

**Ю.П. Мачехін, О.С. Гнатенко, Ю.С. Курський,
В.В. Семенець, М.В. Неофітний**

ЛАЗЕРНІ, ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ ТА СИСТЕМИ

Частина 1

**Лазерна інформаційно-вимірювальна техніка для задач
військового призначення**

Монографія

Харків
2019

УДК 621.3

Л17

Рекомендовано рішенням № 9/5 Науково-технічної ради Харківського національного університету радіоелектроніки МОН України, протокол № 9 від 05.11.2019.

Рецензенти:

О.В. Прокопов, доктор фізико-математичних наук, професор, заступник генерального директора з науково-метрологічної роботи національного наукового центру «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., Курський Ю.С., Семенець В.В., Неофітний М.В.

Л17 Лазерні, оптико-електронні прилади та системи. Ч. 1. Лазерна інформаційно-вимірвальна техніка для задач військового призначення.
Харків: ФОП Панов А.М., 2019. 156 с.

ISBN 978-617-7771-76-9

В монографії на основі опублікованих матеріалів розглянуто сучасний стан розвитку систем, основаних на лазерах та оптико-електронних пристроях подвійного призначення, таких як далекоміри, гравіметри, анемометри, гіроскопи та методи лазерного охолодження частинок, що в майбутньому може бути застосовано для квантової криптографії.

Для кращого сприйняття, в монографії освітлено фізичні принципи роботи стабілізованих лазерів за частотою їх конструкції: газові, твердотільні, чіп-лазери, наноласери.

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 621.3

ISBN 978-617-7771-76-9

DOI: 10.30837/978-617-7771-76-9

© Ю.П. Мачехін, О.С. Гнатенко,
Ю.С. Курський, В.В. Семенець,
М.В. Неофітний, 2019

ЗМІСТ

Вступ.....	6
1. ЧАСТОТА ТА ЧАСТОТНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ	7
1.1. Ширина спектральної лінії випромінювання лазера.....	8
1.2. Особливості виміру абсолютних частот лазерного випромінювання за допомогою спектра випромінювання фемтосекундного лазера.....	12
2. ГАЗОВІ СТАНДАРТИ ЧАСТОТИ	16
2.1. Лазер як стандарт частоти.....	17
2.2. Модель опису залежності частоти випромінювання від контрольованих параметрів лазера.....	19
2.3. Особливості конструкції He-Ne лазера.....	22
3. ТВЕРДОТІЛЬНІ ЧІП-ЛАЗЕРИ ДЛЯ СТАНДАРТІВ ЧАСТОТИ	25
3.1. Типи твердотільних лазерів.....	26
3.2. Активні середовища для ТЛНН.....	27
3.3. Особливості лінійних чіп-лазерів.....	31
3.4. Особливості кільцевих твердотільних чіп-лазерів.....	34
4. ОДНОЧАСТОТНИЙ ЛАЗЕРНИЙ ІНТЕРФЕРОМЕТР МАЙКЕЛЬСОНА. ПРИНЦИПИ ВИМІРЮВАННЯ ВІДСТАНЕЙ ТА ЛІНІЙНИХ ПЕРЕМІЩЕНЬ	39
4.1. Оптичний інтерферометр Майкельсона.....	40
4.2. Принцип роботи інтерферометрів із рахуванням смуг.....	42
4.3. Дослідження похибки виміру переміщень.....	44
4.3.1. Аналіз основних складових похибки вимірювання переміщень.....	44
4.3.2. Дослідження похибки показника заломлення повітря.....	45
4.3.3. Визначення похибки виміру відстаней.....	46
5. ДВОЧАСТОТНІ ЛАЗЕРНІ ІНТЕРФЕРОМЕТРИ	48
5.1. Інтерферометр із рахунком смуг на основі частотної модуляції.....	49
5.2. Система компенсації показника заломлення.....	54
5.3. Оптика для лінійних вимірів.....	55
5.4. Оптика для кутових вимірів.....	56
5.5. Оптика для виміру прямолінійності.....	57
5.6. Оптика для виміру взаємоперпендикулярності осей.....	57
5.7. Контрольовані параметри верстатів з ЧПУ.....	58

5.8. Лінійне позиціонування.....	59
5.9. Прямолінійність горизонтальна й вертикальна	60
5.10. Прямокутності між двома осями	61
6. АБСОЛЮТНИЙ БАЛІСТИЧНИЙ ГРАВІМЕТР	63
6.1. Гравіметрія та її завдання.....	64
6.2. Абсолютний балістичний гравіметр	65
6.3. Градієнтометр	68
6.4. Гравіметричні мережі	69
7. ЛАЗЕРНИЙ ДОПЛЕРІВСЬКИЙ АНЕМОМЕТР	71
7.1. Завдання та особливості лазерної анемометрії.....	72
7.2. Принцип роботи ЛДА.....	74
7.3. Блок-схема ЛДА. Характеристика основних елементів	78
7.4. Властивості сигналу ЛДА	81
8. ВОЛОКОННИЙ ГІРОСКОП.....	84
8.1. Призначення та принцип роботи гіроскопа	85
8.2. Кільцевий лазерний гіроскоп.....	88
8.3. Оптичний гіроскоп з кільцевим резонатором пасивного типу	91
8.4. Фактори, що обмежують роздільну здатність.....	96
8.5. Система з фазовою модуляцією	97
8.6. Системи зі зміною частоти.....	100
8.7. Система зі світловим гетеродуванням	103
9. ЛАЗЕРНІ ДАЛЕКОМІРИ.....	105
9.1. Види лазерних далекомірів	106
9.1.1. Лазерні імпульсні далекоміри.....	106
9.1.2. Лазерні фазові далекоміри	109
9.1.3. Лазерні імпульсно-фазові далекоміри	113
9.2. Особливості далекомірів при проектуванні	116
9.2.1. Цілі та перешкоди	116
9.2.2. Просторова селекція	118
9.2.3. Кутова селекція цілей в далекомірах з напівпровідниковим лазером	122
9.3. Методи імпульсно-фазової далекометрії.....	123
9.3.1. Моделювання вимірювання дальності імпульсно-фазовим методом далекометрії.....	123

9.3.2. Аналіз методів обробки сигналів в імпульсно-фазових системах виміру дальності	127
10. ЛАЗЕРНЕ ОХОЛОДЖЕННЯ ЧАСТИНОК.....	132
10.1. «Холодні» частинки і оптичні стандарти частоти.....	133
10.2. Базові поняття теорії резонансного світлового тиску	134
10.3. Оптична патока.....	137
10.4. Локалізація холодних атомів	139
10.4.1. Магнітні пастки	139
10.4.2. Оптичні пастки	140
10.4.3. Магніто-оптичні пастки.....	141
10.4.4. Гравітаційно-оптичні пастки	142
10.5 Схема установки лазерного охолодження.....	142
Висновки	145
Література	146

ВСТУП

Протягом останніх сорока років інтенсивно розвивалася лазерна вимірювальна техніка, її конструкції, типи використовуваних лазерів, досліджувались особливості їх випромінювання та вдосконалювались характеристики. Функції, виконувані цими пристроями, надзвичайно різноманітні. До лазерних пристроїв належать технічні засоби, що застосовуються не тільки в цивільних цілях, а також у військових. Основою цих технічних засобів є газові, твердотільні та напівпровідникові лазери. Властивості лазерних пристроїв визначаються насамперед такими основними параметрами лазерного випромінювання, як: частота (довжина хвилі у вакуумі); поляризація; потужність (енергія); розбіжність і форма пучка.

Залежно від принципів роботи й конструкції лазерів, ці параметри можуть набувати прецизійні значення, які дозволяють використовувати лазери для точних вимірювань відстані, кодування та передачі інформації.

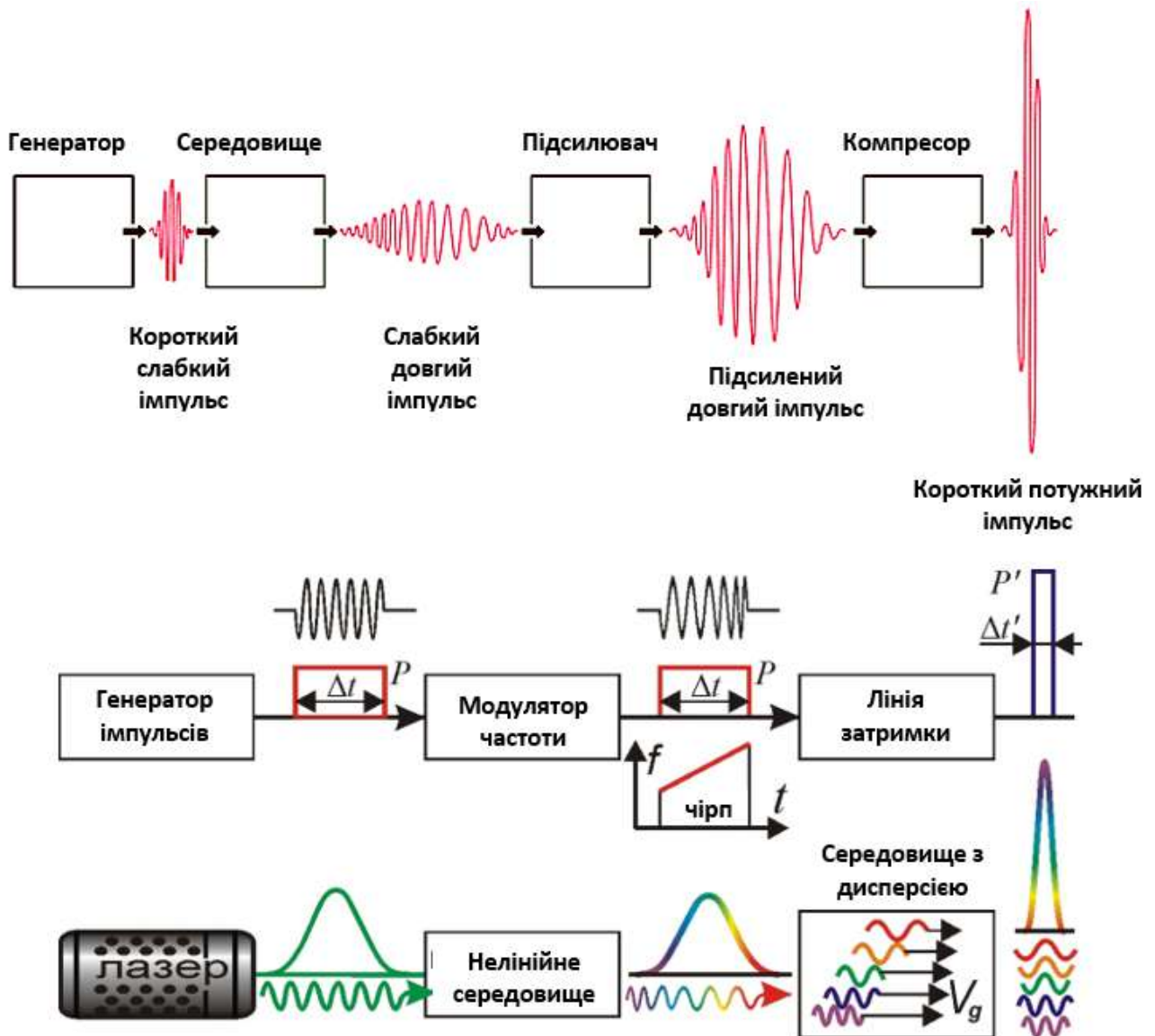
Використання лазерного випромінювання не тільки як концентрованої оптичної енергії, але й як унікального за своїми частотними і просторовими характеристиками оптичного випромінювання, дозволило здійснити прорив у вимірювальному, діагностичному, інформаційному та військовому приладобудуванні. У більшості випадків для забезпечення лазерних пристроїв потрібні лазери зі стабілізацією частоти випромінювання, а це дозволило створити новий напрямок у вимірювальній техніці – лазерне вимірювальне приладобудування.

У монографії подано сім напрямків використання прецизійних лазерних приладів, які використовуються у промисловості, наукових дослідженнях та військовій техніці.

До монографії додатково введено питання використання лазерів для вирішення спеціальних задач, таких як вимірювання абсолютного значення величини гравітації для забезпечення пуску ракет, точного вимірювання відстані до цілі, далекометрії, стабілізації пристроїв у просторі та ін.

Закінчується монографія актуальною науковою темою – лазерним охолодженням частинок (молекул, атомів, іонів) для стандартів частоти, що в подальшому можуть бути використані для організації стабільних випромінювачів лазерної локації та кодування інформації.

1. ЧАСТОТА ТА ЧАСТОТНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ



1.1. Ширина спектральної лінії випромінювання лазера

Частота (довжина хвилі у вакуумі) лазерного випромінювання визначається властивостями активного середовища та параметрами оптичного резонатора. Математичний вираз електричного поля лазерного випромінювання має вигляд [1 – 2]:

$$U(t, r) = U_0(t, r) \exp \left[i \sum_{n=1} (\omega_n t - k_n^r r) \right].$$

Спектр випромінювання (кількість мод у випромінюванні) залежить від геометричних властивостей резонатора й активного середовища та може бути:

– багаточастотним ($n > 1$) або одночастотним ($n = 1$) у залежності від значення міжмодового інтервалу $\Delta\nu = c/2L$, де c – швидкість розповсюдження світла у середовищі, L – довжина резонатора;

– багатомодовим або одномодовим (вищі моди TEM_{mm}) у залежності від діафрагми резонатора.

У випадку, коли реалізується одночастотний та одномодовий режим, можна ввести такий параметр, як ширина лінії випромінювання $\Delta\omega$. Ця величина залежить від природної ширини $\Delta\omega_e$, та технічної ширини $\Delta\omega_t$ лінії випромінювання.

Природна ширина спектральної лінії набагато менше технічної ($\Delta\omega_e \ll \Delta\omega_t$). Тому у лазерах поведінка частоти випромінювання залежить від технічної ширини. Величина $\Delta\omega_t$ відмінна для різних типів лазерів. Перехід до високостабільних систем, наприклад, таких, як лазери, стабілізовані за надвузькими оптичними резонансами в атомах і молекулах, дозволяє одержати ширину спектральної лінії приблизно рівну 0,5 Гц. У випадку високостабільних лазерів, технічні флуктуації зменшуються і, таким чином, природні флуктуації стають істотними. Форма природної спектральної лінії є лоренцівською з шириною, яка описується виразом [2]:

$$\Delta\omega_e = \frac{8\pi h\nu}{P} (\Delta\omega_{\text{рез}})^2, \quad (1.1)$$

де h – стала Планка; P – тиск; $\Delta\omega_{\text{рез}}$ – частота резонансу.

Технічна ширина $\Delta\omega_t$ формується за рахунок природних флуктуацій, для опису яких використовується модель гаусових флуктуацій [1 – 2]:

$$G(\omega) = \frac{\rho^2}{\sqrt{2\pi}\sigma_\omega} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma_\omega^2}\right], \quad (1.2)$$

де ρ — щільність; σ_ω^2 — дисперсія частоти; $\sigma_\omega^2 \sim \int_0^\omega G_n(\omega) d\omega$.

Тому вираз для технічної ширини має вигляд: $\Delta\omega_t = \sigma_\omega$, підкреслюючи цим, що причинами розширення лінії в розглянутому випадку виявляються фактори технічного порядку, внесок яких залежить від конструкції лазера, стабілізації параметрів тощо.

Потрібно враховувати, що характеристикою «часова когерентність» визначають часовий інтервал $\Delta\tau$, протягом якого джерело є монохроматичним. Довжина когерентності — це відстань Δl , що відповідає відстані поширення хвилі протягом часу когерентності $l = c\Delta\tau$.

Час та довжина когерентності вводяться також і для багаточастотного випромінювання, але тоді ширина частотного спектра визначається кількістю мод у випромінюванні.

Для одержання необхідних частотних характеристик, насамперед, необхідно домагатися звуження технічної ширини лінії випромінювання. На наступному етапі шляхом використання природних ліній поглинання охолоджених атомів та іонів домагаються звуження природної ширини лінії випромінювання.

Лазери можуть бути зі стабілізацією частоти випромінювання за природними оптичними частотними реперами. У таких лазерах до основних частотних характеристик належать:

- номінальне значення частоти поглинання, обумовлене квантовими переходами, що беруть участь як оптичні репери;
- відтворюваність частоти випромінювання;
- нестабільність частоти випромінювання.

Загальне, широко використовуване, рівняння осцилятора, у якого існують малі статистичні модуляції амплітуди та фази, має вигляд:

$$U(t) = [U_0 + \Delta U_0(t)] \cos(2\pi\nu_0 t + \phi(t)) = [U_0 + \Delta U_0(t)] \cos(\varphi(t)). \quad (1.3)$$

Миттєва частота являє собою похідну від фази коливань:

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(t)}{dt} = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} (2\pi\nu_0 t + \phi(t)) = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt}. \quad (1.4)$$

Динамічна складова миттєвої частоти визначається через залежну від часу фазу $\Delta\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt}$.

Для зручності опису стандартів частоти, що працюють на різних оптичних частотах ν_0 , зазвичай використовується нормована фаза:

$$x(t) = \frac{\phi(t)}{2\pi\nu_0} = \int y(t)dt. \quad (1.5)$$

Часова похідна фази $x(t)$ являє собою нормований частотний зсув

$$y(t) = \frac{\Delta\nu(t)}{\nu_0} = \frac{dx(t)}{dt} = x'(t). \quad (1.6)$$

Безперервна нормована функція $y(t)$ описує часову залежність флуктуацій частоти $\Delta\nu(t)$. У процесі послідовного виконання N вимірів величини $\Delta\nu(t)$, які здійснюються зазвичай за допомогою частотомірів, що працюють у радіодіапазоні, встановлюється ряд дискретних значень y_i ($1 < i < N$). Оскільки кожен вимір частоти за допомогою частотомірів здійснюється протягом часу усереднення τ , що є встановлюваним параметром частотоміра, то величина y_i являє собою $\bar{y}_i = \frac{1}{\tau} \int_{t_i}^{t_i+\tau} y(t)dt$.

У практиці частотних вимірів зазвичай послідовність \bar{y}_i являє ряд випадкових значень [3]. Тому для них можна ввести середнє значення:

$$\bar{y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \bar{y}_i, \quad (1.7)$$

стандартне відхилення:

$$s_y^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\bar{y}_i - \bar{y})^2, \quad (1.8)$$

і стандартне відхилення середнього:

$$s_{\bar{y}} = \frac{s_y}{\sqrt{N}}, \quad (1.9)$$

де s_y – величина, що являє собою ширину гістограми F_y , побудованої за величинами $y(t)$ або y_i , які згруповані в межах смуг із шириною Δy .

Часто флуктуації $y(t)$ являють результат впливу статистичних процесів. Якщо ці процеси стаціонарні, то відповідно до центральної граничної теореми теорії ймовірностей, F_y трансформується в гаусову функцію щільності ймовірності

$p(y) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(y-\bar{y})^2}{2\sigma^2}\right)$ із варіацією σ^2 . Тому властивості

статистичних процесів забезпечують оцінку очікуваного значення

$$\langle y \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} yp(y)dy \text{ і варіації } \sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (y - \langle y \rangle)^2 p(y)dy.$$

Використовуючи вираз для очікуваного значення, вираз для σ^2 можна записати у вигляді:

$$\sigma^2 = \langle (y - \langle y \rangle)^2 \rangle = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2. \quad (1.10)$$

Очікуване значення $\langle y \rangle$ й варіація σ^2 статистичного процесу можуть бути оцінені тільки за допомогою кінцевої послідовності флюктуючої величини, для якої \bar{y} оцінює очікуване значення $\langle y \rangle$ гаусового процесу, а стандартне відхилення s_y^2 оцінює варіацію σ^2 .

