормальною дисперсією (TrueWave HD Fiber), яке доступне у продажу. Воно має наступні дисперсійні коефіцієнти, $\beta_2 = 18 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = 0.04 \text{ ps}^3/\text{km}$. Для типової тривалості лазерних імпульсів $T_0 = 100 \text{ fs}$ ми отримуємо $L_D = 0.5 \text{ m}$, $L'_D / L_D = 45$. Змінюючи потужність імпульсів в лазері можна досягти, того що порядок солітону знаходився в бажаному діапазоні $1.5 < N < 2.5$, в якому найбільш легко одержати параболічні імпульси. В цьому випадку необхідна довжина волокна для одержання параболічних імпульсів в стаціонарному режимі дорівнюватиме кільком метрам. Оскільки довжина волокну досить мала, то вплив втрат в цьому волокні на формування параболічних імпульсів буде дуже малим. Використання імпульсів з початковим чирпом дозволить одержати повністю параболічні імпульси в стаціонарному режимі для у волокні з меншою довжиною (кілька десятків сантиметрів). Потрібно зазначити, що в цьому волокні $L'_D / L_D = 45$, в цьому випадку вплив дисперсії 3-го порядку на імпульс буде малий. Але якщо, планується використовувати це волокно для отримання більш потужних параболічних імпульсів ($N = 10$), то вплив дисперсії 3-го порядку буде більш сильний. В цьому випадку потрібно

використовувати імпульси з більшою тривалістю, або волокно із меньки значення дисперсійного коефіцієнту β_3 . Дуже привабливими для цього є мікроструктуровані волокна, які дозволяють створити бажану дисперсію у волокну за рахунок зміни геометричних параметрів волокну [36, 37].

2.6 Висновки

В цьому розділі біло досліджено трансформацію профілю ультракоротких імпульсів у волокнах з нормальною дисперсією та Керовською нелінійністю в стаціонарному режимі, коли форма імпульсу та його спектр практично не змінюються, а відбивається тільки дисперсійне розширення імпульсу. Було показано, що в таких волокнах можуть бути отримані параболічні імпульси з параболічним профілем часової інтенсивності, спектру та лінійним чирпом з початкових імпульсів різної форми. Профіль імпульсу в стаціонарному режимі сильно залежить від початкових параметрів імпульсу та параметрів волокна. Було знайдено, що наступний діапазон порядку солітону $1.5 < N < 2.5$, є найбільш привабливим для одержання параболічних імпульсів. Якщо, ця умова виконується, то можна одержати імпульси дуже близькі до параболічної форми (квазі-параболічні) навіть з нечирпованих початкових імпульсів. Використання імпульсів з початковим чирпом дозволяє отримати імпульси більш наближені до параболічної форми з початкових імпульсів форми Гауссів та секанс. Збільшення порядку солітону веде до більш значного відхилення форми імпульсу від параболічної у стаціонарному режимі. Проте навіть при збільшеному порядку солітону можна отримати параболічні імпульси, якщо використовувати більш сильний початковий чирп.

Було досліджено також вплив параметрів волокну на трансформації форми імпульсу. Зокрема було знайдено, що дисперсія 3-го порядку може призводити до спотворення форми параболічного імпульсу в стаціонарному режимі, а також до формування значних осциляцій амплітуди в профілі

імпульсу. Для того, щоб запобігти цьому потрібно забезпечити достатньо велике співвідношення дисперсійної довжини 3-го порядку до дисперсійної довжини 2-го порядку. В цьому випадку вплив дисперсії 3-го порядку на імпульс буде невеликим. Підсилення у волокні сприяє більш швидкій трансформації імпульсу до параболічної форми, тоді як втрати у волокні ускладнюють формування параболічного імпульсу.

Параболічні імпульси отримані в стаціонарному режимі у волокнах з нормальною дисперсією мають низку привабливих властивостей: 1) часовий профіль імпульсу, а також його профіль обидва є параболічними; 2) профіль імпульсу та його спектр залишаються параболічними під час поширення у волокні; 3) чирп імпульсу є лінійним; 4) спектральна ширина імпульсу досягає свого максимального значення в стаціонарному режимі. Таким чином параболічні імпульси отримані у волокнах з нормальною дисперсією є привабливими для передачі потужних УКІ в оптичних волокнах.

3 ФОРМУВАННЯ ФЕМТОСЕКУНДНИХ ПАРАБОЛІЧНИХ ІМПУЛЬСІВ У ОПТИЧНИХ ВОЛОКНАХ З НОРМАЛЬНОЮ ДИСПЕРСІЄЮ

Одержання параболічних імпульсів у волокнах з нормальною дисперсією пов'язано із збільшенням їхньої тривалості у результаті дисперсійного розширення у волокні. Для практичного використання таких імпульсів бажано зменшити якомога дисперсійне розширення імпульсу. Крім того отримання коротких параболічних імпульсів само по собі є важливою задачею оскільки параболічні імпульси важливі не тільки для підсилення та передачі їх у оптичних волокнах без спотворення профілю, але також в оптичних телекомунікаціях. Зокрема, параболічні імпульси використовуються для регенерації оптичних сигналів [38-39], а також для виправлення лінійних перекручувань профілю імпульсу [40]. Використання волоконних ґраток дозволяє одержати параболічні імпульси без значного суттєвого дисперсійного розширення, але таким способом можна отримати зазвичай лише пікосекундні параболічні імпульси [41, 42]. Найбільш короткі параболічні імпульси були отримані у волокні зі зменшенням дисперсії уздовж волокну – 540 фс [43]. Проте виготовлення такого волокну є достатньо складною задачею. В цьому розділі буде досліджено формування фемтосекундних параболічних імпульсів у волокнах з нормальною дисперсією.

3.1 Теоретична модель

Пікосекундні імпульси з високою точністю можуть бути описані за допомогою стандартного нелінійного рівняння Шрьодінгера. Однак коли тривалість імпульсів знаходиться в фемтосекундному (особливо менше 100 фс), в розгляд потрібно включати нелінійні ефекти вищих порядків такі як дисперсія 3-го, 4-го порядку, а також ефект само-скручування імпульсу і

Рамановське розсіювання. В цьому випадку поширення імпульсів в оптичному волокні описується за допомогою розширеного нелінійного рівняння Шрьодінгера (РНУШ) [18]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}A - \left(\sum_{n \geq 2} \beta_n \frac{i^{n-1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial T^n} \right) A + i\gamma \left(1 + \frac{1}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \times \left((1 - f_R)A|A|^2 + f_R A \int_0^\infty h_R(\tau) |A(z, T - \tau)|^2 d\tau \right), \quad (3.1)$$

В (3.1) використано наступні позначення:

$A(z, t)$ – повільно змінююча комплексна огибаюча імпульсу;

α – загальні втрати в волокні;

γ – коефіцієнт нелінійності;

T – час;

z – дистанція поширення імпульсу.

β_n – дисперсійні коефіцієнти отримані шляхом розкладу сталої поширення $\beta(\omega)$ в ряд Тейлора в околиці центральної частоти імпульсу ω_0 .

Коефіцієнти β_n вводяться до розгляду наступним чином:

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots,$$

$$\beta_n = \left[\frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right]_{\omega=\omega_0} \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (3.2)$$

В (3.2) центральна частота імпульсу ω_0 відповідає довжині хвилі 800 нм. Нелінійний відгук матеріалу дається наступною функцією $R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$, що включає до себе миттєвий електроний вклад, а також Рамановський відгук з коефіцієнтом $f_R = 0.18$. Для функції рамановського відгуку волокна з кварцового скла $h_R(t)$ використовується наступна аналітична формула [18]:

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right), \quad (3.3)$$

де $\tau_1 = 12.2$ фс, $\tau_2 = 32$ фс.

Розв'язок РНУШ (3.1) було отримано чисельно за допомогою методу Рунге-Кутта в спектральній області [44].

Для дослідження наближення імпульсу до ідеального параболічного профілю використовуються співвідношення (1.3)-(1.4).

В цьому розділі будуть розглянуті два підходи для формування параболічних імпульсів у оптичних волокнах. Перший підхід було запропоновано в наступній роботі [27]. Він дозволяє отримати параболічні імпульси в нестационарному режимі на короткій довжині волокна ($z \leq L_D$). В цьому випадку трансформації форми імпульсу відбуваються дуже швидко за рахунок впливу нелінійного ефекту фазової само-модуляції, вплив якої найбільш сильний саме на короткій довжині волокна. Це дозволяє отримати параболічний імпульс наприклад з гауссівського без чирпа дуже швидко, але його параболічна форма далі ($z > L_D$) змінюється, тобто не залишається параболічною. Ми дослідимо умови формування таких параболічних

імпульсів в фемтосекундному діапазоні, на довжині волокна меншій за дисперсійну довжину.

Другий підхід був представлений в попередньому розділі. Він дозволяє отримати параболічні імпульси в стаціонарному режимі на достатньо великій довжині волокна ($z > L_D$). В цьому випадку використовуються імпульси з початковим чирпом. Трансформація форми імпульсу тут відбувається при домінуванні вже нормальної дисперсії, та поступовому зменшенню впливу фазової само-модуляції в результаті дисперсійного розширення імпульсу та зменшенню його пікової потужності. В цьому випадку і часовий профіль імпульсу, і його спектр є параболічними, а чірп імпульсу стає майже лінійним. Параболічна форма імпульсу зберігається під час його поширення у волокні. Але за звичай тривалість параболічних імпульсів тут більше, тому що потрібна більша довжина волокна для настання стаціонарного режиму.

3.2 Оптичні волокна з нормальною дисперсією

Для аналізу процесу формування параболічного імпульсу було вибрано три різні типи оптичних волокон Thorlabs 780HP [45], LMA15 [46], та спеціально спроектоване мікроструктуроване волокно, яке характеризується нормальною дисперсією в широкому спектральному діапазоні та має пік дисперсії в околиці довжини хвилі 800 нм. Зазначимо, що два типи вищевказаних волокон Thorlabs 780 HP та LMA15 доступні в продажу. В той час як волокно третього типу було спроектовано нами спеціально для трансформації форми УКІ та генерації суперконтинууму на довжині хвилі 800 нм де генерують титан-сапфирові лазери УКІ.

На рис. 3.1 зображено спектральні залежності дисперсійного параметру D для даних типів волокон. Дисперсійні профілі для волокон Thorlabs 780HP та LMA15 отримані шляхом апроксимації експериментальних даних

наведених виробниками, в той час як дисперсійна крива для мікроструктурованого волокна ANDi типу розрахована з використанням аналітичного методу запропонованого в [47, 48].

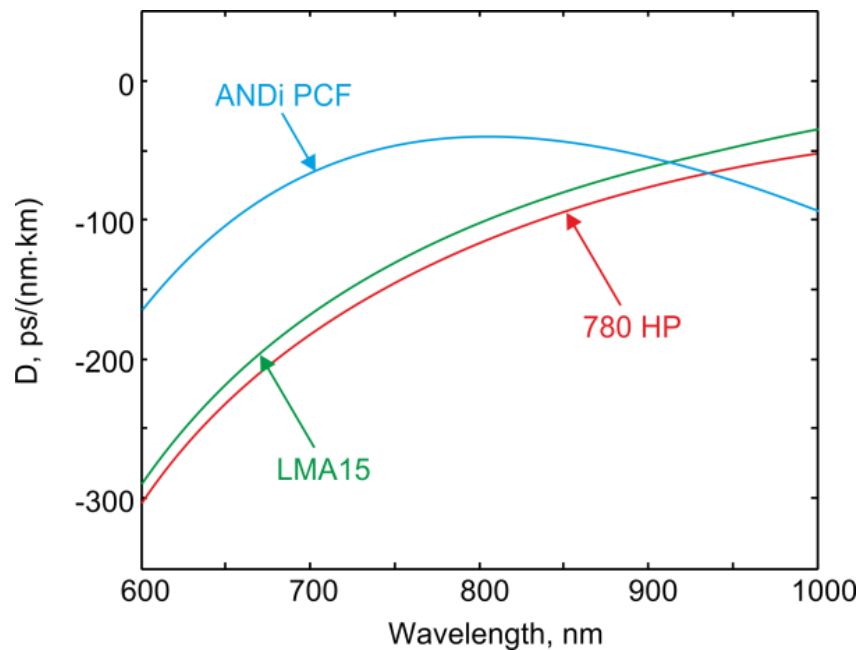


Рисунок 3.1 Спектральні залежності дисперсійного параметру D для волокон, які досліджуються в роботі (Thorlabs 780HP, LMA15, та ANDi PCF).

Параметри волокна, що були використані під час розрахунків наведені в таблиці 3.1. Дисперсійні коефіцієнти β_n отримані з дисперсійного параметру $D(\lambda)$, [ps/(nm·km)], в той час як величина коефіцієнту нелінійності \mathcal{U} розрахована зі значення діаметру модової плями волокна з використанням наступного значення для нелінійного показника заломлення кварцового скла $n_2 = 3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$.

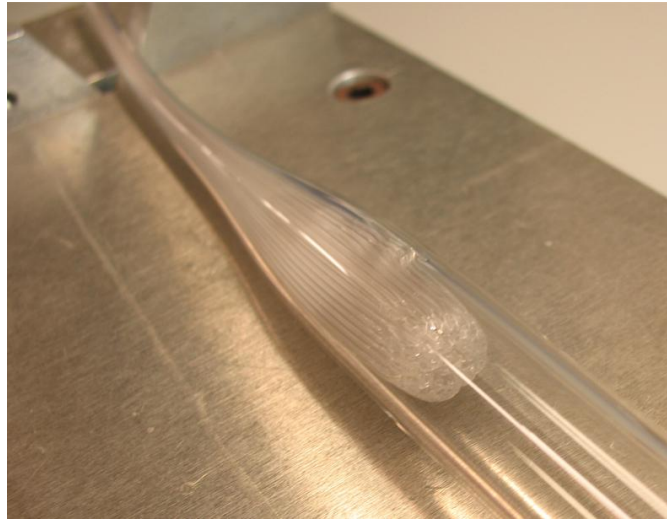
При розгляді механізмів перетворення імпульсу ми приймаємо до уваги дисперсійні коефіцієнти 3-го та 4-го порядків, тому що вони мають значний вплив на процес формування параболічних імпульсів [49, 50]. Таким чином при розкладі постійної поширення в ряд Тейлора (3.2), в околиці несучої

частоти, ми беремо чотири члени. Цих чотирьох членів достатньо для адекватної апроксимації спектральної залежності сталої поширення в оптичних волокнах волокні, для даних початкових імпульсів, які досліджуються в даному розділі. В ході чисельного експерименту ми нехтуємо втратами в волокні через те що в розглядаються волокна малої довжини (менше метру).

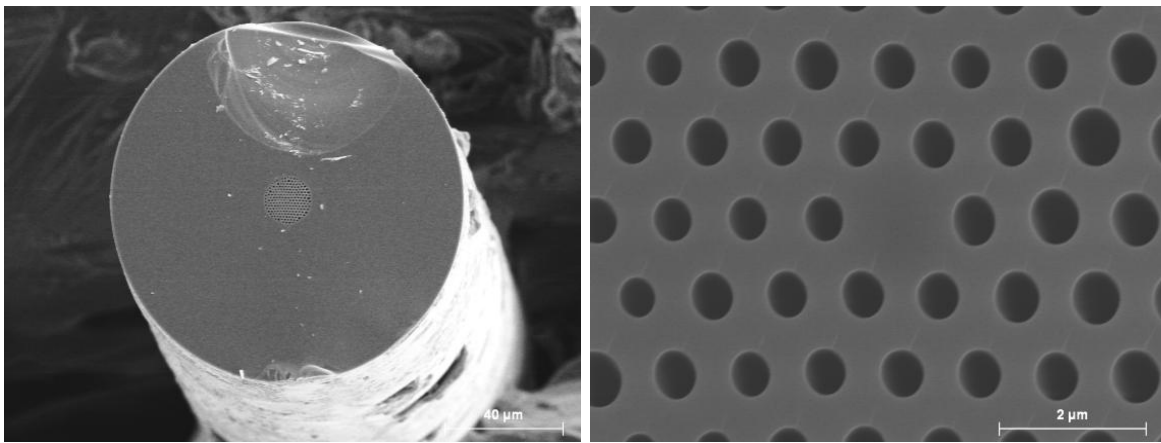
Таблиця 3.1 Параметри оптичних волокон на довжині хвилі 800 нм, які використовувались в розрахунках

	Thorlabs 780HP	LMA15	ANDi PCF
$\beta_2, \text{ps}^2 / \text{km}$	3.973×10^1	3.49×10^1	1.363×10^1
$\beta_3, \text{ps}^3 / \text{km}$	2.62×10^{-2}	2.9×10^{-2}	-8.65×10^{-3}
$\beta_4, \text{ps}^4 / \text{km}$	-6.7×10^{-6}	-1.35×10^{-5}	1.674×10^{-4}
$\gamma, 1/(\text{W} \cdot \text{km})$	12	1.9	113.3

Спеціально спроектоване ANDi PCF має суцільну серцевину з кварцового скла та оболонку сформовану гексагональним масивом повітряних отворів розташованих з періодом $\Lambda = 1.0$ мкм та відносним значенням діаметру отвору $d/\Lambda = 0.5$. Ці параметри можуть незначно варіюватися в процесі витяжки волокна. На рис. 3.2 зображено поперечний перетин виготовленого зразка ANDi-PCF волокна з параметрами $\Lambda = 1.0$ мкм та $d = 0.53$ мкм. Незважаючи на те що діаметр отриманих отворів незначно перевищує номінальну величину ми не отримуємо значних варіацій в дисперсійних кривих. Таким чином можуть бути використані значення отримані в ході теоретичних розрахунків.



a)



b)

Рисунок 3.2 а) – Приготування преформи. б) – Мікрофотографія поперчного перетину (зліва) та серцевини виготовленого мікроструктурованого волокна в збільшеному масштабі (справа). Волокно характеризується наступними параметрами $L= 1.0$ мкм та $d = 0.53$ мкм.

