

О. С. Гнатенко

ЛАЗЕРНІ, ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ ТА СИСТЕМИ

Частина 3

**Фемтосекундні лазери для інформаційно-
виміювальних технологій**

Монографія

Харків
«Факт»
2023

УДК 535.33:621.373.8; 535.568

*Рекомендовано рішенням № 4/4 Науково-технічної ради
Харківського національного університету радіоелектроніки МОН України,
протокол № 4 від 28.03.2023 р.*

Рецензенти:

І. С. Шостко, доктор технічних наук, професор кафедри інфокомунікаційної інженерії ім. В.В. Поповського Харківського національного університету радіоелектроніки.

Л.В. Однорець, доктор фізико-математичних наук, професор кафедри електроніки, загальної та прикладної фізики Сумського державного університету.

Гнатенко О. С.

Г 56 Лазерні, оптико-електронні прилади та системи. Ч. 3. Фемтосекундні лазери для інформаційно-вимірювальних технологій. Харків : Факт, 2023. 130 с.

ISBN 978-966-617-8072-88-9

В монографії розглянуто сучасний стан забезпечення синхронізації мод в волоконних лазерах з фемтосекундною тривалістю імпульсів, які застосовуються в інформаційно-вимірювальних технологіях. Розглянуто методи синхронізації мод в волоконних лазерах: активні – з використанням електрооптичних, акустооптичних та електроабсорбційних модуляторів. Описано фізичні принципи методу нелінійної еволюції стану поляризації мод в волоконних лазерах для забезпечення синхронізації мод. Описано та розроблено теоретичну модель синхронізації мод волоконного лазера за допомогою РК комірок, яка дозволяє отримати генерацію фемтосекундних імпульсів випромінювання. Представлено експериментальний макет волоконного лазера з синхронізацією мод за допомогою рідкокристалічних комірок.

Монографія розрахована на наукових співробітників, інженерно-технічних робітників, які займаються дослідженнями та розробкою, виготовленням лазерних пристроїв різного призначення. Також вона може бути корисна для аспірантів, студентів та курсантів відповідних спеціальностей вищих навчальних закладів при вивченні предметів пов'язаних з лазерною та оптико-електронною технікою, прикладною фізикою та інформаційно-вимірювальними технологіями.

УДК 535.33:621.373.8; 535.568

ISBN 978-966-617-8072-88-9
DOI: 10.30837/978-966-617-8072-88-9

© О.С. Гнатенко, 2023

ЗМІСТ

СКОРОЧЕННЯ ТА УМОВНІ ПОЗНАКИ.....	5
ВСТУП.....	7
1 СУЧАСНИЙ СТАН ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ СИНХРОНІЗАЦІЇ МОД В ВОЛОКОННИХ ЛАЗЕРАХ З ФЕМТОСЕКУНДНОЮ ТРИВАЛІСТЮ ІМПУЛЬСІВ	9
1.1 Синхронізація мод лазерів.....	9
1.2 Волоконні лазери	17
1.3 Методи синхронізації мод лазерів.....	22
1.3.1 Активна синхронізація мод в волоконних лазерах.....	22
1.3.2 Пасивна синхронізація мод (ПСМ) волоконних лазерів.....	31
1.4 Висновки до розділу 1	35
2 НЕЛІНІЙНА ЕВОЛЮЦІЯ ПОЛЯРИЗАЦІЇ МОД ВИПРОМІНЮВАННЯ В ВОЛОКОННИХ ЛАЗЕРАХ	36
2.1 Фізичні принципи нелінійної еволюції стану поляризації мод.....	36
2.2 Висновки до розділу 2.	45
3 КІЛЬЦЕВИЙ ВОЛОКОННИЙ ФЕМТОСЕКУНДНИЙ ЛАЗЕР	46
3.1 Схема лазера.....	46
3.2 Дослідження стабільності поляризації при забезпеченні синхронізації мод волоконного лазера.....	49
3.3 Дисперсійні характеристики оптичних волокон при проектуванні резонаторів волоконних лазерів	55
3.4 Моделювання забезпечення синхронізації мод волоконного лазера за допомогою НЕП.....	62
3.5 Дослідження РК-комірки для забезпечення синхронізації мод кільцевих волоконних лазерів	67
3.6 Моделювання формування імпульсів волоконного лазера	90
3.7 Висновки до розділу 3	92

4 ПРАКТИЧНА РЕАЛІЗАЦІЯ МАКЕТА КІЛЬЦЕВОГО ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА	94
4.1 Система керування діодом накачування.....	94
4.2 Система термостабілізації лазера	98
4.3 Система керування РК-комірками.....	100
4.4 Макет лазера	102
4.5 Висновки до розділу 4	110
ВИСНОВКИ	112
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ	115

СКОРОЧЕННЯ ТА УМОВНІ ПОЗНАКИ

AM	– амплітудна модуляція;
ДГШ	– дисперсія групової швидкості в оптичному волокні;
НКІ	– нелінійна еволюція поляризації;
НЕСП	– нелінійна еволюція стану поляризації;
НРК	– нематичний рідкий кристал;
ПДЗ	– дзеркало для поділювання світла;
РК	– рідкокристалічний або рідкий кристал;
Φ_m	– фазова затримка світла;
$A(t)$	– амплітуда електричного поля;
B	– постійна Керра;
D	– відстань між електродами;
ІТО	– окис індія та олова;
E_{cx}	– електричне поле світлової хвилі;
K_{22}	– константа пружності;
k	– коефіцієнт форми імпульса;
L_B	– довжина середовища розповсюдження випромінювання;
PBS	– поляризаційний поділювач світла;
SESAM	– поглинач на основі періодичних напівпровідникових структур;
ТЕС	– елемент Пельтьє;
U	– прикладена напруга;
U_{th}	– порогове значення напруги;
VRC4	– карта візуалізації;
β	– постійна розповсюдження хвилі;
Δl	– різниця ходу променів;
$\Delta \varepsilon$	– діелектрична анізотропія;
$\Delta \varphi$	– різниця фаз;
θ_p	– кут нахилу директора рідкого кристала;

- L – період бреггівської решітки;
- τ – тривалість імпульсу;
- φ_N – фаза поздовжньої моди;
- χ – коефіцієнт оптичної сприйнятливості середовища;
- ν – ширина спектра випромінювання;
- ω_0 – частота центральні моди;
- ω_N – частота коливання поля поздовжньої моди.

ВСТУП

Волоконні лазери з генерацією ультракоротких імпульсів використовуються у багатьох сферах науки і техніки, таких як оптична генерація сигналів довільної форми [1], генерація суперконтинуума [2–4], прецизійні метрологічні пристрої [5], високошвидкісна оптична передача інформації [33,41], квантовий захисту інформації [45–46], біомедицина [42] і далекометрія та інші сфери використання лазерів [40, 47].

Для створення компактних волоконних фемтосекундних лазерних резонаторів успішно застосовується пасивна синхронізація мод з насиченим бреггівським відбивачем [6–7] у поєднанні з формуванням солітонних імпульсів [8] (вперше її реалізував Н. А. Haus у 1975 році [6]) і синхронізація мод на основі методу нелінійної поляризації мод. Однак, при використанні напівпровідникових насичуючих поглиначів (SESAM), виникають теплові ефекти, які обмежують довготривалу стабільність режиму синхронізації мод [9]. Як правило, такі лазери виходять з ладу після короткого періоду роботи. Вирішенням даної проблеми наразі займається група вчених на чолі з J. J. McFerran [10], в результаті чого тривалості імпульсів досягаються в межах 100 фс. При цьому у таких лазерах використовуються дорогі оптичні волокна: з підтримкою поляризації, фотонно-кристалічні волокна. Всі ці недоліки сприяють розвитку синхронізації мод із застосуванням методу НЕП, при якому тривалість імпульсів досягається близько 10 фс. Вперше про такі лазери були опубліковані роботи тієї ж групи вчених на чолі з Н. А. Haus в 1991 році [11] і групою вчених на чолі з N. N. Akhmediev в 1996 році [12]. Але будь-який температурний або вібраційний дрейф веде до зриву синхронізації мод роботи таких лазерів, і кожного разу режим потрібно налаштовувати, обертаючи хвильові пластини вручну, за допомогою моторизованих тримачів або ж використовуючи в якості контролерів

поляризації механічний вплив на оптичне волокно, що є істотним недоліком даного методу. Останнім часом спостерігаються спроби використання немеханічних методів управління поляризацією мод, застосовуючи оптичні волокна з підтримкою поляризації [13], але це дорога методика, яка не дає отримати імпульси порядку десятка фемтосекунд.

З вищевикладеного можна зробити висновки, що на даний момент актуальними стають модифіковані немеханічні методи управління поляризацією мод в волоконних лазерах, що забезпечують синхронізацію мод і генерацію ультракоротких імпульсів.

Актуальність роботи полягає в розвитку немеханічних методів синхронізації мод волоконного лазера з використанням рідкокристалічних (РК) комірок.

1 СУЧАСНИЙ СТАН ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ СИНХРОНІЗАЦІЇ МОД В ВОЛОКОННИХ ЛАЗЕРАХ З ФЕМТОСЕКУНДНОЮ ТРИВАЛІСТЮ ІМПУЛЬСІВ

Даний розділ присвячений опису фізики виникнення синхронізації мод в лазерах, огляду існуючих методів синхронізації мод волоконних лазерів і їх конструктивних особливостей, а також перевагам та недолікам цих методів. Частково результати даного розділу відображені автором у роботах [42–43].

1.1 Синхронізація мод лазерів

При синхронізації мод відбувається генерація найбільш коротких імпульсів [48]. Якщо розглянути моди плоско паралельного резонатора, то їх можна представити як суперпозицію двох плоских хвиль, що поширюються уздовж осі резонатора в протилежних напрямках. Стійка хвиля максимальної амплітуди утворюється, якщо набіг фази після повного обходу резонатора кратний 2π , тобто – довжина резонатора повинна дорівнювати цілому числу напівхвиль [48]:

$$L = \frac{\lambda}{2} \cdot N, \quad (1.1)$$

де N – досить велике ціле число, тому що довжина хвилі повинна знаходитися поблизу максимуму коефіцієнта посилення.

Тоді частотний інтервал між двома сусідніми поздовжніми модами буде дорівнювати:

$$\Delta\lambda = \frac{2L}{N-1} - \frac{2L}{N} \approx \frac{2L}{N^2}. \quad (1.2)$$

Так як $N = 2L / \lambda$, то:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}. \quad (1.3)$$

В частотному вигляді:

$$\Delta f = \frac{c}{\lambda_1} - \frac{c}{\lambda_2} \approx \frac{c\Delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{c}{2L}. \quad (1.4)$$

З виразів (1.2 – 1.4) можна визначити параметри резонатора, кількість мод, що поширюються в ньому та частотний інтервал.

Якщо лазер, наприклад, в режимі вільної генерації або в режимі модуляції добротності генерує кілька поздовжніх мод, то їх биття викликає тимчасову модуляцію імпульсу – вкрай небажаний ефект, з яким доводиться боротися різними методами селекції мод. Але, виявляється, якщо потрібно отримати на виході максимально короткий імпульс, то необхідно задіяти якомога більше число поздовжніх мод резонатора і при цьому виконати ще одну умову – синхронізувати їх по фазі [48, 50–51].

Розглянемо випадок складання двох сусідніх поздовжніх мод $A_1 = e^{i(\omega_1 t + \varphi_1)}$ та $A_2 = e^{i(\omega_2 t + \varphi_2)}$. Інтенсивність випромінювання буде дорівнювати [48]:

$$I_{\text{заг}} = (A_1 + A_2)(A_1^* + A_2^*) = 4\cos^2\left(\frac{\Delta\omega t + \Delta\varphi}{2}\right), \quad (1.5)$$

де $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2 = \pi c / L$; $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$.

Аналізуючи вираз (1.5), очевидно, якщо $\Delta\omega = 0$ (складаються не дві поздовжні моди, а дві когерентних хвилі), то результат – просто інтерференція двох когерентних хвиль, інтенсивність залежить тільки від різниці фаз. Якщо ж складаються дві сусідні поздовжні моди, то результуюча інтенсивність буде періодичною функцією часу. Період дорівнюватиме часу подвійного обходу резонатора $T = 2L/c$. Для прикладу виберемо довжину резонатора $L = 300$ см. Результат, обчислень за формулою (1.5) для двох різних фаз $\Delta\varphi$, наведено на рис. 1.1.

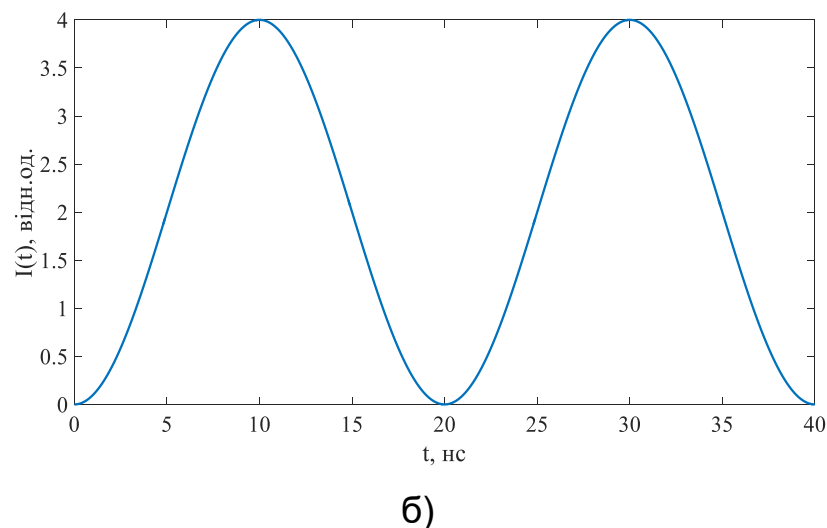
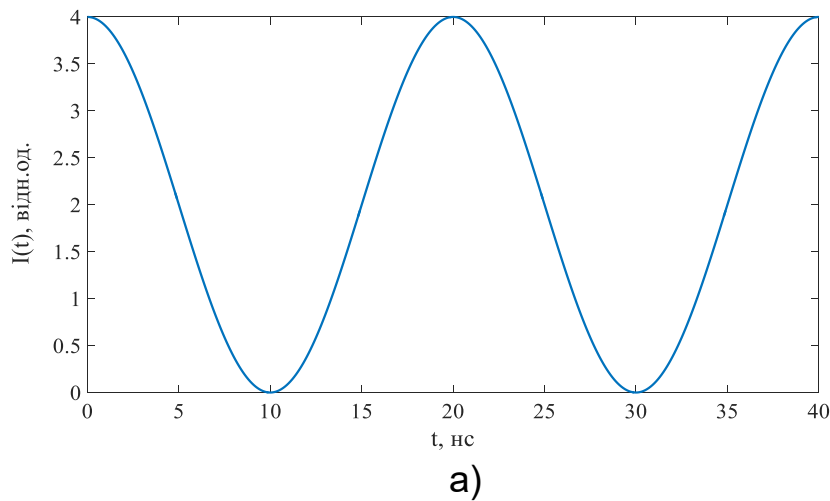


Рисунок 1.1 – Результат складання двох сусідніх поздовжніх мод резонатора довжиною 300 см. Різниця фаз між модами дорівнює 0 (а) і π (б)

З рисунка видно, що виникає два імпульси, що і слід було очікувати, з періодом $T = 2L/c = 20$ нс. Період проходження і тимчасова форма імпульсів, природно, не залежать від різниці фаз (в залежності від неї імпульси тільки зсуваються по часовій шкалі).

Тепер розглянемо складання трьох сусідніх поздовжніх мод:

$$A_{1..3} = e^{i(\omega_0 t + \varphi_0)} + e^{i(\omega_1 t + \varphi_1)} + e^{i(\omega_2 t + \varphi_2)}, \quad (1.6)$$

де початкова фаза першої моди буде дорівнювати 0.

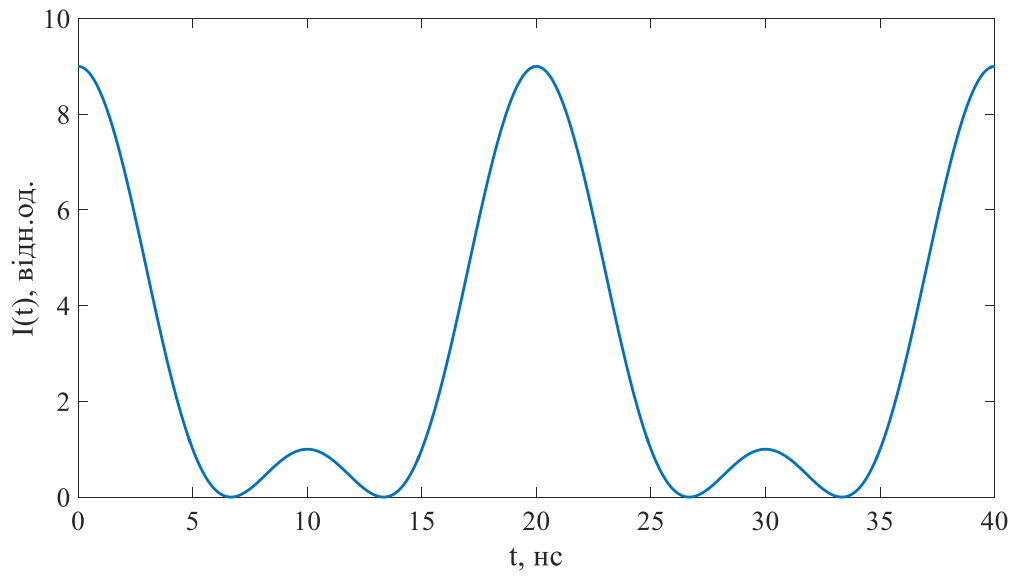
Звідси результуюча інтенсивність дорівнюватиме:

$$I_{1..3} = A_{1..3} \cdot A_{1..3}^* = 3 + 2 \left[\cos((\omega_0 - \omega_1)t - \varphi_1) + \cos((\omega_0 - \omega_2)t - \varphi_2) + \cos((\omega_1 - \omega_2)t - (\varphi_1 - \varphi_2)) \right], \quad (1.7)$$

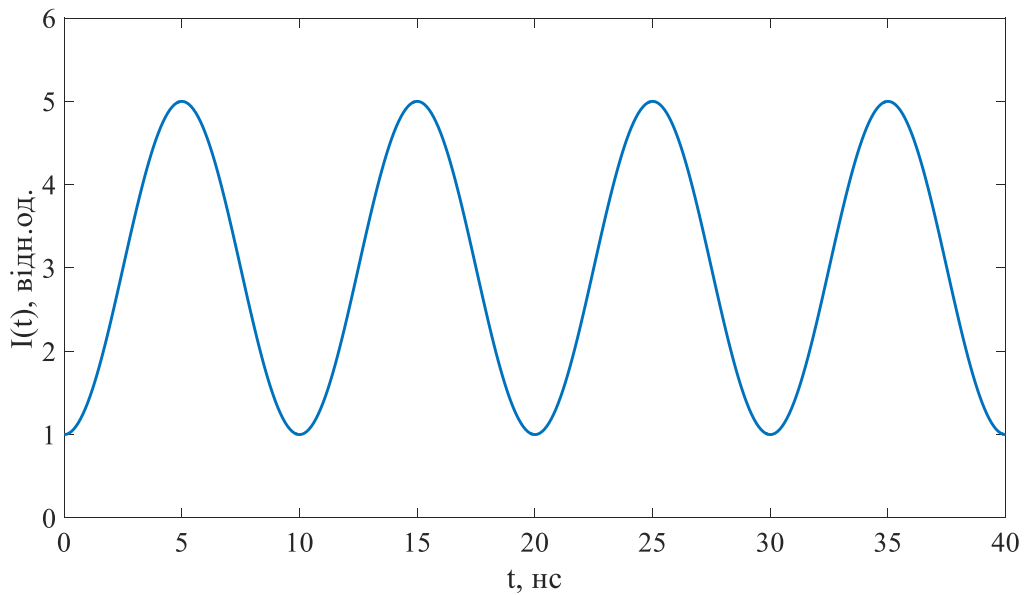
при цьому $\omega_0 - \omega_1 = \omega_2 - \omega_1 = \pi c / L$, $\omega_0 - \omega_2 = 2\pi c / L$.

При цьому результуюча інтенсивність істотно залежить від різниці фаз $\varphi_0 - \varphi_1$ і $\varphi_1 - \varphi_2$.

На рис. 1.2 показаний результат складання трьох сусідніх поздовжніх мод резонатора довжиною 300 см. Рисунок ілюструє наступне: коли фази мод однакові, часовий хід інтенсивності також однаковий. Максимальна інтенсивність в 9 разів перевищує інтенсивність однієї моди. На рис. 1.2, а спостерігається невеликий побічний максимум. В іншому випадку амплітуда імпульсів зменшується, тоді як амплітуда побічного імпульсу зростає (рис.1.2, б). Період проходження імпульсів максимальної інтенсивності також дорівнює: $T=2L/c=20$ нс.



а)



б)

Рисунок 1.2 – Результат складання трьох сусідніх поздовжніх мод резонатора довжиною 300 см. Фази мод дорівнюють: а) $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = 0$; б)

$$\varphi_1 = 0; \varphi_2 = 2; \varphi_3 = 4$$

На рис. 1.3 представлений більш загальний випадок – генерацію $2n+1$ поздовжніх мод з однаковими амплітудами A_0 .

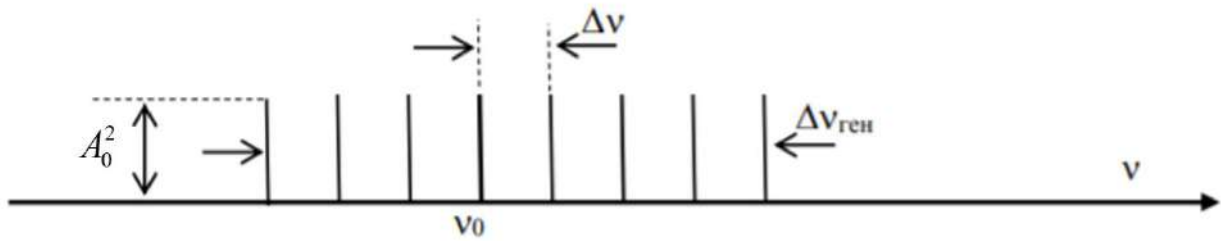


Рисунок 1.3 – Частотний розподіл амплітуд поздовжніх мод [48–49]

Поле плоскої хвилі однієї (N -ї) поздовжньої моди записується у вигляді [48, 50–51]:

$$A_N = A_0 e^{i\omega_N t + \varphi_N}, \quad (1.8)$$

де ω_N – частота коливань поля поздовжньої моди;

φ_N – фаза поздовжньої моди.

Частота коливань поля поздовжньої моди може бути записана як [50]:

$$\omega_N = \omega_0 + N\Delta\omega, \quad (1.9)$$

де $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ – частота центральної моди;

N – ціле число;

$\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ – міжмодова відстань.

Якщо припустити, що фази мод φ_N синхронізовані так, що між ними виконується співвідношення [51]:

$$\varphi_N - \varphi_{N-1} = \varphi, \quad (1.10)$$

де φ – постійна величина, тоді повне електричне поле $E(t)$ хвилі в даній точці вихідного пучка можна записати у вигляді [50–51]:

$$E(t) = \sum_{N=-n}^n A_0 e^{i[(\omega_0 + N\Delta\omega)t + N\varphi]}. \quad (1.11)$$

Сума в правій частині цього виразу є геометричною прогресією $a_{n+1} = a_n q$ зі знаменником:

$$q = e^{i(\Delta\omega t + \varphi)}. \quad (1.12)$$

Сума $(2n+1)$ членів цієї прогресії буде дорівнювати:

$$S = a_1 \frac{1 - q^{2n+1}}{1 - q}. \quad (1.13)$$

Підставляючи у вираз (1.13) $a_1 = A_0 e^{i(\omega_0 - n\Delta\omega)t - n\varphi}$ і $q = e^{i(\Delta\omega t + \varphi)}$, отримаємо:

$$E(t) = A_0 e^{i(\omega_0 - n\Delta\omega)t - n\varphi} \frac{1 - e^{i((2n+1)(\Delta\omega t + \varphi))}}{1 - e^{i(\Delta\omega t + \varphi)}}. \quad (1.14)$$

Тоді інтенсивність хвилі приймає вигляд:

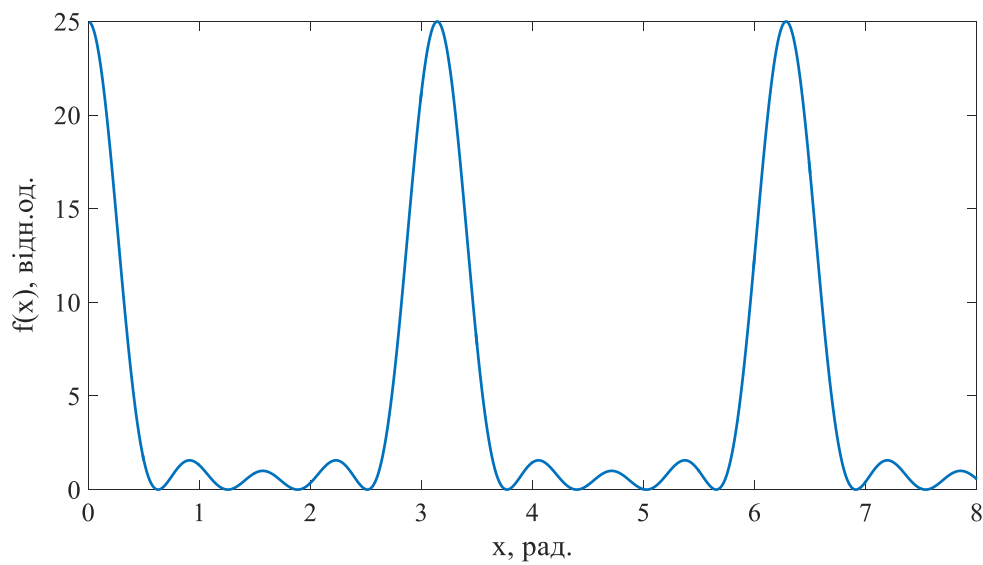
$$I(t) = E(t)E^*(t) = A_0^2 \left[\sin\left((2n+1) \frac{\Delta\omega t + \varphi}{2} \right) \right]^2 / \left[\sin\left(\frac{\Delta\omega t + \varphi}{2} \right) \right]^2. \quad (1.15)$$

Проаналізуємо співвідношення (1.15). На рис. 1.4 показані залежності функцій:

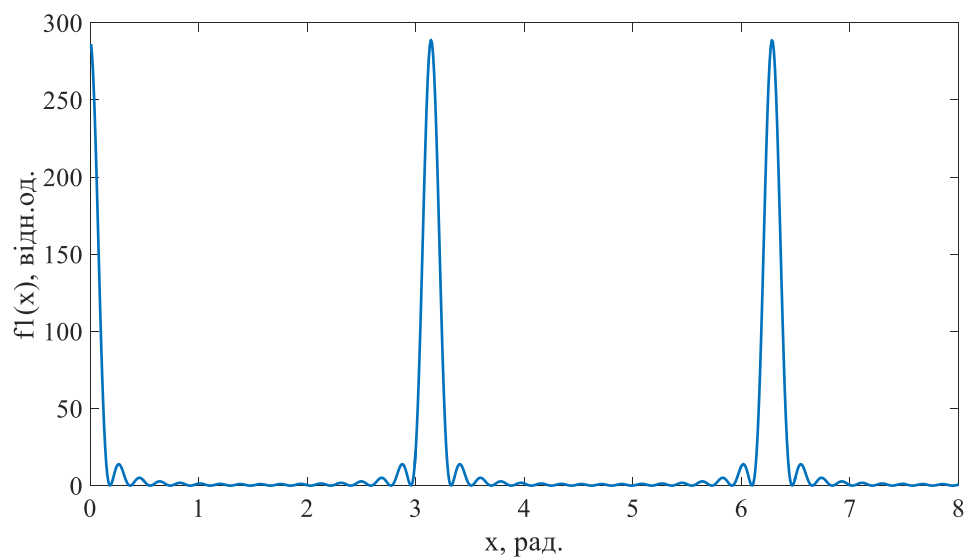
$$f(x) = \left(\frac{\sin 5x}{\sin x} \right)^2,$$

$$f_1(x) = \left(\frac{\sin 17x}{\sin x} \right)^2.$$

З порівняння рисунків 1.4, а та 1.4, б, видно, що чим більше число $2n + 1$ – тобто число сфазованих мод, тим більше амплітуда імпульсів і менша їх тривалість.



а)



б)

Рисунок 1.4 – Функції: а) $(\sin 5x / \sin x)^2$; б) $(\sin 17x / \sin x)^2$

Таким чином, можна зробити висновок: якщо моди коливаються з фіксованою між собою фазою, періодично інтерферують між собою, цим самим створюючи сплески інтенсивності, то лазер випромінює короткий імпульс з високою інтенсивністю. Саме такі лазери прийнято називати – лазерами з синхронізацією мод. Але на практиці не завжди вірне твердження, що всі моди лазера можуть бути синхронізовані по фазі. Це впливає з того, що при практичній реалізації тривалість імпульсу визначається формою кожного з них, яка в свою чергу визначається жорстким співвідношенням між амплітудою і фазою хвиль. Існує співвідношення кінцевої тривалості імпульсу τ з шириною спектра випромінювання лазера [52]:

$$\nu\tau \geq k, \quad (1.16)$$

де k – коефіцієнт форми імпульсу; τ – тривалість імпульсу; ν – ширина спектра випромінювання.

Таким чином, за допомогою синхронізації мод існує можливість отримання надкоротких імпульсів: якщо кількість мод N синхронізовані і між ними частотний інтервал $\Delta\nu$, то значення їх ширини збільшується зі скороченням тривалості імпульсу до граничного значення (1.16). Для отримання саме надкоротких імпульсів існує велика кількість методів синхронізації мод: активних (за допомогою пристроїв, поміщених в середину резонатора, і які керуються за допомогою зовнішнього впливу) і пасивних (найбільш поширених на сьогоднішній день: напівпровідникові поглиначі, що насичуються та метод нелінійного обертання поляризації мод).

1.2 Волоконні лазери

Класично волоконний лазер, як і всі інші типи лазерів, складається з системи накачування, резонатора та активного середовища. У перших

волоконних лазерах використовувався резонатор Фабрі-Перо з діелектричними дзеркалами (рис. 1.5).

Діелектричні дзеркала забезпечували пропускання випромінювання накачування і високий коефіцієнт відбиття в резонаторі довжини хвилі генерації. Активне волокно розміщувалося між дзеркалами резонатора, однак таку конструкцію було дуже складно юстирувати.

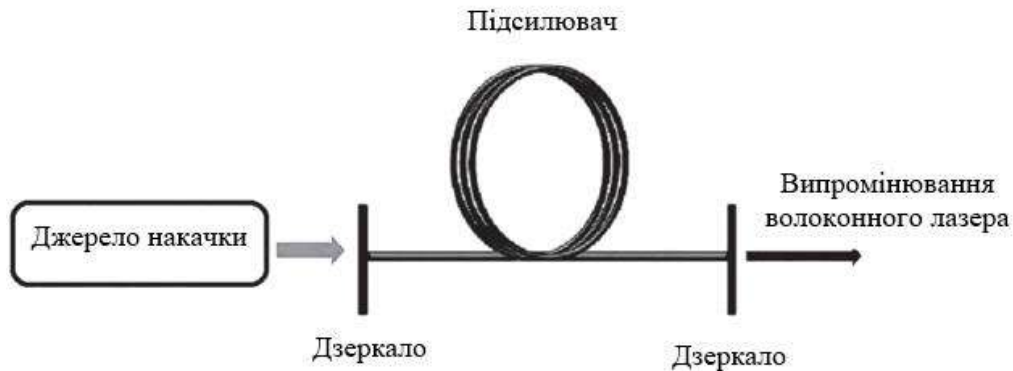


Рисунок 1.5 – Схема волоконного лазера

Тому перше рішення даної проблеми полягало в нанесенні діелектричних дзеркал на торці оптичного волокна, при цьому виникали високі вимоги до обробки торців волокна та підвищувався ризик їх пошкодження сфокусованим лазерним випромінюванням. Тому для вирішення проблеми юстирування та захисту торців волокна було використано WDM- відгалужувач (рис. 1.6).



Рисунок 1.6 – Зображення WDM- відгалужувача для накачування волоконного лазера

Далі з розвитком інтегральної оптики в якості дзеркал резонатора почали використовувати бреггівські решітки, які представляють собою відрізок волокна, в серцевині якого під впливом УФ-випромінювання створено періодичну зміну показника заломлення у вигляді штрихів, які орієнтовані по нормалі до осі світловода та мають період порівняний з довжиною хвилі випромінювання, що розповсюджується, за своєю суттю це одновимірний фотонний кристал [53–55] (рис. 1.7)

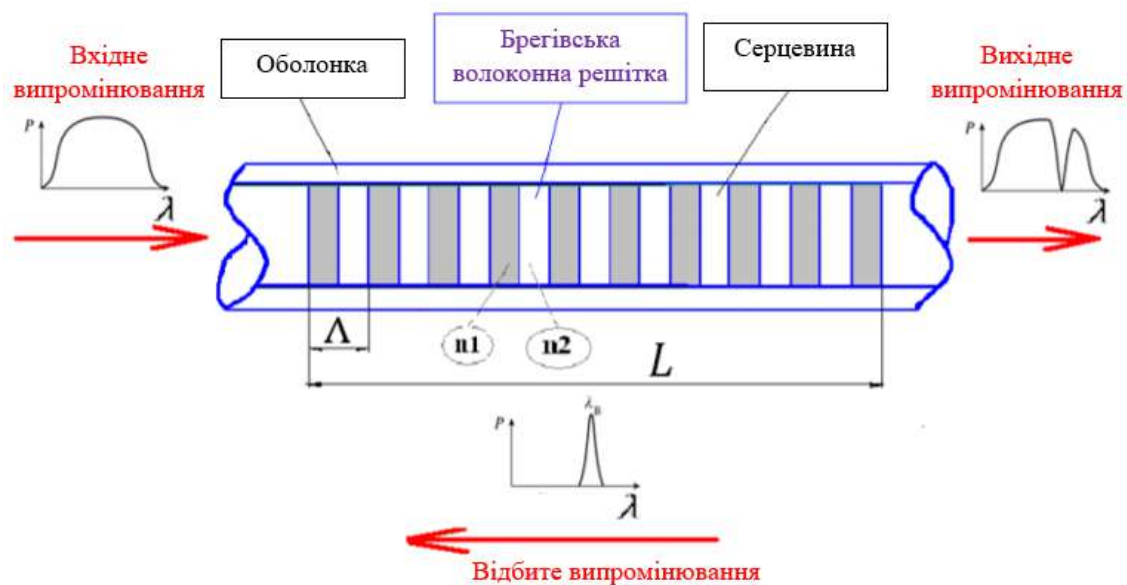


Рисунок 1.7 – Одновимірна бреггівська решітка довжиною L з періодом Λ

Бреггівські решітки мають свою довжину L , період Λ і показники заломлення шарів n_1 і n_2 (рис. 1.7). Таким чином, змінюючи ці параметри, можна створювати повністю волоконні дзеркала з різною шириною спектра (від 0,05 нм до 5 нм) і різними коефіцієнтами відбиття (1–99,9 %), тим самим формувати повністю волоконний резонатор, розрахований на потрібну довжину хвилі, з необхідною добротністю. Тому з розвитком технології виробництва активних світловодів з подвійною оболонкою почали створювати потужні одномодові волоконні лазери з накачуванням в першу оболонку, яка реалізовувалася за допомогою багатомодових

лазерних діодів з волоконним виходом (рис. 1.8). Селективність по частоті брегівських решіток дозволяє отримати лазер, що працює на одній поздовжній моді з вузькою частотною смугою генерації. Такі схеми волоконних лазерів застосовуються і зараз в промисловості: різка та гравірування матеріалів. Крім цього, вартість таких лазерів відносно висока.

