

Ю. П. Мачехін, О. С. Гнатенко

ЛАЗЕРНІ, ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ ТА СИСТЕМИ

Частина 2

Параметри лазерного випромінювання

Монографія

Харків

«ФАКТ»

2021

УДК 621.373.8
М 37

Рекомендовано рішенням № 4/5 Науково-технічної ради Харківського національного університету радіоелектроніки МОН України, протокол № 4 від 19.03.2021

Рецензенти:

В. С. Купко, кандидат технічних наук, старший науковий співробітник, директор Наукового центру просторово-часових вимірювань, ННЦ «Інститут метрології»;

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

Мачехін Ю. П., Гнатенко О. С.

М 37 Лазерні, оптико-електронні прилади та системи. Ч. 2. Параметри лазерного випромінювання. Харків «Факт», 2021. 145 с.

ISBN 978-966-637-975-0

В монографії на основі опублікованих матеріалів розглянуто основні параметри лазерного випромінювання та їх характеристики. Особливу увагу приділено методам вимірювання параметрів лазерного випромінювання: довжини хвилі, потужності, тривалості імпульса, якості пучка та поляризації. Також у монографії розкрито основні напрямки розвитку оптичних стандартів частоти.

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.

УДК 621.373.8

ISBN 978-966-637-975-0

DOI: 10.30837/978-966-637-975-0

Ю. П. Мачехін, О. С. Гнатенко, 2021

ЗМІСТ

Вступ.....	5
1. ЧАСТОТНІ ПАРАМЕТРИ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ.....	6
1.1. Методи вимірювання частотних характеристик. Метод Юнга.....	12
1.2. Принцип роботи ПЗЗ-спектрометра Ocean Optics.....	20
1.3. Фур'є-спектрометр.....	21
1.4. Принцип дії Фур'є-спектрометра.....	24
1.5. Переваги та недоліки Фур'є-спектрометрів.....	26
1.6. Роздільна здатність Фур'є-спектрометра.....	27
1.7. Оптична схема. Отримання та обробка інтерферограм.....	27
1.7.1. Отримання інтерферограми.....	28
1.7.2. Обробка інтерферограми.....	30
1.8. Основні оптичні елементи пристрою.....	31
1.8.1. Оптичні матеріали.....	31
1.8.2. Світлорозділювач.....	33
1.8.3. Дзеркала.....	35
1.8.4. Приймачі випромінювання.....	36
1.9. Механічні вузли та електронна система пристрою.....	40
1.10. Моделювання роботи інтерферометра Майкельсона.....	41
1.11. Програмне забезпечення.....	43
2. ПОТУЖНІСТЬ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ.....	49
2.1. Потужність та енергія лазерного випромінювання.....	50
2.2. Методи вимірювання потужності лазерного випромінювання.....	69
2.3. Якість лазерного пучка.....	72
3. ТРИВАЛІСТЬ ІМПУЛЬСУ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ.....	77
4. ПОЛЯРИЗАЦІЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ.....	84
4.1. Напрямок вектора електричного поля електромагнітної хвилі.....	84
5. ПРИСТРІЙ ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЇ ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ.....	87

5.1. Поляризація світла	87
5.2. Опис установки та принцип роботи поляриметра	91
6. ПОГЛИНАЛЬНІ СЕРЕДОВИЩА НА ОСНОВІ ОХОЛОДЖЕНИХ АТОМІВ ТА ІОНІВ В ЯКОСТІ ЧАСТОТНИХ РЕПЕРІВ.....	99
6.1. Фізичний стан газів при низьких температурах.....	99
6.2. Особливості охолодження атомів іонів та молекул.....	104
6.3. Необхідність в розробці нових частотних реперів	109
6.4. Оптичний стандарт частоти на основі одиночного іона	110
6.5. Особливості стабілізації частоти напівпровідникових лазерів з частотних реперів у вигляді охолоджених атомів та іонів.....	114
7. ПЕРСПЕКТИВНІ НАПРЯМИ РОЗВИТКУ СТАНДАРТІВ ЧАСТОТИ....	118
7.1 Стандарти частоти радіочастотного діапазону	119
7.2. Оптичні стандарти частоти	121
7.3. Перспективні напрями розробки оптичних стандартів частоти	122
7.4. Особливості фізичних умов генерації.....	126
7.5. Механізм стабілізації частоти нанолазерів.....	127
Висновки	132
Література	133

ВСТУП

До лазерної техніки відносяться прилади (пристрої, установки), при реалізації яких використовується лазерне випромінювання. Наприклад, в інформаційно-вимірювальних лазерних приладах відбувається виділення інформації про об'єкт, яка укладена в лазерному випромінюванні; в медичних і технологічних установках лазерне випромінювання формується належним чином для впливу на об'єкт; в приймально-передавальних лазерних системах відбувається формування лазерного випромінювання і його обробка.

Лазерні прилади та системи складають на цей час велику кількість, серед яких важливо відзначити такі як далекоміри, локатори, системи зв'язку, гіроскопи, інтерферометри, геодезичні прилади, широкий спектр медичних установок тощо.

Технічні характеристики лазерних приладів значною мірою визначаються властивостями лазера як джерела випромінювання. Тому при виборі конкретного лазера з усього їх різноманіття першорядне значення набуває знання параметрів і характеристик, що описують властивості лазера. Особливу увагу заслуговують параметри лазерного випромінювання, такі, як частота (довжина хвилі у вакуумі), поляризація, потужність (енергія), розбіжність і форма пучка, тривалість імпульсу.

Використання лазерів в приладах вимагає також знання законів поширення лазерного випромінювання в оптичних середовищах і його впливу на приймачі випромінювання. Зважаючи на великий обсяг інформації про ці процеси, в даній монографії розглянуті лише основні характеристики лазерного випромінювання і методи їх визначення, які пов'язані з енергетичними (світлотехнічними) розрахунками лазерних приладів.

1. ЧАСТОТНІ ПАРАМЕТРИ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Лазер як готовий пристрій, що серійно випускається, використовується в різних областях техніки і не тільки.

Слово лазер і мазер розшифровуються як:

– light amplification by stimulated emission of radiation – laser: посилення світла за допомогою вимушеного випромінювання;

– microwave amplification by stimulated emission of radiation – maser: посилення мікрохвиль за рахунок вимушеного випромінювання.

Основна фізична ідея роботи лазера полягає в тому, що головну роль відіграють квантові рівні, які займають електрони під дією накачування і звільнення електронів від надлишкової енергії.

У той же час, класична термодинаміка, дозволяє описати випромінювання нагрітих тіл через другий закон Вина з урахуванням корекцій Планка [1, 2, 114]:

$$u_\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} e^{-h\nu/kT}, \quad (1.1)$$

де u_ν – щільність енергії випромінювання;

ν – частота випромінювання;

c – швидкість світла у вакуумі;

h – постійная Планка;

k – постійна Больцмана;

T – температура випромінюючого тіла.

При різних температурах нагріву, щільність енергії випромінювання має різне графічне представлення (рис. 1.1).

Лазерне випромінювання можливо тільки в певних речовинах, у яких існує необхідна структура рівнів у атомі або молекулі. Уявімо собі снігопад в горах. Якщо гірський схил крутий і рівний, то весь сніг постійно і повільно

сповзає по схилу, але якщо на гірському схилі буде «поличка», на ній буде затримуватися сніг. Унаслідок, в певний момент часу, відбудеться лавина. Взаємне розташування цих рівнів впливають, в першу чергу, на частоту і потужність випромінювання. Основна умова – інверсія населеності, на відміну від стану теплової рівноваги (рис. 1.2) [3].

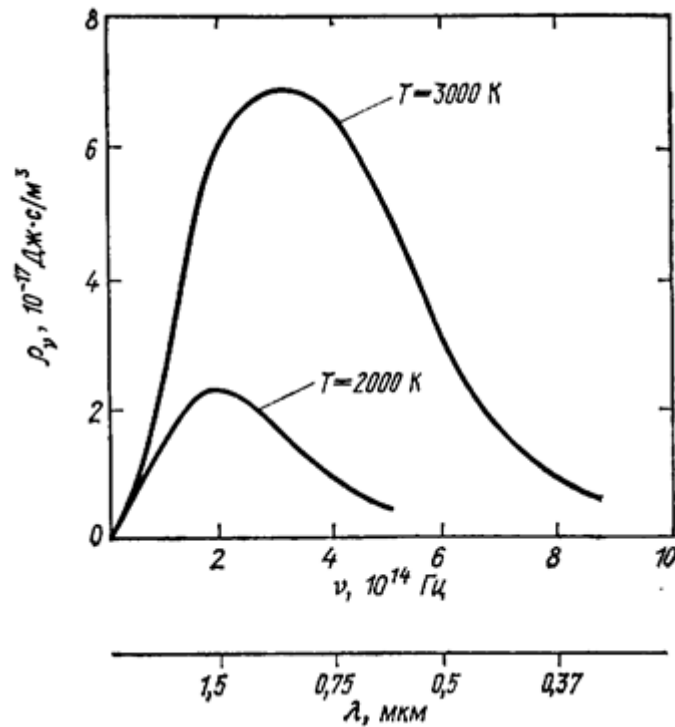


Рис. 1.1. Залежність щільності енергії від температури нагріву

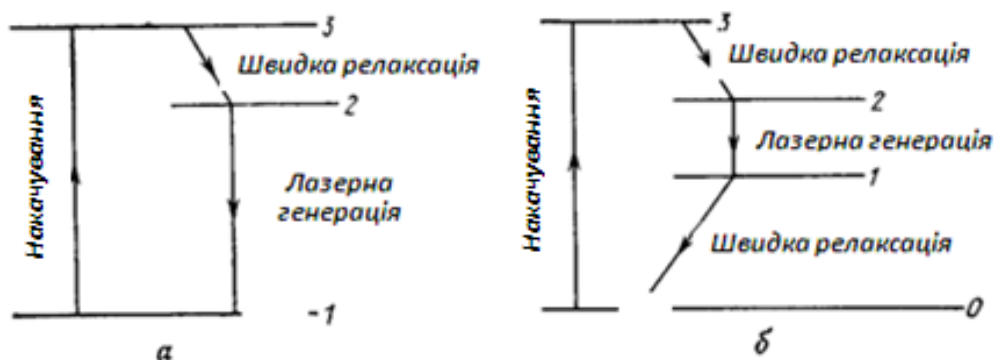


Рис. 1.2. Трирівнева (а) та чотирирівнева (б) схеми лазера

Тому будь-який лазер включає три основні складові – активну середу, резонатор і накачування. Активне середовище забезпечує генерацію випромінювання в певному спектральному діапазоні і рівень потужності випромінювання. Резонатор забезпечує спектр генерованого випромінювання. Накачування визначає умови експлуатації лазера. При застосуванні лазерів важливу роль відіграють всі параметри їх випромінювання і конструктивні особливості.

Основні групи параметрів лазера:

- частота і частотні характеристики;
- потужність та енергетичні характеристики;
- параметри лазерного пучка;
- поляризаційні характеристики.

Застосування лазерів передбачає використання однієї або двох груп параметрів. Перша група параметрів:

- частота;
- довжина хвилі;
- нестабільність частоти;
- відтворюваність частоти;
- тимчасова і просторова когерентність.

Частота – фізична величина, яка характеризує періодичні процеси. Одиниця частоти (Герц) – одне коливання в секунду. Оптичне випромінювання знаходиться в інтервалі від 300 ТГц до 600 ТГц.

Довжина хвилі лазерного випромінювання визначається через частоту випромінювання і властивістю активного середовища, в якому поширюється випромінювання. Зв'язок між довжиною хвилі і частотою випромінювання визначається за формулою [1 – 2]:

$$\lambda = c/\omega. \quad (1.2)$$

При розповсюдженні світла його довжина хвилі залежить не тільки від частоти, а й від показника заломлення.

Випромінювання лазера в залежності від геометричних властивостей резонатора і активного середовища може бути багаточастотним або одночастотним, багатомодовим або одномодовим (TEM_{nm}). В спектрі випромінювання лазерів, завдяки властивостям відкритих оптичних резонаторів існують поздовжні і поперечні моди. Поздовжні моди поділяються частотними інтервалами $c / 2L$, де L – довжина резонатора.

У випадку, коли реалізовані умови генерації однієї поздовжньої моди, випромінювання характеризується як одночастотне, в іншому випадку – як багаточастотне. Поперечні моди відрізняються одна від одної розподілом інтенсивності в поперечному перерізі і зміщенням частоти в залежності від номера моди:

$$\Delta \nu_e = cL(m + 1/2) \cdot (1/8na^2) \quad (1.3)$$

Для однієї моди можна ввести такий параметр як ширина лінії випромінювання. Слід враховувати природну ширину лінії випромінювання. Природна ширина спектральної лінії (Dw_e) зазвичай набагато менше технічної: (Dw_T) – $Dw_e \ll Dw_T$. Ширину спектральної лінії Dw_T називають технічною шириною, підкреслюючи, що причиною розширення лінії в даному випадку виявляються фактори технічного порядку, які залежать від конструкції лазера, стабілізації параметрів і т. п. Dw_T різна для різних типів лазерів.

Для високостабільних генераторів оптичного діапазону, коли виключені технічні шуми; ефекти, зумовлені природними флуктуаціями; істотною стає і теоретична ширина природної спектральної лінії – лоренцівської.

Перехід до високостабільних систем, наприклад, таких, як лазери, стабілізовані за надвузькими оптичними резонансами в атомах і молекулах, дозволяє отримати ширину спектральної лінії приблизно 0,5 Гц. Для отримання

необхідних частотних характеристик, по-перше, необхідно домагатися звуження технічної ширини лінії випромінювання.

На наступному етапі шляхом використання природних ліній поглинання охолоджених атомів і іонів домагаються звуження природної ширини лінії випромінювання. Лазери можуть бути зі стабілізацією частоти випромінювання по натуральним оптичним частотним реперам.

Технічна ширина визначається таким виразом:

$$G(\omega) = \frac{\rho^2}{\sqrt{2\pi\sigma_\omega}} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma_\omega^2}\right], \quad (1.4)$$

де ρ – щільність;

σ_ω^2 – дисперсія частоти;

$$\sigma_\omega^2 \sim \int_0^\omega G_n(\omega) d\omega.$$

До основних частотних характеристик відносяться:

– номінальне значення частоти випромінювання, обумовлене квантовими переходами;

– відтворюваність частоти випромінювання;

– нестабільність частоти випромінювання.

Що таке нестабільність частоти випромінювання? Зміна значення частоти випромінювання в процесі роботи лазера тривалий час (8 год.)

Що таке відтворюваність частоти випромінювання? Зміна частоти випромінювання від вмикання до вмикання лазера.

Наведені характеристики носять кількісний характер і визначаються в процесі вимірювальних експериментів.

Іншими, якісними характеристиками випромінювання є когерентність і монохроматичність.

Чим ближче хвиля до монохроматичної, тим меншою є ширина $\Delta\omega$ спектра її частот і більший її час когерентності, $\tau_{\text{ког}}$ а отже, і довжина

когерентності $l_{\text{ког}}$. Когерентність коливань, які відбуваються в одній і тій же точці простору, що визначається ступенем монохроматичності хвиль, називається часовою когерентністю. Якщо хвиля поширюється в однорідному середовищі, то фаза коливань в певній точці простору зберігається лише протягом часу когерентності $l_{\text{ког}}$. За цей час хвиля поширюється у вакуумі на відстань $l_{\text{ког}} = C\tau_{\text{ког}}$, звану довжиною когерентності (просторова когерентність).

Час і довжина когерентності вводяться також і для багаточастотного випромінювання (голографія). Але тоді, ширина частотного спектра визначається кількістю мод в випромінюванні.

Особливістю властивостей когерентності випромінювання фемтосекундного лазера є те, що кожна з мод володіє вузькою шириною і, відповідно, високим ступенем когерентності, а цілком весь спектр фемтосекундного лазера можна порівняти з когерентністю природного спектра.

Необхідною умовою інтерференції хвиль є їх когерентність, тобто узгоджений перебіг у часі і просторі декількох коливальних або хвильових процесів.

Цій умові задовольняють монохроматичні хвилі – необмежені в просторі хвилі однієї певної і строго постійної частоти. Оскільки жодне реальне джерело не дає строго монохроматичного світла, то хвилі, що випромінюються будь-якими незалежними джерелами світла, завжди некогерентні, тобто не спостерігається інтерференція світла від незалежних джерел, наприклад, від двох електричних ламп.

Отже, довжина когерентності є відстань, при проходженні якої дві або кілька хвиль втрачають когерентність. Звідси випливає, що спостереження інтерференції світла можливо лише при оптичних різницях ходу, менших довжини когерентності для використовуваного джерела світла.

1.1. Методи вимірювання частотних характеристик. Метод Юнга

Світло являє собою електромагнітні хвилі з частотами від $4 \cdot 10^{14}$ Гц до $7,5 \cdot 10^{14}$ Гц. Людське око не здатне розрізняти коливання, якщо вони відбуваються частіше десяти разів за секунду, тому воно фіксує тільки середній потік енергії електромагнітної хвилі. Усереднена за часом щільність потоку енергії хвилі називається інтенсивністю. Згідно рівнянням Максвелла, інтенсивність електромагнітної хвилі дорівнює усередненому за часом вектору Пойнтінга \vec{i} , отже, пропорційна квадрату амплітуди електричного або магнітного поля в хвилі. Світло в будь-якому природному джерелі породжується випромінюванням дуже великої кількості атомів середовища, що випускають цуги електромагнітних хвиль незалежно один від одного. Атом джерела світла, перейшовши в збуджений стан внаслідок теплового руху або взаємодії з випромінюванням, через деякий час «висвічується», випускаючи цуг електромагнітних хвиль за час порядку 10 нс, після чого припиняє випромінювати до наступного збудження. Через велику кількість елементарних випромінювачів світлова хвиля містить випромінювання різних частот, а амплітуда, фаза результуючої хвилі і просторова орієнтація вектора електричного поля змінюються хаотично. До винятків можна віднести лазер – генератор хвиль оптичного діапазону, в робочій зоні якого створені спеціальні умови, які змушують атоми середовища випромінювати узгоджено. Одне з явищ, яке важко пояснити з точки зору нової теорії, але яке природно впливає з хвильової природи світла – інтерференція (від лат. *inter* – між і *ferens* – що переносить) світлових хвиль. Для опису цього явища необхідно дати поняття когерентності (від лат. *cohaerentia* – зчеплення, зв'язок). Два і більше хвильових процеси називаються когерентними, якщо різниця фаз між ними зберігається приблизно постійною протягом часу, достатнього для спостереження. Для двох приблизно монохроматичних джерел (наприклад, лазерів) умовою когерентності є рівність частот випромінювання. Але для того, щоб два джерела природного світла були когерентні, вони повинні мати спільне

походження: утворені областями фронту одного і того ж джерела (як, наприклад, в досвіді Юнга) або бути результатом поділу амплітуди одного світлового потоку (як при інтерференції в тонких плівках). При накладенні декількох хвильових процесів амплітуда результуючого поля залежить від різниці фаз цих процесів, а різниця фаз, водночас, залежить від точки простору. Отже, амплітуда світлового поля та інтенсивність результуючої хвилі, залежать від точки простору. У разі накладення монохроматичних джерел око фіксує низку максимумів і мінімумів освітленості. У разі суперпозиції потоків природного світла інтерференційні максимуми для різних довжин хвиль не збігаються, і людина бачить низку максимумів, що відповідають різним кольорам спектру. Приклади таких явищ в звичайному житті досить численні: кольори мінливості на металі, райдужні розводи на плівці нафтопродуктів на поверхні води, кольорові смуги, що спостерігаються при падінні світла на оптичний диск і т.д. Перерозподіл енергії, що виникає при накладенні когерентних хвильових процесів, яке приводить до утворення максимумів і мінімумів інтенсивності, а отриманий в результаті розподіл інтенсивності — інтерференційною картиною. У схемі Юнга два когерентних джерела утворюються розподілом фронту хвилі одного джерела. Інтерференційна картина спостерігається на екрані, відстань до якого багато більше відстані між джерелами.

У класичному досвіді Юнга світло від джерела (рис. 1.3) падає на вузьку щілину 1 (це збільшує радіус когерентності), а через неї – на дві паралельні їй щілини 2, які перпендикулярні площині рисунку. В області перекриття отриманих когерентних світлових пучків на екрані Е спостерігаються паралельні інтерференційні смуги [1 – 2].

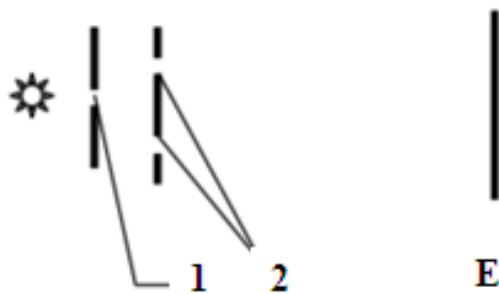


Рис. 1.3. Класичний досвід Юнга

За умови складання двох хвиль однієї частоти з односпрямованими коливаннями і різницею фаз δ , отримуємо:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{10} \cos(\omega t), \\ E_2 &= E_{20} \cos(\omega t + \delta). \end{aligned} \quad (1.5)$$

Згідно з принципом суперпозиції світлових хвиль, напруженість електричного поля результуючої хвилі E_0 дорівнює:

$$E = E_1 + E_2 = (E_{01} + E_{02} \cos \delta) \cos \omega t - E_{02} \sin \delta \sin \omega t. \quad (1.6)$$

У цьому виразі використана відома з тригонометрії формула косинуса різниці:

$$\cos(\omega t + \delta) = \cos(\omega t) \cos \delta - \sin(\omega t) \sin \delta. \quad (1.7)$$

За формулою допоміжного аргументу:

$$A \cos \alpha + B \sin \alpha = \sqrt{A^2 + B^2} \cos \left(\alpha - \arctg \frac{B}{A} \right). \quad (1.8)$$

З відношення (1.6) маємо:

$$\begin{aligned}
 E &= \sqrt{(E_{01} + E_{02} \cos \delta)^2 + (E_{02} \sin \delta)^2} \cos(\omega t - \varphi) = \\
 &= \sqrt{E_{01}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \delta + E_{02}^2} \cos(\omega t - \varphi), \\
 \varphi &= \operatorname{arctg} \frac{E_{02} \sin \delta}{E_{01} + E_{02} \cos \delta}.
 \end{aligned}
 \tag{1.9}$$

Результуюче коливання буде гармонійним коливанням з тією ж частотою і амплітудою:

$$E_0 = \sqrt{E_{01}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \delta + E_{02}^2}. \tag{1.10}$$

Оскільки інтенсивність (середнє за часом значення вектора Пойнтінга) електромагнітної хвилі I пропорційна квадрату напруженості електричного поля:

$$I = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{\mu_0 \mu}} \frac{E_0^2}{2} = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu}{\varepsilon_0 \varepsilon}} \frac{H_0^2}{2}, \tag{1.11}$$

то

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta, \tag{1.12}$$

де I – інтенсивність результуючої хвилі;

I_1 і I_2 – інтенсивності двох інтерферуючих хвиль.

$2I_1 I_2 \cos \delta$ – інтерференційний член. Від його значення залежить наскільки і в який бік результуюча інтенсивність буде відрізнятися від свого середнього значення $I_{cp} = I_1 + I_2$.

Якщо

$$\delta = 2m\pi, \tag{1.13}$$

де m – ціле число, то інтенсивність максимальна.

Якщо

$$\delta = (2m + 1)\pi, \quad (1.14)$$

то інтенсивність – мінімальна. Чергування мінімумів і максимумів призводить до чергування темних і світлих смуг, званих інтерференційною картиною. Відстань між сусідніми світлими або сусідніми темними смугами (тобто між сусідніми максимумами або сусідніми мінімумами інтенсивності) називають шириною інтерференційної смуги. Різниця фаз δ пов'язана з оптичною різницею ходу $\Delta\Theta$ і визначається співвідношенням:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta\Theta, \quad \Delta\Theta = n(L_1 - L_2), \quad (1.15)$$

де L_1 і L_2 – оптичні довжини двох променів, що йдуть від джерела до точки спостереження (відрізок довжиною l в середовищі з показником заломлення n та відповідною оптичною довжиною $\Theta = nl$);

λ – довжина хвилі випромінювання.

З рівнянь (1.13 – 1.15) отримуємо, що умови інтерференційних максимумів та мінімумів відповідно мають вигляд:

$$\begin{aligned} \Delta\Theta &= m\lambda, \\ \Delta\Theta &= (2m + 1)\lambda/2, \end{aligned} \quad (1.16)$$

де m – ціле число.

Дві плоскі хвилі, породжені довгими паралельними щілинами, з малим кутом α між напрямками поширення, на екрані, перпендикулярному середньому напрямку поширення, дають інтерференційну картинку у вигляді почергових темних і світлих смуг (рис. 1.4).

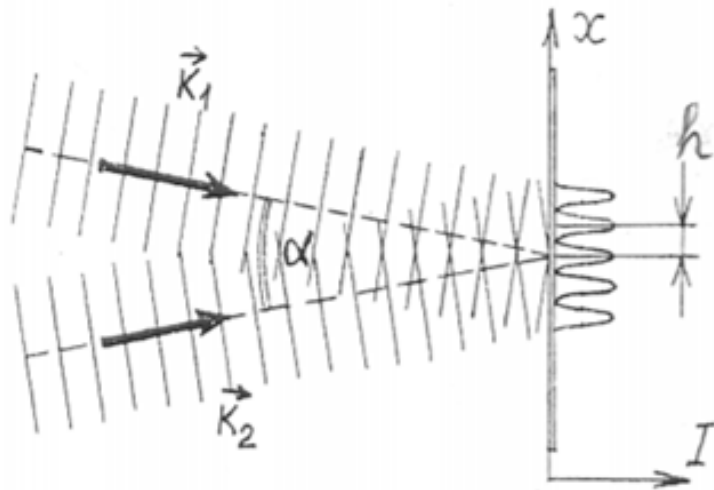


Рис. 1.4. Інтерференційна картина

Ширину інтерференційної смуги h можна знайти з розгляду трикутників AS_2K і S_1NS_2 (рис. 1.5). На рисунку наведені такі позначення: d – відстань між щілинами, L – відстань від щілин до екрану, на якому спостерігається інтерференційна картина, N – точка на відрізку AS_2 , така, що $AN = AS_1$. Тоді S_2N є геометрична різниця ходу хвиль до точки спостереження A .

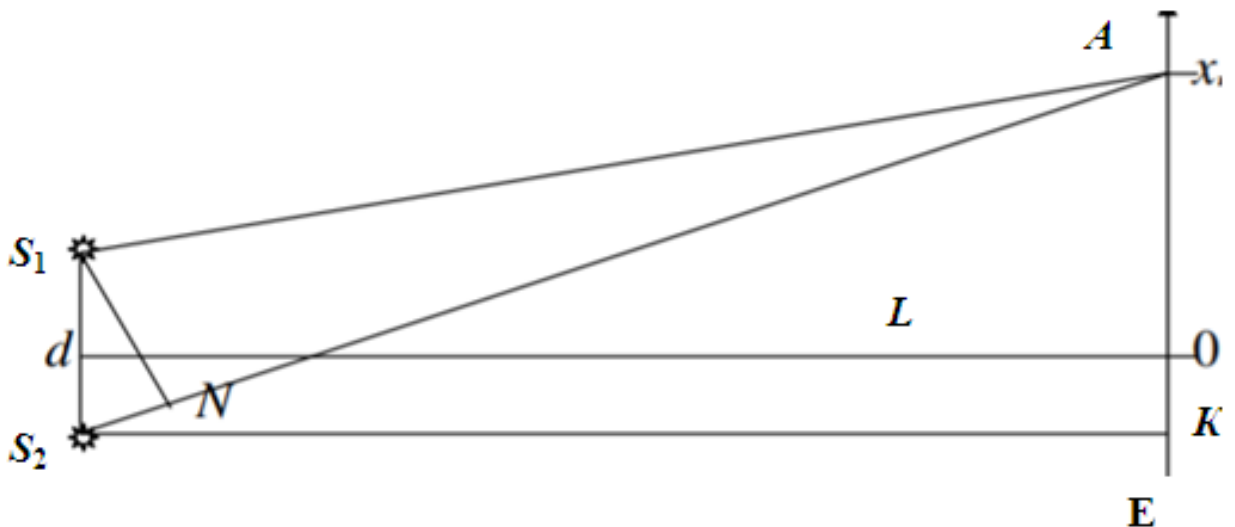


Рис. 1.5. Розрахунок інтерференційної смуги h

При цьому будемо користуватися тим, що в реальних експериментах

$$d \ll x_m \ll L. \quad (1.17)$$

Нехай на відстані x_m від центр екрану в точці А спостерігається максимум m -го порядку. Для простоти можна вважати, що $n = 1$ і $\Delta\Theta = S_2N$. Тоді, з рівняння (1.16) маємо:

$$S_2N = m\lambda. \quad (1.18)$$

Доведемо, що в припущенні (1.18) $\angle S_2S_1N = \angle AS_2K$. Оскільки $d \ll L$, кут S_1NA дуже незначний. Трикутник S_1NA рівнобедрений, тому:

$$\angle NS_1A = \angle S_1NA = \frac{\pi - S_1AN}{2} \approx \frac{\pi}{2}. \quad (1.19)$$

Отже

$$\angle S_1NS_2 = \pi - \angle S_1NA \approx \frac{\pi}{2}, \quad (1.20)$$

$$\angle S_1S_2N = \frac{\pi}{2} - \angle S_2S_1N. \quad (1.21)$$

Очевидно, що $\angle AS_2K$ також дорівнює $2/\pi - \angle S_2S_1N$. Отримуємо, що

$$\angle S_2S_1N = \angle AS_2K. \quad (1.22)$$

Оскільки для малих кутів α : $\operatorname{tg}\alpha \approx \alpha \approx \sin\alpha$, то з рис. 1.5 маємо:

$$\angle S_1S_2N \approx \sin(\angle S_1S_2N) = \frac{S_2N}{d}, \quad (1.23)$$

$$\angle AS_2K \approx \operatorname{tg}(\angle AS_2K) = \frac{x_m + d/2}{L} \approx \frac{x_m}{L}. \quad (1.24)$$

В останній рівності використано вираз (1.17). Об'єднуючи (1.23) – (1.24) і використовуючи (1.18), остаточно отримуємо:

$$x_m = \frac{L}{d} \lambda m. \quad (1.25)$$

Розглядаючи два сусідніх максимуму або мінімуму, можна визначити ширину інтерференційної смуги h , як $x_{m+1} - x_m$:

$$h = \lambda L/d. \quad (1.26)$$

Водночас h при незначних m не залежить від порядку інтерференції m і є постійним при заданих λ , L і d . Це дозволяє запропонувати таку методику визначення довжини хвилі. За фотографією визначаються координати інтерференційних максимумів і будується залежність координати інтерференційного максимуму x_m від номера максимуму m . По точках графіка проводиться пряма, яка найкраще апроксимує ці точки. В рамках комп'ютерної обробки даних це означає розрахунок коефіцієнтів рівняння прямої на основі методу найменших квадратів. Тангенс кута нахилу даної прямої (іншими словами, коефіцієнт при аргументі лінійної залежності A) на підставі (1.25) дорівнює $\lambda L/d$, і довжина хвилі може бути обчислена за формулою:

$$\lambda = \lambda L/d. \quad (1.27)$$

Така методика є не дуже точною і побічно вимірює довжину хвилі [1 – 3].

1.2. Принцип роботи ПЗЗ-спектрометра Ocean Optics

На рис. 1.6 зображений прилад із зарядовим зв'язком (ПЗЗ)-спектрометр [4].

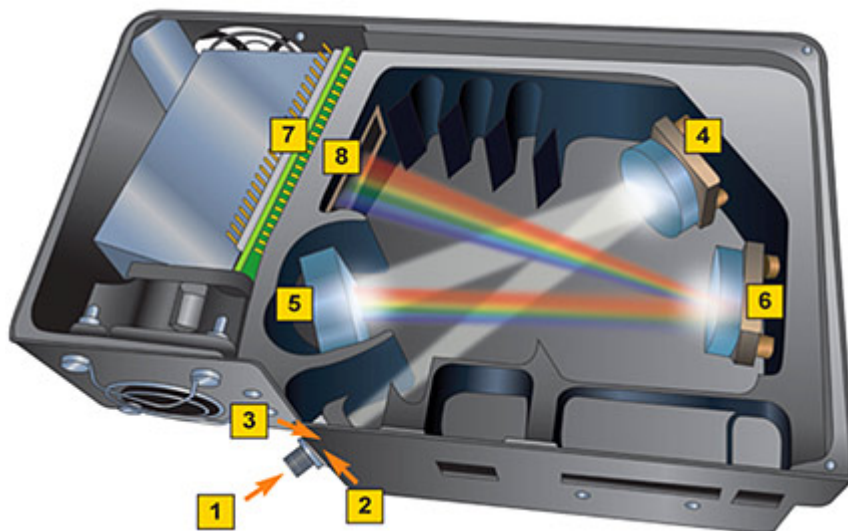


Рис. 1.6. ПЗЗ-спектрометр

Світло проходить через оптичне волокно, підключене до стандартного оптичного роз'єму SMA 1 і потрапляє в спектрометр через вхідну щілину 2 і опціональний довгохвильовий поглинальний фільтр 3.

У спектрометрі розбіжне світло, що вийшло з оптичного волокна, колімується за допомогою сферичного дзеркала 4.

Колімоване світло розкладається на плоскій дифракційній решітці 5, а потім фокусується за допомогою другого сферичного дзеркала 6 на ПЗС-детекторі 7, опціонально оснащеним змінним фільтром вищих порядків 8.

Зображення спектра проектується на ПЗС-детектор, з якого дані передаються на комп'ютер через бортовий аналого-цифровий перетворювач (АЦП) для відображення і подальшої обробки.

Світло потрапляє на фотодіоди з пікселів ПЗЗ-матриці. Ці обернено зміщені фотодіоди розряджають конденсатор зі швидкістю, пропорційною потоку фотонів. По завершенню періоду інтегрування детектора, масив

перемикачів закривається і передає заряд на зсувний реєстратор. Після закінчення передачі на реєстратор, перемикачі знову відкриваються, а конденсатори, прикріплені до фотодіодів, перезаряджаються, і починається новий період інтегрування. В цей же час АЦП зчитує і оцифровує дані, отримані із зсувного реєстратора. Оцифровані дані передаються на комп'ютер.

1.3. Фур'є-спектрометр

Найбільш поширені типи спектрометрів – це спектрометри з диспергувальним елементом, які здатні розподіляти випромінювання з різними довжинами хвиль в просторі. Прикладом таких елементів є дифракційні решітки і призми. Спрощена схема спектрометра із напівпрозорою дифракційною решіткою зображена на рис. 1.7.

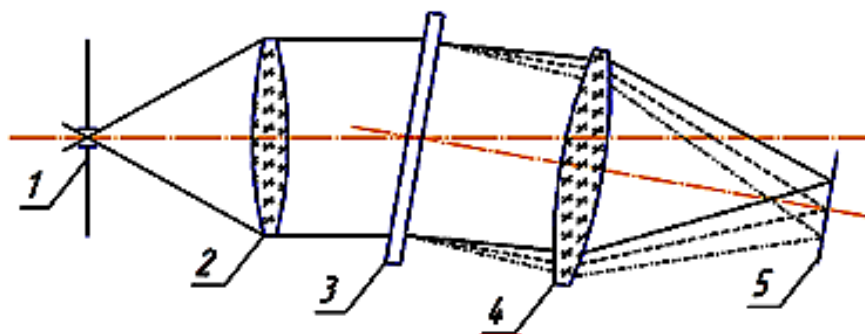


Рис. 1.7. Спектрометр із напівпрозорою дифракційною решіткою

Досліджуване випромінювання проходить через вхідну щілину 1, перетворюється об'єктивом 2 в паралельний пучок світла, який падає на дифракційну решітку 3. Решітка виробляє просторове розділення цього пучка – випромінювання з різними довжинами хвиль починає поширюватися під різними кутами. Фокуруюча лінза 4 формує з паралельних пучків зображення в площині 5, яке може реєструватися фотоприймачем.

Ці види спектрометрів відносно прості, але у них є свої недоліки. Одним з параметрів, що впливає на спектральний дозвіл спектрометра, є ширина щілини – чим вона менша, тим краще дозвіл. Однак при зменшенні розмірів щілини падає освітленість фотоприймача, унаслідок цього ускладнюється отримання спектрів. Оскільки світло розподіляється по площині зображення, то освітленість зображення падає.

Призми, хоч і прості у виготовленні і використанні, іони не здатні забезпечувати високий спектральний дозвіл. Ще один їх недолік – вони можуть працювати тільки в певному діапазоні хвиль, що визначається матеріалом призми. Звичайні стекла не здатні пропускати випромінювання з довжиною хвилі більше 3 – 4 мкм.

Дифракційні решітки складніші у виготовленні, але забезпечують набагато краще спектральний дозвіл. Віддзеркалюючі дифракційні решітки можуть використовуватися в широкому діапазоні довжин хвиль – від ультрафіолетового випромінювання до далекого інфрачервоного. Один з недоліків дифракційних решіток – вони дають кілька різних порядків спектра, які можуть спотворювати інтерферограму. Для їх усунення доводиться використовувати світлофільтри, що обмежують спектр випромінювання на вході або виході спектрометра.