Виготовлення запропонованого оптичного мікроструктурованого волокна (ANDi PCF) було здійснено за допомогою стандартного методу який використовується для отримання кварцових оптичних волокон – витяжки з попередньо підготовленої заготовки (преформи) [50-53]. Даний метод включає в себе декілька етапів. На першому етапі проводиться формування преформи з заданими параметрами. Для отримання мікроструктурованих

волокон з суцільною серцевиною, преформа являє собою набір окремих, суцільного (серцевина) та пустотілих, стрижнів з кварцового скла скомпонованих за необхідним законом, як правило вона має довжину 1 м та діаметр близько 1 – 10 см. На другому етапі сформовану преформу закріплюють в витяжній башті, де після нагрівання кінця заготовки до температури плавлення оптичне волокно отримується шляхом витягування. В ході витягування проводиться безпосередній моніторинг геометричних параметрів оптичного волокна, а також моніторинг параметрів самого процесу, таких як: робоча температура, тиск газу, швидкість витягування та інших. Третій етап включає нанесення на отримане волокно захисних оболонок.

3.3 Формування фемтосекундних параболічних імпульсів у стандартному одномодовому оптичному волокні

В роботі досліджується трансформація двох типів імпульсів у параболічний в оптичному волокні: а саме Гаусівський та секанс з центральною довжиною хвилі 800 нм. Такі імпульси можуть бути отримані за допомогою титан-сапфірового лазера та волоконного лазера на волокні легуваному ербієм в режимі генерації другої гармоніки. При розрахунках, тривалість імпульсу, що подається на вхід волокна зумовлюється характеристиками системи на базі типового титан-сапфірового лазера (Mai Tai лазер фірми Newport). Найкоротший отриманий імпульс має тривалість близько 60 фс. У залежності від настройки дисперсії всередині резонатору лазера, імпульси з тривалістю 70 – 100 фс можуть бути отримані. Оптична схема, для вводу лазерного випромінювання в мікроструктуроване волокно зазвичай не містить ніяких додаткових оптичних елементів, між лазерним виходом та торцем волокна, за виключенням фокусуєчого об'єктиву. Таким чином на вхід волокна може бути подано імпульс лише з лінійним чирпом. Під час розрахунків, величина початкового чирпа, для кожного окремого

імпульсу на вході волокна, завжди вибирається таким чином, щоб його спектральна ширина відповідала спектральній ширині спектрально-обмеженого імпульсу (без чирпа) з тривалістю 50 фс.

Значення початкового чирпу імпульсу для даної тривалості імпульсу в процесі моделювання обиралось таким чином, щоб спектральна ширина імпульсу завжди дорівнювала спектральній ширині спектрально-обмеженого імпульсу (без чирпа) з тривалістю 50 фс. Таким чином, вважається що з лазера виходить спектрально-обмежений імпульс з мінімальною тривалістю 50 фс, тоді як вплив дисперсії всередині резонатору створює чирп і збільшую його тривалість до 70-100 фс. В розрахунках використовувались імпульси з позитивним чирпом, тому що хроматична дисперсія в оптичних елементах призводить саме до позитивного чирпу імпульсу. Проте для випадку негативного чирпу можуть бути отримані в цілому аналогічні результати [19, 49].

В якості зразка сучасного стандартного одномодового волокна (яке доступне в продажу) ми вибрали мікроструктуроване волокно Thorlabs 780HP, що знаходить застосування в ближньому інфрачервоному діапазоні. Параметри волокна, які використано під час чисельного моделювання, наведено в Таблиці 3.1. Також використано наступні параметри імпульсів: тривалість імпульсу варіюється в діапазоні 70-150 фс (з чирпом або без чирпу); енергія імпульсу змінюється в діапазоні від декількох сотень пДж до декількох нДж. Крім того, при проведенні розрахунків, ми вважаємо, що форма імпульсу на вході волокна може бути Гаусовою або секанс, що відповідає початковій формі імпульсів, які генеруються сучасними лазерами.

В даній частині роботи досліджується формування фемтосекундних параболічних імпульсів з використанням розрахованих тривимірних графіків для параметру розбіжності $M(E_0, z)$ та контурних кривих для тривалості імпульсу $\tau(E_0, z)$, де E_0 - початкова енергія імпульсу, z - дистанція

поширення імпульсу в волокні. Відображення цих двох графіків на одному рисунку дозволяє визначити діапазон параметрів в якому формується параболічний імпульс та одночасно проаналізувати його тривалість.

Рис. 3.3 демонструє графіки $M(E_0, z)$ та $\tau(E_0, z)$, які показують формування параболічного імпульсу в нестационарному режимі на короткій довжині волокна ($z \leq L_D$). Представлені результати отримані для початкових імпульсів форми Гауссів та секанс, а також для різної тривалості початкового імпульсу і значення чирпу. Зафарбовані зони на графіках $M(E_0, z)$ показують ті діапазони параметрів (енергія імпульсу та довжина волокна), де форма імпульсу стає параболічною ($M \leq 0.04$).

З рис. 3.3 [g1] можна побачити, що з початкового імпульсу форми Гауссів і тривалістю 100 фс (без чирпа) можна отримати достатньо короткі параболічні імпульси (160-300 фс) для початкової енергії імпульсу 0.4-1.5 нДж. Довжина волокна повинна бути досить короткою для цього 2.5-8 см.

З практичної точки зору використання такого короткого волокна може бути достатньо складним. Проте останні експериментальні роботи з генерації скперконтинууму в оптичних волокнах показали, що реальним є використання волокна довжиною до 1.7 мм [54]. Таким чином, використання волокон довжиною 2.5-8 см виглядає достатньо реалістичним з практичної точки зору. Для імпульсу з початковою формою секанс (Рис. 3.3 [s1]) зафарбована область стає меншою і вона зсунута у бік більшої довжини волокна та меншої енергії імпульсу. Це можна пояснити тим, що форма секанс сильніше відхиляється від параболічної, тому потрібна більша довжина волокна для формування параболічного імпульсу. Але в цьому випадку також можна отримати достатньо короткі параболічні імпульси з тривалістю ~200 фс. Додавання чирпу до початкового імпульсу призводить до зсуву зафарбованої зоно у бік більшої довжини волокна і для імпульсу Гауссів, і для секансу, як це видно з рис. 3.3 [g2], [s2]. Крім того, в цих зонах тривалість параболічного імпульсу збільшується.

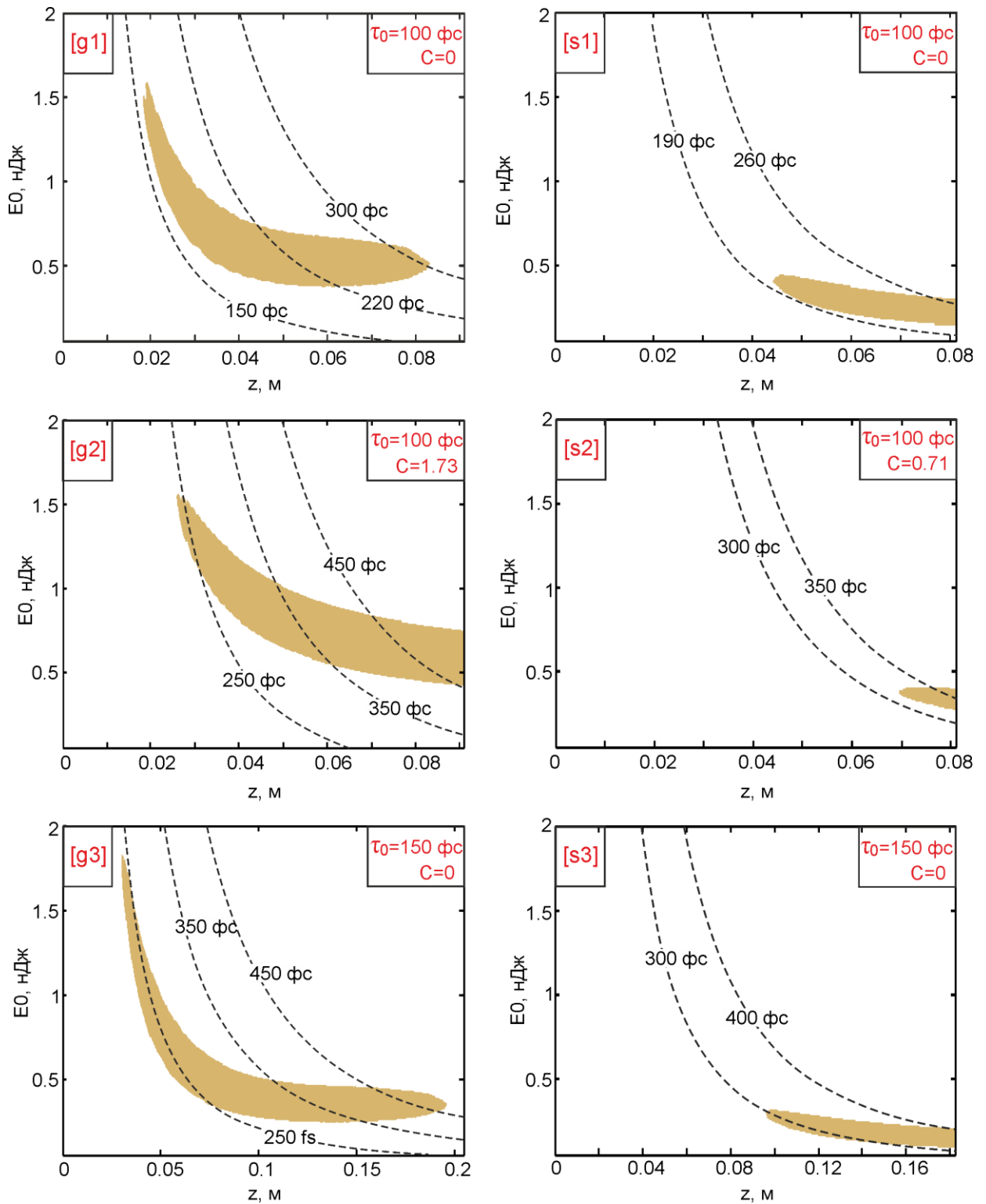


Рисунок 3.3 Тривимірний графік залежності параметру розбіжності $M(E_0, z)$ від початкової енергії імпульсу та довжини волокна, а також контурний графік залежності тривалості імпульсу $\tau(E_0, z)$ від початкової енергії імпульсу та довжини волокна (штрихові лінії). Показано результати для випадку формування параболічних імпульсів в нестационарному режимі на

короткій довжині волокна ($z \leq L_D$). Лівий горизонтальний рядок ([g1], [g1], [g3]) показує результати для початкового імпульсу форми Гауссів; правий вертикальний рядок ([s1], [s2], [s3]) показує результати для початкового імпульсу форми секанс. Вставлені дані у верхньому правому куті показують тривалість і чирп початкового імпульсу.

Якщо збільшити тривалість початкового імпульсу, то це дає той же самий результат, тобто тривалість параболічних імпульсів збільшується, і для їх формування потрібна більша довжина волокна. Таким чином, додавання чирпа до початкового імпульсу, або збільшення його початкової тривалості призводить до збільшення тривалості параболічного імпульсу, який може бути отриманий в даному випадку. Це означає, що для отримання параболічних імпульсів в нестационарному режимі з мінімальною тривалістю необхідно використовувати початкові імпульси з меншою тривалістю і без чирпа. Крім того, потрібно використовувати волокна достатньо малої довжини (кілька см).

Рис. 3.4 демонструє графіки $M(E_0, z)$ та $\tau(E_0, z)$, які показують формування параболічного імпульсу в стаціонарному режимі на більшій довжині волокна ($z \geq L_D$). Представлені результати отримані для початкових імпульсів форми Гауссів та секанс, а також для різної тривалості початкового імпульсу і значення чирпу. Ми обмежили діапазон довжини волокна до чотирьох дисперсійних довжин ($L_D < z < 4L_D$) в даному випадку, тому що збільшення довжини волокна не призводить до значної зміни профілю імпульсу в стаціонарному режимі, а збільшується тільки тривалість параболічного імпульсу, що не є бажаним. Тут розглядаються початкові імпульси лише з чирпом, тому що саме в цьому випадку можна отримати повністю параболічні імпульси з імпульсу форми Гауссів або секанс в стаціонарному режимі, як було показано в попередньому розділі.

З рис. 3.4 [g1] ми бачимо, що з початкового імпульсу форми Гауссів тривалістю 100 фс та чирпом $C=1.73$ можна отримати параболічні імпульси з тривалістю ~ 600 фс для енергії імпульсу 0.3-0.6 нДж. Довжина волокна повинна бути ~ 12 см. З імпульсу форми секант (рис. 3.4 [s1]) можна отримати більш короткі початкові імпульси ~ 500 фс в стаціонарному режимі при аналогічній довжині волокна, але менша енергія імпульсу потрібна для цього.

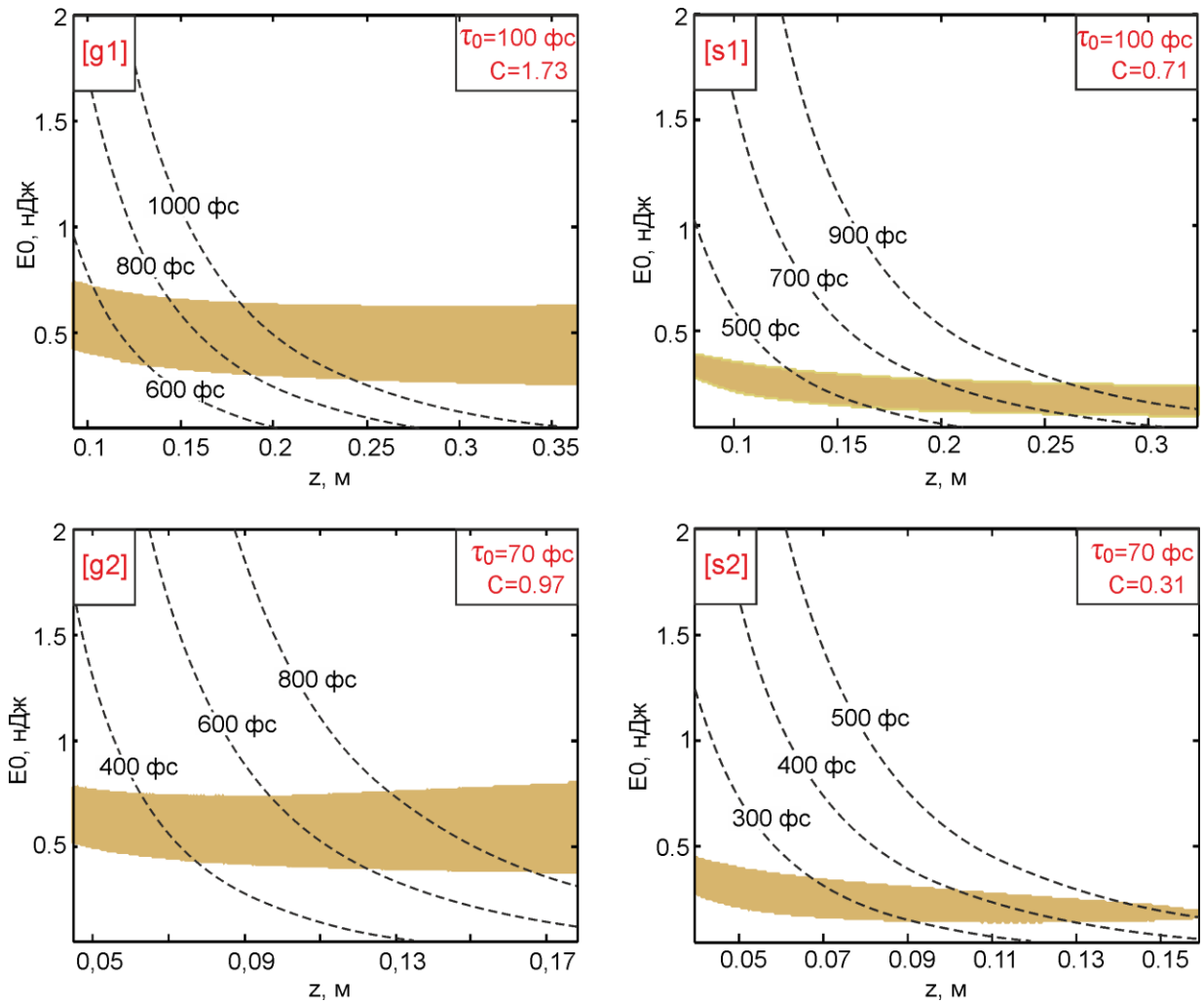


Рисунок 3.4 Тривимірний графік залежності параметру розбіжності $M(E_0, z)$ від початкової енергії імпульсу та довжини волокна, а також контурний графік залежності тривалості імпульсу $\tau(E_0, z)$ від початкової енергії імпульсу та довжини волокна (штрихові лінії). Показано результати для випадку формування параболічних імпульсів в стаціонарному режимі на довжині волокна ($L_D < z < 4L_D$). Лівий горизонтальний рядок ([g1], [g2])

показує результати для початкового імпульсу форми Гауссів; правий вертикальний рядок ([s1], [s2]) показує результати для початкового імпульсу форми секанс. Вставлені дані у верхньому правому куті показують тривалість і чирп початкового імпульсу.