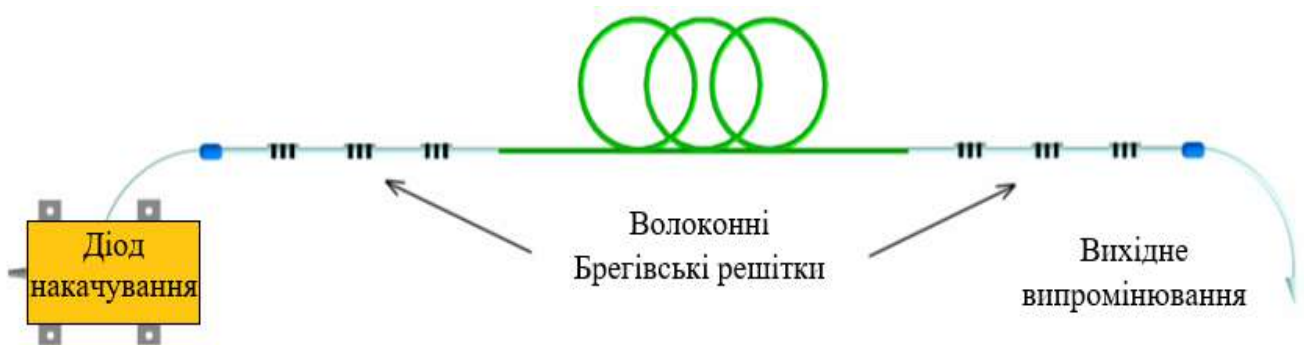


Рисунок 1.8 –Волоконний лазер з брегівськими дзеркалами

Але з огляду на розвиток науки і техніки поряд з волоконними лазерами, виникла потреба в лазерах, що генерують надкороткі імпульси (НКІ). Лазери НКІ використовуються для підвищення точносних і експлуатаційних характеристик апаратури частотно-часового сегмента в метрології оптичних частот і в оптичних стандартах частоти (з нестабільністю частоти 10^{-14}), для задач синхронізації мод в системах зв'язку шляхом створення сітки еталонних частот DWDM-систем [56–58]. Потрібно відзначити, що для генерації терагерцового випромінювання потрібний стабілізований по тривалості імпульсів лазер з генерацією НКІ [59–60]. Також лазери з НКІ знайшли застосування в оптичній когерентній томографії, в когерентній спектроскопії комбінаційного антистоксового розсіювання світла і подвійній комб-спектроскопії (Coherent anti-Stokes Raman Scattering spectroscopy, Adaptive real-time dual-comb spectroscopy) [56]. Медичні застосування в основному пов'язані з

офтальмологією [42–43] і стоматологією. У промисловості лазери з НКІ використовуються в металообробці, а також в мікрообробці матеріалів і маркуванні. За допомогою лазерів НКІ з'явилася можливість простежити хід хімічних реакцій в хімії та біології і впливати на них. Тому паралельно волоконним лазерам з брегівськими дзеркалами широко розвивалися конструкції кільцевих волоконних лазерів з різними методами синхронізації мод. Саме за допомогою цих методів вдалося отримати генерацію НКІ.

Найпростішою конструкцією кільцевого резонатора волоконного лазера є з'єднання обох кінців WDM-відгалужувача з активним волокном [61]. На рис.1.9, а представлений звичайний кільцевий резонатор, вбудований в волоконний лазер. Особливістю волоконних кільцевих резонаторів є пропускання світла лише в одному напрямку незалежно від частоти, за винятком деяких резонансних частот. Зазвичай в кільцевих резонаторах також застосовуються додаткові елементи – ізолятори і поляризатори, що забезпечують не змінність поляризації випромінювання та односпрямованість його поширення.

Імпульсний волоконний лазер з синхронізацією мод з кільцевим резонатором у вигляді вісімки представлено на рис. 1.9, б (англ. Figure-of-eight lasers, названі так за форму з'єднання волокна). Обидві петлі такого резонатора служать в якості петель Саньяка [61–62]. Схеми (рис. 1.9, а та рис. 1.9, б) мають наступні позначення: вхід – випромінювання накачування; вихід – вихідне випромінювання (випромінювання генерації).

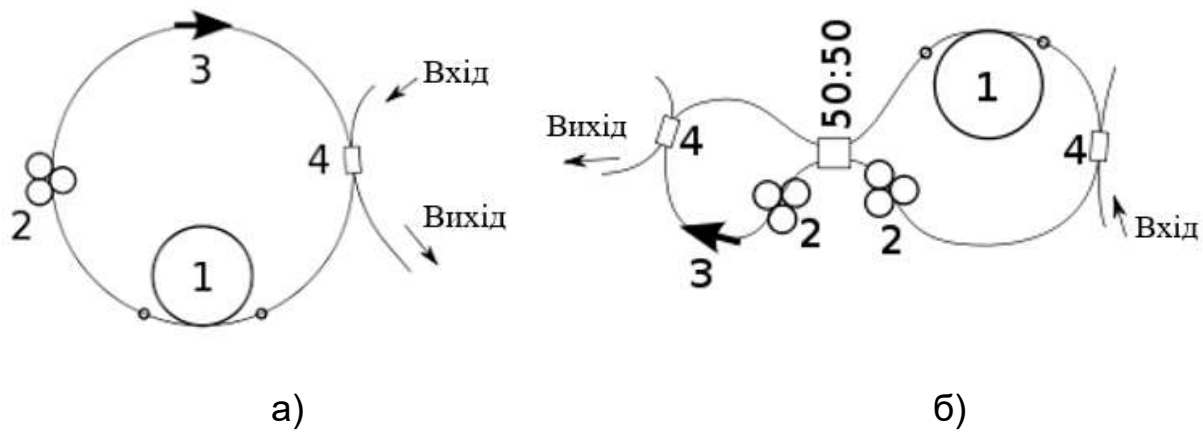


Рисунок 1.9 – Схема кільцевих волоконних резонаторів: а) звичайний кільцевий резонатор, вбудований в волоконний лазер; б) волоконний лазер з синхронізацією мод з кільцевим резонатором у вигляді вісімки; 1 – активне волокно; 2 – поляризатор; 3 – оптичний ізолятор; 4 – WDM-відгалужувач; 50:50 – дільник потужності випромінювання 50/50

Активне волокно розміщується несиметрично стосовно петель резонатора, що створює нелінійну різницю фаз між зустрічними хвилями та забезпечує синхронізацію мод при перевищенні деякої граничної потужності накачування.

Існує велика кількість кільцевих волоконних лазерів, повністю волоконних, з дискретними елементами, але основне завдання розробників всіх цих конструкцій полягає в отриманні на виході з лазера імпульсів фемтосекундного порядку, що в свою чергу реалізовується різними методами синхронізації мод.

1.3 Методи синхронізації мод лазерів

1.3.1 Активна синхронізація мод в волоконних лазерах

Активна синхронізація мод була вперше реалізована в 1964 році [63]. В якості джерела випромінювання виступав He-Ne лазер (рис. 1.10). Це дало можливість реалізувати амплітудну модуляцію (AM), при якій

модуляція відбувається за рахунок втрат або посилення в резонаторі з визначеною частотою f_{rep} . Випромінювання лазера найбільш інтенсивне при мінімальних втратах або при максимальному посиленні, при цьому відбувається накопичення інтенсивності при кожному проході резонатора.

В результаті на виході лазера виникає безперервна послідовність імпульсів, спектр яких представляє гребінку синхронізованих по фазі частот.

При фазовій модуляції (ФМ) змінюється показник заломлення модулятора з частотою f_{rep} , який знаходиться в середині резонатора лазера. В цьому випадку фази всіх мод резонатора стають синхронізованими, що і призводить до формування послідовності імпульсів на виході з лазера.

У волоконних лазерах з кільцевим резонатором активна синхронізація мод забезпечується за допомогою електрооптичних [64–65] (рис. 1.11), акустооптичних та електроабсорбційних модуляторів [66–67].

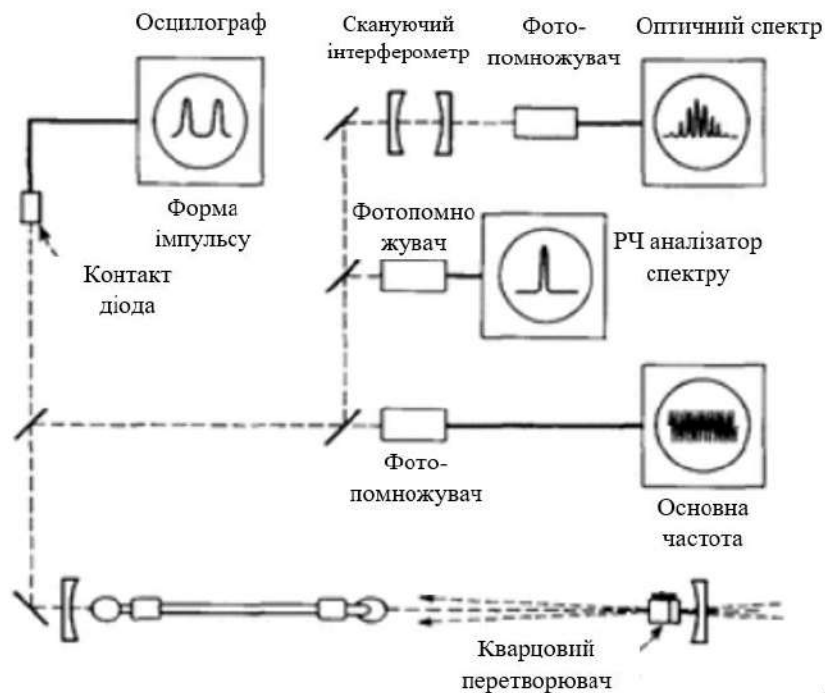


Рисунок 1.10 – Схема реалізації активної синхронізації мод (1964 рік)

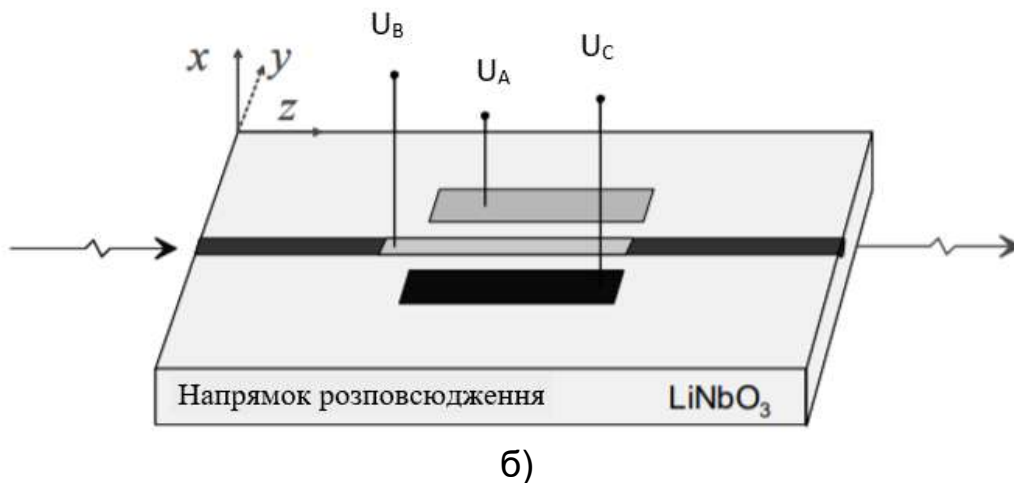
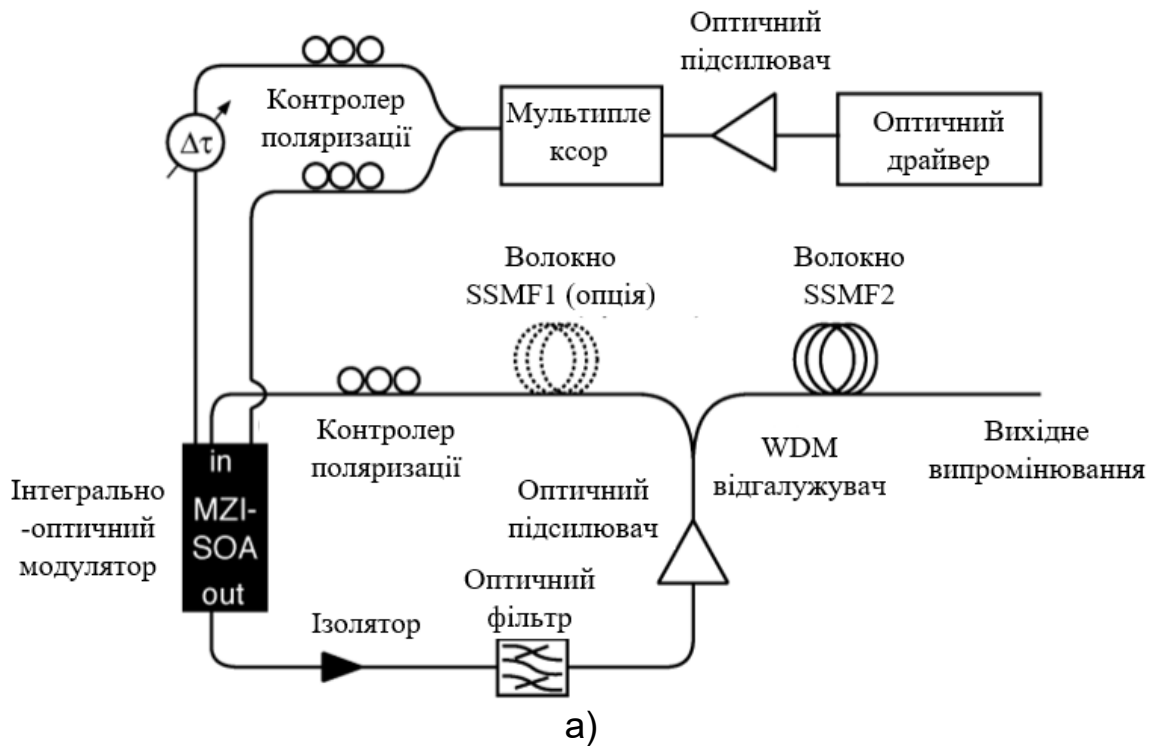


Рисунок 1.11 – Зображення кільцевого волоконного лазера з активною синхронізацією мод: а) схема лазера; б) інтегрально-оптичний модулятор

Суть методу полягає в періодичній модуляції втрат резонатора або зміні фази при кожному обході резонатора. Це може бути досягнуто, за допомогою, інтегрально-оптичного модулятора Маха-Цендера (рис. 1.11, б) або напівпровідникових електрокерованих модуляторів. Якщо модуляція узгоджена з періодом обходу резонатора, це призводить до встановлення режиму синхронізації мод і генерації надкоротких

імпульсів. Тобто, спочатку генерація відбувається на одній поздовжній моді. Потім починається генерація на двох сусідніх модах з потрібною різницею фаз, поруч з якими знову виникають нові моди з потрібною різницею фаз, і так далі, поки не заповниться вся смуга посилення активного середовища. Технічно такий підхід реалізується в методі активної синхронізації мод (рис. 1.12). Поблизу одного з дзеркал резонатора розміщується електрооптичний затвор (наприклад, Поккельса або Керра). Такий затвор складається з поляризатора та комірки, в якій зовнішнім електричним полем індукується електрооптичний ефект [50, 68].

Електрооптичний ефект полягає в обертанні площини поляризації лінійно-поляризованого світла (E_{cx}) при прикладенні до середовища зовнішнього електричного поля.

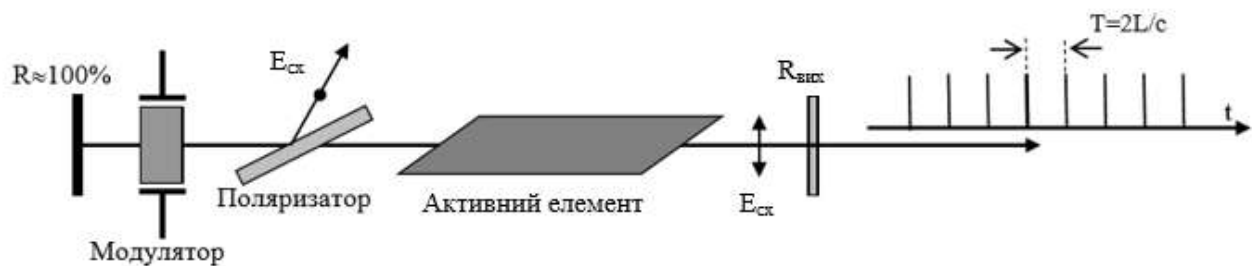


Рисунок 1.12 – Зображення забезпечення активної синхронізації мод в лазері

При електрооптичному ефекті Керра під впливом зовнішнього електричного поля молекули речовини орієнтуються відповідно до своєї поляризованості, внаслідок чого речовина, яка спочатку була ізотропною, набуває властивості одноосного кристала, оптична вісь якого розташована в напрямку електричного поля. Якщо через речовину, що стала анізотропною, проходить промінь світла, то швидкість його поширення залежить від того, чи збігається площина коливання

електричного вектора світлової хвилі з напрямком зовнішнього електричного поля, або перпендикулярна до нього (рис. 1.13) [50, 68].

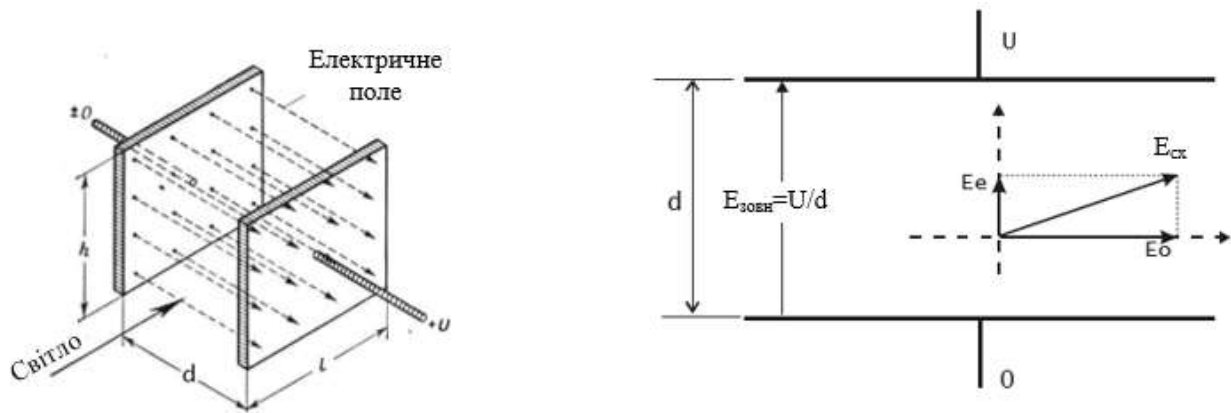


Рисунок 1.13 – Електрооптичний ефект Керра

Промінь, якого хвилі коливання електричного поля перпендикулярні напрямку зовнішнього поля, називається звичайним (E_o), а паралельні – незвичайним (E_e). В результаті подвійного променезаломлення звичайний і незвичайний промені після виходу з комірки довжиною l мають різницю ходу $\Delta l = l(n_o - n_e)$ або відповідну різницю фаз $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta l = \frac{2\pi}{\lambda}l(n_o - n_e)$. Ця різниця фаз при ефекті Керра пропорційна квадрату напруженості зовнішнього електричного поля [50]:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}l(n_o - n_e) = 2\pi B l E^2 = 2\pi B l \frac{U^2}{d^2}, \quad (1.17)$$

де U – прикладена напруга;

d – відстань між електродами;

B – постійна Керра.

Якщо вектор електричного поля світлової хвилі орієнтований під кутом 45° до зовнішнього поля та зрушення фаз після проходження

комірки Керра $\Delta\varphi = \pi$, то поляризація на її виході залишиться лінійною та повернутою під кутом 90° до початкової. Напруга, при якій це відбувається, називається напівхвильовою:

$$U_{\lambda/2} = \frac{d}{\sqrt{2Bl}}. \quad (1.18)$$

Отже, якщо комірка Керра поміщена між схрещеними поляризаторами і напруга на ній в початковому стані $U = 0$, то затвор Керра закритий. Якщо на комірку Керра подається імпульс напруги $U = U_{\lambda/2}$, то затвор відкривається, таким чином формується імпульсний режим роботи лазера.

При використанні електрооптичних модуляторів і перемикачів працює електрооптичний ефект Поккельса, при якому відбувається зміна показника заломлення кристала під дією прикладеної до нього напруги (рис. 1.14) [50,68].

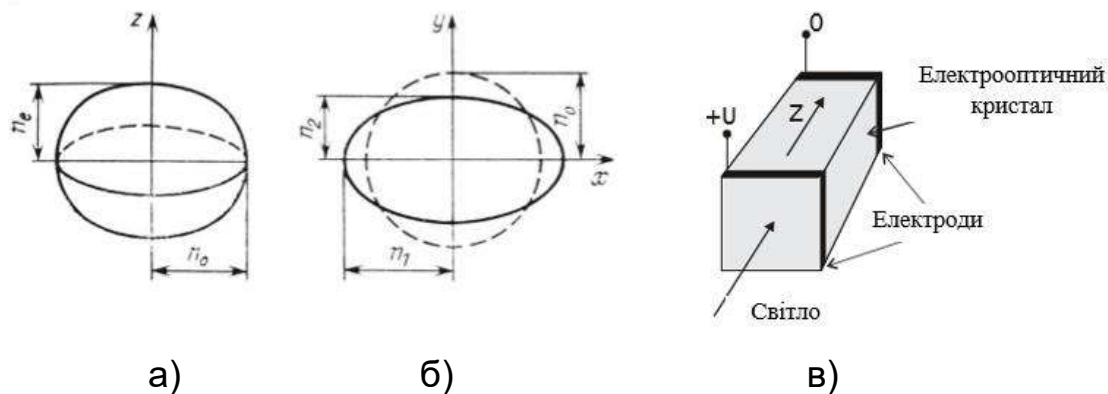


Рисунок 1.14 – Електрооптичний ефект Поккельса:

- а) деформація еліпсоїда показника заломлення; б) в одноосьовому електрооптичному кристалі при прикладенні зовнішнього поля;
- в) конструкція комірки Поккельса при поздовжньому електрооптичному ефекті

Під дією зовнішнього електричного поля переріз еліпсоїда показника заломлення поперек оптичної осі перетворюється з кола в еліпс з показниками заломлення, залежними від напруженості поля E [50]:

$$n_{1,2} = n_0 \pm n_0^3 r_{63} E / 2, \quad (1.19)$$

де r_{63} – електрооптична постійна кристала.

При поздовжньому ефекті Поккельса зовнішнє електричне поле прикладене до кристалу уздовж його оптичної осі, в цьому ж напрямку на кристал падає лінійно поляризована світлова хвиля. Різниця фаз між двома проекціями електричного поля світлової хвилі на осі x і y дорівнюватиме:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} l (n_o - n_e) = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} l E = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} U, \quad (1.20)$$

де l – довжина кристала.

Далі, як і для комірки Керра, в разі $\Delta\varphi = \pi$ вихідна поляризація залишиться лінійною, але поверненою на кут 2ψ , де ψ – кут між вектором поляризації вхідної хвилі і віссю x . При $\psi = \pi / 4$ кут повороту складе 90° , тобто вектори поляризації вхідного і вихідного випромінювання будуть ортогональні один одному.

Якщо таку комірку Поккельса помістити між схрещеними поляризаторами, то такий пристрій буде пропускати світло тільки при наявності напруги. Півхвильова напруга (напруга повного відкриття затвора) обчислюється за формулою [50]:

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{2n_0^3 r_{63}}. \quad (1.21)$$

Порівнюючи рівняння (1.20) і (1.21), різниця фаз може бути записана у вигляді:

$$\Delta\varphi = \frac{U}{U_{\lambda/2}} \pi \quad \Delta\varphi = \frac{U}{U_{\lambda/2}} \pi. \quad (1.22)$$

Таким чином, при ефекті Поккельса модуляція та синхронізація мод залежать від зовнішньої напруги поданої на кристал. Найчастіше використовуються кристали ніобата літію $LiNbO_3$ і титаніту-цирконата свинцю-лантану $(Pb,La)(Zr,Ti)O_3$ (PLZT), але найбільшого поширення набули кристали $LiNbO_3$. Лінійна зміна показника заломлення анізотропного одноосьового кристала під дією електричного поля призводить до модуляції фази. Для перетворення модулятора фази в модулятор інтенсивності, використовують інтерферометр Маха-Цендера (рис. 1.11, б), в одне з плечей якого інтегрований фазовий модулятор. В результаті інтерференції двох сигналів на виході отримуємо зміну пропускання приладу від прикладеної напруги.

В роботі [69] була реалізована схема кільцевого волоконного лазера з активною синхронізацією мод (рис.1.15). Даний лазер мав на виході тривалість імпульсів не коротше 560 фс.

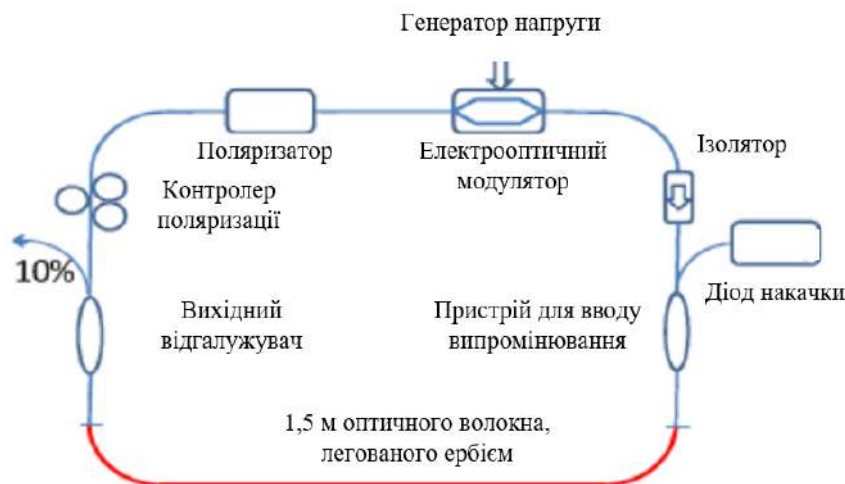


Рисунок 1.15 – Кільцевий волоконний лазер з активною синхронізацією мод

В роботі [70] використовуючи встановлені волокна усередині кільця резонатора, було реалізовано лазер на ербієвому волокні з довжиною резонатора 48,8 км, в якому реалізовувався режим синхронізації мод з частотою повторення імпульсів від 1 ГГц до 10 ГГц. Найкоротша тривалість імпульсу 42 пс при 2,5 ГГц була отримана шляхом оптимізації внутрішньорезонаторної дисперсії оптичних волокон (рис. 1.16).

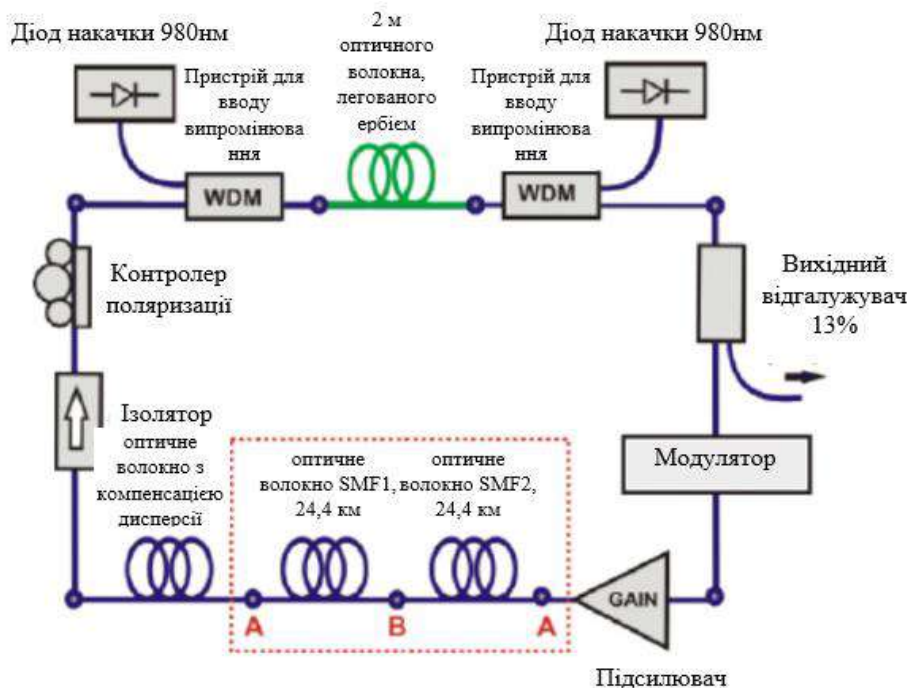


Рисунок 1.16 – Схема кільцевого волоконного лазера з наддовгим резонатором

Волоконні лазери, з активною синхронізацією мод, за характеристиками цілком можуть конкурувати з лазерами, які основані на нелінійній еволюції поляризації мод, особливо в задачах створення високоенергетичних джерел випромінювання надкоротких імпульсів [71] та джерел з високою частотою повторення імпульсів [72]. Однак, вартість електрооптичних затворів (модуляторів), що забезпечує надшвидкий час релаксації залишається вкрай високою. Економічно, даний метод стає вигідним, при використанні порівняно повільних електрооптичних затворів у волоконних лазерних системах надкоротких імпульсів, що

працюють з вкрай низькими частотами повторення імпульсів, які забезпечують високі енергії і порівняно довгі імпульси в десятки пікосекунд. Незважаючи на універсальність підходу, який міг би бути використаний в більшості поставлених задач, висока вартість компонентів і необхідність використання джерел для керування електрооптичними затворами, ставить під питання ефективність методу активної синхронізації на сьогоднішній день.

1.3.2 Пасивна синхронізація мод (ПСМ) волоконних лазерів

ПСМ являє собою оптичний нелінійний процес, що дозволяє реалізувати синхронізацію мод без використання активних компонентів. Для цих цілей використовується нелінійний поглинач, використання якого призводить до зміни тимчасового профілю інтенсивності лазерного випромінювання (слабкі флуктуаційні піки послаблюються сильніше). У результаті на виході лазера спостерігається послідовність ультракоротких імпульсів. Для отримання режиму пасивної синхронізації мод в волоконному лазері використовується кілька підходів, заснованих на цьому принципі. У більшості випадків для реалізації пасивної синхронізації мод у волоконних лазерах використовується ефект нелінійної еволюції стану поляризації в оптичному волокні (НЭСР) [73–76]. Даний метод дозволяє отримати імпульси з найменшою тривалістю (< 100 фс). Всі волокна (в тому числі і одномодові) володіють деяким двопротинезаломленням, тому при введенні лазерного випромінювання в волокно з початковим станом поляризації спостерігається її еволюція при подальшому поширенні випромінювання. У той же час через фазову та крос-модуляцію (внаслідок ефекту Керра) при поширенні лазерного випромінювання в волокні існує залежність стану поляризації випромінювання від його інтенсивності. Розглянемо кільцевий резонатор волоконного лазера, зображений на рис 1.17 [77].

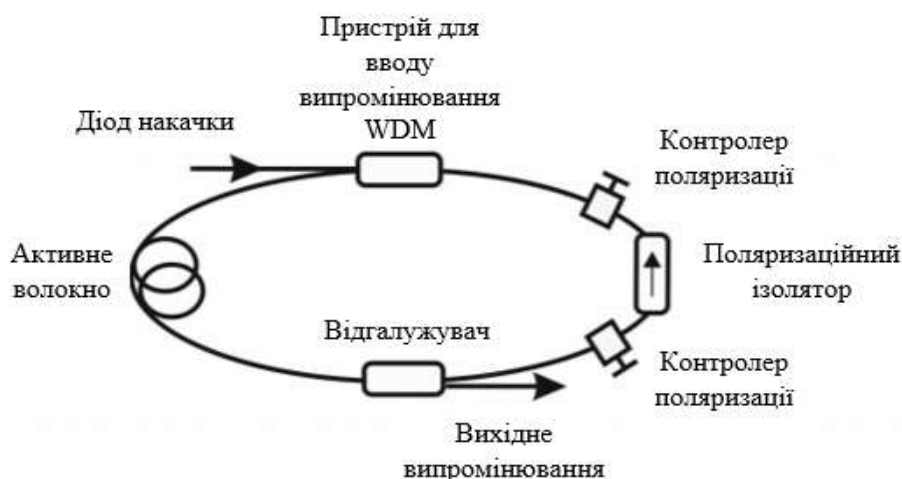


Рисунок 1.17 – Схема волоконного лазера з пасивною синхронізацією мод за рахунок ефекту нелінійної еволюції стану поляризації в волокні:

КП1, КП2 – контролери поляризації;

WDM – волоконний спектральний мультиплексор

Для реалізації пасивної синхронізації мод в резонатор лазера між двома контролерами поляризації поміщений поляризаційний ізолятор. Він забезпечує односпрямований режим генерації і виконує роль поляризаційного дискримінатора. При цьому розподіл інтенсивності нерівномірний по тривалості імпульса, тому при поширенні випромінювання по волокну стан поляризації виявляється також неоднорідним по тривалості імпульса (через те, що нелінійний зсув фази залежить від інтенсивності). Контролер поляризації КП1 (розташований перед ізолятором) налаштовується таким чином, щоб поляризація центральної частини імпульсу була лінійною і відповідала максимуму пропускання поляризаційного ізолятора. Таким чином, центральна частина імпульсу пройде через поляризатор без втрат, а крила імпульсу з меншою інтенсивністю (з поляризацією відмінною від лінійної) будуть ослаблені. Контролер поляризації КП2 перетворює лінійну поляризацію в еліптичну, що необхідно для подальших нелінійних перетворень випромінювання і збільшення ефективності посилення в ербієвому волокні. У підсумку, з кожним проходом через поляризатор імпульс стає

коротшим. Якщо спочатку випромінювання носило флуктуаційний характер, то завдяки цьому механізму через певний час буде сформований одиночний на періоді резонатора імпульс, спектр якого являє собою набір узгоджених по фазі мод [77]. Даний метод пасивної синхронізації мод чутливий до зміни поляризації випромінювання, яка може змінюватися під впливом зовнішніх факторів (температура, акустичні та вібраційні впливи), тому для стабільної генерації імпульсів, лазер повинен бути термо- і віброізований. Також даний метод синхронізації мод, як правило, не має самозапуску і в більшості випадків вимагає додаткового втручання при кожному включенні лазера.