Для реєстрації спектра в площині зображення спектрометра встановлюють багатоелементні фотоприймачі, які дозволяють дуже швидко аналізувати весь спектр випромінювання. Для дослідження випромінювання довжиною більшою 1,2 мкм потрібні приймачі з матеріалів, наприклад германію, арсеніду галію-індію, або навіть лінійки мікроболометрів. Такі багатоелементні приймачі випускають лише кілька компаній в світі, вони дуже дорогі і важкодоступні.

Для реєстрації спектрів можна використовувати і дешевші одноелементні фотоприймачі (фотодіоди, болометри), але в такому випадку сканування зображення повинно бути механічним – шляхом переміщення одного з вузлів

спектрометра. Це помітно збільшує час отримання спектрограми і може знижувати точність вимірювання абсолютних величин довжин хвиль.

У Фур'є-спектрометрах використовується зовсім інший принцип роботи – він заснований на явищі інтерференції.

В основі оптичної схеми типового Фур'є-спектрометра лежить схема інтерферометра Майкельсона. Спектрометр з перетворенням Фур'є, являє собою пристрій для спостереження інтерференційних картин при накладенні двох хвиль, отриманих з однієї вихідної світлової хвилі шляхом розподілу амплітуди. Падаюча світлова хвиля інтенсивності I_0 ділиться на дві або більше парціальних хвиль, які проходять різні оптичні шляхи і потім знову перекриваються на виході інтерферометра. Оскільки всі парціальні хвилі виходять з одного і того ж джерела, вони когерентні, доки максимальна різниця ходу не перевищить довжину когерентності. Результуюча амплітуда хвилі, що пройшла, є суперпозицією всіх парціальних хвиль і залежить від амплітуд і фаз цих хвиль. Сумарна амплітуда істотно залежить від довжини хвилі λ . Схема інтерферометра Майкельсона представлена на рис. 1.8.

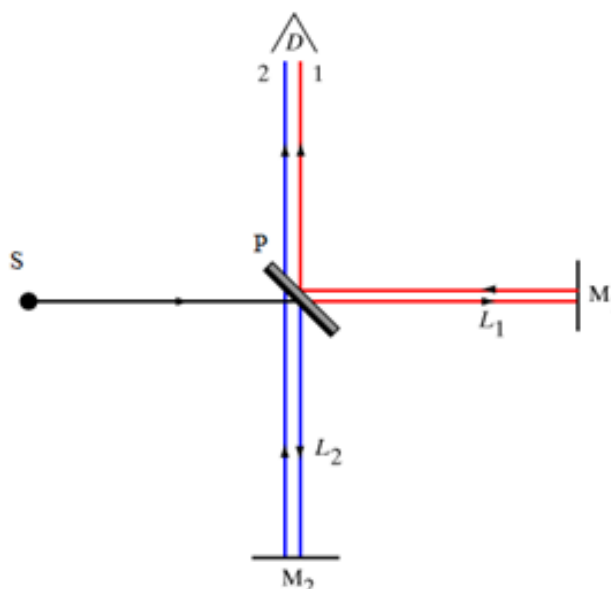


Рис. 1.8. Схема інтерферометра Майкельсона

Інтерферометр складається з двох дзеркал M_1 і M_2 , розташованих перпендикулярно один одному, і світлороздільної пластинки P . Пучок світла від джерела S падає на напівпрозору посріблену з одного боку роздільну пластину, де розділяється на два пучки, перший з яких, після проходження крізь пластину направляється до дзеркала M_1 , а другий після відбиття від пластини — до дзеркала M_2 . Відбившись від дзеркал, хвилі обертаються до пластини і після відбиття від неї першого пучка і проходження крізь неї другого поширюються в напрямку D , накладаючись одна на одну. Отже створюється інтерференційна картина [1 – 3].

Застосування інтерферометра Майкельсона в техніці різноманітні. Він може бути використаний для дистанційного контролю малих деформацій (відхилень від площинності) об'єкта. Такий підхід дуже зручний, коли з тих чи інших причин небажано близьке розташування об'єкта та еталонної поверхні, або об'єкт сильно нагрітий, хімічно агресивний тощо.

1.4. Принцип дії Фур'є-спектрометра

Припустимо, що є когерентне джерело випромінювання з певною довжиною хвилі. Коли різниця ходу двох променів, які прийшли в приймач, дорівнює $\lambda/2$ (тобто промені прийшли в протифазі) інтенсивність світла, що реєструється приймачем, близька до нуля. При переміщенні правого дзеркала інтерферометра Майкельсона різниця ходу променів змінюється; змінюється і інтенсивність світла, яка реєструється приймачем. Очевидно, що інтенсивність світла максимальна, коли різниця ходу променів буде кратною довжині хвилі.

При переміщенні дзеркала з постійною швидкістю на виході приймача буде спостерігатися електричний сигнал синусоїдальної форми. Водночас, період синусоїди залежить від довжини хвилі джерела, а амплітуда від інтенсивності джерела.

Якщо на вході некогерентне джерело, то кожна довжина хвилі в спектрі джерела світла буде давати свою синусоїду на виході приймача. Отже, на

виході приймача отримується складний сигнал. При виконанні над сигналом зворотного перетворення Фур'є, отримується спектр вхідного електричного сигналу, який також є спектром випромінювання джерела (тобто інтенсивність випромінювання джерела на різних довжинах хвиль).

Нехай різниця ходу між двома інтерферуючими пучками змінюється за законом:

$$\Delta = 2vt, \quad (1.28)$$

де Δ – різниця ходу;

v – швидкість переміщення дзеркала;

t – час.

При монохроматичному освітленні інтерферометра інтенсивність світла, що потрапляє в приймач, змінюється синусоїдально: сигнал приймача промодульовано з частотою W , яка залежить від оптичної частоти w монохроматичного випромінювання. Вимірюючи частоту модуляції W , можна знайти оптичну частоту w , тобто отримати інформацію про спектр джерела. Для отримання необхідного спектрального розподілу інтенсивності випромінювання по довжинах хвиль (частотах) використовують перетворення Фур'є.

Отже процес отримання спектра методом Фур'є-спектрометра зводиться до наступних етапів:

– вимір $F(\Delta)$ шляхом реєстрації сигналу як функції зміни оптичної різниці ходу;

– експериментальне визначення значення $F(0)$, тобто реєстрація сигналу в нульовій точці різниці ходу (різниця ходу в інтерферометрі буде дорівнювати нулю, якщо оптичні довжини шляху промінь/світлорозділювач/дзеркало обох плечей дорівнюватимуть). Цій точці відповідає абсолютний максимум відліків $F(\Delta)$;

– обчислення зворотного перетворення Фур'є – вираз $F(\Delta) - 0,5 F(0)$.

1.5. Переваги та недоліки Фур'є-спектрометрів

Фур'є-спектрометри мають істотні перевагами в порівнянні з класичними спектрометрами.

1. Виграш Жакино. Є можливість використовувати великі тілесні кути у джерела і приймача. Отже через прилад проходить більше світлового потоку та відбувається більш повне використання аналізованого випромінювання.

2. Виграш Фелжета. У кожен момент часу реєструється весь спектр, тому в Фур'є-спектрометрах більш високе співвідношення сигнал/шум, ніж в дифракційних або призматичних приладах.

3. Відсутність обмежень в спектральному дозволі за рахунок розмірів оптичних елементів. Важко очікувати, що розміри дифракційних решіток або тим більше призм будуть більше 50 см. Таким чином, природною межею дозволу приладів, які використовують просторову дисперсію, є величина $0,02 \text{ см}^{-1}$. На цей час налагоджений серійний промисловий випуск Фур'є-спектрометрів з дозволом до $0,002 \text{ см}^{-1}$.

4. Оскільки Фур'є-спектрометри не вимагають дуже вузьких вхідних і вихідних щілин, вимоги до створення оптичних схем без аберацій при їх конструкції сильно знижуються. З огляду на це стає можливим створення оптичних схем з великим відношенням діаметра об'єктива до його фокусу (відносним отвором), зазвичай 1:3, що робить такі прилади більш компактними в порівнянні зі щілинними [5].

До істотних переваг спектроскопії можна віднести можливість діагностики «insitu», тобто безпосередньо в «місці існування» об'єкта, безконтактно, дистанційно, без будь-якої спеціальної підготовки об'єкта. Тому вона отримала широкий розвиток.

Однак є і істотний недолік – велика механічна і оптична складність спектрометра. Для виникнення інтерференції обидва дзеркала інтерферометра повинні бути дуже точно виставлені перпендикулярно одне одному. Водночас одне з дзеркал буде виконувати позовжне переміщення, але

перпендикулярність повинна зберігатися з тією ж точністю. У високоякісних спектрометрах в деяких випадках для компенсації нахилу рухомого дзеркала в процесі руху за допомогою п'єзоелектричних приводів нахиляють нерухоме дзеркало. Для отримання інформації про поточний нахил вимірюються параметри опірного променя від лазера.

1.6. Роздільна здатність Фур'є-спектрометра

Роздільна здатність, отримана в спектрі, зареєстрованому на Фур'є-спектрометрі, визначається різницею ходу Δ . Виявляється, що різниця ходу може збільшуватися до максимальної величини тільки при достатньо малому входному отворі. При кінцевому розмірі входної діафрагми після відображення від коліматора виникають пучки, непаралельні оптичній осі приладу. Через різний нахил, різниця ходу для таких пучків виявляється трохи різною, що приводить до розширення апаратної функції приладу. Щоб послабити цей ефект, доводиться зменшувати входну діафрагму. Проте, зменшення діафрагми призводить до зменшення сигналу, а отже, до погіршення відношення сигнал/шум в спектрі. На практиці часто саме мінімально можлива діафрагма і визначає спектральний дозвіл [6].

Отже реальна роздільна здатність Фур'є-спектрометрів дуже часто визначається енергетичними умовами: яскравістю джерела випромінювання, світлосилою, чутливістю приймача випромінювання, тощо. В сучасних приладах високого класу, забезпечених стандартними джерелами випромінювання для вимірювання спектрів поглинання, граничний дозвіл складає близько $0,002 \text{ см}^{-1}$.

1.7. Оптична схема. Отримання та обробка інтерферограм

Використовуючи Фур'є-спектрометр, оптичні спектри досліджуваного об'єкта отримують в дві стадії. На першій стадії фотоприймач реєструє так

звану «інтерферограму». На другій, проводиться програмно-математична обробка інтерферограми, унаслідок якої з неї відновлюється спектральний склад випромінювання, або просто спектр. Оптична схема Фур'є-спектрометра зображена на рис. 1.9.

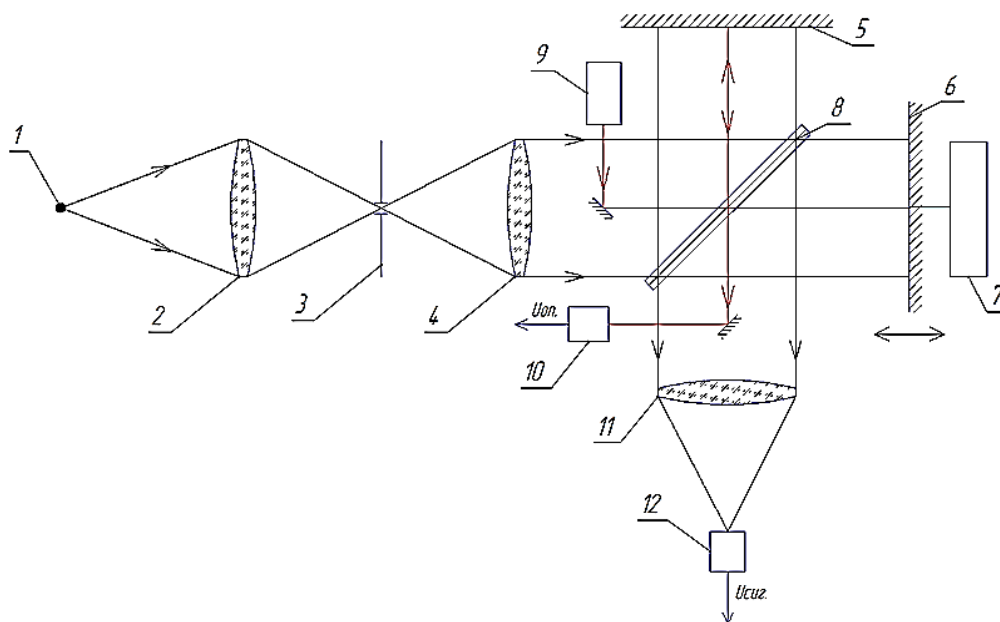


Рис. 1.9. Оптична схема Фур'є-спектрометра

Основні складові Фур'є-спектрометра: 1 – джерело світла, 2,4 – лінзи коліматора, 3 – вхідна діафрагма, 5 – нерухоме дзеркало, 6 – рухоме дзеркало, 7 – привід рухомого дзеркала, 8 – світлороздільна пластина, 9 – опорний (еталонний) лазер, 10 – фотоприймач опірного каналу, 11 – фокусуєча оптика, 12 – фотоприймач сигналу.

1.7.1. Отримання інтерферограми

Основною частиною Фур'є-спектрометра є інтерферометр Майкельсона. Паралельний пучок випромінювання потрапляє на напівпрозоре дзеркало – світлороздільну пластину 8, яка складає з пучком кут 45° . Частина випромінювання відбивається від світлороздільника, інша проходить через нього уздовж променя. Хвиля, що поширюється уздовж променя, відбивається

від дзеркала 5, знову потрапляє на світлороздільник і пройшовши крізь нього, потрапляє на фотоприймач 12.

Світло, що пройшло світлороздільник уздовж іншого променя, відбивається від плоского дзеркала 6 і, частково відбившись від світлороздільника, також потрапляє на фотоприймач. Отже на фотоприймач потрапляють дві хвилі, отримані в результаті поділу вихідного пучка світла. Якщо виконані умови когерентності, то фотоприймач зареєструє результат їх інтерференції. Різниця фаз хвиль $\Delta\varphi$, що приходять, залежить від різниці оптичних шляхів, пройдених хвилями від точки поділу до фотоприймача, тобто від різниці ходу. Різниця ходу, в свою чергу, визначається геометрією схеми і, зокрема, залежить від положення дзеркал M_1 і M_2 .

У Фур'є-спектрометрі дзеркало інтерферометра M_2 рухається поступально і рівномірно в напрямку, зазначеному на рис. 1.9. Рух дзеркала в роботі здійснюється за допомогою закріплення його на мінідинаміку через механізм – пружинний паралелограм: подаючи на нього струм, можна змінювати положення дзеркала. Різниця ходу між хвилями, що інтерферують, змінюється з часом за лінійним законом і, унаслідок, відбувається періодичне чергування інтерференційних максимумів і мінімумів, інтенсивності світла, що потрапляє на фотоприймач. Змінний сигнал, реєстрований фотоприймачем, називається інтерферограма. Для монохроматичного світла вона має форму косинусоїди. Для використовуваного в ІЧ-спектроскопії поліхроматичного світла вона набуває більш складну форму і містить всю спектральну інформацію про падаючий на детектор пучок світла. Далі інтерферограма перераховується шляхом перетворень Фур'є.

Для того, щоб стабілізувати швидкість руху рухомого дзеркала і забезпечити «прив'язку» спектрометра до абсолютних значень довжин хвиль, в спектрометр вводять опорний канал, що складається з лазера (зазвичай це He-Ne лазер) і його фотоприймача (9 і 10 на рис. 1.9). Лазер в такому випадку виступає еталоном довжини хвилі. Отже, Фур'є-спектрометри володіють вбудованим калібруванням хвильового числа з високою точністю (практично

близько $0,01 \text{ см}^{-1}$). В якості еталонного лазера запропоновано обрати газовий лазер ЛГН-302 (рис. 1.10). Технічні характеристики даного лазера наведені в таблиці 1.1.



Рис. 1.10. Газовий лазер ЛГН-302

Таблиця 1.1

Технічні характеристики ЛГН-302

Технічний параметр	Значення
Робочий газ(суміш)	гелій-неон
Довжина хвилі, мкм	0,63
Потужність випромінювання, мВт	0,5
Відносна нестабільність потужності	1,4 %
Середній ресурс, год	15000
Колір випромінювання	червоний
Габарити випромінювача, мм	320×121×96
Вага приладу, кг	3,2

1.7.2. Обробка інтерферограми

Необхідність суттєвої математичної обробки вихідних даних інтерферометра (перетворення Фур'є) для отримання спектру зробила ЕОМ невід'ємним елементом приладу, завдяки алгоритму швидкого Фур'є-перетворення, а також розвитку обчислювальної техніки. На цей час розрахунки, пов'язані з перетворенням Фур'є, можна виконувати на персональних комп'ютерах навіть для спектрів, що містять сотні тисяч точок.

Суттєвим моментом в обробці інтерферограми є визначення положення рухомого дзеркала, що відповідає нульовій різниці ходу і пов'язано з односторонньою інтерферограмою (хід від 0 до L). Помилка у визначенні нульової різниці ходу, що становить понад 10 % кроку (а сама величина кроку може дорівнювати часткам мікрона), викликає помітне спотворення апаратної функції, приводячи до її асиметрії, що вкрай небажано при дослідженні форми вузьких спектральних ліній. При реєстрації двосторонніх інтерферограм (хід від $-L$ до $+L$) цих помилок не виникає, однак такий режим вимагає більшого часу реєстрації інтерферограми і механічного переміщення дзеркала на вдвічі більшу відстань. Тому, як правило, нульову різницю ходу визначають або по інтерферометру білого світла, або з аналізу форми центральної частини інтерферограми, яка зареєстрована як одностороння (від 0 до L), але з невеликим захопленням негативних зсувів рухомого дзеркала [7].

Принциповою відмінністю Фур'є-спектроскопії від традиційної спектроскопії є те, що Фур'є-спектрометр реєструє відразу весь спектр досліджуваного сигналу, а не його маленьку ділянку, як звичайний дисперсійний спектрометр (з призмою або дифракційною решіткою). Відповідно, на порядки зростають обсяг одержуваної в одиницю часу інформації і роздільна здатність апаратури. Сучасні Фур'є-спектрометри дозволяють працювати в широкому спектральному діапазоні – від субміліметрового до ультрафіолетового. Спектральний дозвіл таких приладів досягає 10^{-3} см^{-1} [8].

1.8. Основні оптичні елементи пристрою

1.8.1. Оптичні матеріали

Оптичні елементи інфрачервоного спектрометра (фокусуєчі лінзи, світлороздільник) повинні бути прозорі для ІЧ-випромінювання. Оскільки найбільш поширений і дешевий матеріал – звичайне оптичне скло різних марок – прозоре лише в обмеженому спектральному діапазоні (приблизно до 2 мкм),

здебільшого, доводиться використовувати дорожчі спеціальні скла, кристали і різні сполуки.

Параметри матеріалів, що використовуються в якості основи світлороздільних пластин, лінз коліматорів і робочих вікон джерел, наведені в таблиці 1.2.

Таблиця 1.2

Властивості деяких оптичних матеріалів,
що застосовуються в ІЧ області спектра

Матеріал	Область прозорості, мкм	Показник заломлення
LiF	0,11 – 7,0	1,39
Флюорит CaF ₂	0,12 – 9,0	1,4
BaF ₂	0,14 – 12,0	1,45
NaCl	0,2 – 16,0	1,52
KBr	0,21 – 25,0	1,53
ZnSe	0,5 – 20	2,42
KRS-5, (TlBr/I)	0,55 – 35,0	2,38
Поліетилен високої щільності	20,0 – 200,0	1,52

В якості лінз коліматорів, фокуруючої оптики (позиції 2, 4, 11 (рис. 1.9)) запропоновано обрати оптичні деталі з матеріалу ZnSe із широкосмуговим просвітлюючим покриттям нанесеним на обидві поверхні. Коефіцієнт відбиття покриття при цьому буде складати менше 1 % (рис. 1.11).



Рис. 1.11. Графік залежності коефіцієнту відбиття від довжини хвилі

Це покриття значно знижує високу відбивну здатність матеріалу лінзи, що відповідає передачі понад 97 % у всьому діапазоні покриття AP, показником заломлення 2,42, та областю прозорості 0,6 — 16,0 мкм.

1.8.2. Світлорозділювач

Світлорозділювач є не тільки основним, але і самим «вразливим» елементом Фур'є-спектрометра. У далекій ІЧ-області в якості основи світлорозділювача використовуються плівки з поліетилену або лавсану ($n = 1,85$). В області 200 – 7 000 cm^{-1} зазвичай застосовують пластини з різних прозорих в цій області матеріалів (CsI, KBr та інших), що покриті багат шаровим інтерференційним покриттям з ІЧ-прозорих матеріалів. В області від 2 000 cm^{-1} до 16 000 cm^{-1} кращими є світлорозділювачі з кварцу або фториду кальція із покриттям з кремнію ($n = 3,4$) або оксиду заліза III ($n = 3,0$). Оскільки в класичній схемі випромінювання падає на світлорозділювач під кутом 45° , початково природне світло стає частково поляризованим після проходження світлорозділювача. При цьому *s*-поляризований пучок, в якому вектор напруженості електричного поля перпендикулярний площині падіння (площині оптичної схеми інтерферометра), набагато інтенсивніший, ніж *p*-поляризований пучок, в якому електричне поле лежить в площині падіння. Різниця в інтенсивності поляризованих пучків збільшується зі зменшенням показника заломлення світлорозділювача. Уникнути поляризуючої дії світлорозділювача можна шляхом спеціальної конструкції інтерферометра, наприклад, встановити кут падіння пучка на світлорозділювач 20° , що зменшує поляризаційні ефекти до малої величини.

В якості світлорозділювача запропоновано обрати пластину BSW29R фірми Thorlabs з наступними параметрами: матеріал пластини – кремній з діапазоном просвітлюючого покриття на довжини хвиль від 600 нм до 1700 нм, орієнтовано до падаючого променя під кутом 45° . Графіки залежності

коефіцієнтів пропускання та відображення від довжини хвилі (600 – 1700 нм), зображено на рис. 1.12.

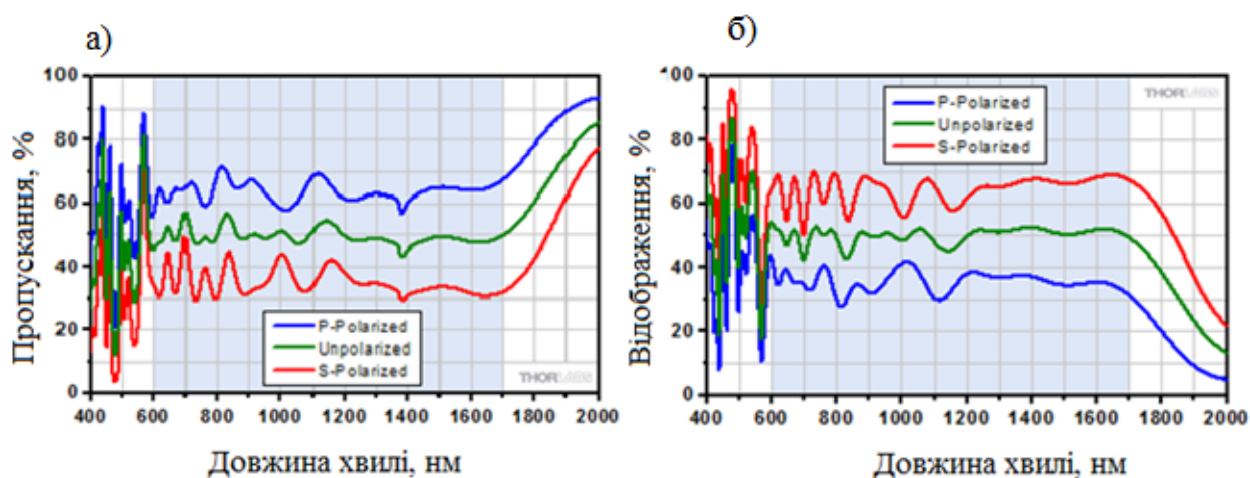


Рис. 1.12. Графіки залежності коефіцієнтів пропускання (а) і відображення (б) від довжини хвилі

Для розподілу вихідного променя може також служити світлорозділюючий кубик (рис. 1.13), виконаний у вигляді двох ідентичних діелектричних призм, суміщених гіпотенузами, який являє собою «товсту» плоскопаралельну пластину.

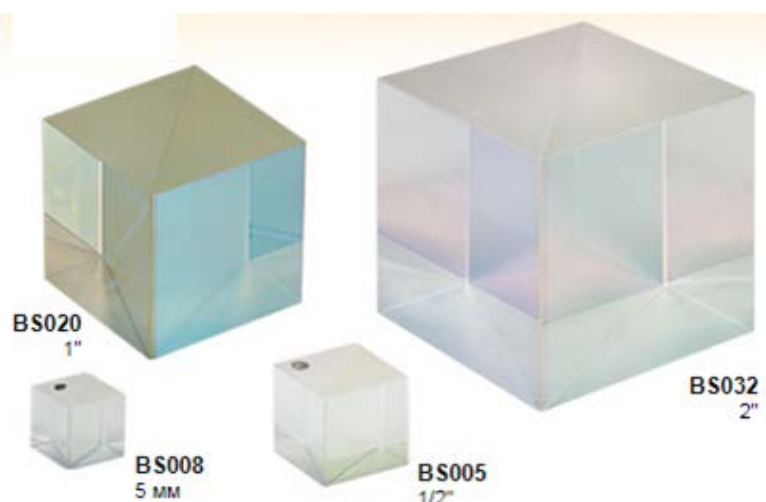


Рис. 1.13. Приклади можливих світлороздільних кубиків

Залежність коефіцієнту пропускання від довжини хвилі для такого кубика зображено на рис. 1.14.

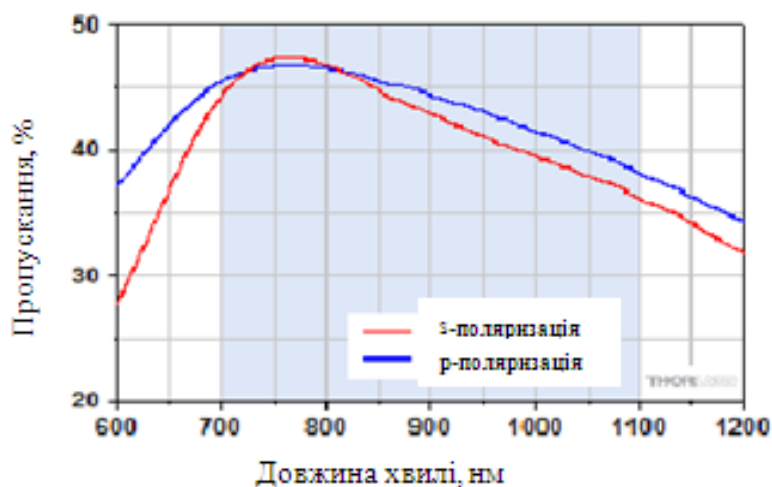


Рис. 1.14. Залежність коефіцієнту пропускання від довжини хвилі для світлороздільного кубика

В порівнянні із світлороздільною пластиною кубик має такі недоліки: він не дає можливості здійснити фокусування випромінювання і вимагає застосування додаткових фокусуєчих пристроїв, що ускладнює конструкцію в цілому, збільшує габарити пристрою. Це призводить до зниження ефективності використання випромінювання за рахунок втрат як в фокусуєчих додаткових пристроях (лінзах), так і за рахунок перевідбиттів на межі скло – повітря. Також використання кубика затруднює юстування всього приладу, за рахунок перевідбиттів на його гранях.

1.8.3. Дзеркала

Призначення оптичної системи – направляти випромінювання джерела по потрібному шляху з мінімальними втратами. Важлива особливість дзеркала спектрометра – дзеркальне покриття має бути спереду дзеркала, що дозволяє

уникнути хроматичної аберації і нерівності інтерференційних ліній. Поверхня дзеркала має бути досить якісною [9].

В Фур'є-спектрометрі пропонується використання відбивних дзеркал із зовнішнім покриттям (напилений алюміній, просвітлююче покриття). Такі дзеркала мають середній коефіцієнт відбиття понад 90 %, в спектральному діапазоні від 450 нм до 2 мкм, і більше 95 % в діапазоні від 2 мкм до 20 мкм. Відбивна оптика може мати плоскі, сферичні, параболічні, еліптичні або тороїдальні поверхні (рис. 1.15). Розроблено велику кількість типів оптичних систем спектрофотометрів.

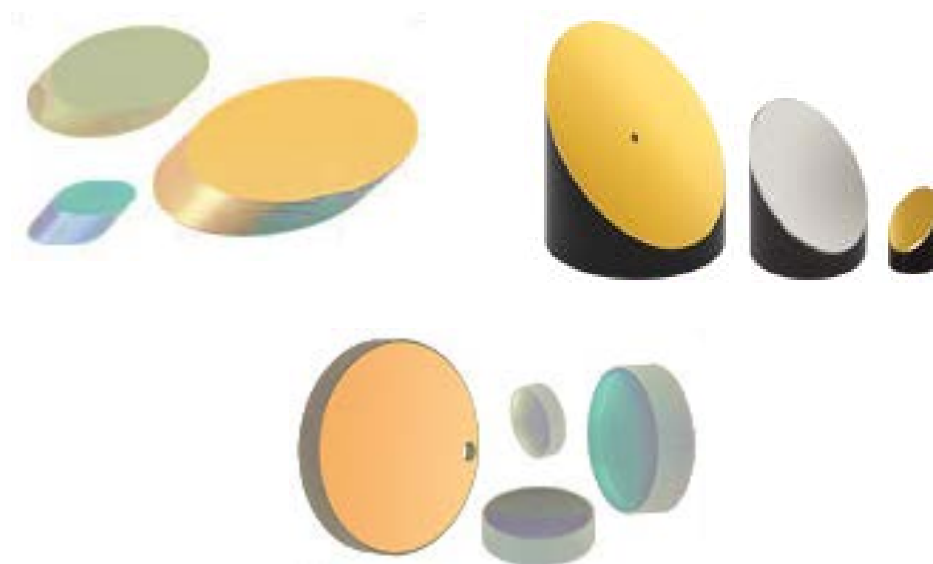


Рис.1.15. Приклади відбивних дзеркал із різними поверхнями

1.8.4. Приймачі випромінювання

Фотоприймач – це пристрій, що перетворює енергію випромінювання в електричний сигнал. Фотоприймачі характеризуються великою кількістю параметрів, основними з яких є чутливість і спектральний діапазон. Однак застосування фотоприймачів в Фур'є-спектроскопії накладає на них певні вимоги, які, як правило, не розглядаються при аналізі фотоприймачів в

«класичних» щілинних скануючих по хвильовим числам приладах. Тому спочатку розглянемо специфічні вимоги до приймачів Фур'є-спектрометрів.

В Фур'є-спектрометрах, на відміну від ґраткових і призменних спектрометрів, на приймач потрапляє відразу все випромінювання джерела, а оптичний спектр відновлюється Фур'є-перетворенням зареєстрованого сигналу. Тому фотоприймач має відповідати таким вимогам:

- великий динамічний діапазон. В сучасних Фур'є-спектрометрах динамічний діапазон інтерферограми досягає 10^6 ;
- висока лінійність, в тому числі при великих сигналах;
- спектральна широкосмуговість та швидкодія. Якщо спектральний діапазон детектора вужче, ніж цікавить спектр, то доводиться реєструвати спектр кілька разів з різними фотоприймачами. В Фур'є-спектрометрі немає фіксованої частоти модуляції, частотний діапазон вихідного сигналу пропорційний ширині досліджуваного спектра. Саме для узгодження з частотними параметрами детекторів сучасні Фур'є-спектрометри мають широкий діапазон швидкостей сканування. Швидкість переміщення рухомого дзеркала вибирається такою, щоб інтервал частот модуляції ділянок спектру, що цікавить, потрапив в область оптимальної чутливості детектора.

Приймачі випромінювання можна розділити на дві групи: теплові та фотоелектронні. Чутливий елемент теплових приймачів реагує на кількість енергії, витраченої на його нагрівання випромінюванням. Теплові фотоприймачі є неселективними, тобто вони однаково чутливі в широкому діапазоні довжин хвиль. Відгук фотоелектронних приймачів виникає завдяки взаємодії падаючого випромінювання з електронною підсистемою матеріалу. Їм властива неоднакова чутливість до випромінювання різних довжин хвиль. Найбільш поширеними тепловими фотоприймачами інфрачервоного діапазону є болометри, пневматичні та піроелектричні приймачі, а фотоелектронними – фотодіоди і фоторезистори. В основі роботи фотоелектронних напівпровідникових приймачів, лежить явище внутрішнього фотоефекту.

На цей час в ближньому ІЧ-діапазоні найбільш поширені фотодіоди на основі германію (Ge), твердого розчину арсенід галію-індію (InGaAs), та кремнію (Si), які здатні приймати випромінювання тільки в діапазоні довжин хвиль від 400 нм до 1100 нм, а оскільки лінії поглинання різних речовин або спектри випромінювання джерел світла знаходяться далі, то для їх виявлення потрібний інший діод. Спектральні характеристики найпоширеніших фотодіодів наведені на рис. 1.16.

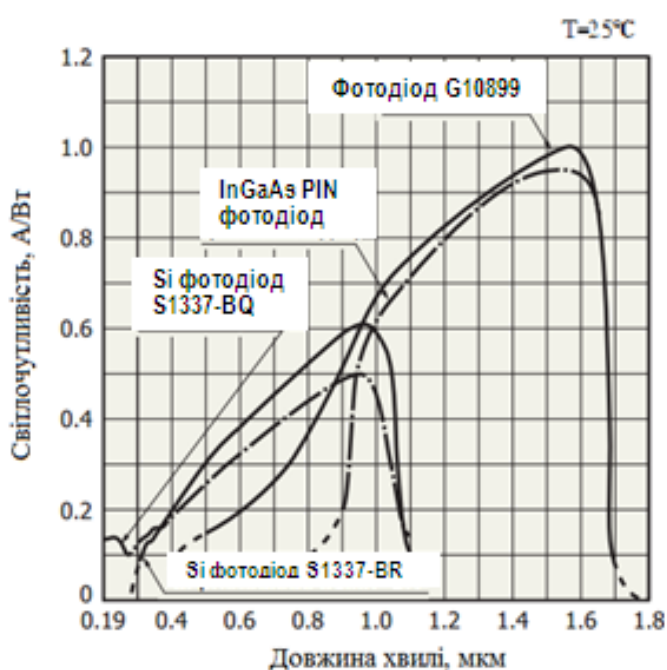


Рис. 1.16. Спектральна відповідність діодів різного типу

В середньому ІЧ-діапазоні використовуються охолоджувані рідким азотом фотодіоди на основі твердого розчину HgCdTe (скорочено по-українськи КРТ – кадмій-ртуть-телур). Широко застосовуються детектори на основі антимонід індію (InSb), що мають кращі, в порівнянні з КРТ, шумові характеристики, але більш вузький спектральний діапазон [10]. Для запропонованого приладу найбільш підходять германієві фотодіоди, здатні приймати випромінювання в діапазоні від 600 нм до 1700 нм.

На цей час розроблено серію G10899 PIN-фотодіодів на основі InGaAs (рис. 1.17). Особливостями його є: широкий спектральний діапазон чутливості (від 0,5 мкм до 1,7 мкм), низький рівень шуму, низький темновий струм, велика активна зона. Технічні характеристики фотодіодів G10899 наведені в таблиці 1.3.

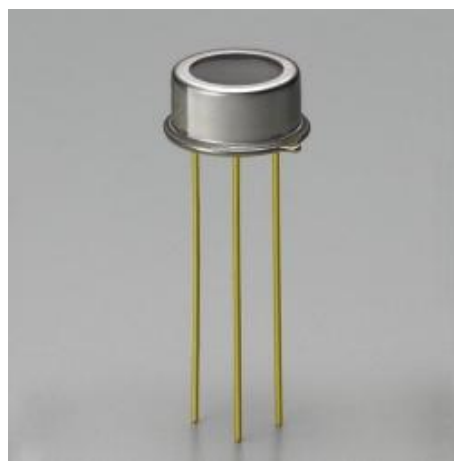


Рис. 1.17. Загальний вигляд фотодіода G10899-03K

Таблиця 1.3

Технічні характеристики фотодіодів G10899 при T=25 °C

Тип		G10899-003 K	G10899-005 K	G10899-01 K	G10899-02 K	G10899-03 K		
		Спектральний діапазон, λ , мкм		0,5 — 1,7				
Максимальна довжина хвилі чутливості, λ_p , мкм		1,55						
Світлочутливість, S	$\lambda = 0,65$ мкм	мін., (A / B)		0,15				
		тип., (A / B)		0,22				
	$\lambda = 0,85$ мкм	мін., (A / B)		0,35				
		тип., (A / B)		0,45				
	$\lambda = 1,3$ мкм	мін., (A / B)		0,5				
		тип., (A / B)		0,9				
	$\lambda = \lambda_p$	мін., (A / B)		0,85				
		тип., (A / B)		1				
Темновий струм, нА		тип., нА		0,3	0,5	1	5	15
		макс., нА		1,5	2,5	5	25	75

1.9. Механічні вузли та електронна система пристрою

Основним завданням при юстуванні пристрою є налаштування паралельності дзеркал інтерферометра Майкельсона. Нерухоме дзеркало кріпиться на тримач з мікрометричними гвинтами для повороту в двох координатах. На рис. 1.18 зображений ескіз механічної системи юстування дзеркала у просторі.