Зменшення початкової тривалості імпульсу (і відповідно чирпу) дозволяє отримати більш короткі параболічні імпульси в стаціонарному режимі (Fig.3.4 [g2], [s2]). Але потрібно відзначити, що у випадку початкового імпульсу форми секанс зафарбована область є більш вузькою і зсунута в бік більшої довжини волокна. Це можна пояснити тим, що для форми імпульсу секанс потрібно використовувати більш сильний чирп, для більш швидкого його перетворення до параболічного імпульсу.

Таким чином, ми можемо зробити висновок, що в стаціонарному режимі ми можемо також отримати параболічні імпульси у волокні Thorlabs 780HP з тривалістю ~ 500 фс, якщо використовувати імпульси з початковим чирпом та оптичне волокно довжиною більше 10 см. Для отримання більш коротких параболічних імпульсів потрібно використовувати імпульси з меншою початковою тривалістю і відповідно меншим чирпом. Але значення чирпу повинно бути достатньо великим для утворення параболічного імпульсу в стаціонарному режимі. Спільною рисою як, для стаціонарного режиму, так і для нестаціонарного є те, що параболічні імпульси можуть бути отримані лише в достатньо вузькому інтервалі початкової енергії імпульсу. Енергія імпульсу повинна бути в діапазоні 0.1-1.5 нДж для волокна Thorlabs 780HP. Для того, що отримати фемтосекундні параболічні імпульси наприклад з більшою енергією потрібно використовувати волокно з нормальною дисперсією але іншим коефіцієнтом нелінійності.

3.4 Формування фемтосекундних параболічних імпульсів у волокні з великою площиною модової плями

Параболічні імпульси з більшою енергією можуть бути отримані у волокнах з меншим коефіцієнтом нелінійності. Розглянемо волокно із великою площиною модової плями LMA15. Параметри цього волокна представлені в таблиці 1. Це волокно забезпечує коефіцієнт нелінійності значно менший порівняно з іншими волокнами. Рис. 3.5 показує залежність параметру розбіжності M від початкової енергії імпульсу та довжини волокна.

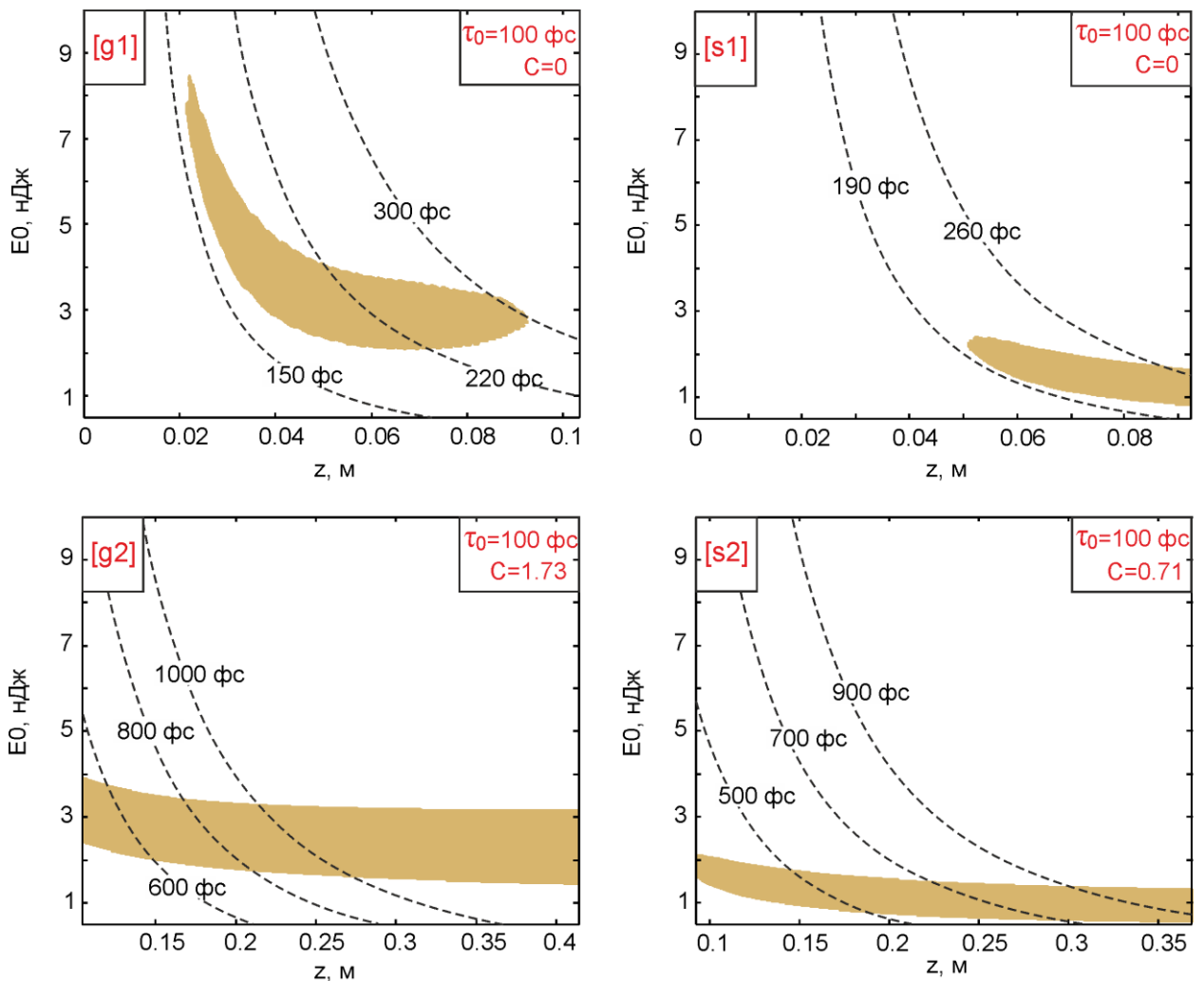


Рисунок 3.5 Тривимірний графік залежності параметру розбіжності $M(E_0, z)$ від початкової енергії імпульсу та довжини волокна, а також контурний

графік залежності тривалості імпульсу $\tau(E_0, z)$ від початкової енергії імпульсу та довжини волокна (штрихові лінії). Верхній горизонтальний рядок ([g1], [s1]) показує результати для випадку $z \leq L_D$; нижній горизонтальний рядок ([g2], [s2]) – для випадку $L_D < z < 4L_D$. Лівий вертикальний рядок ([g1], [g2]) показує результати для початкового імпульсу форми Гауссів; правий вертикальний рядок ([s1], [s2]) показує результати для початкового імпульсу форми секанс. Вставлені дані у верхньому правому куті показують тривалість і чирп початкового імпульсу.

Під час моделювання розповсюдження УКІ в цьому волокні було встановлено, що формування імпульсу тут в цілому аналогічно еволюції імпульсу у волокні Thorlabs 780HP (для імпульсів з різною початковою тривалістю). Ми вважаємо, що це пов'язано перш за все з тим що, дисперсійні характеристики цих волокон дуже близькі одне до одного. Таким чином, ми тут показуємо лише результати для однієї початкової тривалості імпульсу (100 фс). Крім того, результати для параболічних імпульсів одержаних на короткій довжині волокна та результати для параболічних імпульсів в стаціонарному режимі поєднані на одному рисунку.

З рис. 3.5 ми бачимо, що використання волокна з великою площею модової плями дійсно дозволяє отримати параболічні імпульси з більшою енергією. Для отримання параболічних імпульсів потрібно брати волокно з довжиною аналогічною довжині волокна Thorlabs 780HP і тривалість параболічних імпульсів в цьому випадку також майже однакова. Таким чином, можна зробити висновок, що використання волокна LMA15 дозволяє отримати параболічні фемтосекундні імпульси з енергією 0.8-8 нДж. Очевидно, що використання волокну з меншим коефіцієнтом нелінійності імпульсів (LMA20, LMA25, LMA35) дозволить ще збільшити енергію параболічних імпульсів, які можуть бути отримані в таких волокнах.

3.5 Формування фемтосекундних параболічних імпульсів у мікроструктурному волокні з нормальною дисперсією в широкому діапазоні

Розглянемо також формування фемтосекундних параболічних імпульсів у мікроструктурному волокні з великим коефіцієнтом нелінійності та нормальною дисперсією в широкому діапазоні, дизайн якого було розглянуто раніше (ANDi PCF). Це волокно є також дуже привабливим для формування параболічних імпульсів завдяки наступним своїм властивостям. По-перше, навіть дуже короткі початкові імпульси з широким спектром можуть використовуватись для отримання параболічних імпульсів. По-друге, в даному волокні пік нормальної дисперсії є достатньо плоским, так що накачування ні цій довжині хвилі (800 нм) дозволяє зменшити вплив дисперсії 3-го порядку на формування параболічних імпульсів. По-третє, плоский дисперсійний пік в таких волокнах можна отримати на іншій довжині хвилі, за рахунок зміни геометричних параметрів волокна. Це дозволяє потенційно використовувати такі волокна в широкому спектральному діапазоні від видимого до ближнього інфрачервоного.

Параметри волокна (ANDi PCF), які використовувались в розрахунках наведені в Таблиці 3.1. Рис. 3.6 показує залежність параметру розбіжності M від початкової енергії імпульсу та довжини волокна в цьому волокні. Результати для параболічних імпульсів одержаних на короткій довжині волокна та результати для параболічних імпульсів в стаціонарному режимі поєднані на одному рисунку. З рис. 3.6 можна побачити, що параболічні імпульси можна отримати в цьому волокні при меншій енергії імпульсу порівняно з іншими волокнами – 9-80 пДж. Це пов'язано з тим, що коефіцієнт нелінійності тут більший порівняно з іншими волокнами, які були розглянуті раніше. У зв'язку з цим ці волокна можна використовувати для формування параболічних імпульсів з пікоджоулевих фемтосекундних імпульсів, які генерують фемтосекундні лазери з великою частотою генерації

(ГГц) [55-56]. Важливою рисою даного волокна є також менша дисперсія 2-го порядку. У зв'язку з цим дисперсійна довжина тут є більшою для даної тривалості імпульсу порівняно з іншими волокнами розглянутими раніше. Це дозволяє використовувати більш коротші початкові імпульси при достатньо великій довжині волокна для зручної роботи (~10 см).

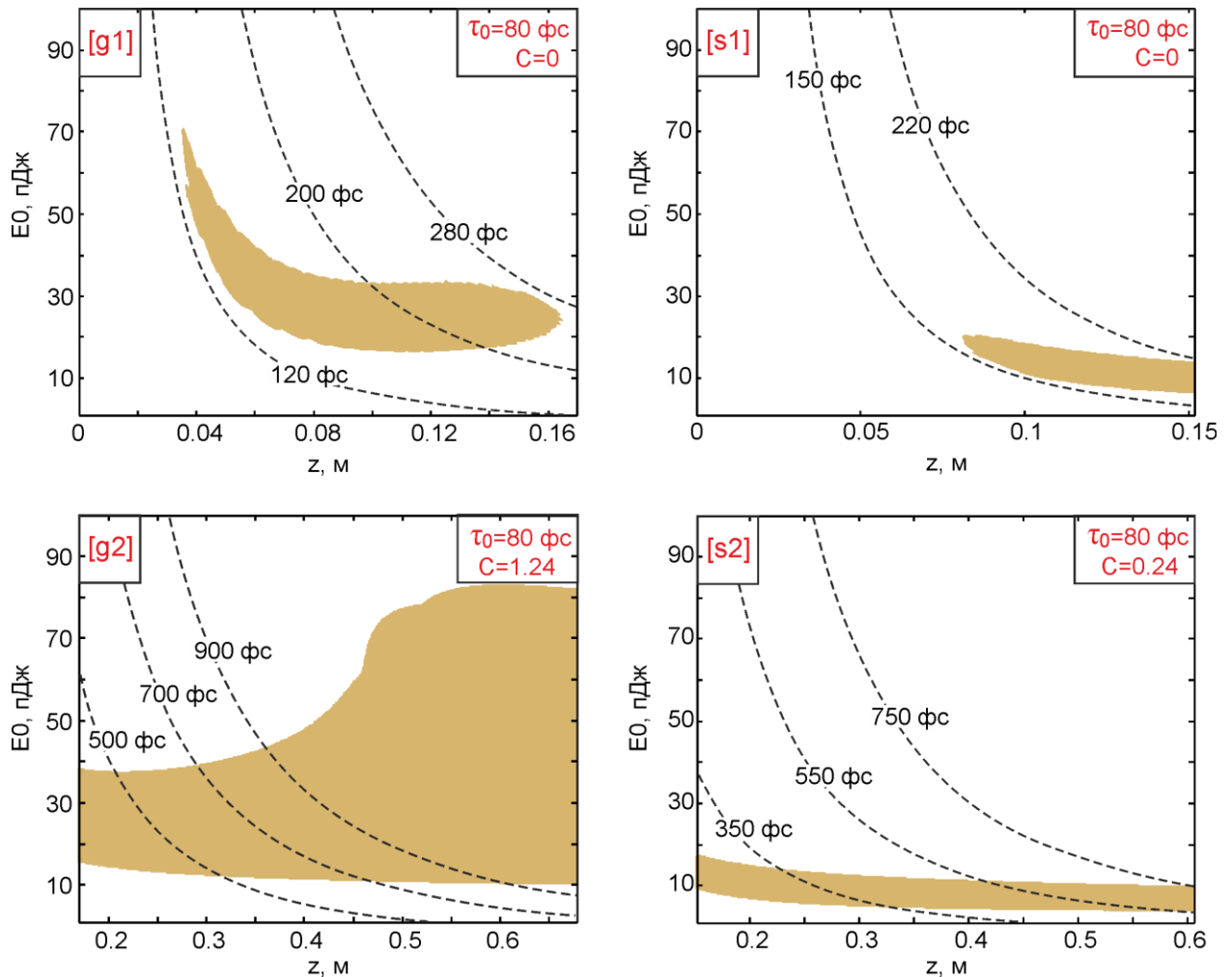


Рисунок 3.6 Тривимірний графік залежності параметру розбіжності $M(E_0, z)$ від початкової енергії імпульсу та довжини волокна, а також контурний графік залежності тривалості імпульсу $\tau(E_0, z)$ від початкової енергії імпульсу та довжини волокна (штрихові лінії). Верхній горизонтальний рядок ([g1], [s1]) показує результати для випадку $z \leq L_D$; нижній горизонтальний рядок ([g2], [s2]) – для випадку $L_D < z < 4L_D$. Лівий вертикальний рядок ([g1], [g2]) показує результати для початкового імпульсу форми Гауссів; правий вертикальний рядок ([s1], [s2]) показує результати для

початкового імпульсу форми секанс. Вставлені дані у верхньому правому куті показують тривалість і чирп початкового імпульсу.

Наприклад, на рис. 3.6 використовувались початкові імпульси з тривалістю 80 фс, тоді як довжина волокна була майже тією ж самою. Це дозволяє одержати коротші параболічні імпульси порівняно з волокном Thorlabs 780HP або LMA15. Інша цікава особливість трансформації профілю імпульсу в цьому волокні – це розширення зафарбованої зони в напрямку більшої енергії для початкового Гауссівського імпульсу в стаціонарному режимі (Рис. 3.6 [g2]). Але це розширення відбувається при значній довжині волокна і тривалість параболічних імпульсів в цьому випадку дорівнює 900 фс і більше.

З рис. 3.6 можна знайти необхідні енергію імпульсу та довжину волокна, які потрібні для формування параболічних імпульсів з найменшою тривалістю в даному волокні. Потрібно відмітити таку спільну рису: контурні лінії $\tau(E_0, z)$ у всіх випадках збільшуються нелінійно із ростом енергії імпульсу. Це відбувається тому, що у випадку більшої енергії імпульсу вплив нелінійного ефекту само-модуляції призводить до сильнішого дисперсійного розширення імпульсу. Таким чином з практичної точки зору для отримання більш коротких параболічних імпульсів для даної довжини волокна бажано використовувати імпульси з меншою початковою енергією імпульсу (нижня частина зафарбованої зони).

Маючи на увазі ці спостереження, ми розрахували два приклада фемтосекундних параболічних, знайдених за графіків представлених на Рис. 3.6 [g1], [g2]. Рис. 3.7 показує характеристики цих параболічних імпульсів отриманих з 80 фс Гауссівських імпульсів для короткої довжини волокна та в стаціонарному режимі. З рис. 3.7 можна побачити, що обидва параболічні імпульси (Рис. 3.7 [g1], [s1]) є дійсно дуже близькими до ідеальної параболічної форми. На короткій довжині волокна (10 см) тривалість параболічного імпульсу становить 156 фс. В стаціонарному режимі (30 см)

тривалість параболічного імпульсі більше і становить 466 фс. Це зумовлено тим, що для настання стаціонарного режиму потрібна більша довжина волокна, що призводить до більшого дисперсійного розширення імпульсу.