У 1991 р. вперше для реалізації пасивної синхронізації мод у волоконних лазерах був використаний напівпровідниковий насичуючий поглинач [78]. З 1992 р. поглинач використовується в поєднанні з Бреґівським дзеркалом (SESAM – semiconductor saturable absorber mirror) [79]. Головною властивістю SESAM є залежність його пропускання або відбиття від інтенсивності імпульсу. Пасивна синхронізація мод за допомогою SESAM – зручний метод отримання імпульсів тривалістю від десятків фемтосекунд [80] до десятків пікосекунд [81]. Даний метод синхронізації мод менш чутливий до стану поляризації випромінювання, тому може бути використаний в лазерах, в яких постійна поляризація підтримується на всьому резонаторі. Крім того, використання SESAM у волоконних лазерах дозволяє реалізувати самозапуск пасивної синхронізації мод.

Для реалізації пасивної синхронізації мод у волоконних ербієвих лазерах в більшості випадків використовується насичуючий поглинач, що представляє собою шар *InGaAsP* або насичуюче Бреґівське дзеркало, яке складається з поперемінних шарів *AlAs/GaAs* і насичуючого шару *InGaAs/InP* [82]. Напівпровідникові матеріали, які використовуються для виготовлення насичуючих поглиначів, володіють широкою смугою поглинання (від видимого випромінювання до ІЧ діапазону). В процесі

виготовлення, змінюючи структуру напівпровідникових шарів і їх товщину можна управляти діапазоном робочих довжин хвиль, щільністю насичення і глибиною модуляції [83]. Механізм, що лежить в основі синхронізації мод за рахунок SESAM, полягає в наступному: на початковому етапі випромінювання лазера володіє флуктуаційним розподілом інтенсивності в часі, через насичення поглинача найбільш інтенсивні викиди випромінювання відчують найменше ослаблення в поглиначі. З кожним проходом випромінювання по резонатору через SESAM найбільш інтенсивні піки імпульсів будуть наростати швидше за інших. В результаті буде сформований одиночний імпульс на періоді резонатора. При цьому розподіл інтенсивності в межах тривалості імпульсу носить не однорідний характер. Але максимальна інтенсивність знаходиться в центрі імпульсу, і спадає до його країв. Так як крила імпульсу зазнають великих втрат, то імпульс буде скорочуватися до тих пір, поки його спектральна ширина не почне обмежуватися спектральною смугою SESAM і шириною лінії посилення ербієвого волокна. У підсумку, так само, як і у випадку синхронізації мод за рахунок ефекту НЕСП на виході лазера буде спостерігатися безперервна послідовність імпульсів, спектр яких являє собою набір узгоджених по фазі мод [84–88]. До мінусів використання SESAM можна віднести вузький робочий діапазон по інтенсивності, а також деградацію більшості SESAM при тривалому використанні. Можливі також різні комбінації методів пасивної та активної синхронізації мод. У разі поєднання двох видів пасивної синхронізації мод в резонаторі лазера можуть бути як напівпровідниковий поглинач, що насичується, так і створені умови для синхронізації мод за рахунок ефекту нелінійної еволюції стану поляризації випромінювання в волокні [89]. Внутрішньорезонаторний насичуючий поглинач допомагає ініціювати синхронізацію мод (здатність до самозапуску), в той час як форма і тривалість імпульсу в стійкому стані визначається нелінійною еволюцією стану поляризації. Також в

одному резонаторі може бути поєднана активна і пасивна синхронізація мод. Активна синхронізація здійснюється за допомогою фазового або амплітудного модулятора. Модулятор створює тимчасові вікна з періодом, що дорівнює (або кратний) часу обходу випромінювання по резонатору лазера для генерації імпульсів. За рахунок пасивної синхронізації мод коротшає тривалість імпульсу. Даний метод дозволяє збільшити частоту повторення імпульсів вихідного випромінювання в десятки разів, не змінюючи довжину резонатора лазера [90]. Але в той же час такий метод веде до збільшення габаритів і складності конструкцій лазерів і, відповідно, до ускладнення настройки лазера та реалізацію в ньому синхронізації мод.

1.4. Висновки до розділу 1

З метою визначити, яким чином можна здійснити синхронізацію мод в волоконних ербієвих лазерах, в розділі розглянуті різні типи резонаторів лазерів, а також режими синхронізації мод, які в них можна реалізувати. Описані переваги і недоліки кожної із схем і режимів, які необхідно враховувати при вирішенні поставлених завдань. Крім того, розглянуто фізичні принципи синхронізації мод в волоконних лазерах для вихідного випромінювання з тривалістю імпульсів фемтосекундного порядку. З описаного вище аналізу можна зробити висновок, що для розробки кільцевого волоконного лазера з НКІ, найкраще підходить метод НЕСП, як привабливий простотою налаштування виходу на режим і стабільною синхронізацією мод, крім цього, за допомогою даного методу було отримано найкоротшу тривалість імпульсів волоконних лазерів близько 20 фс [91].

2 НЕЛІНІЙНА ЕВОЛЮЦІЯ ПОЛЯРИЗАЦІЇ МОД ВИПРОМІНЮВАННЯ В ВОЛОКОННИХ ЛАЗЕРАХ

Даний розділ присвячений фізичним принципам методу нелінійної еволюції стану поляризації мод в волоконних лазерах для забезпечення синхронізації мод.

2.1 Фізичні принципи нелінійної еволюції стану поляризації мод

Коефіцієнти заломлення і поглинання в оптичному волокні не залежать від інтенсивності світла, яке поширюється в ньому, при нормальних умовах, і взаємодія середовища з електричним полем світлової хвилі виражається матеріальним рівнянням [92]:

$$P = \varepsilon_0 \chi E \quad (2.1)$$

З рівняння (2.1) видно, що поляризація середовища пропорційна напруженості поля E з лінійною залежністю, і дане рівняння справедливо для напруженостей поля до 10 В/см. При поширенні в середовищі світлових хвиль лазерів напруженість поля досягає до 10^7 В/см. В такому випадку виникає залежність оптичних характеристик середовища від інтенсивності випромінювання. При цьому рівняння (2.1) за умови, що $\varepsilon_0 = 1$, набуває вигляду, де поляризація розкладається за складовими поля:

$$P(E) = \chi E_0 + \chi^2 E^2 + \chi^3 E^3 + \chi^4 E^4 \dots, \quad (2.2)$$

де $\chi, \chi^2, \chi^3, \chi^4$ – коефіцієнти оптичної сприйнятливості середовища 1-го, 2-го, 3-го, 4-го порядків.

З рівняння 2.2 можна зробити висновок, що поляризація середовища стає нелінійно залежною від напруженості поля світлової хвилі. Тоді рівняння (2.2) в наближеному вигляді представляється як[93]:

$$P(E) = \chi E^2 + \chi^3 E^3 \quad (2.3)$$

Показник заломлення середовища n виражається формулою $D = E + 4\pi P = \varepsilon E = n^2 E$, з якої:

$$n = \sqrt{1 + 4\pi \frac{P}{E}} \quad (2.4)$$

Приблизенно, з урахуванням невисокої нелінійності та підставивши вираз (2.3) в (2.4), отримуємо:

$$n = n_0 + \frac{2\pi}{n_0} \chi^3 E^2, \quad (2.5)$$

де n_0 – лінійний показник заломлення, який дорівнює: $n_0 = \sqrt{1 + 4\pi\chi}$.

Тоді рівняння (2.5) можна представити у вигляді:

$$n = n_0 + n_2 E^2, \quad (2.6)$$

де n_2 – нелінійний показник заломлення середовища, де позповсюджується лазерне випромінювання.

Якщо виразити квадрат напруженості електричного поля через інтенсивність, використовуючи вираз $I = \frac{cE^2}{8\pi}$ і підставити в рівняння (2.5), отримаємо [93]:

$$n = n_0 + \frac{2\pi}{n_0} \chi^3 \frac{8\pi I}{c}. \quad (2.7)$$

Після перетворення рівняння (2.7) отримуємо вираз для показника заломлення середовища, в якому розповсюджується лазерне випромінювання:

$$n = n_0 + \frac{16\pi^2}{n_0 c} \chi^3 I. \quad (2.8)$$

Рівняння (2.8) явно показує нелінійну природу показника заломлення середовища, в якому розповсюджується лазерне випромінювання. Таким чином, даний ефект при поширенні випромінювання в оптичному волокні призводить до таких ефектів як, самофокусування світла, фазової модуляції імпульсу, керрівської нелінійності, поляризаційних ефектів. При створенні кільцевих волоконних лазерів з нелінійною поляризацією мод використовується комбінація ефекту Керра та контролю поляризації. Саме їх поєднання утворює насичуючий поглинач, який забезпечує синхронізацію мод в лазері.

У звичайному оптичному волокні, типу SMF-28, поляризація змінюється хаотично, хоча волокно одномодове, але воно підтримує розповсюдження двох мод, які поляризовані в двох напрямках. За ідеальних умов: ідеальній геометричній формі та ізотропії оптичного волокна, мода, яка збуджується в x -напрямку, не буде збуджувати ортогональну моду в y -напрямку, але в реальності оптичне волокно не має ідеальну циліндричну форму. Крім того, ще існують флуктуації ізотропії, які призводять до неоднорідності оптичного волокна і змішуванню поляризацій двох мод, тим самим моди стають не виродженими (рис. 2.1). Таким чином, при цих умовах швидкості

поширення ортогонально поляризованих мод відрізняються, даний ефект має назву двопронезаломлення.

В математичному поданні двопронезаломлення має вигляд [94]:

$$B = |n_x - n_y| = \frac{\lambda}{L_B}, \quad (2.9)$$

де n_x і n_y – показники заломлення в напрямку координат поширення випромінювання;

λ – довжина хвилі;

L_B – довжина середовища, в якому поширюється випромінювання.

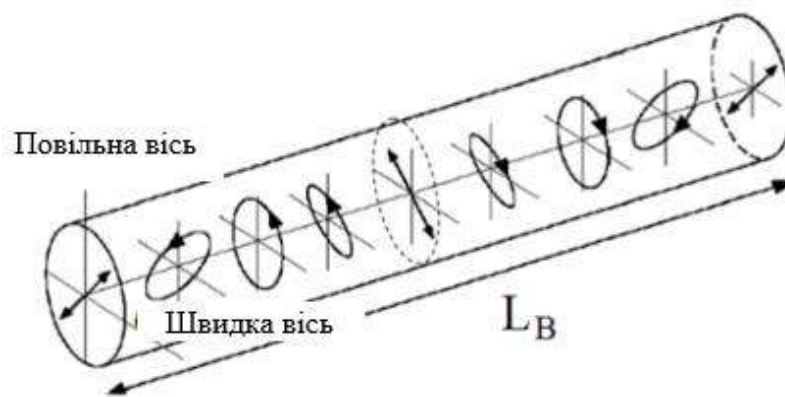


Рисунок 2.1 – Зміна стану поляризації випромінювання в оптичному волокні

Таким чином, при поширенні випромінювання в одномодовому оптичному волокні відбувається обмін потужностями між двома ортогональними модами. Двопронезаломлення B в одномодових волокнах не завжди постійне уздовж всієї довжини, а змінюється випадковим чином через флуктуації в геометричній формі серцевини і анізотропії, викликані статистичними напруженнями.

При цьому світло з лінійною поляризацією, яке вводиться в оптичне волокно, втрачає стан поляризації. При проектуванні та розробці

кільцевих волоконних лазерів потрібно здійснювати контроль поляризації, це можливо при механічному впливі на оптичне волокно (рис. 2.2), а саме: натискання в визначеній точці, це призводить до зміни двопронезаломлення, що в свою чергу веде за собою зміну стану поляризації світла при розповсюдженні по середовищу.

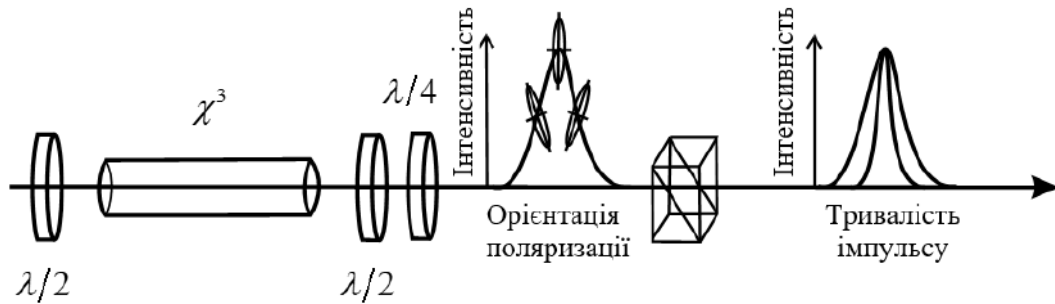


Рисунок 2.2 – Ручний контролер поляризації

Для більш зручного і точного контролю поляризації використовують контролери у вигляді хвильових пластин для зміни орієнтації стану поляризації від 0 до 360 град. Розглянемо саму просту схему кільцевого волоконного лазера з синхронізацією мод, яка реалізована методом нелінійного обертання поляризації. На рис. 2.3, а представлена схема в лінійному вигляді. На схемі активне волокно накачується лазерним діодом через оптичний мультиплексор; напрямком розповсюдження випромінювання в резонаторі задає інтегрально-волоконний оптичний ізолятор; контроль поляризації здійснюється двома контролерами, а в якості поляризатора використовується волоконно-поляризаційний діляк світла. Фізичний процес нелінійного обертання поляризації показаний на рис. 2.3 ,б.



а)



б)

Рисунок 2.3 – Волоконний лазер з нелінійним обертанням поляризації мод: а) схема лазера в лінійному зображенні; б) схема принципу роботи нелінійного обертання поляризації

На рисунку 2.3, б, контролери поляризації замінені на двопророзаломлюючі пластини, оптичне волокно представлено у вигляді середовища, що має нелінійність. При обертанні хвильових пластин на певний кут, можливо змінювати стан поляризації випромінювання, причому таким чином, щоб вона мала чітко вертикальну орієнтацію і поляризаційний дільник мав змогу пропускати максимальне випромінювання; при цьому крила імпульсу матимуть іншу орієнтацію поляризації і будуть обрізатися, що призведе до скорочення тривалості імпульсу. Дана методика була описана в роботі [95]. При цьому, інтерференція, що виникає в резонаторі лазера, сприяє утворенню областей з більшою чи меншою концентрацією випромінювання в оптичному волокні.

Таким чином, виникає цікавий ефект: кожен раз, проходячи по кільцю резонатора поляризація кожної моди змінює свій стан, при цьому також відбувається зміна фази кожної моди. Хвильові пластини орієнтуються в просторі таким чином, щоб перед поляризатором виникала лінійна поляризація, яка відповідає максимуму випромінювання. Внаслідок чого, моди, синхронізовані по поляризації, відповідно будуть синхронізовані і по фазі. А після цього відбувається ефект насичення втрат в резонаторі, як і при застосуванні пасивних затворів.

Наявності нелінійної добавки в показнику заломлення, вираз (2.6), призводить до набігу фази, якщо записати електричне поле імпульсного випромінювання в оптичному волокні, як:

$$\begin{cases} U(z,t)=A(t)e^{-i(\omega_0 t-\phi)} \\ U(z,t)=A(t)e^{-i(\omega_0 t-\beta z)} \end{cases}, \quad (2.10)$$

де $A(t)$ – амплітуда, що повільно змінюється;

ω_0 – несуча частота;

β – постійна розповсюдження в волокні;

ϕ – фаза.

Із системи рівнянь фаза ϕ має вигляд:

$$\phi = -\beta z = -\omega z \frac{n}{c}. \quad (2.11)$$

Через присутність нелінійності показника заломлення n_2 , імпульсне випромінювання при поширенні по оптичному волокну відчуває фазовий зсув ϕ_n , викликаний власним полем і має назву «фазової само модуляції»:

$$\phi_n(z,t) = -\frac{z\omega_0 n_2}{c} |A(t)|^2. \quad (2.12)$$

Тоді рівняння із системи рівнянь (2.10) набуває вигляду:

$$U(z,t) \rightarrow U(z,t)e^{i\phi_H}. \quad (2.13)$$

З плином часу нелінійний фазовий набіг викликає зміну частоти, виникає «чірп»¹, який пропорційний похідній за часом від нелінійного фазового набігу:

$$\Delta\omega_H(t) = -\frac{d\phi_H}{dt} = -\omega_0 n_2 \frac{l}{c} \frac{d|I(t)|}{dt}, \quad (2.14)$$

де l – довжина волокна; $I(t)$ – інтенсивність випромінювання.

Таким чином, миттєва частота може бути представлена як:

$$\omega(t) = \omega_0 + \Delta\omega_H(t). \quad (2.15)$$

Отже, при поширенні імпульсного випромінювання по нелінійному середовищу, за рахунок «чірпа», може виникати як розширення його спектру і імпульсу, так і звуження. Наприклад, при проходженні через оптичне середовище (оптичне волокно) світлові хвилі на вершині імпульсу мають максимальну інтенсивність випромінювання і рухаються з меншою швидкістю. Це відбувається тому, що для максимальної інтенсивності є максимальним показник заломлення, вираз (2.7), тоді як біля підніжжя імпульсу фазова швидкість хвилі близька до максимальної і відповідно інтенсивність на краях імпульсу низька, так як на вершині імпульсу гребені хвиль відстають і зміщуються до заднього фронту або навпаки до переднього, залежно від дисперсії середовища. Так само як і в хвостовій частині гребні світлових хвиль ущільнюються або розходяться (рис. 2.4).

¹ «Чірп» – частотно-модульований імпульс

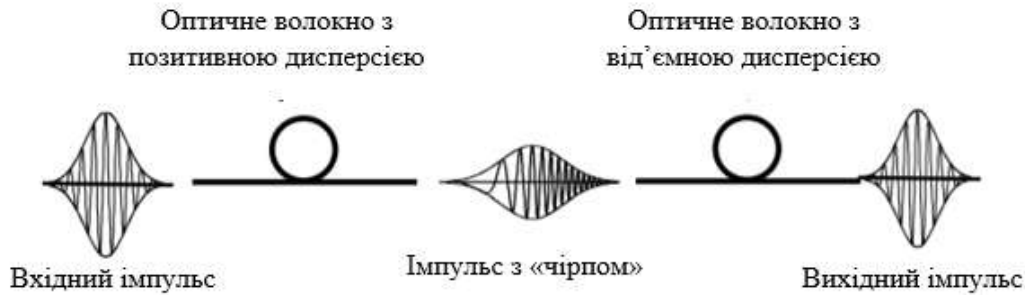


Рисунок 2.4 – Зображення принципу впливу «чірпа» при розповсюдженні імпульсного випромінювання по оптичному волокну

Представлений ефект детально описано в роботі [96]. Це ще раз свідчить про нелінійну динаміку поширення імпульсного випромінювання по оптичному волокну. Так само ця обставина може бути описана за допомогою класичних рівнянь Максвелла для діелектричного нейтрального не магнітного середовища:

$$\begin{aligned}
 \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \operatorname{rot} \vec{H} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}; \\
 \operatorname{div} \vec{D} &= 0; \operatorname{div} \vec{H} = 0.
 \end{aligned}
 \tag{2.16}$$

З рівнянь (2.16) маємо:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{P}}{\partial t^2};
 \tag{2.17}$$

Для ізотропного середовища рівняння (2.17) набуває вигляду:

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{P}}{\partial t^2}.
 \tag{2.18}$$

Поляризацію середовища можна представити у вигляді лінійної і нелінійної складової:

$$\vec{P} = \vec{P}_l + \vec{P}_n.
 \tag{2.19}$$

Підставивши рівність (2.19) в (2.17) і (2.18) отримаємо:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{P}_l}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{P}_n}{\partial t^2}. \quad (2.20)$$

Для ізотропного середовища:

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{P}_l}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{P}_n}{\partial t^2}. \quad (2.21)$$

З виразів (2.20) і (2.21) видно, що нелінійна поляризація середовища сприяє виникненню нових оптичних хвиль, що і потрібно для реалізації НЕСП при розробці кільцевих волоконних фемтосекундних лазерів.

2.2 Висновки до розділу 2

З усього переліченого вище, випливає висновок: при розробці і проектуванні кільцевих волоконних фемтосекундних лазерів, за рахунок нелінійних ефектів, потрібно враховувати дисперсію в оптичному волокні, так як в спектрі імпульсів виникають нові частотні компоненти, які помітно розширюють спектр випромінювання та тривалість імпульсу відповідно або ж навпаки, чітко управляти поляризацією кожної моди хвиль в оптичному волокні, що веде до синхронізації мод за станом поляризації.

Але використання хвильових пластин в якості контроллерів поляризації не зовсім коректно з точки зору стабільності забезпечення синхронізації мод. За рахунок дрейфу і зовнішнього впливу такі системи потребують постійної перенастройки режиму. Тому в даній роботі запропоновано в якості поляризаторів використовувати рідкокристалічні комірки, які управляються низьковольтним сигналом і дають можливість швидкого підстроювання забезпечення режиму синхронізації мод в волоконному лазері.

3 КІЛЬЦЕВИЙ ВОЛОКОННИЙ ФЕМТОСЕКУНДНИЙ ЛАЗЕР

Даний розділ присвячений розробці та опису теоретичної моделі (схеми) волоконного кільцевого фемтосекундного лазера; теоретичному аналізу та моделюванню дисперсійних характеристик оптичного волокна для створення резонаторів волоконних лазерів; дослідженню РК-комірки в якості поляризатора для забезпечення синхронізації мод лазера; моделюванню синхронізації мод в кільцевому волоконному лазері. Всі перелічені дослідження були направлені на вирішення основних завдань:

- розвинути теоретичну модель синхронізації мод волоконного лазера за допомогою рідкокристалічних комірок;
- дослідити стабільність поляризації поздовжніх мод в кільцевому волоконному лазері з використанням рідкокристалічних комірок.

3.1 Схема лазера

Традиційно, волоконні лазери з НЕСП, мають в своїх конструкціях напівхвильові та чвертьхвильові пластини (рис. 3.1) [17–19, 31–35]. Ці пластини призначені для перетворення еліптичної поляризації випромінювання в лінійну і навпаки, а також для здійснення контролю кута повороту лінійної поляризації у просторі. Саме набір хвильових пластин разом з поляризаційно-подівальним кубом (PBS) забезпечують реалізацію методу НЕСП для формування ультракоротких імпульсів в лазерах такого типу.

Найчастіше в таких схема використовують три хвильові пластини, чвертьхвильову пластину після першого коліматора (дивитися за ходом випромінювання по кільцю), яка перетворює випромінювання з еліптичною поляризацією (через еліптичність волокна) в лінійну. Далі півхвильова пластина повертає лінійну поляризацію на необхідний кут,

щоб разом з поляризаційно-поділювальним кубом утворити так званий насичуючий поглинач. Такий поглинач буде відсікати у імпульсів крайні низькоенергетичні «крила» і тим самим, щоразу проходячи по кільцю резонатора, буде формуватися як можна коротший імпульс по тривалості, до тих пір, поки не відбудеться насичення системи, і на виході з резонатора не з'явиться випромінювання з імпульсами ультракороткої тривалості.

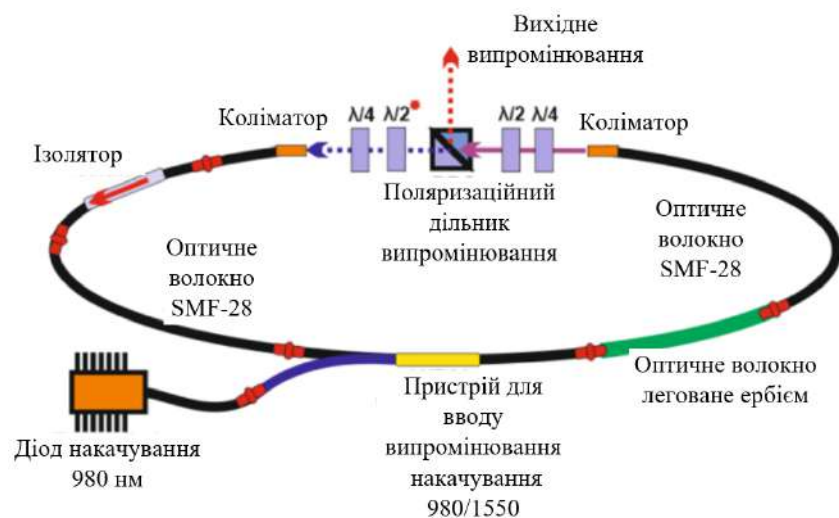


Рисунок 3.1 – Типова схема кільцевого волоконного лазера з НЕП

Наступна чвертьхвильова пластина після поляризаційно-поділювального куба перетворює лінійну поляризацію в еліптичну для введення випромінювання назад в кільце резонатора, при цьому еліпс поляризації повинен бути повернутий на такий кут, щоб кожен раз, проходячи по кільцю резонатора, поляризація випромінювання на виході з першого коліматора була зорієнтована однаково.

Але з плином часу оптична система таких лазерів дрейфує і збивається режим НЕСП, тому, іноді, додатково в резонатор вводять ще одну напівхвильову пластину після PBS. Налаштування необхідної орієнтації хвильових пластин в даній схемі лазера здійснюється вручну або дорогими моторизованими приводами шляхом повороту цих пластин

в просторі. Тому через різні зовнішні впливи потрібно часто налагоджувати режим синхронізації мод заново. Щоб позбутися цього недоліку пропонується використовувати в якості контролерів поляризації РК-комірки (рис. 3.2) [31–35].

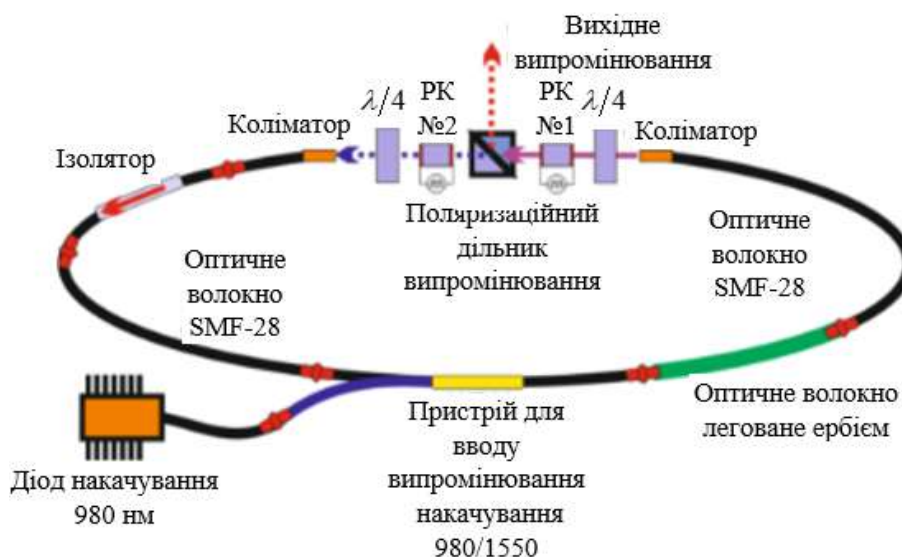


Рисунок 3.2 – Схема кільцевого волоконного лазера з РК-комірками

Для досягнення бажаного рівня контролю поляризації використовується комбінація РК-комірки з фіксованими чвертьхвильовими пластинами. РК-комірка № 2 не обов'язкова і може бути використана для додаткового налагодження, тому в роботі теоретично описується схема з однією РК-коміркою.

В даному випадку РК-поляризатор замінює напівхвильову пластину. Чвертьхвильові пластини, необхідні для забезпечення можливості роботи РК-комірки, знаходяться у фіксованому положенні (без обертання).

Але для проектування і теоретичного дослідження схеми лазера (рис. 3.2), необхідно розрахувати певні параметри оптичних волокон, стабільність поляризації для забезпечення синхронізації мод і довести можливість використання РК-комірок в даній схемі.

3.2 Дослідження стабільності поляризації при забезпеченні синхронізації мод волоконного лазера

Дослідження стабільності поляризації кільцевих волоконних лазерів на основі ітербієвого волокна було розпочато в роботах [97–98], в яких було отримано основне рівняння Гінзбурга-Ландау (3.1) для дослідження стабільності роботи лазера в залежності від орієнтації хвильових пластин, яке, в свою чергу, можна застосувати в загальному вигляді і для розрахунку стабільності поляризації ербієвих кільцевих волоконних лазерів [17–22]:

$$i \frac{\partial F(t, \zeta)}{\partial \zeta} = ig_1 F(t, \zeta) + \left(\frac{\beta_2}{2} + i\rho \right) \frac{\partial^2 F(t, \zeta)}{\partial t^2} + (D_r + iD_i) F(t, \zeta) |F(t, \zeta)|^2, \quad (3.1)$$

де g_1 – лінійне посилення;

β_2 – коефіцієнт дисперсії групової швидкості;

ρ – спектральна фільтрація;

D – нелінійне посилення.

Стаціонарне рішення рівняння (3.1) має вигляд:

$$F(t, \zeta) = A(t) e^{-i\omega\zeta}, \quad (3.2)$$

де ω – константа, але функція $A(t)$ комплексна і може дорівнювати:

$$A(t) = a(t) e^{i\phi(t)}, \quad (3.3)$$

де $a(t)$ і $\phi(t)$ – реальні функції від t .

Далі використовуємо [99]:

$$\varphi(t) = \varphi_0 + d \ln(a(t)), \quad (3.4)$$

де φ_0 – довільна фаза (для простоти пропонується прийняти $\varphi_0 = 0$);

d – параметр чірпа [99].