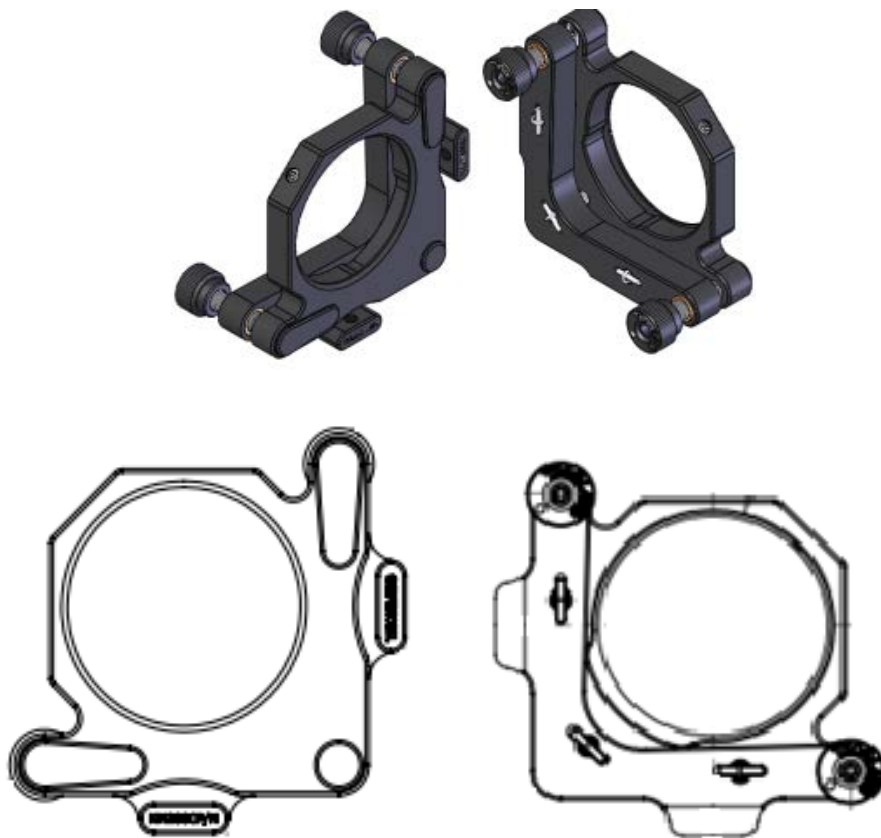


Рис. 1.18. Ескіз механічної частини пристрою для юстування нерухомого дзеркала

Рухоме дзеркало кріпиться до направляючого стрижня пружинного паралелограма, який рухається при подачі сигналу на динамік [9]. Систему кріплення рухомого дзеркала зображено на рис. 1.19.

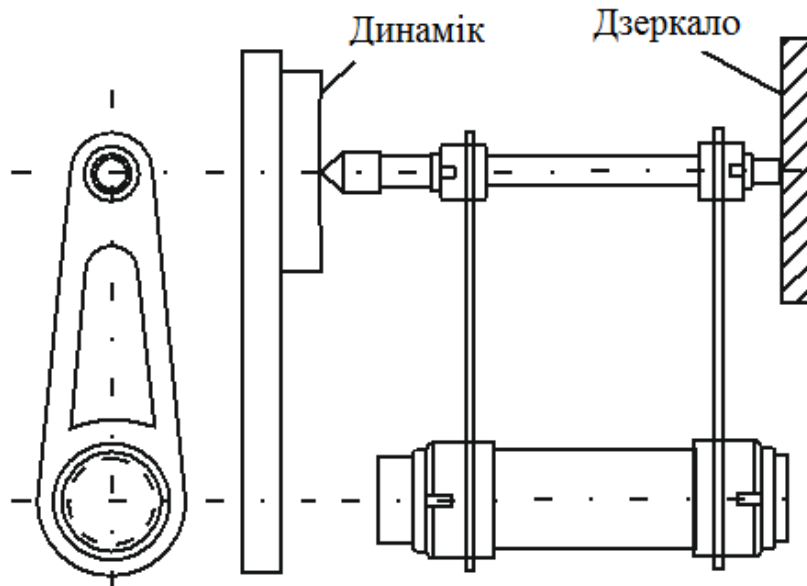


Рис. 1.19. Ескіз системи кріплення рухомого дзеркала

Рухоме дзеркало кріпиться до стрижня максимально перпендикулярно його осі. Оскільки в конструкції використовується світлорозділювальна пластина, то налаштування інтерферометра можливо здійснити одним дзеркалом, в даному випадку нерухомим.

1.10. Моделювання роботи інтерферометра Майкельсона

Основним елементом Фур'є-спектрометра є інтерферометр Майкельсона. Тому в пакеті програм Zemax розроблена комп'ютерна модель інтерферометра Майкельсона, саме з тих оптичних елементів, які були підібрані раніше.

Необхідний режим роботи програмного пакета – "Non-SequentialMode" (не послідовний режим постановки компонентів) [11]. Отримане двовимірне зображення схеми інтерферометра Майкельсона, побудованої за заданими параметрами (Analysis – Layout – NSC 3DLayout) наведено на рис. 1.20.

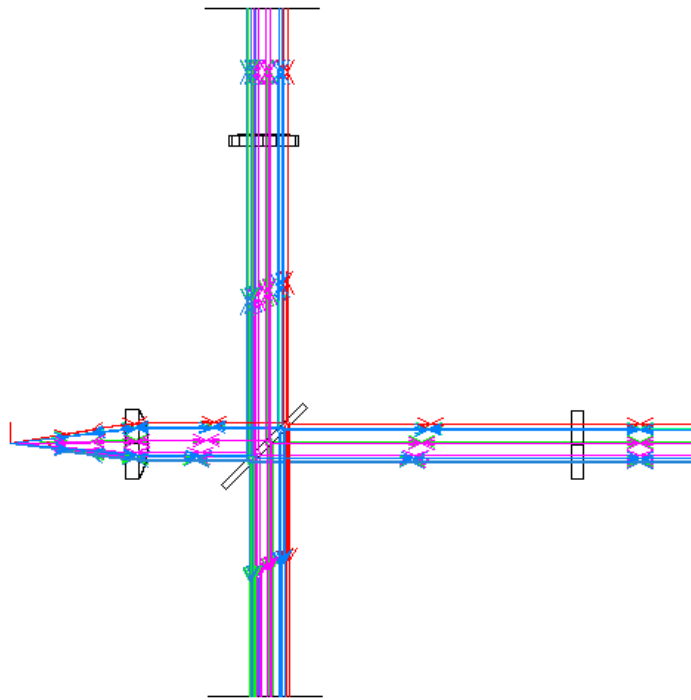


Рис. 1.20. Двовимірне зображення схеми інтерферометра Майкельсона

Наступний етап – аналіз ходу променів в інтерферометрі Майкельсона: Analysis – Detectors – Ray Trace/Detector Control. Далі – очищення детекторів (ClearDetectors) і отримання зображення інтерференційної картини на детекторі (рис 1.21).

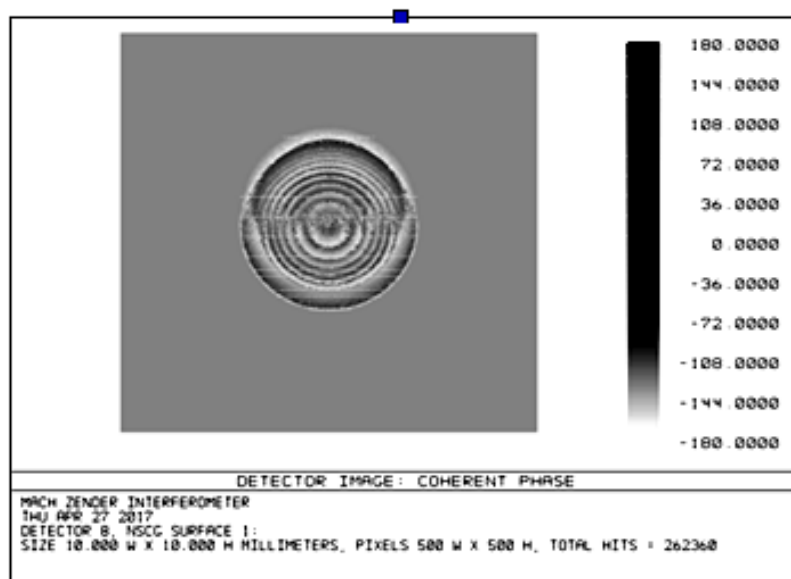


Рис. 1.21. Інтерференційна картина на детекторі

Моделювання дозволяє визначити конструктивні параметри експериментальної установки, а також отримати інформацію про якість видимості інтерференційної картини при різних положеннях елементів установки.

1.11. Програмне забезпечення

Без програмної обробки Фур'є-спектрометр неможливий – саме на комп'ютері проводиться зворотне Фур'є-перетворення, що перетворює інтерферограму, отриману від спектрометра, в спектр вхідного сигналу.

Рух дзеркала в інтерферометрі здійснюється за допомогою прецизійного механізму (рис. 1.19). Точне положення дзеркала (різниця ходу в інтерферометрі) визначається за допомогою референтного каналу. Нульове значення різниці ходу (основний максимум інтерферограми) визначається розрахунковим шляхом [12].

Управління процесом вимірювання здійснюється за допомогою програмного комплексу. Одним із таких програмних комплексів може бути OPUS – це всеосяжний пакет програм, призначений для найбільш повного використання всіх можливостей Фур'є-спектрометра. Вибір джерел, оптичних фільтрів, каналів зразка і детекторів здійснюється з програмного комплексу OPUS без порушення вакууму в спектрометрі. Програмуванням здійснюється налаштування приладу, оптимізація його параметрів, управління його роботою, здійснення Фур'є-перетворення інтерферограми, обробка вихідної інформації, в тому числі побудова градувальних графіків, друк результатів і збереження результатів аналізу. Програмний комплекс OPUS забезпечує обмін (пересилання) вимірювальної інформації в інші програми для підготовки документів з результатами вимірів.

Спочатку на вхід інтерферометра потрапляє монохроматичне випромінювання частоти ω . Нехай хвилі, що приходять на фотоприймач уздовж

променів, мають однакову інтенсивність $I_0/2$. Інтенсивність світла, що реєструється фотоприймачем $I_{\phi\Pi}$, при цьому дорівнює:

$$I_{\phi\Pi} = I_0 + I_0 \cdot \cos \Delta\varphi. \quad (1.29)$$

Нехай в початковий момент часу дзеркала M_1 і M_2 , (рис. 1.9, поз. 5, 6) встановлені так, що різниця ходу, а значить і величина $\Delta\varphi$, дорівнюють нулю. При русі дзеркала з постійною швидкістю V оптична різниця ходу $\Delta = 2Vt$ і, отже, різниця фаз $\Delta\varphi$ хвиль змінюється з часом за лінійним законом:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta = \frac{2\pi}{cT} \cdot 2vt = w\tau, \quad (1.30)$$

$$\tau = \frac{2v}{c} \cdot t, \quad (1.31)$$

де c – фазова швидкість світла;

τ – пропорційна часу змінна, введена для спрощення виду запису.

Як уже зазначалося, інтерферограмою називається тільки змінна складова інтенсивності світла, що потрапляє на фотоприймач. В залежності від часу її можна уявити у такому вигляді:

$$I(\tau) = I_0 \cos(w\tau). \quad (1.32)$$

Якщо аналізоване випромінювання містить дві монохроматичні компоненти, то інтерферограма буде сумою двох складових:

$$I(\tau) = I_1 \cos(w_1\tau) + I_2 \cos(w_2\tau), \quad (1.33)$$

де I_1, I_2 – інтенсивності монохроматичних складових випромінювання з частотами w_1 і w_2 відповідно.

В тому випадку, коли спектр аналізованого випромінювання являє собою безперервний набір монохроматичних складових, кожна з яких має відповідну інтенсивність $I(\omega)$, інтерферограма буде відповідати інтегралу виду:

$$F(\tau) = \int_0^{\infty} I(\omega) \cos(\omega\tau) d\omega. \quad (1.34)$$

Ця інтерферограма є перетворенням Фур'є аналізованого оптичного спектру випромінювання $I(\omega)$. На рис. 1.22 наведено теоретичну інтерферограму, сигнал якої після обробки, відповідає довжині хвилі 532 нм. Інтерферограму промодульовано в пакеті MatLab [13].

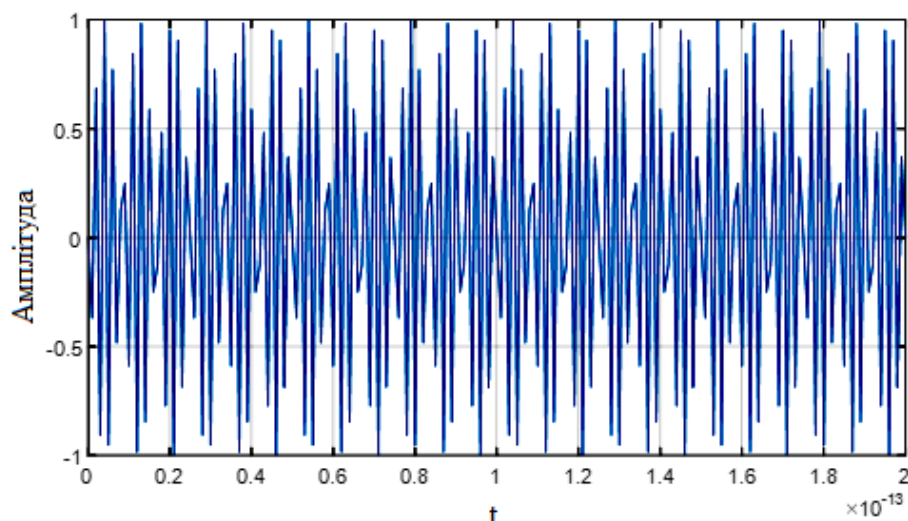


Рис. 1.22. Інтерферограма основного каналу

Запропонований пристрій працює за допомогою вузла руху дзеркала, який в свою чергу здійснюється за допомогою динаміка (рис. 1.19). Для реалізації програмної частини пристрою, який працює за допомогою звукової карти, накладаються вимоги, а саме: програмно можливо обробити сигнал частотою 20 – 25 Гц, тому інтерферограму потрібно промодульовати по сигналу 20 – 25 Гц [14]. На рис. 1.23, 1.24 зображені інтерферограми промодульовані за частотою 20 Гц.

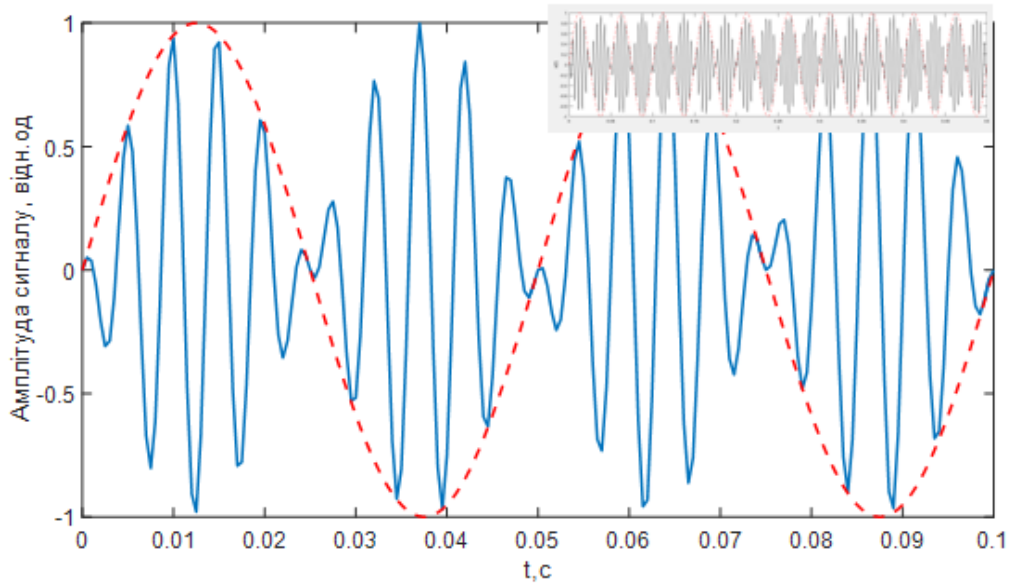


Рис. 1.23. Інтерферограма опорного каналу (довжина хвилі 632 нм)

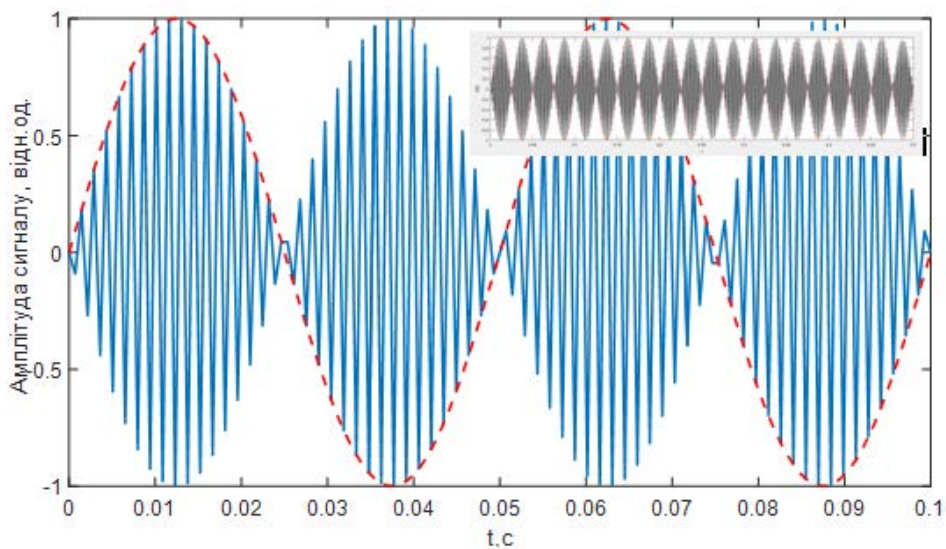


Рис. 1.24. Інтерферограма досліджуваного каналу (532нм)

Після порівняльного програмного аналізу сигналів, виконується перехід до отримання частотних характеристик шляхом зворотного перетворення Фур'є – і це другий етап отримання шуканого спектру [15]:

$$I(\omega) = (\pi)^{-1} \int_0^{\infty} F(\tau) \cos(\omega\tau) d\tau . \quad (1.35)$$

Швидке виконання такої математичної процедури чисельними методами стало можливим лише після появи досить потужної обчислювальної техніки,

що і дозволило реалізувати метод Фур'є-спектроскопії в практиці сучасного експерименту. Результат перетворення приведено на рис. 1.25.

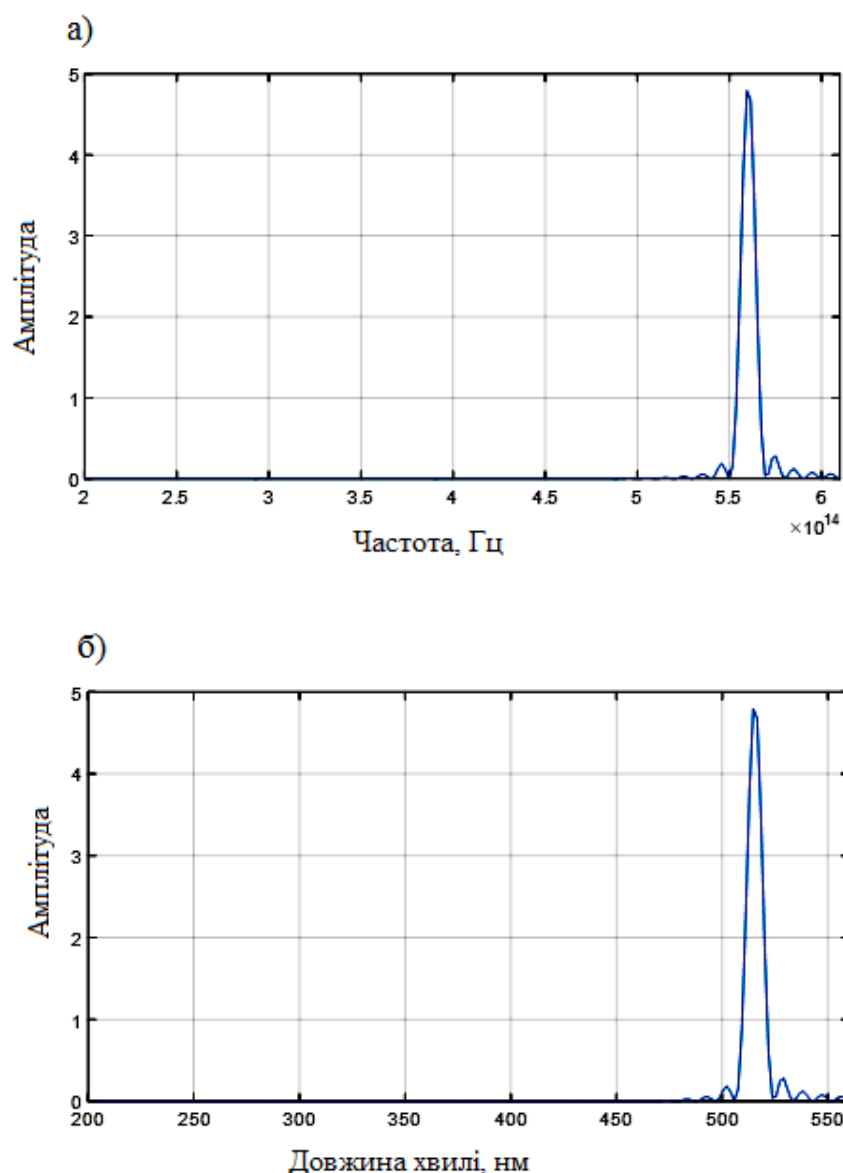


Рис. 1.25. Спектр сигналу через частоту (а); через довжину хвилі (б)

На рисунку зображено спектр джерела випромінювання з центральною довжиною хвилі 532 нм. Графіки були отримані теоретичним шляхом при ідеальних умовах: відсутність шумів або засвітлення іншими джерелами випромінювання та ідеальним розподілом пучка досліджуваного джерела. Теоретична модель приладу працює, і має ряд переваг над існуючими аналогами: простота конструкції, невисока собівартість пристрою, що становить 5000 доларів США, в той час як існуючі аналізатори спектрів джерел

випромінювання, коштують 10 000 – 50 000 доларів США. Отже, отримані результати можна втілювати для розробки дослідного зразку аналізатору спектрів як джерел випромінювання так і речовин.

Використовуючи результати комп'ютерного моделювання, можна промоделювати і віртуально від'юстувати експериментальний зразок Фур'є-спектрометра та отримати реальні параметри, які будуть мати мінімальні розбіжності з розрахунковими (рис. 1.26).

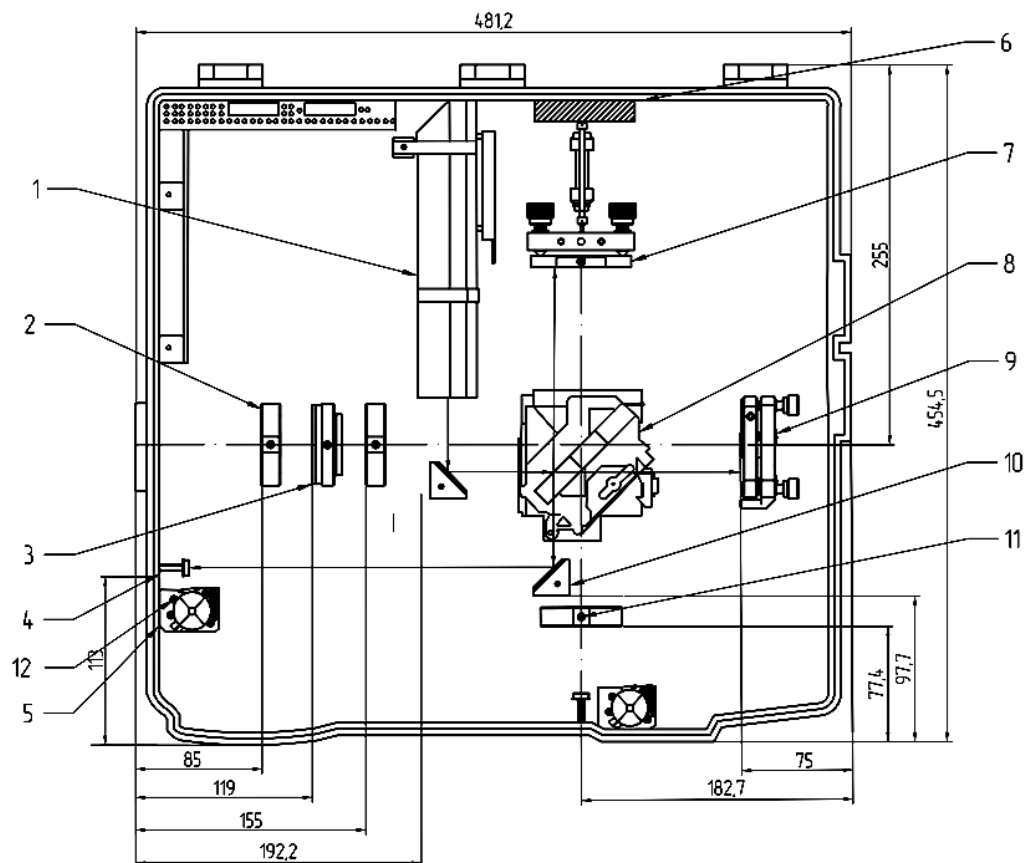


Рис. 1.26. Фур'є-спектрометр

Конструкція Фур'є-спектрометра містить такі елементи: He-Ne лазер – 1; лінза коліматора – 2; діафрагма – 3; фотодіод – 4; електронна плата – 5; привід рухомого дзеркала – 6; кріплення рухомого дзеркала – 7; світлороздільник – 8; привід нерухомого дзеркала – 9; вузол дзеркала – 10; гвинти – 11,12.

2. ПОТУЖНІСТЬ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

До другої групи (енергетичних) параметрів при застосуванні лазерів відносяться:

- потужність випромінювання, Вт;
- енергія випромінювання, Дж;
- спектральна щільність потужності, Вт/мкм;
- щільність потужності в поперечному перерізі (Вт/м²).

Характерною властивістю потужності лазерного випромінювання є невід'ємність її величини (оскільки ця величина квадратична). Тому у приймача, який перетворює спадну потужність в електричний сигнал, цей сигнал є однополярним.

Стандарт ISO 11554 визначає основні параметри форми імпульсу, до яких відносяться:

- пікова потужність імпульсу;
- тривалість імпульсу;
- час наростання.

Як співвідносяться умови звичайної термодинаміки з характеристиками лазерного випромінювання? В одиничному частотному інтервалі з кожного квадратного кілометра поверхні сонця падає оптичне випромінювання потужністю $> 0,01$ Вт. Цей експериментальний результат описується другим законом Віна з урахуванням корекцій Планка. Лазер в такому ж частотному інтервалі може в безперервному режимі випромінювати з кожного квадратного сантиметра до 100 Вт. Для того, щоб гаряче тіло випромінювало таку ж щільність потужності випромінювання, його температура має бути кілька тисяч мільярдів Кельвіна. Цю величину називають ефективною температурою лазерного випромінювання. Тому лазерний промінь, володіючи високою ефективною температурою, дозволяє розплавити практично будь-який матеріал. Все залежить від часу впливу при певній потужності випромінювання.

2.1. Потужність та енергія лазерного випромінювання

Енергія кванта випромінювання лазера визначається як різниця енергетичних рівнів в атомі активного середовища:

$$h\nu = E_m - E_n. \quad (2.1)$$

Переходи можуть бути спонтанними і вимушеними. Останні виникають, коли на верхній перехід впливає зовнішня частота, що збігається з частотою переходу.

Потужність випромінювання P (Дж/с = Вт) визначається енергією кванта і кількістю випромінюваних фотонів N в секунду. Тому, потужність лазерного випромінювання – це загальна кількість енергії, що випромінюється в одиницю часу, і визначається з умови рівності випромінювальної потужності $P_{\text{випр}}$ і потужності втрат $P_{\text{втр}}$:

$$P_{\text{випр}} = P_{\text{втр}}. \quad (2.2)$$

Щільність потужності лазерного випромінювання – це потужність, віднесена до площі S (Вт/м²), на якій сконцентровано випромінювання.

Обчислення щільності потужності дає усереднене значення, оскільки не враховується розподіл випромінювання в поперечному перерізі лазерного пучка. В даному випадку об'єднуються такі групи параметрів як енергетичні і параметри пучків.

З наведених на експериментальних тривимірних графіках розподілів потужності різних мод лазерного випромінювання зрозуміло, що для конкретного застосування потрібна певна мода і щільність потужності (рис. 2.1).

Така характеристика, як енергія, використовується при вивченні та вимірі імпульсного випромінювання, для чого необхідно вимірювати тривалість імпульсу.

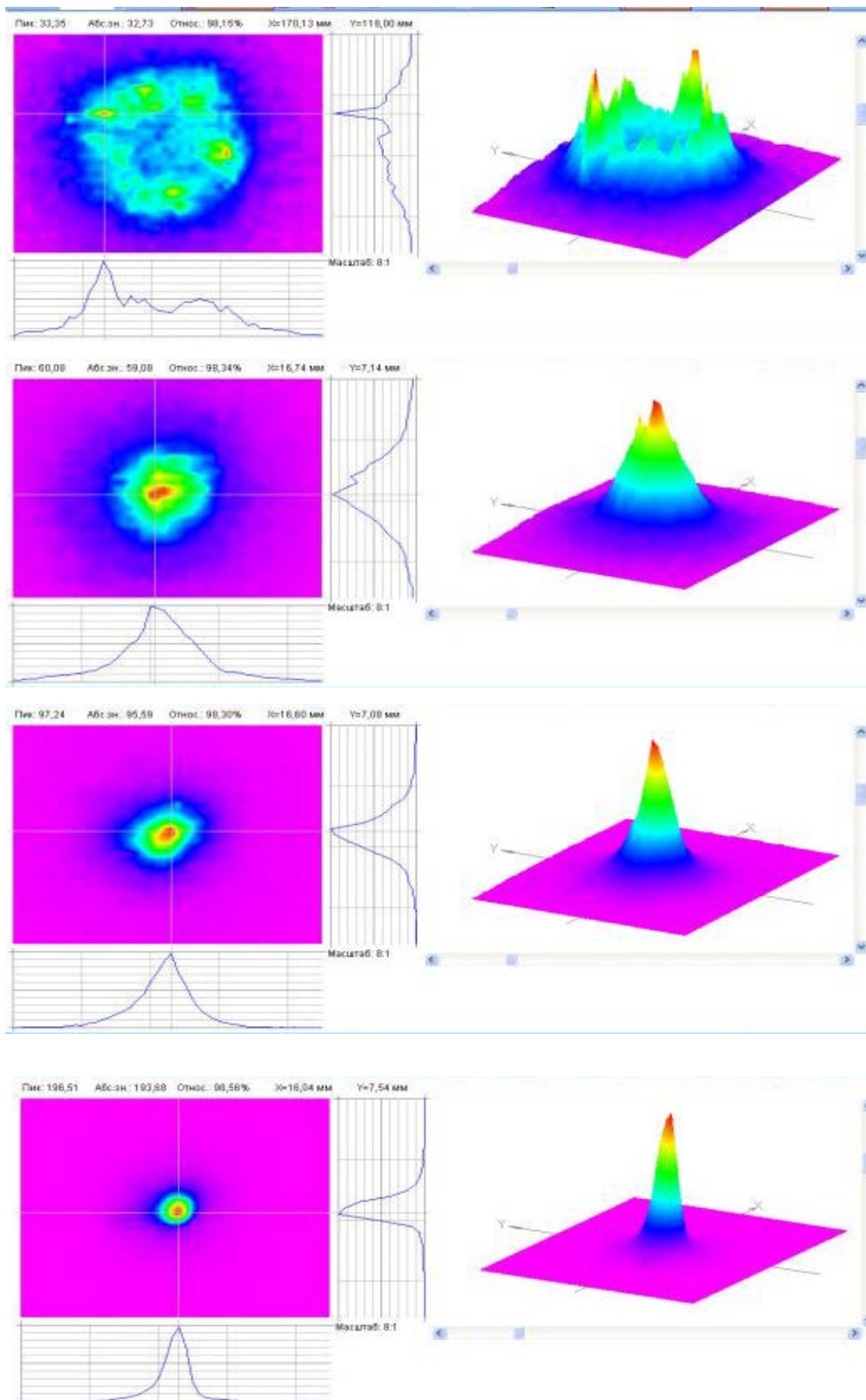


Рис. 2.1. Експериментальні тривимірні графіки розподілів потужності різних мод лазерного випромінювання

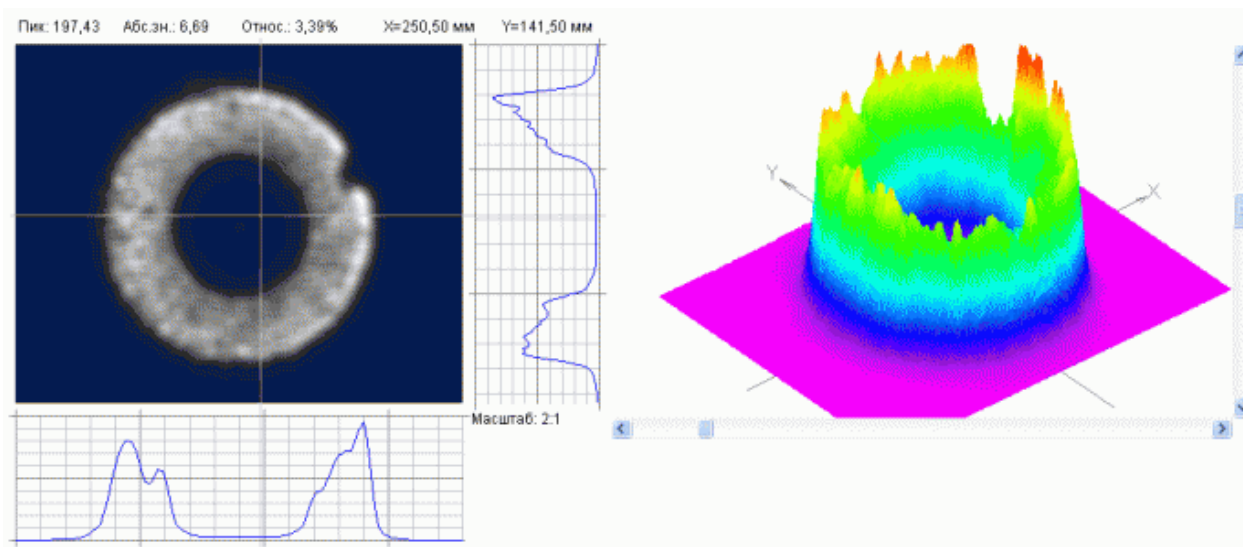
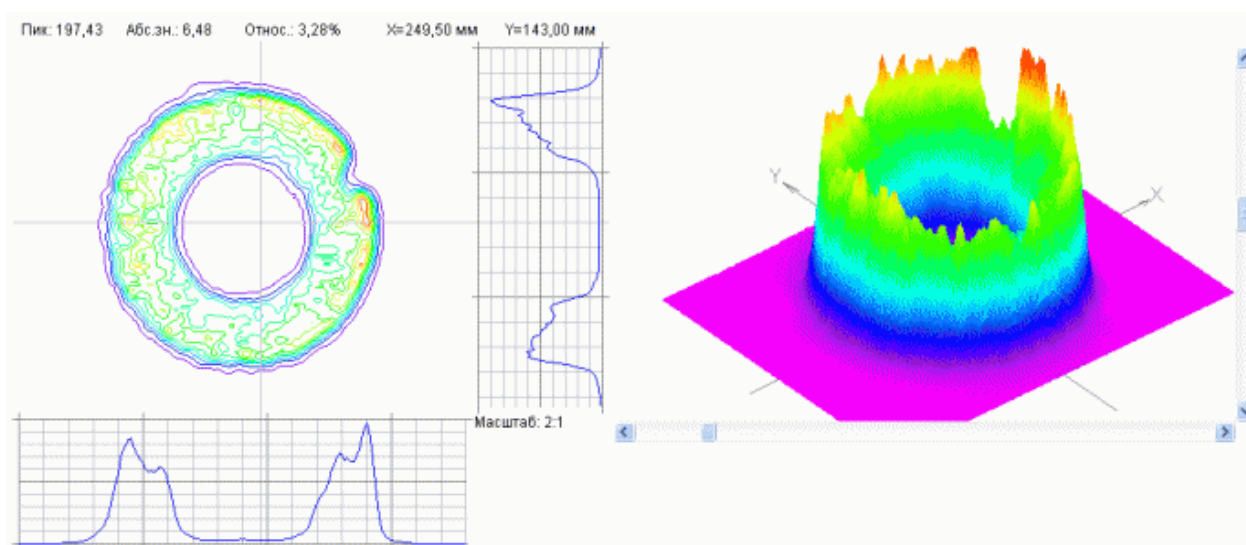
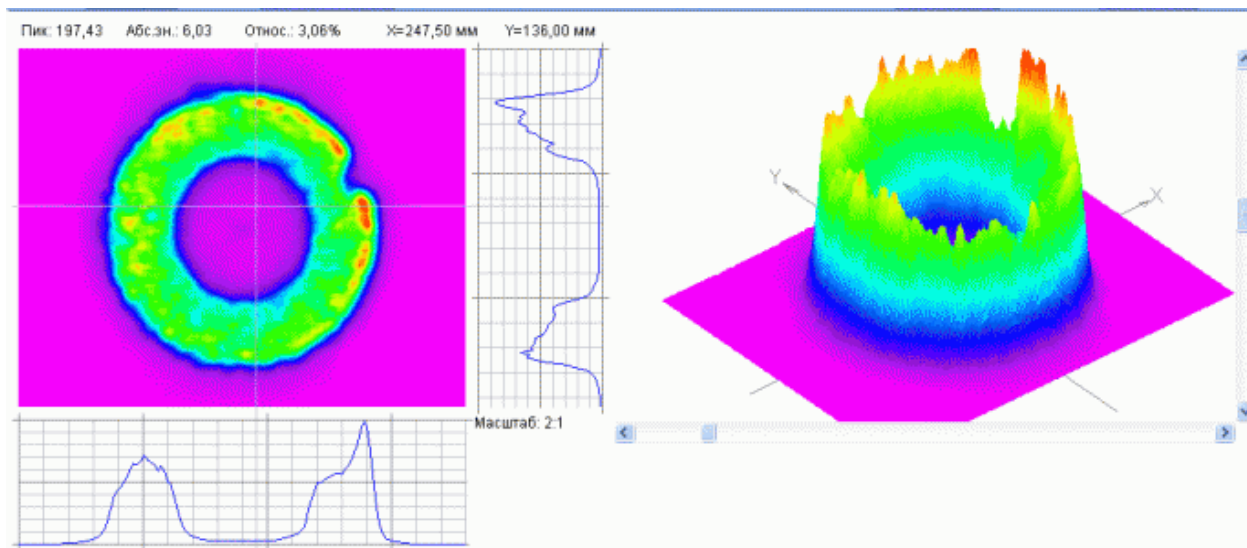


Рис. 2.1. Аркуш 2

Використання лазерів, як джерел оптичного випромінювання для теплового впливу, а також π -шейперів – пристроїв для колімації випромінювання та ефективності і якості пучка – це одне з основних застосувань, яке планувалося після створення лазерів.