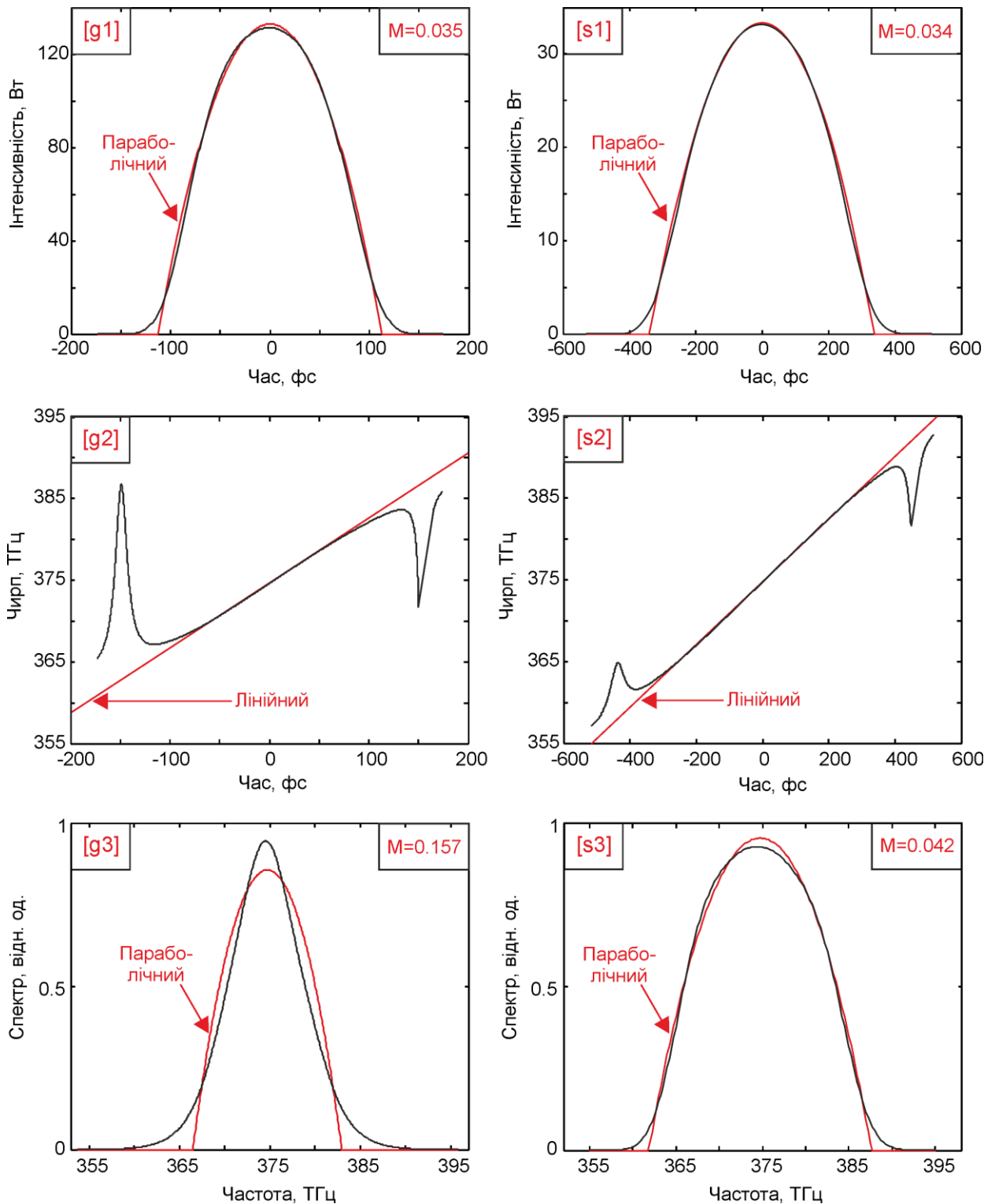


Рисунок 3.7 Параболічні імпульси отримані у мікроструктурному волокні (ANDi PCF). Показані нормалізована інтенсивність, чирп та спектр

імпульсів. Лівий вертикальний рядок ([g1], [g2], [g3]) показує результати для параболічного імпульсу на короткій довжині волокна - 10 см, отриманого з початкового гауссівського імпульсу без чирпа ($\tau_0 = 80$ фс, $E_0 = 20$ пДж, $C = 0$). Правий вертикальний рядок ([s1], [s2], [s3]) показує результати для параболічного імпульсу в стаціонарному режимі на довжині волокна 30 см отриманого з початкового гауссівського імпульсу з чирпом ($\tau_0 = 80$ фс, $E_0 = 15$ пДж, $C = 1.24$). Вставлені дані у верхньому правому куті показують значення параметру розбіжності M .

Але зокрема в стаціонарному режимі чирп імпульсу є майже лінійним, що сприяє кращому стисканню такого імпульсу (Рис. 3.7 [g2], [s2]). В стаціонарному режимі спектр імпульсу є також параболічним (Рис. 3.7 [s3]), тоді як на короткій довжині волокна спектр імпульсу сильно відрізняється від параболічного (Рис. 3.7 [g3]). З рис. 3.6 [g2] можна побачити, що для отримання параболічного імпульсу в стаціонарному режимі можна взяти коротшу довжину волокна (20 см), для отримання більш короткого параболічного імпульсу, але в цьому випадку спектр імпульсу сильніше відхиляється від параболічного.

Таким чином, ми можемо зробити висновок, що головною перевагою параболічних імпульсів, які можуть бути отримані на короткій довжині волокна (не стаціонарний режим), є мінімальна тривалість параболічних імпульсів з коефіцієнтом розширення ~ 2 . Проте зазвичай для формування таких коротких імпульсів потрібно використовувати дуже коротке волокно довжиною кілька сантиметрів, що не завжди є зручним з практичної точки зору. Тому в цьому випадку бажано використовувати волокна з мінімальним значенням дисперсії 2-го порядку, що дозволяє використовувати достатньо короткі початкові імпульси, тоді як необхідна довжина волокна залишається достатньо зручною. Крім того, бажано також використання імпульсів без початкового чирпу.

В стаціонарному режимі, ми отримуємо параболічні імпульси з більшою тривалістю (коефіцієнт розширення $\sim 5-6$). Проте перевагою таких імпульсів є стабільна параболічна форма, яка зберігається під час поширення у волокні, параболічний спектр імпульсу, лінійний чирп. Для отримання таких імпульсів потрібно використовувати початкові імпульси з чирпом, необхідна довжина волокна зазвичай є більшою 10 см.

3.6 Вплив нелінійних ефектів вищих порядків та дисперсії вищих порядків на формування фемтосекундних параболічних імпульсів

Стандартне нелінійне рівняння Шрьодінгера (НУШ), яке включає ефект ФСМ та дисперсії, добре описує поширення УКІ в оптичних волокнах в пікосекундному режимі. Але у фемтосекундному режимі, особливо коли тривалість імпульсу менше 100 фс нелінійні ефекти вищих порядків та дисперсія вищих порядків повинні бути взяті до уваги. Розширене РНУШ (3.1) включає в себе додатково дисперсію 3-го, 4-го порядку, а також ефект само-скручування імпульсу і Рамановське розсіювання у порівнянні зі стандартним НУШ. В цьому пункті ми розглянемо вплив цих ефектів на формування фемтосекундних параболічних імпульсів з початкового гауссівського імпульсу у волокні Thorlabs780 HP на короткій довжині волокна та в стаціонарному режимі. Рис. 3.8 [g1], [s1] показує по-перше ті ж самі тривимірні графіки, які були показані на рис. 3.3 [g1] та рис. 3.4 [g1], які включають в себе і нелінійні і дисперсійні ефекти вищих порядків (HN+HD). Крім того, рис. 3.8 [g1], [s1] показує тривимірні графіки, які включають лише дисперсійні ефекти вищих порядків (HD), або тільки нелінійні ефекти вищих порядків (HN); у випадку (NLSE) ні перше ні друге не включено до розрахунку – це випадок стандартного НУШ. Порівняння цих графіків між собою дозволяє виявити спільний та окремий вплив кожного з ефектів на формування параболічного імпульсу. У порівнянні з рис. 3.3 [g1] та рис. 3.4 [g1], тут показані тривимірні контурні графіки залежності параметру

розбіжності $M(E_0, z)$, без зафарбованих зон. Це дозволяє зручно розмістити всі ці графіки на одному рисунку та порівнювати одне з одним. Крім того, рис. 3.8 [g1] показує вертикальну вісь в логарифмічному масштабі для того, щоб відобразити високоенергетичний хвіст у випадках ND та NLSE.

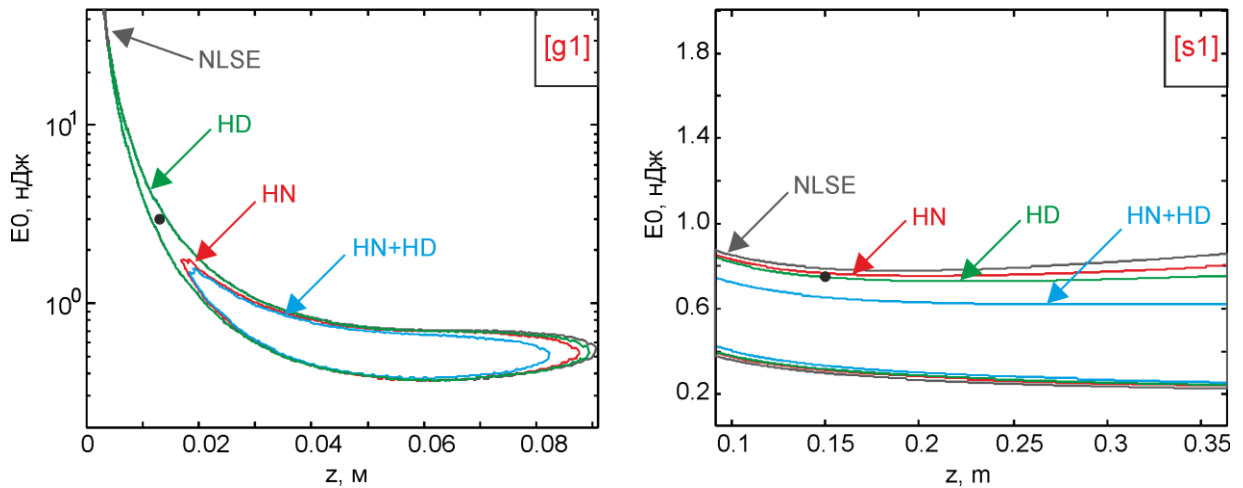


Рисунок 3.8 Контурні графіки залежності параметру розбіжності $M(E_0, z)$ від початкової енергії імпульсу та довжини волокна, які показують: [g1] - формування параболічного імпульсу на короткій довжині волокна з початкового гаусівського імпульсу тривалістю 100 фс без чирпа; [s1] - формування параболічного імпульсу в стаціонарному режимі з початкового гаусівського імпульсу тривалістю 100 фс з чирпом $C=1.73$. Показані контурні графіки для чотирьох випадків: NLSE – без ефектів вищих порядків; HN – тільки нелінійні ефекти вищих порядків включені; HD – тільки дисперсійні ефекти вищих порядків включені; HN+HD – всі ефекти вищих порядків включені.

З рис. 3.8 [g1] можна побачити, що на короткій довжині волокна (не стаціонарний режим) головною відмінною рисою є виникнення тонкого високоенергетичного хвосту у випадку NLSE та HD. Це означає, що в рамках стандартного НУШ можна одержати параболічні імпульси навіть при дуже великій початковій енергії імпульсу (до 45 нДж) але у межах дуже короткого

інтервалу довжини волокна. Подібний високоенергетичний хвіст був показаний також в роботі [27], в якій також використовувалось стандартне НУШ для дослідження формування параболічних імпульсів. Проте тут ми можемо бачити, що додавання дисперсійних ефектів вищих порядків зменшує цій хвіст до 30 нДж (максимум HD графіка). Додавання нелінійних ефектів вищих порядків зменшує цій значно більше – до 1.6 нДж (максимум HN графіка). Причина цього явища полягає в тому, що дисперсія вищих порядків і особливо нелінійність вищих порядків сильніше спотворюють параболічну форму імпульсу при підвищенні енергії імпульсу. Таким чином, ці ефекти фактично обмежують максимальну енергію імпульсу при якій може бути сформований параболічний імпульс у волокні. Крім того можна побачити з рис. 3.8 [g1], що ефекти вищих порядків також зменшують максимальну довжину волокна при якій утворюються параболічні імпульси (з 8 до 9 см) в нестационарному режимі.

В стаціонарному режимі, який показано на рис. 3.8 [s1] ми можемо побачити, що ефекти вищого порядку тут також несильно обмежують максимальну енергію при якій можуть бути сформовані параболічні імпульси, з 0.85 нДж до 0.65 нДж. Різниця між повним графіком HN+HD та HN або HD, показує, що існує також спільний вплив дисперсії вищих порядків та нелінійності вищих порядків, який призводить до більшого спотворення профілю параболічного імпульсу порівняно із окремим впливом цих ефектів. Такий вплив нелінійних ефектів є очікуваним, тому що він прямо залежить від пікової потужності імпульсу. Вплив дисперсії вищих порядків можна пояснити, тим що зокрема дисперсія 3-го порядку також може спотворювати профіль параболічного імпульсу в стаціонарному режимі, як це було показано попередньому розділі, і її вплив залежить від порядку соліона, який є пропорціональним енергії імпульсу.

Для того, щоб краще зрозуміти відхилення профілю імпульсу від параболічного, які виникають під дією ефектів вищих порядків, ми розрахували характеристики параболічних імпульсів в двох точка, які

показані на рис. 3.8 [g1], [s1], тобто для параболічного імпульсу на короткій довжині волокна в нестационарному режимі та для параболічного імпульсу в стаціонарному режимі. Положення цих точок було обрано за межами повного графіку HN+HD, але в межах графіків інших графіків, що сприяє встановленню окремого впливу ефектів вищих порядків на профіль параболічного імпульсу. Рис. 3.9 показує профілі параболічних імпульсів та їх спектри, в цих точках для всіх випадків.

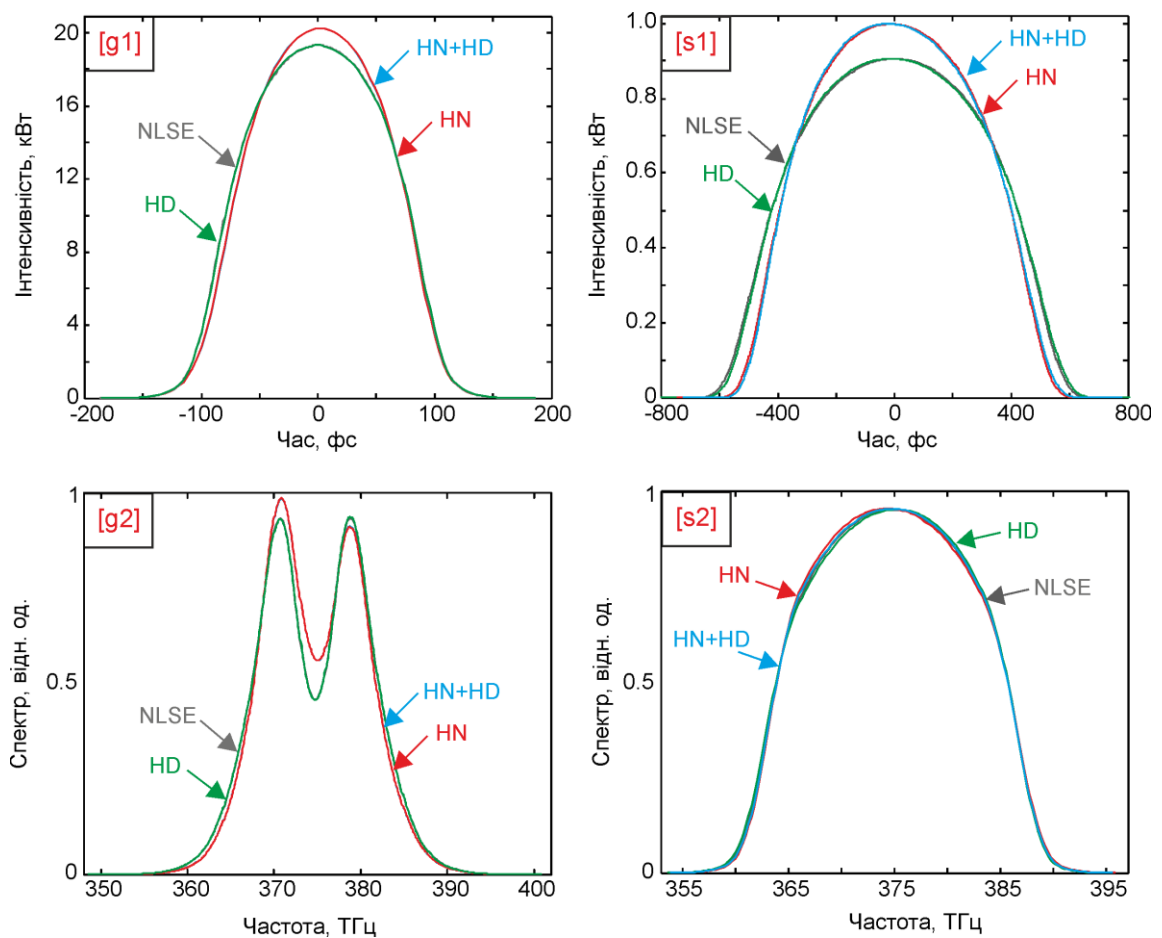


Рисунок 3.9 Параболічні імпульси та їх спектри, отримані у волокні Thorlabs 780 HP в окремих точках, показаних на рис. 3.8 [g1], [s1]. Лівий вертикальний рядок показує результати для параболічного імпульсу отриманого з початкового імпульсу форму Гауссів без чирпа ($\tau_0 = 100$ фс, $E_0 = 3$ нДж, $z = 1.3$ см) – нестационарний режим. Лівий вертикальний рядок показує результати для параболічного імпульсу

отриманого з початкового імпульсу форму Гауссів з чирпом ($\tau_0 = 100$ фс, $C = 1.73$, $E_0 = 0.75$ нДж, $z = 15$ см) – стаціонарний режим. В обох випадках показані характеристики для всіх випадків: NLSE, HD, HN, HN+HD. Параметри параболічних імпульсів наведені у тексті.