Крім того, визначення величини середнього й стандартного відхилення за результатами вимірів частоти одиночного осцилятора аналогічно середній величині та стандартному відхиленню, що може бути визначене за статистичним усередненим ідентичних осциляторів. Фактично можливість використання такої умови впливає з ергодичності випадкових процесів, що впливають на поведінку частоти осциляторів.

Використання статистичних методів для визначення середнього значення та стандартної девіації зустрічається із труднощами, якщо вони застосовуються до флюктуючих величин із кореляцією.

Для того, щоб зробити оцінку середнього статистичного процесу за наявності кореляції, необхідно встановити характеристики процесу вимірювання. Так, якщо кількість виконаних вимірів – N , час вимірів – τ , час між початковими моментами окремих вимірів – T (слід врахувати, що зазвичай мертвий час $T - \tau$ між вимірами величина позитивна), то можна ввести варіацію у такому вигляді [1 – 3]:

$$\sigma^2(N, T, \tau) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\bar{y}_i - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \bar{y}_j)^2. \quad (1.11)$$

Дисперсія Алана $\sigma_y^2(2, \tau, \tau)$ являє собою двоточкову дисперсію за умови $T = \tau$ та описується виразом:

$$\sigma_y^2(\tau) = \left\langle \sum_{i=1}^2 (\bar{y}_i - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 \bar{y}_j)^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_2 - \bar{y}_1)^2 \rangle. \quad (1.12)$$

Дисперсія Алана та її квадратний корінь, що іноді називають стандартним відхилення Алана, ґрунтується на відмінності суміжних частотних значень, вірніше, міжчастотні відмінності від середнього значення.

Альтернативою дисперсії Алана може бути визначення через девіацію фази $\phi(t)$ або девіацію нормалізованої фази $x(t)$. Для заданого інтервалу τ :

$$\bar{y}_i = \frac{\bar{x}_{i+1} - \bar{x}_i}{\tau}. \quad (1.13)$$

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2\tau^2} \langle (\bar{x}_{i+2} - 2\bar{x}_{i+1} + \bar{x}_i)^2 \rangle.$$

1.2. Особливість виміру абсолютних частот лазерного випромінювання за допомогою спектра випромінювання фемтосекундного лазера

Зазвичай відтворюваність частоти (довжини хвилі) – важлива характеристика, але для лінійних вимірів необхідно знати абсолютне значення довжини хвилі випромінювання (абсолютну частоту оптичного випромінювання). Для виміру абсолютних оптичних частот створювалися радіочастотні мости та з їхньою допомогою дотепер вимірювали частоту лазерів в оптичному діапазоні. Сучасна техніка для виміру оптичних частот заснована на технології з використанням фемтосекундних лазерів. Слід зазначити, що розвиток цієї технології (комбтехнології) тільки розпочався, тому вартість експериментального обладнання дуже висока. Через це роботи з фемтосекундними лазерами не стали ще широкомасштабними. Щоб виміряти абсолютне значення оптичної частоти з використанням цієї техніки, необхідно знати параметри оптичного дискретного спектра випромінювання імпульсного лазера.

Імпульсне лазерне випромінювання фемтосекундної тривалості та його спектральні характеристики мають ряд специфічних властивостей.

У часовій області:

1. Імпульс являє собою коливання несучої оптичної частоти протягом інтервалу часу порядку $(10 - 50) \cdot 10^{-15}$ с.

2. Обвідна імпульсу, тобто обвідна коливань несучої частоти, має максимум, що у часі не збігається з максимумом коливань несучої частоти.

3. Часове зрушення ΔT_{CEO} між зазначеними максимумами знаходиться через різницю фази несучої частоти щодо обвідної імпульсу (рис. 1.1).

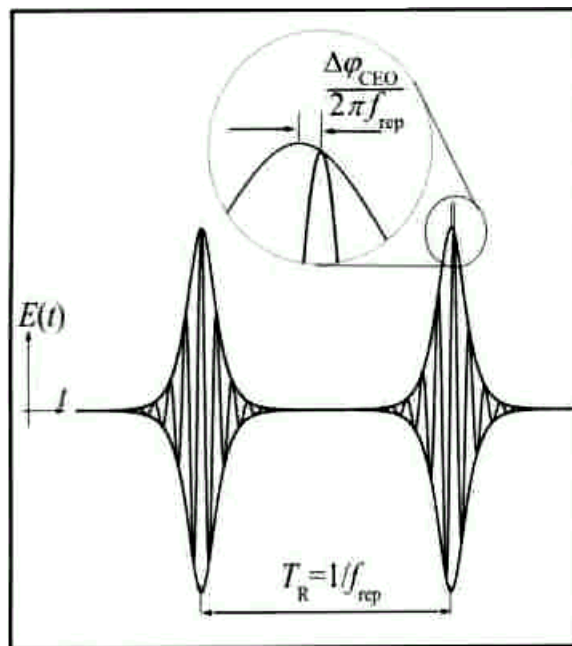
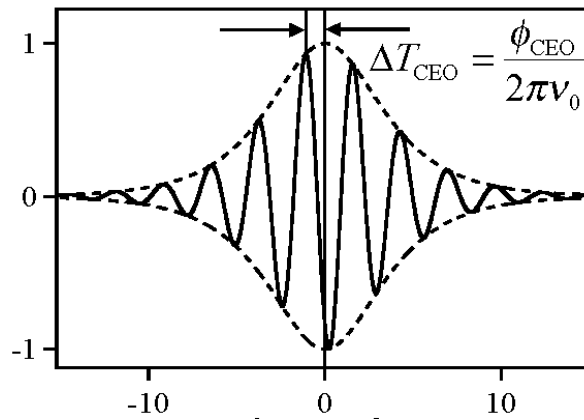


Рис. 1.1. Часове подання фемтосекундних імпульсів

Подібні зрушення фази неминуче виникають у реальному лазері через різницю між фазовою і груповою швидкостями випромінювання в резонаторі лазера.

У частотній області:

1. Послідовність оптичних імпульсів описується дискретним частотним спектром, ширина $\Delta\nu$ якого визначається через тривалість одиночного імпульсу τ , тобто $\Delta\nu \approx \tau^{-1}$. Центральна частота спектра збігається із частотою випромінювання, що відповідає максимуму смуги посилення активного середовища. Таким чином, спектр являє собою набір дискретних оптичних частот. Наприклад, довжина хвилі випромінювання імпульсного лазера на основі Ті: сапфіра, перебуває в діапазоні від 700 нм до 800 нм (частота ~ 400 ТГц), щодо якої розташовується дискретний набір оптичних частот. Ширина оптичного

спектра досягає 20 – 30 ТГц, залежно від конструктивних особливостей лазера.

2. Дискретний спектр випромінювання імпульсного лазера фемтосекундного діапазону інакше називають частотною гребінкою оптичних еквідистантно розташованих частот (рис. 1.2), тим самим підкреслюється, що Фур'є-перетворення послідовності імпульсів являє собою не суцільний, а дискретний спектр. Частота кожного окремого піка такої гребінки (або кожної спектральної складової) визначається:

– її номером N , що відлічується від першої гармоніки, розташованої поблизу нуля на частотній осі;

– частотним інтервалом між піками f_{rep} ;

– величиною f_{CEO} – зрушенням піка з $N = 1$ «ідеальної» частотної сітки, що перекриває весь частотний діапазон, відносно $f = 0$. Внаслідок цього вся гребінка зрушується щодо спектра цілих гармонік частоти повторення на частоту розстроювання між несучою та гармонікою, що огинає.

Частота окремого піка гребінки оптичних частот визначається виразом [4]:

$$f_N = N \cdot f_{rep} + f_{CEO}. \quad (1.14)$$

Абсолютне значення оптичної частоти кожного піка визначається вимірюванням значень радіочастот f_{rep} і f_{CEO} , що принципово спрощує завдання вимірювання оптичних частот з максимальною точністю. Оскільки вимірювання цих частот можуть бути проведені за допомогою високоточних частотомірів, каліброваних за водневими або рубідієвими стандартами частоти, то обумовлене значення оптичної частоти буде пов'язане із частотою первинного стандарту частоти – цезієвим стандартом частоти f_{rep} , що дорівнює частоті міжмодового інтервалу та зазвичай лежить у діапазоні 100 – 1000 МГц:

$$f_{rep} = c_g / 2L,$$

де L – довжина резонатора;

c_g – групова швидкість випромінювання усередині резонатора.

Випромінювання фемтосекундного лазера може бути подано як сума усіх частотних компонентів [5 – 6]:

$$E(t) = \sum_{n=N-1}^{N+1} E_n \exp \left[i \left(n f_{rep} + f_{CEO} \right) t \right]. \quad (1.15)$$

Звідси частотний інтервал між піками f_{rep} може бути визначений як різниця частот сусідніх спектральних компонент:

$$f_n - f_{n-1} = \left(n f_{rep} + f_{CEO} \right) - \left[(n-1) f_{rep} + f_{CEO} \right] = f_{rep}. \quad (1.16)$$

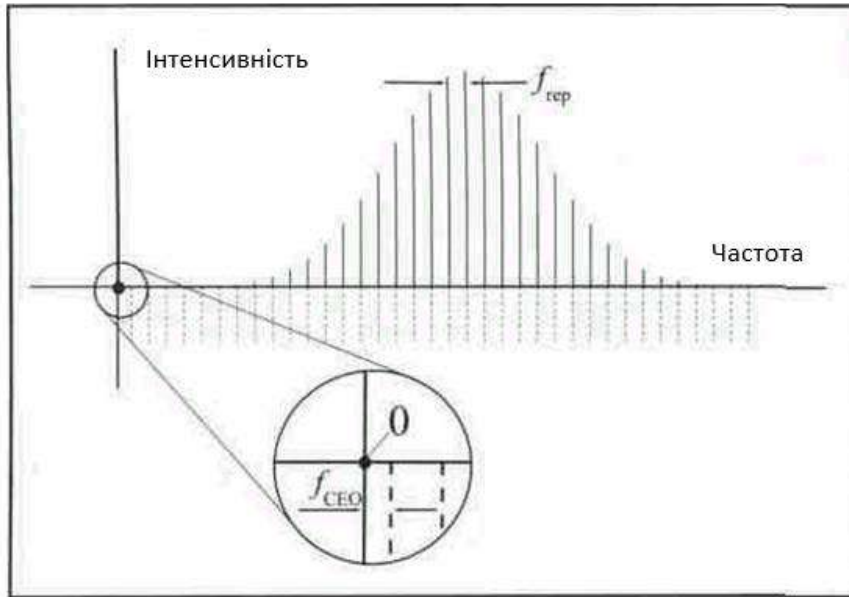
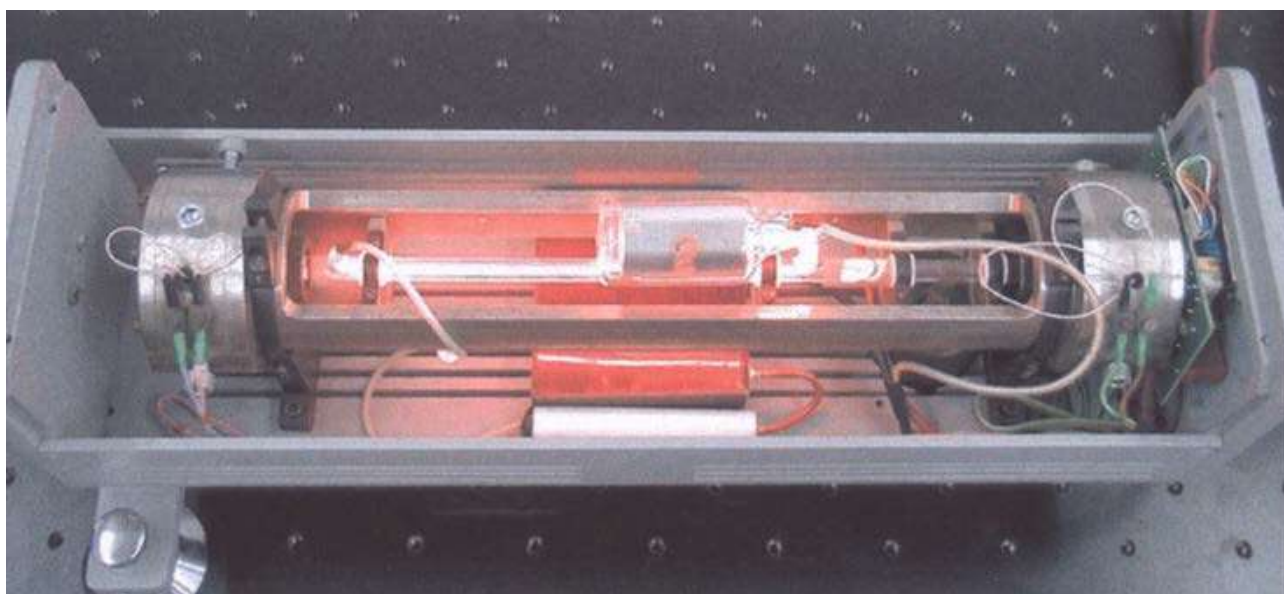


Рис. 1.2. Частотна гребінка випромінювання фемтосекундного лазера

2. ГАЗОВІ СТАНДАРТИ ЧАСТОТИ



2.1. Лазер як стандарт частоти

За останні півстоліття серед напрямків розвитку та практичного застосування лазерів виділяється напрямок, пов'язаний з такими характеристиками лазерного випромінювання, як монохроматичність і когерентність. Лазери, точніше лазерне випромінювання, дозволили створити такі джерела оптичного випромінювання з вузькими лініями випромінювання, які в принципі не могли існувати в природних умовах. З розвитком лазерів з'явилася можливість не тільки керувати, а й стабілізувати частоту оптичного випромінювання. Зі створенням перших стабілізованих за частотою лазерів з'явилася можливість вирішити фундаментальне завдання: створити єдиний еталон часу і довжини. Тобто в одному фізичному пристрої формуються електромагнітні сигнали, частота і довжина хвилі яких відомі з однаковою точністю.

Для того, щоб реалізувати такий єдиний еталон часу і довжини, необхідно було вирішити питання про значення швидкості світла. Протягом декількох століть проводилися експерименти і розрахунки, які були спрямовані на визначення c , згодом, – уточнення значення швидкості світла. Внаслідок досліджень, проведених з лазерними джерелами в 60-х і 70-х роках, стало зрозуміло, що існуючими методами не можна уточнити отримане значення швидкості світла.

У міжнародній практиці реєстрації результатів наукових досліджень на 17 Генеральній конференції з мір та ваг у 1983 році було прийнято унікальне рішення, яке обговорювалося в найгостріших дискусіях. Внаслідок цього рішення з'явилася можливість на базі лазерів, у яких частота випромінювання та довжина хвилі випромінювання у вакуумі λ пов'язані простим співвідношенням $\nu = c / \lambda$ створювати стандарти частоти і довжини хвилі.

Оптичні стандарти частоти (ОСЧ) – це пристрої, які забезпечують генерацію оптичного випромінювання у видимому діапазоні та ближньому інфрачервоному (ІЧ) діапазоні, головна особливість якого полягає в частотних характеристиках, тобто стабільності та відтворюваності частоти випромінювання. Зараз можна досить чітко сформулювати, що основні частотні характеристики створених і розроблених ОСЧ визначаються їх основними складовими, а саме – активним середовищем вибраного лазера, оптичним частотним репером і електронною системою, що забезпечує активну стабілізацію частоти випромінювання [7 – 8]. У залежності від обраних лазерів та оптичних реперів, ОСЧ мають різні частотні характеристики, тому можна їх умовно поділити на

три групи. До першої групи належать He-Ne-лазери, частота яких стабілізується за йодом і метаном. Друга група включає в себе твердотільні лазери, у яких частота другої гармоніки випромінювання стабілізується за йодом. І третя група об'єднує ОСЧ на основі напівпровідникових лазерів, частота яких стабілізується за лініями поглинання охолоджених атомів, іонів та ядерних переходів. ОСЧ кожної з цих груп мають різну сферу застосування. Широке застосування знайшли ОСЧ на базі He-Ne лазерів [9 – 11].

Якщо розглядати застосування оптичних стандартів частоти в науці та техніці, то виявляється, що у багатьох випадках їх використання ускладнене або просто не реалізоване з однієї причини – відсутності інформації про можливість їх практичного застосування, а також враховуючи їх технічні параметри, умови їхнього контролю та багатьох інших умов, що забезпечують параметри спрямованості.

Процеси пошуку умов генерації, оптимізації параметрів лазерів і методів управління ними добре вивчені, ведуться постійно і спрямовані на досягнення все більш високої стабільності та відтворюваності частоти випромінювання.

Частота (довжина хвилі) випромінювання лазера визначається двома фізичними параметрами – шириною лінії посилення лазера і довжиною його резонатора. Незалежно від збурень частотою лазерів можна керувати за допомогою корекції довжини резонатора. Лазери як джерела монохроматичного випромінювання відкрили принципово нові можливості для оптичної спектроскопії. З їх допомогою вдалося отримати і досліджувати вузькі резонанси нелінійного поглинання. Основна область застосування цих резонансів – стабілізація частоти випромінювання лазерів.

Основним реєстрованим фізичним ефектом, що використовується під час стабілізації частоти лазера, є залежність потужності випромінювання від частоти.

Для створення лазера з високою стабільністю частоти необхідно мати атомний або молекулярний репер в оптичному діапазоні, що задовольняє таким умовам:

- частота репера має бути стабільною і відтворюною;
- відносна ширина резонансної кривої має дозволяти здійснювати активне автопідстроювання частоти випромінювання лазера;
- початкові й кінцеві рівні квантових переходів слабо збурюються зовнішніми полями і зіткненнями часток між собою.

Щоб виключити вплив доплерівського розширення спектральних ліній поглинання, використовується метод насичення поглинання газу низького тиску.

2.2. Модель опису залежності частоти випромінювання від контрольованих параметрів лазера

У загальному випадку залежність значення частоти f , стабілізованої за піками насиченого поглинання в йоді, випромінювання He-Ne/ $^{127}\text{I}_2$ лазерів від трьох контрольованих параметрів описується деякою нелінійною функцією тобто [8, 12]:

$$f = f(P, U, T), \quad (2.1)$$

де P – потужність лазера в середині резонатора;

T – температура йоду в охолоджуваному штенгелі йодної комірки;

U – амплітуда девіації оптичної частоти.

Консультативним Комітетом з довжини з метою забезпечення єдності вимірювання довжини хвилі випромінювання He-Ne/ $^{127}\text{I}_2$ лазерів запропоновані чисельні значення трьох контрольованих фізичних параметрів лазерів і систем стабілізації частоти, за якими виміряні абсолютні значення частот стабілізованих за піками насиченого поглинання в йоді, а саме – нормальні значення контрольованих параметрів, які дорівнюють:

$$P_{\text{норм}} = 10\text{мВт}; U_{\text{норм}} = 6\text{МГц}; T_{\text{норм}} = 15^\circ\text{C}. \quad (2.2)$$

Метрологічні дослідження відтворюваності частоти He-Ne/ $^{127}\text{I}_2$ лазерів зазвичай спрямовані на встановлення значення частоти випромінювання за реальних значень контрольованих параметрів та її зв'язку зі значенням частоти за нормальних значень параметрів, що контролюються.