Неоднорідність лазерного випромінювання може бути джерелом труднощів при застосуванні лазерів, наприклад, в так званій зоні термічного впливу в зварних або конусоподібних отворах [16]. Це твердження можна проілюструвати, якщо розглянути геометричні властивості профілю інтенсивності одномодового (або TEM_{00}) лазерного променя. Такий промінь часто використовується в різних технологіях обробки матеріалів, оскільки він забезпечує найбільшу концентрацію енергії. Звісно, кожне застосування лазерів має свої особливості взаємодії матеріалу і лазерного випромінювання, проте існує одна загальна властивість всіх одномодових лазерів – гаусова функція розподілу інтенсивності.

Тому для оцінки ефективності лазерного променя в якості першого кроку можна розглянути тільки геометричні особливості функції Гауса без урахування таких ефектів, супроводжуючих лазерну обробку, як горіння, плавлення, лазерний факел тощо.

Розподіл інтенсивності $I(r)$ одномодового лазерного пучка [17, 18] описується в полярних координатах добре відомим співвідношенням:

$$I(r) = I_{\max} e^{-2\frac{r^2}{\omega_0^2}} = \frac{2}{\pi\omega_0^2} e^{-2\frac{r^2}{\omega_0^2}}, \quad (2.3)$$

де r – радіус променя;

ω_0 – радіус перетяжки;

I_{\max} – максимальне значення інтенсивності.

Значення I_{\max} вибрано таким чином, що повна енергія пучка, яка відповідає обсягу фігури під поверхнею двовимірної функції Гауса $I(r)$, дорівнює умовній одиниці (рис. 2.2). Мета більшості лазерних технологій –

передати певну кількість енергії лазера оброблюваному матеріалу, тому для аналізу ефективності логічно використовувати оцінку енергії різних частин лазерного променя. Для зручності подальшого розгляду прийнято, що всі процеси поширення лазерного випромінювання відбуваються з інтервалом часу, що дорівнює одиниці. Кількість енергії $E_{r_1-r_2}$, зосередженої в кільцевій частині лазерного променя і обмеженої колами радіусів r_1 і r_2 , можна знайти шляхом інтегрування функції інтенсивності $I(r)$:

$$E_{r_1-r_2} = 2\pi \int_{r_1}^{r_2} I(r)rdr . \quad (2.4)$$

Підстановка функції розподілу інтенсивності (2.3) в формулу (2.4) і інтегрування призводять до формули:

$$E_{r_1-r_2} = e^{-\frac{2r_1^2}{\omega_0^2}} - e^{-\frac{2r_2^2}{\omega_0^2}} . \quad (2.5)$$

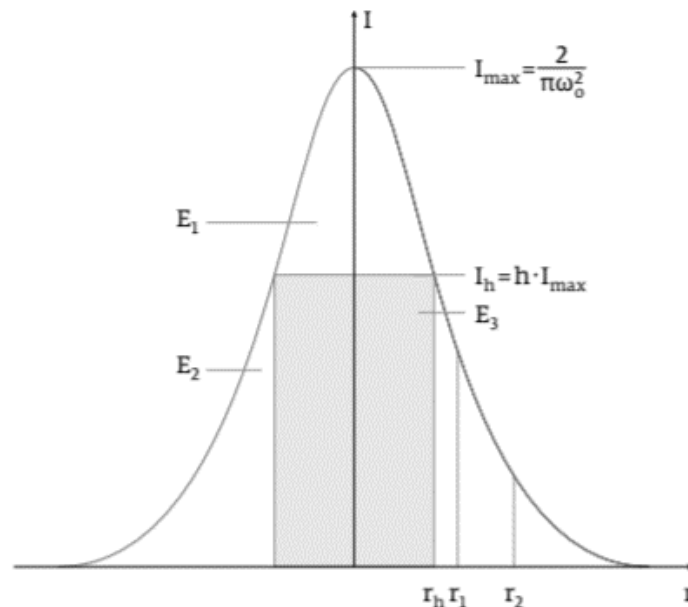


Рис.2.2. Розподіл Гауса інтенсивності одномодового лазерного пучка

Припустимо, що технологія обробки матеріалів відбувається при застосуванні інтенсивності пучка на певному рівні I_h (див. рис. 2.2). Для зручності подальших міркувань введемо змінну: $h = I_h / I_{maxh}$. Отже, h є "робочим" рівнем лазерного променя, водночас діапазон значень h становить від 0 до 1.

Розглянемо тривимірну геометричну фігуру, обмежену горизонтальною площиною і поверхнею двовимірної функції Гауса $I(r)$, визначеної в полярних координатах. Обсяг цієї фігури має фізичний зміст енергії лазерного променя; для прийнятого раніше нормування значення цієї енергії дорівнює одиниці. Позначимо через змінні E_1 , E_2 і E_3 різні частини фігури, які можуть бути інтерпретовані як частини енергії пучка:

E_1 – "вершина" функції Гауса, де інтенсивність перевищує робочий рівень h (очевидно, що ця енергія використовується неефективно і в деяких випадках є прямою втратою, наприклад, при абляції тонких плівок матеріалу);

E_2 – "хвости" функції Гауса, де інтенсивність недостатня для технологічного процесу (отже, цей випадок практично завжди відповідає втраті або неефективному використанню лазерної енергії);

E_3 – ефективний "циліндр" енергії (лазерний пучок "працює" з оптимальною інтенсивністю).

Використовуючи співвідношення (2.5), неважко визначити формули для обчислення значень «частин енергії»:

$$\begin{aligned}
 E_1 &= 1 - h + \ln h \cdot h; \\
 E_2 &= h; \\
 E_3 &= -\ln h \cdot h; \\
 E_1 + E_2 &= 1 + \ln h \cdot h.
 \end{aligned}
 \tag{2.6}$$

Сума $E_1 + E_2$ приведена для оцінки втрат при обробці тонких плівок або покриттів. Результати розрахунків за формулами (2.6) представлені на рис. 2.3.

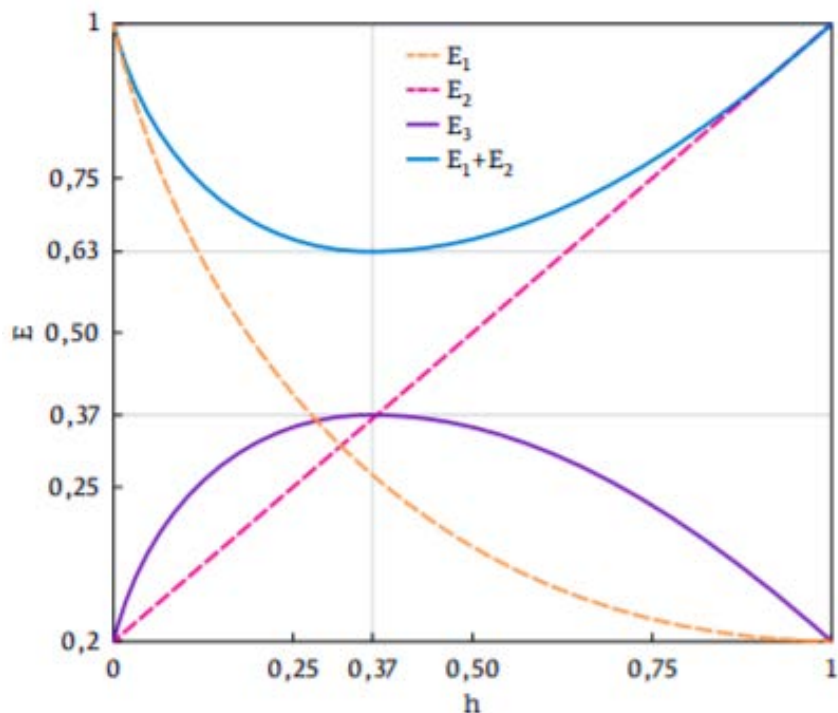


Рис. 2.3. Графіки функцій частин енергії лазерного променя:

E_1 – "вершина", E_2 – "хвости", E_3 – "ефективний циліндр"

Отримані результати цікаві. Безумовна втрата енергії E_2 може досягати дуже високих величин. Наприклад, в разі, якщо робочий рівень енергії становить половину від максимуму (часто цей рівень вважається робочим), то втрата енергії становлять 50 % від повної енергії лазерного променя. В умовах лазерної обробки тонких плівок енергетична частина E_1 , вершина Гауса, також розглядається як втрата енергії, оскільки ця частка перевищує робочий рівень енергії I_h . Отже, обидві енергетичні частини E_1 і E_2 є втратами. Їх сума $E_1 + E_2$ також показана на діаграмі; мінімум цієї функції 0,63. Іншими словами, при обробці тонких плівок в кращому випадку "тільки" 63 % енергії втрачається або неефективно використовується, а 37 % "працюють". Це тільки геометрична інтерпретація. Однак такий підхід дозволяє отримати уявлення про масштаб втрат лазерного випромінювання, які можуть іноді досягати половини повної енергії пучка.

Без сумніву, перетворення вихідної гаусової форми профілю пучка в ефективний циліндр з рівномірною інтенсивністю, допомогло б ефективно

використовувати енергію лазера і поліпшити технології, де найбільш бажана однорідна інтенсивність. Для реалізації такого перетворення пропонується кілька типів оптичних систем, які називаються шейперами (від англійського beam shaper) [18]: заломлені, дифракційні інтегратори пучків або комбіновані системи. Вибір відповідного рішення залежить від рівня потужності, довжини хвилі, якості гомогенізації пучка і інших особливостей конкретного завдання.

Перетворення гаусового пучка в пучок з рівномірною інтенсивністю (flat-top або top hat) є основною функцією π Shaper, рефракційного сімейства систем перетворення випромінювання, призначених для роботи з популярними в науці і промисловості лазерами УФ-, ІЧ- та видимого діапазонів.

Концепція роботи π Shaper проілюстрована на рис 2.4. Гаусовий розподіл інтенсивності колімованого пучка TEM₀₀-лазера перетворюється в плоский розподіл на вершині (схожий на грецьку букву π). Вихідний пучок також колімований і має приблизно ті ж розміри, що і вхідний пучок.

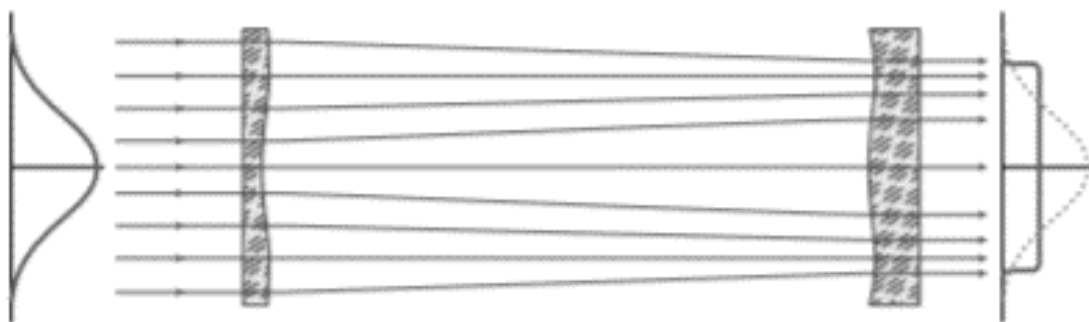


Рис. 2.4. π Shaper перетворює гаусовий пучок в пучок рівномірної інтенсивності

π Shaper представляє собою телескоп, де зберігається цілісність пучка, профіль інтенсивності трансформується контрольованим чином за допомогою лінз з гладкими оптичними поверхнями, а одним із основних принципів є відсутність хвильової аберації, що гарантує збереження площинності

хвильового фронту вихідного пучка. Ці особливості відрізняють π Shaper від гомогенізаторів інтеграційного типу (Homogenizers), де однорідна інтенсивність забезпечується застосуванням багатолінзових оптичних компонентів, розбиттям вихідного пучка на частини і "перемішуванням" цих частин в певній робочій площині.

На відміну від інтегруючих гомогенізаторів, площинність вихідного хвильового фронту π Shaper здатна на більшу відстань після пристрою, де властивості пучка залишаються стабільними. Ця функція спрощує застосування π Shaper в реальних системах. Побудований за схемою телескопа Галілея π Shaper реалізує перетворення лазерних пучків без внутрішнього фокусування, що важливо в разі застосування з потужними імпульсними лазерами. Теоретично перетворення випромінювання π Shaper'ом відбувається без втрат, а застосування оптимізованих просвітлюючих покриттів, дозволяє досягти майже 100 % пропускання системи. Це велика перевага перед гомогенізаторами дифракційного типу.

На рис. 2.5 представлений приклад перетворення гаусового пучка в рівномірний (flat-top) пучок π Shaper'ом. Цікавою особливістю є той факт, що один пристрій може формувати кілька вихідних профілів в залежності від вхідного діаметра пучка.

Завдяки цьому системи формування рівномірних пучків π Shaper знаходять застосування в якості корисних інструментів для поліпшення промислових лазерних технологій і рішення деяких наукових завдань.

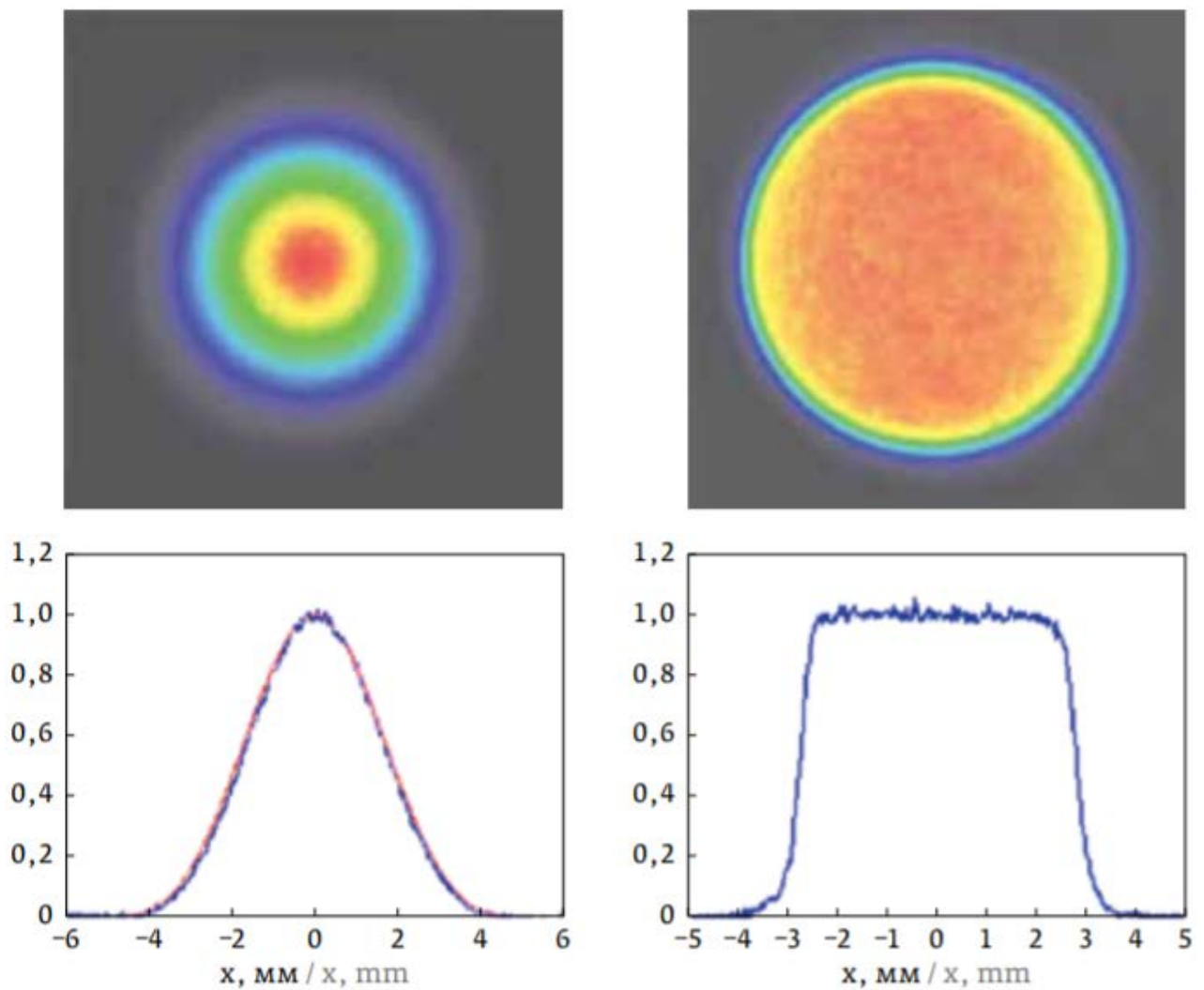


Рис. 2.5. Приклад перетворення розподілу інтенсивності пристроєм π Sharer: ліворуч – вхідний пучок; праворуч – вихідний пучок

Прикладом успішного застосування є лазерна абляція кремнію (компанія Ekspla Ltd). (рис. 2.6). Отвір в кремнії виконано за допомогою наносекундного лазера Ekspla DPSS Nd: YAG із використанням π Sharer. Завдання полягало в тому, щоб досягти профілю "плоского дна" глухих перехідних отворів без дефектів на краях – це важливо при виготовленні багат шарових друкованих плат.

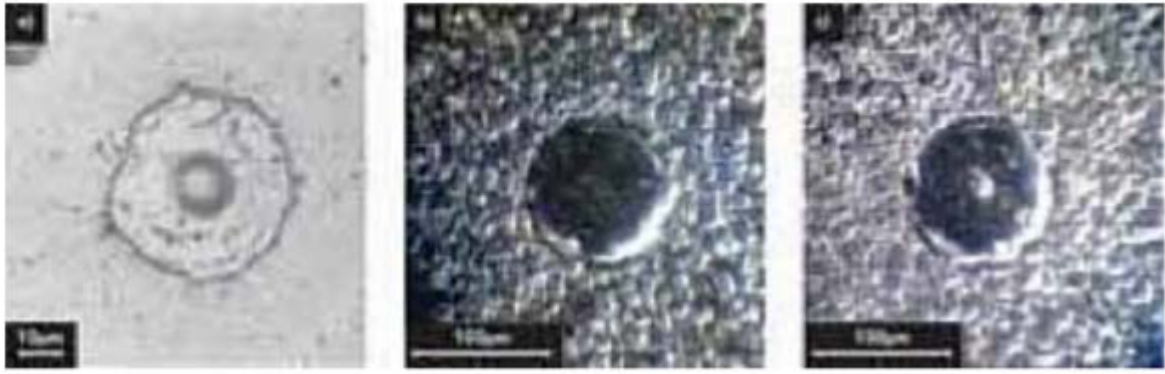


Рис.2.6. Глухі отвори, виконані в кремнії за допомогою TEM00 Nd: YAG-лазера: ліворуч —гаусовий пучок; в центрі і праворуч – пучок, отриманий за допомогою π Shaper

Різниця в результатах очевидна: при використанні гаусового променя форма отвору повторює гаусовий профіль, тобто звужується до центру (рис. 2.6, зліва), оскільки майже вся енергія зосереджена в центрі і лише її мала частина на периферії отвору. Висока інтенсивність в центрі гаусового пучка може перевищувати поріг абляції шару міді під ним.

Форма отвору різко змінюється при використанні π Shaper. Отвори, утворені за допомогою плоского розподілу інтенсивності, мають чіткі краї і плоске дно (рис.2.6, центр і праворуч). Отже, застосування π Shaper допомогло вирішити задачу свердління отворів необхідної форми.

Формування профілю пучка відкриває нові можливості для поліпшення продуктивності тих лазерних технологій, де найбільш бажана рівномірна інтенсивність. π Shaper дозволяє легко і просто досягти оптимального результату при вирішенні різноманітних індустріальних і наукових завдань.

На практиці в лазерних технологіях застосовуються два модельних ряди перетворювачів лазерного випромінювання:

- π Shaper для формування колімованих пучків рівномірної інтенсивності;
- Focal- π Shaper для фокусування пучків і створення рівномірних або кільцевих профілів пучків в фокальній площині фокусуєчого об'єктива.

π Shaper перетворює лазерні пучки з гаусовим або подібним розподілом інтенсивності в пучки рівномірної інтенсивності з плоским хвильовим фронтом (рис. 2.7).



Рис. 2.7. Принцип роботи π Shaper

Перетворення такого типу важливо в різноманітних застосуваннях [19]:

- голографія;
- інтерферометрія;
- оптичні системи сучасних конфокальних мікроскопів і мікроскопів, що реалізують різні флюоресцентні технології;
- оптичні системи потужних лазерів, побудовані за схемою генератор-підсилювач (MOPA-lasers), де управління профілем інтенсивності дозволяє істотно підвищити ефективність і стабільність посилення;
- зварювання;
- наплавка;
- лазерне гартування, тощо.

Деякі моделі π Shaper мають ахроматичну конструкцію, яка дозволяє використовувати один і той же пристрій з різними лазерними джерелами одночасно і забезпечувати з однаковою ефективністю перетворення профілю інтенсивності на різних довжинах хвиль.

Основні властивості систем π Shaper:

- лінзові оптичні системи перетворення розподілу інтенсивності лазерних пучків з гаусового в рівномірний (flat-top);

- принцип перетворення – контрольована зміна хвильового фронту всередині пристрою: 1-й компонент вносить сферичну аберацію, необхідну для трансформації профілю інтенсивності, 2-й — компенсує цю аберацію;
- плоский хвильовий фронт вихідного пучка, тобто безабераційний;
- робота з TEM_{00} лазерами, а також з багатомодовими лазерами, розподіл інтенсивності яких подібний гаусовому, наприклад, параболічний;
- колімований вихідний пучок, із розбіжністю як у вхідного гаусового пучка;
- стабільність вихідного профілю на великій відстані;
- ахроматичний дизайн – здатність працювати з декількома лазерами одночасно з однаковою ефективністю перетворення на різних довжинах хвиль;
- відсутність внутрішнього фокусування.

Focal- π Shaper (рис. 2.8) працює з одномодовими лазерами і призначений для формування колімованого пучка з розподілом інтенсивності у вигляді функції "диск Ейрі", який при фокусуванні лінзою перетворюється в пляму з рівномірним або кільцевим розподілом інтенсивності поблизу фокусу [20].

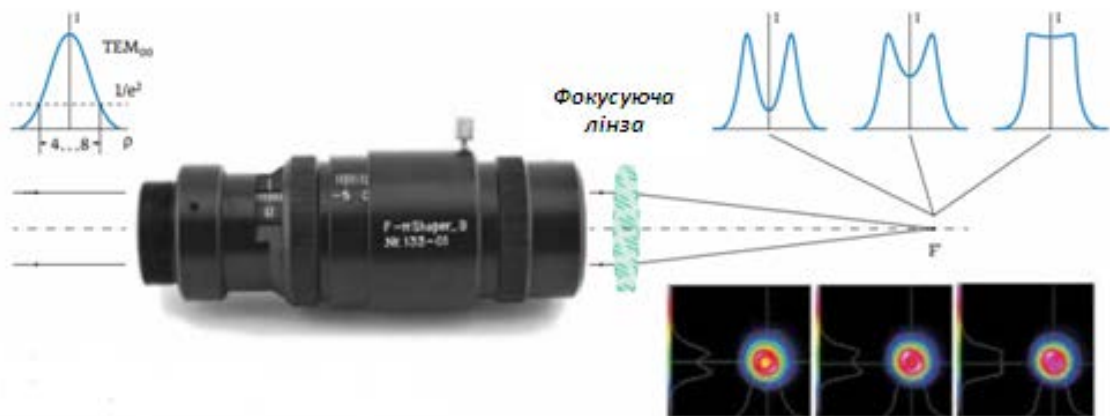


Рис. 2.8. Принцип роботи Focal- π Shaper

Перетворювачі Focal- π Shaper можуть застосовуватися із будь-якою фокусуючою оптичною системою, наприклад, зі сканаторами з F- Θ об'єктивом або об'єктивами мікроскопа; єдина умова – фокусуюча система повинна мати

дифракційно-обмежений рівень фокусування, що забезпечено в сучасних об'єктивах.

Оскільки Focal- π Shaper оптимізують умови інтерференції при фокусуванні лазерних пучків, і результуючі робочі плями мають незначний розмір, зазвичай менше 100 мкм, головні сфери застосування цих перетворювачів пов'язані з мікрообробкою матеріалів.

Основні застосування Focal- π Shaper:

- 3D-друк (селективне лазерне плавлення);
- лазерний нагрів в геофізичних дослідженнях;
- маркування та гравірування;
- скрайбування;
- свердління, включаючи глухі отвори в друкованих платах;
- запис зображень в поліграфії та електроніці;
- мікрозварювання;
- мікрообробка матеріалів;
- мас-спектрометрія;
- будь-яке лазерне застосування, де необхідно зосередити випромінювання в фокусі, забезпечивши рівномірний або кільцевий розподіл інтенсивності.

Основні властивості систем Focal- π Shaper:

- афокальна лінзова оптична система з гладкими оптичними поверхнями;
- без внутрішнього фокусування;
- вхідний пучок:
 - а) колімований або слабо розходитьься;
 - б) TEM₀₀;
- вихідний пучок:
 - а) колімований або слабо розходитьься;
 - б) "диск Ейрі" – оптимізований для подальшого фокусування в пляму рівномірної інтенсивності;

- профіль при фокусуванні рівномірний (Flat-top), кільце "перевернутий Гаус";
- спектральні діапазони: УФ, видимий, ІЧ, CO₂-лазери;
- глибина фокусу дорівнює гаусовим пучкам;
- робота з будь-якою фокусуючою оптикою дифракційного рівня;
- робота зі сканаторами;
- простота юстування та інтеграції в існуючому обладнанні;
- компактність.

Останнім часом активно розвивається технологія селективного лазерного плавлення (СЛП), (англ. SLM (Selective Laser Melting), при якій пошарове формування виробу реалізовано шляхом плавлення металевого порошку за допомогою сфокусованого випромінювання одномодових (TEM₀₀) лазерів. Ця технологія застосовується в 3D-принтерах для виробництва складних структур і агрегатів або нерозбірних конструкцій зі складною геометрією. Серед інших її важливими перевагами є [21]:

- можливість формування деталей із внутрішніми отворами;
- ефективне витрачання матеріалу (більше 95 % незадіяного порошку можна використовувати в наступному циклі виробництва);
- прискорення виробництва прототипів;
- можливість автоматизації виробничого процесу.

Технологія СЛП (рис. 2.9) є термічним процесом, тому надзвичайно важливим є контроль над тепловими ефектами як в зоні розплаву порошку, так і в оптичному тракті обладнання 3D-друку [22]. Це особливо актуально сьогодні, коли перед промисловістю ставиться завдання підвищення продуктивності, що, в свою чергу, вимагає застосування лазерів підвищеної потужності. Необхідні для цього лазери доступні, наприклад, сучасні одномодові волоконні лазери, потужність яких досягає декількох кіловат. Однак одним із серйозних перешкод їх успішного застосування є гаусовий розподіл інтенсивності, що приводить до таких проблем, як нерівномірний

розподіл температури в зоні розплаву і наступну нерівномірність процесу плавлення, небажане випаровування або іскріння.

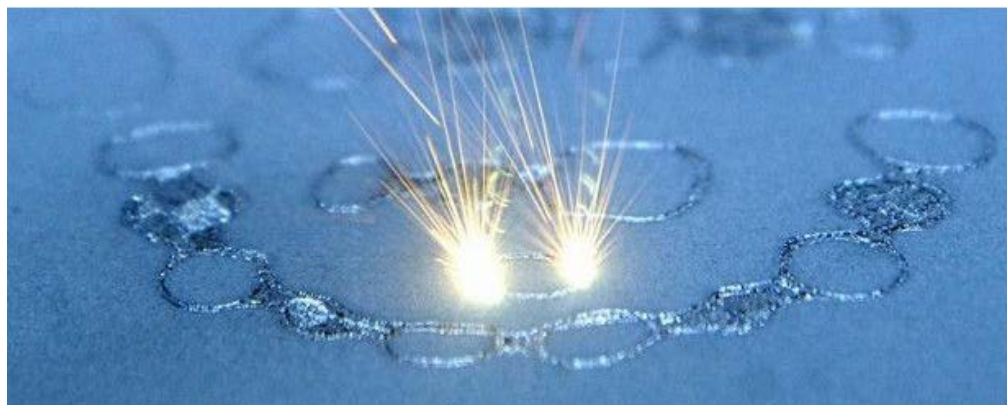


Рис. 2.9. Приклад запису зображення процесу технології СЛП

Інша проблема пов'язана з оптикою – гаусовий розподіл інтенсивності лазерного випромінювання призводить до нерівномірного нагрівання оптичних компонентів, яке викликає термічне зрушення перетяжки сфокусованого лазерного пучка і хвильові аберації. Унаслідок цього – в робочій площині 3D-принтера відбуваються зміни розміру і розподілу інтенсивності сфокусованої робочої плями.

Для вирівнювання температурного розподілу у ванні розплаву успішно застосовуються Focal- π Shaper, які дозволяють управляти розподілом інтенсивності сфокусованої плями. Приклад оптичної системи 3D-принтера показаний на рис. 2.10.

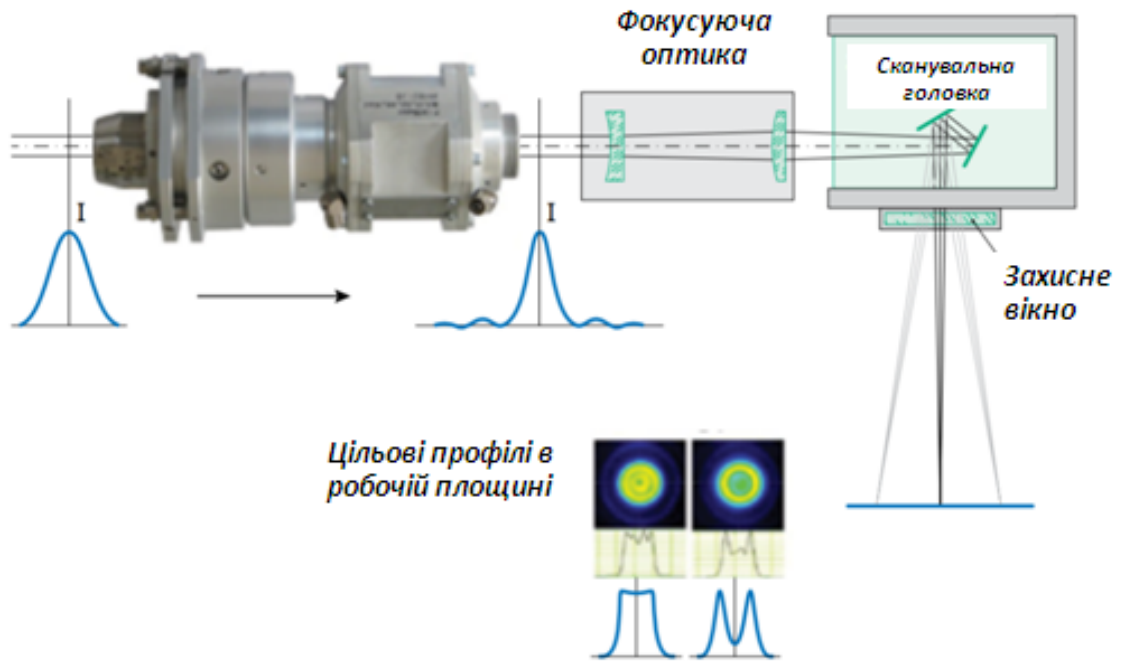


Рис. 2.10. Система СЛП, оснащена Focal- π Shaper і вільним від термічних ефектів захисним вікном

Одномодове випромінювання з волоконного лазера перетворюється колімуючим Focal π Shaper в колімований пучок з розподілом інтенсивності у вигляді диска Ейрі і далі фокусується об'єктивом в робочу площину. Нанесення зображення реалізується за допомогою сканера [18]. Утворена в фокальній площині об'єктива пляма має рівномірний розподіл інтенсивності (flattop) або "бублик" (doughnut). В силу властивостей нагріву теплопровідних матеріалів саме "бублик" є оптимальним для технології СЛП, оскільки забезпечує рівномірний розподіл температури і стабільність процесу.

Представлена вище оптична система застосована в експериментальній установці для випробувань СЛП технології з різними розподілами інтенсивності і захисними стеклами. Порівняємо процеси запису зображень, отримані за допомогою гаусових робочих плям і плям з температурним розподілом у вигляді "бублик" (рис. 2.11). Вимірювання розподілів і результати гравіювання сталевієї пластини показані в нижній частині рисунка.

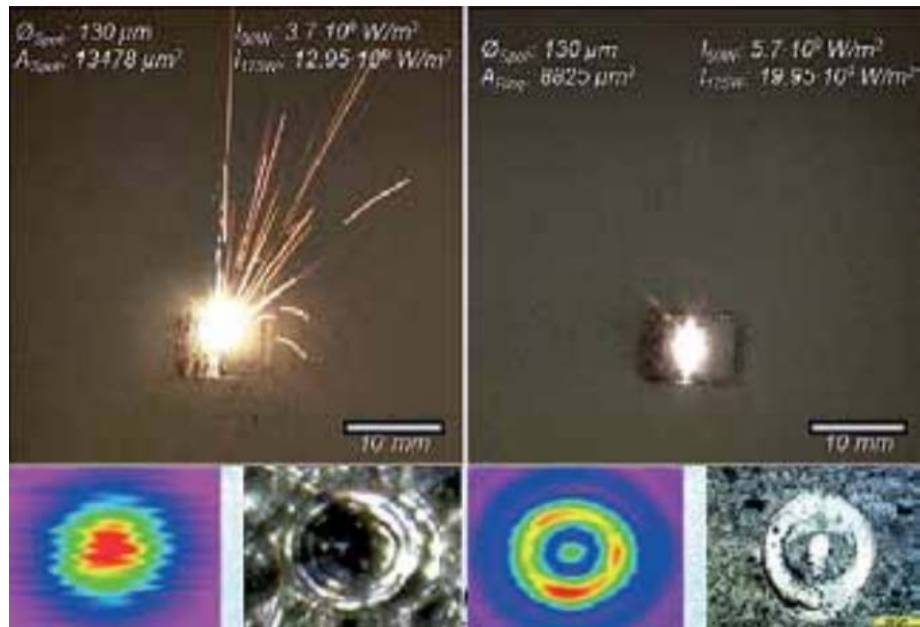


Рис. 2.11. Порівняння процесів СЛП: ліворуч – гаусовий пучок, Праворуч – "бублик"

Лазерне імпульсне випромінювання дуже затребуване у технологічних процесах [23].

Для імпульсних впливів дозу опромінення розраховують в джоулях за формулою:

$$D_{imp} = P_{imp} \cdot t \cdot f \cdot \tau, \quad (2.7)$$

де P_{imp} – потужність одиночного імпульсу, Вт;

t – час впливу, с;

f – частота повторення імпульсів, Гц;

τ – тривалість лазерного імпульсу, с.

Імпульсне випромінювання характеризується піковою потужністю. Пікова потужність – енергія імпульсу в джоулях, поділена на тривалість імпульсу в секундах.

При формуванні технології застосування лазерів можуть використовуватися такі параметри:

- потужність, Вт;
- спектральна щільність потужності, Вт/мкм;
- щільність потужності, Вт/м²;
- пікова потужність, Дж/с;
- енергія, Дж;
- доза опромінення імпульсним випромінюванням, Дж.

Вченим Національної лабораторії імені Лоуренса в Берклі (США) вдалося досягти рекордного рівня петават в імпульсі, що триває 40 фс, на лазерній установці прискорювача заряджених частинок BELLA.

В липні 2020 р. лазерна система лазерного прискорювача в лабораторії Берклі (the Berkeley Lab Laser Accelerator, BELLA), продемонструвала імпульси потужністю в 1 ПВт і тривалістю в 40 фс, частота імпульсів склала 1 Гц, тобто один імпульс в секунду. 1 ПВт дорівнює 10^{15} Вт, іншими словами, одному квадрильйону ват. Тривалість імпульсу, навпаки, дорівнює $1\text{фс} = 10^{-15}\text{с}$ або одній квадрильйонній частці секунди (рис. 2.12).