При підставленні виразу (3.2) в (3.1) і діленні його на $e^{-i\omega\zeta}$ отримаємо:

$$i \cdot (-i\omega) \cdot A(t) = ig_1 \cdot A(t) + \left(\frac{\beta_2}{2} + i\rho\right) \frac{\partial^2 A(t)}{\partial t^2} + (D_r + iD_i)A(t)|A(t)|^2. \quad (3.5)$$

Далі відповідно заміняючи в рівнянні (3.5) $A(t)$ на формулу (3.3) маємо рівняння:

$$\omega \cdot a(t)e^{i\varphi(t)} = ig_1 \cdot a(t)e^{i\varphi(t)} + \left(\frac{\beta_2}{2} + i\rho\right) \frac{\partial^2 a(t)e^{i\varphi(t)}}{\partial t^2} + (D_r + iD_i)a(t)e^{i\varphi(t)}|a(t)|^2 \quad (3.6)$$

Наступним кроком є обчислення похідних рівняння (3.6) і ділення його на $e^{i\varphi(t)}$:

$$\begin{aligned} \omega \cdot a(t) = ig_1 \cdot a(t) + \left(\frac{\beta_2}{2} + i\rho\right) \left(\frac{\partial^2 a(t)}{\partial t^2} + 2i \frac{\partial a(t)}{\partial t} \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} - a(t) \left(\frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \right)^2 + \right. \\ \left. + a(t)i \frac{\partial^2 \varphi(t)}{\partial t^2} \right) + (D_r + iD_i)a(t)^3. \end{aligned} \quad (3.7)$$

З рівняння (3.7) можна отримати систему двох рівнянь, складену з його реальної і уявної частин:

$$\begin{cases} -\omega \cdot a(t) + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a(t)}{\partial t^2} - \frac{\beta_2}{2} a(t) \left(\frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \right)^2 - 2\rho \frac{\partial a(t)}{\partial t} \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} - \rho a(t) \left(\frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \right)^2 + D_r a(t)^3 = 0 \\ g_1 a(t) + \beta_2 \frac{\partial a(t)}{\partial t} \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} + \frac{\beta_2}{2} a(t) \frac{\partial^2 \varphi(t)}{\partial t^2} + \rho \frac{\partial^2 a(t)}{\partial t^2} - \rho a(t) \left(\frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \right)^2 + D_i a(t)^3 = 0 \end{cases} \quad (3.8)$$

Для зручності запису системи рівнянь (3.8) слід зробити заміну:

$$a(t) = a; \quad \frac{\partial a(t)}{\partial t} = a'_t; \quad \frac{\partial^2 a(t)}{\partial t^2} = a''_{tt}.$$

Провівши дані заміни в системі рівнянь (3.8) отримаємо:

$$\begin{cases} -\omega a + \frac{\beta_2}{2} a''_{tt} - \frac{\beta_2}{2} a \frac{d^2(a'_t)^2}{a^2} - 2\rho a'_t \frac{da'_t}{a} - \rho a \frac{d(aa''_{tt} - (a'_t)^2)}{a^2} + D_r a^3 = 0 \\ g_1 a + \beta_2 a'_t \frac{da'_t}{a} + \frac{\beta_2}{2} a \frac{d(aa''_{tt} - (a'_t)^2)}{a^2} + \rho a''_{tt} - \rho a \frac{d^2(a'_t)^2}{a^2} + D_i a^3 = 0 \end{cases} \quad (3.9)$$

Рівняння системи (3.9) можна скоротити на a , в результаті маємо:

$$\begin{cases} \left(\frac{\beta_2}{2} - \rho d \right) \frac{a''_{tt}}{a} - \left(\frac{\beta_2 d^2}{2} + \rho d \right) \frac{(a'_t)^2}{a^2} + D_r a^2 - \omega = 0 \\ \left(\frac{\beta_2 d}{2} + \rho \right) \frac{a''_{tt}}{a} + \left(\frac{\beta_2 d}{2} - \rho d^2 \right) \frac{(a'_t)^2}{a^2} + D_i a^2 + g_1 = 0 \end{cases} \quad (3.10)$$

Для зручності рішення рівнянь системи (3.10) зробимо заміни:

$$\frac{\beta_2}{2} - \rho d = u_1; \quad \frac{\beta_2 d^2}{2} + \rho d = r_1; \quad \frac{\beta_2 d}{2} + \rho = u_2; \quad \frac{\beta_2 d}{2} - \rho d^2 = r_2$$

Після цього отримаємо систему двох рівнянь:

$$\begin{cases} u_1 \frac{a''_{tt}}{a} - r_1 \frac{(a'_t)^2}{a^2} + D_r a^2 - \omega = 0 \\ u_2 \frac{a''_{tt}}{a} + r_2 \frac{(a'_t)^2}{a^2} + D_i a^2 + g_1 = 0 \end{cases} \quad (3.11)$$

Рівняння системи (3.11) мають вигляд простих диференціальних рівнянь другого порядку відносно однієї і тієї ж змінної. Щоб отримати спільне

рішення цих рівнянь вони повинні бути сумісні, але в нашому випадку вони не сумісні. Тому наступний крок – пошук сумісності цих рівнянь. Спочатку виключимо з рівнянь (3.11) похідні другого порядку та отримаємо рівняння тільки з похідною першого порядку:

$$\begin{aligned}
 & u_1 u_2 \frac{a''}{a} - u_2 r_1 \frac{(a'_t)^2}{a^2} + u_2 D_r a^2 - u_2 \omega - u_1 u_2 \frac{a''}{a} - u_1 r_2 \frac{(a'_t)^2}{a^2} - u_1 D_i a^2 - u_1 g_1 = \\
 & = -u_2 r_1 \frac{(a'_t)^2}{a^2} + u_2 D_r a^2 - u_2 \omega - u_1 r_2 \frac{(a'_t)^2}{a^2} - u_1 D_i a^2 - u_1 g_1 = \quad (3.12) \\
 & = -(u_2 r_1 + u_1 r_2) \frac{(a'_t)^2}{a^2} + (u_2 D_r - u_1 D_i) a^2 - u_2 \omega - u_1 g_1 = 0
 \end{aligned}$$

Наступна дія – це виключення з рівнянь (3.11) похідної першого порядку:

$$\begin{aligned}
 & u_1 r_2 \frac{a''}{a} - r_1 r_2 \frac{(a'_t)^2}{a^2} + r_2 D_r a^2 - r_2 \omega + u_2 r_1 \frac{a''}{a} + r_1 r_2 \frac{(a'_t)^2}{a^2} + r_1 D_i a^2 + r_1 g_1 = \\
 & = u_1 r_2 \frac{a''}{a} + r_2 D_r a^2 - r_2 \omega + u_2 r_1 \frac{a''}{a} + r_1 D_i a^2 + r_1 g_1 = \quad (3.13) \\
 & = (u_2 r_1 + u_1 r_2) \frac{a''}{a} + (r_2 D_r + r_1 D_i) a^2 - r_2 \omega + r_1 g_1 = 0
 \end{aligned}$$

Отримане рівняння (3.13) має похідну другого порядку, щоб від неї позбутися проведемо його інтегрування:

$$(u_2 r_1 + u_1 r_2) \frac{(a'_t)^2}{a^2} + \frac{1}{2} (r_2 D_r + r_1 D_i) a^2 - r_2 \omega + r_1 g_1 = 0. \quad (3.14)$$

Після проведених раніше операцій рівняння (3.11) приймають вид:

$$\begin{cases} -(u_2 r_1 + u_1 r_2) \frac{(a'_i)^2}{a^2} + (u_2 D_r - u_1 D_i) a^2 - u_2 \omega - u_1 g_1 = 0 \\ (u_2 r_1 + u_1 r_2) \frac{(a'_i)^2}{a^2} + \frac{1}{2} (r_2 D_r + r_1 D_i) a^2 - r_2 \omega + r_1 g_1 = 0 \end{cases} \quad (3.15)$$

Вирішуючи систему з рівнянь (3.15) за допомогою стандартних математичних методів отримуємо систему з двох рівнянь, з яких можна знайти ω і d :

$$\begin{cases} (u_2 D_r - u_1 D_i) + \frac{1}{2} (r_2 D_r + r_1 D_i) = 0 \\ -u_2 \omega - u_1 g_1 - r_2 \omega + r_1 g_1 = 0 \end{cases} \quad (3.16)$$

З рівнянь (3.16) знаходимо ω :

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{u_1 g_1 - r_1 g_1}{-(u_2 + r_2)} = \frac{g_1 \left(\frac{\beta_2}{2} - \rho d - \frac{\beta_2 d^2}{2} - \rho d \right)}{-\left(\frac{\beta_2 d}{2} + \rho + \frac{\beta_2 d}{2} - \rho d^2 \right)} = \\ &= \frac{-g_1 (-4\rho d + \beta_2 - \beta_2 d^2)}{2(\beta_2 d + \rho - \rho d^2)} = \frac{-g_1 (\beta_2 d^2 - \beta_2 + 4\rho d)}{2(\rho d^2 - \rho - \beta_2 d)} \end{aligned} \quad (3.17)$$

Також з рівнянь (3.16) знаходимо параметр d , шляхом знаходження коренів стандартного квадратного рівняння:

$$\frac{\beta_2 d}{2} D_r + \rho D_r - \frac{\beta_2}{2} D_i + \rho d D_i + \frac{\beta_2 d}{4} D_r - \frac{\rho d^2}{2} D_r + \frac{\beta_2 d^2}{4} D_i + \frac{\rho d}{2} D_i = 0 \quad (3.18)$$

$$d^2 \left(\frac{\beta_2}{4} D_i - \frac{\rho}{2} D_r \right) + d \left(\frac{3\beta_2}{4} D_r + \frac{3\rho}{2} D_i \right) + \rho D_r - \frac{\beta_2}{2} D_i = 0 \quad (3.19)$$

$$d^2(\beta_2 D_i - 2\rho D_r) + d(3\beta_2 D_r + 6\rho D_i) + 4\rho D_r - 2\beta_2 D_i = 0 \quad (3.20)$$

$$d = \frac{-3(\beta_2 D_r + 2\rho D_i) \pm \sqrt{9(\beta_2 D_r + 2\rho D_i)^2 + 8(\beta_2 D_i - 2\rho D_r)^2}}{2(\beta_2 D_i - 2\rho D_r)}. \quad (3.21)$$

При подальшій трансформації рівнянь (3.15) з урахуванням отриманих раніше результатів маємо:

$$\frac{(a')^2}{a^2} + \frac{2(\beta_2 D_i - 2\rho D_r)}{3d(4\rho^2 + \beta_2^2)} a^2 - \frac{g_1}{\rho d^2 - \rho - \beta_2 d} = 0 \quad (3.22)$$

Рівняння (3.22) має рішення:

$$a(t) = \sqrt{\left(\frac{g_1}{\rho d^2 - \rho - \beta_2 d}\right) \left(\frac{3d(4\rho^2 + \beta_2^2)}{2(\beta_2 D_i - 2\rho D_r)}\right)} \operatorname{sech}\left(\sqrt{\frac{g_1}{\rho d^2 - \rho - \beta_2 d}} t\right). \quad (3.23)$$

Таким чином, з отриманих результатів рівняння (3.23) можна визначити умови стабільності поляризації в кільцевому волоконному лазері для забезпечення НЕСП:

1. g_1 і $(\rho d^2 - \rho - \beta_2 d)$ повинні мати однаковий знак.

2. D_r – ефективна самофазова модуляція завжди негативна, а β_2 ербієвого волокна позитивна, тому $D_r \beta_2 < 0$, що веде до розширення імпульсу, і насправді вираз (3.23) за цієї умови ніколи не буде стабільним, але якщо компенсувати дисперсію в лазері на всіх ділянках, то отримаємо умову для стабільності: $D_r \beta_2 > 0$, при $\beta_2 < 0$. Тому для дослідження, проектування і розробки волоконних лазерів, виникає ще одно завдання: розрахунок дисперсійних характеристик оптичних волокон.

3. Якщо розглядати імпульс в формі Гаусса, то за умови $g_1 > 0$ дно імпульсу збільшується, а при умові $D_i < 0$ зменшується амплітуда імпульсу, тому при таких умовах спостерігається повна нестійкість імпульсу, але при $g_1 < 0$ і $D_i > 0$ амплітуда імпульсу збільшується, його дно зменшується, іншими словами відбувається звуження імпульсу, імпульс стає стабільним (рис. 3.3).

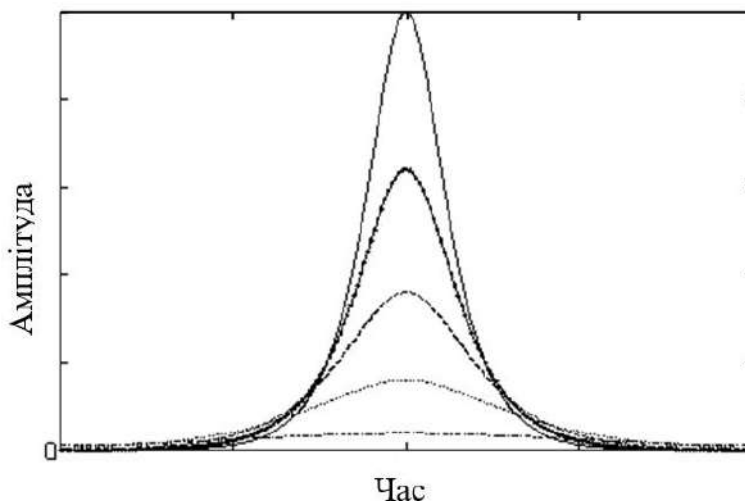


Рисунок 3.3 – Залежність амплітуди імпульсу від часу

3.3 Дисперсійні характеристики оптичних волокон при проектуванні резонаторів волоконних лазерів

Вивчення характеру поширення світлових імпульсів у волокні є однією з центральних завдань волоконної оптики. Порівняння результатів чисельного моделювання з експериментом дозволяє оцінити, наскільки правильно використовуються фізичні моделі, що описують реальні фізичні процеси. Практична важливість таких досліджень пов'язана з широким використанням оптичного волокна в сучасних волоконних лазерах.

При розповсюдженні по волокну оптичного сигналу (випромінювання) основним фактором, що впливає на імпульс, є

дисперсія, яка проявляється у спотворенні імпульсів, збільшенні його фронтів при проходженні по волокну. Ця проблема не дозволяє отримати тривалості імпульсів фемтосекундного порядку без введення в резонатор додаткових дискретних елементів, компенсуючих дисперсію. Для створення повністю волоконних лазерів використовують волокна з різним знаком дисперсії, тим самим компенсуючи ефект розширення імпульсу.

Дисперсія в загальному випадку характеризується трьома основними факторами:

- різницею швидкостей розповсюдження мод;
- властивостями світловодної структури;
- властивостями матеріалу оптичного волокна.

Основні типи дисперсії, що впливають на імпульс, який проходить по волокну:

– міжмодова дисперсія, характерна тільки для багатомодових оптичних волокон. Вона виникає в багатомодових світловодах через наявність великого числа мод з різним часом поширення за рахунок різної довжини шляху, який окремі моди проходять в серцевині волокна;

– хроматична дисперсія відбувається тому, що світловий імпульс має різні довжини хвиль, кожна з яких переміщається по волокну на різних швидкостях. Хроматична дисперсія складається з матеріальної та хвилеводної складових і має місце при поширенні як в одномодовому, так і в багатомодовому волокну. Однак найвиразніше вона проявляється в одномодовому волокну через відсутність міжмодової дисперсії. Матеріальна дисперсія обумовлена залежністю показника заломлення волокна від довжини хвилі. Хвилеводна дисперсія обумовлена залежністю коефіцієнта розповсюдження моди від довжини хвилі.

Для розрахунку дисперсійних характеристик одномодових оптичних волокон прийнято використовувати відому формулу для хроматичної дисперсії [14-16]:

$$D = -\frac{2\pi \cdot c}{\lambda^2} \beta_2, \quad (3.24)$$

де c – швидкість світла;

λ – довжина хвилі;

β_2 – дисперсія групової швидкості (ДГШ), яка впливає на імпульс в залежності від волокна.

Дисперсію групової швидкості β_2 , можна отримати при розкладанні в ряд Тейлора постійної поширення β :

$$\beta(\omega) = \beta(\beta_0) + \frac{\partial \beta}{\partial \beta} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} (\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (3.25)$$

Відповідно до основних положень електродинаміки в однорідних середовищах плоска електромагнітна хвиля поширюється з фазовою швидкістю:

$$V_\phi = \frac{c}{n} = \frac{\omega}{\beta}, \quad (3.26)$$

де n – показник заломлення, та груповою швидкістю:

$$V_{gp} = (c/n)(1 - \omega \cdot n \cdot \partial n / \partial \omega). \quad (3.27)$$

Отже:

$$\beta(\omega) = \omega \cdot n(\omega) / c, \quad (3.28)$$

$$\partial \beta / \partial \omega = (n + \omega \cdot \partial n / \partial \omega) / c. \quad (3.29)$$

Тоді:

$$V_{ep} = (c/n)(1 - \omega \cdot n \cdot \partial n / \partial), \quad (3.30)$$

$$\frac{\partial n}{\partial \omega} = \frac{\partial n}{\partial \lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial \omega}, \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial \lambda}{\partial \omega} = \frac{-2\pi \cdot c}{\omega^2} = \frac{-2\pi \cdot c}{(2\pi \cdot c / \lambda^2)} = \frac{-\lambda^2}{2\pi \cdot c}. \quad (3.32)$$

Після підстановки співвідношень (3.31–3.32) в вираз (3.30) отримуємо:

$$V_{ep} = (c/n) \left(1 + \frac{2\pi \cdot c}{n \cdot \lambda} \left[\frac{\partial n}{\partial \lambda} \left(\frac{-\lambda^2}{2\pi \cdot c} \right) \right] \right), \quad (3.33)$$

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{V_{ep}(\omega)}, \quad (3.34)$$

$$\beta'(\omega) = \frac{\partial \beta}{\partial \omega} = \frac{1}{V_{ep}(\omega)}. \quad (3.35)$$

Звідси ДГШ дорівнює:

$$\beta_2(\omega) = \frac{\partial^2 \beta(\omega)}{\partial \omega^2} = \frac{\partial}{\partial \omega} \left[\frac{1}{V_{ep}} \right], \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial}{\partial \omega} \left[\frac{1}{V_{ep}} \right] = \frac{-\lambda^2}{2\pi \cdot c^2} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[\left(\frac{\partial n}{\partial \lambda} - \lambda \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} - \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right) \right]. \quad (3.37)$$

У свою чергу показник заломлення об'ємного середовища описується за допомогою формули Селмейера [100]:

$$n^2(\lambda) = 1 + \lambda^2 \sum_{i=1}^3 \frac{A_i^2}{\lambda^2 - I_i^2}, \quad (3.38)$$

де λ – довжина хвилі випромінювання, що поширюється по об'ємному середовищу;

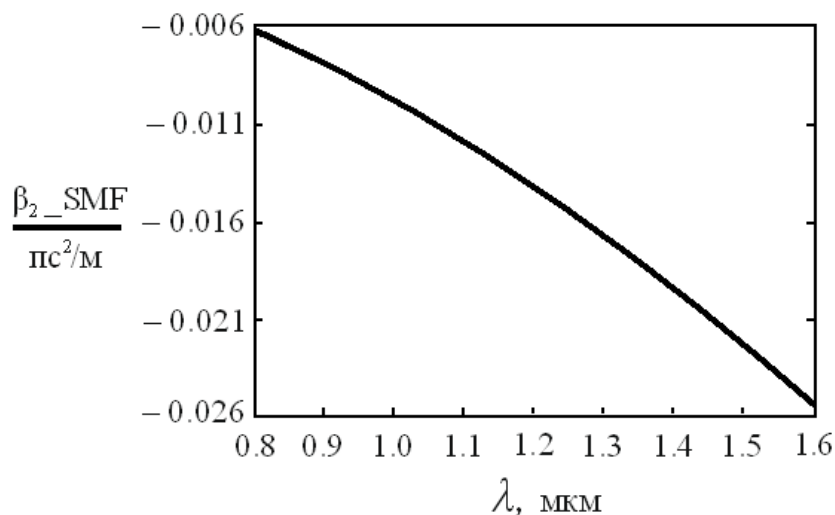
A_i і I_i – довідкові коефіцієнти Селмейєра, що характеризують матеріальні властивості середовища.

В результаті отримуємо основне співвідношення для знаходження ДГШ:

$$\beta_2(\lambda) = \frac{\lambda^3}{2\pi \cdot c^2} \left(\sqrt{1 + \lambda^2 \sum_{i=1}^3 \frac{A_i^2}{\lambda^2 - I_i^2}} \right)''_{\lambda}. \quad (3.39)$$

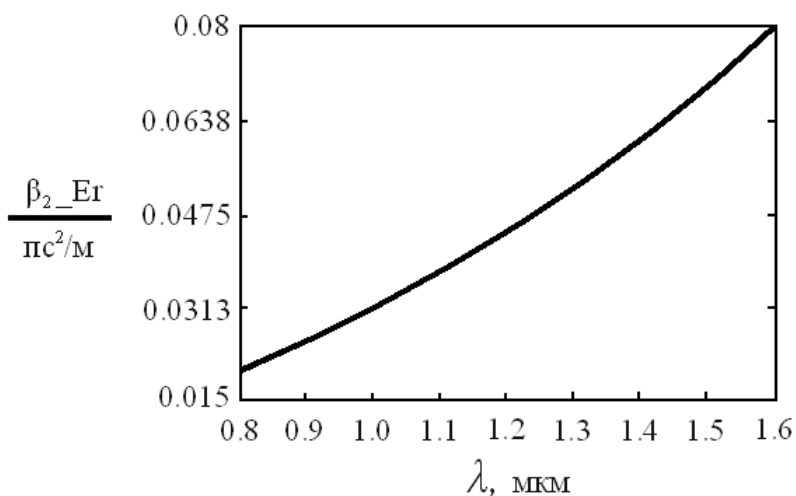
На рис.3.4, а зображена залежність дисперсії групової швидкості для одномодового волокна SMF-28 і на рис.3.4, б – відповідно для волокна, легованого ербієм.

З розрахунків можна зробити висновки, що для 1м одномодового волокна SMF-28 ДГШ для довжини хвилі 1,55 мкм відповідає значенню – 0,028 пс²/м, для ербієвого волокна – 0,075 пс²/м. Дана методика описана в роботах [101–102].



a)

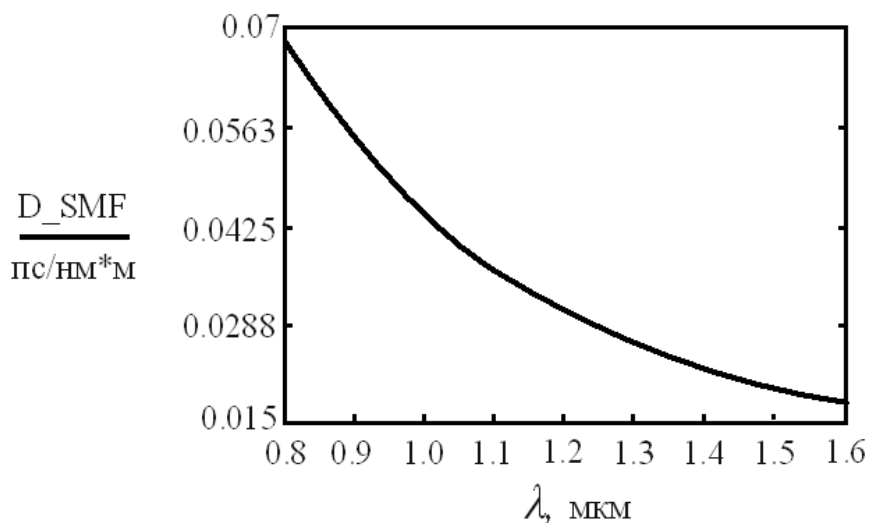
Рисунок 3.4 – Залежність дисперсії групової швидкості від довжини хвилі випромінювання для оптичних волокон: (а) SMF-28



б)

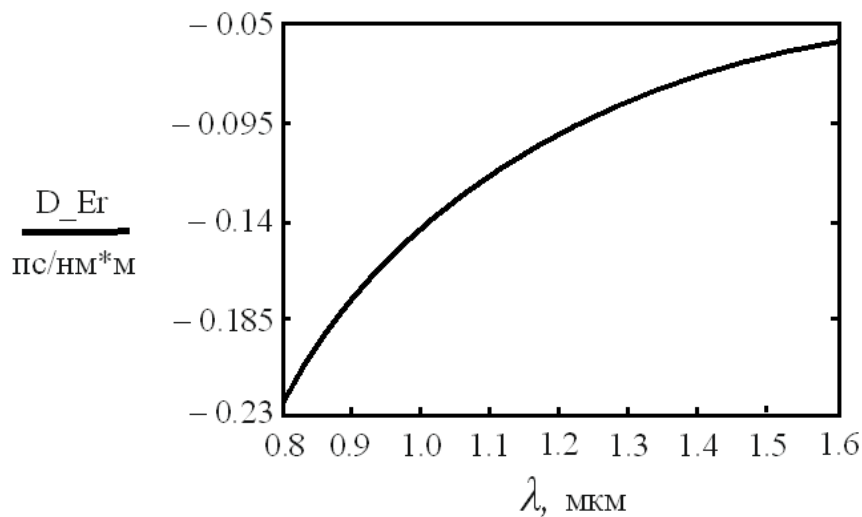
Рисунок 3.4, аркуш 2: б) легованого ербієм

Також значення хроматичної дисперсії волокон можна визначити з залежностей на рис. 3.5. Для SMF волокна 0,018 пс/нм·м, для ербієвого – - 0,058 пс/нм·м.



а)

Рисунок 3.5 – Залежність хроматичної дисперсії від довжини хвилі випромінювання для оптичних волокон: (а) SMF-28



б)

Рисунок 3.5, аркуш 2: б) легованого ербієм

Для схеми лазера зображеної на рис. 3.2., для виконання умови стабільності (3.23) загальна ДГШ лазера повинна бути негативною, тоді за умови наявності в резонаторі лазера з довжиною 1 м оптичного волокна легованого ербієм, потрібно оптичного волокна SMF-28 не менше 3,2 м: $0,075 + 3,2 \cdot (-0,028) = 0,075 - 0,0896 = -0,0146$ пс/нм·м. Таким чином, повна хроматична дисперсія кільцевого волоконного лазера (ербієвого):

$$-0,058 + 3,2 \cdot (0,018) = -0,058 + 0,0576 = -0,0004 \text{ пс/нм} \cdot \text{м.}$$

Як показали розрахунки повна хроматична дисперсія конструкції лазера, має негативний знак. Виходячи з рівняння (3.24) загальна ДГШ тоді матиме позитивний знак і не буде виконувати умову для стабільності генерації імпульсів. Цей момент обов'язково слід враховувати при дослідженні і проектуванні лазерів подібного типу. Значить при довжині 1 м оптичного волокна, легуваного ербієм, в резонаторі лазера повинно бути не менше 3,3 м оптичного волокна SMF-28.

3.4 Моделювання забезпечення синхронізації мод волоконного лазера за допомогою НЕСП

Інформації, отриманої вище, недостатньо для повного розуміння і залежності стабільності поляризації від обертання хвильових пластин (див. схему лазер на рис. 3.1).

Розглянемо поширення випромінювання уздовж осі оптичного волокна (z). Для цього випадку схема лазера є ізотропним середовищем з нелінійним показником заломлення. Рівняння, які описують поширення поля хвилі в x і y координатах, позначені відповідно через U_x і U_y і мають вигляд [103–104]:

$$\frac{\partial U_x}{\partial z} = i\gamma \left(|U_x|^2 U_x + A|U_y|^2 U_x + BU_y^2 U_x^* \right), \quad (3.40)$$

$$\frac{\partial U_y}{\partial z} = i\gamma \left(|U_y|^2 U_y + A|U_x|^2 U_y + BU_x^2 U_y^* \right), \quad (3.41)$$

де γ – керівська нелінійність середовища.

Для рівнянь (3.40) і (3.41) існує два рішення:

$$F_1 = |U_x(z)|^2 + |U_y(z)|^2 = |U_x(0)|^2 + |U_y(0)|^2 = \text{const}, \quad (3.42)$$

$$F_2 = \text{Im}(U_x(z)U_y^*(z)) = \text{Im}(U_x(0)U_y^*(0)) = \text{const}. \quad (3.43)$$

Рівняння (3.42) – закон збереження енергії, яка розповсюджується по волокну. Рівняння (3.43) показує збереження площі поляризації випромінювання, що поширюється через оптичне волокно. За допомогою цих співвідношень можна вирішити рівняння (3.40) і (3.41):

$$\begin{pmatrix} U_x(z) \\ U_y(z) \end{pmatrix} = e^{i\gamma Lz} \begin{pmatrix} \cos \Omega z & \sin \Omega z \\ -\sin \Omega z & \cos \Omega z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_x(0) \\ U_y(0) \end{pmatrix}, \quad (3.44)$$

де $\Omega = 2\gamma BF_2$.

З рівняння (3.44) можна визначити, що еліпс поляризації в оптичному волокні обертається з постійною швидкістю Ω без спотворення його форми. Зв'язок складових поля на вході та виході в оптичне волокно описується матрицею повороту поляризації [104]:

$$W = \begin{pmatrix} \cos \Omega z & \sin \Omega z \\ -\sin \Omega z & \cos \Omega z \end{pmatrix}. \quad (3.45)$$

Дія фазових пластин або РК-комірок полягає в зміні поляризації і описується за допомогою матриць Джонса. Припустимо, що осі фазових пластин збігаються з системою координат, тоді матриці Джонса для напівхвильової і чвертьхвильової пластини матимуть вигляд:

$$W_{\lambda/2} = \begin{pmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}, \quad (3.46)$$

$$W_{\lambda/4} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1-i & 0 \\ 0 & 1+i \end{pmatrix}. \quad (3.47)$$

Матриця Джонса для поляризаційно-поділювального куба (PBS) представлена як:

$$W_{\text{ПДК}} = \begin{pmatrix} \kappa & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.48)$$

де κ – коефіцієнт пропускання куба.

Після PBS електричне поле направлено уздовж осі і може бути виражене через інтенсивність:

$$\begin{pmatrix} I \\ 0 \end{pmatrix} = W_{\lambda/4} W_{\lambda/2} W_{\text{ПДК}} W W_{\lambda/4} \begin{pmatrix} I_0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.49)$$

Аналізуючи оптичну схему лазера (рис. 3.2), після проходження поляризаційно-поділювального куба чвертьхвильова пластина змінює лінійно поляризоване випромінювання в еліптичне, поляризація якого, проходячи через нелінійне оптичне волокно, повертається на кут $\Delta\phi$. Після чого напівхвильова і чвертьхвильова пластини призводять поляризацію до лінійної для проходження крізь поляризатор. При цьому інтенсивність випромінювання, що пройшло через таку систему, може бути виражена з урахуванням виразу (3.49) [31, 33]:

$$I = \kappa^2/2 \left[1 - \sin(2\alpha_1) \sin(2\theta) + \cos(2\alpha_1) \cos(2\theta) \cos(2(\alpha_1 + \theta - 2\alpha_2 + \Delta\phi)) \right] I_0, \quad (3.50)$$

де I_0 – вхідна інтенсивність;

α_1, α_2 – кути повороту чвертьхвильових пластин;

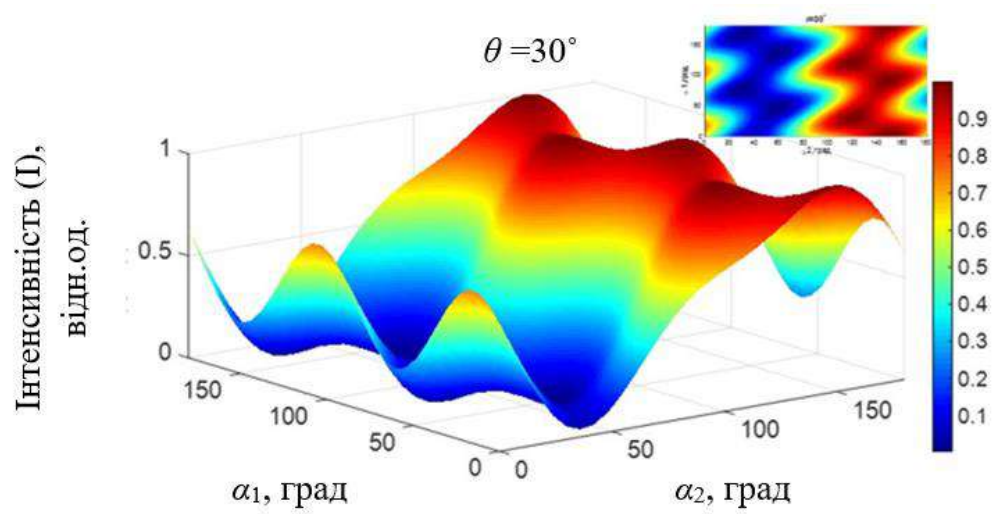
θ – кут повороту напівхвильової пластини;

κ – коефіцієнт пропускання;

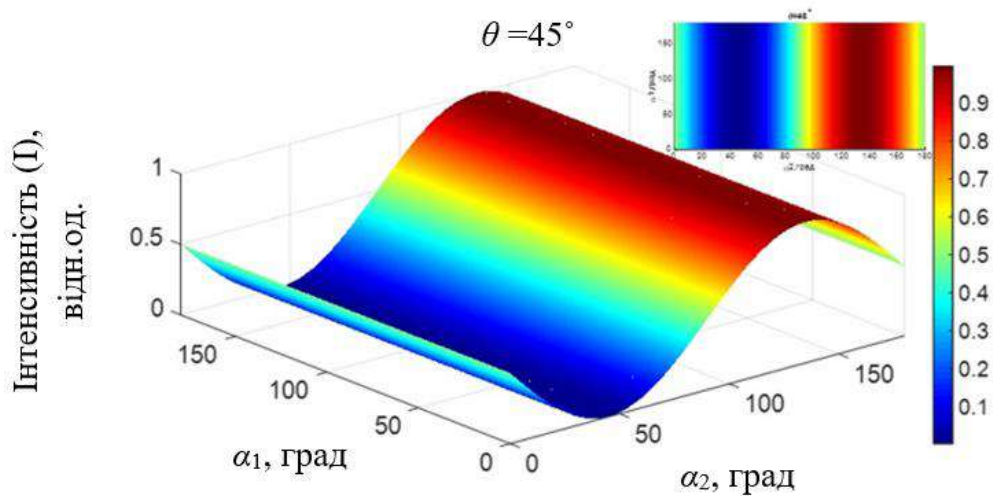
$\Delta\phi$ – різниця фаз.

Так як $\Delta\phi$ залежить від напруженості електричного поля світлової хвилі, то коефіцієнт пропускання випромінювання системою поляризаторів є функцією від інтенсивності цього випромінювання. Тому підбираючи величину кутів α_1, α_2 і θ можна налаштувати систему поляризаційних елементів таким чином, щоб вона пропускала максимальну інтенсивність, за принципом роботи поглинач, що насичується, але тим самим реалізувавши НЕСП. На рис. 3.6 зображено залежність інтенсивності випромінювання, що проходить через систему

поляризаційних елементів від кутів повороту хвильових пластин в просторі [33].

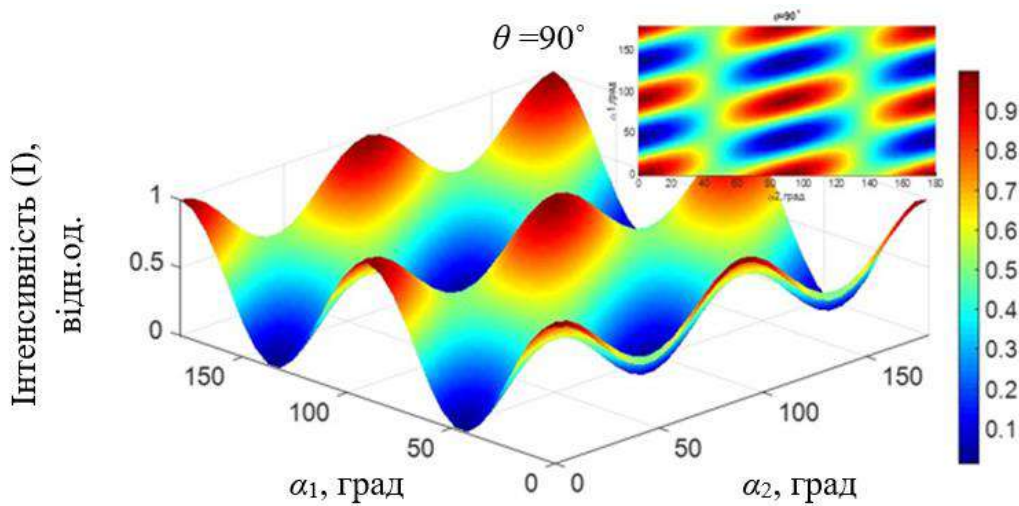


а)



б)

Рисунок 3.6 – Залежність інтенсивності випромінювання від кута повороту чвертьхвильових пластин (α_1, α_2) при різних кутах повороту напівхвильової пластини: а) $\theta = 30^\circ$; б) $\theta = 45^\circ$



в)

Рисунок 3.6, аркуш 2: в) $\theta = 90^\circ$

Таким чином жорстко фіксуючи положення чвертьхвильових пластин повернувши їх на необхідний кут в просторі, можна реалізувати НЕСП змінюючи кут повороту тільки напівхвильової пластини. Наприклад, зафіксувавши чвертьхвильові пластини під кутом 78° і 88° , і повернувши напівхвильову пластину на 90° , маємо максимум пропускання, що відповідає стабільності поляризації для реалізації синхронізації мод за допомогою НЕСП (рис. 3.6, в) [31–33].

Але така схема, як вже було описано вище, має суттєві недоліки: з плином часу оптична система таких лазерів дрейфує і збивається режим НЕСП, тому іноді додатково в резонатор вводять ще одну напівхвильову пластину після PBS. Налаштування необхідної орієнтації хвильових пластин в даній схемі лазера здійснюється вручну або дорогими моторизованими приводами шляхом повороту цих пластин в просторі. Тому через різні зовнішні впливи потрібно часто налаштовувати синхронізацію мод заново. Щоб позбутися цього пропонується використовувати в якості контролерів поляризації РК-комірки (див. рис. 3.2).