Це означає, що абсолютне значення частоти випромінювання f , при значеннях параметрів, близьких до нормальних значень, що контролюються, може бути описане в лінійному наближенні розкладання (2.1):

$$f = f_1 + \frac{\partial f_1}{\partial P}(P_1 - P_{\text{норм}}) + \frac{\partial f_1}{\partial U}(U_1 - U_{\text{норм}}) + \frac{\partial f_1}{\partial T}(T_1 - T_{\text{норм}}) + \dots \quad (2.3)$$

де f_1 – абсолютне значення частоти випромінювання за нормальних умов;

$\frac{\partial f}{\partial P}$, $\frac{\partial f}{\partial U}$, і $\frac{\partial f}{\partial T}$ – коефіцієнти розкладу, які можна визначити тільки

експериментальним шляхом;

$P_1; U_1; T_1$ – поточні значення контрольованих параметрів.

В експериментах використовується не внутрішньорезонаторна потужність, а вихідна, при цьому враховується вимірне значення коефіцієнта пропускання вихідного дзеркала R_t , за допомогою якого внутрішньорезонаторна потужність обчислюється як $P = P_{вих} R_t$.

Лінійний розклад (2.3) запропоновано розглядати як основне рівняння стабілізованого за частотою He-Ne/ $^{127}\text{I}_2$ лазера, яке описує залежність стабілізованої частоти випромінювання від значень контрольованих параметрів.

Основним і практично єдиним способом контролю змін оптичної частоти випромінювання f є гетеродинний вимір різниці частот між двома лазерами. Для коректного обліку впливу контрольованих параметрів на відтворюваність частоти випромінювання і, отже, на різницеву частоту сигналу биття між оптичними частотами двох лазерів використовується проста й фізично зрозуміла теоретична модель опису різниць частот.

Якщо реальні значення контрольованих параметрів знаходяться поблизу нормальних значень, то різниця між оптичними частотами f_1 і f_2 двох лазерів з урахуванням лінійного розкладу (2.3) поблизу нормальних умов описується таким виразом [12]:

$$\Delta F = \Delta f + \frac{\partial f_1}{\partial P}(P_1 - P_{норм}) + \frac{\partial f_1}{\partial t}(U_1 - U_{норм}) + \frac{\partial f_1}{\partial T}(T_1 - T_{норм}) - \left[\frac{\partial f_2}{\partial P}(P_2 - P_{норм}) + \frac{\partial f_2}{\partial t}(U_2 - U_{норм}) + \frac{\partial f_2}{\partial T}(T_2 - T_{норм}) \right], \quad (2.4)$$

де $\Delta f = f_1 - f_2$ – вимірне значення різниці між частотами двох лазерів;

$P_{1,2}; U_{1,2}; T_{1,2}$ – реальні значення контрольованих параметрів у першого і другого лазерів.

Знання перших похідних частоти за контрольованими параметрами дозволяє коригувати абсолютну частоту випромінювання на величину відхилення контрольованого параметра від нормального значення, і, отже, визначати різницю частот, прив'язану до абсолютних значень частот лазерів.

У зв'язку з цим першим і обов'язковим етапом досліджень метрологічних характеристик лазерів є експериментальне визначення похідних $\frac{\partial f}{\partial P}$, $\frac{\partial f}{\partial U}$, $\frac{\partial f}{\partial T}$, за допомогою яких можна було прив'язатися до нормальних умов роботи лазера й оцінити стійкість роботи лазера.

У загальному випадку порядок цих досліджень полягав у наступному. Параметри одного з лазерів встановлюються з нормальними значеннями, а контрольовані параметри другого лазера примусово змінюються поблизу нормальних значень. За результатами вимірювань частоти биття в залежності від величини змінного параметра розраховуються коефіцієнти зсуву частоти випромінювання, обумовлені впливом одного контрольованого параметра лазера:

- потужнісний зсув $k_p = \frac{\partial f}{\partial P}$;
- модуляційний зсув $k_m = \frac{\partial f}{\partial U}$;
- температурний зсув $k_T = \frac{\partial f}{\partial T}$.

Таким чином, за емпірично встановлених значень коефіцієнтів зрушень визначалися величини зсуву частоти випромінювання лазера при зареєстрованому відхиленні контрольованого параметра від номінального значення.

Якщо коефіцієнти зсуву k_p , k_m , k_T є детермінованими величинами, то різниця між поточними значеннями контрольованих параметрів P_1, U_1, T_1 і нормальними значеннями носить випадковий характер. Похибка установки і вимірювання значень контрольованих параметрів при реальній роботі лазерів визначає основні невиключені систематичні похибки відтворення частоти (довжини хвилі) Θ_p , Θ_u і Θ_T , які є кордонами невиключених систематичних похибок:

$$\Theta_p = \frac{\partial f}{\partial P} (P_1 - P_{норм}), \quad \Theta_u = \frac{\partial f}{\partial U} (U_1 - U_{норм}), \quad \Theta_T = \frac{\partial f}{\partial T} (T_1 - T_{норм}). \quad (2.5)$$

Довірчі межі невиключеної систематичної похибки Θ встановлення величини зсуву стабілізованої частоти визначаються як:

$$\Theta = 1,1 \sqrt{\sum_{i=1}^3 \Theta_i^2}. \quad (2.6)$$

У загальному випадку корекція вимірної різниці частоти між лазерами за результатами вимірювання значень величин контрольованих параметрів є обов'язковим етапом метрологічних досліджень. Коригування дає можливість прив'язатися до абсолютного значенням частоти, прийнятого за номінальних

умов Рекомендацій. Проте, враховуючи рівняння (2.4), необхідно попередньо визначити значення різницевої частоти Δf .

2.3. Особливості конструкції He-Ne лазера

He-Ne/ $^{127}\text{I}_2$ лазери мають резонатор тільки з зовнішніми дзеркалами (рис. 2.1, рис. 2.4). Тому стабільність взаємного розташування всіх елементів у резонаторі лазера визначають стабільність оптичної потужності і спектральний склад випромінювання в процесі роботи лазера [8, 12].

Механічною основою резонатора лазера є фрезерована інварова труба. Оптичний резонатор сформований діелектричними дзеркалами з радіусами кривизни $R_1 = 1000$ мм і $R_2 = 2000$ мм і коефіцієнтами відбиття $\rho = 0,93$ та $0,98$, відповідно. Дзеркала лазера закріплені на п'єзокераміці ПП4 і розташовані в плаваючих обоймах на торцях. З метою підвищення стабільності оптичної довжини резонатора його довжина, внаслідок досліджень, була встановлена 240 мм. Ця довжина була визначена умовою контрастності піків насиченого поглинання в йоді при заданих розмірах активного елемента і йодної комірки, які забезпечували необхідний коефіцієнт посилення і насичення поглинаючого середовища.

Усередині резонатора, чітко по його осі, жорстко закріплений активний елемент, що являє собою газорозрядну трубку з холодним катодом, наповнену сумішшю He-Ne у співвідношенні 7:1 (при загальному тиску 2,77 мм. рт. ст), довжиною 175 мм з діаметром капіляра 1,3 мм (рис. 2.3) і поглинаючу комірку довжиною 75 мм з внутрішнім діаметром 8 мм (рис. 2.4), наповнену ізотопом молекулярного йоду $^{127}\text{I}_2$ [12].

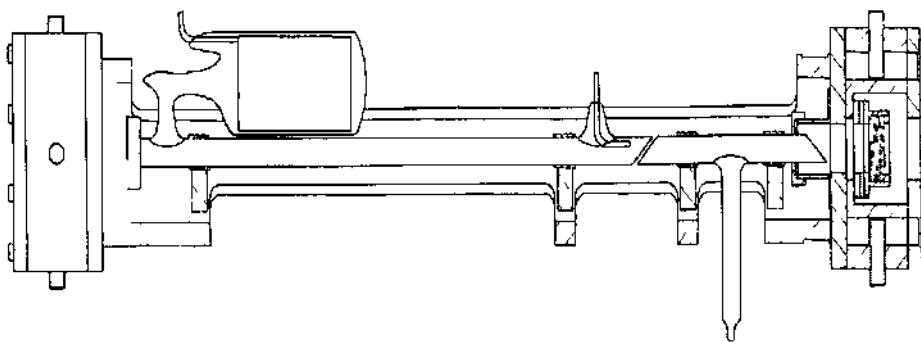


Рис. 2.1. Конструкція лазера

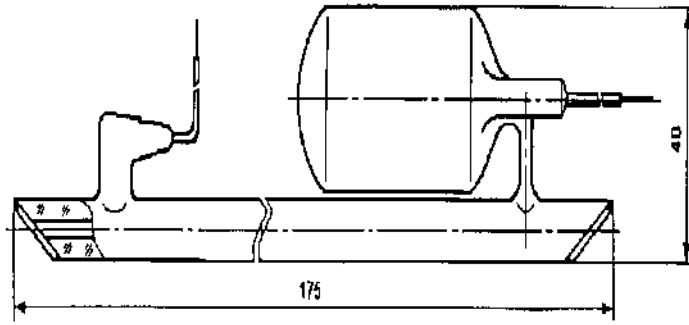


Рис. 2.2. Конструкція активного елемента лазера

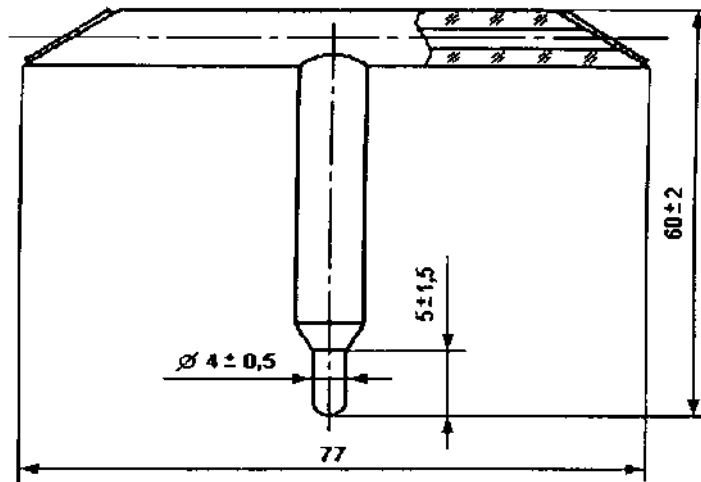


Рис. 2.3. Конструкція осередки з йодом

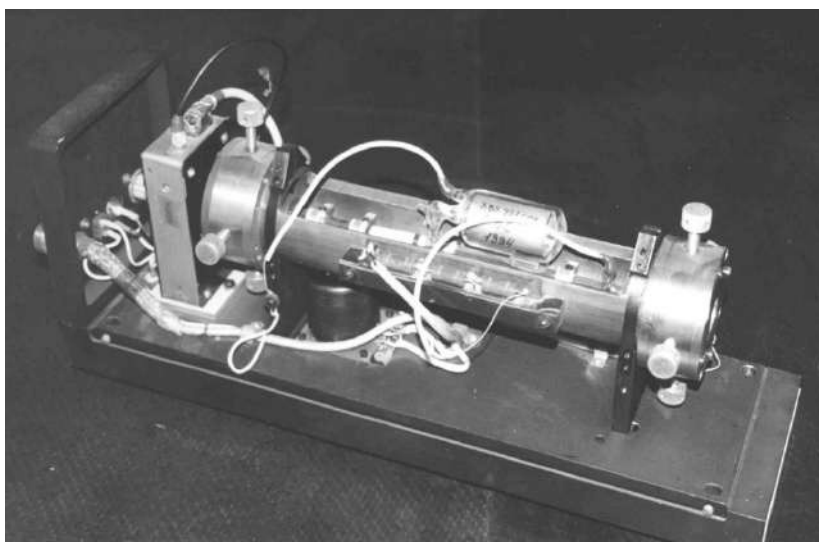
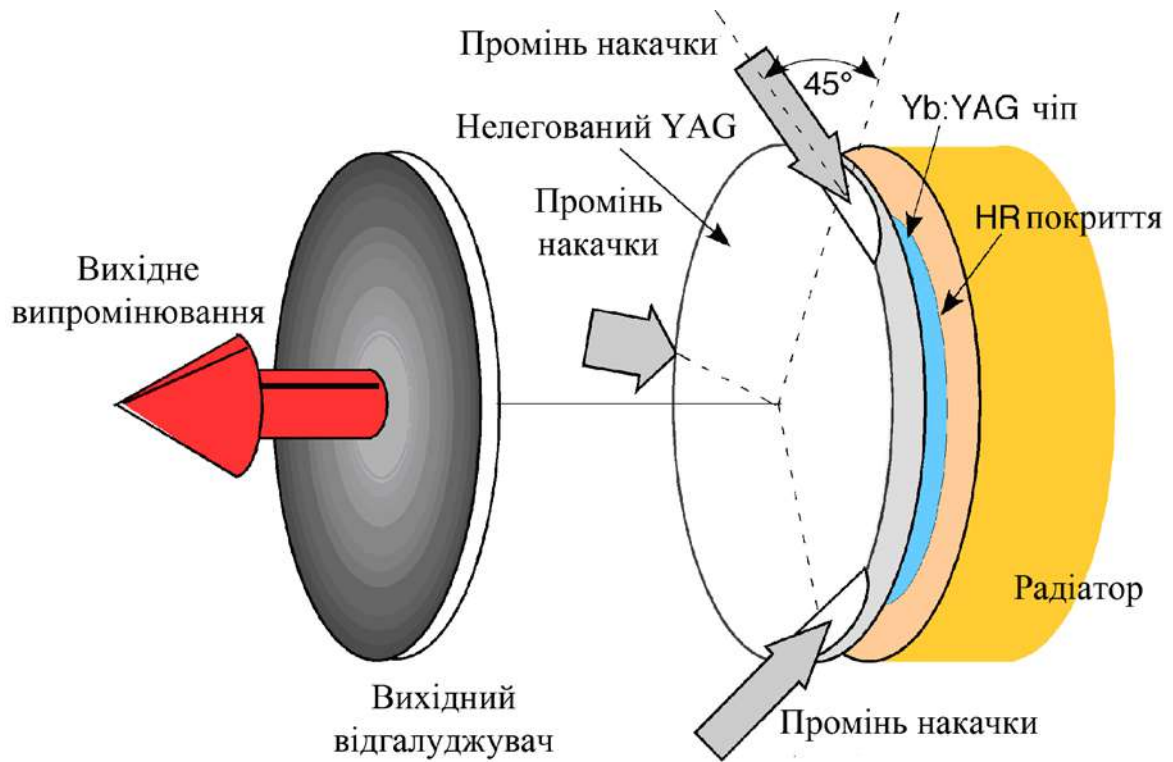


Рис. 2.4. He-Ne лазер

Активний елемент і поглинаючий осередок виготовлені зі скла С52-1, а вікна Брюстера зі скла ЛК4. Технологія герметизації вікон Брюстера заснована на використанні сіталоцементу, що дозволило значно збільшити час життя активних елементів та йодних комірок. Для запобігання забруднень вікон Брюстера трубки й осередку передбачена ізоляція повітряних проміжків між дзеркалами резонатора і вікнами трубки та осередку.

Для керування тиском насичуючих парів йоду в осередку і, отже, концентрацією йоду в усьому внутрішньому обсязі штенгель комірки підтримується за певної температури (15°C).

3. ТВЕРДОТІЛЬНІ ЧІП-ЛАЗЕРИ ДЛЯ СТАНДАРТІВ ЧАСТОТИ



3.1. Типи твердотільних лазерів

За типами конструкції резонаторів твердотільні лазери з напівпровідниковим накачуванням (ТЛНН) поділяються на два типи:

- лінійні ТЛНН, резонатори яких виконуються у вигляді інтерферометра Фабрі-Перо;
- кільцеві ТЛНН, резонатори яких мають форму складної багатогранної призми, що сполучена з активним середовищем.

Дослідження особливості конструкції твердотільних чіп-лазерів з напівпровідниковим накачуванням проведено на основі найпоширеніших активних елементів (АЕ), але особлива увага приділена ТЛНН з активним середовищем $YAG:Nd^{3+}$ (довжина хвилі генерації для $YAG:Nd^{3+}$ – 1,06 мкм, довжина хвилі накачування, вона ж є лінією поглинання граната, – 809 нм). Такий вибір активного елемента обумовлений його добрими спектрально-люмінесцентними характеристиками та сильною смугою поглинання в зручному для накачування спектральному діапазоні з високою оптичною однорідністю та добрими експлуатаційними характеристиками (високою теплопровідністю, малим коефіцієнтом лінійного розширення, високою твердістю тощо) [13 – 14].

3.2. Активні середовища для ТЛНН

Розвиток твердотільних лазерів протягом останніх двадцяти років був пов'язаний зі створенням таких активних середовищ, які дозволяють забезпечити:

- підвищення ефективності генерації;
- поліпшення спектральних характеристик лазерного випромінювання.

Вирішення цих завдань було досягнуто шляхом створення активних середовищ, які мають ефективне поглинання у спектральному діапазоні випромінювання напівпровідникових лазерів. Дотепер досліджені сотні лазерних кристалічних матеріалів, однак під час конструювання чіп ТЛНН (ЧТЛНН) застосовуються тільки одиниці. Використання того або іншого активного лазерного кристала в конструкції ЧТЛНН визначається не тільки технологічною доступністю вихідного матеріалу (можливістю вирощування високоякісних кристалів з необхідною концентрацією активатора), але й забезпеченням таких фізичних властивостей, як лазерна й механічна міцність,

теплопровідність, поперечні перерізи переходів під час генерації й поглинання, час життя збудженого стану тощо.

Зараз для створення ТЛНН використовуються кристали, що виготовляють промисловим способом, а саме [13]:

1. Nd:YAG (алюмоітрієвий гранат);
2. Nd:YSGG (ітрій-скандій-галієвий гранат);
3. Nd:YAB (алюмоітрієвий борат);
4. Nd:YVO₄ (ванадат ітрія);
5. Nd:GdVO₄ (ванадат гадолінія);
6. Nd:LSB (скандоборат лантану);
7. Yb:YAG (алюмоітрієвий гранат);
8. Nd:CSB (скандоборат церію).

У табл. 3.1 наведені властивості деяких кристалів.