Раніше жодна лазерна система в світі не досягала подібної потужності при такій відносно високій частоті імпульсів. Лазерна установка BELLA, створення якої знаходиться на завершальному етапі, розташована в Національній Лабораторії імені Лоуренса Берклі при Міністерстві Енергетики США (the U.S. Department of Energy's Lawrence Berkeley National Laboratory).

Модулі на передньому плані "розтягують" спочатку короткі і слабкі лазерні імпульси, які згодом посилюються в довгій центральній камері. Для реалізації необхідної технології застосування лазерів, необхідно:

- знати весь перелік основних і додаткових параметрів;
- вміти здійснювати вимірювання використовуваних фізичних величин для контролю технологічних процесів.

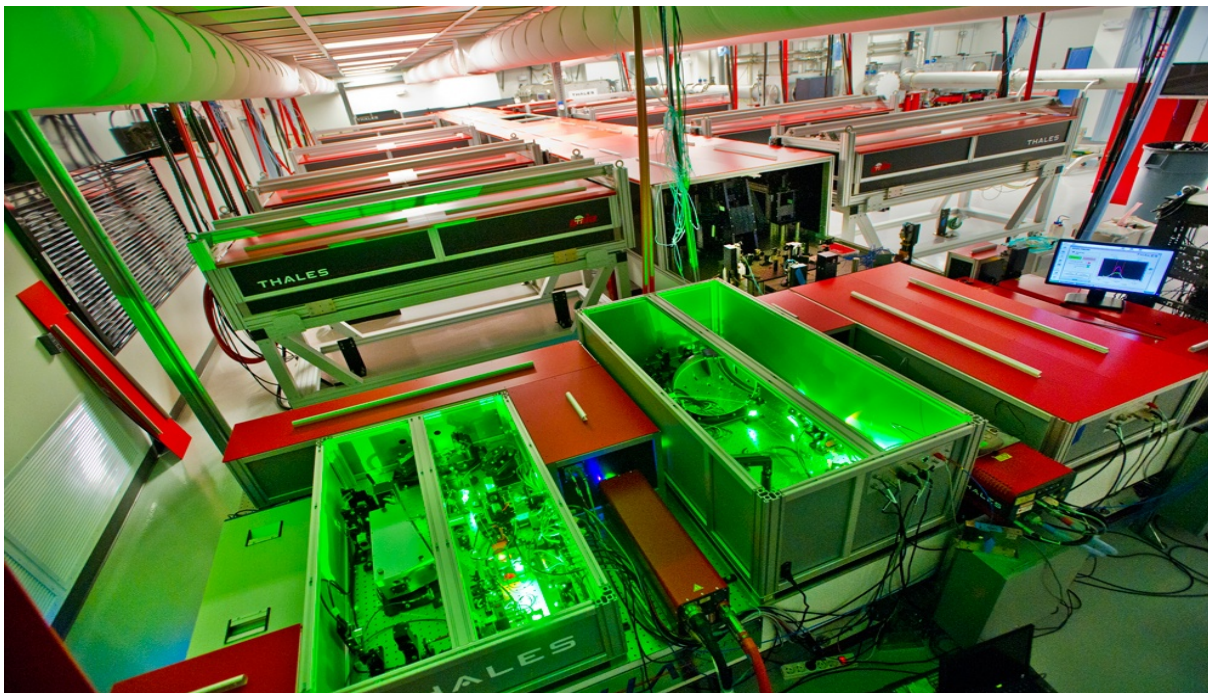


Рис. 2.12. Лазерна установка BELLA

2.2. Методи вимірювання потужності лазерного випромінювання

Всі приймачі випромінювання поділяються на квантові (фотоелектронні помножувачі, фотодіоди) і теплові. Теплові приймачі засновані на перетворенні частини енергії падаючого випромінювання в теплову енергію, яка потім перетворюється в електричний сигнал. Перетворення відбувається за рахунок термоелектричного ефекту, зміни опору при нагріванні робочого тіла детектора (болметри), оптико-акустичного ефекту, піроелектричного ефекту і ряду іншого.

Термопари (термоелементи) були першими приймачами для виявлення і вимірювання інфрачервоного випромінювання. Основним елементом термопари є перехід на контакті між двома різними напівпровідниками з великим коефіцієнтом Зеєбека Θ .

Кращими елементами для приймача на основі термопари є матеріали з максимальним значенням термо-ЕРС, яка виникає через різницю температур між двома металами.

Термоелектричні приймачі засновані на виникненні термо-ЕРС при нагріванні спаю двох різнорідних металів: при поглинанні випромінювання, верхній шар (спай) набуває більш високу температуру щодо нижнього шару, електрони з нагрітого спаю будуть переходити в холодний і з'явиться дифузія електронів зверху вниз.

Надлишок електронів в холодній частині спаю створює негативний заряд, а в гарячій частині залишається позитивний некомпенсований заряд. Виникає термо-ЕРС, і з'являється струм. Якщо ланцюг провідників замкнути через опір навантаження R_n , то на ньому утворюється напруга U_c . Кількісно термо-ЕРС визначається співвідношенням:

$$\Delta U_c = \alpha_T \Delta T, \quad (2.8)$$

де α_T – коефіцієнт термо-ЕРС, чисельно рівний різниці потенціалів, яка виникає при різниці температур спаїв в 1 К.

Постійна часу термопарних приймачів має діапазон від 10 мс до 50 мс.

Ще одним поширеним типом теплових приймачів є піроелектричні приймачі, в основі яких лежать кристали сегнетоелектриків, в яких заряди виникають унаслідок змін температури під впливом променевої енергії. Їх дія заснована на зміні поляризації піроелектричного кристалу при зміні його температури:

При попаданні випромінювання 1 на поглинаюче покриття 2 (рис. 2.13) відбувається нагрів піроелектричного матеріалу, дипольний момент змінюється, і на поверхні кристала з'являються електричні заряди 3. Ці заряди викликають в ланцюзі навантаження R_n електричний струм, напруга сигналу якого виявляється прямо пропорційною опорю навантаження. Тому в піроелектричних приймачах опір навантаження вибирається не меншим, ніж 1 ГОм і використовуються диференціальні підсилювачі 4 з великим вхідним опором на польових транзисторах.

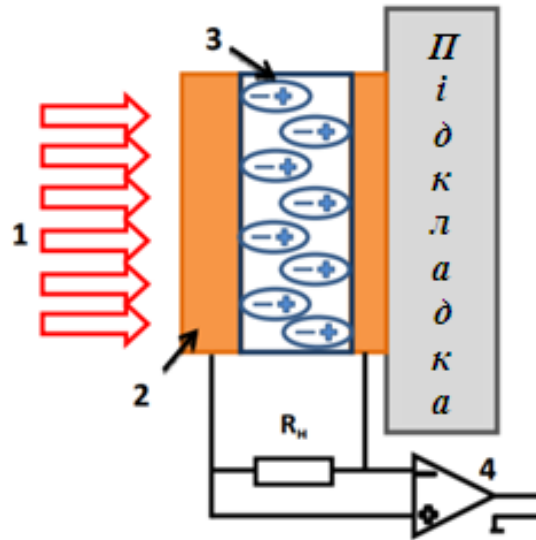


Рис. 2.13. Схема піроелектричного приймача

Постійна часу піроелектричного приймача може досягати значення приблизно 10^{-7} с, а порогова чутливість приблизно 10^{-9} Вт/Гц^{1/2}. Для зменшення постійної часу всіх типів теплових приймачів необхідно домагатися мінімальної теплоємності робочого тіла приймача і його мінімальної теплопровідності. При роботі з тепловими приймачами доцільно застосовувати модуляцію світлового потоку. Сучасний піроелектричний вимірювач потужності, Coherent LabMax зображено на рис. 2.14.



Рис. 2.14. Піроелектричний вимірювач потужності Coherent LabMax

2.3. Якість лазерного пучка

Лазерне випромінювання формується відкритим резонатором, який є невід'ємною частиною лазера, як технічного пристрою. Тому в просторі, в наближенні квазіоптики, лазерне випромінювання представляє пучок плоских хвиль, що поширюються під малими кутами одна до одної і до осі резонатора. Залежно від довжини резонатора, радіусів кривизни дзеркал і наявності діафрагм в резонаторі, можна отримати сильні або слабкі розбіжні пучки лазерного випромінювання. Слід ураховувати, що у лазерного пучка немає у поперечному напрямку різкого розмежування потужності випромінювання, а є розподіл, що описується гладкими аналітичними функціями, наприклад, Гаусів або Лагер-ермітовий розподіл.

Що стосується розбіжності пучка лазерного випромінювання, як одного із основних параметрів, то відповідно технології застосування лазерів, розбіжність вимірюється виходячи зі встановлених критеріїв.

По-перше, вона вимірюється за рівнем інтенсивності $0,135 (1/e^2)$ від максимальної, виходячи з тих міркувань, що в межах цього кута (принаймні для Гаусова пучка) міститься практично така ж частка (86,5 %) енергії.

По-друге, поняття «розбіжність» відноситься до дальньої зони, де форма кутового розподілу перестає залежати від відстані і можна говорити про сформовану діаграму направленості випромінювання. Під дальньою зоною розуміються відстані $R \gg D^2 / \lambda$, де D – вихідна апертура лазера, λ – довжина хвилі випромінювання.

Для практичного визначення розбіжності використовуються три методи:

- метод перетинів пучка;
- метод фокальної плями;
- метод реєстрації діаграми спрямованості.

Сучасні міжнародні стандарти в своїх рекомендаціях орієнтуються переважно на Гаусові пучки і групуються, в основному, навколо двох оцінок якості: добутку параметрів пучка (BPP) і параметра поширення пучка (M^2).

Перетворення розбіжного пучка за допомогою лінзової оптики дозволяє фокусувати пучок.

ВРР (beam parameter product) – добуток параметрів пучка визначається як добуток діаметра пучка в перетяжці на повний кут розходження випромінювання (мм·мрад). У деяких джерелах параметр ВРР визначають як добуток радіуса пучка в перетяжці на половину кута розходження, тобто величину в чотири рази меншу. Для випромінювача з круглою апертурою, значенням діаметра пучка D на вихідній апертурі лазера та довжиною хвилі λ дифракційна розбіжність визначається за формулою:

$$\theta_{dif} = 2,44 \frac{\lambda_0}{D}. \quad (2.9)$$

В межах цього кута міститься 84 % повної енергії випромінювання. На практиці вимірювання ВРР проводять за допомогою фокусування пучка безаберацийною лінзою. Чим ВРР менше, тим краще якість пучка, тобто під більш меншим кутом (на більшій відстані) випромінювання можна зібрати в меншу за розмірами пляму.

Параметр M^2 – параметр поширення пучка, відповідно до стандарту ДСТУ ISO 11146-1-2008 є найбільш використовуваним при проведенні порівняльного аналізу різних лазерів. Його значення визначається шляхом поділу параметра ВРР на дифракційну межу $4\lambda / \pi$. Отже, знімається залежність параметра якості пучка від довжини хвилі, який стає безрозмірною величиною та показує у скільки разів він більше параметра дифракційно-обмеженого пучка з цією ж довжиною хвилі. Таким чином, M^2 дозволяє висловити розбіжність пучка з діаметром перетяжки d наступним чином:

$$\theta = M^2 \frac{4\lambda_0}{\pi D}. \quad (2.10)$$

При дифракційній розбіжності $M^2 = 1$. Якість лазерного променя вимірюється параметрами K або M^2 ($M^2 = 1 / K$). Параметрів K і M^2 досить, щоб порівнювати якість лазерних променів однієї системи з однаковою довжиною хвилі.

ВРР визначається як:

$$BPP = \theta \frac{d_0}{4} = \lambda \frac{M^2}{\pi}, \quad (2.11)$$

де θ – повний кут розбіжності випромінювання;

d_0 – діаметр пучка;

λ – довжина хвилі;

M^2 – безрозмірний параметр, що визначає розбіжність реального лазера до дифракційної межі. $M^2 = 1$ для TEM₀₀ (дифракційна межа λ/π).

Діаметр фокусу D_f , який визначається коефіцієнтом фокусування (F – фокусна відстань, віднесена до плями випромінювання), прямо пропорційний ВРР:

$$D_f = (\theta \cdot d_0) \cdot F = \left(\frac{4\lambda}{\pi} \right) \cdot M^2 \cdot F = 4F \cdot BPP. \quad (2.12)$$

Глибина фокусу z також прямо пропорційна ВРР:

$$z = D_f \cdot F = (\theta \cdot d_0) \cdot F_2 = \left(\frac{4\lambda}{\pi} \right) \cdot M^2 \cdot F_2 = 4F_2 \cdot BPP. \quad (2.13)$$

CO₂-лазер при високошвидкісному різанні має параметр K рівний приблизно 0,8. Nd: YAG лазер потужністю понад 1 кВт, має більш низьку якість променя ніж CO₂-лазер відповідної потужності.

Вимірювання параметрів якості пучка не складає труднощів, коли застосовуються аналізатори його профілю, наприклад, M2MS-M² Measurement System Extension Set, Thorlabs (рис. 2.15)

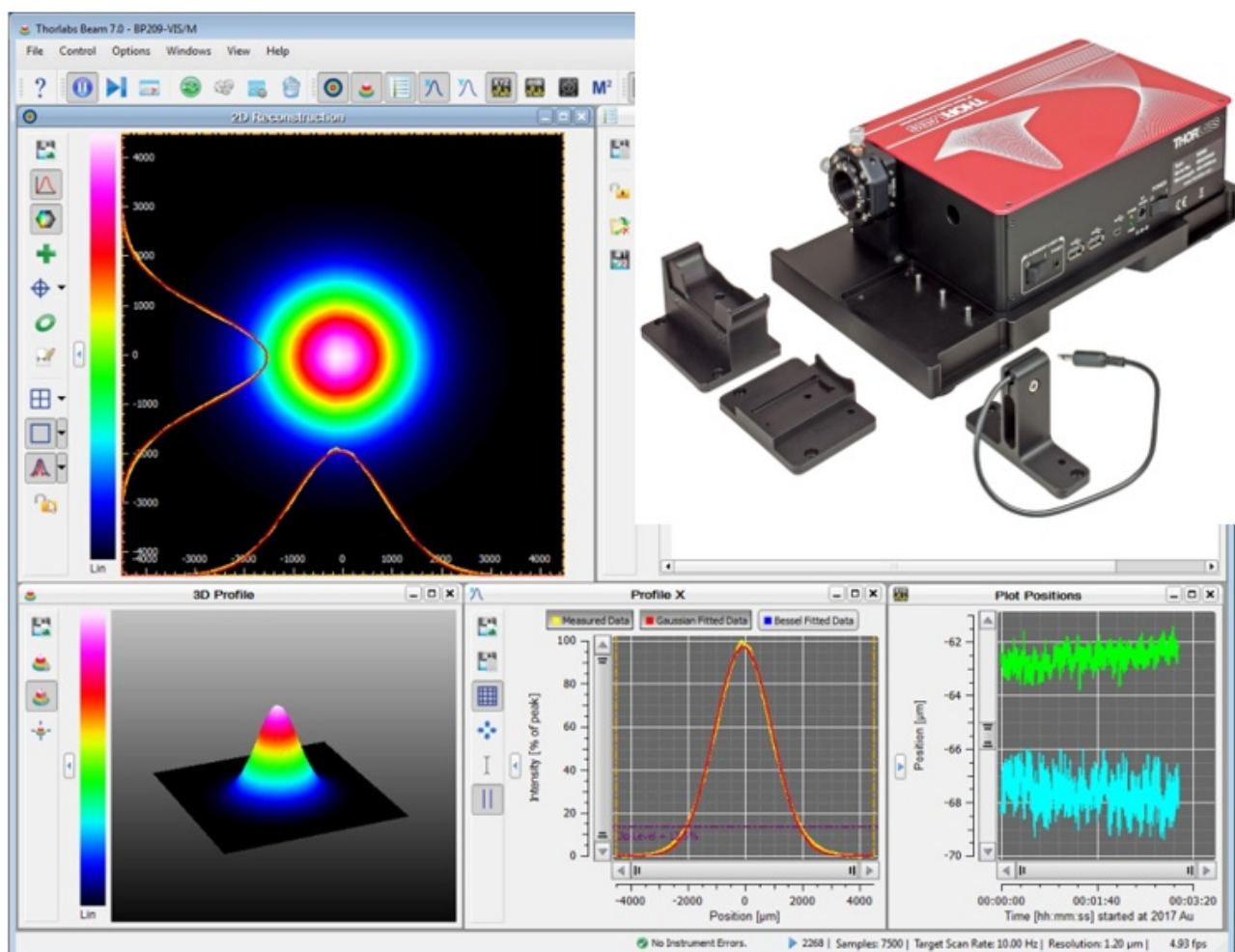


Рис. 2.15. Система аналізу профілю пучка лазерного випромінювання Thorlabs

Якість лазерного променя характеризується променевою модою (beam mode), яка відображає розподіл енергії в поперечному перерізі лазерного променя. Якісна променева мода має незмінний розподіл енергії, що дуже важливо для лазерного різання, тому що лазерний промінь може бути сфокусований в дуже маленьку пляму з високою щільністю потужності, яка забезпечує високу швидкість різання і низьку шорсткість. Променева мода

вищого порядку з зонами концентрації енергії поза основної плями призводить до гіршої якості різання за рахунок нагріву заготовки поза зоною прорізу.

Теоретично, мода нижчого порядку – TEM_{00} , підпорядкована закону Гаусового розподілу інтенсивності навколо центрального максимуму. TEM_{00} променева мода дозволяє сфокусувати лазерний промінь в мінімальну пляму з дуже високою щільністю потужності в порівнянні з променевими модами вищого порядку. Також TEM_{00} променева мода має велику глибину фокусу, забезпечуючи кращі можливості різання товстих матеріалів.

Найвища якість розрізуваної кромки може бути досягнута, якщо довжина Релея (глибина фокусу) дорівнює товщині матеріалу. Однак, в практиці, лазерні установки високої потужності, зазвичай, виробляють лазерний промінь з модою більш високого порядку, ніж TEM_{00} , що дає сфокусовану пляму більшого діаметра. Променева мода TEM_{00} має параметр, що визначає якість променя близьку до 1, коли мода більш високого порядку має менший параметр. Якщо M^2 дорівнює 1, то промінь має ідеальний Гаусів розподіл, але всі реальні лазерні промені мають параметр M^2 більше 1.

3. ТРИВАЛІСТЬ ІМПУЛЬСУ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

На сьогоднішній день з використанням напівпровідникових фотодіодів розроблений цілий ряд вимірювачів тривалості імпульсів лазерного випромінювання від 100 пс до 1 нс на різних довжинах хвиль. Але складним і актуальним завданням є вимірювання тривалості імпульсів коротше 100 пс.

На жаль, осцилографічні методи вимірювань тривалості фемтосекундних імпульсів зовсім непридатні. Незважаючи на те, що сучасні осцилографи і фотоприймачі мають досить широку смугу пропускання (до 20 ГГц), вони дозволяють вимірювати імпульси тривалістю в десятки і сотні пікосекунд. Так, апаратна функція з пропускну здатністю 20 ГГц складає $\tau_{an} = 30$ пс. Так звані стрічкові 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 такі 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;
- методу двофотонної люмінесценції.

Всі методи так чи інакше є непрямими. Розглянемо перший метод, схема вимірювань якого наведена на рис. 3.1.

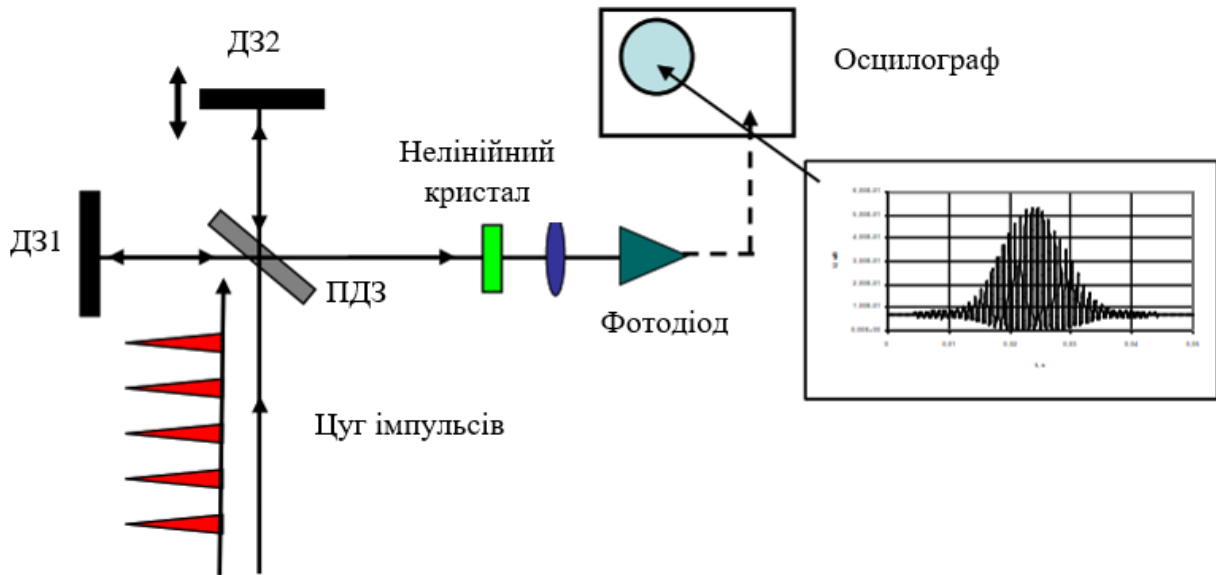


Рис. 3.1. Інтерферометричний пристрій для кореляційних вимірювань тривалості ультракороткого імпульсу випромінювання [24 – 28]

Ідея методу полягає в наступному: досліджуваний світловий пучок (цуг надкоротких імпульсів) надходить на вхід інтерферометра Майкельсона, в якому діляльним дзеркалом ПДЗ розщеплюється на два пучки. Одне із 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 у вигляді дзвону. Оскільки зміна довжини одного з плечей інтерферометра може здійснюватися досить повільно, то реєстрація може проводитись осцилографом для спостереження повільних процесів (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 секансу. Тому напруженість електричного поля $E(t)$ представимо як [24]:

$$E(t) = A \operatorname{sech}\left(\frac{t}{t_0}\right) \exp(-i\omega_0 t + i\varphi(t)), \quad (3.1)$$

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:

$$s(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \left| (E(t) + E(t - \tau))^2 \right|^2 dt. \quad (3.2)$$

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

$$a(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \left| (E(t) + E(t - \tau)) \right|^2 dt. \quad (3.3)$$

Якщо побудувати функції (3.2) і (3.3) для різних значень чірпа C , то саме при нульовому значенні чірпа обидві автокореляційні функції можуть бути використані для визначення тривалості імпульсу (рис. 3.2) [24, 25], на якому

жирна лінія – лінія, що огибає імпульс $|E(t)|^2$; параметри $t_0 = 57$ фс, $\omega_0 = 1,2$ 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. 3.3) [24, 25, 28].

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

Для імпульсу в формі гіперболічного секансу співвідношення між шириною автокореляційної функції $s(\tau)$ і тривалістю імпульсу t_0 можна оцінити як [26]:

$$\Delta t_{\text{автокор}} = 1,54t_0, \quad (3.4)$$

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

t_0 задає тривалість імпульсу в формі гіперболічного секансу.

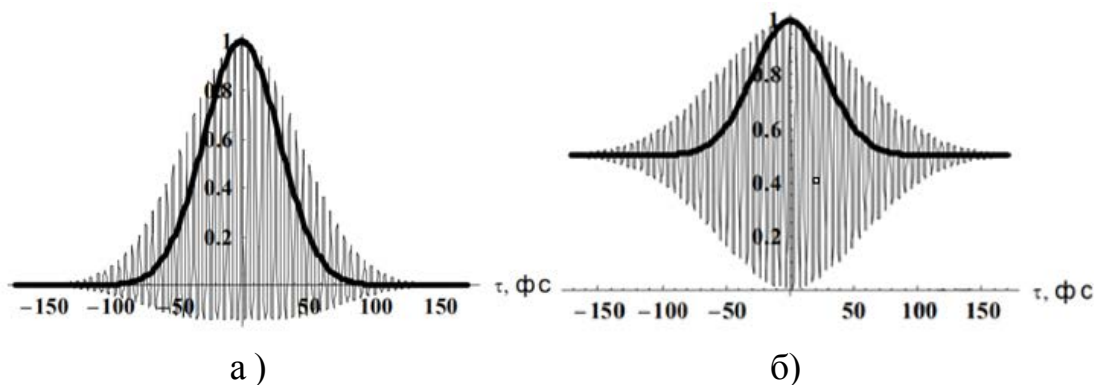


Рис. 3.2. Автокореляційні функції: а) $s(\tau)$; б) $a(\tau)$

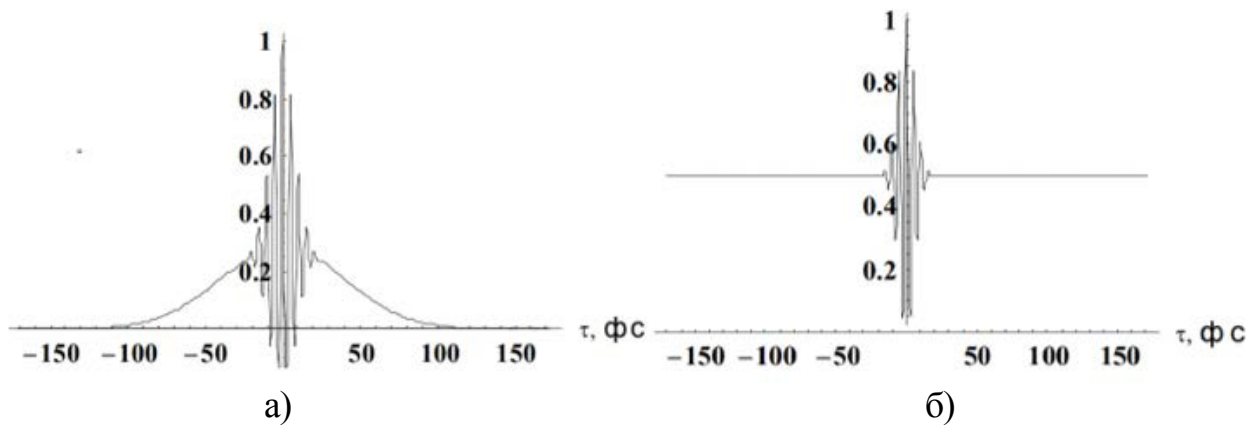


Рис. 3.3. Автокореляційні функції: а) $s(\tau)$; б) $a(\tau)$;

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

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:

$$\tau_{FWHM} = 1,76t_0. \quad (3.5)$$

Розглянемо наступний метод визначення тривалості фемтосекундних імпульсів. Вхідний ультракороткий імпульс розділюється на два (наприклад, за допомогою інтерферометра Майкельсона) імпульси. 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. 3.4) [27]. Поперечний розмір пучка другої гармоніки залежить від тривалості імпульсу на основній частоті:

$$\Delta z = \frac{t_{\text{автокор}} \cdot u}{\sin(\varphi/2)}, \quad (3.6)$$

де u – групова швидкість імпульсів на основній частоті в кристалі;

φ –кут перетину пучків в кристалі;

Δz – поперечний розмір пучка другої гармоніки.

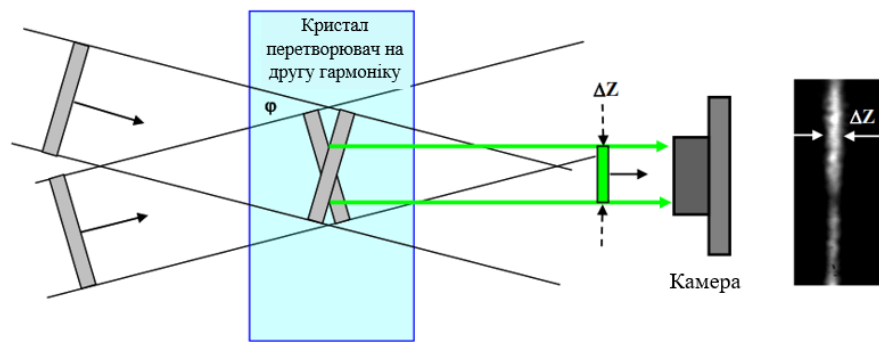


Рис. 3.4. Принципова схема одноімпульсного корелятора

Вимірявши поперечний розмір пучка другої гармоніки за допомогою ПЗС-камери, з виразу (3.6) 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. Унаслідок цього два вторинних імпульси зустрічаються в кюветі з люмінесцентною рідиною або в твердому середовищі (халькогенідне скло при довжині хвилі випромінювання 1550 нм.) (рис. 3.5, а). Далі підбирається такий барвник, щоб молекули збуджувалися двома квантами світла. У кюветі спостерігаються світлові треки, що виникають при додаванні імпульсів (рис. 3.5, б) [26 – 28]. Дослідження розподілу яскравості люмінесценції уздовж треку дозволяє визначити тривалість світлового імпульсу за допомогою теоретичної методики, описаної вище в першому і другому методах.

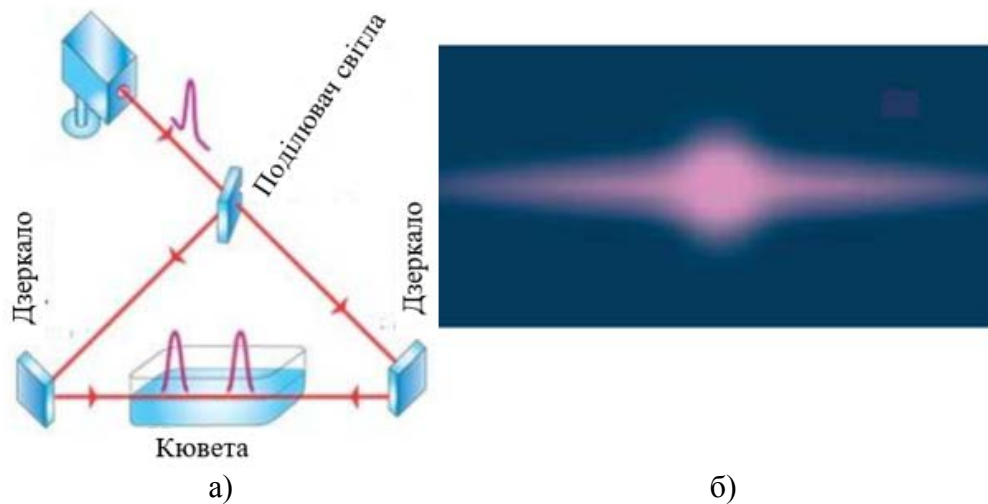


Рис. 3.5. Зображення методу визначення тривалості імпульсу випромінювання за допомогою люмінесцентної рідини: а) схема; б) світловий трек

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 [27 – 28], але все одно дані методи на сучасному етапі є непрямими.

4. ПОЛЯРИЗАЦІЯ ВИРОМІНЮВАННЯ

4.1. Напрямок вектора електричного поля електромагнітної хвилі

Напрямок та поведінка поляризації залежить від джерела випромінювання. В разі лазера це випромінювані атоми або іони.

Лінійний поляризований стан хвилі означає, що електричне поле коливається в певному (стабільному) напрямку, перпендикулярному напрямку поширення лазерного променя.

Як визначити напрямок лінійної поляризації хвилі? Ступінь лінійної поляризації часто характеризують коефіцієнтом екстинкції, який визначається, як відношення оптичних сил в двох напрямках поляризації і знаходиться шляхом виміру потужності пучка світла після проходження поляризатора, орієнтованого на пропускання мінімуму та максимуму енергії. Звичайно, екстинкція поляризатора (екстинкція – відношення максимуму і мінімуму енергії поляризованого світла, що проходить через поляризатор, при різних напрямках площини поляризації), за допомогою якого здійснюється вимір, повинна бути вище, ніж у лазерного променя.

Що таке кругова поляризація? Напрямок поляризації змінюється в часі, тому в просторовій точці спостерігається обертання поляризації.

Якщо енергія поляризованого світла залежить від напрямку, то можна розрізнити два випадки поляризації – кругову і еліптичну. У першому випадку енергія не залежить від напрямку, у другому – залежить, наприклад, у разі волоконних лазерів стан поляризації може бути еліптичним.

Існують два випадки кругової (еліптичної) поляризації: правоциркулярна та лівоциркулярна поляризації (рис. 4.1).

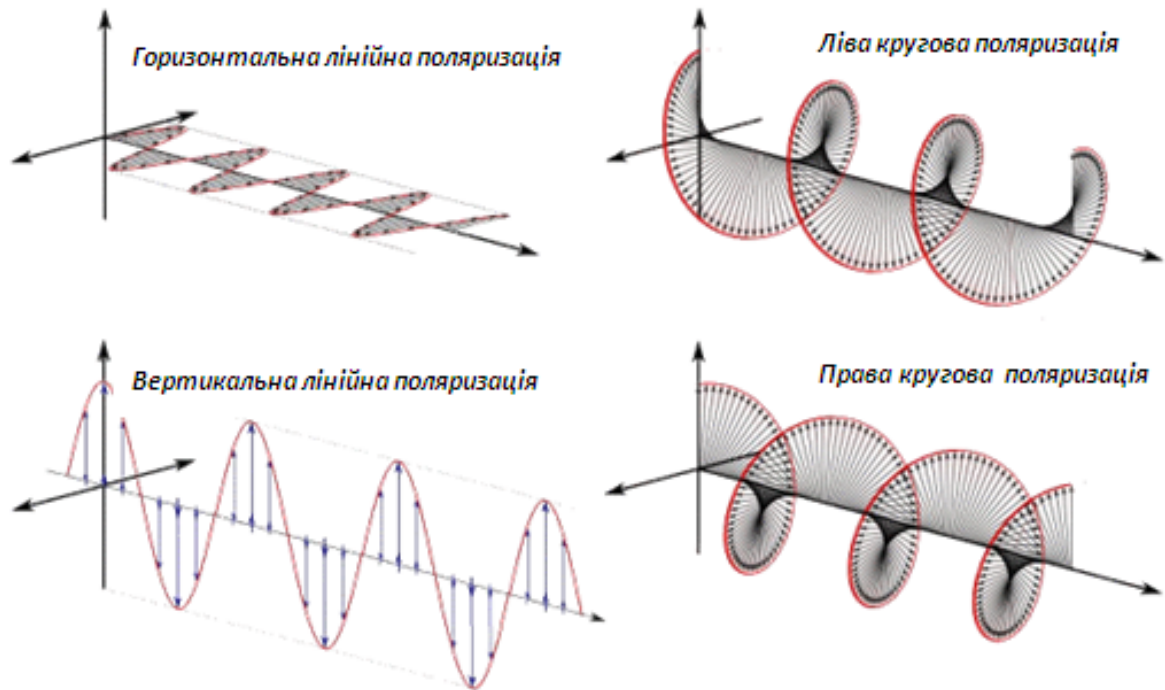


Рис. 4.1. Зображення векторів поляризації лазерного випромінювання

Складання цих двох поляризацій в просторі, при однаковій частоті випромінювання, дозволяє отримати лінійну поляризацію.

Поляризація описується фігурами Ліссажу і відповідає додаванню поперечних коливань рівної частоти (рис. 4.2).

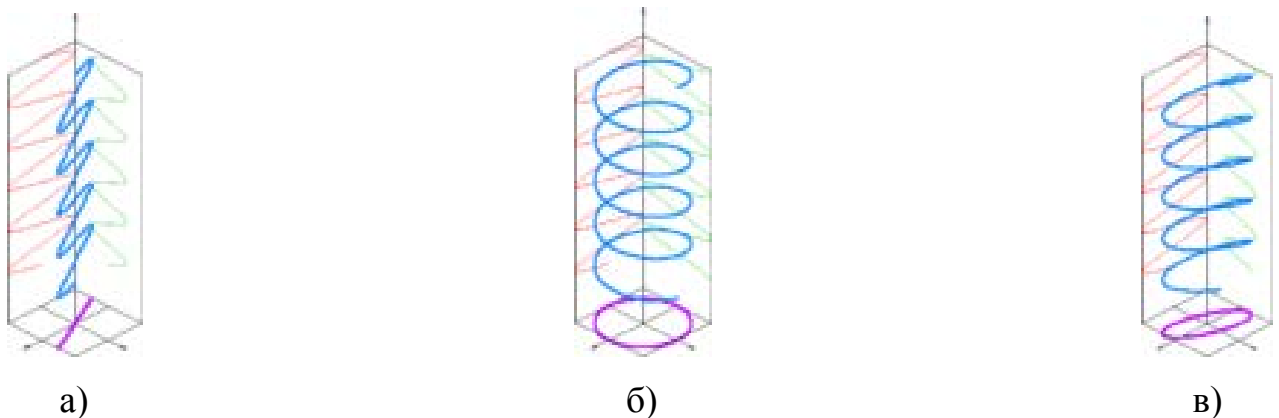


Рис. 4.2. Фігури Ліссажу:

а) лінійна поляризація; б) кругова поляризація; в) еліптична поляризація

У багатьох випадках вихідний сигнал лазера поляризований. Кругова і еліптична поляризації можуть бути перетворені в лінійно поляризований промінь, наприклад, за допомогою відповідної комбінації хвильових пластинок.