Характеристики імпульсу в нестационарному режимі показані на рис. 3.9 [g1], [g2]. З цих рисунків можна побачити, що в нестационарному режимі характеристики імпульсу для випадків HN та HN+HD дуже близькі один до одного. Теж саме можна побачити і для випадків NLSE та HD. Таким чином, вплив дисперсії вищих порядків дуже малий тут. Порівняння профілів імпульсу показаних на рис. 3.9 [g1] показує, що основні спотворення профілю імпульсу які відбуваються тут під впливом нелінійних ефектів вищих порядків (HN, HN+HD), мають наступні риси. Це – невеликий зсув пікової частини імпульсу до заднього фронту імпульсу, а також більш сильний нахил заднього фронту імпульсу. Це призводить до того, що у випадках HD, NLSE профіль імпульсу є параболічним ($M_{(HD)} = 0.036$, $M_{(NLSE)} = 0.036$), тоді як включення нелінійних ефектів призводить до збільшення параметру розбіжності ($M_{(HN+HD)} = 0.046$, $M_{(HN)} = 0.045$).

З рис. 3.9 [g2] ми можемо побачити, що головна відмінність в спектрі – це асиметрія HN і HN+HD імпульсів у порівнянні з HD і NLSE, яка пов'язана з тим, що червоний пік спектру є більш інтенсивним, ніж синій пік. Ці спотворення профілю імпульсу та спектру подібні до тих, що відбуваються під впливом ефекту самонахилу імпульсу [18], тому ми вважаємо, що це є основною причиною спотворень профілю імпульсу в нестационарному режимі.

В стаціонарному режимі вплив нелінійних ефектів вищих порядків зменшується і стає практично однаковим з впливом дисперсії вищих порядків. Профілі імпульсів для всіх випадків показані на рис. 3.9 [s1], вони є

майже симетричними без видимих спотворень. Але профілі спектрів на рис. 3.9 [s2] показують, що асиметрія спектрів тут все ж присутня. Проте не дивлячись на це, обидва HD, HN і NLSE імпульси є параболічними ($M_{(HD)} = 0.040$, $M_{(HN)} = 0.038$), тоді як HD+HN імпульс відхиляється від параболічного ($M_{(HN+HD)} = 0.044$). Це означає, що і нелінійні ефекти вищих порядків і дисперсія вищих порядків не можуть по одинці суттєво спотворити профіль імпульсу, але спільний вплив цих ефектів все ж таки призводить до відхилення від параболічного профілю.

3.7 Висновки

В цьому розділі було досліджено формування фемтосекундних параболічних імпульсів в оптичних волокнах з нормальною дисперсією. Було досліджено формування параболічних імпульсів в кількох волокнах доступних в продажу, а також у спеціально розробленому волокну з великим коефіцієнтом нелінійності та широким діапазоном нормальної дисперсії. У якості початкових імпульсів використовувалися імпульси типові для сучасних лазерів УКІ. Було знайдено конкретні діапазони значень енергії початкового імпульсу, довжини волокна, та чирпа для кожного волокна, яких необхідно дотримуватись для одержання максимально коротких фемтосекундних імпульсів. Було показано, що використовуючи різні волокна з нормальною дисперсією але різним коефіцієнтом нелінійності можна одержувати фемтосекундні параболічні імпульси з різною енергією в широкому діапазоні. Зокрема, волокна з великою площиною модової плями дозволяють отримати фемтосекундні параболічні імпульси більшої енергії (нДж), тоді як мікроструктурні волокна з великим коефіцієнтом нелінійності більше підходять для отримання фемтосекундних параболічних імпульсів з пДж енергією.

Були розглянуті два підходи для формування фемтосекундних параболічних імпульсів у волокні з нормальною дисперсією. Перший дозволяє одержати параболічні імпульси на короткій довжині волокна ($z \leq L_D$) в нестационарному режимі. Інший дозволяє одержувати параболічні імпульси в стаціонарному режимі, коли ($z > L_D$). Було показано, що обидва підходи дозволяють одержати параболічні імпульси фемтосекундної тривалості. Перевагою першого підходу є те, що він дозволяє одержати більш короткі параболічні імпульси з фактором розширення ~ 2 для даного початкового імпульсу. Мінімальна довжина параболічного імпульсу в цілому визначається тривалістю початкового імпульсу, а також достатньо коротким відрізком волокна (кілька см), яке необхідно для формування найкоротших імпульсів. Крім того, бажано також використання імпульсів без початкового чирпу.

В стаціонарному режимі, ми можемо отримати параболічні імпульси з більшою тривалістю (коефіцієнт розширення $\sim 5-6$). Проте перевагою таких імпульсів є стабільна параболічна форма, яка зберігається під час поширення у волокні, параболічний спектр імпульсу, лінійний чирп. Для отримання таких імпульсів потрібно використовувати початкові імпульси з чирпом, необхідна довжина волокна зазвичай є більшою 10 см.

Було також досліджено вплив дисперсії вищих порядків (3-го, 4-го), а також нелінійних ефектів таких як ефект само-скручування імпульсу і Рамановське розсіювання, на формування параболічних імпульсів з фемтосекундною тривалістю. Було показано, що ці ефекти обмежують максимальну тривалість фемтосекундних параболічних імпульсів, які можуть бути сформовані в оптичному волокні, за рахунок спотворення параболічного профілю імпульсу при підвищенні енергії початкового імпульсу.

4 ГЕНЕРАЦІЯ СУПЕРКОНТИНУУМУ У МІКРОСТРУКТУРНОМУ ВОЛОКНІ З НОРМАЛЬНОЮ ДИСПЕРСІЄЮ В ШИРОКОМУ ДІАПАЗОНІ

Мікроструктурне волокно, що характеризується нормальною дисперсією в широкому спектральному діапазоні та великим коефіцієнтом нелінійності (ANDi), яке було розглянуто в попередньому розділі, може бути використано не лише для формування фемтосекундних параболічних імпульсів, але й для генерації суперконтинууму (СК). Коли світло із початковим порівняно вузьким спектром зазнає значного спектрального розширення під час його розповсюдження в нелінійному середовищі, це називають генерацією суперконтинууму. Вперше цей ефект був досліджений у склі, використовуючи піко секундний лазер [57-58]. Потім генерація суперконтинуума була отримана у твердих тілах, органічній та неорганічній рідині, газах, а також різних типах хвилеводів [59]. Генерація суперконтинууму дозволяє створювати джерела випромінювання з дуже широким спектром, який займає кілька сотень нанометрів або більше однієї октави в частотному діапазоні. Спектр суперконтинууму не тільки, широкий але й просторово когерентний і має велику яскравість. Завдяки своїм унікальним властивостям суперконтинуум знаходить застосування в оптичних комунікаціях, оптичній когерентній томографії, метрології, дисперсійних вимірюваннях тощо [59-60].

4.1 Генерація суперконтинууму в оптичних волокнах

Перевагою оптичних волокон є те що, світло обмежене в поперечній площині у серцевині волокна, таким чином велика інтенсивність випромінювання зберігається на значній відстані у волокні. Це призводить до того, що вплив нелінійних ефектів залишається достатньо великим, що

необхідно для генерації суперконтинууму, причому для цього немає необхідності у використанні потужних лазерів УКІ. Найбільш привабливими для генерації суперконтинууму виявились мікроструктуровані волокна, або фотонно-кристалічні (PCF). Таке волокно складається з кварцового скла та повітряних отворів, як показано на рис. 4.1 а).

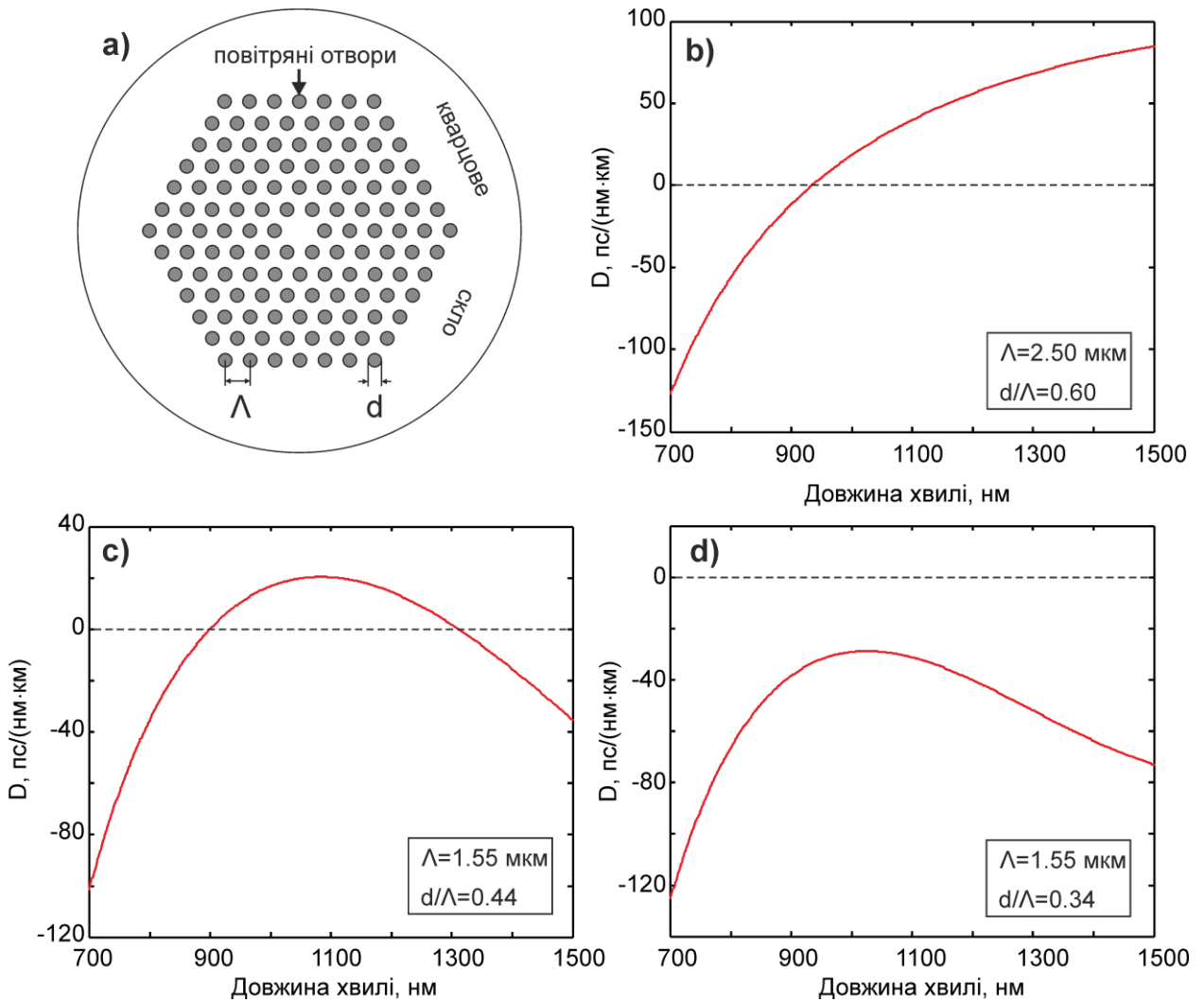


Рисунок 4.1 а) Поперечний перетин мікроструктурованого волокна з гексагональним масивом повітряних отворів; б) дисперсійний профіль волокна з однією точкою нульової дисперсії; в) дисперсійний профіль волокна з двома точками нульової дисперсії; г) дисперсійний профіль волокна без точок нульової дисперсії (тільки нормальна дисперсія). Вставлені дані показують геометричні параметри волокна у кожному випадку.

Суцільна серцевина має більший показник заломлення, ніж оболонка з повітряними отворами. Таким чином світло розповсюджується в такому волокні завдяки ефекту повного внутрішнього відбиття [61]. Серцевина такого волокна менше за діаметром порівняно з традиційними волокнами, це сприяє тому, що площа модової плями тут менше і відповідно коефіцієнт нелінійності більше [62]. Проте головною перевагою таких волокон є свобода перетворення дисперсійного профілю волокна у залежності від геометричних параметрів мікроструктури (діаметр отворів, відстані між ними).

Співвідношення між довжиною хвилі на якій відбувається накачування волокна і профілем дисперсії в околиці цієї довжини хвилі прямо впливає на властивості суперконтинууму. З початку для генерації СК було запропоновано використовувати волокна з однією точкою нульової дисперсії, яка зсунута в бік короткої довжини хвилі (Рис. 4.1 b)). В цьому випадку накачування відбувається в області аномальної дисперсії волокна (дисперсійний параметр $D < 0$). Потім було запропоновано використання волокна з двома точками нульової дисперсії (Рис. 4.1 c)), в цьому випадку накачування відбувається між ними, але також в області аномальної дисперсії. І нещодавно було запропоновано також використання волокна взагалі без точок нульової дисперсії, в такому волокні дисперсія є нормальною (дисперсійний параметр $D > 0$), в дуже великому діапазоні від видимого до ближнього інфрачервоного (Рис. 4.1 d)). Всі ці різні профілі дисперсії можуть бути одержані у мікроструктурному волокні одного типу, який показаний на рис. 4.1 a)). В цьому волокні оболонка створюється гексагональним масивом однакових повітряних отворів, а суцільна серцевина створюється за рахунок усунення одного повітряного отвору в центрі. Різний дисперсійний профіль волокна можна отримати змінюючи відстані між повітряними отворами та їх діаметр.

Було встановлено, що суперконтинуум з найбільш широким спектром можна отримати у волокні з однією точкою нульової дисперсії (Рис. 4.1 b)), коли накачування відбувається в області аномальної дисперсії волокна і в

околиці точки нульової дисперсії [63]. В цьому випадку генерація супер-континууму відбувається за рахунок солітонного розщеплення імпульсу [64]. Недоліками цього підходу є власне розщеплення імпульсу в часовій області, складний профіль самого спектру зі значними коливаннями спектральної інтенсивності, мала когерентність такого СК і чутливість до шумів [65-67]. У волокні з двома точками нульової дисперсії спектр СК є стабільним і когерентним, але його форма має два спектральні піки поблизу двох точок нульової дисперсії [68-70], що також є недоліком коли потрібен плоский спектр з мінімальними варіаціями спектральної інтенсивності.

У волокні з нормальною дисперсією (Рис. 4.1 d)), якщо накачування відбувається поблизу згладженого піку нормальної дисперсії, можна отримати СК, в якому зберігається імпульс в часовому діапазоні, ширина спектру перевищує октаву, причому спектр є достатньо згладженим і має хороші когерентні властивості [71-72]. Фізичний механізм генерації СК в такому волокні зовсім інший порівняно із волокном з аномальною дисперсією. Розширення спектру тут відбувається за рахунок дії фазової-само модуляції, та чотирьох-хвильового змішування, яке відбувається в результаті виникнення ефекту ОРО [71, 73]. Спектр береться уже в стаціонарному режимі, коли його ширина максимальна, а часовий профіль імпульсу не має осциляцій. Накачування необхідно проводити в околиці згладженого піку дисперсії, для того щоб отримати широкий згладжений спектр. В іншому випадку спектр перестає бути згладженим і стає несиметричним [71]. Таким чином, для успішної генерації СК необхідно забезпечити волокно з профілем дисперсії, який має пік на довжині генерації даного лазера УКІ. Нещодавно були запропоновані волокна з піком дисперсії на 650 та 1060 нм [71, 72]. Що дозволяє використовувати їх для генерації СК лазерами в видимому та ближньому інфрачервоному діапазоні. Проте популярними є також титан-сапфірові лазери УКІ, які генерують на довжині хвилі 800 нм. Мікроструктуроване волокно з піком нормальної дисперсії саме на 800 нм, яке було розроблено нами і описано в попередньому розділі

для отримання параболічних імпульсів, воно також добре підходить і для генерації СК. В цьому розділі буде досліджено, генерацію СК в цьому волокні за допомогою фемтосекундних імпульсів, які генерують типові титан-сапфірові лазери.