3.5 Дослідження РК-комірки для забезпечення синхронізації мод кільцевих волоконних лазерів

Для створення анізотропії властивостей рідкого кристала і дослідження деформації його в електричному полі необхідно задати певну орієнтацію тонкого шару молекул на стінках плоскопаралельної комірки, зібраної з двох підкладок. Молекули наступних шарів в результаті дії сил міжмолекулярної взаємодії будуть орієнтуватися таким же чином в об'ємі. Орієнтація молекул на поверхні характеризується кутом нахилу директора θ_p відносно площини поверхні, що обмежує шар РК. В залежності від кута нахилу розрізняють гомогенну (планарну) орієнтацію $\theta_p = 0$, коли молекули паралельні поверхні. При гомеотропній орієнтації довга вісь молекул перпендикулярна поверхні $\theta_p = \pi/2$. Схематично ці типи орієнтації показано на рис. 3.7. Переважний напрямок орієнтації молекулярних осей в деякій просторовій точці описується одиничним вектором директора n , що задає в околиці цієї точки власну локальну систему координат.

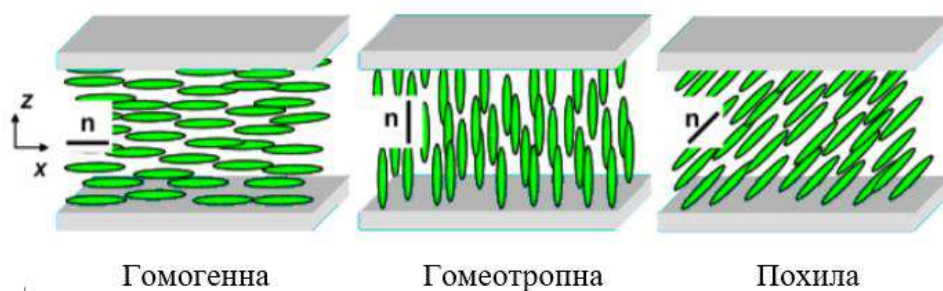


Рисунок 3.7 – Схеми орієнтації молекул НРК

Міжфазна взаємодія між молекулами рідкого кристала з твердою поверхнею відіграє важливу роль. Взаємодія визначає зчеплення молекул рідкого кристала, що характеризується енергією зчеплення W , і

орієнтацію директора безпосередньо на кордонах шару. Розрізняють випадки жорсткого зчеплення (*stronganchoring*), коли $W \rightarrow \infty$ і слабкого, коли енергія зчеплення має кінцеву величину [105].

При прикладенні до шару рідкого кристала електричного або магнітного поля відбувається його пружна деформація. Пружність рідких кристалів пов'язана з локальною зміною орієнтації довгих осей молекул. Деформація рідкого кристала відрізняється від деформації розтягу або стиску при вигинах і поступальному русі частинок при крученні твердого тіла, так як деформація відбувається в результаті прослизання одних шарів відносно інших. Рідкі кристали, завдяки їх рухомій структурі, змінюють свою орієнтацію під дією слабких зовнішніх впливів. Внаслідок діамагнітної анізотропії $\Delta\chi$ і діелектричної проникності $\Delta\epsilon$ вільна енергія ансамблю молекул НРК у зовнішньому магнітному або електричному полях має мінімум при цілком певній орієнтації директора n відносно поля. При позитивних значеннях $\Delta\chi$ і $\Delta\epsilon$ директор прагне встановитися вздовж поля, при негативних – перпендикулярно йому (рис. 3.7). Тому в залежності від знаку діелектричної анізотропії рідкого кристала формується відповідна вихідна орієнтація молекул. Так, для рідкого кристала з позитивною $\Delta\epsilon$ використовується вихідна гомогенна орієнтація молекул, а для РК з від'ємною діелектричною анізотропією – початкова орієнтація молекул в шарі повинна бути гомеотропною. Якщо у вихідному стані напрямки вектора електричного поля і директора рідкого кристала не відповідають умові мінімуму вільної енергії, то в електричному полі, здатному подолати сили міжфазної взаємодії і пружності рідкого кристала, відбудеться переорієнтація молекул. Основним типам деформації твердого тіла відповідають три типи деформації шару рідкого кристала:

1. Розтягуванню відповідає *splay*-деформація. Якщо $\Delta\epsilon > 0$, а директор рідкого кристала у вихідному стані паралельний поверхні електрода, то дія зовнішнього поля викликає S-ефект. В результаті цього

ефекту довгі осі молекул прагнуть розвернутися уздовж вектора електричного поля.

2. Вигину відповідає *bend*-деформація. Якщо $\Delta\epsilon < 0$, у вихідному стані директор рідкого кристала спрямований перпендикулярно поверхні електродів. При прикладанні до шару рідкого кристала зовнішнього поля довгі осі молекул прагнуть переорієнтуватися з вихідного в вертикальне положення, перпендикулярно напрямку вектора електричного поля спостерігається *B*-ефект.

3. Крученню відповідає *torsion*-деформація або *twist*-ефект. Якщо при $\Delta\epsilon > 0$ і в початковому стані орієнтація директорів поблизу поверхонь, що обмежують шар рідкого кристала, взаємно перпендикулярні, то виникає закручена структура, яка повертає площину поляризації прохідного пучка світла на 90° . Зовнішнє поле, прикладене до цього шару, викликає деформацію кручення, яка розвертає директор уздовж вектора електричного поля.

На рис. 3.8 наведені схеми, що ілюструють деформацію директора нематичного рідкого кристала (НРК) в випадках *splay*-, *bend*-деформації та *twist*-ефекту. Рідкокристалічне середовище передбачає однорідний розподіл директора. Деформація поля директора $n(r)$ відбувається завдяки пружнім силам, що виникають під дією зовнішнього електричного поля в рідкому кристалі відповідно до його діелектричної анізотропії.

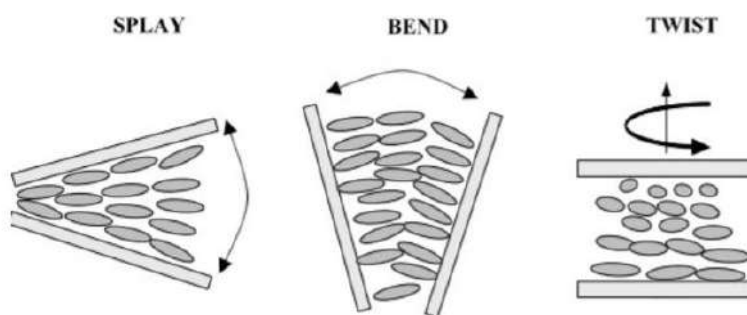


Рисунок 3.8 – Схеми, що ілюструють деформацію директора нематичного рідкого кристала [106]

Зміна положення директора в просторі викликає збільшення вільної енергії. Для того щоб мінімізувати вільну енергію на одиницю об'єму зразка, молекули будуть переорієнтуватися при прикладенні електричного поля до шару рідкого кристала, замкненому між двома орієнтованими поверхнями. Ця умова лежить в основі феноменологічної теорії пружності, яка використовується для визначення орієнтації директора всередині даної РК структури. Відповідно до теорії пружності для рідких кристалів пружна енергія, що відноситься до зміни директора в просторі, може бути записана в векторних позначеннях як [105]:

$$F_{el} = 1/2K_{11}[\nabla \cdot \vec{n}]^2 + 1/2K_{22}[\nabla \cdot \vec{n}]^2 + 1/2K_{33}[\vec{n} \cdot \nabla \cdot \vec{n}]^2. \quad (3.51)$$

Цей вираз дисторсії енергії Франка-Озеєна [19–20] є основою для розгляду практично всіх електро- та магнітооптичних явищ в нематичному рідкому кристалі. Перший член описує S-ефект, другий – *twist*-ефект і третій - B-ефект. Коефіцієнти пружності Франка, які стосуються *splay* (K_{11}), *twist* (K_{22}) і *bend* (K_{33}) деформацій аналогічні константам для пружини в законі Гука і відповідають різним просторовим викривленням директора. Всі три коефіцієнти по своїй величині порядку 10^{-11} Н і зазвичай $K_{33} > K_{11} > K_{22}$. У ряді розрахунків для простоти нехтують анізотропією модулів пружності, вважаючи $K_{11} = K_{22} = K_{33}$. У цій «ізотропній» апроксимації формула Франка-Озеєна набуває простий вигляд:

$$F = 1/2K(\nabla \cdot \vec{n})^2. \quad (3.52)$$

Вільна енергія рідкого кристала включає в себе об'ємну та поверхневу складові:

$$F = F_V + F_S = \int_V (F_{elast} + F_{field}) dV + F_S . \quad (3.53)$$

Об'ємна енергія складається з пружної енергії рідкого кристала і енергії електричного поля, прикладеного до шару. Поверхнева складова F_S відповідає енергії міжфазної взаємодії на межі розділу шару рідкого кристала з поверхнею. У більшості практичних випадків для створення певної орієнтації директора достатньо анізотропно-пружної міжфазної взаємодії між молекулами рідкого кристала і орієнтуючою поверхнею. Коли дія електричного поля припиняється, відбувається процес релаксації – повернення директора в рівноважний стан. Момент повернення, який виникає при цьому, залежить від відповідних коефіцієнтів пружності і режиму зворотної течії рідкого кристала. Баланс між електричним моментом, що викликає переорієнтацію молекул, і пружним поворотальним моментом, визначає динаміку процесу деформації рідкого кристала. Вплив цих моментів на напрямок директора n , визначається мінімізацією густини вільної енергії. Характерною особливістю деформації рідкого кристала є вплив на неї в'язкості і температури, які визначають режим течії. Ці режими течії є більш складними, ніж для звичайних ізотропних рідин, і можуть бути порушені зміною орієнтації, наприклад, шляхом прикладення зовнішнього електричного поля. З теоретичної точки зору узгодження між орієнтацією і течією є дуже важливим моментом. Вільна енергія ансамблю молекул нематичного рідкого кристалу у зовнішньому електромагнітному полі мінімальна тільки при певній орієнтації директора щодо поля. Якщо у вихідному стані напрямки поля і директора не відповідають мінімуму вільної енергії, то в сильному полі, здатному подолати сили пружності рідкого кристала, встановлюється його новий стаціонарний стан. Цей ефект зміни положення директора в результаті деформації шару рідкого кристалу шляхом прикладення до нього

електричного або магнітного поля був відкритий і носить назву ефекту Фредерікса. В перших роботах, присвячених дослідженню впливу електричного поля на поглинання світла і двопронезаломлення нематичних рідких кристалів, основна увага приділялася механізму орієнтації молекул електричним полем і інтерпретації цього явища. Молекули нематичного рідкого кристала прагнуть зорієнтуватися уздовж вектора електричного поля безвідносно до його знаку, так щоб директор співпадав з вектором цього поля. Геометрія вихідної орієнтації директора і знак діелектричної анізотропії визначають тип переходу Фредерікса. Способи спостереження цього ефекту засновані на вимірі залежності якого-небудь анізотропного параметра речовини: діелектричної сталої, електропровідності, теплопровідності, дихроїзма – в результаті прикладення до шару рідкого кристала зовнішнього поля. Переорієнтація директора в електричному полі супроводжується зміною оптичної анізотропії або двопронезаломлення середовища. Модуляція інтенсивності монохроматичного світла в результаті зміни оптичної анізотропії найбільш часто використовується для контролю параметрів рідкого кристала.

Проходження світлової хвилі через речовину – результат послідовного перевипромінювання електронами світла. Електричне поле світлової хвилі, проникаючи в речовину, викликає вимушені коливання електронів в атомах і молекулах середовища. Електрони, які коливаються, в свою чергу, є джерелом вторинного випромінювання світла. В анізотропній речовині коливання електронів легше збуджуються в певних напрямках. Явище подвійного променезаломлення пов'язано з різними швидкостями поширення хвиль з різною поляризацією в анізотропному середовищі. Промінь світла, падаючи перпендикулярно до поверхні анізотропного кристала, розпадається на два промені. Звичайний промінь продовжує шлях без заломлення, як в ізотропному середовищі, а незвичайний промінь відхиляється у бік, порушуючи

звичайний закон заломлення світла. Напрямок коливань електричного вектора незвичайного променя лежить у площині головного перерізу (що проходить через оптичну вісь і світловий промінь), яка є площиною поляризації. Для звичайної хвилі, поляризованої в площині, перпендикулярній головному перерізу, показник заломлення n_o однаковий для всіх напрямків. Швидкість поширення незвичайної хвилі, а, отже, і її показник заломлення n_e залежать від напрямку.

При переході Фредерікса переорієнтація молекул нематичного рідкого кристала супроводжується зміною двопронезаломлення середовища, що використовується для модуляції монохроматичного світла. Розглянемо явище двопронезаломлення в нематичному рідкому кристалі, коли у вихідному стані директор n в шарі НРК спрямований паралельно підкладці, а діелектрична анізотропія $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\parallel} > 0$. При напруженості електричного поля, яка перевищує порогову величину, молекули починають відхилятися від початкового положення в напрямку осі z (рис. 3.9) і відбувається поздовжня деформація шару РК або S-ефект [86–87].

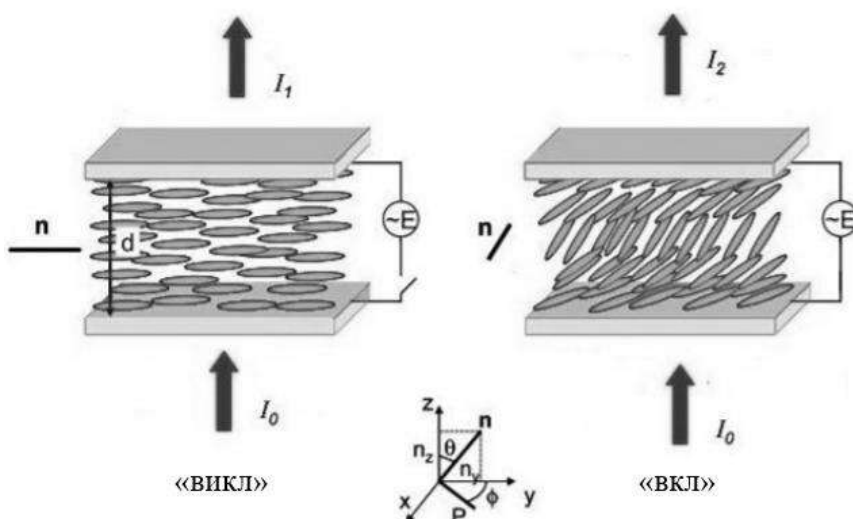


Рисунок 3.9 – Схема переорієнтації ансамблю молекул НРК зі стану вимкнено «off» в стан включено «on» при прикладенні електричного поля

З ростом напруги збільшується кут нахилу директора θ щодо осі z і двопронезаломлення зменшується. При цьому коефіцієнт заломлення для звичайного променя залишається незмінним, а для незвичайного променя зменшується, тобто $n_e \rightarrow n_o$. Зміна показника заломлення $n(z)$ і оптичної анізотропії Δn описуються наступними формулами:

$$n(z) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \theta(z) + n_e^2 \sin^2 \theta(z)}}, \quad (3.54)$$

$$\Delta n = (1/d) \int_0^d (n(z) - n_o) dz. \quad (3.55)$$

Зміну оптичної анізотропії можна спостерігати по зміні фази світлового потоку, який поширюється перпендикулярно шару РК товщиною d . Різниця фаз Φ для монохроматичного світла з довжиною хвилі λ визначається співвідношенням:

$$\Phi = 2\pi d \Delta n / \lambda. \quad (3.56)$$

Для експериментальних досліджень використовують плоскопаралельні комірки з товщиною шару рідкого кристала від декількох одиниць до десятків мікрометрів. Шар рідкого кристала в них розміщений між двома скляними підкладками. Схема типової РК-комірки показана на рис. 3.10. Внутрішні поверхні підкладок покриті тонким шаром окислів індію та олова (IndiumTinOxide – ІТО), який використовується в якості прозорого електрода, на який осаджують орієнтуючий шар.

Капілярний зазор між електродами фіксується за допомогою тонких тефлонових прокладок або спеціальних спейсерів. До електродів через електричні контакти прикладається електрична напруга. Фото реальної РК-комірки, яка використовувалася в даній роботі для забезпечення

синхронізації мод в кільцевому волоконному лазері, зображено на рис.3.11.

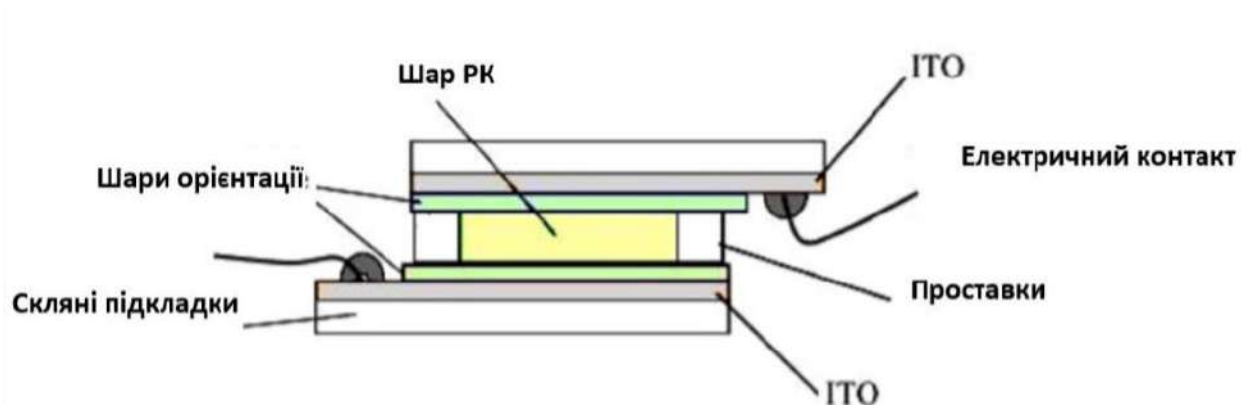


Рисунок 3.10 – Схема електрокерованої РК-комірки

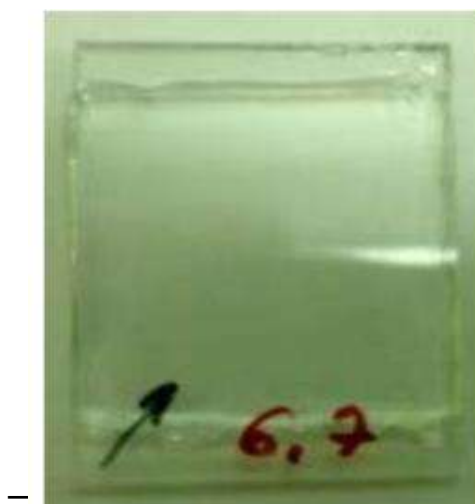
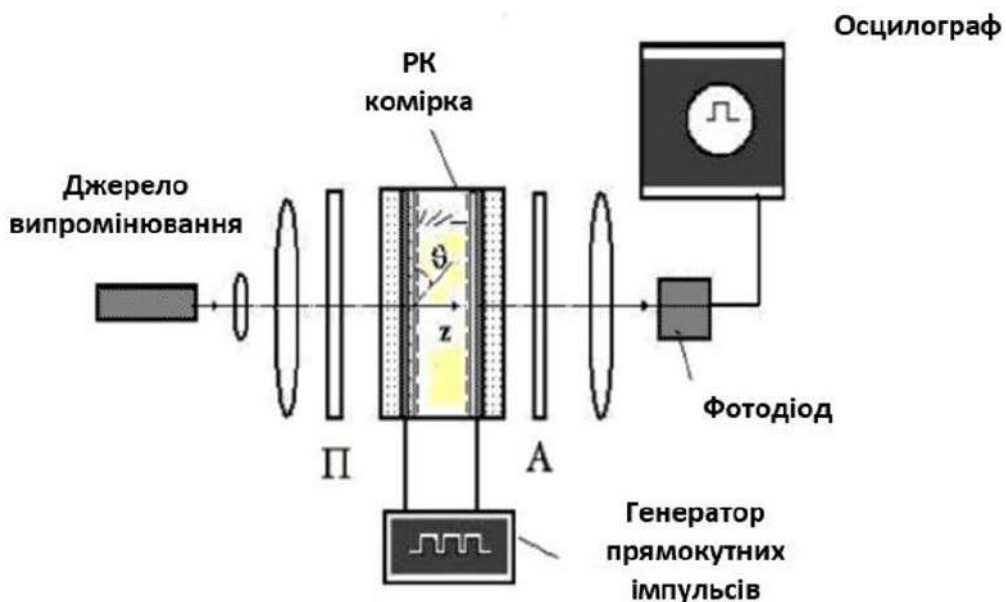
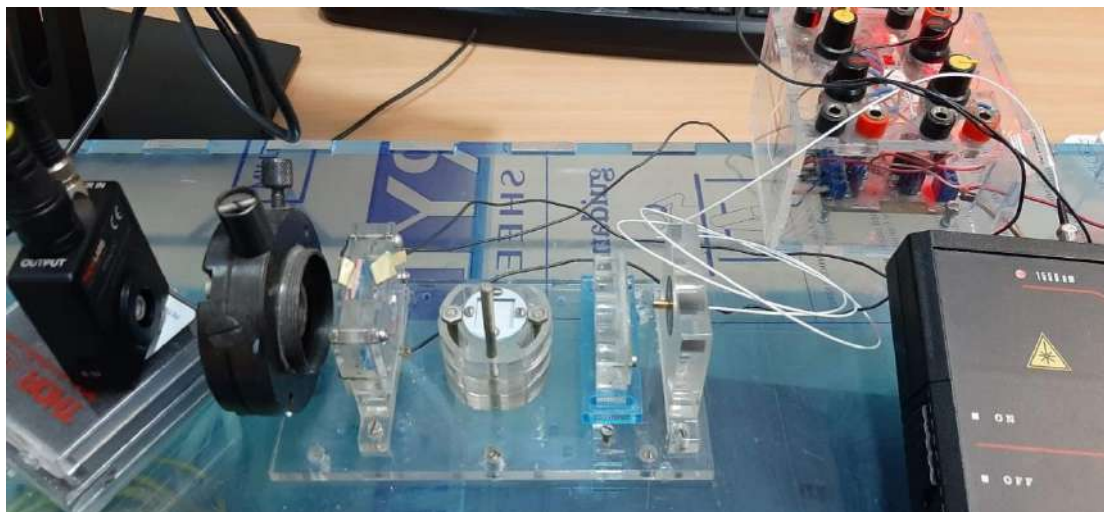


Рисунок 3.11 – Фото рідкокристалічної комірки

Для вимірювання електрооптичних характеристик використовується принципова схема, показана на рис. 3.12, а. На рис. 3.12, б зображено фото стенду для експериментального дослідження РК-комірок в даній роботі.



а)



б)

Рисунок 3.12 – Вимірювання характеристик НРК комірок: а) електрооптична схема; б) фото стенду

Як джерело монохроматичного випромінювання в схемі використовують лазери з різною довжиною хвилі, наприклад, He-Ne лазер з довжиною хвилі 632,8 нм [105–106]. В даній роботі використовувалося джерело випромінювання на довжині хвилі 1550 нм. Для спостереження пропускання поляризованого світла через РК-комірку, її

розміщують між поляризатором і схрещеним з ним аналізатором, кожен з яких пропускає світло, поляризоване в одній площині.

Зміна різниці фаз в свою чергу призводить до осцилюючої залежності оптичного пропускання на виході аналізатора (рис. 3.13). Максимальне пропускання комірки відповідає куту $\beta = 90^\circ$. Число максимумів пропускання при повній переорієнтації директора дорівнюватиме $\Delta nd/\lambda$. Якщо поляризатори схрещені, то світло через них не проходить, але, якщо на шляху світла розмістити РК-комірку, то в результаті зміни поляризації на виході буде спостерігатися світловий пучок. Інтенсивність світла, що пройшло через комірку, залежить від кута β між вектором поляризації падаючого променя і вихідним напрямком директора РК [105–106]:

$$I = I_0 \sin^2 2\beta \sin^2 (\Phi / 2), \quad (3.57)$$

де I_0 – інтенсивність падаючого на комірку лінійно поляризованого світла.

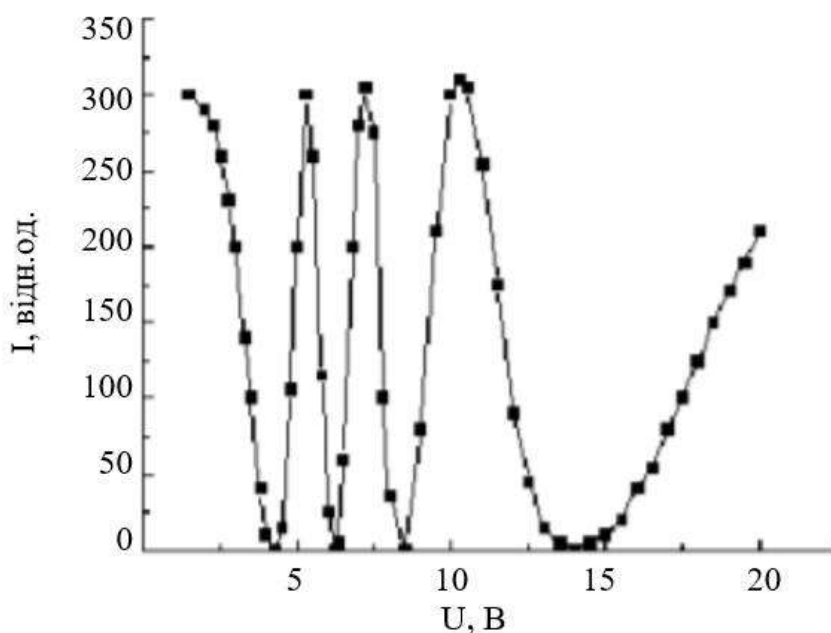


Рисунок 3.13 – Оптичне пропускання РК-комірки в залежності від прикладеної змінної напруги, що подається з частотою 1 кГц [105–106]

Розглянемо плоску комірку, в якій РК орієнтується паралельно з початковим кутом нахилу директора θ_p . При напрузі U , що перевищує порогове значення U_{th} , величина фазової затримки між незвичайним і звичайним променями після проходження світла через шар РК, виражається як [105-106]:

$$\Phi(U) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d [n_e(\theta(z) - n_o)] dz. \quad (3.58)$$

Кут нахилу $\theta(z)$ залежить від зовнішньої напруги. Зі збільшенням напруги кут θ збільшується, а різниця фаз двох ортогональних хвиль поступово зменшується. Коли прикладена напруга буде досить високою, всі молекули в шарі РК будуть зорієнтовані перпендикулярно підкладкам, а директор РК буде паралельний напрямку поля, загальна фазова затримка двох ортогональних компонент прагне до нуля.

Максимальне значення фазової затримки світла Φ_m в шарі НРК дорівнюватиме:

$$\Phi_m = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e^{eff} - n_o) d. \quad (3.59)$$

Якщо початковий кут нахилу директора θ_p малий, то n_e^{eff} майже наближається до n_e . [107]. Початковий кут нахилу директора рідкого кристала є однією з важливих параметрів, що впливають як на оптичні, так і на динамічні характеристики рідкокристалічних пристроїв. Це кут нахилу директора в відсутності електричного поля, обумовлений міжфазною взаємодією між молекулами рідкого кристала і орієнтуючою поверхнею. Він відповідає куту між директором і його проекцією на площину підкладки РК-комірки. Контроль цього кута дуже важливий при проведенні досліджень і розробці РК пристроїв. Кут θ_p можна визначити, знаючи товщину шару рідкого кристала, його показники заломлення n_o і

n_e та максимальну фазову затримку, за допомогою теоретичної залежності [107]:

$$\Phi(\theta_p) = \frac{2\pi l \cdot n_o}{\lambda} \left[\frac{n_e}{\sqrt{n_e^2 \sin^2 \theta_p + n_o^2 \sin^2 \theta_p}} - 1 \right]. \quad (3.60)$$

Приклад розрахункової залежності фазової затримки від кута нахилу наведено на рис. 3.14 [105]. Розрахункова залежність $\Phi(\theta)$ була отримана для рідкого кристала BL 37 (фірми Merck) з $n_o = 1,53$ и $n_e = 1,79$ при товщині шару $d = 14,5$ мкм. Значення максимальної фазової затримки визначалося із залежності Φ від зворотної напруги, тому що при $1/U \rightarrow 0$ $\Phi \rightarrow \Phi_{max}$. Цей спосіб дозволяє визначати кути нахилу директора більш ніж 20° , і на точність визначення кута θ_p цим методом впливає точність визначення величини d . При відхиленні зазору РК-комірки на $\pm 0,5$ мкм, похибка визначення кута $\Delta\theta$ може досягати 10° при кутах $\theta_p \leq 15^\circ$ [108].

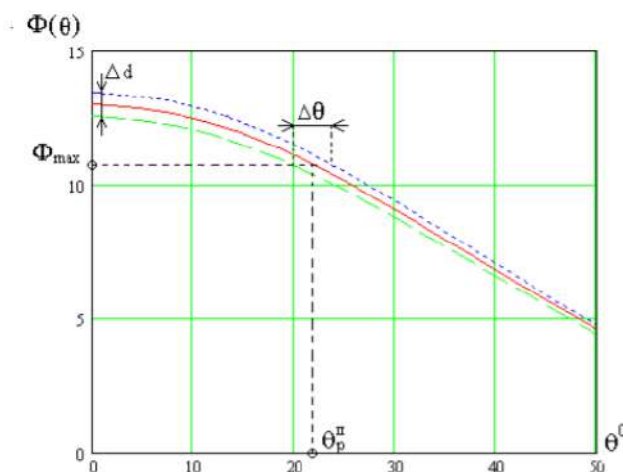


Рисунок 3.14 – Розрахункова залежність фазової затримки від кута нахилу директора і схема визначення кута θ_p

Граничні умови впливають на фазову затримку світла в шарі РК через варіації початкового кута нахилу директора. Експериментально

було показано, що зменшення початкового кута нахилу директора сприяє збільшенню фазової затримки світла в шарі РК при тій же товщині шару. Зміна директора рідкого кристала і відповідна зміна фазової затримки від напруги, мають нелінійний характер. На рис. 3.15 наведені залежності $\Phi(U)$ для комірок, що мають однакову товщину шару РК, але різні умови на міжфазній межі з орієнтуючою поверхнею. Вплив граничних умов на фазову затримку зберігається і зі збільшенням товщини шару рідкого кристала, як видно на рис. 3.16. Механізм взаємодії РК з орієнтуючою поверхнею має явно виражений нанорельєф, в разі наклонно осаджених шарів монооксиду германію GeO, обумовлений дією анізотропно-пружних сил. Поверхня GeO забезпечує слабе зчеплення на міжфазній межі і наклонну орієнтацію РК з початковим кутом нахилу директора $\theta_p \geq 22^\circ$. Згладжування рельєфу текстурованої поверхні GeO в результаті осадження тонкого шару a-C:H призвело до зменшення кута θ_p і збільшення фазової затримки світла при тій же товщині шару РК (крива 2 на рис. 3.15). Зі збільшенням товщини шару рідкого кристала фазова затримка в комірках з комбінованими шарами залишається більш високою (рис. 3.16), ніж в комірках з шаром GeO, похило напиленим у вакуумі [109].

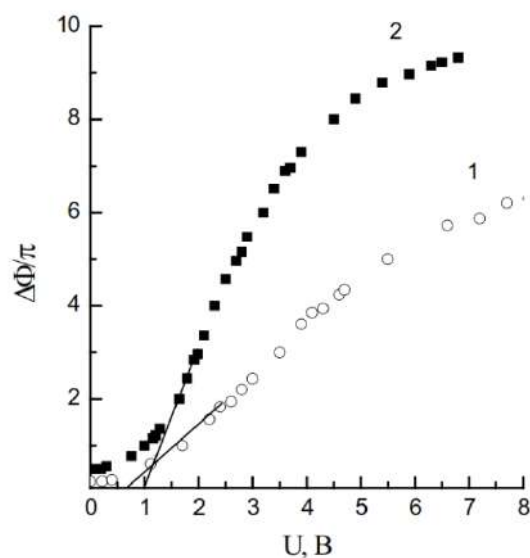


Рисунок 3.15 – Залежності $\Phi(U)$ для РК-комірок з орієнтованими поверхнями GeO (крива 1) і GeO / a-C: H (крива 2) [109]

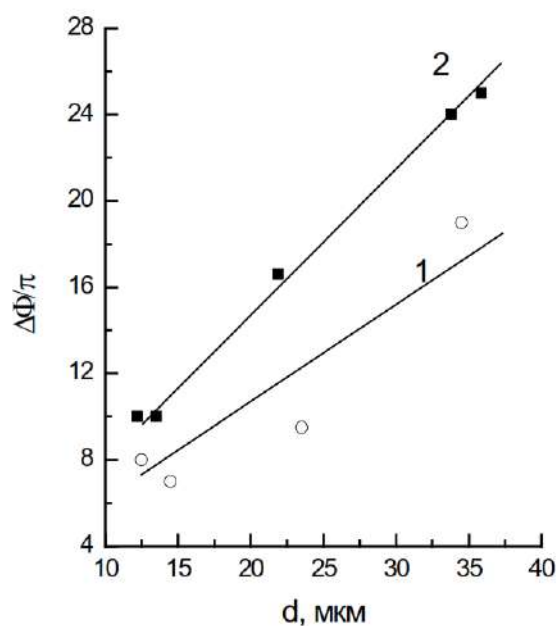


Рисунок 3.16 – Вплив на зміну $\Phi(d)$ орієнтованої поверхні в РК-комірках GeO (пряма 1) і GeO / a-C: H (пряма 2) [109]

Але в даній роботі використовувалися РК-комірки, засновані на *twist*-структурі. *Twist*-структури НРК широко використовуються в різних дисплейних, комунікаційних пристроях, РК-модуляторах світла, через можливість досягнення з їх допомогою більш високої швидкодії і контрасту.

Схема зміни орієнтації молекул РК при прикладенні електричного поля до *twist*-комірки показана на рис. 3.17. *Twist*-структура повертає вектор поляризації світла на кут 90° і світло проходить через шар рідкого кристала в схрещених поляризаторах. При прикладенні до комірки електричного поля директор розвертається і відбувається ослаблення пропускання. Коли директор знаходиться у вертикальному положенні ($\theta_p = 90^\circ$) світло не проходить через цю структуру [110–115].

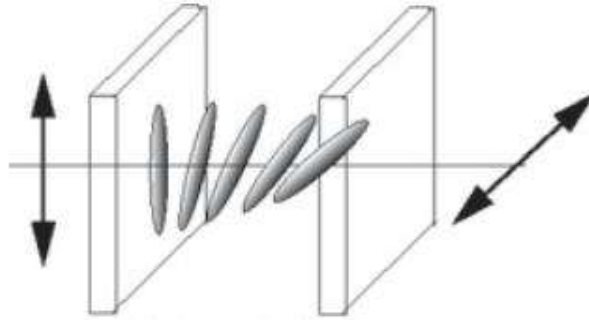


Рисунок 3.17 – Схема зміни орієнтації молекул РК при прикладанні електричного поля до *twist*-комірки

Якщо напрямок директора на фронтальній підкладці РК-комірки, вміщеній між поляризатором і паралельним йому аналізатором, збігається з віссю поляризатора, то інтенсивність світла, що пройшло через комірку буде дорівнювати [111]:

$$I = \frac{\sin^2\left(\varphi\sqrt{1+q^2}\right)}{1+q^2}, \quad (3.60)$$

де φ – кут закрутки *twistu*; $q = \pi d \Delta n / \lambda \varphi$.