Однак це неможливо для широкосмугового випромінювання із залежною від довжини хвилі поляризацією [29].

Поляризоване лазерне випромінювання є важливим аспектом для широкого спектра застосувань.

1. Нелінійне перетворення частоти, де умова фазового синхронізму в нелінійному кристалі може бути отримана тільки для одного напрямку поляризації.

2. Процес комбінування лазерних пучків за допомогою поляризації.

3. Використання лазерних променів в залежних від поляризації пристроях, таких як інтерферометри, напівпровідникові оптичні підсилювачі і оптичні модулятори.

4. Проте, у деяких лазерів (наприклад, у багатьох волоконних) вихідний промінь лазера не поляризований. Це не означає, що вихідний промінь повністю деполаризований. Стан поляризації може бути просто нестійким, наприклад, через температурний дрейф або випадкове перемикання між різними напрямками.

5. Для вимірювання напрямку поляризації використовується поляризатор, поворот якого навколо осі (напрямку поширення хвилі) дозволяє зареєструвати різну потужність випромінювання і визначити напрямки, яким відповідають мінімальна і максимальна енергія пропускання. Звичайно, екстинкція поляризатора, за допомогою якого здійснюється вимір, повинна бути вище, ніж у лазерного променя.

6. Для створення по-справжньому неполяризованого лазерного променя, потрібний спеціальний оптичний пристрій, здатний змінювати напрямок поляризації [29 – 30].

5. ПРИСТРІЙ ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЇ ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Оптичні матеріали, які знаходяться під напругою і містять анізотропну середу, мають різні показники заломлення для двох взаємно перпендикулярних орієнтацій площин поляризації світла. Це оптичне явище називається подвійним променезаломленням, яке, в залежності від величини показника заломлення, може перешкоджати застосуванню матеріалу для виробництва оптичних елементів, з одного боку, а з іншого боку, навпаки, дозволяє досліджувати властивості нових матеріалів, таких, наприклад, як рідкокристалічні [31 – 40].

5.1. Поляризація світла

Найбільш загальний стан поляризованого монохроматичного світла – це еліптично поляризоване світло, яке виникає, коли два промені E_x і E_y поляризовані в двох взаємно перпендикулярних площинах, і мають певну різницю фаз $\delta = \delta_y - \delta_x$. Додавання двох взаємно перпендикулярних коливань з різними амплітудами і фазами формує еліптично поляризовану світлову хвилю, оскільки кінець результуючого вектора такої хвилі описує еліпс. Форма еліпса і його орієнтація щодо осей (оптичної осі і напрямку, перпендикулярного цій осі) визначаються наступними величинами:

– кутом азимута α площини поляризації: орієнтація еліпса щодо основних осей координат. Кут α вимірюється при обертанні площини поляризації проти годинникової стрілки, якщо дивитися назустріч променю від джерела світла;

– напрямком руху світлового вектора: напрямком обертання вектора електричного поля. Розрізняють світло правої поляризації ($0^\circ < \delta < 180^\circ$), коли вектор електричного поля рухається по еліпсу в напрямку годинникової стрілки

– при спостереженні назустріч світловому пучку; і світло лівої поляризації, ($-180^\circ < \delta < 0^\circ$), якщо вектор рухається проти годинникової стрілки;

– кут еліптичності ε : електричний вектор описує еліпс поляризації з осями a і b . Тангенс відношення осі b до осі a називається еліптичністю. При правій поляризації світла ε позначають знаком $+$ (позитивний), а при лівій поляризації світла ε позначають знаком $-$ (негативний).

Вектор Джонса безпосередньо пов'язаний з розділенням вектора електричного поля на два лінійно поляризованих складових елементи. При плоскій світловій хвилі, що проходить в напрямку осі z , ці складові елементи можна представити як:

$$E_\alpha = \Re[E_{0\alpha} \exp(i(\omega t - kz + \delta_\alpha))], \quad \alpha = x, y; \quad k = 2\pi/\lambda. \quad (5.1)$$

Далі вектор Джонса визначається співвідношенням:

$$J = (E_{0x} \exp(i\delta_x), E_{0y} \exp(i\delta_y)). \quad (5.2)$$

Вектор Джонса враховує повну інформацію про амплітуду і фазу світлової хвилі. Отже, вектор Джонса пов'язаний виключно з когерентним і повністю поляризованим випромінюванням. Когерентне накладення двох світлових хвиль з однаковими частотами і рівними фазами, незалежними від часу, отримують додавання їх векторів Джонса [41 – 48].

І еліптична поляризація, і вектор Джонса пов'язані тільки із складовим елементом поляризованого випромінювання, оскільки неполяризоване випромінювання також може мати складовий елемент. Параметри Стокса можуть повністю описувати випромінювання, а також вони містять додаткову інформацію про ступінь поляризації. Сукупність чотирьох величин, які ми позначили, як S_0 , S_1 , S_2 , S_3 – параметри Стокса. Параметр S_0 – загальна інтенсивність випромінювання; S_1 – різниця максимальної і мінімальної

інтенсивностей випромінювання між кутами поляризатора 0 і 90° ; S_2 – різниця максимальної і мінімальної інтенсивностей випромінювання між кутами поляризатора 45° і 135° ; S_3 – різниця максимальної і мінімальної інтенсивностей випромінювання між кутами хвильової пластини 45° і 135° , коли кут поляризатор встановлено на 0 .

Хвильова пластинка має бути встановлена або на шляху проходження світла тільки для вимірювання S_3 , або її вісь швидкого обертання повинна бути центрована з напрямком передачі аналізатора для вимірювання S_0 , S_1 , і S_2 . Уповільнення має становити $\delta_c = 90^\circ$.

Установка для вимірювання поляризації, за допомогою якої можна визначати вектор і параметри Стокса для довжин хвиль випромінювання в діапазоні від далекого ультрафіолетового випромінювання (190 нм) до видимого представлена на рис. 5.1. Розроблений таким чином пристрій дозволяє охопити весь діапазон довжин хвиль, тобто немає необхідності в заміні оптичних елементів. Це дає можливість використовувати установку в оптичній промисловості.

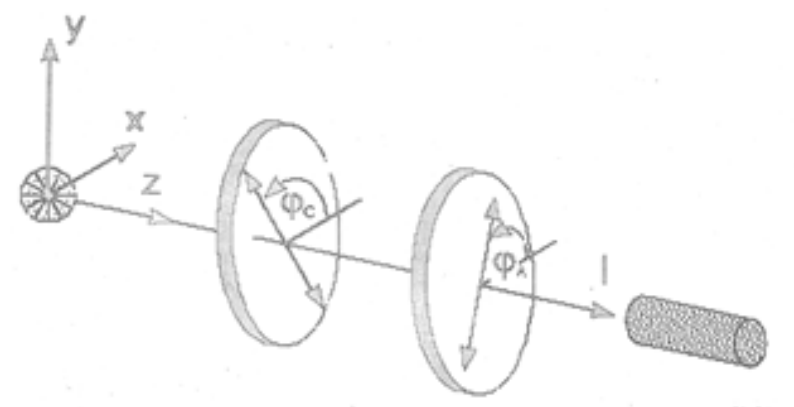


Рис. 5.1. Установка для вимірювання параметрів Стокса

Математичне відношення параметрів Стокса до стану поляризації світлового випромінювання наступне [49 – 55, 60 – 61]:

– інтенсивність: $I = S_0$; (5.3)

– ступінь поляризації: $P = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} / S_0$; (5.4)

– азимут: $\alpha = \frac{\frac{1}{2} \arctg S_2}{S_1}$; (5.5)

– еліптичність: $\varepsilon = \frac{\frac{1}{2} \arctg S_3}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}$; (5.6)

– різниця фаз : $\delta = \delta_y - \delta_x = \arccos \left(\frac{S_2}{\sqrt{S_0^2 - S_1^2}} \right)$. (5.7)

Відношення даної амплітуди до середньої:

$$\operatorname{tg}(PSI) = \frac{E_{0y}}{E_{0x}} = \sqrt{\frac{S_0 - S_1}{S_0 + S_1}}. \quad (5.8)$$

Зазвичай параметри Стокса об'єднують у вигляді реального вектора чотирьох елементів Стокса. На відміну від векторів Джонса параметри Стокса описують також квазімонохроматичне світлове випромінювання. Додавання двох векторів Стокса відповідає некогерентному накладенню відповідних світлових хвиль.

Є кілька типів поляриметрів, які засновані на обертових поляризаторах, обертових чвертьхвильових пластинках, обертових напівхвильових і чвертьхвильових пластинках [56 –61]. Нещодавно були описані поляриметри без рухомих частин, засновані на рідких кристалах [45 –54, 58 – 59]. Ці пристрої дозволяють швидко визначити вектор Стокса, проте дотепер їх довгострокова стабільність обмежується сильною залежністю оптичних характеристик рідких кристалів від температури.

Вплив лінійної оптичної системи (тобто волокон, хвильових пластинок або відбивальних поверхонь) на стан поляризації світлового випромінювання можна описати реальною матрицею Мюллера 4×4 M . Під час проходження

світла крізь систему вектор Стокса S перетворюється в вектор Стокса $S' = M \cdot S$.

Якщо надхідне світлове випромінювання повністю поляризоване, а не поляризує оптичний елемент уміщений в світловий промінь, то вплив оптичного елемента на стан поляризації $J = (J_1, J_2)$ описується комплексною матрицею Джонса 2×2 C .

Для визначення матриці Джонса досить освітити зразок трьома відомими лінійними станами поляризації. Кожний стан поляризації індивідуально стимулює випробовуваний зразок, в той час як поляризація на виході вимірюється і записується [61].

5.2. Опис установки і принцип роботи поляриметра

Оптичний принцип роботи поляриметра заснований на установці для вимірювання параметрів Стокса. Тобто хвильова пластинка (сповільнювач), аналізатор (поляризатор) і фотодетектор встановлені на осі проходження аналізованого випромінювання. Якщо припустити ідеальні характеристики складових елементів, то інтенсивність I , яка потрапляє на фотодетектор, в залежності від вектора Стокса, спадного випромінювання і кутів між осями пропускання хвильової пластинки φ_c і аналізатора φ_A має вигляд [31 – 42]::

$$I(\varphi_A, \varphi_c, \delta_c) = \frac{1}{2} \left[\begin{array}{l} S_0 + (S_1 \cos 2\varphi_c + S_2 \sin 2\varphi_c) \cos 2(\varphi_A - \varphi_c) + \\ + (S_2 \cos 2\varphi_c - S_1 \sin 2\varphi_c) \sin 2(\varphi_A - \varphi_c) \cos \delta_c + \\ + S_3 \sin 2(\varphi_A - \varphi_c) \sin \delta_c \end{array} \right]. \quad (5.9)$$

Як видно з формули (5.9) уповільнення δ_c хвильової пластинки має відрізнятися від 180° або від кратного 180° з тим, щоб його значення було результатом множення на S_3 (круговий складовий елемент). Немає

необхідності, щоб $\delta_c = 90^\circ$. Кут φ_c відноситься до осі швидкого обертання хвильової пластинки.

Описана установка механічно складна, оскільки і аналізатор, і хвильова пластинка повинні бути прецизійно позиціоновані. Це раціональний метод, що дозволяє підтримувати незмінним кут аналізатора ($\varphi_A = 0$) і безперервно обертати хвильову пластинку навколо її осі. Безперервне обертання хвильової пластинки викликає синусоїдальну зміну інтенсивності на детекторі, зазвичай спостерігається базова синусоїдальна хвиля з гармонійним складовим елементом.

Для підвищення точності поляриметра необхідно врахувати Френелевські втрати і тому передача обертової хвильової пластинки для поляризації, паралельній її осі швидкого обертання відрізняється від передачі обертової хвильової пластинки для поляризації, перпендикулярній її осі швидкого обертання. Для хвильових пластинок виготовлених зі слюди, з метою збільшення міцності з обох сторін закритих стеклами, виміряна різниця обох передач складає близько 1 %. Потім зчитується матриця Мюллера оберненої хвильової пластинки цієї модифікації в системі координат, паралельній осі швидкого обертання хвильової пластинки:

$$M_c = \begin{pmatrix} 1 & s & 0 & 0 \\ s & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p & r \\ 0 & 0 & -r & p \end{pmatrix}, \quad (5.10)$$

де $s = (1 - T^2)/(1 + T^2)$;

$$p = (2T \cdot \cos \delta_c)/(1 + T^2);$$

$$r = (2T \cdot \sin \delta_c)/(1 + T^2);$$

T – пересильне число світлового випромінювання, поляризованого в напрямку осі швидкого обертання пластинки-сповільнювача. Інтенсивність

світла, що потрапляє на детектор, залежить від стану поляризації світла, що надходить і має вигляд:

$$I(\varphi_A = 0, \varphi_c, \delta_c) = K \left[S_0 + (1-f)S_1 + s(S_0 + S_1) \cos 2\varphi_c + fS_1 \cos 4\varphi_c + (sS_2 - rS_3) \sin 2\varphi_c + fS_2 \sin 4\varphi_c \right], \quad (5.11)$$

де $f = 0,5(1-\rho)$ — постійний коефіцієнт.

Під час повороту хвильової пластинки вимірюється сигнал детектора в 2500 кутових позиціях. Використовуючи дискретне перетворення Фур'є можна визначити параметри Стокса. Складові елементи Фур'є визначаємо з рівняння (5.6) як:

$$a_0 = K(S_0 + (1-f)S_1), \quad (5.12)$$

$$a_2 = Ks(S_0 + S_1), \quad (5.13)$$

$$a_4 = KfS_1, \quad (5.14)$$

$$b_2 = K(sS_2 - rS_3), \quad (5.15)$$

$$b_4 = KfS_2. \quad (5.16)$$

З рівнянь (5.12) – (5.16) розраховується вектор Стокса світла, що надходить. Шляхом застосування рівнянь (5.3) – (5.8) виводяться параметри еліптичного принципу. За допомогою застосування тарувальної таблиці уповільнення і величини обертової хвильової пластинки як функції довжини хвилі, можна проводити вимірювання в широкому спектральному діапазоні (наприклад, від 400 нм до 800 нм). Величини, вимірювані безпосередньо установкою, – це параметри Стокса. При повністю поляризованому світловому випромінюванні вони визначають вектор Джонса до комплексного фазового множника:

$$J = (J_1, J_2) = \frac{S_0}{1+|X|^2} (1, X), \quad (5.17)$$

$$\text{де } X = \frac{J_2}{J_1} = \frac{S_2 + iS_3}{S_0 + S_1}.$$

Для визначення поляризації випромінювання в області далекого ультрафіолетового випромінювання (наприклад, при довжині хвилі 200 нм) необхідно вирішити кілька проблем або, принаймні, врахувати їх. Дві найважливіші проблеми – це поляризатори і поглинання випромінювання повітрям.

Для області далекого ультрафіолетового випромінювання є поляризатор Глана, однак, його застосування обмежується дуже вузькою смугою спектра (наприклад, від 200 нм до 220 нм). Такий діапазон не дає можливості застосовувати поляризатор Глана для основних довжин хвиль ексимерних лазерів: 193, 248 нм. Для вирішення цієї проблеми можна використати магнієфторові поляризатори Рошона, які застосовуються в дуже широкому спектральному діапазоні від 150 нм до ближньої інфрачервоної області. Їхнє відношення загасання краще, ніж 10^{-5} в межах цього діапазону. Це дозволяє охопити повний діапазон від 190 нм до 800 нм без необхідності заміни оптичних складових елементів.

Для визначення матриці Джонса додається зразок генератора стану поляризації (ГСП), який дає змогу відтворювати різні стани лінійної поляризації монохроматичного світлового випромінювання. Так світлове випромінювання галогенової вольфрамової лампи або дейтерієвої лампи монохроматизують за допомогою інтерференційного фільтра із шириною смуги приблизно 10 нм. Можливо також застосування світлового випромінювання неполяризованого лазера. Світлове випромінювання поляризують за допомогою застосування обертового поляризатора Рошона або Глана, які прецизійно приводяться в дію кроковим двигуном. При визначенні матриці Мюллера за поляризатором поміщається поворотна хвильова пластинка. Діаметр вихідного променя ГСП від 3 мм до 8 мм. Світлове випромінювання ГСП потрапляє на випробуваний зразок, який модифікує стан поляризації

переданого світлового випромінювання. Отримуємо стан зразка, перетворений матрицею Джонса [31 – 42, 61]:

$$J' = (J'_1, J'_2) = \frac{S'_0}{1 + |X'|^2} (1, X'), \quad (5.18)$$

де
$$X' = \frac{J'_2}{J'_1} = \frac{S_2 + iS_3}{S_0 + S_1} = f(X) = \frac{C_{22}X + C_{21}}{C_{12}X + C_{11}};$$

$$S_0 = g(S_0, X) = \frac{S_0}{1 + |X|^2} (|C_{22}X + C_{21}|^2 + |C_{12}X + C_{11}|^2);$$

$f(X)$ – функція перетворення поляризації;

$g(S_0, X)$ – функція перетворення інтенсивності.

Шляхом вимірювання поляризації $S'(K)$ переданого світлового випромінювання для трьох ($K = 1, 2, 3$) різних вхідних поляризацій $S(K)$ можна визначити матрицю Джонса C до комплексного коефіцієнта C_0 з наступних рівнянь, які є результатом функції перетворення поляризації:

$$C_{ij} = C_0 \tilde{C}_{ij}, \quad (5.19)$$

де $\tilde{C}_{11} = X(2) - X(1)H;$

$$\tilde{C}_{12} = H - 1;$$

$$\tilde{C}_{21} = X(2)X'(1) - X(1)X'(2)H;$$

$$\tilde{C}_{22} = -X'(1) + X'(2)H;$$

$$H = \frac{(X'(3) - X'(1))(X(3) - X(2))}{(X'(3) - X'(2))(X(3) - X(1))}.$$

Абсолютну величину константи C_0 можна встановити шляхом визначення інтенсивностей за допомогою застосування функції перетворення інтенсивності. Якщо є більше трьох точок виміру, то проводиться припасування за способом найменших квадратів для елементів матриці Джонса.

Наприклад, для ідеальних поляризаторів, тобто таких оптичних елементів, у яких поляризація на виході не залежить від поляризації на вході, недостатньо визначення лише величини H з рівняння (5.19). Для матриці Джонса необхідні значення інтенсивностей і застосування функції перетворення інтенсивності. Тобто для визначення C потрібні чотири точки виміру, з яких, принаймні, одна повинна бути еліптично поляризована. Для цього застосовують чвертьхвильову пластинку, за якою знаходиться лінійний поляризатор. При лінійно поляризованому світловому випромінюванні неможливо визначити, чи орієнтована вісь швидкого обертання хвильової пластинки паралельно або перпендикулярно напрямку площині поляризатора, через те, що в обох випадках виходять однакові інтенсивності. Отже, для таких оптичних елементів має застосовуватися елемент ГСП з хвильовою пластинкою. Крім того, необхідно вибрати такі чотири положення хвильової пластинки, щоб точки калібрувальної траси не знаходилися в головному колі сфери Пуанкаре. Шляхом діагоналізації матриці Джонса можна легко отримати власні поляризації, які представляють собою напрямки осей швидкого і повільного обертання зразка, і можна легко отримати характеристичні числа. Потім розраховується абсолютна величина втрати фази зразка як різниця двох характеристичних чисел матриці Джонса. Важливо відзначити, що хвильова пластинка з уповільненням фази δ і азимутом Θ осі швидкого обертання має таку саму матрицю Джонса, що і хвильова пластинка з уповільненням фази $(360^\circ - \delta)$ і азимутом $(90^\circ + \Theta)$. Отже, вони однаково впливають на стан поляризації світлового випромінювання.

Якщо пристрій застосовується для вимірювань в дальній області ультрафіолетового випромінювання, то необхідно враховувати абсорбцію кисню в повітрі. При довжинах хвиль нижче 187 нм необхідне очищення установки сухим азотом. Іншою важливою проблемою є те, що для довжин хвиль нижче 200 нм застосовуються тільки широкосмугові інтерференційні фільтри. Мінімальна ширина смуги становить 20 нм (одну десятю довжини хвилі в центрі), тобто випромінювання в дійсності не є монохроматичним.

Моделюючи роботу пристрою програмою MathCAD, виявлено, що відносна похибка визначення уповільнення хвильової пластинки унаслідок широкосмугових характеристик спектра становить менше 0,5 % за умови, що спектр, утворений елементом ГСП, симетричний. Асиметричні спектри (наприклад, через абсорбцію короткої частини спектра киснем, якщо в елементі ГСП застосовується фільтр з центральною довжиною хвилі 193 нм і шириною смуги 20 нм) приводять до великих похибок: приблизно до 10 %.

Для виконання просторових вимірів (наприклад, з навантаженням хвильовими пластинками або великим шматком оптичного скла) систему обладнують комп'ютером, керованим трансляційним елементом XU . Координати послідовності вимірювання можуть бути обумовлені прямокутною або сферичною системами координат, де можуть бути надані вихідна і кінцева величини, та ширина ступені кожної координати. Крім того, можна передбачити графобудувач з будь-якими позиційними величинами.

Оскільки поляризація є важливою характеристикою випромінювання, то пристрій для вимірювання поляризації має широке практичне застосування, зокрема для:

- випробування хвильових пластинок;
- випробування оптичних стекол для фотолітографії;
- дослідження рідких кристалів та рідких кристалографічних комірок;
- дисперсії моди поляризації в оптичних волокнах.

Наразі поляриметри існують у вільному продажу, наприклад, PAX1000VIS/M, Thorlabs (рис. 5.2).

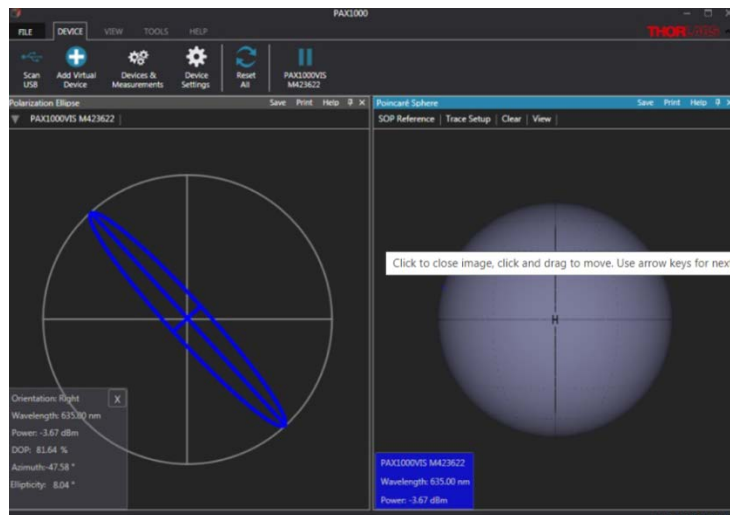


Рис. 5.2 Поляриметр PAX1000VIS/M, Thorlabs

6. ПОГЛИНАЛЬНІ СЕРЕДОВИЩА НА ОСНОВІ ОХОЛОДЖЕНИХ АТОМІВ ТА ІОНІВ В ЯКОСТІ ЧАСТОТНИХ РЕПЕРІВ

Історія питань охолодження атомів та їх полону почалася з робіт В.С. Летохова, В.Г. Міногіна, Арта Ашкіна [62 – 63], а вже в 1997 р. була присуджена Нобелівська премія за роботи в цій галузі фізики. Використовуючи радіаційний тиск лазерного пучка, налаштованого в резонанс з атомами, передбачалося, що можна уповільнити пучок атомів. Після уповільнення, атоми можуть бути захоплені в оптичній пастці, яка представляє собою систему сфокусованих лазерних пучків. Хаотичний рух атомів буде пригамований до рівня, відповідного температурам порядку декількох мікрокельвін. Радіаційна сила, яку А. Ашкін назвав «силою розсіювання», а інша дипольна радіаційна сила була сформульована Г. Аскарьяном, стали основою методу охолодження атомів. У 1978 році вважалося, що лазерне охолодження пов'язано тільки з силою розсіювання. Лазерний полон – утримання потенціалом, створюваним світлом, яке пов'язувалося як з дипольною силою, так і з силою розсіювання. У. Філіпс, лауреат Нобелівської премії, обговорюючи історію розвитку своїх досліджень в нобелівській лекції висловив думку, що спочатку має бути уповільнення атомного пучка.

6.1. Фізичний стан газів при низьких температурах

При освітленні матеріальних предметів світлом вони нагріваються, завдяки поглинанню фотонів атомами. Саме цей факт підтверджує повсякденна практика. Однак, в разі застосування лазерного випромінювання при взаємодії з газами і парами речовин можливі ефекти, які не заборонені фундаментальними законами фізики, але призводять до прямо протилежного результату – охолодження атомів до температур близьких до абсолютного нуля.

Лазерне випромінювання має високу ефективну температуру $T_{випр}$, визначену середнім числом фотонів (\bar{n}) в одному ступені свободи поля. Співвідношення Бозе-Ейнштейна [64 – 68]:

$$\bar{n} = \left[\exp\left(\frac{h\omega}{k_B T_{випр}}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad (6.1)$$

дозволяє за умови $n \gg 1$ встановити зв'язок між температурою і енергією випромінювання:

$$k_B T_{випр} \approx \bar{n} h \omega. \quad (6.2)$$

Ця умова є основним в багатьох застосуваннях лазерного випромінювання для нагрівання речовини, починаючи від резонансного збудження атомів і молекул до експериментів по лазерному термоядерному синтезу. Однак, оскільки головний інтерес при створенні оптичних частотних реперів представляють молекули й атоми (іони) з мінімальними тепловими швидкостями, то процеси, що дозволяють охолоджувати гази не за законами термодинаміки, становлять теоретичну основу лазерного охолодження речовини [68].

З точки зору термодинаміки, в замкнутій системі «речовина+випромінювання» не заборонені процеси охолодження речовини з одночасним нагріванням випромінювання. При охолодженні речовини його енергія і ентропія знижуються, тому процес охолодження можливий, коли енергія і ентропія випромінювання після взаємодії з речовиною підвищуються.

Енергія і ентропія випромінювання визначаються співвідношеннями [68]:

$$E_{випр} = N h \omega, \quad (6.3)$$

$$S_{випр} = G[(\bar{n} + 1)] \ln(\bar{n} + 1) - \bar{n} \ln \bar{n}. \quad (6.4)$$

Загальна кількість фотонів випромінювання $N = G\bar{n}$ визначається числом ступенів свободи G , яке характеризується виразом Релея-Джинса:

$$G = \frac{\omega^2 \Delta\omega}{(2\pi c)^3} \Omega V. \quad (6.5)$$

У цьому виразі Ω і V – обсяг і тілесний кут заповнений випромінюванням, а $\Delta\omega$ – ширина спектра випромінювання. Наведені вирази можуть дозволити якісно оцінити процеси охолодження речовини на основі законів термодинаміки і якісно зрозуміти напрямки перерозподілу енергії і ентропії між речовиною і випромінюванням, тим самим, визначити умови охолодження речовини, завдяки збільшенню яскравості і температури лазерного випромінювання [68].

При розгляді взаємодії речовини з випромінюванням можливі кілька варіантів. Якщо в речовині не відбувається поглинання фотонів і в ньому не посилюється випромінювання, то здійснюється тільки розсіювання спадного випромінювання. Якщо кількість фотонів в процесі розсіювання залишається незмінною $N = const$, то частота випромінювання після розсіювання повинна збільшуватися ($\omega \rightarrow \omega + \delta\omega$), тільки в цьому випадку здійснюється відбирання енергії від речовини [68]. В оптиці відомий фізичний ефект, при якому в процесі розсіювання здійснюється збільшення частоти, тобто відбувається антистоксовий зсув частоти. Цей ефект є основою охолодження речовини випромінюванням. Збільшення ентропії випромінювання несе в собі непряме підтвердження процесу охолодження речовини лазерним випромінюванням.

Ідея та схема лазерного "охолодження" нейтральних атомів була винесена на обговорення Т. Хеншем і А. Шавловим в 1975 р. Вони пропонували опромінювати атомарні гази при кімнатній температурі з усіх боків лазерним світлом з частотою, меншою того значення, при якому фотон поглинається непорушним атомом. В такому випадку атом, що рухається назустріч лазерному променю, внаслідок ефекту Доплера набуває здатності резонансно

поглинути фотон. В результаті цього атом переходить у збуджений стан, але втрачає швидкість, сприйнявши імпульс фотона. Повернення в основний стан відбувається за короткий час (сотні мікросекунд) завдяки спонтанному випромінюванню, яке через свою ізотропію призводить лише до хаотизації руху атома. Помітного охолодження атомів таким способом можна добитися, тільки "утримуючи" резонансні умови в міру зменшення швидкостей частинок.

Т. Хеншо і А. Шавлов пропонували перебудувати частоту лазерів, що на той час уявлялося досить фантастичною, технічно нездійсненною ідеєю. Описаний спосіб охолодження атомів лазерним випромінюванням пізніше став називатися доплерівським (Doppler cooling). У 1977 р. російські фізики В. С. Летохов, В. Г. Міногін і Б. Д. Павлік опублікували теоретичну роботу [70], в якій розглянули процес гальмування дворівневого атома світлом лазера і показали, що охолодження таким способом можливо до температур не нижче значення, названого доплерівською межею. Ця оцінка давала не такі вже й низькі значення: наприклад, для атомів натрію $TDL = 240$ мкК.

Прорив в мікроградусну область температур почався з середини 80-х рр., коли С. Чу з колегами в лабораторії Белл реалізував тривимірне доплерівське охолодження атомів натрію до температури 240 мкК. Використовувалася схема з шістьма попарно зустрічними лазерними променями, які перетиналися під прямими кутами в зоні охолодження атомів пучка, попередньо загальмованого за допомогою окремого лазера в одновимірній геометрії.

У наступні роки для роботи з лазерного охолодження атомів зробили кілька експериментальних груп науковців, але наблизитися до температур близьких до TDL не вдалося жодній з них.

Уповільнений атомний пучок направлявся в область перетину променів охолоджуючих лазерів, де атоми за короткий час приходили в стаціонарний стан, здійснюючи далі дифузійний рух з характерними швидкостями 20 – 30 см/с. За 0,1 с збиралася хмарка з $10^7 - 10^8$ атомів, яка виглядала як горошина яскравого світла. У цій хмарці атоми рухалися, як в густій в'язкій рідині, що дало привід назвати такий рух плаванням в оптичній патоці (optical

molasses) [71]. Досягнута в експерименті С. Чу температура відповідала "доплерівській квантовій межі" охолодження дворівневих атомів в лазерному полі.

Коли С. Чу зумів охолодити атоми в оптичній пастці, У. Філіпс досить швидко повторив цей експеримент, а потім почав систематичне вивчення холодних атомів в пастці, доповнюючи експериментальну установку своїми магнітними котушками. У 1987 р. він домогся утримання атомів в оптичній пастці, компенсуючи гравітаційне падіння магнітною силою, що діє на атоми в неоднорідному полі. Так була реалізована пастка, названа магніто-оптичною (Magneto-Optical Trap, MOT). "Огорожа" в такій пастці з градієнтним полем невисока, тому в ній можуть утримуватися тільки найхолодніші атоми. Поставивши собі за мету точно визначити температуру ансамблю захоплених атомів, Філіпс випробував кілька нових вимірювальних методів, в одному з яких гравітаційне падіння атомів не тільки не заважало проведенню вимірів, а навпаки – допомагало [72].

Спостерігаючи за допомогою окремого лазера падіння атомів одразу після виключення магнітного поля і опромінюючих пачок лазерів, він зумів простежити їх траєкторії. У 1988 р. У. Філіпс встановив, що температуру атомів натрію в пастці можна опустити до 40 мкК, що в шість разів нижче того значення, яке розглядалося раніше як мінімальне при доплерівському охолодженні. Для пояснення цього феномена довелося шукати якісно нову причину, тому що результат сумніву не викликав.

У 1989 р. групи К. Коен-Таннуджи і С. Чу одночасно опублікували дві незалежні роботи, в яких глибоке охолодження нижче TDL пояснювалося зміною поляризації лазерного світла від точки до точки в області перетину променів. Запропонований механізм був названий охолодженням завдяки градієнту поляризації (cooling due to polarization gradient). Він може реалізуватися в системі атомів, для яких стани, що відповідають оптичним переходам, виродилися або мають магнітну структуру.

6.2. Особливості охолодження атомів іонів та молекул

Якщо основний рівень атома виродився, то для дозволених переходів дотримання правила відбору по парності не потрібно, а це значить, що в присутності поля середній дипольний момент атома не обертається на нуль. Опромінювані світлом атоми набувають дипольний момент, який прагне вишикуватися уздовж вектора напруженості електричного поля хвилі. Але через рух атомів, і те, що поляризація світла в шестипроменевої геометрії не може бути зроблена лінійною і всюди однаковою в області освітлення, їм доводиться переорієнтувати свій дипольний момент. Атом безперервно перестроюється і відбирає енергію від електричного поля хвилі, піднімаючись вгору, а потім в результаті спонтанного випромінювання звалюється вниз. Цей маленький енергетичний "горбок" цілком лежить всередині радіаційної ширини, що і забезпечує зняття збудження за рахунок спонтанного випромінювання. Схоже пояснення цьому механізму охолодження, названому сізіфовим (Sisyphus cooling), дав С. Чу [71], розглядаючи перестроювання наведеного хвилею дипольного моменту як квадратичний ефект Штарка.

Подолавши доплерівський бар'єр, фізики дуже швидко виявили наступну перешкоду, пов'язану із збільшенням швидкості віддачі атома при випромінюванні їм фотона в умовах зниження температури до одиниць мікрокельвін. Для атомів натрію температура, що відповідає цій "межі віддачі" (recoil limit), оцінювалася в 2,4 мкК, для трохи більш важких атомів цезію 0,2 мкК.

У співпраці з паризької групою вчених К. Коен-Таннуджи та У. Філіпс установили, що атоми цезію можна охолодити в оптичній пастці до температури близько 2 мкК приблизно в десять разів більшою межею віддачі. Далі було показано, що при відповідному розставленні лазерів можливо таке захоплення атомів, коли вони групуються в регулярну просторову решітку, названу оптичною, з періодом в довжину хвилі світла. Оцінка температури, до якої можна охолодити атоми в оптичній решітці, давала всього п'ятикратне

перевищення над межею віддачі. При охолодженні атомів в оптичній патоці до температур прибіно 1мкК процес віддачі супроводжує поглинання та випромінювання фотонів усіма атомами, в тому числі і самими холодними. Це призводить до невеликих змін швидкостей частинок (якими нехтувати не можна), що і означає наявність у газу деякої температури.

Якщо змусити найповільніші атоми не «помічати» фотони в оптичній патоці, то можна сподіватися досягти і більш низьких температур. Був відомий один із способів зробити атоми «темними», тобто невидимими для фотонів, і тим самим уникнути поглинання. Однак було неясно, як скомбінувати цей спосіб з лазерним охолодженням. Групі Коен-Таннуджи вдалося знайти метод охолодження, в якому повільні атоми переходять в «темний» стан. Метод був названий виборчим по швидкості, когерентному полону заселеностей (velocity-selective coherent population trapping). Експеримент проводився з атомами гелію, для яких межа віддачі температури становить 4 мкК.

Група С. Чу знайшла інший шлях охолодити атоми нижче межі віддачі. Вони поєднали раманівські переходи (комбінаційне розсіювання світла) між надтонкими підрівнями основного стану атомів натрію з оптичним накачуванням в нижній за енергією стан цього дублета через окремий допоміжний рівень. У порівнянні зі звичайним однофотонним переходом між підрівнями надтонкої структури раманівські переходи в два рази чутливіші до доплерівського зсуву рухомих атомів, якщо промені з частотами f_1 і f_2 , що викликають раманівський перехід, поширюються назустріч один одному. Якщо різниця $f_1 - f_2$ менше ніж потрібно для двофотонного резонансу, гальмуватися буде атом, що має швидкість $(+v)$ (летючий назустріч променю f_1). При зміні напрямку променів на протилежний гальмуватися буде атом, швидкість якого $(-v)$. Створивши серію раманівських імпульсів зі змінними частотою, відстроюванням, тривалістю і напрямком, можна не тільки розтягнути частотний спектр лазерного поля, але й задати йому необхідну еволюцію так, щоб змусити всі атоми збуджуватися на верхній підрівень основного стану за винятком самих повільних. Уповільнені на цьому підрівні атоми далі

переводяться на найнижчий по енергії рівень шляхом оптичного накачування. Цей метод, названий раманівським охолодженням (Raman cooling), дозволив групі С. Чу також досягти наноградусної області при охолодженні атомів натрію в одновимірній геометрії (до температури 0,1 мкК).

Методи охолодження газів в мікроградусну область температур і нижче були розвинені С. Чу, К. Коен-Таннуджи і У. Д. Філіпсом в цілому ряді робіт, починаючи з середини 80-х рр. [73 – 76]. Отримані результати дозволили глибше зрозуміти квантово-механічну поведінку газів при наднизьких температурах.

На основі розвинених нобелівськими лауреатами методів вдалося спостерігати тонке явище – конденсацію Бозе-Ейнштейна в атомарних газах. Реалізовано новий атомний еталон частоти, точність якого на два порядки вище нині існуючого – цезієвого. Розробка більш точних атомних годинників, зокрема для їх використання в космічній навігації, скоро стане технологічною проблемою. Зазначені Нобелівським комітетом методи вказують шляхи до створення атомного інтерферометра, який допоможе виконати найточніші вимірювання гравітаційних сил, атомного лазера – інструменту майбутнього квантової мікроелектроніки, атомно-хвильових елементів квантових комп'ютерів. Піднімаючись сходами своєї еволюції, оптика по черзі пройшла ступені фотонів, електронів, нейтронів. Тепер вона вийшла на наступний рівень – оптику атомів. Блискучий прорив в мікроградусну область відкрив нові горизонти для майбутніх досліджень.