4.2 Генерація супетронтинуму у мікроструктурному волокні з нормальною дисперсією в широкому діапазоні

Розглянемо процес генерації суперконтинууму в спроектованому ANDi волокні. В якості почакового імпульсу використаємо нечирпований Гаусовий імпульс з тривалістю (FWHM) 50-100 фс та енергією 5-10 нДж (частота повторення 80 МГц), подібний до того який генерується за допомогою звичайного титан сапфирового лазера. Для моделювання генерації СК у волокні використовується РНУШ (3.1), але замість дисперсійних коефіцієнтів використовується безпосередньо константа поширення (3.2), тому що спектр СК значно ширше аніж спектр параболічних імпульсів і тому для адекватного моделювання дисперсії треба брати всю константу поширення. Результати моделювання залежності тривалості імпульсу та його спектрального профілю від довжини волокна наведено на рисунку 4.2. З рисунку 4.2 випливає, що основною тенденцією, що спостерігається в часовій області, є збереження одиночного імпульсу без розщеплення, причому має місце лише збільшення цього тривалості. В той же час, в спектральній області, спостерігається процес генерації суперконтинууму. З рисунку видно, що спочатку (при довжині волокна < 1 см) збільшується спектральна ширина імпульсу, що зумовлено фазовою само модуляцією, та починає формуватися спектр з наявністю великої кількості піків. Але при подальшому збільшенні довжини волокна, форма спектру в центральній його частині стає більш згладженою, а також виникають бокові спектральні смуги в результаті генерації нових частот в процесі чотирьох-хвильового змішування, яке

виникає під час ОРО [71, 73]. Це призводить до доволі широкого та згладженого спектру імпульсу вже при довжині волонна 10 см, після чого, зі збільшенням відстані поширення імпульсу, його форма та спектральна ширина не зазнають значних змін.

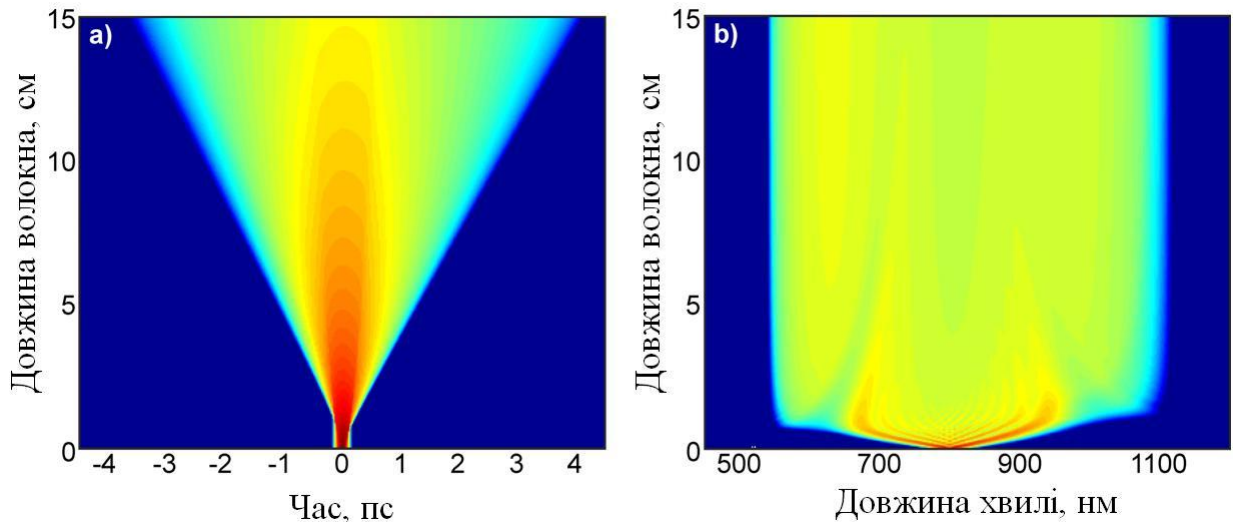


Рисунок 4.2. Еволюція імпульсу під час його поширення в волонні: а) – часова область; б) – спектральна область

На рисунку 4.3 зображено результати моделювання генерації суперконтинуму в спроектованому волонні ANDi PCF. Всі результати наведені на цьому рисунку відповідають відрізку волонна довжиною 10 см. На рисунку 4.3 (а) зображено отримані імпульси, в часовій області, в залежності від варіації тривалості та енергії початкового Гаусового імпульсу. Як видно, з цього рисунку, в часовій області, форма імпульсу на виході відрізку ANDi волонна не являється Гаусовою і його тривалість збільшується на декілька пікосекунд в порівнянні з початковим імпульсом. Відповідні залежності, але в спектральній області наведено на рисунку 4.3 (б). З наведених результатів можна зробити висновок, що найбільш згладжений спектр суперконтинуму отримується з початкового Гаусового імпульсу з мінімальною енергією в 5 нДж та максимальною тривалістю – 100 фс. Однак

в даному випадку ширина спектру мінімальна, та дорівнює близько 572 нм. Зі збільшенням енергії початкового імпульсу до величини в 10 нДж, спектральна ширина збільшується до 710 нм, що приблизно відповідає значенню в 1.3 октави. Також збільшення ширини спектру до 711 нм відбувається і випадку використання в якості початкового – Гаусового імпульсу з тривалістю 50 фс. На базі наведених результатів, можна зробити висновок, що збільшення початкової енергії імпульсу та зменшення його початкової тривалості дозволяє отримувати, на виході волокна, суперконтинум з більшою спектральною шириною. Однак, в свою чергу, це призводить до менш згладженої спектральної характеристики.

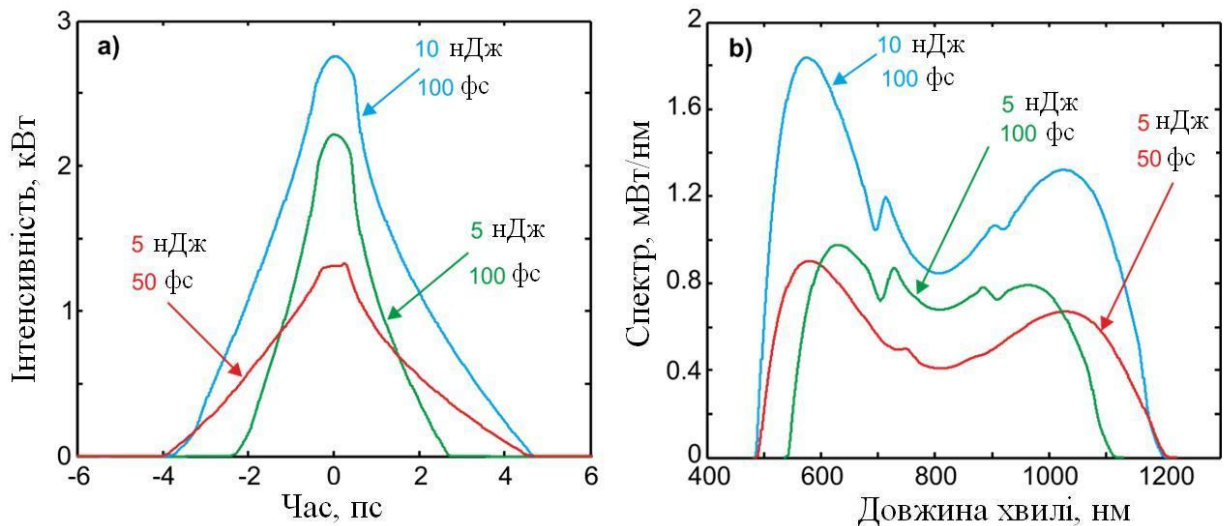


Рисунок 4.3 Генерація суперконтинуму в мікроструктурованому ANDi волокні довжиною 10 см для початкового імпульсу з різною енергією та тривалістю. а) – профілі імпульсу в часовій області; б) – відповідний спектр імпульсу

Таким чином, додаткове спектральне уширення супроводжується появою спектрального провалу в центральній області, який відповідає довжині хвилі накачки. Також спостерігається спектральне розщеплення, яке є результатом складної динаміки еволюції імпульсу у волокні, яке включає в

себе такі ефекти як нахил профілю імпульсу, частотна залежність коефіцієнту нелінійності у комбінації з фазовою само-модуляцією і чотирьох-хвильовим змішуванням [73]. Крім того з рисунку 4.3 випливає, що спектральне розщеплення збільшується коли початковий імпульс має більш високу енергію та меншу тривалість. Це зумовлено тим, що вплив нелінійних ефектів на імпульс, який поширюється в оптичному волокні зростає зі збільшенням пікової потужності імпульсу. Таким чином потрібно знаходити компроміс між необхідністю мати максимально плоский спектр та максимальною шириною спектру, що досягається вибором параметрів імпульсу накачки.

Іншим важливим питанням, що потребує дослідження, являється залежність форми отриманого спектру від довжини хвилі накачки. А саме, необхідно визначити як впливає на спектральну характеристику неспівпадання довжини хвилі накачки з довжиною хвилі, що відповідає вершині згладженого участку дисперсійної кривої $ANDi$ волокна, в нашому випадку ця довжина хвилі дорівнює 800 нм. Як відомо, діапазон переналаштування довжини хвилі генерації для типового титан сапфірового лазера знаходиться в межах від 700 нм до 900 нм. Таким чином виникає потреба проведення розрахунків для такого діапазону довжин хвиль генерації. На рисунку 4.4 наведено спектральні характеристики для суперконтинууму отриманого при різній довжині хвилі накачки. З рисунка 4.4 видно, що вибір довжини хвилі накачки на значній відстані від довжини хвилі, що відповідає вершині згладженого участку дисперсійної кривої $ANDi$ волокна, призводить до значної асиметрії суперконтинууму. При виборі довжини хвилі накачки - 700 нм, короткохвильова область спектру підсилюється, в той час як протилежна довгохвильова частина спектру виснажується. Протилежна картина спостерігається при виборі довжини хвилі накачки 900 нм. З рисунку видно, що значна спектральна асиметрія спостерігається також і для накачки на довжинах хвиль 750 та 850 нм. З наведених результатів можна зробити висновок, що для отримання

згладженої спектральної залежності, оптимальний діапазон хвиль накачки, для спроектованого ANDi, волокна знаходиться в межах $\sim 760\text{ нм} < \lambda_p < 840\text{ нм}$.

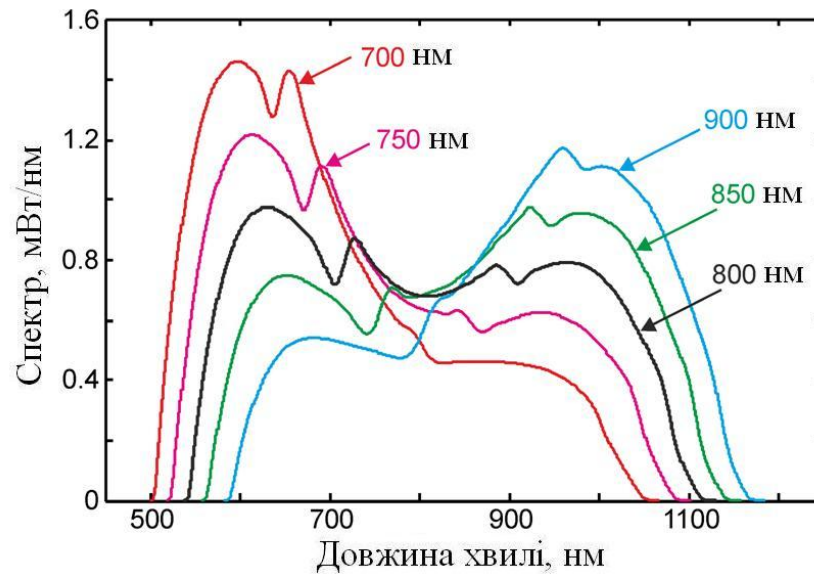


Рисунок 4.4 Суперконтинуум отриманий в мікроструктурованому волокні, яке має довжину 10 см. Криві відповідають різним довжинам хвиль накачки. В усіх випадках в якості початкового, вибрано Гаусовий імпульс з енергією 5 нДж та тривалістю 100 фс.

Подібні спектральні спотворення були підтверджені експериментально в роботі [71], в якій довжина хвилі накачки була зсунута на 200 нм в короткохвильову область спектру, відносно довжини хвилі, що відповідає вершині згладженого участку дисперсійної кривої волокна. Головним моментом, вказаним нами, є те, що спектральна асиметрія з'являється у всіх випадках коли довжина хвилі накачування зміщується в обидві сторони від довжини хвилі 800 нм. Більш того, як демонструють чисельні результати, при використанні розробленого волокна, на відміну від результатів роботи [71], значна спектральна асиметрія з'являється вже при зсуві довжини хвилі накачки на $\pm 100\text{ нм}$. Ми вважаємо, що це пов'язано з більшою кривизною

дисперсійної кривої розробленого мікроструктурного волокна у порівнянні з волокном, яке використовувалось в [71] на довжині хвилі 1060 нм.

4.3 Стискання імпульсів

Через те що генерація суперконтинууму в мікроструктурованому ANDi волокні характеризується збереженням одиночного імпульсу (або іншими словами відсутністю розщеплення імпульсу) зі згладженим профілем в часовій області, це дає можливість, в подальшому, стискати отримані імпульси. Нещодавно було продемонстровано можливість стискання імпульсів з СК спектрів, які генеруються в ANDi волокні до наступних значень: 26 фс [72], 5.0 фс [54] та 3.64 фс [74]. В даному випадку, найбільш привабливою є можливість генерації ультракоротких імпульсів (УКІ), через те що такі імпульси дуже важливі в дослідженні фундаментальних процесів у фізиці, хімії та біології [75]. В останніх роботах по даній тематиці [54, 74], для досягнення цієї мети, були використані спеціальні лазери, які самі по собі дозволяють отримувати надкороткі імпульси для накачки волокна (15 фс в [54] та 6 фс в [74]), а також комерційне волокно з піком дисперсії на 1060 нм, тоді як накачка відбувалася на 800 нм, що не є оптимальним. В даному розділі ми вичаємо можливість використання для генерації УКІ спроектованого нами мікроструктурованого ANDi волокна (з максимальним значенням дисперсійного коефіцієнту D на довжині хвилі 800 нм) в комбінації з титан-сапфіровим лазером. Як було показано в попередніх розділах, імпульси отримані на виході ANDi волокна характеризуються майже лінійним чирпом. Таким чином навіть використання простих технологій стискання імпульсів, дозволить отримати хороші результати.

Спочатку розглянемо можливість застосування простого квадратичного компресора, який використовується лише для компенсації лінійного чіпра лазерного імпульсу, це, наприклад, може бути досягнуто шляхом

використання решіток або пари призм. Отримані результати наведено на рисунку 4.5 (а). На цьому рисунку зображено результати моделювання стискання імпульсів, в якості початкових, використані імпульсів отримані на виході ANDi PCF, форму яких представлено на рисунку 4.3 (а). Величину дисперсії групової затримки було вибрано таким чином, щоб отримати найбільшу пікову потужність стисненого імпульсу, що в свою чергу відповідає найкоротшій тривалості імпульсу.

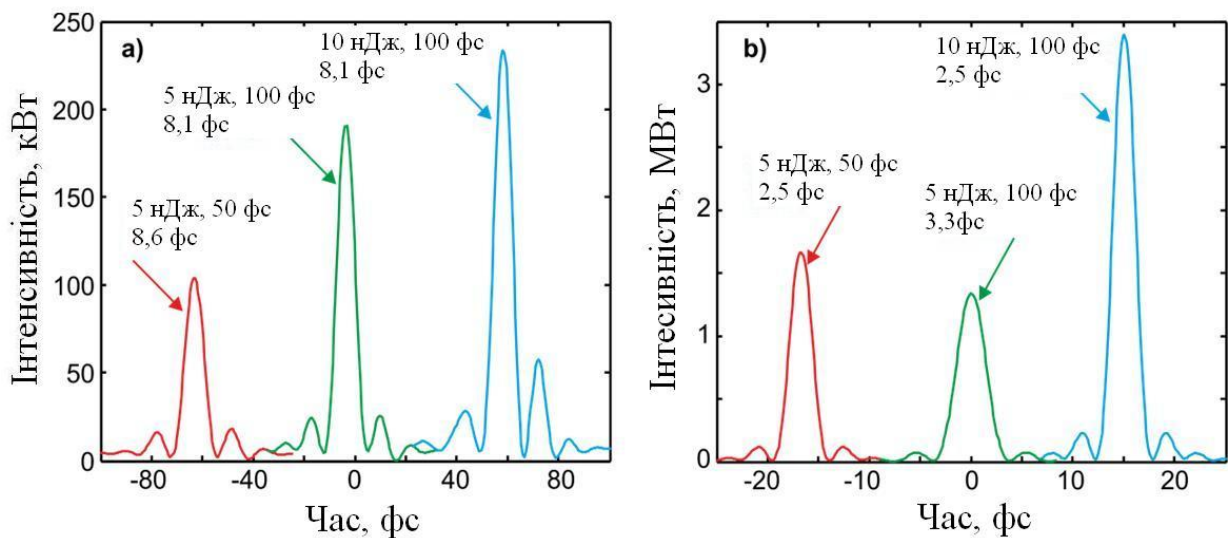


Рисунок 4.5 Компресія імпульсу отриманого на виході мікроструктурованого ANDi волокна (див. рис. 4.3 а). а) – компенсація лише лінійного чирпа ; б) – повна фазова компенсація

З рисунку 4.5 (а) можна зробити наступні висновки: в усіх випадках тривалість стиснутого імпульсу складає близько 8 фс, що відповідає приблизно 3 періодам оптичного поля в імпульсі на довжині хвилі 800 нм. Найбільша пікова потужність відповідає, звичайно, імпульсу з найбільшою початковою енергією (10 нДж, 100 фс). В той же час, несподіваною властивістю є те що використання початкового імпульсу з меншою тривалістю (5 нДж, 50 фс) чи імпульсу з більшою енергією (10 нДж, 100 фс) не дозволяє отримати на виході компресора імпульси меншої тривалості в

порівнянні з імпульсом, що характеризується мінімальною енергією та максимальною тривалістю (5 нДж, 100 фс). Для пояснення отриманого факту повернемося до рисунку 4.3 (б). З цього рисунку слідує, що збільшення енергії початкового імпульсу або зменшення його тривалості призводить до збільшення спектральної ширини отриманого суперконтинууму на виході волокна, таким чином, можна було б очікувати отримати більш коротку тривалість стисненого імпульсу в цих випадках. Ми вважаємо що цього не спостерігається на рисунку 4.5 (а) тому, що поширення в волокні імпульсу з мінімальною тривалістю, або максимальною енергією призводить до збільшення впливу на нього нелінійних ефектів, в результаті чого чирп імпульсу стає нелінійним. Результатом неідеальної компенсації чирпа імпульсу є наявність осцилюючих хвостів в підніжжі імпульсу (див. рис. 4.5 а).