Для 90° *twist*-ефекту $\varphi = \pi / 2$. Інтенсивність пропускання I є осцилюючою функцією параметра d/λ . Якщо припустити, що для першого мінімуму кривої пропускання $I = 0$, при вирішенні рівняння (3.60), то мінімальна товщина шару РК, при якому досягається максимальний контраст:

$$d_{\min} = \frac{\sqrt{3}\lambda}{2\Delta n}. \quad (3.61)$$

Зміна інтенсивності пропускання *twist*-коміркою в залежності від товщини шару ілюструє рис. 3.18. Мінімальна товщина шару РК-комірки повинна відповідати першому максимуму пропускання. У роботі

використовувалися РК-комірки, виготовлені Інститутом хімії нових матеріалів НАН Білорусі. Їм відповідає параметр $\Delta n \cong 0,21$, тому на довжині хвилі 1,55 мкм мінімальна товщина шару для отримання максимального контрасту повинна бути більше 6,4 мкм. На рис. 3.18 зображено комірку з товщиною шару 6,7 мкм.

При зміні кута закрутки *twist*-структури в електричному полі інтенсивність пропускання падає. Розрахункова залежність інтенсивності випромінювання, що пройшло, від кута закрутки φ показана на рис. 3.19.

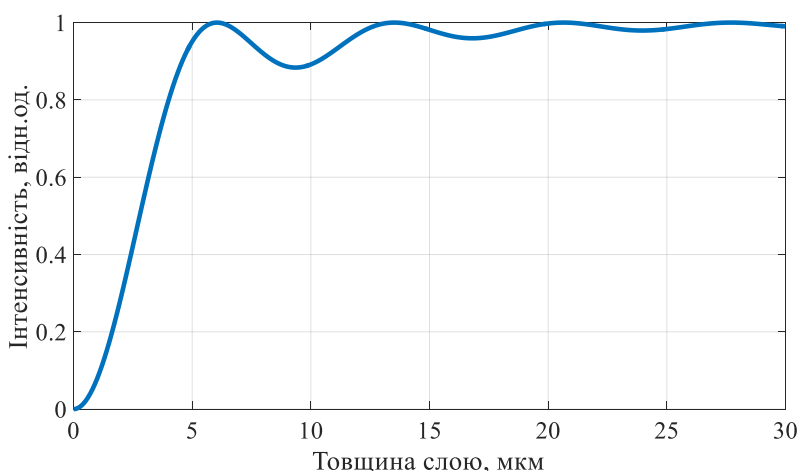


Рисунок 3.18 – Залежність інтенсивності від товщини *twist*-комірки для довжини хвилі 1,55 мкм

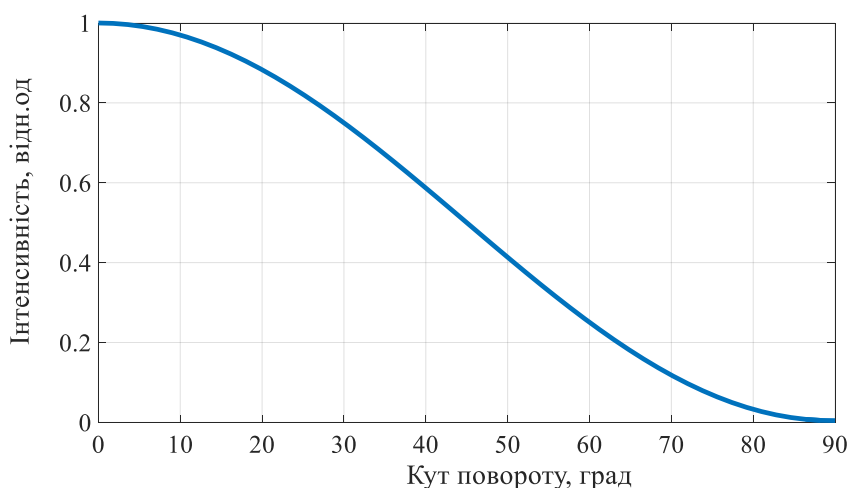


Рисунок 3.19 – Залежність інтенсивності випромінювання, що пройшло через *twist*-структуру від кута закрутки

Залежність пропускання від напруги для 90° *twist*-комірки приведена на рис. 3.20. Напруга, при якій починається спад пропускання в *twist*-комірці, відповідає оптичному порогу U_{op} *twist*-ефекту. В області напруг $U_{th} < U < U_{op}$ директор РК починає нахилитися, а ефективне двопронезаломлення РК і фазова затримка в шарі зменшуються.

При напрузі, що перевищує оптичний поріг, в закрученій *twist*-структурі змінюється кут повороту площини поляризації лінійно поляризованого випромінювання уздовж осі, перпендикулярної шару. Цей процес супроводжується послабленням пропускання *twist*-коміркою. При напрузі, що істотно перевищує оптичний поріг ефекту, коли в центральній частині шару РК молекули переорієнтуються перпендикулярно електродів, *twist*-структура перестає повертати площину поляризації світла, комірка стає непрозорою в схрещених поляризаторах (рис. 3.17).

При знятті напруги молекули нематического РК повертаються в початкове положення під дією пружних сил, і *twist* комірка знову починає пропускати падаюче на неї випромінювання [116–119].

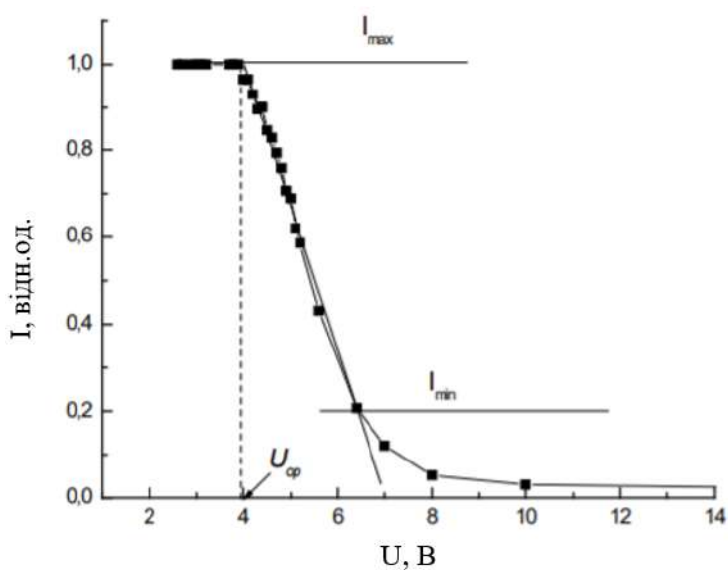


Рисунок 3.20 – Приклад визначення напруг роботи *twist* комірки [116–119]

На рис. 3.21 представлено експериментальні дослідження залежності пропускання для використаної в роботі РК-комірки від прикладеної до неї напруги [24–30].

З кривої можна побачити, що $U_{op} = 2$ В. В області напруг більших $U \gg 10$ В директор в об'ємі РК переорієнтований повністю при куті $\beta = 0$, тобто область робочих напруг не перевищує 10,5 В: для управління РК область робочих напруг повинна відповідати від 2 В до 10,5 В.

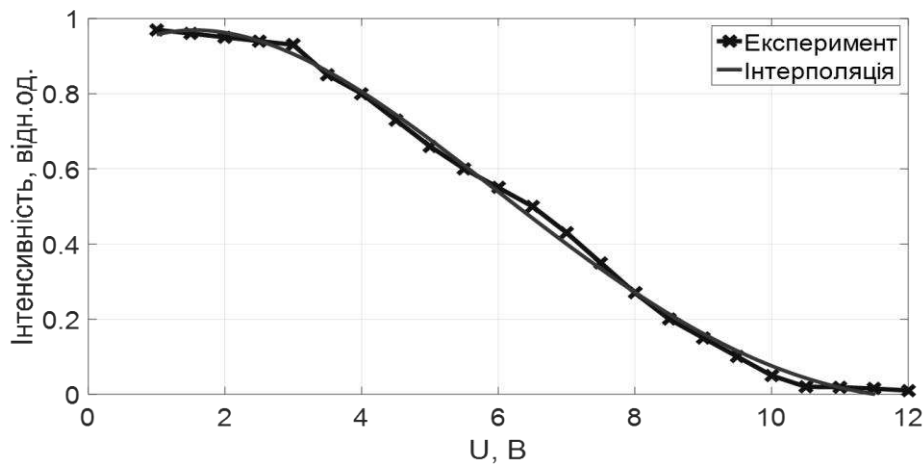


Рисунок 3.21 – Експериментальні залежності ослаблення пропускання випромінювання з довжиною хвилі 1,55 мкм *twist*-комірками

Для теоретичного дослідження контролю поляризації за допомогою РК- комірки використовується рішення рівняння Озеєна-Франка [31–33, 111–113]:

$$F = \int \left\{ \frac{1}{2} K_{22} \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 - \frac{1}{2} \varepsilon_0 \Delta\varepsilon E^2 \sin^2(\theta) \right\}, \quad (3.62)$$

де K_{22} – константа пружності;

$\Delta\varepsilon$ – діелектрична анізотропія;

$\theta(z)$ – нахил директора кристала від осі z ;

E – електричне поле.

Рівноважне значення функції $\theta(z)$ таке, що мінімізує функціонал F . Беручи варіації першого порядку, знаходимо що $\theta(z)$ має задовольняти наступному диференціальному рівнянню:

$$K_{22} \frac{d^2\theta}{dz^2} + \varepsilon_0 \Delta\varepsilon E^2 \sin(\theta) \cos(\theta) = 0. \quad (3.63)$$

Рівняння (3.63) – диференціальне рівняння другого порядку. Щоб вирішити це рівняння чисельно, його потрібно лінеаризувати, ввівши заміни: $\theta(z) \rightarrow \theta_1$ і $\theta'(z) \rightarrow \theta_2$.

Переорієнтація рідкого кристала впливає на електричне поле, через зміни діелектричної проникності. Тоді електричне поле повинно бути розраховане шляхом вирішення рівняння Лапласа:

$$\nabla \varepsilon \nabla u = 0, \quad (3.64)$$

де u – потенціал прикладеної напруги до РК кристалу та $E = -\nabla u$.

Оскільки є тільки одномірна задача, то рівняння (3.64) зводиться до виду:

$$\frac{d}{dz} \left[\varepsilon_{zz} \frac{du}{dz} \right] = 0, \quad (3.65)$$

де $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\perp} + \Delta\varepsilon \sin^2(\theta)$. Тоді за правилом диференціювання:

$$2\Delta\varepsilon \sin(\theta) \cos(\theta) \frac{d\theta}{dz} \frac{du}{dz} + \left[\varepsilon_{\perp} + \Delta\varepsilon \sin^2(\theta) \right] \frac{d^2u}{dz^2} = 0. \quad (3.66)$$

Рівняння (3.66) також другого порядку, яке потрібно лінеаризувати, ввівши для $u(z) \rightarrow u_1$ і $u'(z) \rightarrow u_2$.

Після цього отримуємо систему з лінеаризованих рівнянь (3.64) і (3.66):

$$\begin{cases} \theta'_1 = \theta_2, \\ K_{22}\theta'_2 + \varepsilon_0\Delta\varepsilon E^2 \sin(\theta_1)\cos(\theta_1) = 0, \\ u'_2 = u_2, \\ 2\Delta\varepsilon \sin(\theta_1)\cos(\theta_1)\theta_2 u_2 + [\varepsilon_{\perp} + \Delta\varepsilon \sin^2(\theta)] \cdot u'_2 = 0. \end{cases} \quad (3.67)$$

Система (3.67) складається з чотирьох лінійних диференціальних рівнянь, яка вирішується, шляхом знаходження $\{\theta'_1, \theta'_2, u'_1, u'_2\}$.

Використовуючи викладену математичну модель за допомогою математичних і чисельних методів, можна досліджувати електрооптичні параметри РК кристалів для подальшого застосування в кільцевих волоконних лазерах в якості контролерів поляризації. На рис. 3.22 зображена теоретична і експериментальна крива залежності кута повороту поляризації випромінювання від прикладеної напруги до РК комірки.

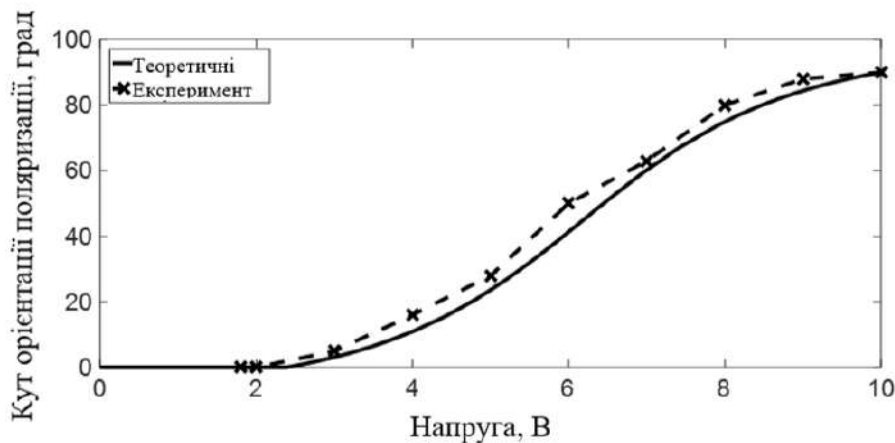


Рисунок 3.22 – Залежність кута повороту поляризації від прикладеної напруги до РК комірки

З рішення систему рівнянь (3.67) виходить, що залежність кута повороту поляризації від прикладеної напруги до РК комірки нелінійна. Для нематичних планарних РК комірок, існує напруга відсічення, яка в даному випадку дорівнює 2,2 – 2,5 В. З теоретичної кривої слідує, що кут

орієнтації поляризації в просторі змінюється від 0° до 90° , при прикладеній напрузі від 2,2 В до 10 В. При прикладенні напруги більше 10 В РК комірка «насихується» і кут повороту поляризації змінюється дуже слабо, при цьому при подачі напруги більше 10 В може відбутися електричний пробій РК шару [31–33]. Експериментальна крива практично збігається з теоретичною, причиною мінімальної відмінності може служити похибка вимірювальних приладів або розрахункових методів (рис. 3.22). При експериментальному дослідженні на РК комірку подавалася напруга різної амплітуди (від 0 В до 10 В) у вигляді меандру з частотою 1 кГц [23–24].

Вирішуючи спільно рівняння (3.50) і (3.67) можна отримати [33]:

$$I(U) = \kappa^2/2 \left[1 - \sin(2\alpha_1) \sin(2\theta(U)) + \cos(2\alpha_1) \cos(2\theta(U)) \cos(2(\alpha_1 + \theta(U) - 2\alpha_2 + \Delta\phi)) \right] I_0, \quad (3.68)$$

де $\theta(U)$ – кут повороту поляризації РК коміркою від прикладеної до неї напруги U .

При фіксованому положенні чвертьхвильових пластин відносно осі РК комірки, а саме 78° , 88° , максимуми пропускання інтенсивності випромінювання через оптичну вісь при подачі напруги на РК комірку будуть дорівнювати 3,9; 7,1; 10 В (рис. 3.23) [33].

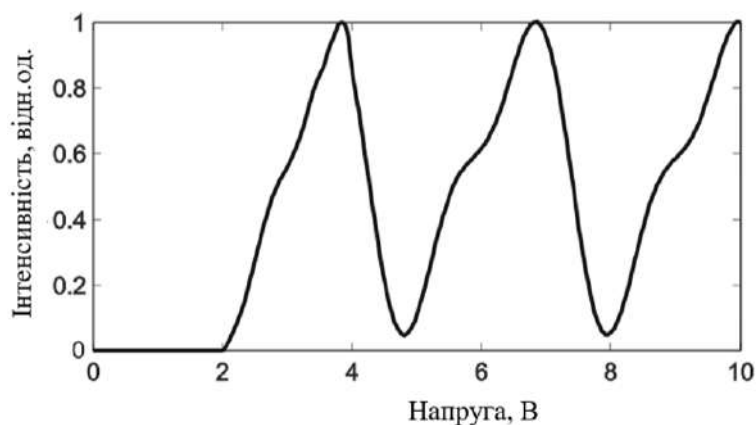


Рисунок 3.23 – Залежність інтенсивності випромінювання, яке проходить через оптичну систему лазера від прикладеної напруги до РК комірки

Таким чином, проведені дослідження доводять, що РК комірку можливо застосовувати в якості контролерів поляризації для забезпечення синхронізації мод в волоконних кільцевих лазерах. Повною мірою показана можливість управління поляризацією випромінювання РК-поляризатором, для реалізації НЕСП в кільцевих волоконних лазерах (рис. 3.18–3.23) [31-37].

При забезпеченні РК комітками, які можуть виспунати не тільки в якості напівхвильових пластин, але і чвертьхвильових, і такі існують, наприклад, фірми Thorlabs, (рис. 3.24), схема лазера може мати в своєму складі тільки РК-комітки для контролю і забезпечення синхронізації мод (рис. 3.25). Автором роботи, ця ідея засвідчена патентом на винахід [38].

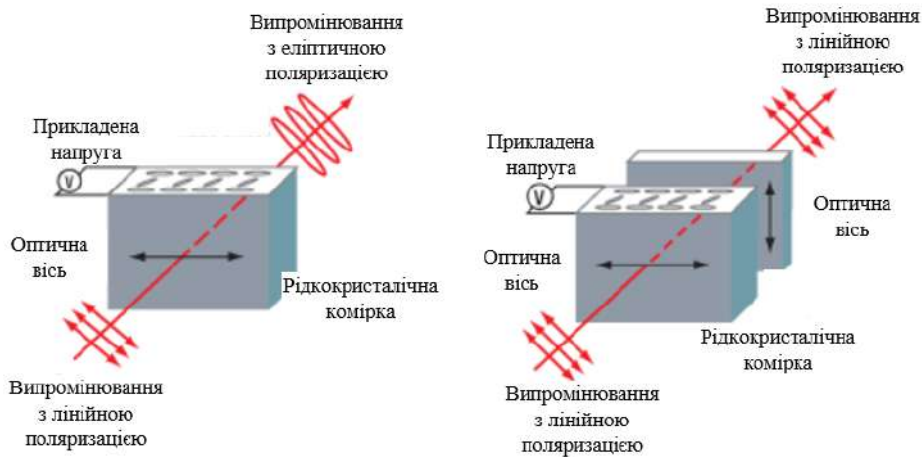


Рисунок 3.24 - Зображення принципу роботи РК-комірок як напівхвильових, так і чвертьхвильових пластин (фірма Thorlabs).

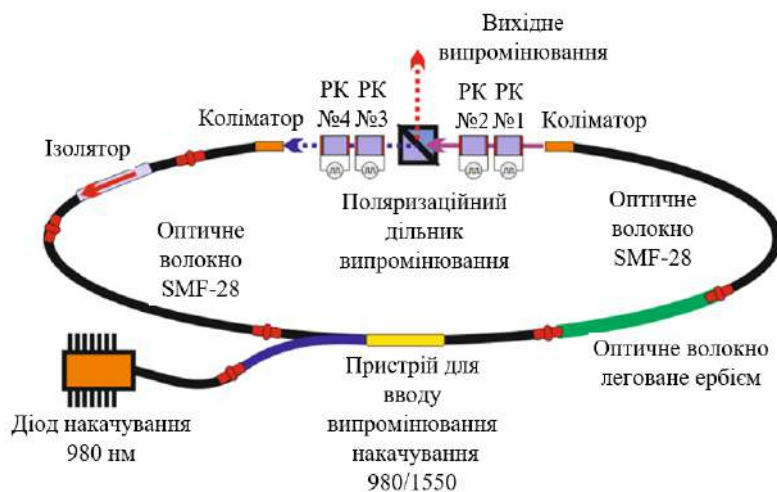


Рисунок 3.25 – Схема кільцевого волоконного лазера з використанням тільки ЖК-поляризаторів

3.6 Моделювання формування імпульсів волоконного лазера

Для моделювання формування імпульсів лазера потрібно використовувати рівняння: Гінзбурга-Ландау (3.1) [17–19] і (3.50, 3.68), крім того, необхідно врахувати часовий розподіл, для цього, спочатку, перейдемо до безрозмірних величин [120]:

$$A = \frac{f}{\sqrt{I_0}}, \quad \zeta = z/L, \quad \tau = t/\delta t, \quad (3.69)$$

де $I_0 = \frac{1}{\gamma L}$, $\delta t = \sqrt{|\beta_2|L/2}$.

У безрозмірних змінних з урахуванням тимчасової складової рівняння (3.50) приймає вигляд:

$$A_{n+1}(\tau) = \kappa^2/2 \left[1 - \sin(2(pI_n + \alpha_1)) \sin(2\theta) + \right. \\ \left. + i \cos(2(pI_n + \alpha_1)) \cos(2\theta) \cos(2(\alpha_1 + \theta - 2\alpha_2 + \Delta\phi)) \right] A_n, \quad (3.70)$$

де $I_n = |A_n|^2$, $p = B \sin 2\alpha_2$. Рівняння (3.50) запишемо як:

$$\frac{\partial A}{\partial \zeta} = g_1 A + (D_r + D_i) \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2}, \quad (3.71)$$

де D_i – кускова функція β_2 (в нормальному режимі дисперсії $D_i = 1$, в аномальному $D_i = -1$; $D_i = 2\rho/|\beta_2|$, – параметр накачування).

У формулі (3.70) присутній експотенціальний множник, що з'явився з причини нелінійних ефектів, і його відразу можна прибрати і перенести в рівняння (3.71).

Тоді замість рівняння (3.70) отримаємо:

$$A_{n+1}(\tau) = \kappa^2/2 \left[\left(1 - \sin(2(pI_n + \alpha_1)) \sin(2\theta) \right) + \right. \\ \left. + i \left(\cos(2(pI_n + \alpha_1)) \cos(2\theta) \cos(2(\alpha_1 + \theta - 2\alpha_2 + \Delta\phi)) \right) \right] A_n. \quad (3.72)$$

Чисельне моделювання формування імпульсів лазера здійснювалося з використанням рівнянь (3.71) і (3.72). Змінювання амплітуди поля при проходженні хвильових пластин, РК-комірки і поляризаційного подільвача пучка описується рівнянням (3.72). Після цього ця змінена амплітуда поля використовується як вхідне рішення рівняння (3.71). Для вирішення рівняння (3.71) використовувався стандартний метод розщеплення по фізичним величинам (в даному випадку на нелінійну і дисперсійну складові) з застосуванням швидкого перетворення Фур'є [122–124]. Таким чином, після кожного проходу резонатора лазера змінена амплітуда поля, використовувалася як початкова умова для рівняння (3.71). Цей процес повторюється до тих пір, поки не встановиться режим синхронізації мод і поле, проходячи через резонатор, не буде змінюватися. На рис. 3.26 зображено результат чисельного моделювання синхронізації мод лазера в відносних одиницях [120].

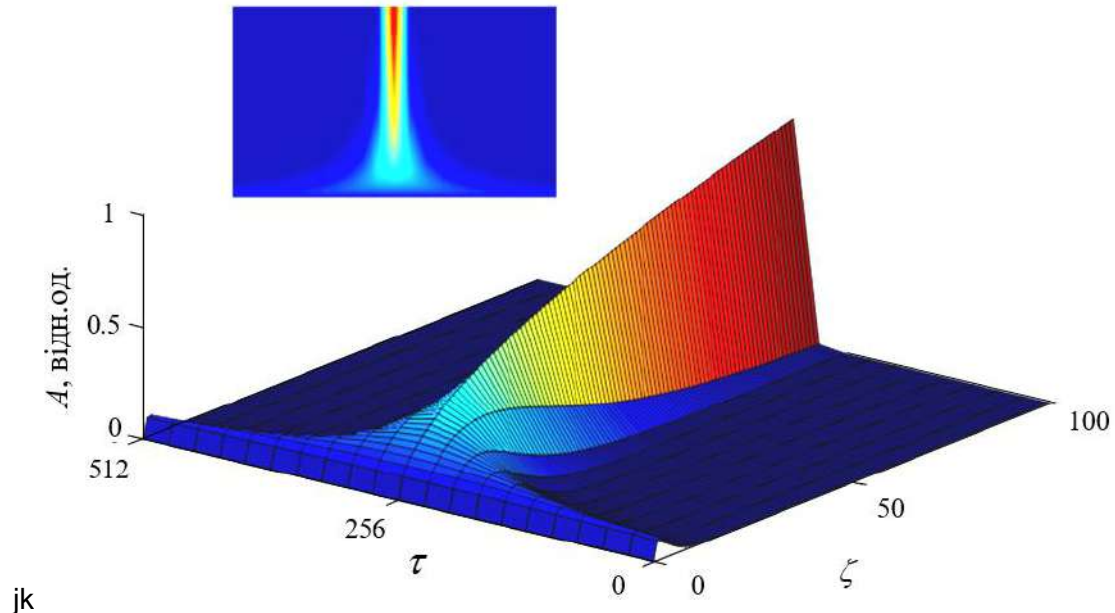


Рисунок 3.26 – Залежність амплітуди імпульса від кількості проходів по резонатору ζ і тривалості τ , при $\alpha_1 = 78^\circ, \alpha_2 = 80^\circ, \theta = 90^\circ$ (рис. 3.6) або при подачі на РК-комірку, замість напівхвильової пластини, напруги 9,8 В.

З рисунка видно формування з кожним проходом все коротшого і коротшого імпульсу, до моменту повної синхронізації мод, коли амплітуда імпульсу стає постійною.

На рис. 3.27 зображено роботу лазера в безперервному режимі, який відповідає параметрам $\alpha_1 = 45^\circ, \alpha_2 = 88^\circ, \theta = 90^\circ$ або при подачі на РК-комірку, замість напівхвильової пластини, напруги 9,8 В. При такому положенні хвильових пластин лазер працює в безперервному режимі, що відповідає хаотичного розподілу поля в резонаторі.

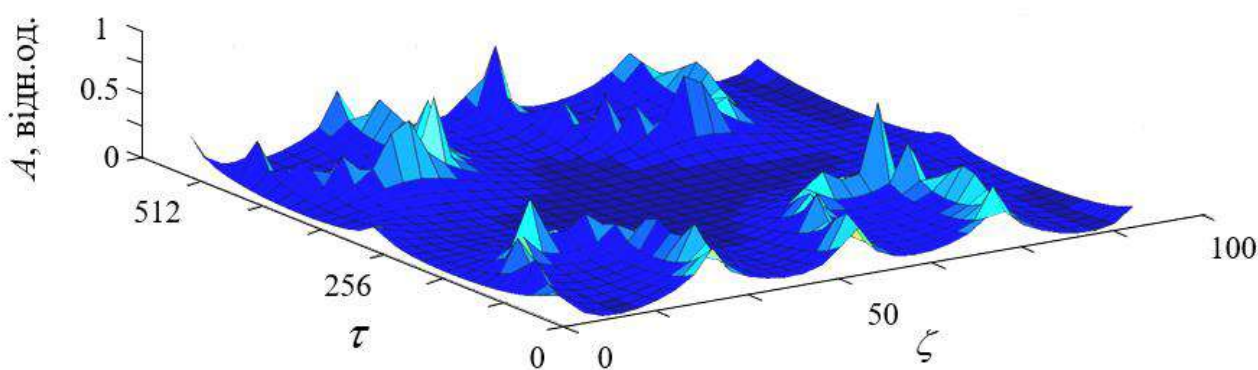


Рисунок 3.27 – Залежність амплітуди імпульса від кількості проходів по резонатору ζ і тривалості τ , при $\alpha_1 = 45^\circ, \alpha_2 = 88^\circ, \theta = 90^\circ$ (рис.3.6) або при подачі на РК-комірку, замість півхвильової пластини, напруги 9,8 В.

3.7 Висновки до розділу 3

В даному розділі були досліджені дисперсійні характеристики оптичних волокон для проектування резонаторів волоконних лазерів. Розрахувавши за допомогою математичної моделі, були проаналізовані та побудовані залежності дисперсії оптичних волокон від довжини хвилі. Розроблена математична модель дозволяє оцінити величину та знак дисперсії оптичних волокон, які використовуються в побудові волоконних лазерів. Тим самим, за допомогою розрахунків вдалося позбутися від дискретних компенсаторів дисперсії.

У розглянутій схемі лазера (рис. 3.2) для виконання умови стабільності (3.23) загальна ДГШ лазера повинна бути негативною.

Тоді за умови наявності в резонаторі лазера 1 м оптичного волокна, легованого ербієм, потрібно оптичного волокна SMF-28 не менше 3,2 м:
 $0,075 + 3,2 \cdot (-0,028) = 0,075 - 0,0896 = -0,0146$ пс/нм·м.

Дана математична модель може бути застосовна для всіх видів оптичних волокон. Таким чином, без проведення експериментальних досліджень за допомогою математичних розрахунків можливо оцінити дисперсію у волокнах, і використовувати ці дані при проектуванні повністю волоконних резонаторів без додаткових дискретних компенсаторів дисперсії.

Було проведено теоретичне та експериментальне дослідження РК-комірок для керування поляризацією випромінювання лазера. Для нематичних планарних РК-комірок існує напруга відсічення, яка в нашому випадку дорівнює 2,2 – 2,5 В. З теоретичної кривої можна зробити висновок, що кут поляризації в просторі змінюється від 0° до 90°, при прикладеній напрузі від 2,2 В до 10 В. При прикладанні напруги більше 10 В РК-комірка «насихується» і кут повороту поляризації змінюється дуже слабо, при цьому при подачі напруги більше 10В може статися електричний пробій РК шару.

4 ПРАКТИЧНА РЕАЛІЗАЦІЯ МАКЕТА КІЛЬЦЕВОГО ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА

Даний розділ присвячений розробці експериментального макета волоконного лазера із забезпеченням синхронізації мод рідкокристалічними комірками.

4.1 Система керування діодом накачування

Система керування модулем накачування кільцевого волоконного лазера обумовлена параметрами і конструкцією напівпровідникового лазерного діода. Випромінювання лазера накачування має характеризуватися двома основними параметрами: спектром випромінювання, що збігається зі спектральною областю поглинання активного середовища і рівнем потужності, достатнім для накачування волоконного лазера. Щоб забезпечити максимальну ефективність накачування, із серійного виробництва напівпровідникових лазерів вибирають той екземпляр, який в робочій точці струму накачування забезпечує генерацію з вузьким спектром випромінювання. На рис. 4.1 наведено спектр випромінювання модуля накачування. Використаний в дослідженнях спектроаналізатор, зібраний на основі ПЗС лінійки, чутливість якої знаходиться в області від 400 нм до 1100 нм. Тому за зареєстрованим спектром випромінювання, орієнтуючись на параметри ПЗС лінійки, можна визначити середню величину ширини спектра на піввисоті, яка становить близько 20 нм. Враховуючи наявність п'яти локальних екстремумів в зареєстрованому спектрі, можна вважати, що в спектрі п'ять поздовжніх мод, відстань між якими становить близько 4 нм. Таким чином, при ширині лінії поглинання не менше 20 нм, 90 % випромінювання накачування поглинається активним середовищем.

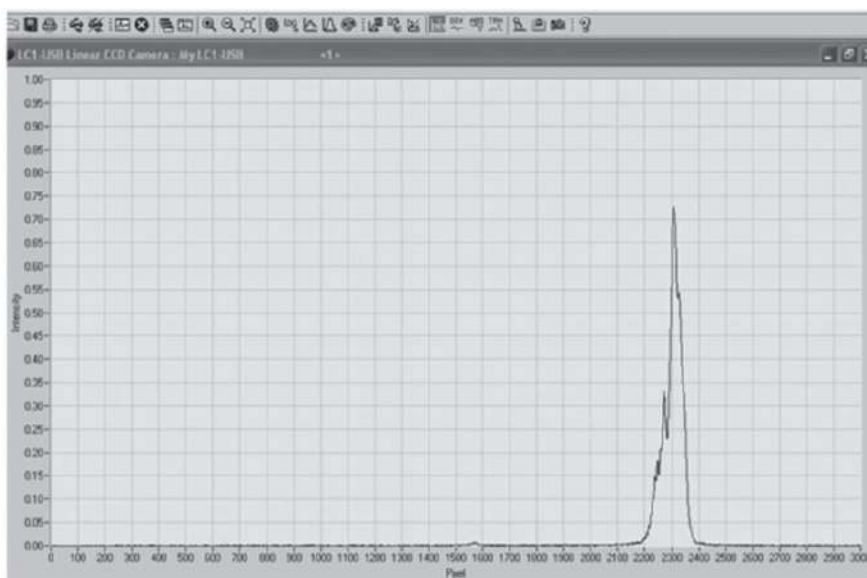


Рисунок 4.1 – Спектр випромінювання модуля накачування 1999PLM

Потужність випромінювання діода накачування кільцевого волоконного лазера підбирається виходячи з коефіцієнта перетворення випромінювання накачування в генероване волоконним лазером. При цьому робочий струм лазера накачування був 518 мА. Таким чином були отримані оптимальні показники спектральних характеристик діода, що накачується, при максимально допустимому струмі, а саме 520 мА, що відповідає його паспортним даним (табл. 4.1).

Таблиця 4.1 – Електронні характеристики модуля накачки

Параметри	Значення параметрів
Діод накачування	
Прямий ток	520 мА
Пряма напруга	2 В
Термістор	
Опір	10 кОм
Термоелектричний «куллер»	
Спожита напруга	2,1 В
Споживаний струм	1,4 А
Споживана потужність	2,9 Вт

Зовнішня розводка на корпусі лазера має вигляд типу "batterfly", що забезпечує швидке приєднання лазера до системи управління. В основі драйвера використовувалася мікросхема NCP3065 [125]. Її основною перевагою є плавна подача напруги на виході, що і потрібно для лазерного діода, щоб він не вийшов з ладу від різкого стрибка подачі напруги. Всі викиди вихідної напруги, які негативно діють на лазерний діод зрізаються за рівнем номінальної вихідної напруги (рис. 4.4). Таким чином на виході ми маємо чистий рівень номінальної вихідної напруги без стрибків і перешкод. Також в схемі реалізована перестройка по вихідному струму. Схема драйвера зображена на рис. 4.5.