Таблиця 3.1

Властивості деяких кристалів

Параметри активного середовища	Nd:YAG	Nd:YVO ₄	Nd:GdO ₄
Ефективний перетин змушеного переходу для $\lambda = 1,064$ мкм	2,8	15,6	7,6
Коефіцієнт поглинання (см ⁻¹)	7,6	40,7 (E C) 10,5 (E ⊥ C)	74 (E C) 10,6 (E ⊥ C)
Ширина смуги поглинання (см ⁻¹)	2,5	87 (E C) 15 E ⊥ C)	3,2 (E C)
Температурна провідність	13	5,1	12,3

Під час розробки й проектування лазерів зі встановленими параметрами необхідно підбирати активне середовище з урахуванням таких фізичних характеристик:

– перетин стимульованого випромінювання для основного лазерного переходу $^4F_{3/2} - ^4I_{11/2}$ у Nd:LSB і Nd:YAG порівнянні, але вони менше, ніж в Nd:YVO₄;

– теплопровідність і гранична щільність потужності в Nd:LSB поступається кристалам Nd:YAG і Nd:YVO₄. Враховуючи, що реальні лазери з діодним накачуванням на кристалах Nd:LSB, Nd:YAG і Nd:YVO₄ працюють далеко за межею граничної щільності потужності, цей дефект можна не брати до уваги;

– лінійна поляризація стимульованого випромінювання лазерів з діодним накачуванням на кристалах Nd:LSB і Nd:YVO₄ дозволяє реалізовувати внутрішньорезонаторне подвоєння частоти стимульованого випромінювання;

– один з можливих способів поліпшення характеристик лазерів і спрощення їхньої конструкції полягає в заміні активного елемента й нелінійного елемента на один активно-нелінійний елемент. Кристали, які мають подібні властивості відомі, наприклад, Nd:YAl₃(BO₃)₄ і Nd:YAB. За своїми спектроскопічними і генераційними характеристиками цей кристал багато в чому подібний Nd:LSB, а за величиною ефективною нелінійною сприйнятливості поступається КТР (фосфат титанілу калію).

Ефективність використання лазерного накачування для твердотільних лазерів, насамперед, визначається шириною спектра випромінювання напівпровідникового лазера (НЛ) і збігом довжини хвилі випромінювання НЛ із центром лінії поглинання активного середовища, ширина якого становить величину близьку 4 нм. Ефективність накачування може бути вище 80 %, оскільки використання монохроматичного випромінювання лазерного діода дозволяє селективно збуджувати робочий рівень активного елемента твердотільного лазера. Лазери, що використовуються для накачування, як правило, працюють в одночастотному режимі генерації зі спектральною шириною випромінювання не більше 1 нм. У табл. 3.2 наведені довжини хвиль накачування для деяких типів активних середовищ ТЛНН.

Таблиця 3.2

Довжини хвиль накачування для деяких типів активних середовищ ТЛНН

Довжина хвилі накачування, нм	Активне середовище	Довжина хвилі випромінювання, нм	Довжина хвилі другої гармоніки, нм; нел. середовище
940,5	Yb: YAG	1,03	515; КТР
808,5	Nd: YAG	1,064	532; КТР
807,5	Nd: LSB	1,063	531,5; КТР

У ТЛНН використовуються два способи накачування активного елемента: торцевий і бічний. У першому випадку випромінювання за допомогою системи лінз вводиться в резонатор через поверхню одного із дзеркал, тобто вводиться через торець лазерного стрижня (поздовжнє або торцеве накачування). В другому випадку випромінювання вводиться з боку бічної поверхні активного

елемента, тобто в поперечному напрямку стосовно осі резонатора (поперечне накачування).

З погляду підвищення потужності стимульованого випромінювання, поперечне накачування має перевагу перед торцевим накачуванням. Слід підкреслити, що максимальна потужність лазерів з діодним накачуванням у цей час перевищує 1 кВт. Такі рівні потужності досягаються шляхом формування матриць з одиничних напівпровідникових лазерів.

Для одержання одномодового й одночастотного спектра випромінювання ЧТЛНН використовується поздовжнє накачування, що забезпечує добре узгодження каустик-генерованого випромінювання й пучка накачування.

Вибір конфігурації резонатора ТЛНН залежить від властивостей використовуваного активного середовища й умов її ефективного накачування. Ефективність накачування характеризується двома параметрами: по-перше, частота накачування має бути максимально близькою до центральної частоти лінії поглинання, а спектр випромінювання не перевищувати ширину смуги поглинання; по-друге, накачування має повністю поглинатися активним середовищем і забезпечувати порушення й стійку генерацію основної поперечної моди резонатора TEM_{00} .

У резонаторі формується основна поперечна мода з максимальним об'ємом і мінімальним розходженням генерованого пучка випромінювання. У цьому випадку узгодження об'ємів генерованої основної моди з пучком накачування можливо під час формування в резонаторі плоско-паралельного пучка випромінювання напівпровідникового лазера, поперечні розміри якого не перевищують поперечні розміри генерованої моди.

Використання сферичних дзеркал під час формування стійкого резонатора ТЛНН дозволяє створювати умови, за яких каустика основної моди найбільш вдало узгоджується зі збіжним пучком випромінювання накачування.

Довжина резонатора (оптична довжина шляху проміння, що проходить у резонаторі) вибирається з умови максимального поглинання потужності накачування активним середовищем. Для $Nd^{3+}:YAG$, практично вся потужність, накачування, що вводиться, поглинається активним середовищем на довжині резонатора лазера 5 мм (резонатор одного з перших лінійних ТЛНН, виготовлений з $YAG:Nd^{3+}$, являє собою стрижень довжиною 5 мм і діаметром 2 мм зі сферичними торцями).

Під час використання більш короткого оптичного ходу променя в активному середовищі частка поглиненої потужності зменшується, що

викликає зниження ККД лазера. У випадку лінійних резонаторів їхні довжини вибираються в інтервалі від 100 мкм до 1 мм. ККД таких лазерів невисокий, однак настільки малі довжини резонаторів необхідні для забезпечення основної умови одночастотного випромінювання, а саме – перевищення величини міжмодового інтервалу $\Delta\nu = c/2Ln$ (n – показник заломлення активного середовища) над шириною смуги посилення активного середовища $\Delta\nu_{\text{посил.}}$, тобто:

$$\Delta\nu \geq \Delta\nu_{\text{посил.}} \quad (3.1)$$

У цьому випадку одномодова генерація спостерігатиметься при багаторазовому перевищенні порога генерації. Так при порозі 1 мВт генерації випромінювання з довжиною хвилі 1,064 мкм в активному середовищі YAG:Nd³⁺, вихідна потужність в одномодовому режимі може становити 22 мВт (при прозорості вихідного дзеркала 0,3 %). Наприклад, з урахуванням умови одночастотного випромінювання створені лазери на YAG:Nd³⁺ з довжиною хвилі випромінювання 1,064 мкм, мали довжину резонатора 730 мкм.

Ефективність накачування ТЛНН лазерним випромінюванням тим вище, чим більше коефіцієнт просторового поєднання в резонаторі й об'єм пучка накачування, введеного в резонатор [13 – 17].

У резонаторі лінійного ТЛНН порушення поперечних мод залежить від ступеня просторового сполучення об'єму сформованого пучка випромінювання накачування й об'єму генерованої основної моди випромінювання TEM₀₀. У випадку, коли об'єм пучка накачування повністю сполучається з об'ємом основної моди TEM₀₀ резонатора й не перевищує її, то генерація випромінювання здійснюватиметься тільки на основній поперечній моді TEM₀₀. Якщо поперечні розміри пучка накачування значно перевищуватимуть поперечний розмір основної генерованої моди, то виконуватимуться умови, що забезпечують генерацію поперечних мод вищих порядків. Будь-яка просторова неузгодженість пучка накачування й основної моди резонатора приводить до умов порушення поперечних мод вищих порядків у ЧТЛНН. Слід врахувати, що, використовуючи такий параметр як об'єм моди, необхідно прив'язуватися до використовуваного рівня потужності випромінювання накачування. Відомо, що поперечний розмір пучка в будь-якій точці каустики визначається як відстань, на яку потужність випромінювання відповідно центра пучка зменшується в 1/e² разів. Тому при різних рівнях потужності випромінювання накачування її об'єму характеризуватиметься різною величиною. Отже, другою умовою, що

забезпечує одномодову генерацію, є рівень перевищення потужності накачування над порогом генерації.

3.3. Особливості лінійних чіп-лазерів

Монолітні лінійні чіп-лазери являють собою короткі (довжиною від 0,1 мм до 5 мм у напрямку генерації) стрижні із плоскими або сферичними торцями. Збудження таких лазерів здійснюється, як правило, за поздовжньою схемою. На рис. 3.1, (а – ж) представлені основні схеми торцевого і поздовжнього накачування. Дані схеми включають: глухе дзеркало резонатора (часто наноситься безпосередньо на торець активного елемента) – 1; вихідне дзеркало резонатора – 2; активний елемент – 3; мікрооб'єктив (циліндрична лінза) – 4; лазерний діод (діодна матриця) – 5; термостабілізатор – 6; додаткове селективне дзеркало – 7; змішувальний поляризаційний кубик – 8; HR і HT – високі коефіцієнти відбиття й пропускання діелектричних покриттів деяких елементів лазерів; у дужках зазначено довжини хвиль у мікрометрах. На один з торців кристала, через який здійснюється накачування, наноситься селективне дзеркало, глухе на частоті генерації, яке має високе пропускання на довжині хвилі накачування, а на другий торець – вихідне дзеркало. Випромінювання накачування фокусується за допомогою мікрооб'єктива у середину активного елемента.

Вихідна потужність лазерів такого типу може досягати декількох ватів у безперервному режимі. При модуляції добротності пікова потужність випромінювання чіп-лазера досягає 600 кВт при енергії імпульсу приблизно 5 мДж.

У більшості випадків важливо одержати генерацію на основній поперечній моді TEM_{00} . У монолітних лазерах з поздовжнім накачуванням селекція поперечних мод може бути здійснена вибором конфігурації резонатора й спеціальним формуванням каустики пучка накачування. Оптимальний перетин накачуваної області має бути порядку перетину каустики основної моди резонатора. При більш сильному фокусуванні накачування можливо переважне порушення лагер-гаусових мод більш високого порядку [18 – 22].

Селекція поздовжніх мод для одержання одночастотної генерації в лінійних чіп-лазерах є досить складним завданням. Це пов'язано з великою (порівняно з міжмодовим інтервалом) шириною однорідно-розширеної лінії посилення типових твердотільних лазерів. Так, наприклад, для YAG:Nd ширина лінії посилення становить приблизно 180 ГГц, тоді як міжмодовий інтервал, як

правило, не перевищує 10 – 15 ГГц. Тому для реалізації одночастотної генерації в лінійних чіп-лазерах необхідне використання спеціальних селекторів.

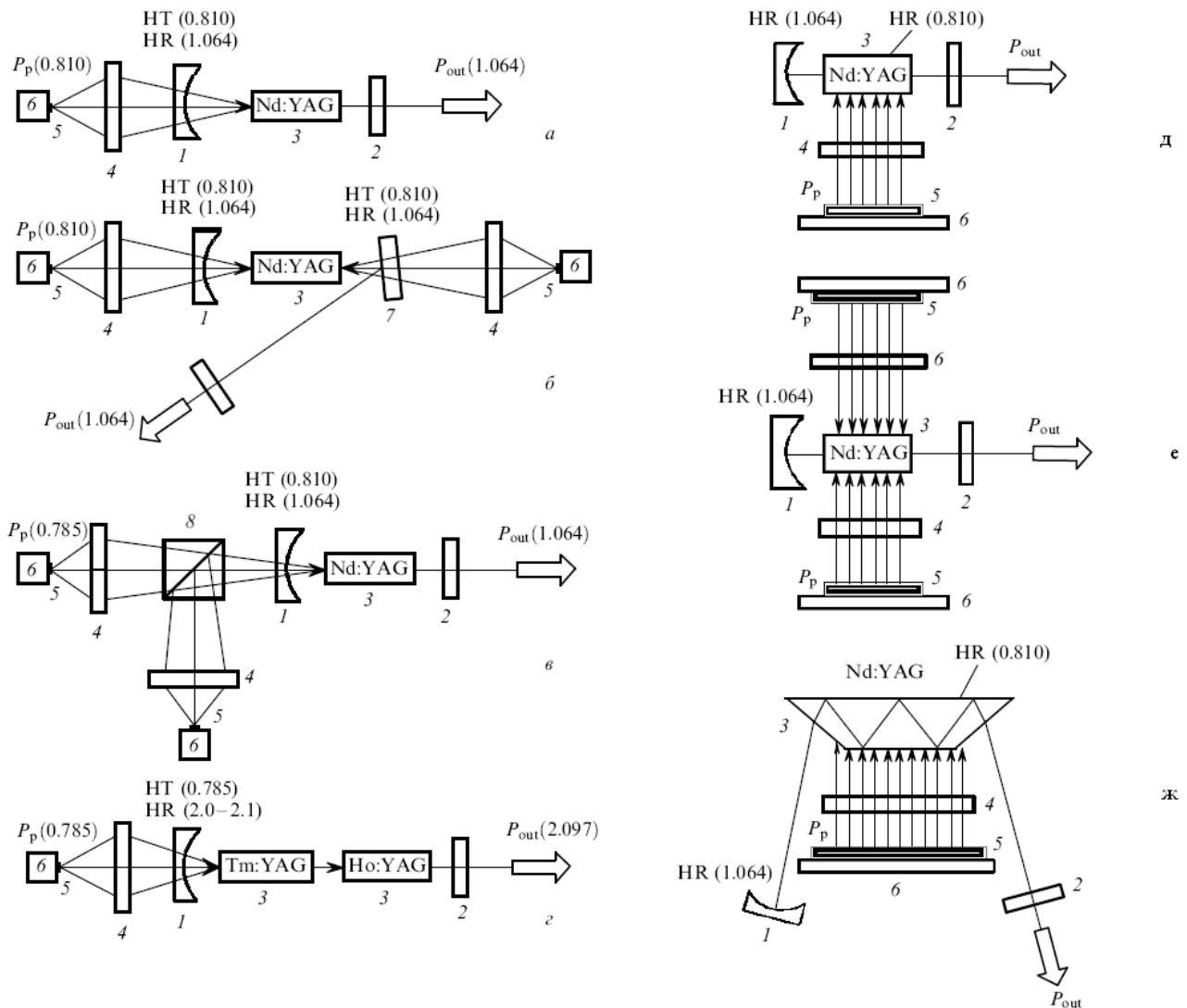


Рис. 3.1. Основні схеми торцевого і поздовжнього накачування:

а – «класична» схема торцевого накачування;

б – двостороння схема накачування;

в – торцева схема, що використовує два напівпровідникових лазери;

г – схема із внутрішньорезонаторним перетворенням довжини хвилі накачування;

д – однобічна схема накачування;

е – двостороння схема накачування;

ж – схема порушення сліб-елемента

Однак, оскільки внесення селективних елементів у резонатор монолітних чіп-лазерів неможливе, основним способом одержання одночастотної генерації є зменшення поздовжніх розмірів резонатора. Для досягнення стабільної одномодової генерації в лінійних чіп-лазерах на YAG:Nd необхідно, щоб довжина резонатора не перевищувала 200 – 300 мкм. При більших довжинах

резонатора одночастотний режим реалізується лише при малих перевищеннях потужності накачування над граничною.

У лінійних чіп-лазерах з малою довжиною резонатора для одержання більшої потужності доцільно використовувати або середовища з високою концентрацією активних центрів, або середовища з більшим перетином поглинання випромінювання накачування. У таких середовищах виникає цікава можливість одержання одночастотної генерації, що пов'язана з конкурентною взаємодією поздовжніх мод.

Класичним прикладом монолітного лінійного чіп-лазера є лазер із дзеркалами, нанесеними безпосередньо на торці кристала (рис. 3.2). У цьому лазері активний елемент, виконаний з високоякісного монокристала $YVO_4:Nd$, має квадратний перетин зі стороною 3 мм. Один торець кристала плоский, а другий – сферичний з радіусом кривизни 10 см. На плоский торець нанесене селективне покриття, що має високий коефіцієнт відбиття на довжині хвилі генерації $\lambda = 1,06$ мкм і низький – на довжині хвилі накачування $\lambda_n = 0,808$ мкм. Довжина резонатора (активного елемента) становить 1,5 мм. Лазер працює на основній поперечній моді TEM_{00} при потужності вихідного безперервного випромінювання декілька десятків міліват. Диференціальний ККД таких чіп-лазерів досягає 57 – 58 % [18, 23 – 25].

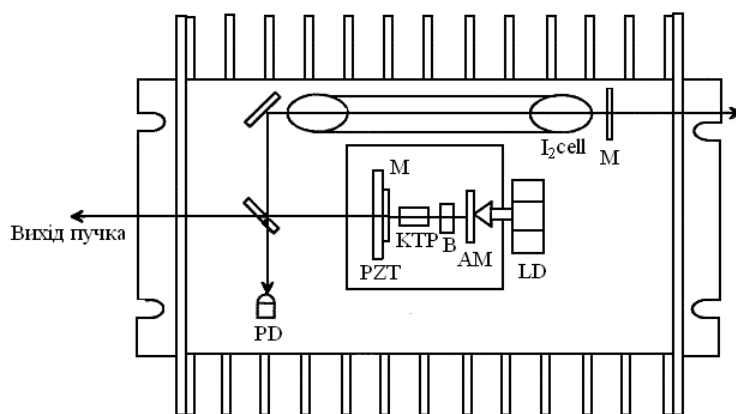


Рис. 3.2. Твердотільний лінійний чіп-лазер з йодною коміркою для стабілізації частоти випромінювання

Структура даної схеми включає: твердотільний чіп-лазера з активним середовищем – AM $Nd:YVO_4$ і довжиною хвилі випромінювання 1064 нм; LD – напівпровідниковий лазер накачування з довжиною хвилі випромінювання 808 нм (0,5 Вт потужності випромінювання); B – прозора пластина під кутом Брюстера; KTR – нелінійний кристал, в якому відбувається подвоєння оптичної

частоти; M – вихідне дзеркало, яке встановлене на п'єзоелемент – PZT, що забезпечує перебудову довжини резонатора; I_2 – йодна комірка, наповнена парами молекулярного йоду з надтонкими лініями поглинання в діапазоні близького до 532 нм; PD – фотодетектор.

В подальшому лінійний лазер може бути замінений на кільцевий і буде створений новий тип стандарту оптичної частоти (довжини хвилі) для мікроінтерферометрів переміщення, атомних силових мікроскопів, призначених для нанотехнологій.

Наразі у лінійних чіп-лазерах використовуються активні кристали, що працюють не тільки за чотирирівневою, але й за трирівневою схемами. В останньому випадку виникає необхідність створення таких умов, за яких інтенсивність накачування на вихідному торці кристала становить значну частку від інтенсивності накачування на вхідному торці. Це пов'язано з необхідністю мати інверсію населеності по всій довжині активного елемента, у протилежному випадку відбувається різке зростання втрат на частоті випромінювання лазера.

3.4. Особливості кільцевих твердотільних чіп-лазерів

Можливість одержання досить стабільної одночастотної генерації в лінійних чіп-лазерах обмежена властивим їм просторово-неоднорідним «випалюванням» інверсії в процесі генерації. Тому для одержання стабільної одночастотної генерації найбільш перспективним є використання кільцевих лазерів біжучої хвилі.

За своєю конструкцією кільцеві лазери такої хвилі можна поділити на три групи: традиційні кільцеві лазери, що складаються з дискретних елементів, монолітні й напівмонолітні кільцеві чіп-лазери.

У лазерах першої групи дзеркала резонатора виконані, як правило, у вигляді окремих елементів, а в якості невзаємного обертача площини поляризації часто застосовується сам активний елемент. Взаємне обертання площини поляризації в кільцевих лазерах може бути отримане під час використання неплоского резонатора. Недоліком кільцевих лазерів, що складаються з дискретних елементів, є їхня невисока стабільність (відносна нестабільність інтенсивності випромінювання становить приблизно 1 %, а частоти – 10^{-8}), обумовлена недостатньою твердістю конструкції цих лазерів.