Набутий імпульсом нелінійний чирп не може бути компенсований за допомогою квадратичних компенсаторів. Для таких випадків потрібно використовувати більш складні методи стискання імпульсів, які можуть бути застосовані для компенсації нелінійного чирпа [74, 76, 77] та дозволяють отримати імпульси з меншою тривалістю.

Далі в своїй роботі ми проведемо дослідження повної компенсації дисперсії. На рисунку 4.5 (б) наведено результати моделювання стискання імпульсів на виході ANDi волокна для випадку повної фазової компенсації. З рисунку 4.5 (б) випливає, що в даному випадку потенціал широкої спектральної смуги пропускання використовується в повній мірі, в результаті чого на виході компресору ми отримуємо імпульси з мінімальною тривалістю, коли на вхід волокна подаються початкові імпульси як з найбільшою енергією (10 нДжі, 100 фс) так і з найкоротшою тривалістю (5 нДж, 50 фс). В даному випадку тривалості стиснутих імпульсів знаходяться в межах 2.5 фс, що відповідає одному періоду електричного поля в імпульсі (довжина хвилі 800 нм). Таким чином можна зробити висновок, що використання типового титан-сапфірового лазера в поєднанні з спеціально

спроєктованим мікроструктурованим ANDi волокном, яке має область згладженої нормальної дисперсії в околиці довжини хвилі 800 нм дозволяє отримати імпульси з тривалістю рівною лише кільком періодам коливань електричного поля імпульсу на цій довжині хвилі, якщо використовується простий квадратичний компресор. У випадку повної компенсації фазового зсуву імпульсу, можна отримати імпульси з тривалістю рівною фактично одному періоду коливань електричного поля імпульсу.

4.4 Висновки

В цьому розділі було проведено теоретичне дослідження генерації суперконтинууму в спеціально спроектованому мікроструктурованому волокні, яке характеризується нормальною дисперсією в широкому діапазоні від видимого до ближнього інфрачервоного, та має область згладженої дисперсії в околиці довжини хвилі 800 нм. Було показано, що при накачці волокна, на довжині хвилі 800 нм, імпульсами з енергією 5 нДж та тривалістю 100 фс, які є типовими для титан-сапфірових лазерів, може бути отриманий суперконтинуум з максимальною шириною спектру, який є в той же час достатньо плоским. Встановлено, що використання імпульсів з більшою початковою піковою потужністю, або імпульсів з меншою початковою тривалістю дозволяє отримати суперконтинуум в ширшому спектральному діапазоні, однак, в свою чергу, це призводить до менш згладженої спектральної характеристики з провалом в центральній частині. Показано, що з'являється значна спектральна асиметрія в згенерованому суперконтинумі, у всіх випадках коли довжина хвилі накачування зміщується в обидві сторони від довжини хвилі 800 нм. Встановлено, що для отримання доволі згладженого спектру потрібно обирати довжину хвилі накачки в межах 800 ± 40 нм.

Було досліджено також стискання імпульсів, які мають такий розширений спектр (СК) отриманий у спеціально розробленому мікроструктурному волокні з піком нормальної дисперсії на 800 нм. Встановлено, що використання квадратичного компресору дозволяє отримати імпульси з тривалістю 8.1 фс, тоді як у випадку повної фазової компенсації можна отримати імпульси з тривалістю 2.5 фс.

ВИСНОВКИ

Згідно з технічним завданням в термін виконання НДР отримано такі наукові результати: проведено дослідження, які спрямовані на рішення загальної фундаментальної проблеми, що складається в дослідженні фізичних принципів і шляхів збільшення вихідної потужності фемтосекундних імпульсів, що можуть бути передані по оптичному волокну без руйнування оптичної огинаючої імпульса, та розв'язання проблеми проектування нових мікроструктурованих волокон для передачі потужних УКІ, що необхідно для створення нових експериментальних комплексів для мікро та нанотехнології обробки напівпровідників та виробництва нових компонентів для приладобудування й оптичних вимірювань, медицини, тощо.

На першому етапі було досліджено трансформації форми ультракоротких імпульсів під час їх поширення у оптичному волокні з нормальною дисперсією у випадку великої нелінійності (порядок солітону $N \sim 20$). Відомо, що в цьому випадку виникає оптичне руйнування згинаючої імпульсу, яке проявляється у виникненні осциляції на фронтах імпульсу. Нами було досліджено еволюцію імпульсу після настання ефекту ОРО. Було показано, що зі збільшенням дистанції поширення імпульсу у волокні оптичне руйнування огинаючої імпульсу повністю зникає при достатньо великих значеннях відстані поширення імпульсу, це призводить до згладження його профілю в спектральній та часовій областях, а також до лінійної залежності для функції чирпа. Було встановлено, що згасання ОРО може бути пов'язано з дією нормальної дисперсії на імпульс, яка призводить до згладження нелінійного профілю чірпа імпульсу зумовленого дією фазової само-модуляції.

Було досліджено як залежить довжина згасання ОРО від порядку солітона та форми початкового імпульсу. Було встановлено, що чим більше N , тим більша потрібна довжина волокна для згасання ОРО. Зокрема для початкового Гаусівського імпульсу з $N = 10$ потрібно $\xi > 9$, а при $N = 30$

потрібно $\xi > 21$. Також потрібно відзначити, що більша довжина волокна для згасання ОРО потрібна для імпульсів з початковою формою секанс ($\xi > 30$, при $N = 10$) порівняно з Гаусівськими імпульсами. Було також встановлено, що після згасання ОРО форма початкового імпульсу значно змінюється порівняно з початковим імпульсом. Зокрема на виході з волокна можна одержати трикутні або параболічні імпульси в залежності від параметрів початкового імпульсу.

Таким чином, було показано, що для передачі потужних УКІ можна використовувати оптичні волокна з нормальною дисперсією достатньої довжини для зникнення ефекту ОРО. Проте недоліком цього є те, що довжина волокна повинна бути досить великою (більше 10 метрів), якщо початкова енергія імпульсу є великою або мала його тривалість, тобто при великому N . Необхідність використовувати велику довжину волокна призводить до того, що тривалість імпульсу значно збільшується в результаті дисперсійного розширення. Для компенсації цього дисперсійного розширення потрібно використовувати компенсатори дисперсії на виході з волокна.

Результати проведених досліджень викладено в проміжному звіті за 2011 р. відповідно до першого етапу НДР (державний обліковий №0111U002955).

Альтернативним шляхом для передачі потужних УКІ в оптичному волокні є використання імпульсів параболічної форми, які є нечутливими до ефекту ОРО. Але проблему становить власне отримання імпульсів параболічного профілю, оскільки типові лазери УКІ генерують імпульси форми Гауссів або секанс. Тому на другому етапі було досліджено трансформації форми ультракоротких імпульсів під час їх поширення у оптичному волокні з нормальною дисперсією у випадку слабкої нелінійності (порядок солітону $N < 10$). В цьому випадку ефект ОРО не виникає, але вплив нелінійного ефекту фазової-само модуляції достатній для трансформації форми імпульсу.

Було досліджено трансформацію профілю ультракоротких імпульсів у оптичних волокнах з нормальною дисперсією. Вперше було встановлено, що в таких волокнах можуть бути отримані параболічні імпульси з параболічним профілем часової інтенсивності, спектру та лінійним чирпом з початкових імпульсів різної форми. Причому такі імпульси можуть бути отримані в стаціонарному режимі, коли форма імпульсу та його спектр практично не змінюються під час його поширення у волокні, а відбивається тільки дисперсійне розширення імпульсу.

Профіль імпульсу в стаціонарному режимі сильно залежить від початкових параметрів імпульсу та параметрів волокна. Було знайдено, що наступний діапазон порядку солітону $1.5 < N < 2.5$, є найбільш привабливим для одержання параболічних імпульсів. Якщо, ця умова виконується, то можна одержати імпульси дуже близькі до параболічної форми (квазі-параболічні) навіть з нечирпованих початкових імпульсів. Використання імпульсів з початковим чирпом дозволяє отримати імпульси більш наближені до параболічної форми з початкових імпульсів форми Гауссів та секанс. Збільшення порядку солітону веде до більш значного відхилення форми імпульсу від параболічної у стаціонарному режимі. Проте навіть при збільшеному порядку солітону можна отримати параболічні імпульси, якщо використовувати більш сильний початковий чирп.

Було досліджено також вплив параметрів волокна на трансформації форми імпульсу. Зокрема було знайдено, що дисперсія 3-го порядку може призводити до спотворення форми параболічного імпульсу в стаціонарному режимі, а також до формування значних осциляцій амплітуди в профілі імпульсу. Для того, щоб запобігти цьому потрібно забезпечити достатньо велике співвідношення дисперсійної довжини 3-го порядку до дисперсійної довжини 2-го порядку. В цьому випадку вплив дисперсії 3-го порядку на імпульс буде невеликим. Підсилення у волокні сприяє більш швидкій трансформації імпульсу до параболічної форми, тоді як втрати у волокні ускладнюють формування параболічного імпульсу.

Параболічні імпульси отримані в стаціонарному режимі у волокнах з нормальною дисперсією мають низку привабливих властивостей: 1) часовий профіль імпульсу, а також його профіль обидва є параболічними; 2) профіль імпульсу та його спектр залишаються параболічними під час поширення у волокні; 3) чирп імпульсу є лінійним; 4) спектральна ширина імпульсу досягає свого максимального значення в стаціонарному режимі. Таким чином параболічні імпульси, які можуть бути отримані у волокнах з нормальною дисперсією є привабливими для передачі потужних УКІ в оптичних волокнах.

Результати проведених досліджень викладено в проміжному звіті за 2012 р. відповідно до другого етапу НДР (державний обліковий №0111U002955).

Відповідно до результатів попереднього етапу було сформовано вимоги до оптичного волокна, яке найкраще підходить для формування параболічних імпульсів. В результаті цього було розроблене мікроструктуроване волокно зі спеціальним профілем дисперсії, в якому дисперсія є нормальною в широкому діапазоні від видимого до ближнього інфрачервоного, зі згладженим піком дисперсії на 800 нм. Дане волокно було виготовлено.

Було досліджено формування фемтосекундних параболічних імпульсів в розробленому мікроструктурному волокні, а також у інших волокнах з нормальною дисперсією. Було знайдено конкретні діапазони значень енергії початкового імпульсу, довжини волокна, та чирпа для кожного волокна, яких необхідно дотримуватись для одержання максимально коротких фемтосекундних імпульсів. Було показано, що використовуючи різні волокна з нормальною дисперсією але різним коефіцієнтом нелінійності можна одержувати фемтосекундні параболічні імпульси з різною енергією в широкому діапазоні. Зокрема, волокна з великою площиною модової плями дозволяють отримати фемтосекундні параболічні імпульси більшої енергії (нДж), тоді як мікроструктурні волокна з великим коефіцієнтом нелінійності

більше підходять для отримання фемтосекундних параболічних імпульсів з пДж енергією.

Було встановлено, що мінімальна довжина параболічного імпульсу в цілому визначається тривалістю початкового імпульсу, а також достатньо коротким відрізком волокна (кілька см), яке необхідно для формування найкоротших імпульсів. У зв'язку з цим використання розробленого мікроструктурованого волокна є найбільш привабливим для отримання найкоротших параболічних імпульсів, оскільки значення дисперсії на довжині хвилі 800 нм тут менше у порівнянні з іншими аналогами. Було показано, що використання цього волокна дозволяє отримати імпульси з тривалістю 150-300 фс, що значно менше, ніж рекордна зафіксована на цей час тривалість параболічних імпульсів у 540 фс.

Розроблене мікроструктурне волокно, що характеризується нормальною дисперсією в широкому спектральному діапазоні та великим коефіцієнтом нелінійності може бути використано не лише для формування фемтосекундних параболічних імпульсів, але й для генерації суперконтинууму. У зв'язку з цим було проведено також дослідження генерації суперконтинууму в цьому волокні. Було показано, що при накачці волокна, на довжині хвилі 800 нм, імпульсами з енергією 5 нДж та тривалістю 100 фс, які є типовими для титан-сапфірових лазерів, може бути отриманий суперконтинуум з максимальною шириною спектру, який є в той же час достатньо плоским. Встановлено, що використання імпульсів з більшою початковою піковою потужністю, або імпульсів з меншою початковою тривалістю дозволяє отримати суперконтинуум в ширшому спектральному діапазоні, однак, в свою чергу, це призводить до менш згладженої спектральної характеристики з провалом в центральній частині. Встановлено, що з'являється значна спектральна асиметрія в суперконтинумі у випадку, коли довжина хвилі накачування зміщується в обидві сторони від довжини хвилі 800 нм. Встановлено, що для отримання доволі згладженого спектру потрібно обирати довжину хвилі накачки в межах 800 ± 40 нм.

Було досліджено також стискання імпульсів, які мають такий розширений спектр, отриманий у спеціально розробленому мікроструктурному волокні з піком нормальної дисперсії на 800 нм. Встановлено, що використання квадратичного компресору дозволяє отримати імпульси з тривалістю 8.1 фс, тоді як у випадку повної фазової компенсації можна отримати імпульси з тривалістю 2.5 фс.

Результати проведених досліджень викладено в проміжному звіті за 2013 р. відповідно до третього етапу НДР (державний обліковий №0111U002955).

Результати наукових досліджень використовуються в навчальному процесі в Харківському національному університеті радіоелектроніки (ХНУРЕ) на кафедрі Фізичних основ електронної техніки. Вони стали основою для проведення наукової роботи студентами спеціальності “Оптотехніка”, отримані ними результати представлялися на молодіжному форумі «РАДИОЕЛЕКТРОНИКА И МОЛОДЕЖЬ В XXI ВЕКЕ» в ХНУРЕ. Крім того, результати наукових досліджень стали основою для захисту кількох дипломних проектів і захисту двох кандидатських дисертацій за спеціальністю “Оптика лазерна фізика”.

Конкурентоспроможність отриманих наукових результатів підтверджується публікацією статей в журналах, що входять до наукометричних баз Scopus, Springer Link, Web of Science і мають високий імпакт-фактор, цитуваннями на ці роботи зарубіжними науковими колективами, а також опублікованими монографіями (у тому числі за кордоном), доповідями на міжнародних наукових конференціях, які одержали високу оцінку спеціалістів; виграними науковими закордонними грантами на стажування за кордоном.

Результати отримані в ході цієї роботи було одержано в результаті тісного міжнародного співробітництва. Зокрема було підписано “Меморандум про співробітництво” між Харківським національним університетом радіоелектроніки та Університетом Валенсії (м. Валенсія,

Іспанія). Завдяки цьому були реалізовані теоретичні наработки отримані в ХНУРЕ і вирошено нове мікроструктуроване волокно з нормальною дисперсією в широкому діапазоні від видимого до ближнього інфрачервоного із піком дисперсії на 800 нм. Дане волокно має значний комерційний потенціал, оскільки аналогічні волокна мають пік дисперсії на 1060 нм (фірма NKTPhotonics), в той час як розроблене волокно оптимізовано під довжину хвилі 800 нм, на якій генерують титан-сапфірові лазери УКІ. Це дозволяє його використовувати для одержання параболічних імпульсів та генерації суперконтинууму на довжині хвилі 800 нм. Одержані в такому волокні параболічні імпульси можуть бути використані для передачі потужних УКІ в оптичних волокнах, тому що вони зберігають свій параболічний профіль під дією нелінійних ефектів. Використання волокон з нормальною дисперсією дозволяє також одержувати імпульси фемтосекундної тривалості, за рахунок короткої довжини волокна. Фемтосекундні параболічні імпульси є дуже перспективними в оптичних телекомунікація, зокрема параболічні імпульси використовуються для регенерації оптичних сигналів в волоконних системах передачі даних з великою швидкістю (40-Гб/с і більше).