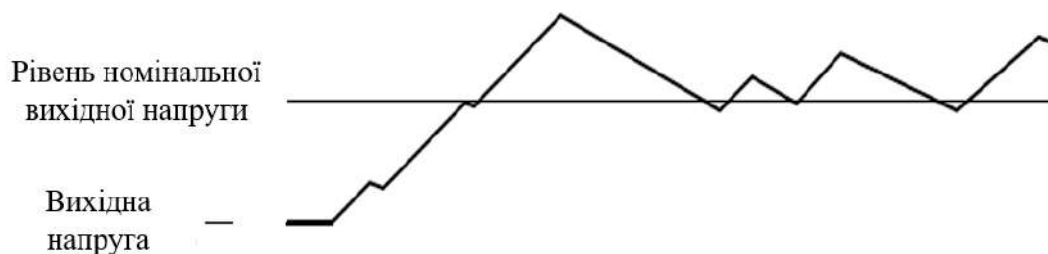


Рисунок 4.4 – Діаграма вихідної напруги для лазерного діода

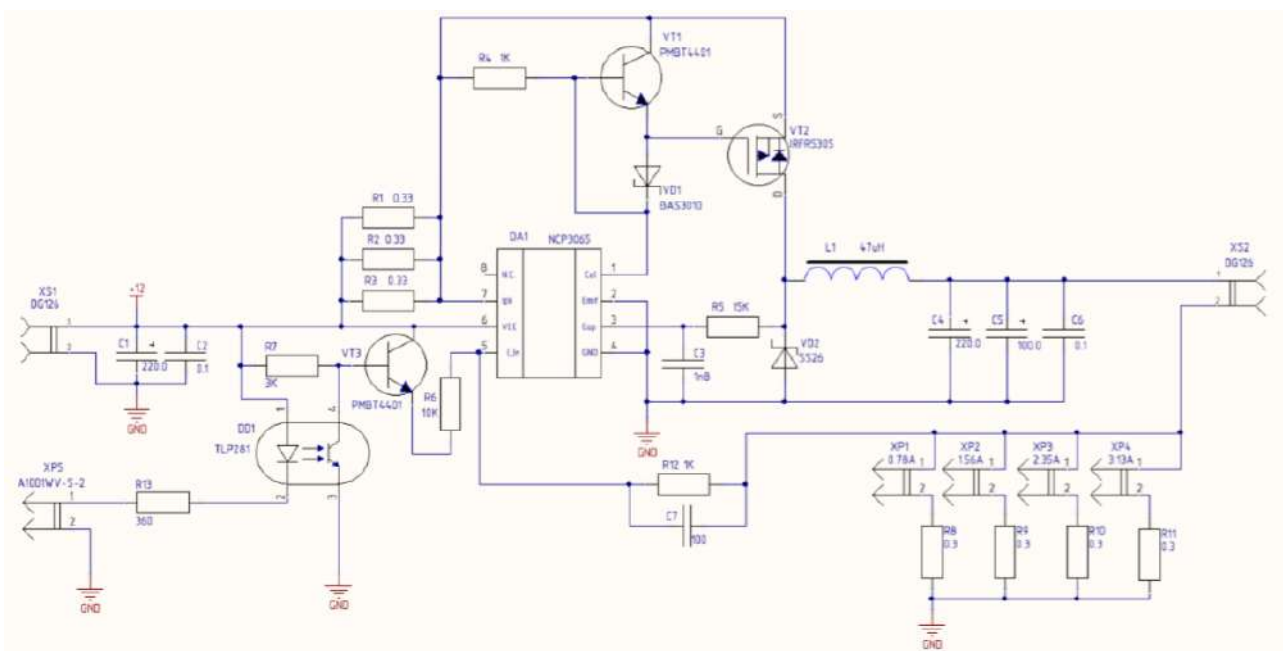


Рисунок 4.5 – Принципова електрична схема системи живлення лазерного діода накачування

4.2 Система термостабілізації лазера

В основі системи термостабілізації лазера була використана мікросхема MAX1968 [126], яка складається з двох регуляторів струму, які, працюючи разом, дозволяють безпосередньо управляти струмом ТЕС. Ця конфігурація управління дозволяє контролювати струм для охолодження та нагрівання елемента Пельтьє одночасно, що дає можливість контролювати температуру ТЕС, з огляду на жорсткі вимоги до лазера. Блок-схема системи термостабілізації зображена на рис. 4.6.

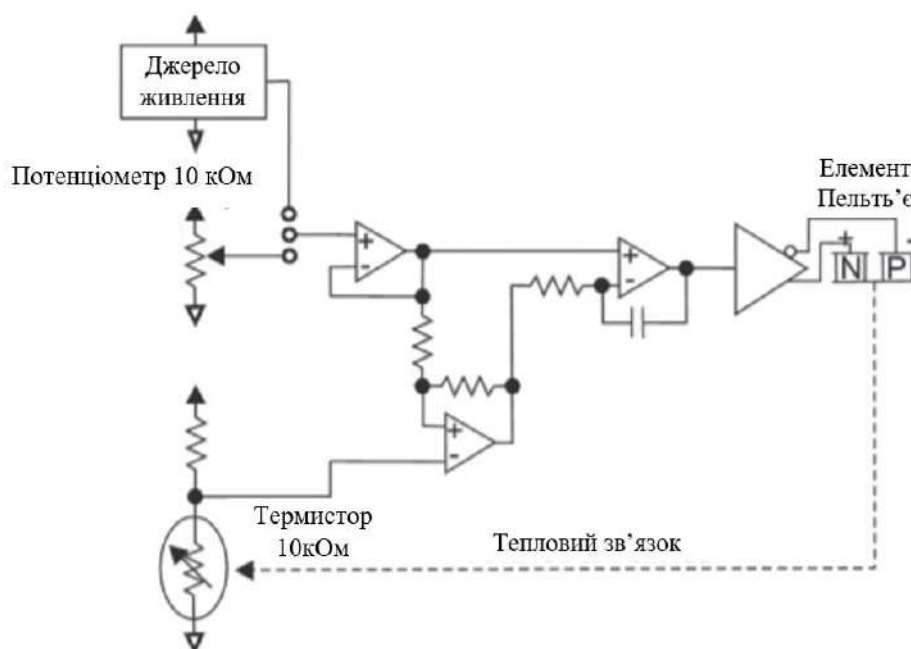


Рисунок 4.6 – Схема керування елементом Пельтьє

Схема реалізована із застосуванням термістора, який зворотнім зв'язком пов'язаний з управлінням струмів ТЕС. Зворотній зв'язок організований через схему порівняння на операційних підсилювачах MAX4477 і MAX4475. Для тестування системи був зібраний стенд з навантаженням подібним лазерному діоду: термістором і елементом Пельтьє по аналогічним параметрам, які реалізовані в діоді накачування. Результатом тестування при нагріванні було значення стабілізованої

температури лазера в межах $(25 \pm 0,5)^\circ \text{C}$, що відповідає високій ефективності та правильній роботі даної системи. На рис. 4.7 представлена реалізація модуля, а фото драйвера діода накачування та системи керування термостабілізацією зображено на рис. 4.8.



Рисунок 4.7 – Фото модуля лазерного діода накачування

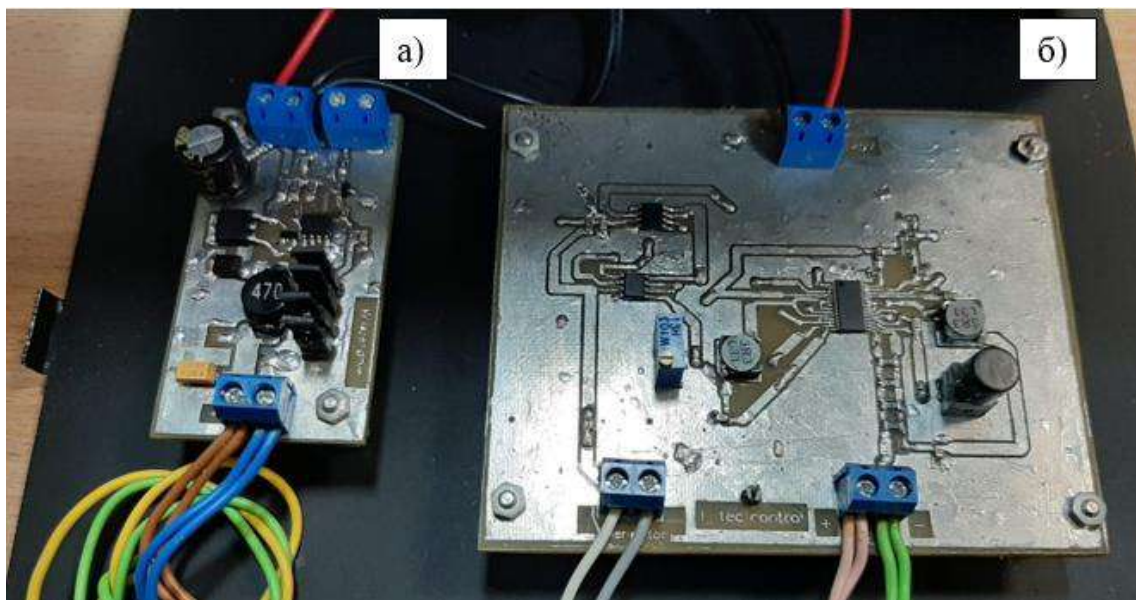


Рисунок 4.8 – Фото системи керування лазерним діодом (а) і елементом Пельтьє (б)

4.3 Система керування РК-комірками

У даній роботі управління РК-комірками здійснюється прямокутною формою сигналу з частотою від 1 кГц до 10 кГц та амплітудою від 0 В до 10 В. Одним з найпростіших і універсальних рішень такого генератора є використання NE555 мікросхеми. NE555 – аналогова інтегральна мікросхема, універсальний таймер – пристрій для формування (генерації) одиночних і повторюваних імпульсів зі стабільними часовими характеристиками. Мікросхема застосовується для побудови різних генераторів, модуляторів, реле часу, порогових пристроїв і інших вузлів електронної апаратури.

Як приклади застосування мікросхеми-таймера можна назвати функції відновлення цифрового сигналу, спотвореного в лініях зв'язку, фільтри брязкоту, двопозиційні регулятори в системах автоматичного регулювання, імпульсні перетворювачі електроенергії, пристрої широтно-імпульсного регулювання, таймери та інші. Схема включення NE555 в стабільному режимі наведена на рис. 4.9.

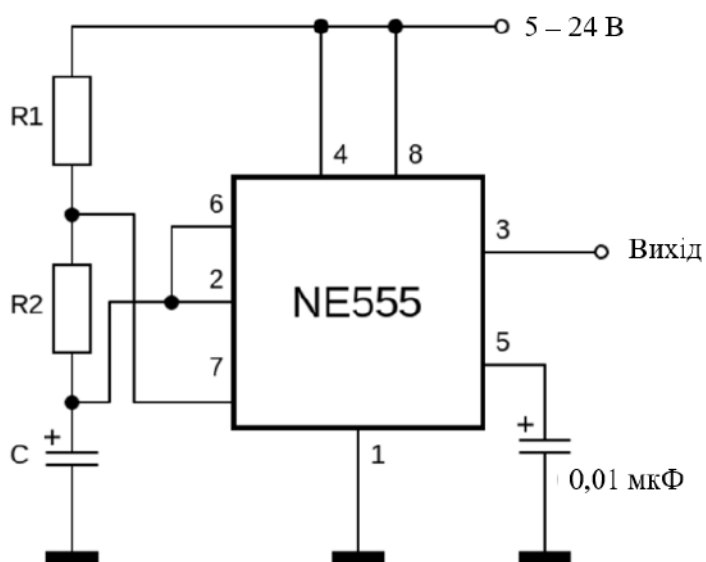


Рисунок 4.9 – Схема включення NE555

Фото дослідження системи управління РК-комірками представлена на рис. 4.11.



Рисунок 4.11 – Фото дослідження системи управління РК-комірками

4.4 Макет лазера

На рисунку 4.12 зображений макет кільцевого волоконного лазера, який складається з модуля накачування (рис. 4.7), системи управління діодом накачування, його термостабілізацією (рис. 4.8), системою управління РК-комірками (рис. 4.11), WDM-відгалужувача для введення випромінювання в кільце резонатора, 1 м активного волокна легованого іонами ербію, інтегрально-оптичного ізолятора, двох коліматорів, хвильових пластин, РК-комірок, поляризаційно-подульовального кубика. Генерація випромінювання на довжині хвилі 1,55 мкм візуально детектувалася картою візуалізації VRC4 (Thorlabs) (рис. 4.13). Середня потужність лазера відповідає 20 мВт і реєструвалася вимірювачем потужності OPHIR. Детектування імпульсів лазера проводилося за допомогою фотодетектора PDA20C (рис. 4.14), на якому зображено дуже високу амплітуду сигналу, що дає можливість зробити висновок про наявність високої енергії в імпульсі з частотою сідкування цих імпульсів приблизно 63 МГц.



Рисунок 4.12 – Фото макета лазера

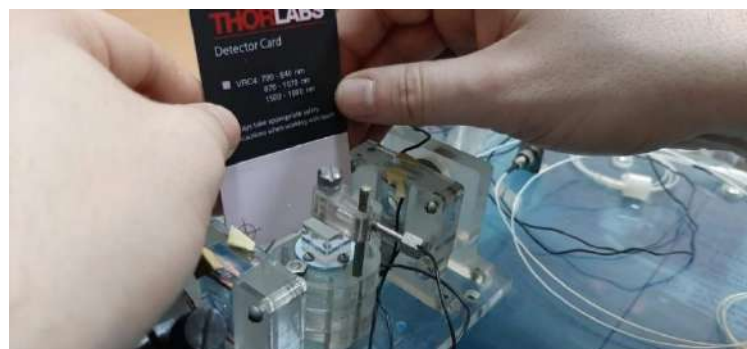


Рисунок 4.13 – Фото візуального детектування випромінювання 1,55 мкм

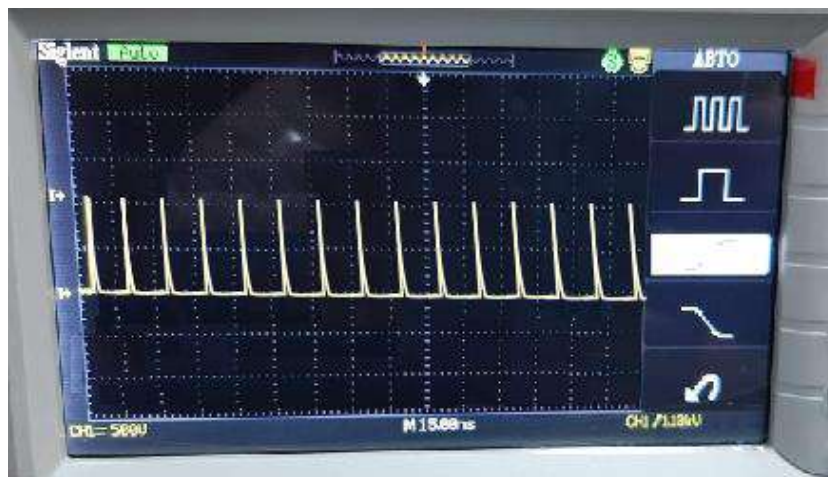


Рисунок 4.14 – Фото детектування синхронізації мод макета волоконного кільцевого лазера

Отримані дані відносні, тому що випромінювання детектувалося на граничних можливостях фотодетектора та осцилографа.

На жаль, осцилографічні методи вимірювань тривалості фемтосекундних імпульсів зовсім непридатні. Незважаючи на те, що сучасні осцилографи і фотоприймачі мають досить широкую смугу пропускання (до 20 ГГц), вони дозволяють вимірювати імпульси тривалістю в десятки і сотні пікосекунд. Так, апаратна функція апаратури з пропускнуою здатністю 20 ГГц складає $\tau_{an} = 30\text{пс}$. Так звані стреківі камери мають тимчасову роздільну здатність в одиниці пікосекунд. Тому методи вимірювань тривалості ультракоротких (десятки фемтосекунд) імпульсів базуються на зовсім інших фізичних принципах. Найбільш широко застосовуються наступні методи: метод вимірювання тривалості імпульсу в цузі безперервної послідовності на основі інтерферометра Майкельсона при використанні двофотонного приймача; спосіб вимірювання тривалості одиночного імпульсу на основі неколінеарної генерації другої гармоніки в нелінійному кристалі і за допомогою методу двофотонної люмінесценції. Всі методи так чи інакше є непрямими.

Розглянемо перший метод, схема вимірювань якого наведена на рис. 4.15.

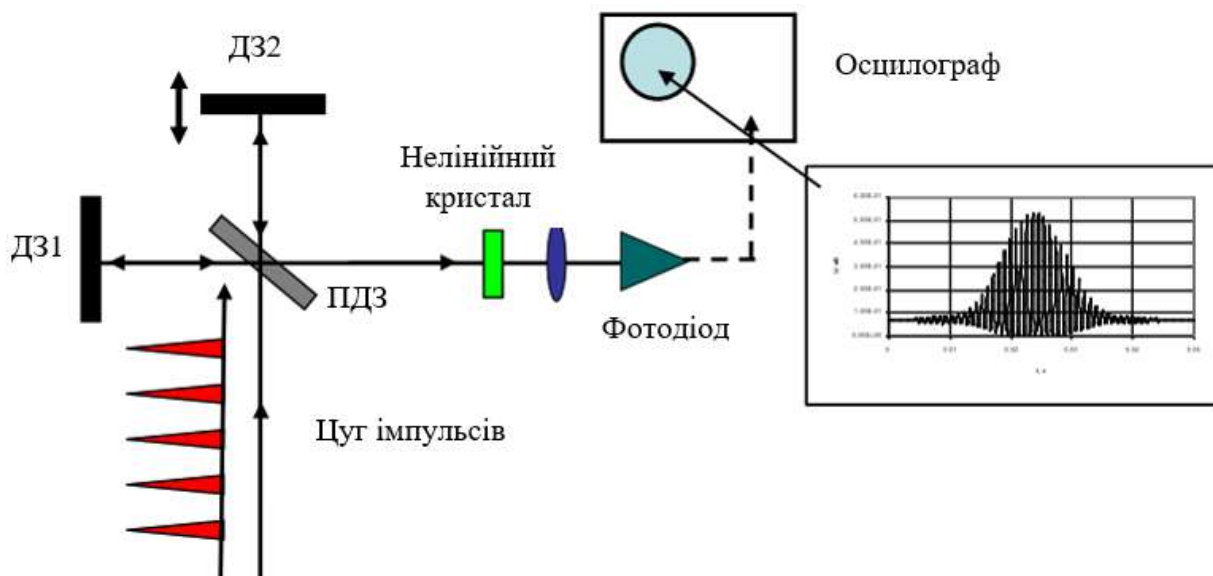


Рисунок 4.15 – Інтерферометричний пристрій для кореляційних вимірювань тривалості ультракороткого імпульсу випромінювання [127–130]

Ідея методу полягає в наступному: досліджуваний світловий пучок (цуг надкоротких імпульсів) надходить на вхід інтерферометра Майкельсона, в якому полілючим дзеркалом ПДЗ розщеплюється на два пучки. Одне з дзеркал інтерферометра (ДЗ2) безперервно переміщується (коливається близько положення, в якому оптичні шляхи двох імпульсів однакові), наприклад, за допомогою п'єзоелементів. Ці пучки інтерферують на виході інтерферометра. Результат інтерференції буде максимальним, коли положення дзеркал таке, що оптичні шляхи накладених імпульсів строго однакові. У цьому випадку імпульси на фотодіоді точно сфазовані. Якщо різниця ходу така, що імпульси на фотодіоді знаходяться в протифазі (різниця ходу змінилася), то сигнал буде мінімальним. Оскільки здійснюється безперервна зміна оптичної довжини одного з плечей інтерферометра, а результат інтерференції залежить не тільки від фаз, але і від амплітуд інтерферуючих імпульсів, то на екрані осцилографа виникає картина з биттями в виді колоколу. Так як зміна довжини одного з плечей інтерферометра може здійснюватися досить повільно, то реєстрація може проводитись дуже повільним осцилографом (наприклад, зі смугою 100 МГц). Перетворювач в другу гармоніку потрібний для того, щоб перевести сигнал з інфрачервоної області у видимий діапазон, при відсутності чутливих фотоприймачів, які працюють на довжині хвилі 1550 нм.

Розглянемо більш детально даний метод. Волоконний лазер в режимі синхронізації мод генерує імпульси у вигляді гіперболічного секанса. Тому напруженість електричного поля $E(t)$ представимо як [127]:

$$E(t) = A \operatorname{sech} \left(\frac{t}{t_0} \right) \exp(-i\omega_0 t + i\varphi(t)), \quad (4.2)$$

де A – амплітуда імпульсу; t_0 – тривалість імпульсу; ω_0 – несуча частота імпульсу; $\varphi(t)$ – фаза імпульсу.

У загальному вигляді для імпульсу з лінійним наростанням (спаданням) частоти, можна записати: $\varphi(t) = Ct^2/2$, де C – чірп імпульсу. При використанні детектора на двофотонному поглинанні автокореляційна функція визначається як:

$$s(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |(E(t) + E(t - \tau))|^2 dt . \quad (4.3)$$

Для приймача, який видає фототок, лінійно залежний від інтенсивності, автокореляційна функція має вигляд:

$$a(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |(E(t) + E(t - \tau))|^2 dt . \quad (4.4)$$

Якщо побудувати функції (4.3) і (4.4) для різних значень чірпа C , то саме при нульовому значенні чірпа обидві автокореляційні функції можуть бути використані для визначення тривалості імпульсу (рис. 4.16) [127–128], на якому жирна лінія – лінія, що огибає імпульс $|E(t)|^2$; параметри $t_0 = 57$ фс, $\omega_0 = 1,2\text{фс}^{-1}$ (довжина хвилі 1550 нм), $C = 0$. Однак за рахунок нелінійних процесів чірп часто відрізняється від нуля. В даному випадку автокореляційна функція не може дати коректне значення тривалості імпульсу. При появі чірпа, спектр імпульсу стає ширше, когерентність випромінювання падає і автокореляційна функція стає вузькою (рис. 4.17) [127–128].

Саме тому для визначення тривалості імпульсів в фемтосекундній оптиці використовують двофотонні процеси.

Для імпульсу в формі гіперболічного секанса співвідношення між шириною автокореляційної функції $s(\tau)$ і тривалістю імпульсу t_0 можна оцінити як [130]:

$$\Delta t_{\text{автокор}} = 1,54t_0, \quad (4.5)$$

де $\Delta t_{\text{автокор}}$ – тривалість автокореляційної функції;

t_0 задає тривалість імпульсу в формі гіперболічного секанса.

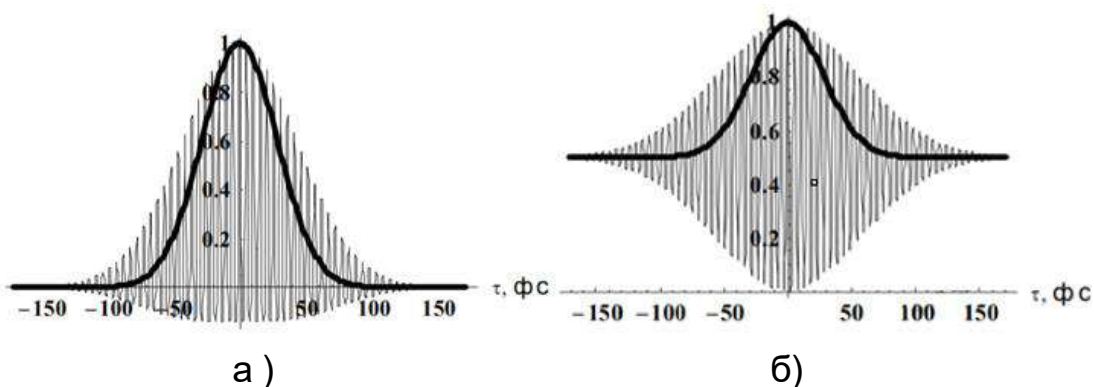


Рисунок 4.16 – Автокореляційні функції: а) – $s(\tau)$; б) – $a(\tau)$

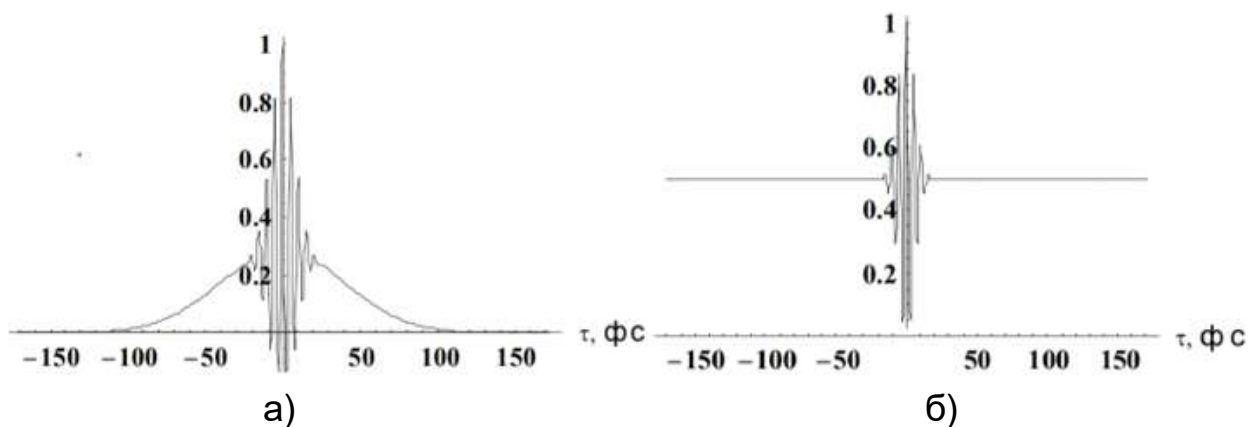


Рисунок 4.17 – Автокореляційні функції: а) $s(\tau)$; б) $a(\tau)$.

параметри: $t_0 = 57$ фс; $\omega_0 = 1,2\text{фс}^{-1}$ (довжина хвилі 1550 нм); $C=0,003$ фс⁻¹

Для імпульсу в формі гіперболічного секанса співвідношення між шириною автокореляційної функції $s(\tau)$ і тривалістю імпульсу t_0 можна оцінити як [130]:

$$\Delta t_{\text{автокор}} = 1,54t_0, \quad (4.5)$$

де $\Delta t_{\text{автокор}}$ – тривалість автокореляційної функції; t_0 задає тривалість імпульсу в формі гіперболічного секанса.

В експериментах тривалість імпульсу, як правило, визначають за розподілом інтенсивності. Для цього розраховують повну ширину імпульсу на половині висоти (τ_{FWHM}). Величини t_0 і τ_{FWHM} пов'язані співвідношенням:

$$\tau_{FWHM} = 1,76t_0. \quad (4.6)$$

Розглянемо наступний метод визначення тривалості фемтосекундних імпульсів. Вхідний ультракороткий імпульс розділюється на два (наприклад, за допомогою інтерферометра Майкельсона). Оптичні шляхи імпульсів на виході системи поділення точно вирівнюються. Два таких пучки направляються на нелінійний кристал – перетворювач в другу гармоніку. Імпульс другої гармоніки генерує в області перетину пучків в кристалі (рис.4.18) [130]. Поперечний розмір пучка другої гармоніки залежить від тривалості імпульсу на основній частоті:

$$\Delta z = \frac{t_{автокор} \cdot u}{\sin(\varphi/2)}, \quad (4.7)$$

де u – групова швидкість імпульсів на основній частоті в кристалі; φ – кут перетину пучків в кристалі; Δz – поперечний розмір пучка другої гармоніки.

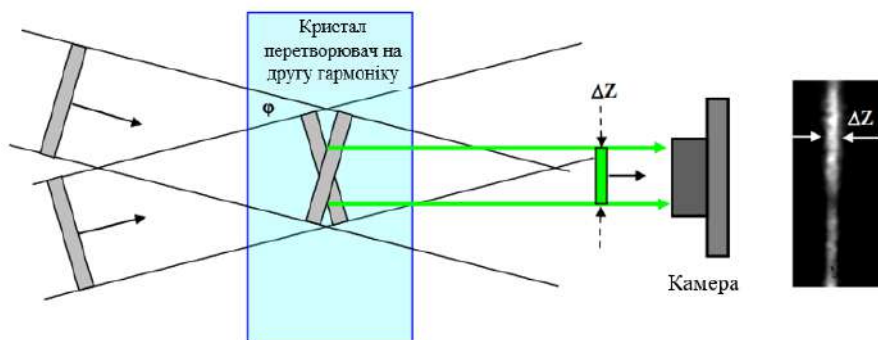


Рисунок 4.18 – Принципова схема одноімпульсного корелятора

Вимірявши поперечний розмір пучка другої гармоніки за допомогою ПЗС-камери, з виразу (4.7) легко визначити тривалість автокореляційної функції $\Delta t_{\text{автокор}}$. Далі, так само як і в першому, описаному вище, способі вимірювання тривалості імпульсу в Цузі, необхідно розділити $\Delta t_{\text{автокор}}$ на чисельний коефіцієнт, що залежить від відомої тимчасової форми ультракороткого імпульсу.

Третій метод визначення тривалості ультракоротких імпульсів полягає в розщепленні лазерного імпульсу навпіл, після цього два вторинних імпульси зустрічаються в кюветі з люмінесцентною рідиною або в твердому середовищі (халькогенідне скло при довжині хвилі випромінювання 1550 нм.) (рис. 4.19, а). Далі підбирається такий барвник, щоб молекули збуджувалися двома квантами світла. У кюветі спостерігаються світлові треки, що виникають при додаванні імпульсів (рис. 4.19, б) [129–130]. Дослідження розподілу яскравості люмінесценції уздовж треку дозволяє визначити тривалість світлового імпульсу за допомогою теоретичної методики, описаної вище в першому і другому методах.

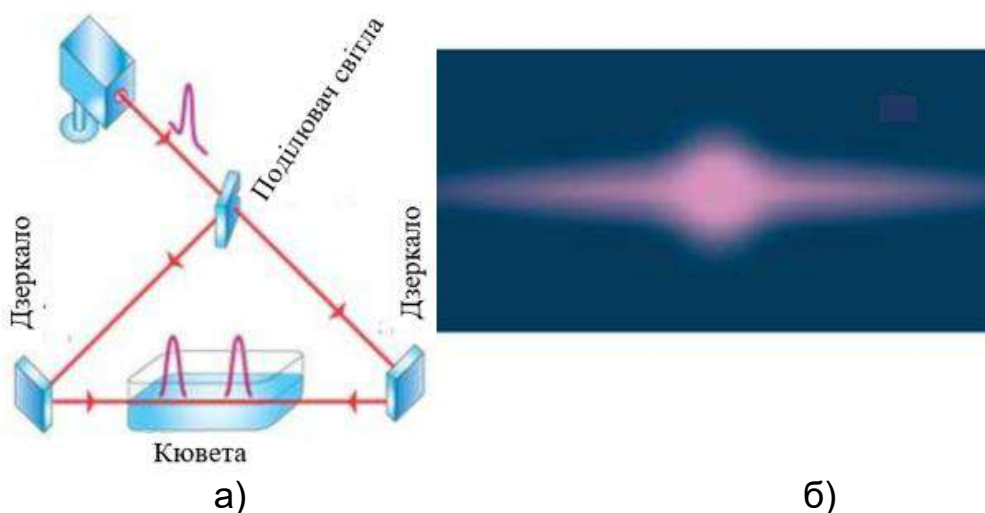


Рисунок 4.19 – Зображення методу визначення тривалості імпульсу випромінювання за допомогою люмінесцентної рідини:

а) схема; б) світловий трек

Описані вище методи вимірювання тривалості ультракороткого лазерного імпульсу є найпростішими. У більшості випадків вони забезпечують цілком прийнятну точність. Проте вони не дають достовірної інформації, якщо тимчасова форма імпульсу є складною (наприклад, є короткі предімпульси або помітний «п'єдестал»). Тому наука про вимірювання характеристик ультракоротких лазерних імпульсів постійно розвивається. Існує безліч інших, набагато більш точних і, відповідно, витончених способів вимірювань не тільки тимчасової форми, але і інших параметрів – наприклад, спектральної фази [131], але все одно дані методи на сьогоднішній день є непрямими.

4.5 Висновки до розділу 4

В даному розділі було описано реалізацію макета лазера і його основних електронних модулів: управління РК-комірками, управління діодом накачування та його термостабілізацією.

Модуль керування РК-комірками заснований на мікросхемі NE555 і забезпечує перенастроювання амплітуди сигналу від 0 В до 10 В, а також перенастроювання частоти сигналу від 680 Гц до 14 кГц.

При підключенні лазера накачування до системи термостабілізації та управління струмом накачування, лазер працював стабільно і видавав на виході 330 мВт, що відповідає його паспортним даним; вимірювання проводилося за допомогою вимірювача потужності фірми OPHIR.

Також було проведено дослідження спектрального складу випромінювання (рис. 4.1), в результаті чого була отримана многомодова структура, при якій не спостерігалось протягом часу змін або зміщення спектральних складових, що відповідає ефективній та правильній роботі системи термостабілізації, так як при зміні або коливанні температури лазерного діода, відбувається зміна або зсув спектру випромінювання.

Система управління струмом накачування лазерного діода є універсальною, оскільки додавши в схему зовнішній транзистор можна розвивати струми до 20 А, а якщо в схему включити декілька мікросхем NCP3065 паралельно, то – і понад 60 А. Наприклад, для струму, накачування 80 А, було включено паралельно в системі 3 мікросхеми. При цьому збільшувалися габарити системи у зв'язку з використанням під такі струми відповідних дроселів і транзисторів, але система працювала бездоганно. Простота реалізації і ефективна робота дає можливість використання розробленої системи для управління накачуванням потужних напівпровідникових лазерних діодів, а також всіх типів лазерів з діодним накачуванням.

При дослідженні вихідних характеристик кільцевого волоконного лазера було визначено, що імпульси лазера мають високу потужність, так як амплітуда сигналу після фотодетектора була сотні вольт, при цьому приймач переходив в режим насичення. При цьому середня вихідна потужність відповідає рівню 20 мВт при проходженні імпульсів з частотою 63 МГц (рис. 4.14). Тривалість імпульсу не вдалося заміряти через відсутність автокорелятора, але судячи по осцилограмі, можна припустити, що вона не більш десятків пікосекунд. Також в розділі були описані непрямі методи вимірювання тривалості імпульсів фемтосекундного порядку – ці методи на сьогоднішній день є основними.