З погляду максимальної стабільності кращі характеристики має монолітна конструкція чіп-лазера. Монолітний кільцевий чіп-лазер являє собою складну

багатогранну призму (рис. 3.3), вирізану з оптично однорідного монокристала (найчастіше з YAG:Nd). У цьому лазері функції активного середовища, взаємного й невзаємного обертача та оптичного резонатора виконує той самий елемент, конфігурація якого обрана такою, щоб існування кільцевого (плоского або неплоского) резонатора забезпечувалося повними внутрішніми відбиттями від граней елемента й частково проникним дзеркалом, нанесеним на одну з його граней. Для стійкості резонатора одна з граней призми має сферичну поверхню, на яку нанесене селективне дзеркало з високим коефіцієнтом відбиття на довжині хвилі генерації й високою прозорістю на частоті накачування. Збудження чіп-лазера здійснюється саме через це дзеркало.

Кільцеві ТЛНН являють собою джерело лазерного випромінювання, основний режим генерації якого реалізується у вигляді біжучої хвилі. Монолітний кільцевий ТЛНН являє собою інтегральний елемент, що поєднує функції активного елемента, кільцевого резонатора й невзаємного елемента. Активний елемент лазера виконується з високоякісного, без локальних неоднорідностей, монокристала YAG:Nd³⁺, або іншої активної речовини. Резонатором кільцевого ТЛНН є форма активного елемента у вигляді складної багатогранної призми.

Монолітний кільцевий чіп-лазер фактично являє собою інтегральний елемент, що сполучає функції активного елемента, кільцевого резонатора та невзаємного елемента. Такий інтегральний елемент виконується з високоякісного монокристала YAG:Nd³⁺ (або іншої активної речовини) у вигляді складної багатогранної призми й збуджується, як правило, за допомогою напівпровідникового лазера.

До складу спрощеної оптичної схеми монолітного твердотільного чіп-лазера входять: чіп-лазер – 1 (активне середовище чіп-лазера YAG:Nd³⁺); колімуюча оптика – 2; кристал КТР – 3; кювети з йодом – 4; напівпровідниковий лазер з довжиною хвилі випромінювання 808 нм – 5 [18, 25 – 27].

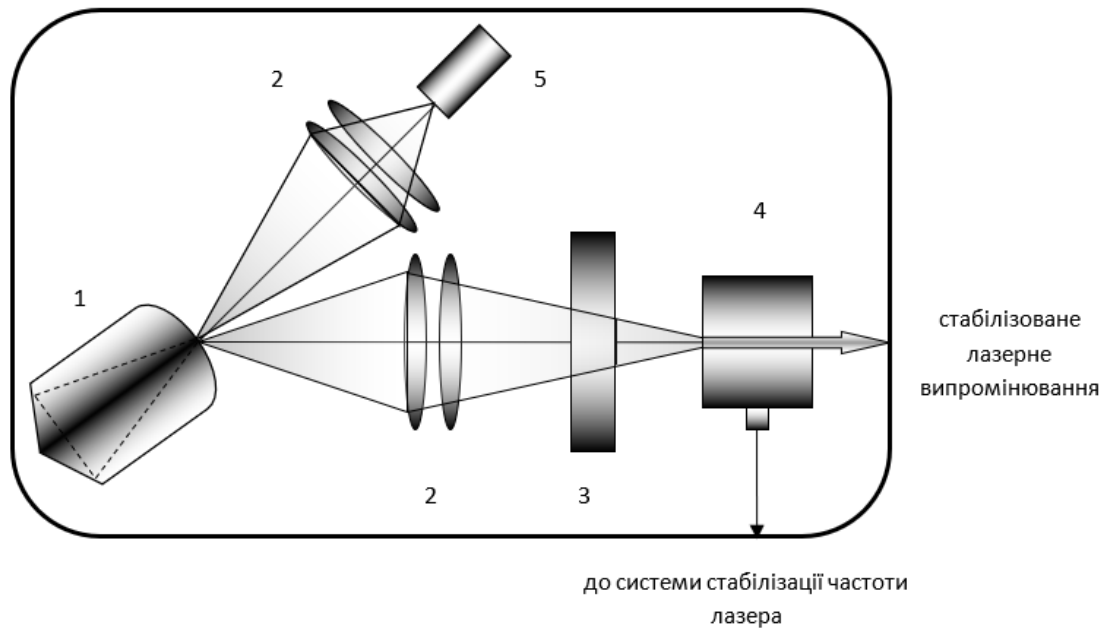


Рис. 3.3. Спрощена оптична схема монолітного твердотільного чіп-лазера з напівпровідниковим накачуванням

Основні конструкції резонаторів, у яких реалізуються схеми кільцевих ТЛНН, – плоскі й просторові багатогранні призми. Конфігурація багатогранної призми забезпечує (за рахунок повного внутрішнього відбиття) існування усередині моноблока замкнутого контуру для світлових променів. Поряд зі схемами, у яких променевий контур лежить в одній площині (плоский кільцевий резонатор (рис. 3.4, б), існують кільцеві ЧТЛНН із неплоскими резонаторами (рис. 3.4 а, в).

Збудження активного елемента кільцевого чіп-лазера проводиться випромінюванням напівпровідникового лазера, що фокусується мікрооб'єктивом на сферичну поверхню активного елемента так, щоб забезпечити максимальне перекриття каустик променя накачування й основної моди кільцевого резонатора. Для точного сполучення довжини хвилі накачування з лінією поглинання граната ($\lambda = 809$ нм) використовується температурне підстроювання частоти випромінювання напівпровідникового лазера за допомогою мікрохолодильника. Реалізація режиму біжучої хвилі у кільцевому лазері здійснюється за допомогою ефекту Фарадея в активному елементі (магнітне поле створюється постійним мікромагнітом, що поміщають безпосередньо на активний елемент).

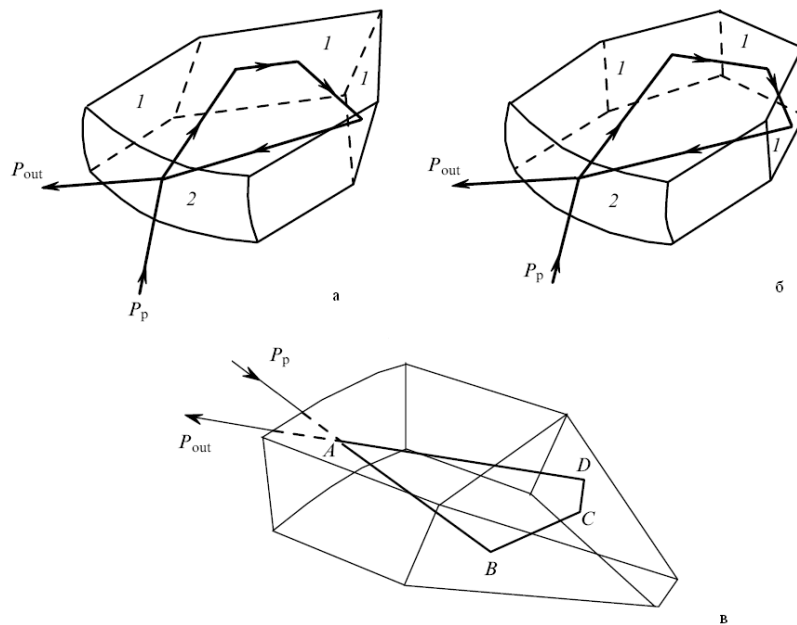


Рис. 3.4. Конструкції активних елементів кільцевих твердотільних чіп-лазерів із напівпровідниковим накачуванням:

- а) – промені, що поширюються у резонаторі, лежать в одній площині;
- б), в) – промені, що поширюються у резонаторі, лежать у декількох площинах

Для забезпечення високої добротності резонатора лазера, формування поля випромінювання, що генерується, а також для забезпечення ефективної взаємодії випромінювання накачування з активним середовищем, поверхні активного елемента, які відіграють роль дзеркал резонатора, покриваються відбиваючими і просвітлюючими багатошаровими діелектричними покриттями [18].

Загальний підхід у формуванні діелектричних покриттів побудований на таких вимогах. Торцеві поверхні активного елемента, з одного боку, виконують функції дзеркал резонатора, а з іншого – забезпечують ефективне введення випромінювання накачування в резонатор. Передня грань активного елемента являє собою дихроїчне дзеркало, що утворено багатошаровим діелектричним покриттям. На довжині хвилі генерації (для $\text{YAG:Nd}^3 - 1,06 \text{ мкм}$), це дзеркало є «глухим», тобто з високим коефіцієнтом відбиття (99,9 %), а на довжині хвилі накачування (0,809 мкм) напилювання на дзеркалі являє собою просвітлююче покриття, що дозволяє ефективно вводити випромінювання накачування в активний елемент (рис. 3.5).

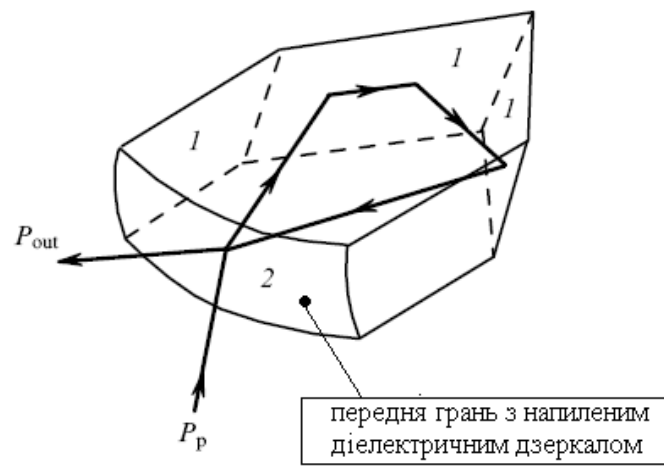
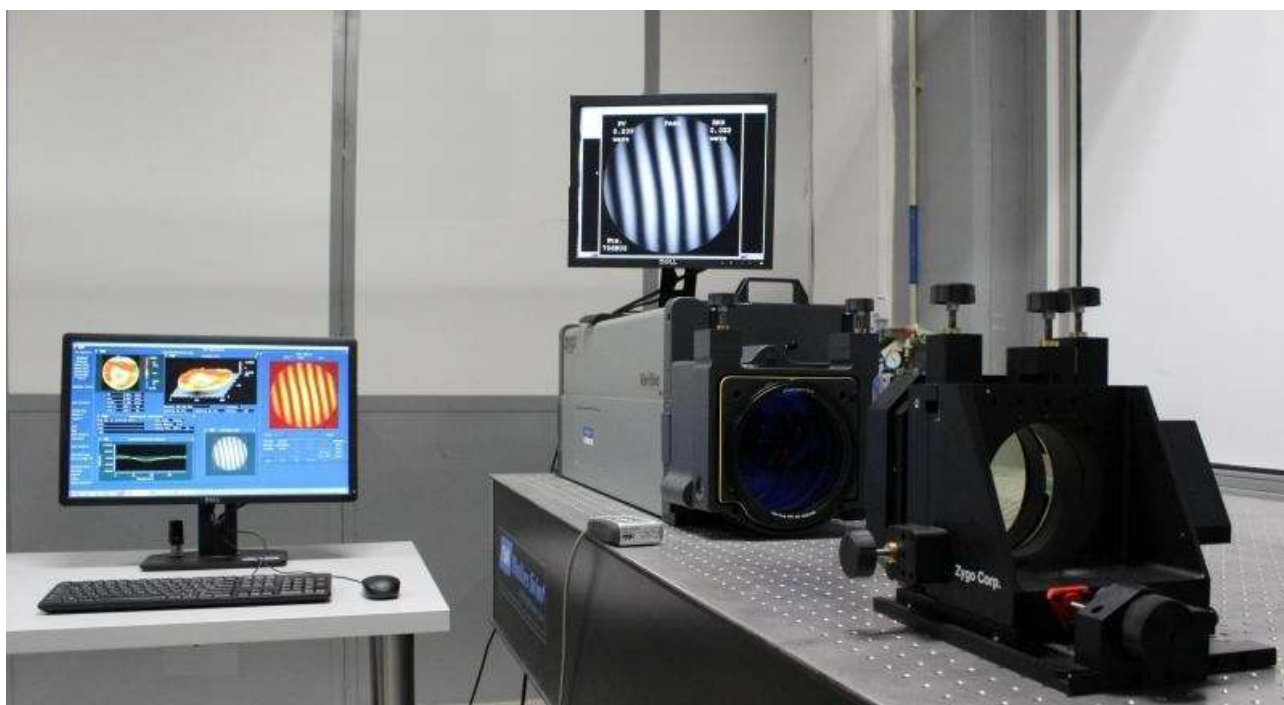


Рис. 3.5. Кільцевий резонатор

4. ОДНОЧАСТОТНИЙ ЛАЗЕРНИЙ ІНТЕРФЕРОМЕТР МАЙКЕЛЬСОНА. ПРИНЦИПИ ВИМІРЮВАННЯ ВІДСТАНЕЙ ТА ЛІНІЙНИХ ПЕРЕМІЩЕНЬ



4.1. Оптичний інтерферометр Майкельсона

Багато оптичних двопроменевих інтерференційних схем можуть бути зведені до ідеалізованої схеми (рис. 4.1). Розщеплення початкової хвилі від джерела на дві та подальше їх зведення на екрані – загальна ознака всіх двопроменевих інтерференційних схем. Таке розщеплення може бути виконано багатьма методами, і саме цим різні інтерференційні схеми відрізняються одна від одної.

Цей прилад зіграв та відіграє величезну роль в історії науки. Так 14 вересня 2015 р. колаборація LIGO вперше спостерігала коливання простору-часу – гравітаційні хвилі, що дійшли до Землі після катастрофи, що сталася далеко у Всесвіті. Гравітаційні хвилі були детектовані за допомогою інтерферометра Майкельсона із довжиною оптичних шляхів $L_1 = L_2 = 4$ км [28–30].

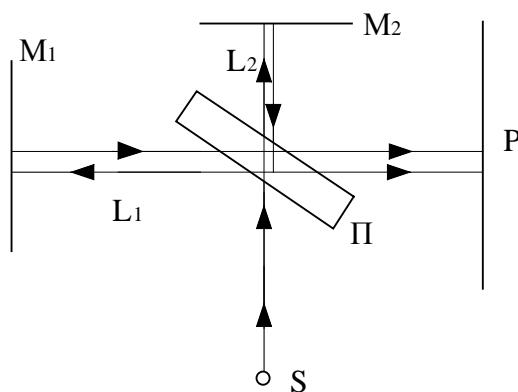


Рис. 4.1. Спрощена схема інтерферометра Майкельсона

Світло від джерела S розщеплюється на напівпрозорій пластинці Π і поширюється далі у двох перпендикулярних напрямках. Різниця ходу між променями в точці спостереження P дорівнює $\Delta = 2(L_2 - L_1)$, де L_1 й L_2 – довжини «плечей» інтерферометра. При чіткій перпендикулярності дзеркал M_1 і M_2 інтерферометр може бути від'юстований так, що промені, які надходять у точку спостереження, виявляються паралельними. У цьому випадку кут сходження променів $\varphi = 0$ і, отже, все інтерференційне поле на екрані має однакову інтенсивність (ширина інтерференційних смуг стала дуже великою), що залежить від реалізованої різниці ходу Δ . Зазначимо, що реально умова $\varphi = 0$ виконується лише в межах невеликої площі екрана, на якій

спостерігається інтерференція. При більших розмірах екрана на ньому мають спостерігатися інтерференційні кільця.

З розвитком лазерів, як джерело в інтерферометрі Майкельсона, стали використовуватися стабілізовані за частотою одночастотні та одномодові He-Ne лазери. Дві особливості випромінювання цих лазерів визначають успішність їхнього застосування в інтерферометрі. Перша – висока стабільність частоти випромінювання. Кількісна оцінка стабільності частоти випромінювання визначається через величину абсолютної й відносної нестабільності частоти. Друга – дуже мала розбіжність пучка випромінювання – $3 \cdot 10^{-3}$ рад.

Узагальнена схема виміру відстаней і лінійних переміщень за допомогою стабілізованого за частотою лазера представлена на рис. 4.2 [31 – 33].

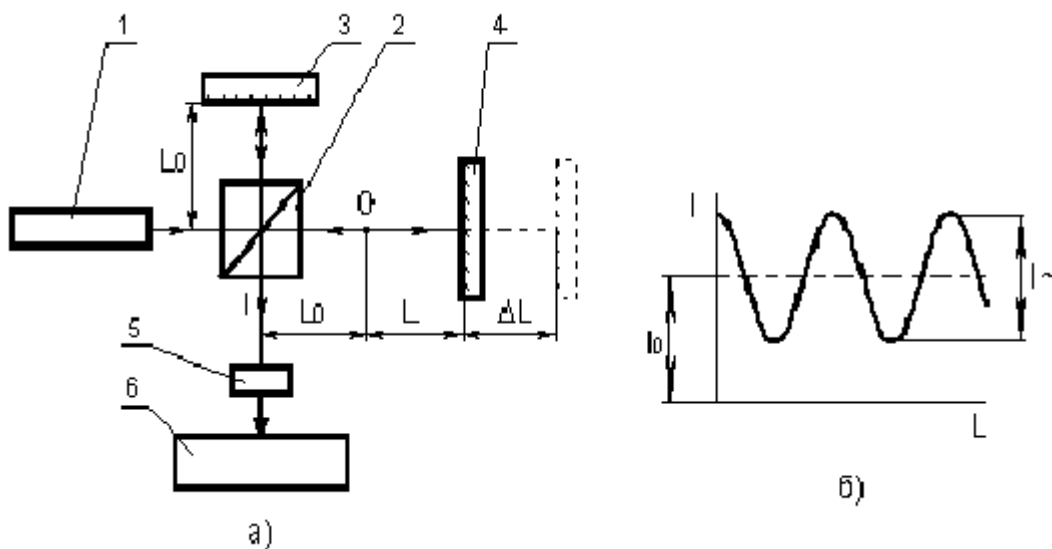


Рис. 4.2. Вимір відстані й лінійного переміщення:

- а) схема лазерного вимірювального інтерферометра (ЛВІ);
- б) закон зміни інтерференційного сигналу під час переміщення вимірювального дзеркала

До складу схеми ЛВІ входять: лазер – 1; світлодільник – 2; опорний відбивач – 3; вимірювальний відбивач – 4, що переміщується за напрямком вимірів; фотоприймач – 5; блок керування й обробки сигналу – 6;

Для роботи інтерферометра необхідне випромінювання, хвильовий фронт якого максимально наближається до плоского фронту. Для технічного забезпечення таких властивостей випромінювання лазера використовується коліматор, що формує плоско-паралельний пучок діаметром 3 – 5 мм. Спочатку за допомогою першої групи лінз збільшується розбіжність лазерного пучка,

після чого випромінювання за допомогою іншої групи лінз перетворюється в плоскопаралельний пучок.

Наступний елемент, що забезпечує роботу інтерферометра Майкельсона – світлоділник 2, за допомогою якого виконується поділ оптичного пучка. В одному випадку світлоділник ділить випромінювання з лінійною поляризацією на два пучки з рівною потужністю. Цей випадок належить до інтерферометра, що працює з одночастотним випромінюванням. В іншому випадку пучок, що містить дві частоти, кожна з яких має свою поляризацію, світлоділник розділяє за напрямками поляризації.