Застосування лазерного охолодження для формування стану газів або парів речовин поблизу абсолютного температурного нуля дозволило зміцнити поняття «квантова метрологія», як нового напрямку в фундаментальній метрології заснованої на квантових ефектах. Одним з важливих напрямів сучасної метрології є створення оптичних стандартів частоти і інтервалів часу на основі перевизначення одиниці частоти і часу. Для принципового поліпшення сучасних стандартів частоти, на основі мікрохвильового цезієвого стандарту частоти фонтанного типу (з похибкою 10 – 16) створюються оптичні

стандарти частоти на основі холодних атомів з похибкою на рівні 10 – 18. В цьому напрямку успішно працюють багато лабораторій світу (наприклад, NIST в США, PTB в Німеччині, NPL в Великобританії), використовуючи для своїх досліджень охолоджені атоми (Ca, Sr, Yb, Mg, Hg, Al).

Цікавий випадок зворотного процесу, коли лазерне випромінювання дозволяє охолоджувати речовину. З точки зору термодинаміки такий процес не заборонений, якщо забезпечено збереження енергії і підвищення ентропії в замкнутій системі «речовина+випромінювання». При охолодженні речовини його енергія і ентропія знижуються, тому процес охолодження можливий, якщо енергія і ентропія випромінювання після взаємодії з речовиною підвищуються.

Дотримуючись умови, що енергія охолодженої речовини зменшується, а енергія випромінювання зростає, частота випромінювання має зростати. Тобто при розсіянні випромінювання на речовину частота набуває антистоксовий зсув ($\omega \rightarrow \omega + \delta\omega$). Тільки за цієї умови можливе охолодження речовини електромагнітним випромінюванням.

Водночас ентропія лазерного випромінювання практично дорівнює нулю. Монохроматичне випромінювання та дуже мала розбіжність в просторі випромінювання є умовами, що забезпечують мінімальне значення ентропії. У той же час розсіяне лазерне випромінювання володіє суттєвою ентропією завдяки кінцевій величині спектрального інтервалу і розсіюванням в тілесному куті $\Omega = 4\pi$. [64].

Спочатку розглянемо якісно елементарні процеси, на яких засновано охолодження локалізованих атомів і іонів лазерним випромінюванням. Рис. 6.1 пояснює ідею лазерного охолодження дворівневих атомних іонів, здійснюючих осциляторний рух в електромагнітній пастці. Це завдання було поставлено і вирішено першим, оскільки іони можна спіймати в пастку і далі працювати з ними.

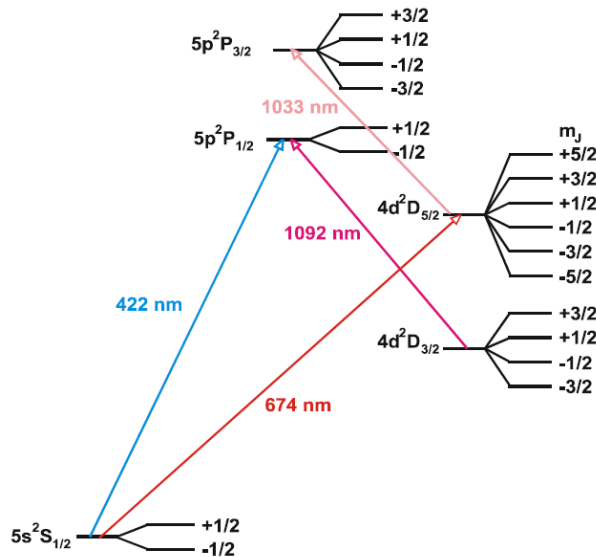


Рис. 6.1 – Схема рівнів для $^{88}\text{Sr}^+$

З квантовомеханічної точки зору осциляторному руху іонів з частотою ν відповідає розподіл іонів по коливальним енергетичним рівням.

При розсіянні «низькочастотного» лазерного випромінювання, з частотою $\omega = \omega_0 - \nu$, резонансною електронному переходу $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ з частотою ω_0 і природною шириною лінії $\gamma \ll \nu$, іон спочатку робить перехід $|1, \nu\rangle \rightarrow |2, \nu-1\rangle$, а потім спонтанно повертається в нижній стан, завдяки переходу $|2, \nu-1\rangle \rightarrow |1, \nu-1\rangle$. В результаті частина кінетичної енергії іона $h\nu$ передається резонансно розсіяному лазерному випромінюванню. Перевипромінювання фотонів з направленою лазерного пучка в тілесний кут 4π і збільшення ширини спектра розсіяного випромінювання до величини природної ширини лінії \mathcal{Y} резонансного переходу, забезпечують підвищення ентропії розсіяного випромінювання. Такий процес дозволяє охолоджувати локалізовані атомні іони до вкрай низьких енергій. При $\nu \gg \gamma$, коли можуть використовуватися наведені міркування, гранична енергія холодних іонів близька до енергії нульових коливань $\langle \varepsilon \rangle \approx (1/2)h\nu$. Відповідна температура холодних іонів при типових частотах коливань $\nu \approx 10$ МГц становить величину $T \approx (1/2)h\nu/k_b \approx 10^{-3}$ К. За рахунок осциляторного руху іона з частотою ν у

будь-якій його спектральній лінії виникають бічні компоненти, які мають ту ж природу, що і в спектрі частотно-модульованого коливання.

Лазерне випромінювання збуджує електронний стан на частотах низькочастотних компонент спектральної лінії, а спонтанно перевипромінювальні фотони мають симетричний щодо частоти ω_0 спектр. Відповідно, зростання частоти розсіяного випромінювання означає, що лазерне випромінювання охолоджує іони.

Ідея лазерного охолодження іонів була вперше реалізована в експериментах по охолодженню іонів магнію і барію до температур 10^{-2} К.

Проте, розсіювання виявилось не єдиним механізмом, що призводить до охолодження.

Перші роботи по охолодженню були пов'язані з механізмом розсіювання лазерного випромінювання на іони, для яких існували глибокі пастки. Ці пастки легко захоплюють іони з температурами, що значно перевищують кімнатну [64 – 76].

6.3. Необхідність в розробці нових частотних реперів

При зниженні температури швидкість руху зменшується, що зазвичай призводить до конденсації в рідину, а потім виморожування в твердий стан. Тому працювати з одиночними атомами дуже складно у зв'язку з тим, що вони знаходяться дуже близько один до одного і тому сильно взаємодіють. Однак, у вакуумі при низькій щільності можна уникнути конденсації і виморожування. При температурі $t = -270$ °С швидкість руху становить близько 400 км/год. Тільки при наближенні до абсолютного нуля ($t = -273$ °С) швидкості значно зменшуються. Якщо температура становить величину порядку одного мікрокельвіна, то швидкість атомів водню становить 0,25 м/с. Методи, які дозволяють за допомогою лазерного випромінювання охолоджувати атоми, засновані на ефекті в'язкої рідини (оптична патока), в якій атоми повільно переміщуються. Застосування охолоджених атомів: стандарти частоти, атомні

інтерферометри для вимірювання гравітаційних хвиль, атомні лазери та квантові комп'ютери.

Фотон, що зіштовхується з атомом, може передати йому свій імпульс. Для цього необхідно, щоб у фотона була певна енергія, тобто відповідна частота або колір. Необхідна енергія визначається внутрішньою структурою рівнів атома. Якщо атом рухається, то необхідно врахувати ефект Допплера. На зустрічному русі атома і фотона частота останнього повинна бути нижча, ніж в разі нерухомого атома. При поглинанні фотона атом кілька сповільнюється, через дуже короткий час (близько 10^{-8} с) атом спонтанно випромінює. При випромінюванні імпульс віддачі також забезпечує уповільнення атома [77].

6.4. Оптичний стандарт частоти на основі одиночного іона

Лазерне охолодження атомів, що знаходяться в газовому стані, вимагає потужного випромінювання з довжиною хвилі, резонансною атомному переходу, і шириною лінії випромінювання, близькою до природної ширини поглинальної лінії переходу для високоселективного збудження атомів, що рухаються строго назустріч лазерному променю. Таке випромінювання здатні забезпечити безперервні одночастотні лазери, довжина хвилі випромінювання яких може перестроюватися в широкому спектральному діапазоні. Найбільш широку спектральну область перекривають титан-сапфірові лазери і лазери на барвниках, які активно і ефективно використовуються для задач лазерного охолодження і полонення атомів і молекул. Подвоєння частоти випромінювання цих лазерів за допомогою сучасної техніки зовнішніх резонансних подвоювачів дозволяє розширити спектральний діапазон випромінювання цих лазерів в зелену, синю і УФ області спектра [78].

Для охолодження атомів стронцію необхідно використовувати лазер на довжині хвилі 422 нм, для збудження переходу $5s^2S_{1/2} - 5p^2P_{1/2}$, а також лазер на довжині хвилі 674 нм для збудження переходу $5s^2S_{1/2} - 4d^2D_{5/2}$. Цей лазер буде

стабілізувати охолоджувані атоми стронцію і підтримувати певну частоту. На основі цього створюються атомний годинник з використанням атомів стронцію.

Для «конфігурації» стандарту необхідні три лазери.

Перший лазер призначений для охолодження і виявлення флуоресценції. Для цього частоту лазера зміщують до червоної області спектра. Коли атом переміщується в напрямку, протилежному лазеру, і його швидкість разом зі зміщенням Доплера дорівнює зміщенню лазера, він поглинає фотон, і ця величина руху зменшується до величини, рівній імпульсу фотона. Подальше випромінювання фотона є ізотропним, отже, воно не буде в середньому зміною цієї величини руху. Уповільнення в результаті цього має місце при кожному циклі і становить кілька сантиметрів в секунду; по закінченні секунди або через 10^9 циклів атом у великій мірі сповільнюється. Це передбачає, що лазер може бути одномодовим, стійким і більш «вузьким» профілем, ніж профіль Доплера іона, оскільки він вже добре охолоджений, таким чином зникає обмеження для охолодження Доплера.

Коли спонтанне випромінювання, що йде за абсорбцією, розділяється на другому рівні, лазер з повторним накачуванням повинен замінювати атом в циклі охолодження. Цей другий лазер повинен мати характеристики, подібні до характеристик першого лазера.

Третій лазер називається «лазером вимірювального приладу» або метрологічним лазером, він повинен мати прекрасні характеристики, що дозволяють повністю використовувати потенціал атомної системи. Отже, він буде одномодовим спектральним, з граничною стабільністю і буде подавати стандартний сигнал. Лазер з довжиною хвилі 674 нм забезпечує оптичний стандарт частоти $2S_{1/2} - 2D_{5/2}$ переходу. Цей лазер повинен мати ширину спектра порівнянну з природною шириною та становити 0,4 Гц.

Спрощена схема (без лазера повторного накачування) стандарту частоти на основі стронцію приведена в таблиці 6.1.

Таблиця 6.1

Матеріал	Довжина хвилі переходу лазера вимірювального приладу λ	Натуральна ширина смуги $\Delta\nu$	Тривалість життя верхнього рівня	Довжина хвилі переходу лазера охолодження λ
Sr ⁺ (II)	674 нм	0,4 Гц	0,4 с	422 нм

Лазерне випромінювання на довжині хвилі 844 нм, потрапляючи на РРКТР кристал, збуджує генерацію другої гармоніки, в результаті на виході з кристала отримаємо випромінювання з подвоєною частотою на довжині хвилі 422 нм. Далі випромінювання потрапляє на акустооптичний модулятор, який необхідний для перебудови частоти лазерного випромінювання, щоб охолоджувати атоми стронцію, які мають різну швидкість [78 – 79].

Випромінювання на довжині хвилі 674 нм необхідно для стабілізації атомів стронцію. Воно проходить також через акустооптичний модулятор, що дає можливість змінювати частоту випромінювання відповідно до зміни частоти лазера охолодження.

Лазери з зовнішнім резонатором комплектуються напівпровідниковим лазером на основі лазерного діода, який зазвичай має один кінець з покриттям антивідблиску, і лазерного резонатора, наприклад, об'єktiv і зовнішні дзеркала.

Принцип дії такого лазера полягає в тому, що випромінювання проходячи через лінзу потрапляє на дифракційну решітку, на якій дифрагує. Випромінювання падає на дифракційну решітку під таким кутом, щоб перший максимум порядку спектра потрапляв назад на лінзу і лазерний діод, тим самим, забезпечував подовження резонатора.

Чірповане охолодження є зараз одним з двох стандартних методів уповільнення пучків. Другий метод «зеєманівське охолодження». За допомогою магнітного поля змінюється відстань між енергетичними рівнями атомів і тим самим вони утримуються в резонансі з фіксованою частотою випромінювання. Це і є зеєманівське охолодження.

Розглядаючи лазерне охолодження атомів слід врахувати, що атоми в залежності від швидкості по-різному взаємодіють з випромінюванням. Метод чірпування частоти випромінювання забезпечує залучення у взаємодію всіх атомів широкого розподілу. Для цього необхідно використовувати акустооптичний модулятор (АОМ).

У разі вільно рухомих атомів спектр поглинання розширений неоднорідно ефектом Доплера. Випромінювання ізотропно опромінює низькочастотну половину доплерівського контуру поглинання на частоті ω . Випромінювання з хвильовим вектором $\vec{k} = n \omega/c$ і частотою $\omega \leq \omega_0$ можуть поглинати тільки атоми, рухомі назустріч фотону, що поглинається [79]:

$$\omega - \omega_0 = kv. \quad (6.6)$$

З цього випливає, що для охолодження всіх атомів необхідно перебудувувати частоту лазерного випромінювання ω . Змінювати частоту можна за допомогою акустооптичного модулятора.

АОМ дозволяє змінювати інтенсивність випромінювання, що пропускається, унаслідок його дифракції на решітці, утвореної в склі внаслідок просторової модуляції показника заломлення акустичною хвилею.

Інтенсивність дифрагованих променів залежить від інтенсивності звукової хвилі. Модулюючи інтенсивність звукової хвилі можна змінювати (нелінійно) інтенсивність дифрагованих променів. Як правило, інтенсивність променя нульового порядку змінюється від 15 % до 99 %, а інтенсивність першого порядку від 0 % до 80 %.

Частота дифрагованих променів унаслідок ефекту Доплера змінюється за формулою [79]:

$$\nu = \nu + mF. \quad (6.7)$$

Таке зміщення частоти обумовлюється також законом збереження енергії і імпульсу (фотонів і фононів).

При кімнатній температурі атоми і молекули, рухаються в різних напрямках зі швидкістю близько 4000 км/год. Здійснювати інформаційну взаємодію з такими швидколетючими атомами практично неможливо, оскільки вони хутко зникають з області спостереження. При зниженні температури швидкість руху атомів зменшується, що зазвичай призводить до конденсації в рідину, а потім замороження в твердий стан. Тому працювати з одиночними атомами дуже складно через те, що вони знаходяться дуже близько один до одного і тому сильно взаємодіють. Однак, у вакуумі при низькій щільності можна уникнути конденсації і заморожування.

6.5. Особливості стабілізації частоти напівпровідникових лазерів з частотних реперів у вигляді охолоджених атомів та іонів

Головний напрям розвитку оптичних стандартів частоти на основі напівпровідникових лазерів в останні десятиліття пов'язаний з можливістю використання атомів і іонів, охолоджених практично до абсолютного температурного нуля, в якості оптичних частотних реперів. До теперішнього часу вже кілька напівпровідникових лазерів, що працюють в різних частинах видимого діапазону зі стабілізацією частоти по оптичним частотним реперам, внесені в список рекомендованих джерел випромінювання, які використовуються при визначення метра [80]. У деяких з цих лазерів частота стабілізується по охолодженим атомам та іонам. В таблиці 6.2 наведені ці джерела випромінювання для визначення метра.

Оптичні годинники досягли точності, що значно перевершує їх історичні аналоги, які є еталоном точності частотно-часової метрології [81 – 82]. З таким рівнем точності вчені проводять нові і більш суворі тести фундаментальних фізичних принципів, таких як пошук тимчасових фундаментальних констант [83 – 84].

Таблиця 6.2

Частотні репери оптичних стандартів

Діапазон, нм	Поглиняльна речовина	Перехід	Точне значення	Відносна стандартна невизначеність
674	Стронцій, $^{88}\text{Sr}^+$	$5s^2S_{1/2}-4d^2D_{5/2}$	$f=444\,779\,044\,095\,485,3$ Гц $\lambda =674\,025\,590,863\,136$ фм	$4,0\times 10^{-15}$
698	Стронцій, ^{88}Sr	$5s^2S_0-5s5p^3P_0$	$f=429\,228\,066\,418\,012$ Гц $\lambda =698\,445\,608,419\,374$ фм	$1,0\times 10^{-14}$
698	Стронцій, ^{87}Sr	$5s^2S_0-5s5p^3P_0$	$f=429\,228\,004\,229\,873,4$ Гц $\lambda =698\,445\,709,612\,754$ фм	$1,0\times 10^{-15}$
657	Кальцій, ^{40}Ca	$^1S_0-^3P_1$	$f=455\,986\,240\,494\,140$ Гц $\lambda =657\,459\,439,291\,683$ фм	$1,8\times 10^{-14}$
729	Кальцій, $^{40}\text{Ca}^+$	$4s^2S_{1/2}-3d^2D_{5/2}$	$f=411\,042\,129\,776\,395$ Гц $\lambda =729\,347\,276,793\,95$ фм	$1,5\times 10^{-14}$
467	Ітербій, $^{171}\text{Yb}^+$	$6s^2S_{1/2}-4f^{13}6s^{22}F_{1/2}$	$f=642\,121\,496\,772\,645,6$ Гц $\lambda =435\,517\,610,739\,688$ фм	$1,3\times 10^{-15}$
436	Ітербій, $^{171}\text{Yb}^+$	$6s^2S_{1/2}-5d^2D_{3/2}$	$f=688\,358\,979\,309\,307,1$ Гц $\lambda =435\,517\,610,739\,688$ фм	$3,0\times 10^{-15}$
578	Ітербій, ^{171}Yb	$6s^2S_0-6s6p^3P_0$	$f=518\,295\,836\,590\,865,0$ Гц $\lambda =578\,419\,575,916\,161$ фм	$2,7\times 10^{-15}$

Оптичні годинники з відносною нестабільністю і відтворюваністю частоти не більше ніж 10^{-18} відчувають вплив нестабільності значення гравітаційного потенціалу в тих місцях, де розташовані годинники, які рухаються з відносною швидкістю, обумовленою, наприклад, дрейфом континентів.

Для застосування, що вимагає високої тимчасової і частотної точності, необхідно використовувати оптичні годинники в космосі, де вищенаведені ефекти можуть бути визначені з достатнім ступенем точності шляхом безперервного вимірювання параметрів орбіти [85].

Земля – орбітальний супутник, що містить ансамбль оптичних годинників, який дозволить з граничною точністю вимірювання гравітаційного

червоного зсуву, що, насамперед, зможе поліпшити точність навігації, картографування земного гравітаційного потенціалу по релятивістській геодезії в порівнянні з наземними годинниками [86]. У цьому процесі показаний перший крок до космічних оптичних годинників в напрямку розробки транспортабельного лазера, який забезпечить охолодження стронцію. Це дозволило б його інтегрувати в повністю транспортабельну оптичну решітку. Ця робота велась в рамках проекту по створенню космічних оптичних годинників для подальших застосувань в космосі. Такі переносні оптичні годинники можуть бути використані на Землі для характеристики інших оптичних стандартів частоти, розміщених в стаціонарних лабораторіях у всьому світу, в майбутньому перевизначення одиниць СІ на основі оптичних стандартів. Для цих цілей компактний, надійний і універсальний варіант оптичних атомних годинників є необхідним. У цьому сенсі оптичні годинники найбільш перспективні, тому що всі необхідні джерела для цілодобової роботи (охолодження, перекачування, годинники і решітки лазера) можуть бути отримані шляхом напівпровідникових лазерів [87 – 89].

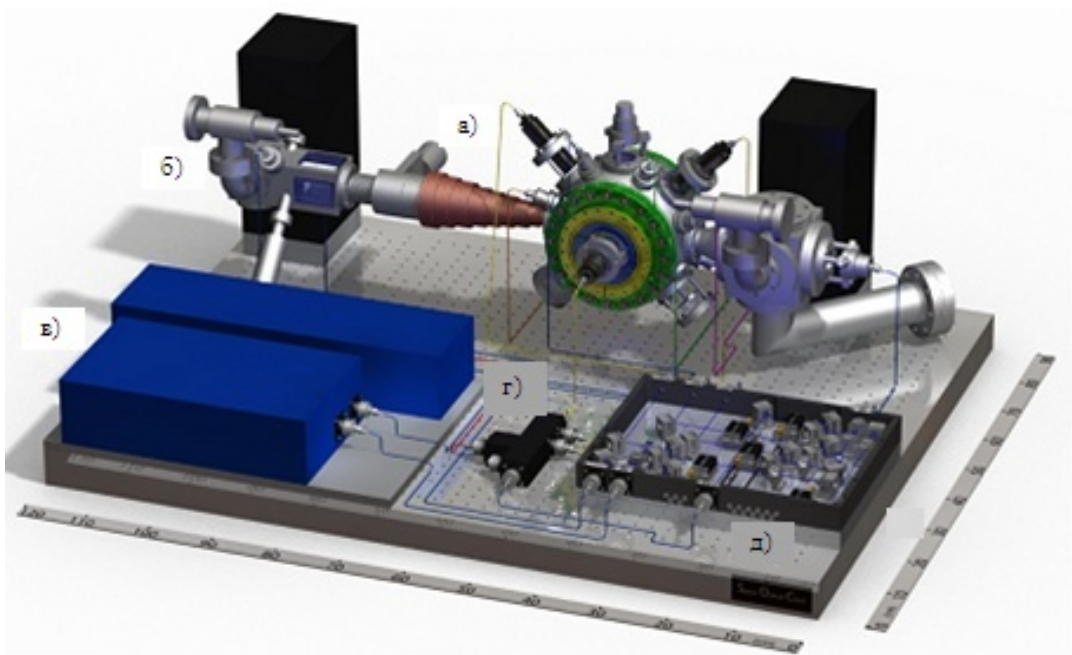
В короткостроковій перспективі годинники досягають відносної нестабільності 10^{-15} при часу усереднення 1с і з абсолютною частотною невизначеністю 10^{-17} [90].

Основні компоненти зразка атомів Sr^{88} : охолодження на лазер 461 нм (оптична потужність > 200 МВт); високоінтенсивний потік колімованого пучка атомів; вакуумна система (тиск $10^{-8} - 10^{-9}$ торр); правильне облаштування магнітного поля для уповільнення атомного пучка і уловлювання атомів в магнітооптичній пастці; оптомеханіка (дзеркала, кубики пластин і АОМ_S). Для мобільної системи всі ці елементи повинні бути зібрані з урахуванням побажань: компактний дизайн, модульність обладнання, низьке енергоспоживання (рис. 6.2).

Щоб відповідати всім цим вимогам були прийняті кілька варіантів конструктивних рішень:

- вакуумна система була спроектована з відповідним магнітним полем, необхідним для уповільнення і захоплення атомів;
- атомна піч була сконструйована з новим високим ККД і низьким енергоспоживанням;
- вся оптомеханіка була укладена в компактний макет;
- вогонь поставляється з системою вакуума;
- діхроїчні оптичний порт використовується для пару в тому ж волокні;
- обидві фари потрібні для першої і другої стадій охолодження (включаючи перемішування пучків для ферміонного ізотопу).

В результаті 3D-модель показує, що холоднее джерело стронцію може бути встановлено на основній платі (1,2 × 0,9) м, заповнюючи обсяг близько 210 л (без електроніки) [90 – 94].



- а) вакуумна система; б) високоефективна атомна піч;
- в) синій лазер (461 нм); г) діхроїчний оптичний порт;
- д) компактний оптомеханічний макет.

Рис. 6.2. 3D-модель мобільного холодного джерела стронцію

7. ПЕРСПЕКТИВНІ НАПРЯМИ РОЗВИТКУ СТАНДАРТІВ ЧАСТОТИ

Розвиток фотоніки, як самостійного науково-інженерного напрямку, пов'язаний зі створенням оптичних методів і пристроїв з передачі та обробки оптичних інформаційних потоків. Крім того, можливість створення фотонних пристроїв, аналогічних електронним пристроям, дозволяє реалізувати абсолютно новий клас інформаційно-вимірювальних і контрольно-діагностичних приладів. Для розширення функціональних можливостей фотонних пристроїв їх реалізація може здійснюватися в компактних і мініатюрних конструкціях. Оскільки за останні роки були створені кілька конструкцій нанолазерів, тобто, існує реальна можливість зменшити розмір оптичного стандарту частоти до часток довжини хвилі генерованого випромінювання.

На кожному етапі розвитку фізичних принципів і конструктивних особливостей роботи лазерів, спочатку, вирішувалося завдання отримання максимальної потужності випромінювання при збереженні когерентності частоти випромінювання. Стабільність і відтворюваність частоти випромінювання розглядалася тільки в окремих випадках.

Розширення можливостей застосування лазерів в інформаційних технологіях все більшою мірою ґрунтується на частоті спектра випромінювання лазерів. З огляду на це, можна звернути увагу на особливість спектра випромінювання лазерів, які застосовуються в оптичному зв'язку, заснованому на спектральному ущільненні (WDM) частотних каналів. Вимоги до лазерного випромінювання обумовлені частотною шириною кожного з каналів, які встановлені в 100 ГГц. Напівпровідникові лазери повинні працювати в одночастотному і одномодовому режимах генерації. Водночас, ширина лінії випромінювання становить величину близько 1 МГц. Можливість генерації нанолазерами когерентного випромінювання вивчена в

найзагальніших рисах без уточнення спектральних властивостей випромінювання.

Мета представлених досліджень полягала в розробці принципів побудови наностандарта оптичної частоти з використанням нанолазерів і частотних реперів.

7.1. Стандарти частоти радіочастотного діапазону

Початковий етап розвитку стандартів частоти відповідає технічним завданням забезпечення генерування високостабільних радіочастотних сигналів. Розроблення стандартів частот в радіодіапазоні отримали свій початковий розвиток в 30 – 40-х рр. минулого століття. У цей період були розпочаті роботи зі створення водневого, рубідієвого і цезієвого стандартів частоти. До цього часу була вивчена надтонка структура речовин, зазначених вище в якості частотних реперів. Ці лінії поглинання виконують роль опорних частотних реперів, на основі яких реалізуються системи стабілізації частоти генераторів радіосигналів. Ці стандарти частоти мають досить великі габарити, що на цей час стає проблемою при їх використанні в сучасних прецизійних приладах.

Оскільки стабільність частоти кварцових стандартів достатня для робочих засобів вимірювань і робочих еталонів, але не задовольняє сучасним вимогам до первинних еталонів одиниць часу і частоти, то виникла необхідність розвивати радіочастотні стандарти, які б ґрунтувалися на водневих, рубідієвих або цезієвих частотних реперах. Ці радіочастотні стандарти відносилися до квантових стандартів частоти, подальший розвиток яких почався в 60-х роках зі створенням лазерів, як джерел когерентного оптичного випромінювання. З цього періоду всі створювані стандарти частот відносилися до оптичного діапазону і застосовувалися на лазерних джерелах.

Стандарти частоти оптичного діапазону є стабілізовані за частотою лазери, в яких прийняті спеціальні заходи для стабілізації частоти по лініях

поглинання охолоджених атомів і іонів. У порівнянні з квантовими стандартами частоти радіодіапазону, стандарти частоти в оптичному діапазоні мають важливі переваги – більш висока стабільність частоти, можливість створення в одному приладі еталонів частоти (тобто часу) і довжини (інтерферометричні вимірювання довжини хвилі).

Середньоквадратичне відносне відхилення частоти і відносна похибка відтворення дійсного значення частоти досягає 10^{-14} . У квантових стандартах частоти використовуються найбільш стабільні квантові переходи між енергетичними рівнями атомів або молекул, частоти яких розташовані в дециметровому або більш короткохвильовому діапазонах довжин хвиль. За способом застосування лінії квантового частотного репера стандарту частоти, репери підрозділяються на активні і пасивні. Активний частотний репер є квантовим пристроєм, який працює на водневому та рубідієвому активному середовищі з оптичним накачуванням.

У пасивному репері спектральна лінія атомів використовується для автопідстроювання по ній частоти допоміжного генератора. В цьому випадку квантовий репер працює як дискримінатор, що визначає величину і знак відхилення частоти допоміжного генератора від її номінального значення і усуває це відхилення. Основою пасивних стандартів частоти є вхідна до складу репера поглинальна комірка, в якій атоми, максимально ізольовані від зовнішніх впливів, вибірково поглинають електромагнітне випромінювання з частотою, що формується синтезатором частот з частоти кварцового генератора.

Одночасно з радіочастотними стандартами з середини 60-х років минулого століття почали розвиватися оптичні стандарти частоти. Оптичні стандарти засновані на стабілізованих за частотою лазерах при використанні частотних реперів.

7.2. Оптичні стандарти частоти

Наступний етап розвитку стандартів частоти настав, коли лазери з одночастотним і одномодовим випромінюванням навчилися стабілізувати по частотним реперам. З огляду на параметри газових лазерів, першими стандартами частоти стали He-Ne, Ar і CO₂-лазери з внутрішніми і зовнішніми поглинальними комірками стандартів частоти. Розміри цих комірок або спільномірні з розмірами лазера, або багато більше за нього.

До 2000 року вже були розроблені стандарти частоти з використанням охолоджених, практично до абсолютного нуля, атомів і іонів. Дотепер, в майже половині із рекомендованих СІРМ стандартів оптичних частот використовуються частотні репери на основі охолоджених атомів і іонів, утримуваних в магнітооптичній пастці [95], яка здержує оптичну патоку [96].

У стандартів оптичних частот, стандартна відносна невизначеність частоти випромінювання, знаходиться в межах декількох одиниць п'ятнадцятого знака. Така невизначеність цілком достатня для більшості практичних і дослідницьких завдань. Проте, конструктивні особливості багатьох із цих стандартів частоти не дозволяють їх використовувати в більшості сучасних і перспективних вимірювальних приладах. Тому, великогабаритні оптичні стандарти частоти стають стримуючим фактором у розвитку мікро- і наногабаритних засобів вимірювань.

При використанні частотних реперів, на основі охолоджених атомів, розміри стандартів не можуть бути менше розміру вакуумної камери частотного репера.

Отже, поки не вдається, одночасно, і покращувати стабільність частоти випромінювання і суттєво зменшувати габарити стандарту частоти. Впродовж останнього десятиріччя розвиваються методи застосування фотонних кристалів з дефектами в пристроях зберігання одиночних атомів і іонів [97]. Поодинокі атоми поміщаються в дефектах фотонних кристалів за умови утримання атомів і іонів за допомогою позамежного поля.

7.3. Перспективні напрями розробки оптичних стандартів частоти

Перспективні напрями розвитку оптичних стандартів частоти пов'язані безпосередньо з процесами мініатюризації лазерних джерел і частотних реперів. Головні напрями створення лазерів ґрунтуються на мікро- та нанотехнологіях. Використання мікро- і нанолазерів в прецизійних засобах вимірювань базується на можливості стабілізації частоти у цих лазерів.

Розвиток нанолазерів, у яких габарити менше розмірів напівпровідникових лазерів в тисячі разів, дозволяє розширити сферу застосування нанолазерів.

Наприклад, розмір металевої, золотої, сферичної частинки (резонатора нанолазера) становить 44 нм. Це джерело випромінює довжину хвилі 530 нм. Для стабілізації частоти з відносною невизначеністю 10^{-10} необхідно контролювати довжину резонатора в межах 10^{-18} м.

Водночас, застосування цих засобів вимірювань обмежено через технічні параметри конструкції та параметри випромінювання. Використання одиночних атомів в фізичних процесах є новий напрям у використанні лазерів в задачах нанофотоніки. Захоплення охолоджених атомів і контроль їх положення усередині дефекту в фотонному кристалі може здійснюватися завдяки полям [98], які формуються в цих дефектах.

Безперервний розвиток лазерів, як в конструктивному виконанні, так і в використовуваних фізичних явищах і процесах дозволяє розширювати сфери застосування лазерів у багатьох технологіях, зокрема і інформаційно-вимірювальних. Ця область застосування дуже чутлива до конструктивного виконання лазерів, оскільки збір інформації та обробка результатів вимірювань все частіше закладаються в технології реального часу. Самим останнім прикладом розвитку лазерів є нанолазер. Кілька дослідницьких груп в США, Росії і Південній Кореї розробили і продовжують вдосконалювати оригінальні технології виготовлення нанолазерів. Дотепер, параметри лазерного випромінювання, такі як стабільність і відтворюваність не обговорювалися при

розгляді конструктивних особливостей розроблюваних лазерів. Основним і найбільш складним параметром для управління є стабільність та відтворюваність частоти випромінювання. Як відомо, лазерні джерела випромінювання практично зайняли всю нішу оптичних стандартів частоти, тим не менш, з появою нових типів лазерів, виникають нові можливості по створенню не тільки оптичних стандартів частоти з високою стабільністю, але і істотно малих розмірів (нанолазер).

Зі створенням і розвитком нанолазерів, які можуть бути використані в високошвидкісних обчислювальних процесах, стабільність оптичної частоти випромінювання стає основним параметром, що забезпечує швидкість передачі інформації.

Створення оптичних стандартів частоти на основі нанолазера є непростю інженерною задачею, яка включає в себе як створення самого лазера, так і необхідного частотного репера.

Сучасні лазери, які використовуються в оптичних стандартах частоти, занадто великі для використання їх в конструкціях напівпровідникових чіпів. Однак, перехід до наномасштабів дає можливість, застосовуючи нанолазер, створити оптичний стандарт частоти. Деякі учені колективи вже змогли створити нанолазер (так, перший ультрафіолетовий лазер з оксиду цинку був отриманий ще в 2001 р.). Для їх вмикання та вимикання було необхідне оптичне накачування, де застосовувалося випромінювання іншого лазера; водночас в переважній кількості були потрібні лазери, управління якими можна було б здійснювати електрично.

Групи учених в США, Південній Кореї і Росії розробляли різні фізичні принципи роботи нанолазерів. В основі першого напряму лежать плазмонні явища, які дозволяють створити пристрій, працюючий за рахунок фотон-плазмонного збудження, воно отримало назву «плазмонної решітки». На думку учених, у майбутньому воно допоможе розвитку наступного покоління інформаційних технологій, в яких фотони, а не електрони, стануть основними компонентами обчислювальних схем.

Другий напрям розробок пов'язаний зі створенням нанолазерів на основі волокна.

Третій напрям пов'язаний із застосуванням квантових точок при створенні нанолазерів.

Пристрої, що складаються з набору металевих наночастинок, оточених підсилюючим середовищем з органічних молекул, збуджуваних за допомогою некогерентного світла, являють собою одну з шести діючих структур нанолазера.

Електричний контакт, у створеному лазері на основі нановолокна з сульфїду кадмію, що знаходиться на кремнієвій підкладці, здійснюється за допомогою шару металевого провідника, нанесеного поверх нановолокна. Якщо на нього подати певну напругу, крізь структуру починає проходити струм, а кінці нановолокон випускають блакитно-зелене світло з довжиною хвилі близько 490 нм. Після досягнення струмом певної межі, випромінювання стає майже монохромним, що є вірною ознакою індукованого лазерного випромінювання. Інші напівпровідникові матеріали, наприклад, нітрид галію і фосфід індію, дають можливість продукувати лазерне випромінювання в широкому діапазоні довжин хвиль – практично перекриваючи всю спектральну область від ультрафіолетового до інфрачервоного випромінювання. Незважаючи на те, що ряд технічних проблем ще в процесі рішення, є можливості застосування нових лазерів в ряді областей – в хімічних і біологічних сенсорах, в мікроскопії та лазерній хірургії.

Південнокорейською компанією був сконструйований повноколірний дисплей на основі так званих "квантових точок". Квантові точки являють собою напівпровідникові нанокристали, які флуоресціюють різними кольорами в залежності від свого розміру. Створений науковцями чотиридюймовий дисплей виявився поки не надто яскравим і є демонстраційним зразком.

Така система зможе працювати як нанолазер: квантові точки служать в якості активного середовища, а резонатором є наночастинка металу, в якій виникають поверхневі хвилі – плаزمони. Вони обумовлені колективними

коливаннями електронів провідності щодо іонів. Квантові точки служать донором енергії для плазмонних коливань. Мода електромагнітних коливань, що виникає в такому нанолазері, відповідає довжині хвилі світла плазмонного резонансу, який визначається родом металу і формою наночастинок. І якщо брати різні метали, то і наноласери будуть виходити різного кольору: срібло дає синій колір, золото – зелений, мідь – червоний.

На сучасному етапі сформовані наноласери у вигляді золотих наночастинок розміром в 10 нм, навколо яких сформована шестинанометрова кремнеземна оболонка, заповнена барвником. Наноласери розміщуються в порах тонкої твердої плівки так званого "фотонного кристала", який значно знижує поріг лазерної генерації і формує направлене випромінювання нанолазерів [98 – 107].