ВИСНОВКИ

Оскільки лазерне випромінювання є електромагнітною хвилею, логічно було б припустити, що лазерний промінь можна використовувати для передачі інформації приблизно так само, як ми передаємо інформацію за допомогою радіохвиль. З теоретичного погляду жодних перешкод цьому немає. Але на практиці така передача інформації стикається із суттєвими труднощами. Ці проблеми пов'язані з особливостями поширення світла у атмосфері. Таке поширення, як відомо, значною мірою залежить від атмосферних перешкод: туману, пилу, атмосферних опадів тощо. Не дивлячись на те, що лазерне випромінювання має абсолютно унікальні властивості, воно так само не позбавлене цих недоліків. Але частково вирішенню зазначених проблем можуть сприяти фемтосекундні лазери, які розробляються для інформаційно-вимірвальних технологій. Крім цього, одне з добре освоєних застосувань фемтосекундних лазерів є їх використання як джерело «частотних гребінок», свого роду віртуальних високоточних лінійок, що дозволяють зв'язати між собою радіочастотний і оптичний діапазони. За розробку цього методу німецький фізик Теодор Хенш був удостоєний у 2005 році Нобелівської премії з фізики. Ці гребінки використовуються для розробки еталонів частоти, а також можуть використовуватись у радіофотоніці. Тому на сьогоднішній день фемтосекундні лазери представляють великий інтерес для багатьох галузей науки і техніки, а особливо для інформаційно-вимірвальних технологій.

Монографія присвячена вирішенню актуальної наукової задачі – розвиток методів отримання ультракоротких імпульсів лазерного випромінювання та розробка фемтосекундних волоконних лазерів з синхронізацією мод за допомогою РК поляризаторів.

Досліджено фізичні принципи синхронізації мод у волоконних лазерах для вихідного випромінювання з тривалістю імпульсів фемтосекундного порядку. Із проведеного аналізу можна зробити висновок, що для розробки кільцевого волоконного лазера з ультракороткими імпульсами найбільш ефективним є метод нелінійної еволюції поляризації, який характеризується простим налаштуванням виходу на режим і стабільною синхронізацією мод. За допомогою даного методу було отримано найкоротшу тривалість імпульсів.

Досліджені дисперсійні характеристики оптичних волокон для проектування резонаторів волоконних лазерів. Розроблена математична модель дозволяє оцінити величину та знак дисперсії оптичних волокон, які використовуються в побудові волоконних лазерів. Тим самим, дані розрахунки дають можливість позбутися дискретних компенсаторів дисперсії.

Виконано теоретичне та експериментальне дослідження РК комірки для керування поляризацією лазера. Для нематичних планарних РК комірок існує напруга відсічення, яка для застосованої в роботі комірки дорівнює 2,2 – 2,5 В. При дослідженні взаємодії лазерного випромінювання з коміркою, отримано, що кут стану поляризації в просторі змінюється від 0° до 90° при прикладенні напруги від 2,2 В до 10 В. При прикладанні напруги більше 10 В РК комірка «насихується» і кут повороту поляризації змінюється дуже слабо, а при подачі напруги більше 10 В може статися електричний пробій РК шару.

Отримала розвиток теоретична модель синхронізації мод волоконного лазера за допомогою рідкокристалічних комірок, яка може бути застосована для досліджень лазерів з генерацією фемтосекундних імпульсів.

Експериментально досліджено умови стабільності поляризації поздовжніх мод в кільцевому волоконному лазері з використанням рідкокристалічних комірок. Результати дослідження підтверджують

коректність побудованої теоретичної моделі та ефективність використання рідкокристалічних комірок в якості контролерів поляризації.

Розроблено експериментальний макет волоконного лазера з забезпеченням синхронізації мод рідкокристалічними комірками, який має параметри: тривалість імпульсів фемтосекундного порядку, довжина хвилі випромінювання 1550 нм. Дані параметри дають перевагу в використанні лазера для швидкісної передачі інформації по волоконним лініям зв'язку та квантової криптографії.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Jones D. J., Diddams S. A., Ranka J. K., Stentz A., et. al. R. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis. *Science*. 2000. Vol. 288. P. 635 – 693.
2. Takayanagi J., Nishizawa N., Nagai H., Yoshida M. Generation of high-power femtosecond pulse and octave-spanning ultrabroad supercontinuum using all-fiber system. *IEEE Photonic. Technol. Lett.* 2005. Vol. 17(1). P. 37–39.
3. Chen Y., Räikkönen E., Kaasalainen S., Suomalainen J. et. al. Two-channel hyperspectral LiDAR with a supercontinuum laser source. *Sensors*. 2010. Vol. 10(7). P. 7057–7066.
4. Kaminski C. F.; Watt R. S.; Elder A. D.; Frank J. H. Supercontinuum radiation for applications in chemical sensing and microscopy. 2008. Vol. 92(3). P. 367–378.
5. Kim J., Park M., Perrott M., Kärtner F. Photonic subsampling analog-to-digital conversion of microwave signals at 40-GHz with higher than 7-ENOB resolution. *Opt. Express*. 2008. Vol. 16. P. 16509–16515.
6. Haus. H. A. Theory of mode locking with a fast saturable absorber. *J. Appl. Phys.* 1975. Vol. 46. P. 3049–3058.
7. Paschotta R., Keller U. Passive mode locking with slow saturable absorbers. *Appl. Phys. B*. 2001. Vol. 73. P. 653–662.
8. Kärtner F. X., Keller U. Stabilization of solitonlike pulses with a slow saturable absorber. *Opt. Lett.* 1995. Vol. 20. P. 16–18.
9. Chen J. W., Sickler H., Byun E. P., Ippen S. et. al. Fundamentally Mode-locked 3 GHz Femtosecond Erbium Fiber Laser in Ultrafast Phenomena. *XIV: Proceedings of the 16th International Conference (Italy)*, 2008. P. 727–729.

10. McFerran J. J., Nenadovic L., Swann W. C., Schlager J. B. A passively mode-locked fiber laser at 1.54 μm with a fundamental repetition frequency reaching 2 GHz. 2007. Vol. 15. P. 13155–13166.
11. Haus H. A., Fujimoto J. G., Ippen E. P. Structures for additive pulse mode locking. *J. Opt. Soc. Am. B*. 1991. Vol 8. P. 2068–2076.
12. Akhmediev N. N., Afanasjev V V., Soto-Crespo J. M. Singularities and special soliton solutions of the cubic-quintic complex Ginzburg-Landau equation. *Phys. Rev. E*. 1996. Vol 53. P. 1190–1201.
13. Radnatarov D., Khripunov S., Kobtsev S., Ivanenko A. et. al. Automatic electronic-controlled mode locking self-start in fibre lasers with non-linear polarisation evolution. *Opt. Express*. 2013. Vol 21. P. 20626–20631.
14. Guryev I. V., Sukhoivanov I. A., Gnatenko A. S., Lipkina V. I. Multiple plane waves expansion method for dispersive media. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2008. Vol. 67, Issue 9. P. 833–841.
15. Гнатенко А. С., Алексеева Е. Д. Расчет дисперсионных характеристик оптических волокон для проектирования кольцевых резонаторов волоконных лазеров. *Радиотехника*. 2015, № 182. С. 106–109.
16. Гнатенко А. С., Васько К. А., Алексеева Е. Д. Исследование дисперсии в волоконных лазерах с нелинейной эволюцией поляризации мод. *VIII Международная научная конференция «Функциональная база нанoeлектроники»* (Одесса, 01 октября 2015 г.). Одесса, 2015. С. 146 – 148.
17. Гнатенко А. С., Мачехин Ю. П. Устойчивость режима генерации волоконного кольцевого лазера. *Радиотехника*. 2014, №178. С. 48–51.
18. Gnatenko A. S., Machechin Y. P. Generation mode stability of a fiber ring laser. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2015. Vol.74, №7. P. 641–647.

19. Гнатенко А. С., Мачехин Ю. П. Исследование стабильности волоконного кольцевого лазера для DWDM систем и обработки информации. *МРФ-2014* (Харьков, октябрь 2014 г.). Харьков, 2014. С. 105 – 107.

20. Васько К. А., Гнатенко А. С. Методы теоретического описания уравнения Гинзбурга-Ландау для реализации автоматизации исследований волоконных лазеров: *матеріали 20 Міжнародного молодіжного форуму. Т. 1.* Харків: ХНУРЕ, 2016. С. 170–171.

21. Hnatenko O. S., Obozna V. P. Calculation of the Stability of the Fiber Ring Laser with Liquid Crystal Polarization Controllers. *Фізика, електроніка, електротехніка: матеріали та програма науково-технічної конференції* (м. Суми, 5–9 лютого 2018 р.). Суми: СумДУ, 2018. С. 23.

22. Мачехин Ю. П., Курской Ю. С., Гнатенко А. С. Измерение величин со сложной динамикой как основная задача нелинейной метрологии. *Метрология и приборостроение.* 2016, №4, С. 18–21.

23. Gnatenko A. S., Machechin Yu. P., Vasko K. O. Providing control of the polarization inside the resonator fiber ring laser. *Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Радіофізика та електроніка.* 2015. Вип. 1(23). С. 20–23.

24. Gnatenko A. S., Machechin Yu. P., Obozna V. P. Investigation of the properties of electrically controlled phase plates for use in laser technology. *Applied Radio Electronics: Sci. Journ.* 2017. Vol. 16, № 1, 2. P. 88 – 92.

25. Васько К. А., Гнатенко А. С. Алексеева Е. Д. Исследование жидкокристаллических ячеек для обеспечения синхронизации мод волоконного лазера с нелинейной эволюцией поляризации. *VIII Международная научная конференция «Функциональная база наноэлектроники»*, (м. Одесса, 01 октября 2015г.) Одесса, 2015. С. 149–150.

26. Гнатенко О. С., Жданова Ю. В. Моделювання лазерних прецизійних інформаційно-вимірювальних пристроїв. *10-та Всеукраїнська науково-практичної конференції молодих учених і студентів*. (м. Одеса, 16–17 травня 2019 р.) Одеса, 2019. С. 213–214.

27. Гнатенко А. С., Ибадуллина А. М. Электронно-управляемые контроллеры поляризации для кольцевых волоконных лазеров. *Фізика, електроніка, електротехніка: матеріали та програма науково-технічної конференції* (м. Суми, 18-22 квітня 2016 р). Суми, 2016. С. 42.

28. Гнатенко А. С. Исследование поляризации излучения при прохождении через жидкокристаллическую ячейку. *Фізика, електроніка, електротехніка: матеріали та програма науково-технічної конференції*.(м. Суми, 17–21 квітня 2017 р.). Суми, 2017. С. 52.

29. Гнатенко А. С., Кальная О. А., Обозная В. П., Васько К. А., Бачило А. К. Исследование применения жидких кристаллов для создания лазеров. *Актуальні проблеми автоматики та приладобудування: матеріали 1 міжнародної науково-технічної конференції* (м. Харків, 07–08 грудня 2017р.) Харків: ХПІ, 2017. С. 216.

30. Гнатенко А. С., Кальная О. А., Обозная В. П., Васько К. А., Бачило А. К. Расчет основных параметров жк-ячеек для применения в устройствах фотоники. *Перспективні напрямки сучасної електроніки, інформаційних і комп'ютерних систем: матеріали та програма науково-технічної конференції*. (м. Дніпро, 22–24 листопада 2017 р.). Дніпро, 2017. С. 214.

31. Gnatenko A. S., Machekhin Yu. P., Kurskoy Yu. S., Obozna V. P. Providing mode locking in fiber ring lasers. *J. Nano-Electron. Phys.* 2018, № 2. P. 02033.

32. Gnatenko A. S., Vasko K. A. Mode locking in a fiber femtosecond laser using liquid crystal cells. *International Young Scientists Forum on Applied Physics*, , 30 september Dnipropetrovsk, 2015. С.1–4.

33. Gnatenko A. S.; Machekhin Yu. P.; Kurskoy Yu. S.; Obozna V. P.; Vasianovych A. V. Ring fiber lasers for telecommunication systems. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2018. Vol. 77, № 6. P. 541–548.
34. Gnatenko A. S., Aleksieieva K. D., Vasko K. A. The study polarization control using the lc cells inside the resonator of a fiber femtosecond laser. *XI міжнародна конференція «Electronics and Applied Physics»*. (м. Київ, 23 жовтня 2015 р.) Київ, 2015. С.24–25.
35. Hnatenko O. S., Neofitny M. V., Machekhin Yu. P., Zarytskyi V. I., Zhdanova Yu. 1,55 mkm fiber laser with electronic controlled mode-locking. *IEEE 8th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, CAOL*2019*, September 6–8, Sozopol, Bulgaria, 2019. P. 276–279.
36. Neofitnyi M. V., Kurskoy Yu. S., Hnatenko O S., Machekhin Yu .P. Topological model of laser emission parameters research. *IEEE 8th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, CAOL*2019*, (Sozopol, September 6–8, 2019 р.), Sozopol, Bulgaria, 2019. P. 280–83.
37. Zhyla O. V., Nerukh A. G., Gnatenko A. S. Airy pulse transformation by an accelerated medium boundary. *IEEE 8th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, CAOL*2019* (Sozopol, September 6–8, 2019 р.). Sozopol, Bulgaria, 2019. P. 204–507.
38. Кільцевий волоконний фемтосекундний лазер: пат. на винахід UA 111309 Україна / Гнатенко О. С., Мачехін Ю. П. ХНУРЕ. – від 11.04.2016., Бюл. № 7.
39. Гнатенко А. С., Мачехин Ю. П., Натарова Ю. В. Система управління діодами накачки волоконних кільцевих фемтосекундних лазерів. *Прикладная радиоэлектроника*. 2015. Т. 14, № 2. С. 185–189.
40. Гнатенко А. С., Мачехин Ю. П., Семенець В. В., Курський Ю. С., Неофітний М. В. Лазерні, оптико-електронні прилади та системи. Ч. 1. Лазерна інформаційно-вимірювальна техніка для задач військового

призначення: монографія, Харків, 2019. 156 с., ISBN 978-617-7771-76-9.
DOI: 10.30837/978-617-7771-76-9.

41. Гнатенко А. С., Алексеева Е. Д., Васько К. А. Обеспечение телекоммуникационного С-диапазона, рекомендованного ИТУ, фемтосекундным волоконным источником излучения. 5-я Международная научно-практическая конференция «Инфокоммуникации – современность и будущее. (г. Одесса, 30 октября 2015 г.) Одесса, 2015. С. 14–16.

42. Hnatenko O. S., Kalna O. O Modeling the interaction of laser radiation with complex biological optical systems *Інформатика, математика, автоматика: матеріали науково-технічної конференції ІМА.*(м. Суми, 5-9 лютого 2018 р.). Суми, 2018. С. 201.

43. Hnatenko O. S., Obozna V. P. The creation of an optical laboratory using modern optical applications. *Інформатика, математика, автоматика: матеріали науково-технічної конференції ІМА:2018.* (м. Суми, 5–9 лютого 2018 р.). Суми, 2018. С. 200.

44. Sivni V. B., Hnatenko O. S. *Investigation of the Generation of Droplet Lasers.* *Фізика, електроніка, електротехніка: матеріали та програма науково-технічної конференції* (м. Суми, 5–9 лютого 2018 р.). Суми: СумДУ, 2018. С. 26.

45. Hnatenko O. S., Obozna V. P. Formation of Laser Radiation Pulses for Encoding information. *Фізика, електроніка, електротехніка: матеріали та програма науково-технічної конференції* (м. Суми, 5–9 лютого 2018 р.) Суми: СумДУ, 2018. С. 24.

46. Sivni V. B., Hnatenko O. S. Use of femtosecond lasers to encode information. *Фізика, електроніка, електротехніка: матеріали та програма науково-технічної конференції.* (м. Суми, 23–26 квітня 2019 р.). Суми: СумДУ, 2019. С. 105.

47. Hnatenko O. S. Machevki Yu. P. Neofitnyi M. V., Gulak S. V. Design and study of a laser system for detecting optical devices. *International*

conference on natural science and technology (ICONAT 2019).)м. Харків, September 18-20 2019 p.). Kharkiv, 2019. P. 28.

48. M. Fermann and I. Hartl, "Ultrafast fiber laser technology", *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 15, no. 1, pp. 191-206, Jan. 2009.

49. Topics in applied physics: ultrashort laser pulses, generation and applications / edited by W.Kaiser. Second Edition. *Springer-Verlag*. 1993. Vol. 60

50. O. Svelto. Principles of Lasers: 5th edn. Springer, 2010. 590 p.

51. U. Keller, "Recent developments in compact ultrafast lasers", *Nature*, vol. 424, no. 6950, pp. 831-838, Aug. 2003.

52. K. Sugioka and Y. Cheng, "Ultrafast lasers—Reliable tools for advanced materials processing", *Light Sci. Appl.*, vol. 3, pp. e149, Apr. 2014.

53. Kivshar S., Agrawal P. Optical Solitons: from fibers to photonic. Academic Press. 2003. 540 p.

54. K.O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D.C. Johnson, J. Albert, "Bragg grating fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask", *Appl. Phys. Lett*, Vol.62, No.10,1035-1037,1993

55. Mihailov, S. J. Bragg grating inscription in various optical fibers with femtosecond infrared lasers and a phase mask / S. J. Mihailov, D. Grobnic, C. W. Smelser, P. Lu, R. B. Walker, H. Ding // *Optical Materials Express*. – 2011. – V. 1. – № 4. – P. 754-765.

56. Udem Th., Holzwarth R., Hansch T.W. Optical frequency metrology. *Nature*. 2002. No. 416, P. 233–237.

57. Gubin M. A., Kireev A. N., Tausenev A. V., Konyashchenko A. V., et. al. Femtosecond Er³⁺ fiber laser for application in an optical clock. *Laser Phys*. 2007. Vol. 17, No. 11. P. 1286–1291.

58. M. Peccianti et al., "Demonstration of a stable ultrafast laser based on a nonlinear microcavity", *Nat. Commun.*, vol. 3, pp. 765, Apr. 2012.

59. Jepsen P. U., Jacobsen R. H., Keiding S. R. Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas. *J. Opt. Soc. Am. B*. 1996. Vol. 13. No. 11. P. 2424–2436.
60. Fermann M. Ultrafast fiber laser technology. *IEEE Journal of Sel. Topics in QE*. 2009. Vol. 15. No. 1. P. 191–206.
61. Kurskoy Y. S., Hnatenko O.S. et al. Optical system recognition via topological methods //Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering. – 2020. – C. 115810M-115810M.
62. Yu.S. Kurskoy, O.S. Hnatenko, O.V. Afanasieva, *J. Nano- Electron. Phys.* 13 No 4, 04036 (2021). DOI: [https://doi.org/10.21272/jnep.13\(4\).04036](https://doi.org/10.21272/jnep.13(4).04036)
63. Hargrove L. E., Fork R. I., Pollack V. A. Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation // *Applied Physics Letters*. 1964. Vol. 5. P. 4–5.
64. Wooten E. L., Kissa K. M., Yi-Yan A., Murphy E. J., et. al. A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2000. Vol. 6, No. 1. P. 69–82.
65. Schares L., Paschotta R., Occhi L., Guekos G. 40-GHz mode-locked fiber-ring laser using a mach-zehnder interferometer with integrated SOAs. *Journal of Lightwave Technology*. 2004. Vol. 22, No. 3. P. 859–873.
66. Xu L., Lui L. F. K., Wai P. K. A., Tam H. Y. and Lu C. 40 GHz actively modelocked erbium-doped fiber ring laser using an electro-absorption modulator and a linear optical amplifier. *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference*. 2007 (25-29 March, Anaheim, California). Optical Society of America (OSA) Technical Digest. 2007. P. JThA10.
67. Sato K., Hirano A., Ishii H. Chirp-compensated 40-GHz mode-locked lasers integrated with electroabsorption modulators and chirped gratings *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 1999. Vol. 5, No. 3. P. 590–595.

68. Kurskoy Yu. S. System for recognition of optical tools, based on fractal mathematic views / Yu. S. Kurskoy, O. S. Hnatenko // *Метрологія та прилади*, 2021. – Т. 85, № 1 – С. 14–18

69. Wang Yu, Sze Y. Set, Shinji Yamashita. Active mode-locking via pump modulation in a Tm-doped fiber laser. *APL Photonics*. 2016. Vol.1. P.071303.

70. J. Wenjun Chi, Arnaud Fernandez, Chao Lu. Properties of Mode-Locked Optical Pulses in a Dispersion-Managed Fiber-Ring Laser Using Semiconductor Optical Amplifier as Active Device. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 2013. Vol. 49, No. 1. P. 80–88.

71. Saito L.A.M., Romero M. A., De Souza E. A. 48,8 km Ultralong Erbium fiber laser in active mode-locking operation. *Optical Reviem*. 2010. Vol. 17; No.4. P. 385–387.

72. Hou L., Haji J., Marsh H., Catrina Bryce A. 10 GHz AlGaInAs/InP 1,55 μm passively mode-locked laser with low divergence angle and timing jitter. *Optics Express*. 2011. Vol. 19; No. 26. P. B75–B80.

73. Woodward R. I., Majewski M. R., Macadam N., Albrow-Owen T. et. al. Qswitched Dy:ZBLAN fiber lasers beyond 3 μm : comparison of pulse generation using acousto-optic modulation and inkjet-printed black phosphorus. *Optics Express*. 2019. Vol.19, No. 10. P. 15032–15045.

74. Hnatenko O. S. THEORETICAL ANALYSIS OF THE DISPERSION CHARACTERISTICS OF OPTICAL ELEMENTS USED IN DESIGNING FIBER LASERS // *Telecommunications and Radio Engineering*. – 2022. – Т. 81. – №. 3.

75. Nelson L. E., Jones D. J., Tamura K., Haus H. A. Ultrashort-pulse fiber ring lasers. *Applied Physics B*. 1997. Vol. 65. P. 277–294.

76. Neilsen C. K., Keiding S. R. All-fiber mode-locked fiber laser. *Optics Letters*. 2007. Vol. 32, No. 11. P. 1474–1476.

77. Agrawal G. P. Applications of Nonlinear Fiber Optics: 2nd Edition. *Academic Press*. 2008. 508 p.

78. Zirngibl M., Stulz L W., Stone J., Hugi J. et. al. 1,2 ps Pulses from passively modelocked laser diode pumped Er-doped fibre ring laser. *Electronics Letters*. 1991. Vol. 27, No. 19. P. 1734–1735.
79. Keller U., Miller D. A., Boyd G. D., Chiu T. H. et. al. Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry-Perot saturable absorber. *Optics Letters*. 1992. Vol. 17, No. 7. P. 505–207.
80. Saraceno C .J., Heckl O. H., Baer C. R. E., Schriber C. et. al. Sub-100 femtosecond pulses from a SESAM modelocked thin disk lase. *Applied Physics B*. 2012. Vol. 106, No. 3. P. 559–562
81. Keller U., Weingarten K. J., Kartner F. X., Kopf D. et. al. Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 1996. Vol. 2, No. 3. P. 435–453.
82. Dignonet M. J. F. Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers, Revised and Expanded. New York: Marcel Dekker Inc. 2001. 798 p.
83. Okhapkin M.V., Skvortsov M. N., Kvashnin N. L., Bagayev S. N. Single-frequency intracavity doubled Yb:YAG ring laser. *Optics Communications*. 2005. Vol. 256, No. 4. P. 347–251.
84. Okhotnikov O., Grudinin A., Pessa M. Ultra-fast fibre laser systems based on SESAM technology: new horizons and applications. *New Journal of Physics*. 2004. Vol. 6. P. 177–199.
85. Crittenden P., Starodumov A., Reed M. Polarization-maintaining picosecond oscillator based on quantum dot SESAM. *Proceedings of SPIE*. 2006. Vol. 6102. P. 610219.
86. Byun H., Pudo D., Chen J., Ippen E. P. High-repetitionrate, 491 MHz , femtosecond fiber laser with low timing jitter. *Optics Letters*. 2008. Vol. 33, No. 19. P. 2221–2223.

87. Shtyrina O., Fedoruk M., Turitsyn S., Herda R. Evolution and stability of pulse regimes in SESAM-mode-locked femtosecond fiber lasers. *Journal of the Optical Society of America B*. 2009. Vol. 26, No. 2. P. 346–352.
88. Cho S. B., Song H., Gee S., Kim D. Y. Self-starting passive mode-locked ytterbium fiber laser with variable pulse width. *Proceedings of SPIE*. 2010. Vol.7580. P. 75802C.
89. Kim S., Kim Y., Park J., Han S. et. al. Hybrid modelocked Er-doped fiber femtosecond oscillator with 156 mW output power. *Optics Express*. 2012. Vol. 20, No. 14. P. 15054–15060.
90. Davey R. P., Fleming R. P. E., Smith K., Kashyap R. Mode-locked erbium fibre laser with wavelength selection by means of fibre Bragg grating reflector. *Electronics Letters*. 1991. Vol. 27, No. 22. P. 2087 – 2088.
91. Zhao L M., Lu C., Tam H. Y., Wai P. K. A., Tang D.Y. High fundamental repetition rate fiber lasers operated in strong normal dispersion regime. *IEEE Photonics Technology Letters*. 2009. Vol.21, No. 11. P. 724–726.
92. O.S. Hnatenko, O.V. Afanasieva, N.O. Lalazarova, et al., J. Nano-Electron. Phys. 15 No 1, 01007 (2023) DOI: [https://doi.org/10.21272/jnep.15\(1\).01007](https://doi.org/10.21272/jnep.15(1).01007)
93. Q. Lin, O. J. Painter, G. P. Agrawal, Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: modeling and applications, *Opt. Express* 15, pp. 16604-16644, 2007.
94. Hnatenko O. Quantum computing. Quantum information technologies as the basis for future learning platforms / O. Hnatenko // The 19 th INTERNATIONAL CONFERENCE INFORMATION TECHNOLOGIES AND MANAGEMENT 2021 April 22-23, 2021, ISMA University of Applied Science, Riga, Latvia - P. 87-89.
95. Hofer M., Ober M. H., Haberl M. H., Fermann M. E. Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers. *IEEE J. Quantum Electron*. 1992. Vol. 28; No. 3. P.720–728.

96. Stolen R. H., Lin C. Self-phase-modulation in silica optical fibers. *Phys. Rev. A*. 1978. Vol. 17; No. 4. P.1448.
97. Salhi M., Leblond H., Sanchez F. Theoretical study of the erbium-doped fiber laser passively mode-locked by nonlinear polarization rotation. *Physical Review A* 67. 2003. P. 013802.
98. M. Salhi, H. Leblond and F. Sanchez, Stability calculations for the ytterbium-doped fibre laser passively mode-locked through nonlinear polarization rotation. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. 2004. Vol. 6. Issue 8. P. 774–780.
99. Kristin M. Spaulding, Darryl H. Yong, Arnold D. Kim J. Nathan Kutz Nonlinear dynamics of modelocking optical fiber ring lasers *J. Opt. Soc. Am. B*. 2002. Vol. 19, No. P. 1045.
100. Александровский А. Л., Ершова Г. И., Китаева Г. Х., и др. Дисперсия показателей преломления кристаллов LiNbO₃:Mg и LiNbO₃:Y. *Квантовая электроника*. 1991. Т.18, № 2. С. 254–256.
101. Tamura K., Doerr C. R., Nelson L. E., Haus H. A. Technique for obtaining high-energy ultrashort pulses from an additive-pulse mode-locked erbium-doped fiber ring laser. *Optics letters*. 1994. Vol. 19, No. 1. P. 46–48.
102. Fermann M. E., Hartl I. Ultrafast fibre lasers. *Nat. Photonics*. 2013. Vol. 7. P. 868–74.
103. Hervé Leblond, Mohamed Salhi, Ammar Hideur, Thierry Chartier. Experimental and theoretical study of the passively mode-locked ytterbium-doped double-clad fiber laser. *Physical Review*. 2002. Vol. 65, No 6. P. 063811.
104. De Angelis C. Nonlinear Optics. *Front. Photon.* 1:628215, 2021.
105. Hoshi R., Nakatsuhara K., Nakagami T. Optical switching characteristics in Si-waveguide asymmetric Mach-Zehnder interferometer having ferroelectric liquid crystal cladding // *Electron. Lett.* –2006. –V. 42. – P. 635-636.

106. De Bougrenet De La Tocnaye J. L. Engineering liquid crystals for optimal uses in optical communication systems. *Liquid crystals*. 2004. Vol. 31, No. 2. P. 241–269.
107. Hwang S. J., Lin S.-T., Lai C.-H. A novel method to measure the cell gap and pretilt angle of a reflective liquid crystal display. *Opt. Comm.* 2006. Vol. 260. P. 614–620.
108. Zhuang, Z., Suh, S.-W., and Patel, J.S. Polarization controller using nematic liquid crystals // *Opt. Lett.* –1999. –V. 24. –P. 694.
109. Hyang Y., Wen C.H., Wu S.T. Polarization-independent and submillisecond response phase modulators using a 90° twisted dual frequency liquid crystal // *Appl. Phys. Lett.* –2006. –V. 89. –№ 2. – P. 021103(1-3).
110. Wu S.-T., Efron U., Hess L.D. Optical rotatory power of 90° twisted nematic liquid crystals. *Appl. Phys. Lett.* 1984. Vol. 44, No 9. P. 842–844.
111. Khoo I. C., Williams Yana Zhang, Lewis B., Mallouk T. Photorefractive CdSe and gold nanowire-doped liquid crystals and polymer-dispersed liquid-crystal photonic crystals. // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* –2005. –V. 446. –P. 233-244.
112. Chia-Wei Kuo, Shie-Chang Jeng, Hsing-Lung Wang, Chi-Chang Liao Application of nanoparticle-induced vertical alignment in hybrid-aligned nematic liquid crystal cell. // *Appl. Phys. Lett.* –2007. –V. 91. –P. 141103(1 -3).
113. . Xu P., Chigrinov V., Kwok H.S. Optical analysis of a liquid-crystal switch system based on total internal reflection // *J. Opt. Soc. Am.* –2008. – V. 25. –P. 866-873.
114. Wu Y.-H., Lin Y.-H., Lu Y.-Q., Fan Y.-H., et. al. Submillisecond response variable optical attenuator based on sheared polymer network liquid crystal. *Optics Express*. 2004. Vol. 12, No. 25. P. 6382–6389.
115. Wang H., Wu T. X., Zhu X., Wu S.-T. Correlations between liquid crystal director reorientation and optical response time of a homeotropic cell. *J. of Appl. Phys.* 2004. Vol. 95, No 10. P. 5502–5508.

116. Baik I.S., Jeon S.Y., Lee S.H., Park K.H., Jeong S.H., An K.H., Lee Y.H. Electrical-field effect on carbon nanotubes in a twisted nematic liquid cell. // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – Vol. 87. – P. 263110(1-3).
117. Lu Y.-Q., Liang X., Wu Y.-H., Du F. Dual-frequency-addressed hybrid-aligned nematic liquid crystal. *Appl. Phys. Lett.* 2004. Vol. 85, No. 16. P. 3354–3356.
118. Golovin A. B., Shiyankovskii S. V., Lavrentovich O. D. Fast switching dual-frequency liquid crystal optical retarder, driven by an amplitude and frequency modulated voltage. *Appl. Phys. Lett.* 2003. Vol. 83, No 19. P. 3864–3866.
119. Golovin A.B., Pishnyak O.P., Shiyankovskii S.V., Lavrentovich O.D. Achromatic Linear Polarization Switch for Visible and Near Infrared Radiation Based on Dual-Frequency Twisted Nematic Cell // *Proc. SPIE.* –2006. –V. 6135. –61350E.
120. Komarov A., Leblond, H., Sanchez F. Quintic complex Ginzburg-Landau model for ring fiber lasers. *Physical Review E.* 2005. Vol. 72, No 2. P. 025604.
121. Soto-Crespo M., Akhmediev N. N., Afanasjev V. V. Wabnitz S. Pulse solutions of the cubic-quintic complex Ginzburg-Landau equation in the case of normal dispersion *Phys. Rev. E* 55. 1997. P. 4783.
122. Ablowitz M., Ladik J. On the solution of a class of nonlinear partial differential equations. *Studies in Applied Mathematics.* 1977. Vol. 57, No 1. P. 1–12.
123. Heitzinger C., Ringhofer C. A note on the symplectic integration of the nonlinear Schrödinger equation. *Journal of Computational Electronics.* 2004. Vol. 3, No 1. P. 33–44.
124. Muslu G.M., Erbay H.A. Higher-order split-step fourier schemes for generalized nonlinear Schrödinger equation. *Mathematics and Computers in Simulation.* 2005. Vol. 67, No. 6. P. 581–595.

125. Опис та інструкції продукції On Semiconductor. URL: <https://www.onsemi.com/pub/Collateral/NCP3065.PDF> (дата звернення: 19.03.2018).

126. Опис та інструкції продукції Maxim Integrated. URL: <https://www.maximintegrated.com/en/products/power/power-management-ics/high-performance-pmics/MAX1968.html> (дата звернення: 20.03.2018).

127. Ю. П. Мачехін, О. С. Гнатенко. Лазерні, оптико-електронні прилади та системи. Ч.2. Параметри лазерного випромінювання: монографія, Харків: ФОП Панов А.М., 2021. – 145 с. ISBN 978-966-637-975-0.

128. P.G. Kryukov, Ultrashort-pulse lasers, *Quantum electron.*, 2001, 31 (2), 95–119.

129. Hnatenko O. S. Fiber Laser Based on Electronically Controlled Phase Plates / O. S. Hnatenko //J. Nano- Electron. Phys. - 2021. - Vol.13. - No 5. - P.05038. DOI: [https://doi.org/10.21272/jnep.13\(5\).05038](https://doi.org/10.21272/jnep.13(5).05038).

130. Kobtsev S. M., Smirnov S. V., Kukarin S. V., Sorokin V. B. Femtosecond autocorrelator based on a swinging birefringent plate. *Quantum electron.* 2001, Vol.31, No 9. P. 829–833.

131. Andrianov A. V., Kim A. V., Khazanov E. A. A method for measuring the amplitude and phase of ultrashort laser pulses using self-modulation in a Kerr medium and spectral interferometry. *Quantum electron.* 2017. Vol. 47, No 3. P. 236–244.

Наукове видання

Гнатенко Олександр Сергійович

ЛАЗЕРНІ, ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ ТА СИСТЕМИ

Частина 3

Фемтосекундні лазери для інформаційно-виміювальних технологій

Редактор *Гнатенко О.С.*
Комп'ютерна верстка *Гнатенко О.С.*

Підп. до друку 8.11.2019. Формат 60×84 1/16.
Умов. друк. арк. 7,67. Облік.-вид. арк. 6,8.
Наклад 100 прим. Зам. № 2019-11

Видавництво «Факт»
Україна, 61166, м. Харків, вул. Бакуліна, 11, оф. 2 26.
+38(057) 768 01 01, publish_fakt@ukr.net, www.fakt.kh.ua
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3172 від 22.04.2008 р.

Виготовлювач – Видавництво «Константа» Україна, Харківська область,
м. Харків, вул. Космічна, 26 Свідоцтво суб'єкта видавничої
справи ДК №376 від 22.01.2001.