Світлоділник може бути виконаний у вигляді ділильного кубика або ділильної пластини, робоча поверхня яких вкрита діелектричною багат шаровою плівкою. В одному випадку плівка ділить енергію падаючого випромінювання, в іншому – плівка, що має поляризаційні властивості, поділяє випромінювання з ортогональною поляризацією.

Інтенсивність інтерференційного сигналу I на фотоприймачі 5 змінюється за законом (рис. 4.2, б):

$$I = I_0 + I_1 \cos(4\pi L/\lambda), \quad (4.1)$$

де I_0 і I_1 – постійна складова й амплітуда змінної складової сигналу відповідно;

$2L$ – геометрична різниця ходу інтерферуючих пучків;

λ – довжина хвилі випромінювання.

Відстань від нуля інтерферометра до вимірювального відбивача 4 дорівнює:

$$L = \frac{m\lambda}{2} = \frac{\varphi\lambda}{4\pi}, \quad (4.2)$$

де m – порядок інтерференції,

φ – фаза інтерференційного сигналу I , обумовленого формулою (4.1).

4.2 Принцип роботи інтерферометрів із рахуванням смуг

Метод рахунку смуг полягає у вимірі (рахунку) кількості періодів зміни інтерференційного сигналу. Для запобігання помилкового рахунку внаслідок механічних вібрацій і турбулентності повітря здійснюють реверсивний рахунок, при якому визначають знак кожного рахункового періоду збільшення порядку інтерференції [34 – 38].

Широке розповсюдження отримав спосіб рахунку смуг на основі квадратурних сигналів. Квадратурними називають два сигнали, що містять інформацію про одну й ту саму характеристику, але зміщені за фазою на $\pi/2$:

$$\begin{aligned} I_1(t) &= I_{10} + I_{1\sim} \cos[\varphi(t)], \\ I_2(t) &= I_{20} + I_{1\sim} \sin[\varphi(t)]. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Фіксуючи перетинання сигналами середнього рівня (4.2), вимірюють збільшення характеристики з дискретом $\pi/4$ (рис. 4.3, б). Знак кожної дискрети визначають за фазовим зміщенням між сигналами, що дорівнює $\pi/2$ або $3\pi/2$.

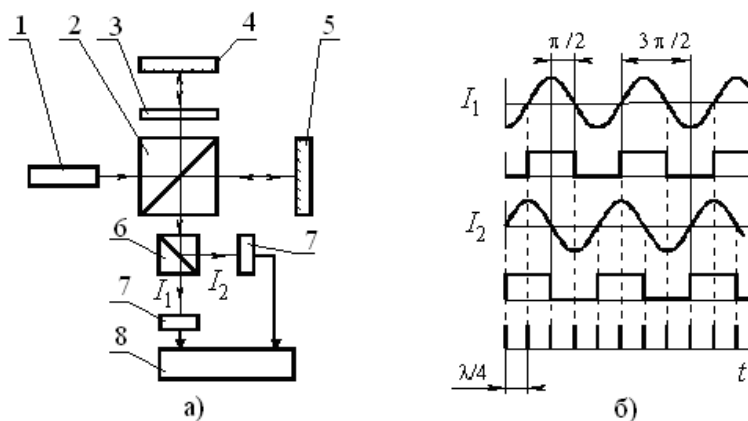


Рис. 4.3. Розрахунок смуг на основі квадратурних сигналів:
а) схема ЛВІ; б) схема обробки інтерференційних сигналів

Схема ЛВІ складається з лазера – 1; світлоділительної призми-куб – 2; фазової пластини $\pi/8$ – 3; опорного відбивача – 4; вимірювального відбивача – 5; поляризаційної призми-куб – 6; фотоприймача – 7; блока керування й обробки сигналів – 8.

Структура ЛВІ забезпечує одержувати сигнали оптичним способом. Площина поляризації випромінювання одночастотного лазера 1 становить кут 45° із площиною креслення. Фазова пластинка 3, одна із власних осей якої лежить у площині креслення, вносить в інтерферометр, утворений світлоділительною призмою-кубом 2 і опорними відбивачами 4, різницю $\lambda/4$, для складових випромінювання лазера паралельної й перпендикулярної площині креслення. Поляризаційна призма-куб 6 розділяє ці складові. Внаслідок інтерференційні сигнали I_1 і I_2 на фотоприймачах 7 зміщені за фазою на $\pi/2$.

Інформаційний спектр сигналів в виразах (4.3) містить постійні складові I_{10} і I_{20} . Подібні ЛВІ називають системами без переносу спектра сигналу або системами "постійного струму". Метод розрахунку смуг на основі квадратурних

інтерференційних сигналів не обмежує швидкість зміни й максимальне значення діапазону вимірюваних відстаней. Час виміру ЛВІ, що працюють на основі цього методу, визначається тільки пропускною спроможністю електронного тракту й може становити соті частки мікросекунди (швидкість рахунку смуг 100 МГц), що при дискреті $\lambda/4$ відповідає швидкості збільшення до 16 м/с. Вимірювані відстані перевищують десятки метрів. Мінімальну похибку виміру відстані визначає дискрета рахунку, найчастіше вона дорівнює $\lambda/8$.

4.3. Дослідження похибки виміру переміщень

4.3.1. Аналіз основних складових похибки вимірювання переміщень

Фізичними межами точності виміру є похибка виміру фази інтерференційного сигналу $\Delta\phi$ і відносна похибка визначення довжини хвилі лазера $\Delta\lambda/\lambda$. Диференціюючи вираз (4.2), максимальна похибка виміру відстані буде мати вигляд [39 – 41]:

$$\Delta L = \frac{\Delta\phi \cdot \lambda}{4\pi} + L \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda}. \quad (4.4)$$

Під час виміру малих відстаней (ближньої зони) ($L \ll \Delta\phi\lambda^2/(4\pi\Delta\lambda)$) ΔL визначається тільки похибка $\Delta\phi$. Під час виміру більших відстаней (далекої зони) ($L \gg \Delta\phi\lambda^2/(4\pi\Delta\lambda)$) ΔL визначається величиною $\Delta\lambda/\lambda$. В інших випадках необхідно враховувати обидва доданки в виразі (4.6).

Довжина хвилі лазера в повітрі $\lambda = \lambda_{\text{вак}}/n$, де $\lambda_{\text{вак}}$ – довжина хвилі лазера у вакуумі, n – показник заломлення повітря. Тому похибка довжини хвилі містить дві складові:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_{\text{вак}}}{\lambda} + \frac{\Delta n}{n}, \quad (4.5)$$

де $\lambda_{\text{вак}}$ – похибка відтворення довжини хвилі лазера у вакуумі,

Δn – похибка виміру показника заломлення повітря.

В табл 4.1 наведені мінімальні значення похибки, досягнуті на практиці в ЛВІ.

Таблиця 4.1

Мінімальні значення похибки, досягнуті на практиці в ЛВІ

$\Delta\phi/2\pi$	$\Delta\lambda/\lambda$			$\Delta n/n$
	Лазер CO ₂	Лазер He-Ne	Лазерний діод	
10^{-4}	10^{-8}	10^{-9}	10^{-6}	10^{-7}

У 1990 р. на Міжнародному симпозиумі "Вимір розмірів у процесі виробництва й контролю якості" для промислового застосування ЛВІ фізичними межами, що обмежують точність вимірів, було прийнято вважати: відносну похибку довжини хвилі лазера у вакуумі 10^{-10} ; показник заломлення повітря – 10^{-8} ; а фізичними межами точності виміру довжини: 0,01 мкм для більших відстаней і 1 нм – для малих.

4.3.2. Дослідження похибки показника заломлення повітря

Основні фактори заломлення, що впливають на нестабільність показника повітря – це температура, вологість і тиск. Для визначення поточного показника заломлення повітря застосуємо метод виміру за допомогою відповідних датчиків значень температури t , вологості e і тиску p за допомогою формули Едлена [39 – 42]:

$$(n-1) = \frac{(nc-1) \cdot 0,00138823 \cdot p}{1 + 0,003671 \cdot t} - \left(5,722 - \frac{0,0457}{\lambda_{\text{вак}}^2}\right) \cdot e \cdot 10^{-8}, \quad (4.6)$$

де $(nc-1)$ – рефракція стандартного повітря при $t = 15^\circ\text{C}$ і $p = 760$ мм. рт. ст.;

$\lambda_{\text{вак}}$ – довжина хвилі випромінювання лазера у вакуумі.

Розглянемо реальні границі зміни параметрів середовища: тиск повітря (720 – 790 мм.рт.ст.); температура (10 – 30°C); вологість (середня 10 мм. рт. ст.); довжина хвилі випромінювання лазера у вакуумі (0,6929 мкм).

Розрахунки за формулою Едлена наведені у табл. 4.2.

Таблиця 4.2

Результати обчислення за формулою Едлена

p , мм.рт.ст.	n , за $t = 10^\circ\text{C}$	n , за $t = 20^\circ\text{C}$	n , за $t = 30^\circ\text{C}$
720	1,000266	1,000257	1,000248
730	1,000270	1,000260	1,000252
750	1,000277	1,000268	1,000259
770	1,000285	1,000275	1,000266
790	1,000292	1,000282	1,000273

З одержаних результатів можна зробити висновок, що показник заломлення повітря збільшується при збільшенні тиску й зменшенні температури. При $t = 10^\circ\text{C}$ і тиску $p = 790$ мм.рт.ст. отримаємо максимальний показник заломлення повітря $n_{\text{max}}=1,000292$. При $t = 30^\circ\text{C}$ і тиску $p = 720$ мм.рт.ст. мінімальний показник заломлення повітря дорівнює $n_{\text{min}}=1,000248$.

Середнє значення похибки зміни показника заломлення повітря без урахування параметрів середовища дорівнює:

$$\Delta n = (n_{\max} - n_{\min}) / 2$$

$$\Delta n / n = 2.200 \cdot 10^{-5}.$$

Точність виміру датчиків:

– $\Delta p = 0,1$ мм. рт. ст. (для датчика тиску);

– $\Delta t = 0,1$ мм. рт. ст. (для датчика температури).

Для знаходження максимального значення похибки заломлення повітря з урахуванням параметрів середовища необхідно продеференціювати формулу Едлена й взяти суму диференціалів для випадку максимального значення похибки:

$$\Delta n = \frac{(nc - 1) \cdot 0.00138823 \cdot \Delta p}{1 + 0.003671 \cdot t} + \frac{(nc - 1) \cdot 0.00128823 \cdot 0.003671 \cdot p \cdot \Delta t}{(1 + 0.03671 \cdot t)^2}. \quad (4.7)$$

Результати розрахунку максимальної похибки зміни показника заломлення з урахуванням параметрів середовища наведені в табл. 4.3.

Таблиця 4.3

Таблиця розрахунків

p , мм.рт.ст.	$\Delta n / nt = 10$	$\Delta n / nt = 20$	$\Delta n / nt = 30$
720	$1,314 \cdot 10^{-7}$	$1,238 \cdot 10^{-7}$	$1,169 \cdot 10^{-7}$
730	$1,327 \cdot 10^{-7}$	$1,250 \cdot 10^{-7}$	$1,180 \cdot 10^{-7}$
740	$1,340 \cdot 10^{-7}$	$1,262 \cdot 10^{-7}$	$1,192 \cdot 10^{-7}$
750	$1,353 \cdot 10^{-7}$	$1,275 \cdot 10^{-7}$	$1,203 \cdot 10^{-7}$
760	$1,366 \cdot 10^{-7}$	$1,287 \cdot 10^{-7}$	$1,214 \cdot 10^{-7}$
770	$1,379 \cdot 10^{-7}$	$1,299 \cdot 10^{-7}$	$1,226 \cdot 10^{-7}$
780	$1,393 \cdot 10^{-7}$	$1,311 \cdot 10^{-7}$	$1,237 \cdot 10^{-7}$
790	$1,406 \cdot 10^{-7}$	$1,323 \cdot 10^{-7}$	$1,249 \cdot 10^{-7}$

З отриманих даних видно, що максимальне значення похибки зміни показника заломлення при зміні параметрів середовища спостерігатиметься при температурі 10°C і тиску 790 мм. рт. ст. – $\Delta n / n = 1,406 \cdot 10^{-7}$.

4.3.3. Визначення похибки виміру відстаней

Аналіз впливу довжини хвилі і нестабільності атмосферних умов на похибку вимірювання переміщень показує на необхідність визначення, коли

вирішальною буде похибка довжини хвилі, а коли – нестабільність атмосферних умов [41 – 48].

При дослідженні діапазону зміни похибки довжини хвилі при значеннях $\Delta\lambda_{\text{вак}}/\lambda = 10^{-5}$, $\Delta\lambda_{\text{вак}}/\lambda = 10^{-7}$, $\Delta\lambda_{\text{вак}}/\lambda = 10^{-9}$ отримаємо розраховані значення похибки зміни показника заломлення: $\Delta n/n = 1,406 \cdot 10^{-7}$, $\Delta n/n = 2,2 \cdot 10^{-5}$.

Діапазон зміни $\Delta\phi$ має два значення: $\Delta\phi = \pi/2$, $\Delta\phi = \pi/16$.

При дослідженні діапазону виміру довжин L в інтервалі від 1 мкм до 1 м і розрахунку із отриманих залежностей, можна виділити основні три групи:

1. Вирішальний вплив має похибка довжини хвилі та нестабільність атмосферних умов:

– випадок: $\Delta\lambda_{\text{вак}}/\lambda = 10^{-5}$, $\Delta n/n = 2,2 \cdot 10^{-5}$;

– випадок: $\Delta\lambda_{\text{вак}}/\lambda = 10^{-5}$, $\Delta n/n = 1,406 \cdot 10^{-7}$.

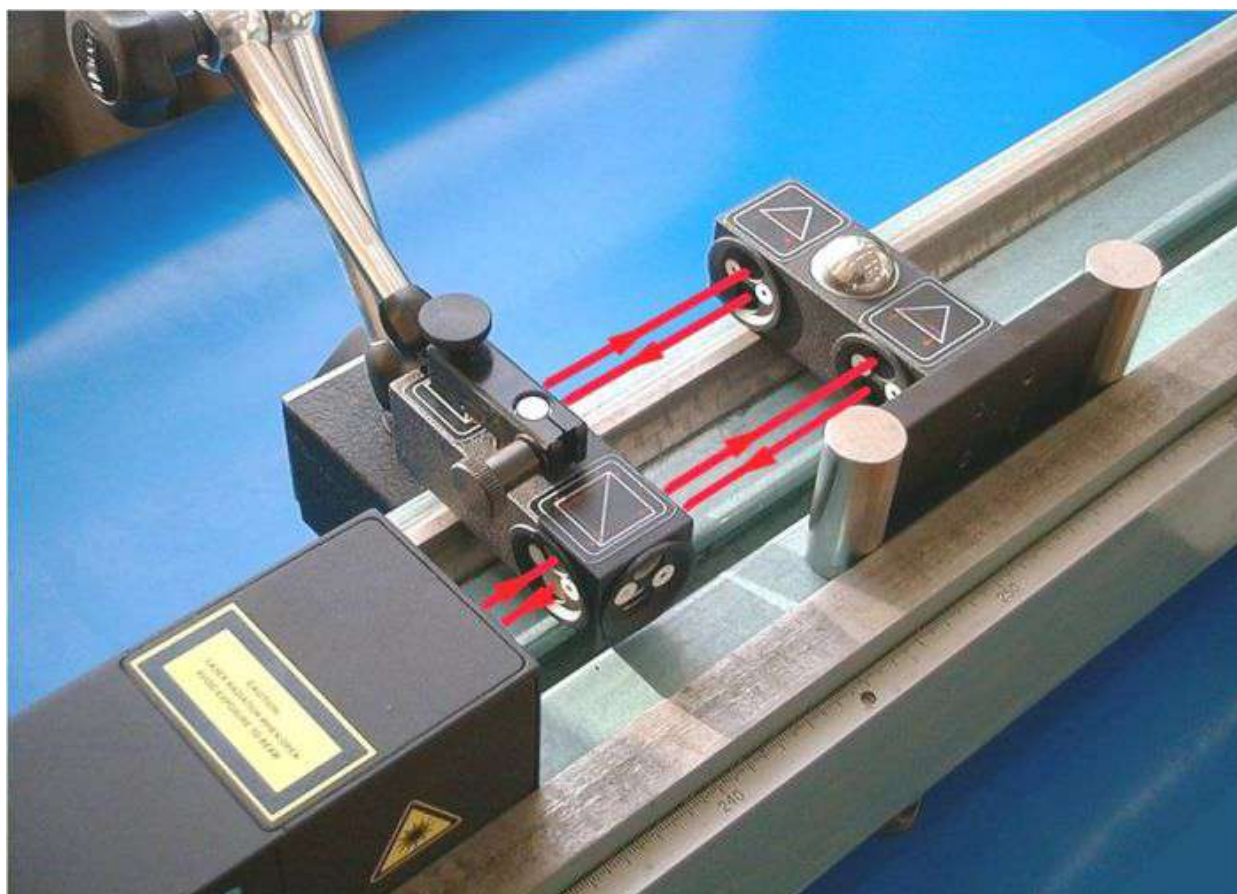
2. Вирішальний вплив має похибка довжини хвилі та нестабільність атмосферних умов:

– випадок: $\Delta\lambda_{\text{вак}}/\lambda = 10^{-7}$, $\Delta n/n = 1,406 \cdot 10^{-7}$.

3. Вирішальний вплив має нестабільність атмосферних умов, але наразі реальна похибка довжини хвилі $\Delta\lambda_{\text{вак}}/\lambda = 10^{-7}$:

– випадок: $\Delta\lambda_{\text{вак}}/\lambda = 10^{-9}$, $\Delta n/n = 1,406 \cdot 10^{-7}$.

5. ДВОЧАСТОТНІ ЛАЗЕРНІ ІНТЕРФЕРОМЕТРИ



5.1. Інтерферометр із рахунком смуг на основі частотної модуляції

На рис. 5.1, а наведена оптична схема двочастотного інтерферометра (ДЧІ) [28 – 33].

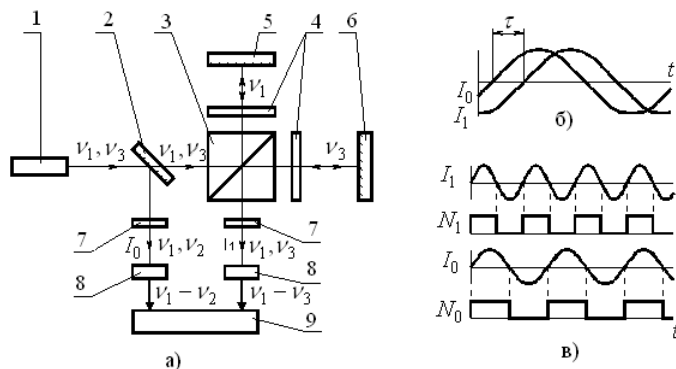


Рис. 5.1. – Вимір відстані на основі частотної модуляції:

а) схема ДЧІ;

б), в) схеми обробки інтерференційних сигналів

Оптична схема ДЧІ має наступні структурні елементи: лазер – 1; світлоділник – 2; поляризаційна призма-куб – 3; фазова пластина $\lambda/4$ – 4; опорний відбивач – 5; вимірювальний відбивач – 6; поляризатор – 7; фотоприймач – 8; блок керування й обробки сигналів – 9.