У переважній більшості випадків всі створені на цей час наноласери приводяться в дію за рахунок зовнішнього джерела світла, ще одного лазера, правда, вже не нанорозмірного. Такі наноласери не виділяють тепла і не розсіюють багато енергії, що надходить до них, унаслідок вони успішно працюють при кімнатній температурі. Незважаючи на такі характеристики, використання таких нанолазерів не скрізь допустимо, особливо в галузі мікроелектроніки, через необхідність використання додаткового лазера. Учені вже досить давно розробили наноласери, які працюють просто від електричного струму. Але такі наноласери виділяють досить велику кількість тепла, тому вони не можуть нормально працювати при кімнатній температурі через значний перегрів їх мікроскопічної структури.

Також нанофотонні пристрої дозволяють маніпулювати світлом на рівні окремих фотонів. Маніпулювання квантами світла в фотонних пристроях відбувається за допомогою не лінз і дзеркал, а нанорозмірних об'єктів, таких як фотонні кристали і наноласери. Фотонні кристали – це тверді тіла, що мають структуру на зразок звичайної кристалічної решітки більшості твердих тіл, однак в вузлах цієї решітки знаходяться не окремі атоми, а наночастинок, що складаються з десятків і сотень атомів. Така структура створює в фотонному

кристалі періодичні зміни коефіцієнта заломлення, так що хвилі світла певної довжини вільно в ньому поширюються, тоді, як інші фотони поширюватися в фотонному кристалі не можуть і тому відбиваються.

7.4. Особливості фізичних умов генерації

Останні 10 – 12 років групи фізиків в провідних університетах світу активно працювали в пошуку фізичних процесів, що дозволяють забезпечити лазерну генерацію шляхом використання наноб'єктів і нанопроцесів. Велика частина отриманих результатів дотепер заснована на успіхах наноплазмоніки. Наноплазмоніка вивчає явища, пов'язані з коливаннями електронів провідності в металевих наноструктурах і наночастинках і взаємодією цих коливань зі світлом з метою створення складних оптичних наноприладів.

Найважливіша риса явищ в наноплазмоніці – це поєднання сильної просторової локалізації електронних коливань з високою частотою цих коливань. У свою чергу, сильна локалізація призводить до гігантського збільшення локальних оптичних та електричних полів. Властивості локалізованих плазмонів залежать від форми наночастинок, що дозволяє забезпечити взаємодію зі світлом або елементарними квантовими системами.

Найбільш дослідженим, в теоретичному плані, можна вважати дипольний нанолазер, основу якого складають металеві наночастинки при збудженні в них локалізованого плазмонного резонансу.

Базові рівняння дипольного нанолазера включали в себе такі поняття, як частота локалізованого плазмонного резонансу металевої наночастинок, близької до частоти переходу дворівневої системи.

Стабільність частоти лазерного випромінювання визначається величиною технічних та природних шумів. Технічні шуми, як правило, пов'язані із тимчасовою нестабільністю довжини резонатора лазера, а природні шуми – з лоренцівською шириною лінії випромінювання. Ці шумові характеристики прийнятні для використання в лазерах макроскопічних розмірів. Чим менше

розмір лазера, тим складніше забезпечити контроль за довжиною резонатора. Наприклад, стабілізація частоти напівпровідникових гетеролазерів забезпечується завдяки збільшенню довжини резонатора за рахунок установки додаткового дзеркала і дифракційної решітки. Використання цих додаткових елементів дозволяють поліпшити спектральні властивості випромінювання цих лазерів. Отже, поліпшення спектральних властивостей напівпровідникового лазера, випромінювальний кристал якого становить напівпровідниковий кристал розмірів 200×200 мкм, можливо завдяки встановленню розмірів резонатора, близьких до розмірів стабілізованих He-Ne\|2 лазерів.

У випадку застосування нанолазера в якості стандарту частоти нанометрового розміру, необхідно визначити, як і в разі макролазерів, умови стабілізації частоти випромінювання. Тому необхідно проведення дослідження умов стабілізації частоти нанолазера, який можна встановити в конструкцію корпусу типової мікросхеми. Завдання щодо застосування наностандарту частоти спрямоване на реалізацію системи контролю процесів обміну та зберігання інформації в квантових системах.

7.5. Механізм стабілізації частоти нанолазерів

Різні конструкції нанолазерів працюють на різних фізичних принципах накачування і генерації, що зумовило знайти загальні принципи стабілізації частоти нанолазера.

Головна проблема стабілізації частоти нанолазера пов'язана з відсутністю чутливого елемента, за допомогою якого можна змінювати довжину резонатора лазера.

Мініатюрні розміри цих лазерів дозволяють більш ефективно інтегрувати їх в малі електронні вузли, що, в свою чергу, дозволить створювати більш компактні і швидкодіючі пристрої.

Активне середовище нанолазера являє собою нанооб'єкти, що включають в себе поодинокі атоми або іони.

Періодична структура, що складається з металевих наночастинок підтримує вузьку плазмонну решітку, на резонанси якої можна налаштуватися шляхом заміни локалізованого плазмонного ефекту індивідуальним масивом і діелектричним навколишнім середовищем. Суперрешітчатий плазмон за допомогою бреггівського методу може описати з'єднання решітки одного нанооб'єкта, визначене періодичністю нанооб'єктів.

Змінюючи періодичність розташування нанооб'єктів, можна продемонстрували спектральні властивості суперрешіток і, таким чином, показати, як можна вплинути на спектр випромінювання і при цьому – на управління частотою. Ці вузькі суперрешітчаті плазмонні резонанси відкривають перспективи при передачі енергії від плазмонних коливань до оптичного випромінювання (рис. 7.1).

Сучасні лазери занадто великі для того, щоб можна було безпосередньо використовувати їх в напівпровідникових чипах, але перехід до наномасштабів дає можливість вирішити проблему.

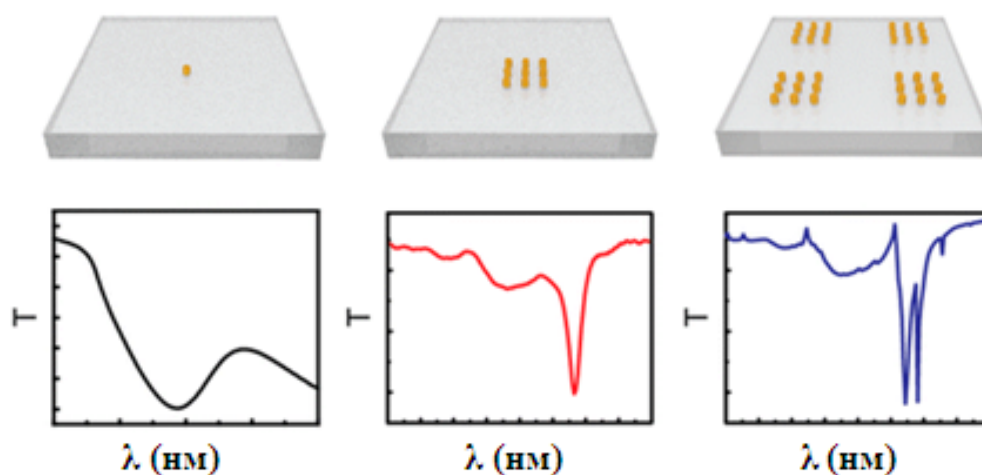


Рис.7.1. Приклади структур та відповідні їм спектри випромінювання

Можливість стабілізації частоти у нанолазерів з гранично низькою невизначеністю частоти випромінювання визначається шириною лінії випромінювання, яка встановлюється кількістю і розподілом періодичних

структур. Друга особливість розглянутої конструкції визначається стабільністю періодичних структур [108 – 109].

Якщо згадати конструкцію напівпровідникових лазерів з розподіленим зворотним зв'язком, призначених для оптичного зв'язку, які забезпечують генерацію оптичних частот для окремих каналів зв'язку на основі WDM і DWDM систем, то пасивна стабільність частоти випромінювання забезпечується поздовжньою періодичною структурою в резонаторі. Період структури пов'язаний з довжиною хвилі генерованого випромінювання. Зміна періоду структури призводить до зміни довжини хвилі і ширини смуги випромінювання. Реалізація описаних умов в напівпровідникових лазерах здійснюється без достатньої точності при виготовленні, тому ширина лінії випромінювання має бути близько 1 МГц. Відповідно, стабільність частоти випромінювання оцінювалася з урахуванням саме цієї фізичної величини.

Зменшення розміру лазерів аж до нанорозмірів призводить до зміни умов роботи лазерів, на основі яких вони працюють.

Існує розробка конструкції нанолазера на основі активного середовища, що знаходиться в стані рідкої фази [98]. При зміні щільності активного середовища відбувається зміна частоти випромінювання. Загальний діапазон змін довжини хвилі становить величину близько 50 нм. Використання цієї конструкції може дозволити сформулювати умови стабілізації частоти лазера.

Учені з Північно-Західного університету (Northwestern University) розробили та виготовили зразки перших рідких нанорозмірних лазерів [110 – 112]. Особливістю цих мікроскопічних пристроїв є те, що в режимі реального часу можна керувати кольором випромінюваного таким лазером світла, і ця особливість дозволить застосовувати такі лазери в практичних цілях в самих різних областях, наприклад, для створення лабораторій-на-чипі, використовуваних в медичних і біохімічних дослідженнях. Слід зазначити, що рідкий нанолазер дуже далекий від лазерних вказівок і лазерів інших звичних нам типів. Основою цього пристрою є так звана оптична западина, свого роду пастка, куди потрапляють фотони світла від зовнішнього джерела,

використовуваного в якості накачування. Порожнина цієї западини заповнена безліччю золотих наночастинок певної форми і розміру, що мають поверхню, яка володіє великим коефіцієнтом відбиття. Світло, що циркулює всередині оптичної западини, концентрується в місцях скупчення наночастинок, фокусується і посилюється. Завдяки такому підходу рідкий нанолазер не потребує дзеркал та інших атрибутів традиційних лазерів. Колір світла, випромінюваного таким лазером, регулюється досить просто – шляхом зміни хімічного складу і концентрації речовини, розчиненої в рідині, що заповнює порожнину оптичної западини. Такі зміни дозволяють регулювати довжину хвилі в межах 50 нм, від 860 нм до 910 нм, а для більш глибокої зміни потрібно введення в рідину спеціальних молекулярних флуоресцентних речовин-барвників. Структура рідкого нанолазера представлена на рис. 7.2.

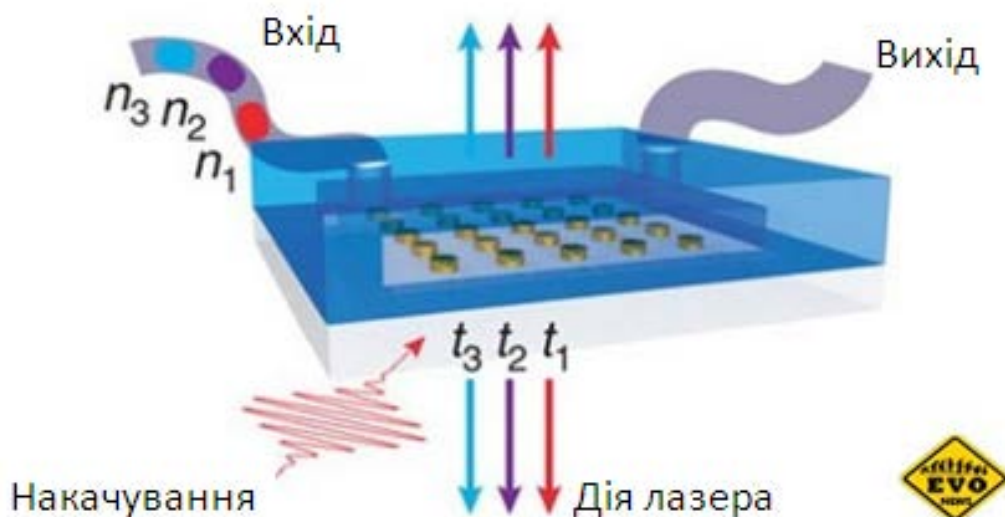


Рис. 7.2. Функціональна схема рідкого нанолазера [110 – 113]

Крім здатності змінювати довжину хвилі в режимі реального часу рідкий нанолазер має ряд інших переваг по відношенню до нанолазерів інших типів. Конструкція рідкого нанолазера достанько проста, що обумовлює дешевизну їх виробництва в будь-яких кількостях. Такі нанолазери можуть працювати при кімнатній температурі і при деяких умовах навколишнього середовища, що

виходять далеко за рамки так званих "нормальних умов". Крім своїх особливостей, рідкі наноласери мають усі переваги, які їм надають дуже малі розміри. Вони здатні працювати швидше, точніше, модулювати випромінююче ними світло, ніж звичайні лазери на основі твердих або газоподібних матеріалів. Наноласери здатні випромінювати когерентне світло строго певної довжини хвилі, зумовленої їх фізичними розмірами і оптичними властивостями навколишнього середовища. "Всі загальні та унікальні властивості створених нами рідких нанолазерів відкривають величезні перспективи для подальшого їх використання" — говорить Тері В. Одом (Teri W. Odom), учений, який очолює дослідницьку групу. "Ці лазери можна використовувати в області оптичного зберігання інформації, літографії та медицині. Вони можуть виступати в якості джерел світла, вбудованих прямо в кристали напівпровідникових чипів, на їх основі можна створювати високочутливі елементи лабораторій-на-чипі, біохімічних датчиків і багато, багато іншого".

ВИСНОВКИ

Монографія присвячена опису методів та методик вимірювання основних параметрів лазерного випромінювання, які необхідно враховувати при проектуванні лазерної та оптикоелектронної техніки для застосування в системах різного призначення. Використання лазерного випромінювання не тільки як концентрованої оптичної енергії, але й як унікального за своїми частотними і просторовими характеристиками оптичного випромінювання, дозволило здійснити прорив у вимірювальному, діагностичному, інформаційному та військовому приладобудуванні. Для проектування лазерних пристроїв потрібно використовувати лазери зі стабільними вихідними параметрами: частотою, потужністю, формою пучка, поляризацією, тривалості імпульсів та ін. В монографії описується технологія вимірювання тривалості ультракоротких імпульсів за допомогою автокореляторів та свічіння в кристалах.

Ще одним напрямом, якому присвячена монографія, це – частотні та спектральні характеристики лазерного випромінювання. Описано методи вимірювання спектрів та конструкції вимірювальних приладів. Також висвітлені методи та оптичні пристрої для рівномірного розподілу інтенсивності випромінювання при різному застосування в промисловості.

Розвиток фотоніки, як самостійного науково-інженерного напрямку, пов'язаний зі створенням оптичних методів і пристроїв з передачі та обробки оптичних інформаційних потоків. Для розширення функціональних можливостей фотонних пристроїв їх реалізація може здійснюватися в компактних і мініатюрних конструкціях. Оскільки за останні роки було створено кілька конструкцій нанолазерів, тобто, існує реальна можливість зменшити розмір оптичного стандарту частоти до розміру порівняного з довжиною хвилі випромінювання, що є ще одним з напрямів описаних в даній монографії.

ЛІТЕРАТУРА

1. Бруннер В. Справочник по лазерной технике. Москва: Энергоатомиздат, 1991. 544 с.
2. Мачехін Ю. П., Гнатенко О. С., 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.
3. Vitushkin L., Orlov O. A compact frequency – stabilized Nd:YVO₄/KTP/I₂ laser at 532 nm for laser interferometry and wavelength standards. // Proceedings of SPIE. 2005. Vol. 5856. P. 281 – 286.
4. Принцип работы ПЗС-спектрометров Ocean Optics. URL: <https://oceanoptics.ru/help/293-workingprinciple.html> (дата звернення 18.11.2020).
5. Прохоров А. М. Довідник з лазерів. Том 1. Москва: Мир, 1978. 296 с.
6. Зайдель А. Н., Островська Г. В., Островський Ю. І. Техніка і практика спектроскопії. Москва: Наука, 1976. 392с.
7. Инфракрасная фурье-спектрометрия / А. И. Ефимова и др. Москва: Физический факультет МГУ, 2008. 311с.
8. Скоков И. А. Оптические спектральные приборы. Москва: Машиностроение, 1984. 456 с.
9. Пейсахсон И. В. Оптика спектральных приборов. Москва: Машиностроение, 1975. 312 с.
10. Шоль Ж., Марфан И., Мюнш М. Приемники инфракрасного излучения. Москва: Мир, 1969. 269 с.
11. Акмаров К. А., Глухов М. А., Максимов А. Г. Расчет оптических систем в програмных пакетах Zemax, Code V и OSLO. Ижевск: ИЖГТУ, 2007. 105с.
12. Будылин А. М. Ряды и интегралы Фурье. Санкт-Петербург: СПбГУ, 2002. 159 с.

13. Ануфриев И. Е., Смирнов А. Б., Смирнова Е. Н. MATLAB 7. Санкт-Петербург: БХВ-Петербург, 2005. 1104 с.
14. MATLAB Documentation. Signal Processing Toolbox / The MathWorks. Inc. URL: <http://www.mathworks.com/> (дата звернення 12.12.2020).
15. MATLAB Documentation. Wavelet Toolbox. Advanced Concepts / The MathWorks. Inc. URL: <http://www.academia.edu/> (дата звернення 17.12.2020).
16. Laskin A. V. How effective is using of laser beam? URL: <http://www.mt-berlin.com/> (дата звернення: 15.11.2020).
17. Борн М., Вольф Е. Принципы оптики: пер. с англ. Изд. 2-е, испр. Москва: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1973. 721 с.
18. Laskin A. V., Baе Н., Laskin V. V., Ostrun A. Beam shaping of focused beams for microprocessing applications: conference paper. Icaleo 2014. Paper P 136.
19. Dickey F. M. Laser Beam Shaping. // Optics and Photonics News. 2003. Vol. 14, Issue 4. P. 30 – 35.
20. Ласкин А. В., Ромашова В. Б., Болт С. А., Буров Н. В. Формирователи профиля интенсивности лазерных пучков // Фотоника. 2018. Вып. 2. URL: [http://www.pishaper.com/indpi.php#prod 12/12/2017/](http://www.pishaper.com/indpi.php#prod%2012/12/2017/) (дата звернення 26.10.2020).
21. Yadroitseva I., Shishkovsky I., Bertranda P., Smurova I. Manufacturing of fine-structured 3D porous filter elements by selective laser melting. // Applied Surface Science. 1 March 2009. Vol. 255. Issue 10. P. 5523 – 5527.
22. Laskin A., Faidel D., Laskin V. Optics to Control Thermal Effects in Selective Laser Melting. // SPIE, Photonics West Proc. 2018. Vol. 10523. id. 105231912.
23. Ласкин А. В., Ромашова В. Б., Болт С. А., Буро Н.В. Формирователи профиля интенсивности лазерных пучков. // Фотоника. 2018. Т. 12, № 2 (70). С. 178 – 190.
24. Головань Л. А., Заботнов С. В. Измерение длительности фемтосекундных лазерных импульсов. Москва: Янус-К, 2014. 32 с.

25. Крюков П. Г. Фемтосекундные импульсы. Москва: Физматлит, 2008. 208 с.
26. Фемтосекундная оптика: учебно-методическое электронное пособие / составители Яшунин Д. А., Мальков Ю. А., Бодров С. Б. Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2014. 40с.
27. Kobtsev S. M., Smirnov S. V., Kukarin S. V., Sorokin V. B. Femtosecond autocorrelator based on a swinging birefringent plate. // *Kvantovaya Elektronika*. 2001, Vol. 31, № 9. P. 829 – 833.
28. 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. // *Kvantovaya Elektronika*. 2017. Vol. 47, № 3. P. 236 – 244.
29. P. Kohns, J. Schirmer, A. Muravski, S. Yakoverko et al. Birefringence Measurements of Liquid Crystals and an application: An Achromatic waveplate // *Liq. Crys.* 1996. Vol. 21. P. 841 – 846.
30. Hiltner W. A. Photometric, polarization, and spectroscopic observations of stars. // *Astrophysical Journal Supplement*. 1956. Vol. 2. P. 389 – 462.
31. Serkowski J., Chojnacki A. Polarimetric observations of magnetic stars // *Astronomy and Astrophysics*. 1969. Vol. 1. P. 442 – 448.
32. Dollfus A., Focas J. Un modulateur de lumiere polarisee pour polarimetre photoelectrique // *Astronomy and Astrophysics*. 1969. Vol. 2. C. 63 – 74.
33. Schirmer J., Kohns P., Schmidt-Kaler T. A Liquid Crystal Broad Band Stokes-Meter // *Mol. Crys. Liq. Crys.* 1998. Vol. 321. Issue 1. P. 309 – 316.
34. Jones R. C. A new calculus for the treatment of optical systems. VI. Experimental determination of the matrix // *J. OpT Soc. Am.* 1947. Vol. 37. Issue 2. P. 110 – 112.
35. Minko A., Timofeev S., Yakovenko S., Kohns P. Development of liquid crystal based achromatic phase retarders with broad viewing angle // *SPIE. Proceedins*. 1998. Vol. 3318. P. 390 – 393.

36. Schirmer J., Kohns P., Muravski A., Yakovenko S. et. al. Birefringence and Refractive Indices Dispersion of Different Liquid Crystalline Structures // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 1997. Vol. 307. P. 17 – 42.
37. Гнатенко А. С., Мачехин Ю. П. Устойчивость режима генерации волоконного кольцевого лазера // *Радиотехника.* 2014. Вып. 178. С. 48 – 51.
38. Гнатенко А. С., Мачехин Ю. П., Натарова Ю. В. Система управления диодами накачки волоконных кольцевых фемтосекундных лазеров. // *Прикладная радиоэлектроника.* 2015. Т. 14, № 2. С. 185 – 189.
39. 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.
40. Gnatenko A. S., Machechin Y. 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.* Київ. 2015. Вип. 1(23). С. 20 – 23.
41. Gnatenko A. S., Machechin Y. 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.
42. Гнатенко А. С., Мачехин Ю. П., Курський Ю. С., Обозна В. П. Забезпечення синхронізації мод в волоконних кільцевих лазерах // *Журнал нано- та електронної фізики.* 2018. Т. №2. С. 02033-1 – 02033-8.
43. Васянович А. В., Гнатенко А. С., Пустыльников Д. В. Оптимизация теплового режима непрерывных CO₂-лазеров с диффузионным охлаждением // *Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* 2018. Вып. 192. С. 119 – 125.
44. Gnatenko A. S., Machechin Yu. P., Kurskoy Yu. S., Obozna V. P., Vasianovych A. V. Ring fiber lasers for telecommunication systems // *Telecommunications and Radio Engineering.* 2018. Vol. 77. Issue 6. P. 541 – 548.
45. Vasianovych A. V.; Gnatenko A. S.; Pustylnikov D. V. Optimization of thermal regime of continuous CO₂-lasers with diffusion cooling

// Telecommunications and Radio Engineering. 2018. Vol. 77. Issue 19. P. 1685 – 1695.

46. Гнатенко А. С., Мачехин Ю. П. Исследование стабильности волоконного кольцевого лазера для DWDM систем и обработки информации // МРФ-2014. Харьков: ХНУРС. октябрь 2014г. С. 105 – 107.

47. Gnatenko Alexander, Machehkhin Yuri P. Stable fiber ring laser for DWDM systems and information processing // EWDTTS-2014. Kyiv. P. 228 – 230.

48. Gnatenko A. S., Machehkhin Yu. P., Muravsky A.A., Murauski A.A. Stable fiber ring laser for DWDM systems and information processing // WPC-2015. Munich. URL: <http://www.orcid.org/> (дата звернення 14.10.2020).

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

50. А. С. Гнатенко, К. А. Васько, Е. Д. Алексеева. Исследование жидкокристаллических ячеек для обеспечения синхронизации мод волоконного лазера с нелинейной эволюцией поляризации. *Функциональная база нанoeлектроники: VIII Международная научная конференция, г. Одесса, 01 октября 2015 г.* С. 149 – 150.

51. Гнатенко А. С., Васько К. А., Алексеева Е. Д. Исследование дисперсии в волоконных лазерах с нелинейной эволюцией поляризации мод. *Функциональная база нанoeлектроники: VIII Международная научная конференция, г.Одесса, 01 октября 2015г.* С. 146 – 148.

52. 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. *Electronics and Applied Physics: XI международная конференция, г.Киев, 23 октября 2015 г.* С.24 – 25.

53. 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. / Відп. за вип. С. І. Проценко. Суми: СумДУ, 2016. С. 42.

54. Гнатенко А. С., Ибадуллина А. М. Развитие пассивной синхронизации мод в кольцевых волоконных лазерах. Матеріали 20 Міжнародного молодіжного форуму. Т. 1. Харків: ХНУРЕ, 2016. С. 178 – 179.

55. 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. / Відп. за вип. С.І. Проценко. Суми : СумДУ, 2017. С. 52.

56. Гнатенко А. С., Васько К. А., Обозная В. П., Кальная О. 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: ДНУ, 2017. С. 214.

57. Гнатенко А. С., Васько К. А., Обозная В. П., Кальная О. 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 2017 р. Харків: ХП, 2017. С. 216.

58. Gnatenko 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. / Відп. за вип. С.І. Проценко. Суми: СумДУ, 2018. С. 23.

59. Hnatenko O. S., Neofitnyi M. V., Machehkhin Yu. P., Zarytskyi V. I., Zhdanova Yu. 1,55 μm 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.

60. Кільцевий волоконний фемтосекундний лазер: пат. на винахід 111309 Україна / О. С. Гнатенко, Ю. П. Мачехін. ХНУРЕ. – опубл. 11.04.2016, Бюл. № 7. 5 с.
61. Гнатенко О. С. Синхронізація мод волоконного лазера за допомогою рідкокристалічних комірок: автореф. дис. ... канд. фіз.-мат. наук : 01.04.01 "Фізика приладів, елементів і систем" / О. С. Гнатенко ; М-во освіти і науки України, Харків. нац. ун-т радіоелектроніки. – Харків, 2020. – 145 с.
62. Ashkin A. Trapping of Atoms by Resonance Radiation Pressure// *Phys. Rev. Lett.* 40 729 (1978).
63. Letokhov V. S., Minogin V. G., Pavlik B. D. Cooling and trapping of atoms and molecules by a resonant laser field // *Opt. Comm.* 1976. Vol. 19. Issue 1. P. 72 – 75.
64. Курський Ю. С., Мачехін Ю. П., Гнатенко О. С. Ентропійна оцінка процесу лазерного охолодження // *Журнал нано- та електронної фізики.* 2018. Т. № 5. С. 05030-1 – 05030-5.
65. Гнатенко А. С., Липкіна В. И., Гурьев И. В., Сухоиванов И. А. Исследование свойств одномерного фотонного кристалла методом разложения по плоским волнам // *Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* 2008. Вып. 153. С. 96 – 101.
66. . Guryev I. V, Sukhoivanov I. A., Gnatenko A. S., Lipkina V. I. Multiple plane waves expansion method for dispersive media // *Telecommunications and Radio Engineering.* Vol. 67. Issue 9. 2008. P. 833 – 841.
67. Гнатенко А.С., Алексеева Е.Д. Расчет дисперсионных характеристик оптических волокон для проектирования кольцевых резонаторов волоконных лазеров // *Радиотехника.* 2015. Вып. 182. С. 106 – 109.
68. Мачехін Ю. П., Курський Ю. С., Гнатенко О. С. Измерение величин со сложной динамикой как основная задача нелинейной метрологии // *Метрология и приборостроение.* 2016. № 4, С.18 – 21.
69. Натарова Ю. В., Галат О. Б., Гнатенко О. С. Дослідження фотоелектричних перетворювачів на основі різних напівпровідникових

матеріалів // Журнал нано- та електронної фізики. 2018. Т. 4. С. 04023-1 – 04023-6.

70. Letokhov V. S., Minogin V. G., Pavlik B. D. Cooling and capture of atoms and molecules by a resonant light field // JETP. 1977. Vol. 45, № 4. P. 698

71. Chu S, Hollberg L, Bjorkholm J, Cable A, Ashkin A. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. Issue 1. P. 48.

72. Lett P. D., Phillips W. D., Rolston S. L., Tanner C. E., Watts R. N. // Opt. Soc. Am. 1989. Vol. 6. Issue 11. P. 2084 –2107.

73. Lett P. D., Jessen P. S., Phillips W. D., Rolston S. L. et. al. Laser modification of ultracold collisions: Experiment // Phys Rev. Lett. 1991. Vol. 64. P. 2139.

74. Lett P. D., Helmerson K., Phillips W. D., Ratliff L. P. et. al. Spectroscopy of Na₂ by photoassociation of laser-cooled Na // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. Issue 14. P. 2200.

75. Lett P. D., Julienne P. S., Phillips W. D. Photoassociative Spectroscopy of Laser-Cooled Atoms // Rev. Phys. Chem. 1995. Vol. 46. P. 423 – 452.

76. Raab E., Prentiss M., Cable A., Chu S., Pritchard D. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. Issue 27. P. 2631.

77. Vitushkin L., Orlov O. A compact frequency – stabilized Nd:YVO₄/KTP/I₂ laser at 532 nm for laser interferometry and wavelength standards // Proceedings of SPIE. 2005. Vol. 5856. P. 281 – 286.

78. А. К.Федоров. Квантовые технологии: от научных открытий к новым приложениям // Фотоника. 2019. Т. 13, № 6. P. 574 – 583.

79. Мачехин Ю. П. Оптические стандарты частоты. Часть 3. Полупроводниковые лазеры, особенности стабилизации частоты излучения, физические и конструктивные особенности. Харьков: Коллегиум, 2015. 125 с.

80. Quinn T. J. Practical realization of the definition of the metre, including recommended radiations of other optical frequency standards // *Metrologia*. 2003.- Vol 40, № 1. P. 103 – 133.
81. Diddams S. A., Bergquist J. C., Jefferts S. R., Oates C. W. Standards of Time and Frequency at the Outset of the 21st Century. // *Science*. 2004. Vol. 306. Issue 5700. P. 1318 – 1324.
82. Takamoto M., Hong F. L., Higashi R., Katori H. An optical lattice clock. // *Nature*. 2005. Vol 435. P. 321 – 324.
83. Bize S., Diddams S. A., Tanaka U., Tanner C. E., Oskay W. H., et. al. Testing the Stability of Fundamental Constants with the $^{199}\text{Hg}^+$ Single-Ion Optical Clock // *Phys. Rev. Lett.* 2003. Vol. 90. 150802.
84. Rosenband T., Hume D. B., Schmidt P. O., Chou C. W. et al. Frequency Ratio of Al^+ and Hg^+ Single-Ion Optical Clocks; Metrology at the 17th Decimal Place // *Science*. 2008. Vol. 319. Issue 5871. P. 1808 – 1812.
85. Schiller S., G€orlitz A., Nevsky A., Koelemeij J. C., Wicht A. et al. Optical Clocks in Space // *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*. 2007. Vol. 166. P. 300 – 302.
86. Schiller S., Tino G. M., Gill P., Salomon C., Sterr U. et al. Einstein Gravity Explorer-a medium-class fundamental physics mission // *Experimental Astronomy*. 2009. Vol. 23. P. 573 – 610.
87. Ferrari G., Cancio P., Drullinger R. E., Giusfredi G., Poli N. et al. Precision Frequency Measurement of Visible Intercombination Lines of Strontium. // *Phys. Rev. Lett.* Vol. 91. P. 243002.
88. Poli N., Ferrari G., Prevedelli M., Sorrentino F., Drullinger R. E. et al. Tino G. M. Laser sources for precision spectroscopy on atomic strontium // *Spectrochimica Acta Part. A (63)*. 2006. P. 981 – 986.
89. Poli N., Drullinger R. E., Ferrari G., Prevedelli M., Sorrentino F. et al. Prospect for a compact strontium optical lattice clock. // *Proc. SPIE* 2007. 6673, 66730F.

90. Henry Ch., Theory of the linewidth of semiconductor lasers. // *IEEE J. of QE-18*. 1982. № 2. P. 259.
91. Мачехин Ю. П., Курской Ю. С., Гнатенко А. С. Физико-математические основы измерений в нелинейных динамических системах // *Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Радиотехника*. 2018. Вып. 192. С. 102 – 105.
92. Курской Ю.С., Мачехин Ю.П., Гнатенко А. С. Принципы моделирования измерений в оптических нелинейных динамических системах. // *Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Радиотехника*. 2018. № 194. С. 29 – 33.
93. Неофитный М. В., Мачехин Ю. П., Гнатенко А. С. Применение атомных интерферометров (АИ). Актуальные задачи (обзор). // *Метрологія та прилади*. 2020. Т.84, № 4. С. 29 – 35.
94. Гнатенко А. С., Мачехин Ю. П. Пересмотр определений основных физических величин // *Метрологія та прилади*. 2020. Т. 84, № 6. С. 44 – 47.
95. Балыкин В. И., Летохов В. С., Миногин В. Г. Охлаждение атомов давлением лазерного излучения // *УФН*. 1985. Т. 145. Вып. 1. С. 117 – 156.
96. DeMille D. Quantum computation with trapped polar molecules // *Phys. Rev. Lett*. 2002. Vol. 88. Issue 6. 067901.
97. Котляр В. В. Нанофотоника – манипулирование светом с помощью наноструктур // *Компьютерная оптика*. 2008. Т. 32, № 2. С. 119 – 122.
98. Ortner G., Ni C., Allen C. D. Ion at all External cavity InAs/InP quantum dot laser with a tuning range of 166 nm // *Applied Physics Letters*. 2006. Vol. 88. 121119-1.
99. 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*, September 6–8, Sozopol, Bulgaria, 2019. P. 204 – 507.
100. 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*, September 6–8, Sozopol, Bulgaria, 2019. P. 280 – 283.

101. Semenets V. V., Neofitnyy M. V., Machekhin Y. P., Hnatenko O. S., Zarytskyi V. I., Gulak S. V. Laser system for recording optics. *IEEE 8th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, CAOL*2019*, September 6–8, Sozopol, Bulgaria, 2019. P. 280 – 283.

102. Kurskoy Yuriy S., Hnatenko Oleksandr S., Machekhin Yuriy P., Neofitnyi Mykhaylo V., Zarytskyi Valeriy I., Wójcik Waldemar, Orazalieva Sandugash, Smailova Saule. Optical system recognition via topological methods. *Proc. SPIE 11581, Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High Energy Physics Experiments 2020, 115810M (14 October 2020)*. P. 1 – 7.

103. Machekhin Yu. P.; Gnatenko A. S.; Kurskoy Yu. S. Photonic crystal nanolasers as optical frequency standards // *Telecommunications and Radio Engineering*. 2018. Vol. 77, № 13. P. 1169 – 1177.

104. Machekhin Yu. P.; Kurskoy Yu. S.; Gnatenko A. S.; Tkachenko V. A. Nanolaser superradiation in information and measuring procedures // *Telecommunications and Radio Engineering*. 2018. Vol. 77, № 13. P. 1179 – 1186.

105. Machekhin Yu. P.; Kurskoy Yu. S.; Gnatenko A. S. Laser anemometry method for particle velocity measurement in the bose-einstein condensate // *Telecommunications and Radio Engineering*. 2018. Vol. 77, № 17. P. 1555 – 1563.

106. Machekhin Yu. P.; Kurskoy Yu. S.; Gnatenko A. S. Physical and mathematical foundations of measurements in nonlinear dynamic systems // *Telecommunications and Radio Engineering*. 2018. Vol. 77, № 18. P. 1631 – 1637.

107. Kurskoy Yu. S., Machekhin Yu. P., Gnatenko A. S. Topological methods in measurement and research of nonlinear dynamical systems // *Вісник ХНУ. Серія «Фізика»*. 2018. № 29. С. 22 – 28.

108. Котляр В. В. Нанопотоника – манипулирование светом с помощью наноструктур // Компьютерная оптика. 2008. Т. 32, № 2. С. 119 – 122.
109. Afanasieva I., Golian N., Hnatenko O., Daniil Y., Onyshchenko K. Data exchange model in the internet of things concept // Telecommunications and Radio Engineering. 2019. Vol. 78, № 10. P. 869 – 878.
110. А Савельев А.В., Новиков И.И., Максимов М.В. и др. Температурная и токовая зависимость ширины спектра генерации в лазерах на квантовых точках // Физика и техника полупроводников. 2009. Т.43, № 12. С. 1641 – 1645.
111. Крыжановская Н.В., Максимов М.В., Жуков А.Е. Лазеры на основе квантовых точек и микрорезонаторов с модами шепчущей галереи // Квантовая электроника. 2014. Т 44, №3. С. 189 – 200.
112. Савельев А. В., Максимов М. В., Жуков А. Е. Ширина спектра лазерной генерации в лазерах на квантовых точках: аналитический поход // Физика и техника полупроводников. 2011. Т45, № 2. С. 245 – 250.
113. Vitushkin L., Orlov O. A compact frequency – stabilized Nd:YVO4/KTP/I2 laser at 532 nm for laser interferometry and wavelength standards // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. 2005. V. 5856, P. 281 – 286.
114. The usage of lasers in military equipment. Part1: monograph / Hnatenko O. S., Semenets V. V., Neofitnyi M. V. LAP LAMBERT Academic Publishing. 2020. P. 140. ISBN 978-6203194401.

Наукове видання

**Мачехін Юрій Павлович
Гнатенко Олександр Сергійович**

ЛАЗЕРНІ, ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ ТА СИСТЕМИ

Частина 2

Параметри лазерного випромінювання

Українською мовою

Редактор *Гнатенко О.С.*
Комп'ютерна верстка *Чернишова Н.М.*

Підп. до друку 23.03.2021. Формат 60×84 1/16. Гарнітура
Таймс. Умов. друк. арк. 9.75. Облік.-вид. арк. 7,8. Цифровий
друк. Наклад 100 прим. Зам. № 2021-03.

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.

Виготовлювач - видавництво "Константа" Україна,
Харківська область, м. Харків, вул. Космічна, 26
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК №376 від 22.01.2001 р.