Розроблене нами оптичне мікроструктуроване волокно можна також використовувати для генерації суперконтинууму на довжині хвилі 800 нм. Стискання таких імпульсів з широким спектром за допомогою дифракційних ґраток або призм дозволяє одержати імпульси з тривалістю 8 фс і менше. Такі короткі імпульси з широким спектром надзвичайно привабливі для спектроскопічних досліджень швидкоплинних процесів в науці і техніці.

Одержані результати, розроблені методи й виявлені закономірності будуть рекомендовані для впровадження в таких галузях як лазерна фізика та оптоелекторніка.

ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. French W. G. Optical waveguides with very low losses / W. G. French, J. B. MacChesney, P. D. O'Connor, G. W Tasker // Bell Systems Technical Journal. – 1974. – 53. – P. 951-954.
2. Miya T. Ultimate low-loss single mode fiber at 1.55 μm / T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka // Electronics Letters. – 1979. – 15. P. 106-108.
3. Ippen E. P. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers / E. P. Ippen, R. H. Stolen // Applied Physics Letters. – 1972. – 21. – P. 539-541.
4. Stolen R. H. Optical Kerr effect in glass waveguide / R. H. Stolen, A. Askin // Applied Physics Letters. – 1973. – 22. – P. 294-296.
5. Stolen R. H. Phase-matched three-wave mixing in silica fiber optical waveguides / R. H. Stolen, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin // Applied Physics Letters. – 1974. – 24. – P. 308-310.
6. Stolen R. H. Self-phase-modulation in silica optical fibers / R. H. Stolen, C. Lin // Physical Review A. – 1978. – 17. P. 1448-1453.
7. Hasegawa A. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion / A. Hasegawa, F. Tappert // Applied Physics Letters. – 1973. – 23. – P. 142-144.
8. Mollenauer L. F. Experimental Observation of Picosecond Pulse Narrowing and Solitons in Optical Fibers / L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P Gordon // Physical Review Letters. – 1980. – 45. – P. 1095-1098.
9. Hasegawa A. Optical Solitons in Fibers (3rd ed.) / A. Hasegawa, M. Matsumoto. – Berlin: Springer-Verlag, 2003.
10. Zakharov V. E. Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media / V. E. Zakharov, A. B. Shabat // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 1972. – 34. –P. 62–69.

11. Kodama Y. Nonlinear pulse propagation in a monomode dielectric guide / Y. Kodama, A. Hasegawa // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1987. – 23. – P. 510–524.
12. Dudley J. M. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber / J. M. Dudley, G. Genty, S. Coen // *Reviews of Modern Physics*. – 2006. – 78. – P. 1135-1184.
13. Tomlinson W. J. Optical wave breaking of pulses in nonlinear optical fibers / W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, M. A. Johnson // *Optics Letters*. – 1985. – 10. – P. 457-459.
14. Anderson D. Wave breaking in nonlinear-optical fibers / D. Anderson, M. Desaix, M. Lisak, M. L. Quiroga-Teixeiro // *Journal of the Optical Society of America B*. – 1992. – 9. – P. 1358-1361.
15. Rothenberg J. E. Femtosecond optical shocks and wave breaking in fiber propagation / J. E. Rothenberg // *Journal of the Optical Society of America B*. – 1989. – 6. – P. 2392-2401.
16. Anderson D. Wave-breaking-free pulses in nonlinear-optical fibers / D. Anderson, M. Desaix, M. Karlsson, M. Lisak, M. L. Quiroga-Teixeiro // *Journal of the Optical Society of America B*. – 1993. – 10. – P. 1185-1190.
17. Fermann M. E. Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers / M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, J. D. Harvey // *Physical Review Letters*. – 2000. – 84. – P. 6010-6013.
18. Agrawal G. P. *Nonlinear Fiber Optics* / G. P. Agrawal. – Boston: Academic Press, 2007.
19. Boscolo S. Passive Nonlinear Pulse Shaping in Normally Dispersive Fiber Systems / S. Boscolo, A. I. Latkin, S. K. Turitsyn // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 2008. – 44. – P. 1196-1203.
20. Wang H. Generation of triangular-shaped optical pulses in normally dispersive fibre / H. Wang, A. I. Latkin, S. Boscolo, P. Harper, S. K. Turitsyn // *Journal of Optics*. – 2010. – 12. – P. 035205.

21. Parmigiani F. Time domain add-drop multiplexing scheme enhanced using a saw-tooth pulse shaper / F. Parmigiani, P. Petropoulos, M. Ibsen, P. J. Almeida, T. T. Ng, D. J. Richardson // *Optics Express*. – 2009. – 17. – P. 8362-8369.
22. Latkin A. I. Doubling of optical signals using triangular pulses / A. I. Latkin, S. Boscolo, R. S. Bhamber, S. K. Turitsyn // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2009. – 26. – P. 1492–1496.
23. Finot C. Parabolic pulse evolution in normally dispersive fiber amplifiers preceding the similariton formation regime / C. Finot, F. Parmigiani, P. Petropoulos, D. J. Richardson // *Optics Express*. – 2006. – 14. – P. 3161-3170.
24. Kruglov V. I. Self-similar propagation of parabolic pulses in normal dispersion fiber amplifiers / V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. D. Harvey, J. M. Dudley // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2002. – 19. – P. 461–469.
25. Hirooka T. Parabolic pulse generation by use of a dispersion-decreasing fiber with normal group-velocity dispersion / T. Hirooka, M. Nakazawa // *Optics Letters*. – 2004. – 29. – P. 498-500.
26. Parmigiani F. Ultra-flat SPM-broadened spectra in a highly nonlinear fiber using parabolic pulses formed in a fiber Bragg grating / F. Parmigiani, C. Finot, K. Mukasa, M. Ibsen, M. A. F. Roelens, P. Petropoulos, D. J. Richardson // *Optics Express*. – 2006. – 14. – P. 7617-7622.
27. Finot C. Parabolic pulse generation through passive nonlinear pulse reshaping in a normally dispersive two segment fiber device / C. Finot, L. Provost, P. Petropoulos, D. J. Richardson // *Optics Express*. – 2007. – 15. – P. 852-864.
28. Tomlinson W. J. Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers / W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, C. V. Shank // *Journal of the Optical Society of America B*. – 1984. – 1. – P. 139-149.

29. Karlsson M. Optical fiber-grating compressors utilizing long fibers / M. Karlsson // *Journal of Optical Communications*. – 1994. – 112. – P. 48-54.
30. Zeytunyan A. Nonlinear-dispersive similariton of passive fiber / A. Zeytunyan, G. Yesayan, L. Mouradian, P. Kockaert, P. Emplit, F. Louradour, A. Barthélémy // *Journal of the European Optical Society - Rapid publications*. – 2009. – 4. – P. 09009.
31. Anderson D. Importance of self-phase modulation for amplitude- and phase-modulated coherent optical transmission systems: a comparison / D. Anderson, M. Lisak, T. Reichel // *Optics Letters*. – 1988. – 13. – P. 285-287.
32. Kruglov V. I. Propagation and breakup of pulses in fiber amplifiers and dispersion-decreasing fibers with third-order dispersion / V. I. Kruglov, C. Aguergaray, J. D. Harvey // *Physical Review A*. – 2011. – 84. – P. 023823.
33. Latkin A. I. Theory of parabolic pulse generation in tapered fiber / A. I. Latkin, S. K. Turitsyn, A. A. Sysoliatin // *Optics Letters*. – 2007. – 32. – P. 331-333.
34. Bale B. G. Impact of third-order fibre dispersion on the evolution of parabolic optical pulses / B. G. Bale, S. Boscol // *Journal of Optics*. – 2010. – 12. – P. 015202.
35. Wabnitz S. Theory of parabolic pulse propagation in nonlinear dispersion-decreasing optical fiber amplifiers / S. Wabnitz, C. Finot // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2008. – 25. – P. 614-621.
36. Poli F. *Photonic Crystal Fibers: Properties and Applications* / F. Poli, A. Cucinotta, S. Selleri. – Berlin: Springer (Series in Materials Science), 2007.
37. Sukhoivanov I. *Photonic Crystals: physics and Practical Modeling* / I. Sukhoivanov, I. Guryev. – Berlin: Springer (Series in Optical Sciences), 2009.

38. Finot C. Regenerative 40 Gbit/s wavelength converter based on similariton generation / C. Finot, S. Pitois, G. Millot // *Optics Letters*. – 2005. – 30. – P. 1776–1778.
39. Parmigiani F. Pulse retiming based on XPM using parabolic pulses formed in a fiber Bragg grating / F. Parmigiani, P. Petropoulos, M. Ibsen, D. J. Richardson // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2006. – 18. – P. 829–831.
40. Ng T. T. Compensation of linear distortions by using XPM with parabolic pulses as a time lens / T. T. Ng, F. Parmigiani, M. Ibsen, Z. Zhang, P. Petropoulos, D. J. Richardson // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2008. – 20. – P. 1097–1099.
41. Krcmarik D. Nonlinear pulse compression of picosecond parabolic-like pulses synthesized with a long period fiber grating filter / D. Krcmarik, R. Slavik, Y. Park, J. Azana // *Optics Express*. – 2009. – 17. – P. 7074–7087.
42. Parmigiani F. Ultra-flat SPM-broadened spectra in a highly nonlinear fiber using parabolic pulses formed in a fiber Bragg grating / F. Parmigiani, C. Finot, K. Mukasa, M. Ibsen, M. A. F. Roelens, P. Petropoulos, D. J. Richardson // *Optics Express*. – 2006. – 14. – P. 7617-7622.
43. Kibler B. Parabolic pulse generation in comb-like profiled dispersion decreasing fibre / B. Kibler, C. Billet, P.-A. Lacourt, R. Ferriere, L. Larger, J. M. Dudley // *Electronics Letters*. – 2006. – 42. – P. 965 – 966.
44. Hult J. A fourth-order runge–kutta in the interaction picture method for simulating supercontinuum generation in optical fibers / J. Hult // *J. Lightwave Technol.* – 2007. – 25. – P. 3770 –3775.
45. Thorlabs, Inc. [Электронный ресурс] - Режим доступа: www.thorlabs.com
46. NKT Photonics [Электронный ресурс] - Режим доступа: www.nktphotonics.com
47. Koshiha M. Applicability of classical optical fiber theories to holey fibers / M. Koshiha and K. Saitoh // *Opt. Lett.* – 2004. – 29. – P.1739–1741.

48. Saitoh K. Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers / K. Saitoh and M. Koshiba // *Opt. Express.* – 2005. – 13. – P.267–274.
49. Iakushev S. O. Passive nonlinear reshaping towards parabolic pulses in the steady-state regime in optical fibers / S. O. Iakushev, O. V. Shulika, I.A. Sukhoivanov // *Optics Communications.* – 2012. – 285. – P.4493–4499.
50. Bale B. G. Effects of fourth-order fiber dispersion on ultrashort parabolic optical pulses in the normal dispersion regime / B. G. Bale, S. Boscolo, K. Hammani, and C. Finot // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2011. – 28. P.2059-2065.
51. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding / Knight J. C., Birks T. A., Russell P. St. J., Atkin D. M. // *Opt. Lett.* – 1996. – 21. – P.1547-1549.
52. Russell P. Photonic crystal fibers / P. Russell // *Science.* – 2003. – 299. P. 358-362.
53. Knight J. C. Photonic crystal fibres / J. Knight // *Nature.* – 2003. – 424. – P. 847-851.
54. Heidt A. M. High quality sub-two cycle pulses from compression of supercontinuum generated in all-normal dispersion photonic crystal fiber / A. M. Heidt, J. Rothhardt, A. Hartung, H. Bartelt, E. G. Rohwer, J. Limpert, and A. Tünnermann // *Opt. Express.* – 2011. – 19. – P. 13873-13879.
55. Bartels A. Passively mode-locked 10 GHz femtosecond Ti:sapphire laser / A. Bartels, D. Heinecke, S. A. Diddams // *Optics Letters.* – 2008. – 33. – P. 1905-1907.
56. Byun H. Compact, stable 1 GHz femtosecond Er-doped fiber lasers / H. Byun, M. Y. Sander, A. Motamedi, H. Shen, G. S. Petrich, L. A. Kolodziejski, E. P. Ippen, F. X. Kärtner // *Applied Optics.* – 2010. – 49. – P. 5577-5582.
57. Alfano R. R. Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass / R. R. Alfano, S. L. Shapiro // *Phys. Rev. Lett.* – 1970. – 24. – P. 584–587.

58. Alfano R. R. Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses / Alfano R. R., Shapiro S. L. // *Phys. Rev. Lett.* – 1970. – 24. – P. 592–594.
59. Alfano R. R. *The Supercontinuum Laser Source* / R. R. Alfano. – New York: Springer, 2006.
60. Dudley J. M. *Supercontinuum Generation in Optical Fibers* / J. M. Dudley, J. R. Taylor. – New York: Cambridge University Press, 2010.
61. Bjarklev B. *Photonic crystal fibres* / B. Bjarklev, J. Broeng, and A. S. Bjarklev. – Boston: Kluwer Academic Publishers, 2003.
62. Reeves W. H. Transformation and control of ultra-short pulses in dispersion-engineered photonic crystal fibres / W. H. Reeves, D. V. Skryabin, F. Biancalana, J. C. Knight, P. St. J. Russell, F. G. Omenetto, A. Efimov, and A. J. Taylor // *Nature*. – 2003. – 424. P. 511–515.
63. Dudley J. M. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber / J. M. Dudley, G. Genty, S. Coen // *Rev. Mod. Phys.* – 2006. – 78. – P. 135–1184.
64. Herrmann J. Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic crystal fibers / J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov, A. Husakou, D. Nickel, J. Knight, W. Wadsworth, P. S. J. Russell, G. Korn // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. – 88, P. 173901.
65. Gu X. Frequency-resolved optical gating and single-shot spectral measurements reveal fine structure in microstructure-fiber continuum / X. Gu, L. Xu, M. Kimmel, E. Zeek, P. O’Shea, A. P. Shreenath, R. Trebino, R. S. Windeler // *Opt. Lett.* – 2002. – 27. – P.1174–1176.
66. Corwin K. L. Fundamental noise limitations to supercontinuum generation in microstructure fiber / K. L. Corwin, N. R. Newbury, J. M. Dudley, S. Coen, S. A. Diddams, K. Weber, R. S. Windeler // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – 90. – P.113904.

67. Newbury N. R. Noise amplification during supercontinuum generation in microstructure fiber / N. R. Newbury, B. R. Washburn, K. L. Corwin // *Opt. Lett.* – 2003. – 28. – P. 944–946.
68. Hilligsøe K. M. Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths / K. M. Hilligsøe, T. Andersen, H. Paulsen, C. Nielsen, K. Mølmer, S. Keiding, R. Kristiansen, K. Hansen, J. Larsen // *Opt. Express.* – 2004. – 12. – P. 1045–1054.
69. Frosz M. The role of the second zero-dispersion wavelength in generation of supercontinua and bright-bright soliton-pairs across the zero-dispersion wavelength / M. Frosz, P. Falk, O. Bang // *Opt. Express.* – 2005. – 13. – P. 6181–6192.
70. Tse M.-L. V. Supercontinuum generation at 1.06 μm in holey fibers with dispersion flattened profiles / M.-L. V. Tse, P. Horak, F. Poletti, N. G. Broderick, J. H. Price, J. R. Hayes, D. J. Richardson // *Opt. Express.* – 2006. – 14. – P. 4445–4451.
71. Heidt A. M. Coherent octave spanning near-infrared and visible supercontinuum generation in all-normal dispersion photonic crystal fibers / A. M. Heidt, A. Hartung, G. W. Bosman, P. Krok, E. G. Rohwer, H. Schwoerer, H. Bartelt // *Opt. Express.* – 2011. – 19. – P. 3775–3787.
72. Hooper L. E. Coherent supercontinuum generation in photonic crystal fiber with all-normal group velocity dispersion / L. E. Hooper, P. J. Mosley, A. C. Muir, W. J. Wadsworth, J. C. Knight // *Opt. Express.* – 2011. – 19. P. 4902–4907.
73. Heidt A. M. Pulse preserving flat-top supercontinuum generation in all-normal dispersion photonic crystal fibers / A. M. Heidt // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2010. – 27. P. 550–559.
74. Demmler S. Generation of high quality, 1.3 cycle pulses by active phase control of an octave spanning supercontinuum / S. Demmler, J. Rothhardt, A. M. Heidt, A. Hartung, E. G. Rohwer, H. Bartelt, J. Limpert, A. Tünnermann // *Opt. Express.* – 2011. – 19. – P. 20151–20158.

75. Kärtner F. X. *Few-Cycle Laser Pulse Generation and Its Applications* / F. X. Kärtner. – New York: Springer, 2004.
76. Liu Y. Wave-breaking-extended fiber supercontinuum generation for high compression ratio transform-limited pulse compression / Y. Liu, H. Tu, S. A. Boppart // *Opt. Lett.* – 2012. – 37. – P. 2172-2174.
77. Schenkel B. Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum / B. Schenkel, J. Biegert, U. Keller, C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, S. De Silvestri, O. Svelto // *Opt. Lett.* – 2003. – 28. – P. 1987–1989.