Двочастотний лазер 1 випромінює дві хвилі із частотами f_1 і f_2 , одна з яких поляризована паралельно, а інша – перпендикулярно площині креслення. Світлоділник 2 відхиляє частину випромінювання кожної частоти для формування опорного сигналу I_0 . Поляризаційна призма-куб 3 розділяє складові випромінювання різних частот і направляє їх у різні плечі інтерферометра. Поляризатор 7, оптичні осі якого становлять кут 45° із площиною креслення, змінюють стан поляризації пучків. Поляризаційна призма-куб 3 забезпечує суперпозицію пучків, повернутих відбивачами 5 і 6, у напрямку I_1 . Після поляризаторів 7, вісь пропускання яких становить кут 45° із площиною креслення, внаслідок інтерференції пучків з різними частотами утворюються опорний I_0 і вимірювальний I_1 сигнали биття.

Оскільки номенклатура двочастотних лазерів і значення різниці частот, які вони забезпечують, обмежені, як джерело випромінювання, часто використовують одночастотний лазер, зміщуючи частоти ортогональних складових його випромінювання акустооптичними модуляторами, які встановлюють на вході, виході або в одному із плечей інтерферометра. У цьому

випадку опорний сигнал I_0 може бути отриманий безпосередньо із модулюючих сигналів, що подаються на акустооптичні модулятори.

Частота частотної модуляції, аналогічно частоті фазової модуляції, обмежує час виміру. Однак, під час використання акустооптичних модуляторів, вона може бути встановлена досить великою, щоб цим обмеженням можна було зневажити. Тоді час однократного виміру фази визначається часом затримки фазовимірювального пристрою й становить для сучасних ЛДС близько 10 мкс.

Через те, що ДЧІ на основі частотної модуляції забезпечує час виміру на порядок менше, ніж ДЧІ на основі фазової модуляції, припустимі швидкості зміни довжини у них на порядок вище. Ці ДЧІ вважаються більшою мірою придатними для високоточних вимірів у реальному масштабі часу. При рівній похибці вони мають дещо більший діапазон виміру довжини.

На основі методів прямого виміру фази розробляють ДЧІ для виміру повільно мінливих у часі й незначних за величиною відстаней з високою точністю. Основна область застосування таких ДЧІ – контроль профілю й нерівності поверхонь, у тому числі оптичних. Інша велика сфера застосування – інтерференційні датчики фізичних величин, зміну яких можна перетворити в зміну геометричної або оптичної різниці ходу інтерферуючих променів (тиск і вологість атмосфери, температура, напруженість електричних і магнітних полів тощо).

Частотну модуляцію інтерференційного сигналу забезпечують шляхом суперпозиції двох хвиль різної оптичної частоти. У цьому випадку закон зміни інтенсивності має вигляд [34 – 40]:

$$I(t) = I_1 + I_2 + I_1 \cdot \cos(4\pi \cdot \nu_1 \cdot t + \phi_1) + I_2 \cdot \cos(4\pi \cdot \nu_2 \cdot t + \phi_2) + 0.5 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos(2\pi(\nu_1 + \nu_2) \cdot t + (\phi_1 + \phi_2)) + 0.5 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos(2\pi(\nu_1 - \nu_2) \cdot t + (\phi_1 - \phi_2)), \quad (5.1)$$

де I_1 і I_2 – інтенсивності;

ν_1 і ν_2 – оптичні частоти;

ϕ_1 і ϕ_2 – фази інтерферуючих хвиль.

Всі змінні складові сигналу (5.1), крім останньої, внаслідок високої частоти не можуть бути виявлені фотоприймачем безпосередньо.

Вибираючи близькі оптичні частоти інтерферуючих хвиль, одержують частоту $\phi_b = (\nu_1 - \nu_2) / 2$ останньої складової, зручну для обробки у фотоелектронній системі. Цю частоту називають сигналом биття.

Особливість сигналу биття в тому, що навіть під час відсутності зміни довжини між інтерферуючими хвилями інтенсивність змінюється за гармонійним законом. Якщо одна з інтерферуючих хвиль проходить

додатковий геометричний шлях $2L$, то сигнал биття одержує додаткове фазове зміщення $\phi = 4\pi L/\lambda$, еквівалентне фазі немодульованого інтерференційного сигналу на довжині хвилі λ при довжині інтерферуючих променів, рівній $2L$.

Щоб визначити довжину, вимірюють фазове зрушення (рис. 5.1, б) $\phi(t) = 2\pi \cdot t \cdot \phi_b$ між опорним і вимірювальним сигналами биття:

$$\begin{aligned} I_0(t) &= A_0 \cdot \cos[2\pi(\nu_1 - \nu_2)t + (\phi_1 - \phi_2)], \\ I_1(t) &= A_1 \cdot \cos[2\pi(\nu_1 - \nu_2)t + (\phi_1 - \phi_2) + \phi(t)], \end{aligned} \quad (5.2)$$

де A_0 і A_1 – амплітуди сигналів биття.

Замість безперервного виміру різниці фаз між сигналами підраховують кількість биттів кожного з них N_0 і N_1 і відслідковують різницю $\Delta N = N_1 - N_0$ (рис. 5.1, в). Якщо довжина в інтерферометрі не змінюється, частоти опорного й вимірювального сигналів дорівнюють $f_0 = f_1 = \nu_1 - \nu_2$, і $\Delta N = 0$. Під час руху відбивача 5 частота биття вимірювального сигналу стає рівною $f_1 = \nu_1 - \nu_2 + \Delta\nu$, де $\Delta\nu = \Delta\phi(t)/\Delta t$.

Зміна довжини дорівнює: $2\Delta L = \Delta N \cdot \lambda = (N_1 - N_0) \cdot \lambda$. Знак при ΔN залежить від напрямку руху відбивача 5.

Зв'язок між знаками ΔL і $\Delta\nu$ залишається однозначним доти, поки $|\Delta\nu| < [\nu_1 - \nu_2]$. Щоб виключити вплив низькочастотних шумів на роботу ДЧІ, забезпечують $|\Delta\nu| < [\nu_1 - \nu_3] + \nu_{ш}$, де $\nu_{ш}$ – верхня гранична частота шумів. Таким чином, у ДЧІ із рахунком смуг на основі частотної модуляції має місце принципове обмеження швидкості зміни вимірюваних відстаней. У сучасних ДЧІ вона не перевищує 1 м/с.

Під час розрахунку кількості биттів сигналів дискрета виміру збільшень довжини дорівнює λ . Для підвищення точності виміру зменшують дискрету рахунку, перемножуючи частоти цих сигналів в електронній системі. Найчастіше забезпечують дискрету $\lambda/64$.

Метод рахунку смуг на основі частотної модуляції, також як і на основі квадратурних інтерференційних сигналів, не обмежує максимальне значення вимірюваних відстаней, які у відомих ДЧІ досягають 100 м.

ДЧІ із рахунком смуг застосовують для виміру більших відстаней і швидких лінійних переміщень із інтерференційною точністю. Завдяки досягнутому рівню технічних характеристик і високій надійності вони знаходять широке застосування в метрології (атестація верстатів і технологічного устаткування, перевірка знову розроблюваних інструментів виміру відстаней, тощо). Дуже перспективна область їхнього застосування –

перетворювачі лінійних переміщень координатно-вимірювальних систем верстатів і технологічного устаткування.

Лазерний, двочастотний інтерферометр вперше був розроблений фахівцями фірми Hullett-Packard. Метою створення інтерферометра цього типу було забезпечення вимірів не тільки переміщень і відстаней, але й швидкості переміщення відбивача. Двочастотна схема цього інтерферометра дозволяє фіксувати зміну напрямку руху відбивача. Таким чином, функціональна відмінність цього типу інтерферометра від відомих одночастотних полягає в значному розширенні вимірювальних можливостей. Принципова відмінність цього інтерферометра полягає у використанні двочастотного лазера зі стабілізованою різничною частотою. Як правило, використовується He-Ne лазер із зєсманівським розщепленням лінії випромінювання. Величина розщеплення, як правило, не перевищує двох мегагерц і визначає максимальну величину вимірюваної швидкості руху. Крім того, дві розщеплені хвилі, що відрізняються оптичними частотами, мають взаємно ортогональні поляризації. У цьому зв'язку всі оптичні елементи інтерферометра мають поляризаційні покриття, що забезпечують поділ частот у просторі [41 – 45].

До складу двочастотного інтерферометра входять: оптична система разом із двочастотним лазером, система компенсації довжини хвилі випромінювання, комп'ютер разом із програмним забезпеченням, а також додаткові оптичні пристосування. Все оснащення лазерної вимірювальної головки, що полягає в системі програмного й інструментального забезпечення виміру, призначено для лінійних і кутових вимірів, виміру площинності, прямолінійності, взаємоперпендикулярності й швидкості переміщення. Оптичні пристосування змінюються залежно від проведених вимірів. Комп'ютер забезпечує візуалізацію й обробку результатів вимірів.

Загальна оптоелектронна схема двочастотного інтерферометра представлена рис. 5.2.

Із наведеної структурної схеми можна виділити дві основні оптоелектронні частини. Перша надана в лівій частині схеми й забезпечує стабілізацію частоти випромінювання лазера. Друга забезпечує виконання вимірів та їхню обробку.

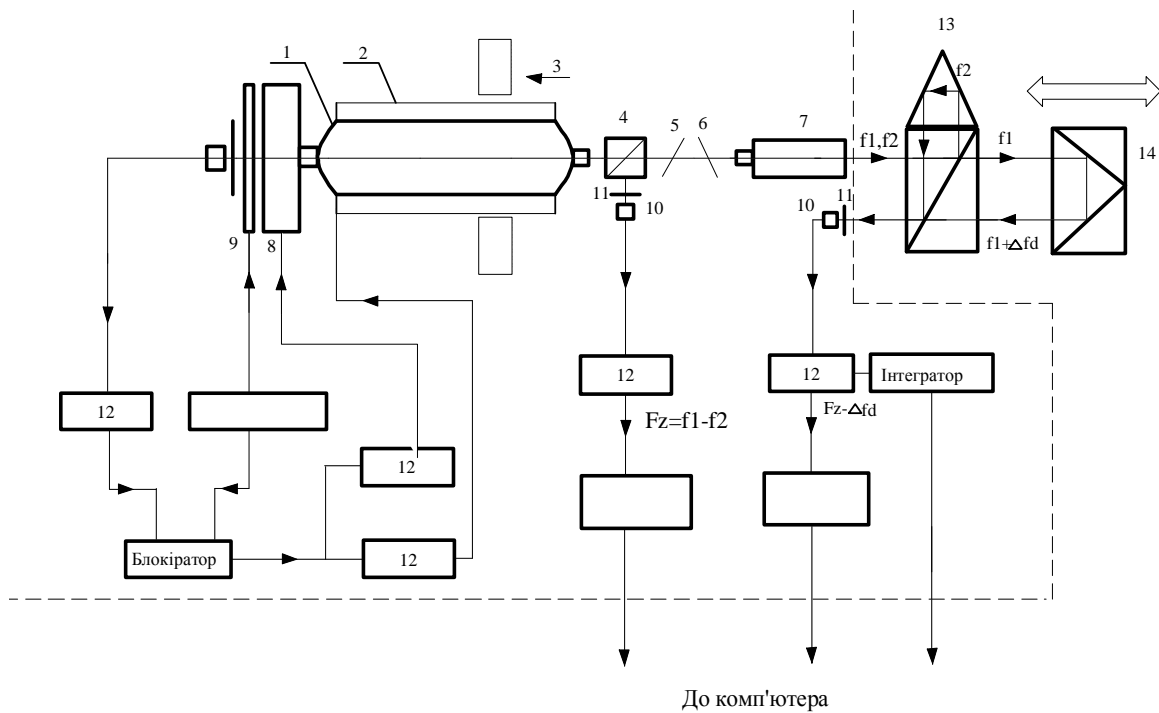


Рис. 5.2. Загальна структурна схема двочастотного інтерферометра:
 1 – лазерна трубка; 2 – нагрівач; 3 – магніт; 4 – неполяризаційний роздільник пучка; 5 – пластинка $\lambda/4$; 6 – пластинка $\lambda/2$; 7 – коліматор; 8 – магнітний компенсатор; 9 – рідкокристалічне середовище; 10 – фотодетектори; 11 – поляризатори; 12 – вузькосмугові підсилювачі; 13 – поляризаційний ділильний кубик з опорною відбивною призмою; 14 – робоча переміщувана відбивна призма

У системі використаний стандартний He-Ne-лазер з довжиною хвилі 632,8 нм із внутрішніми дзеркалами, що перебувають у поздовжньому магнітному полі. Зеєманівська частота лазера становить близько 1,6 МГц, а вихідна потужність – близько 1 мВт.

Лазер стабілізується за допомогою ефекту Зеємана [46 – 48]. Вбудований рідкий кристал перемикає оптичні частоти f_1 і f_2 , які подаються на фотодіод із частотою $F_r = 800$ Гц. Використовувана система стабілізації частоти дозволяє одержати короточасну стабільність близько 10^{-9} . Опорна зеєманівська частота $F_z = f_1 - f_2$, а вимірювальний сигнал має частоту $F_z - \Delta f_d$. Дискрет виміру дорівнює $\lambda/4$, при статистичній обробці сигналу Δf_d його можна зменшити у 10 разів. Таким чином, дискретність виміру інтерферометра не перевищує 0,01 мкм.

Принцип роботи двочастотного інтерферометра полягає в наступному. Двочастотне (f_1 і f_2) випромінювання лазера розділяється на звичайному неполяризаційному кубуку. Менша частина потужності випромінювання лазера

припадає на контрольний фотодетектор, а більш потужна, – направляється в інтерферометр. На контрольному фотодіоді виділяється різницева частота між оптичними частотами f_1 і f_2 . Для забезпечення взаємодії двох ортогонально поляризованих хвиль на поверхні фотодіода перед останнім встановлюється поляризатор так, щоб виділити компоненти відносно 45-ти градусного напрямку. Після виділення сигналу на різницевої частоті він підсилюється й передається на систему обробки результатів вимірів. Оскільки система стабілізації частоти випромінювання лазера забезпечує високу стабільність різниці між цими частотами, то її можна використати як опорне значення, щодо якого виконуються всі інші обчислення.

Використані дві пластини – чвертьхвильова й напівхвильова, які встановлені під кутом 15° до напрямку поширення лазерного випромінювання, забезпечують просторове настроювання поляризації лазерного випромінювання відповідно до положення ділильної призми.

Поляризаційний ділильний кубик виконує дві функції. По-перше, з його допомогою, з огляду на те, що у кожній частоті своя поляризація, одна частота направляється на опорний ретровідбивач, інша – на переміщуваний відбивач. По-друге, ця призма поєднує частоти й направляє їх на вимірювальний фотодіод. У зв'язку з тим, що вимірювальна призма переміщується в процесі вимірів, то за рахунок ефекту Доплера змінюється частота випромінювання. Тому різниця частот на виході ділильної призми буде змінена на величину, пов'язану зі швидкістю і напрямком переміщення відбивача.

5.2. Система компенсації показника заломлення

Незважаючи на те, що частота випромінювання лазера стабілізована з високою точністю, довжина хвилі випромінювання в повітрі залежить від змін показника заломлення повітря. Зміна показника заломлення n як функція зміни параметрів атмосфери описується рівнянням [45-48]:

$$n = 1 + (2,8793P \cdot 10^{-7})(1 + 0,003671T)(4,2P_w \cdot 10^{-8}), \quad (5.3)$$

де P – атмосферний тиск, hPa;

T – температура повітря в градусах Цельсія;

P_w – парціальний тиск пари води в повітрі, hPa.

З метою одержання високої точності вимірів, виконуваних за допомогою лазерного інтерферометра, показник заломлення в повітрі вимірюється автоматично, та значення довжини хвилі лазерного випромінювання корегується. Щоб виключити помилку, пов'язану з температурним

розширенням підставки, на якій виконуються виміри, автоматично вимірюється температура підставки в декількох місцях.

Система компенсації показника заломлення гарантує вимір параметрів атмосфери й автоматичне обчислення параметра корекції довжини хвилі випромінювання. Вимір температури підставки верстата з ЧПУ використовується для корекції результатів виміру відносно 20°C.

Вимір температури повітря й температури основи в трьох рівновіддалених точках проводиться в інтервалі 10 – 30°C, точність вимірів становить 0,1°C. Атмосферний тиск вимірюється в діапазоні 940 – 1060 гП, інтервал – 1 гП, точність – 1 гП. Відносна вологість вимірюється в діапазоні 10 – 90 %, інтервал між вимірами – 1 %, точність – 5 %.

Залежно від характеру проведених вимірів у лазерній вимірювальній системі використовуються чотири конфігурації елементів оптичного інтерферометра: оптика для лінійних вимірів, оптика для кутових вимірів, оптика для виміру прямолінійності й оптика для виміру взаємоперпендикулярності.

5.3. Оптика для лінійних вимірів

Випромінювання лазерної головки ділиться на поверхні поляризаційного дільника інтерферометра на два промені (рис. 5.3) [28 – 30].

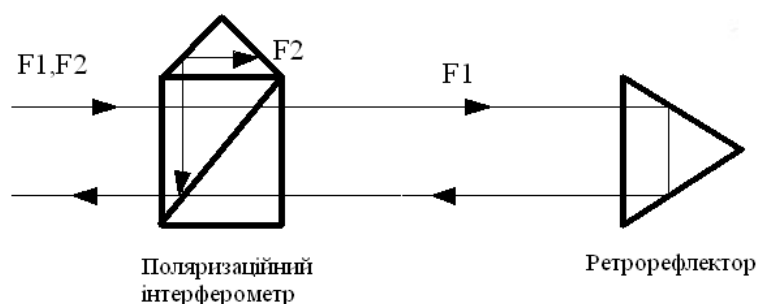


Рис. 5.3. Вимірювальна частина лазерної головки

Один промінь частотою F1 проходить через інтерферометр і відбивається від рухливого ретрорефлектора. Другий промінь частотою F2 відбивається від ретрорефлектора відносно пов'язаного з інтерферометром. Обидва промені після відбиття направляються на вимірювальний детектор, що перебуває в лазерній головці. Внаслідок ефекту Доплера при переміщенні вимірювального ретрорефлектора змінюється частота променя F1 на ΔF_d . На поверхні

вимірювального детектора обидва промені $F1$ і $F2$ змішуються. Обчислювальна різниця цих частот відрізняється від зеєманівської частоти, відповідно до частоти Доплера. Віднімаючи з обчислювальної частоти частоту віднесення, одержуємо сигнал частоти, що залежить від швидкості переміщення ретрорефлектора. Цей сигнал дає можливість визначити величину переміщення вимірювального ретрорефлектора.

Оптика для лінійних вимірів використовується під час вимірів: відстаней швидкості переміщення, розташування в осі машини й дослідженні приводів (передач).

5.4. Оптика для кутових вимірів

Оптична схема кутових вимірів представлена на рис. 5.4. В даній схемі також використовуються два промені із частотою $F1$ і $F2$. У кутовому інтерферометрі дзеркало, що відбиває, повністю встановлене під кутом 45° , використовується замість опорного ретрорефлектора. Обидва промені частотою $F1$ і $F2$ проходять через інтерферометр і поширюються в паралельних напрямках.

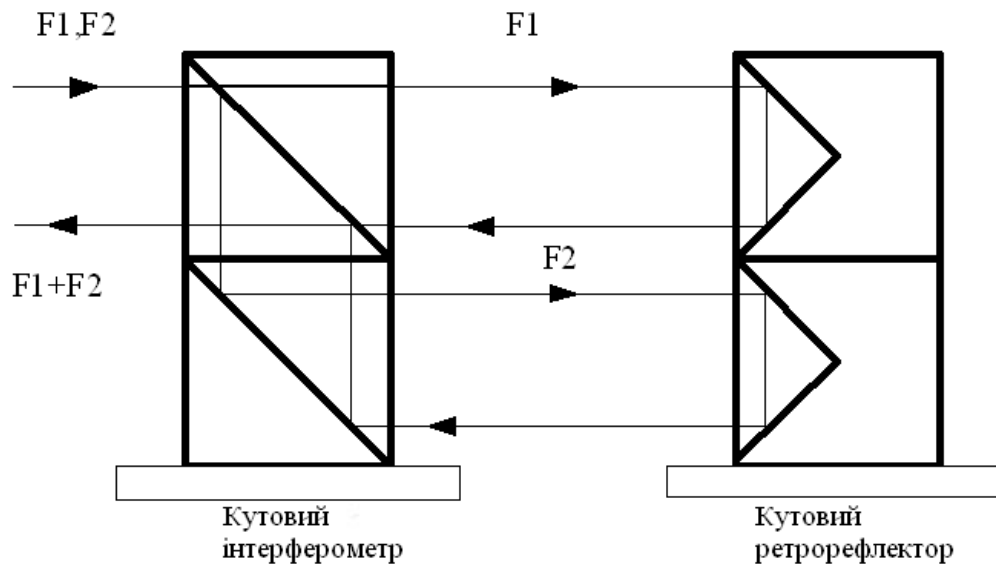


Рис. 5.4. Оптична схема кутових вимірів

Після відбиття від кутових ретрорефлекторів промені направляються на вимірювальний детектор, розташований у лазерній голівці. Кутове переміщення кутового ретрорефлектора викликає зміну частоти обох відбитих променів. Знаючи різницю частот обох відбитих променів, можна обчислити різницю шляхів цих оптичних променів. Знаючи різницю оптичних шляхів і відстань

між елементами відбивача ретрорефлектора (для системи LSP-30-Contrast складає 2 дюйми), можна визначити кутове переміщення ретрорефлектора.

Оптика для кутових вимірів застосовується в лазерних системах під час виміру кутових відхилень, прямолінійності, площинності поверхні й для позиціювання кутових зсувів [35 – 40].

5.5. Оптика для виміру прямолінійності

Вимірювання прямолінійності методом зсуву дозволяє зробити оптична система наведена на рис. 5.5. Два промені частотою $F1$ і $F2$, що виходять із лазерної головки, проходять через призму Воластона. Через те, що коефіцієнт заломлення призми різний для двох взаємоперпендикулярних площин поляризації, на виході призми промені випромінювання частотою $F1$ і $F2$ відхиляються під кутом приблизно $0,5^\circ$. Промені, відбиваючись від двох дзеркал, повертаються до призми і через оптичну систему зсуву направляються на вимірювальний детектор [42 – 49].

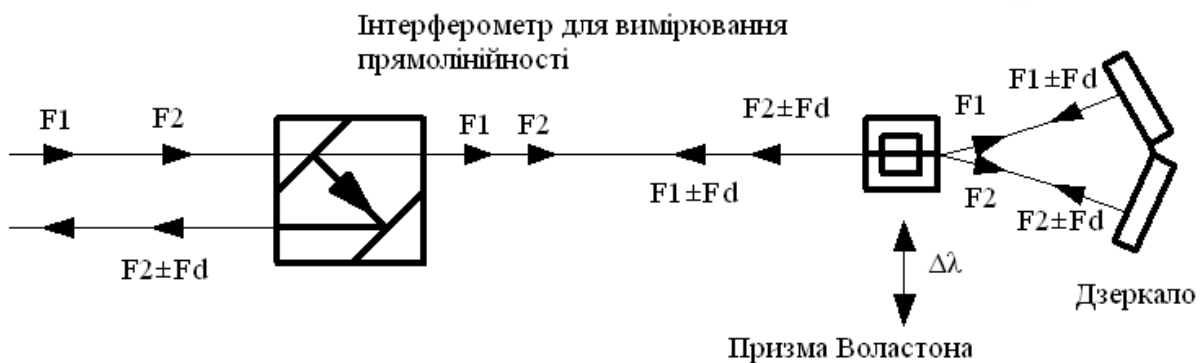


Рис. 5.5. Оптика для виміру прямолінійності

У такій оптичній системі поперечні переміщення променів призмою Воластона приводять до зміни оптичного шляху для променів $F1$ і $F2$ і, відповідно, до зміни частоти цих променів на величину Δf_d . В описаній оптичній схемі прямолінійність можна виміряти як при переміщенні призми Воластона, так і дзеркал уздовж осі виміру.

5.6. Оптика для виміру взаємоперпендикулярності осей

Під час вимірювання взаємоперпендикулярності осей використовується оптика для виміру прямолінійності, а також еталон прямого кута, що відбиває

падаючі на нього промені під прямим кутом. Точність одержання кута 90° становить $0,4''$ [41–45].

5.7. Контрольовані параметри верстатів з ЧПУ

Існує декілька різних нормативів, пов'язаних з контролем параметрів машин: NMTBA – США, VDI/DGO – 3441 Німеччина, JIS B 62XX – Японія, BSI BE 4656 – Англія, PN-93/M/-55580 – Польща, ISO/DIS 230 – Європейський Союз. Ці нормативи відрізняються вимогами до порядку проведення й методикою обробки результатів вимірів. У зв'язку зі встановленою системою керування якістю, ISO9000 прагне до однаковості нормативів і відносних міжнародних нормативів ISO/DIS230 [44 – 46].

Відповідно до польського нормативу PN-93/M-55580, визначений перелік контрольованих параметрів. При комплексному контролі параметрів машин необхідно перевіряти наступні особливості форми, положення й переміщення ліній або поверхні машини: прямолінійність, площинність, паралельність (рівновіддаленість), взаємоперпендикулярність, оберт (обіг, поворот).

Розрізняються такі перевірки прямолінійності: прямолінійність лінії на площині або в просторі, прямолінійність частини робочої поверхні установки й прямолінійність руху.

У випадку виміру паралельності, рівновіддаленості й співвісності проводяться такі виміри: рівновіддаленість лінії й площини, паралельність переміщення, паралельність осей і співвісність.

Оптику для виміру прямолінійності ілюструє рис. 5.6. Особливо важливим питанням під час контролю машин є дослідження прямолінійного переміщення каретки машини уздовж осі руху. Помилки прямолінійного переміщення каретки машини можна охарактеризувати шістьма параметрами відхилення: одне відхилення положення в напрямку руху, два нахили лінійної траєкторії точки каретки, що рухається, три відхилення кутових рухомої каретки.

Всі шість параметрів мають однакове значення, оскільки помилки позиційні, виникаючі з небажаних кутових переміщень або поступальних рухів, можуть бути більше, ніж помилки позиційні на лінійних осях.

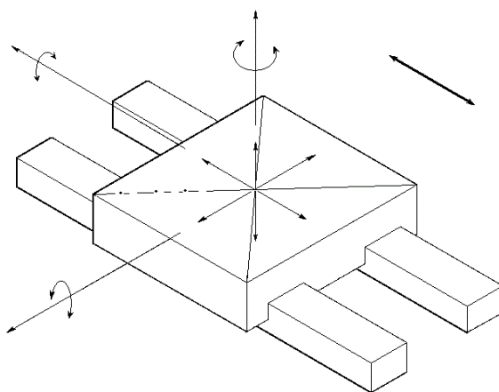


Рис. 5.6. Оптика для виміру прямолінійності

Лазерний інтерферометр використовують для виміру п'яти з шести вищевказаних параметрів: лінійність або прямолінійність горизонтальна, прямолінійність вертикальна, стрибки й сходи з курсу, а також перпендикулярність між двома осями.

5.8. Лінійне позиціонування

Визначення лінійного позиціонування виконується за схемою, наведеною на рис. 5.7 Для виміру використовується лазерна система в конфігурації: лазерна головка, система компенсації, комп'ютер з програмою розрахунку позиціонування по ISO/DIS-230, оптика для лінійних вимірів [28 – 33].

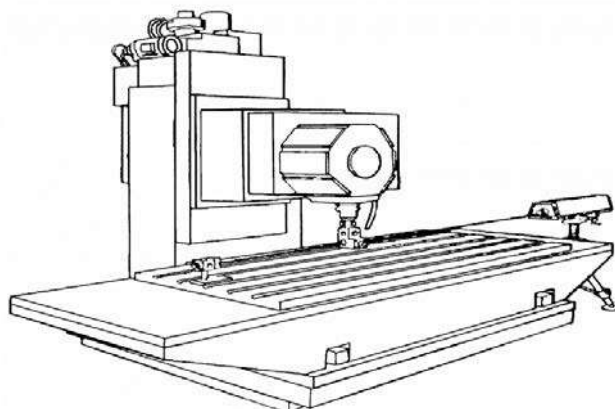


Рис. 5.7. Схема для визначення лінійного позиціонування

Під час використання лазерного інтерферометра для перевірки позиціонування машин можна орієнтуватися на такі параметри: діапазон виміру 0 – 30 м; ціна поділки – 0,1 або 0,01 мкм; похибка виміру – 1,5 мкм/м.

Процес визначення позиції можна поділити на такі етапи:

- складання виміральної схеми; установка та юстирування лазерної головки на нерухомій підставці, установка ретрорефлектометра на рухливому столі машини;
- юстирування оптики на всьому шляху переміщення ретрорефлектометра;
- програмування порядку зупинок машини; машина має зупинятися в точках виміру на 1 с;
- цикл вимірів містить у собі виміри як у прямому напрямку руху рухомого елемента, так і у зворотному. У кожній точці зупинки вимірюється різниця між фактичним значенням і розрахунковим значенням координати. Проводиться не менше п'яти циклів вимірів, після чого здійснюється обробка отриманих результатів;
- остаточний результат містить у собі такі параметри машини, як відтворюваність, люфт і точність системи керування.

З однієї установки лазерної головки, змінюючи положення лінійного інтерферометра й ретрорефлектора, можна одержати лінійне позиціонування для трьох осей машини XYZ.

5.9. Прямолінійність горизонтальна й вертикальна

Визначення горизонтальної прямолінійності виконується за виміральною схемою на рис. 5.7. Для вимірів використовується лазерна система в конфігурації: лазерна головка, компенсаційна установка, комп'ютер із програмою виміру прямолінійності, оптика для кутових вимірів [28 – 33].

Під час використання лазерного інтерферометра можна одержати такі параметри прямолінійності:

- діапазон виміру 0 – 12 м;
- ціна поділки 0,3 мкм;
- точність вимірів $\pm 3\%$.

Процес виміру горизонтальної прямолінійності можна поділити на етапи:

- складання схеми виміру, установка і юстирування лазерної головки, установка вертикального кутового інтерферометра в нерухомій опорі верстата, установка опори ретрорефлектора кутового на рухомому столі верстата;
- перевірка юстирування кутової оптики на всьому шляху переміщення ретрорефлектора;

– програмування керування машиною за положеннями точок для виміру уздовж усього шляху переміщення. Машина має зупинятися в точках виміру на 1 с;

– виконання циклів виміру; для кожного пункту виміру на підставі виконаних за допомогою лазерної системи вимірів кутових відхилень виходить відхилення від прямолінійності в мікрометрах;

– одержання графіка відхилення від прямолінійності уздовж усього шляху переміщення.

Вимір вертикальної прямолінійності виконується за тією самою схемою виміру, необхідно тільки змінити на 90° положення кутового інтерферометра й кутового ретрорефлектора.

5.10. Прямокутності між двома осями

Вимір прямокутності між осями X і Z машини виконується за схемою, поданою на рис. 5.8. Для вимірів використовується лазерна система в конфігурації: лазерна головка, компенсаційна установка, комп'ютер із програмою виміру прямокутності, оптика для виміру прямокутності [29 – 32].

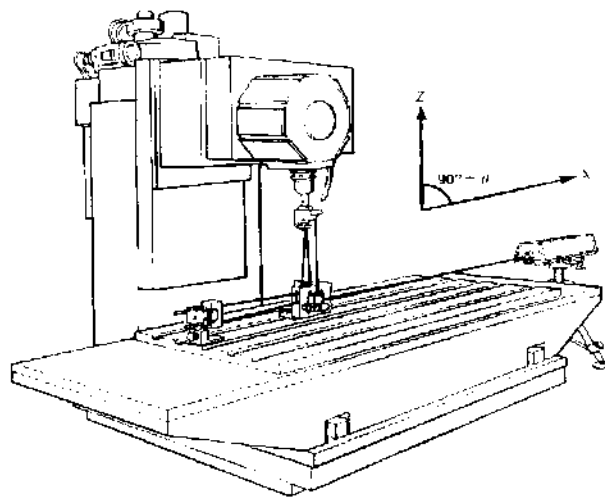


Рис. 5.8. Схема для визначення прямокутності між двома осями

Під час використання лазерного інтерферометра можна одержати такі вимірювальні параметри прямокутності: діапазон виміру 0 – 3 м; точність виміру 1 арксек.

Процес виміру прямокутності між осями можна розділити на етапи:

– складання схеми виміру; установка та юстирування лазерної головки, установка призми Воластона разом з ретрорефлектором у рухливі опори машини (за віссю Z), установка дзеркал й еталона прямого кута відбивача на нерухомому столі машини (вісь X);

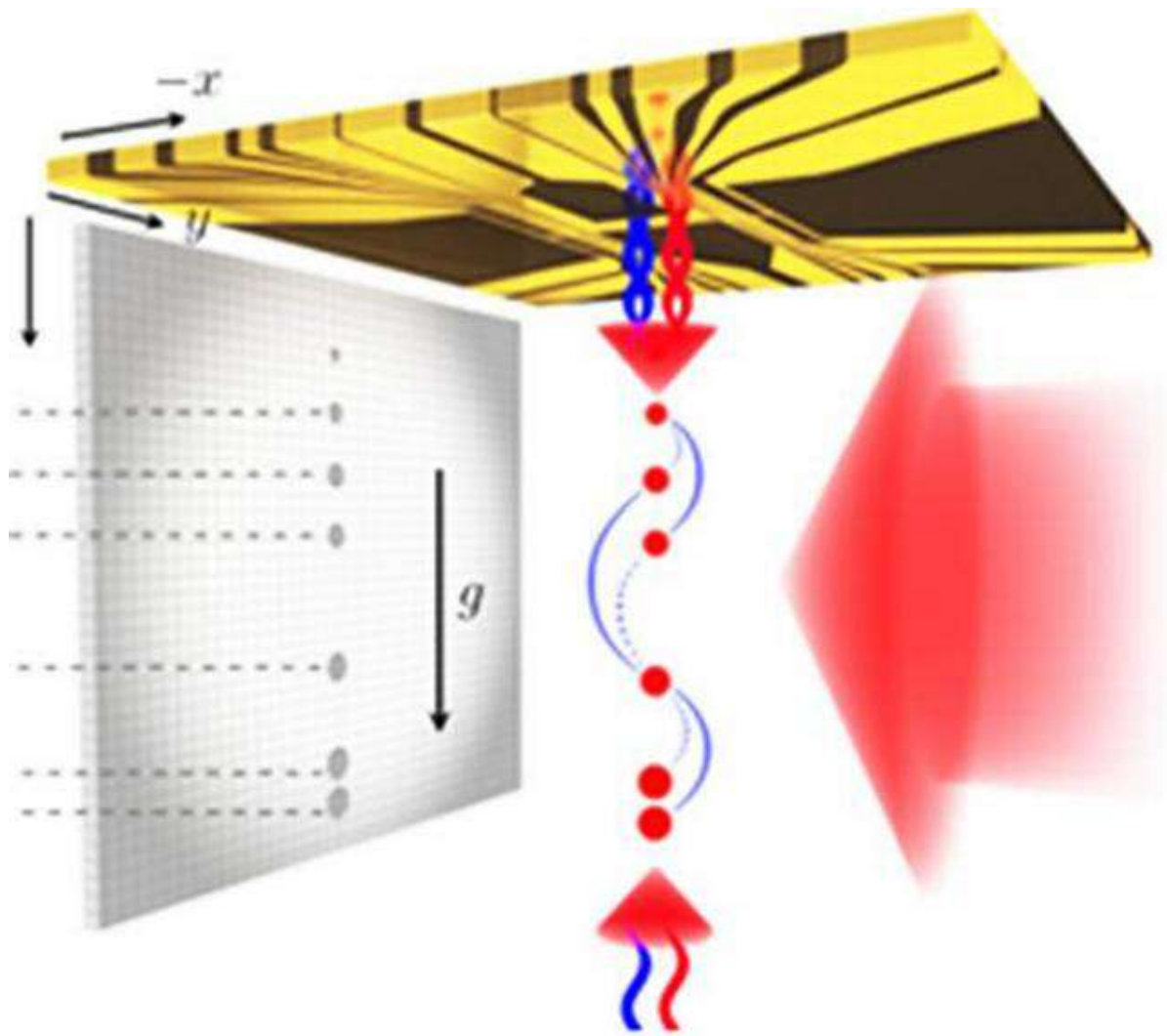
– юстирування оптичної схеми на всьому шляху переміщення призми Воластона;

– програмування схеми керування машиною; опис положення пунктів виміру уздовж усього шляху переміщення ручок; машина має зупинятися в точках виміру на 1 с;

– виконання вимірів відхилень від прямокутності для всіх пунктів виміру уздовж осі переміщення рукояток осі Z машини;

– одержання графіків відхилення від прямокутності між осями X та Z уздовж усього шляху переміщення.

6. АБСОЛЮТНИЙ БАЛІСТИЧНИЙ ГРАВИМЕТР



6.1. Гравіметрія та її завдання

Прискорення вільного падіння g – прискорення, яке отримує тіло під дією притягання планети або іншого астрономічного тіла в безповітряному просторі – вакуумі. Його значення для Землі зазвичай приймають рівним 9,8 або 10 м/с². Стандартне "нормальне" значення, прийняте при побудові систем одиниць, $g = 9,80665$ м/с², а в технічних розрахунках звичайно приймають $g = 9,81$ м/с². Значення g , яке було визначено як «середнє» в якомусь сенсі прискорення вільного падіння на Землі, приблизно дорівнює прискоренню вільного падіння на широті 45,5° на рівні моря. Реальне прискорення вільного падіння на поверхні Землі залежить від широти і варіюється від 9,780 м/с² на екваторі до 9,832 м/с² на полюсах. Воно може бути обчислено за емпіричною формулою [50 – 55]:

$$g = 9,780327 [1 + 0,0053024 \sin^2(\varphi) - 0,0000058 \sin(2\varphi)] - 3,086 \cdot 10^{-6} h$$

де φ – широта розглянутого місця;

h – висота над рівнем моря.

Вивчення величини вільного падіння має важливе теоретичне і прикладне значення в геофізиці, геодезії, геології, космонавтиці та є основою науки – гравіметрія. За вимірюваннями g в різних точках визначається фігура Землі (геоїд) і розподіл мас в її надрах, а дані про різні аномалії (відхилення сили тяжіння від нормальної, яка визначається геометричними характеристиками геоїда) необхідні для пошуку і розвідки родовищ корисних копалин (рис. 6.1) [56 – 59].

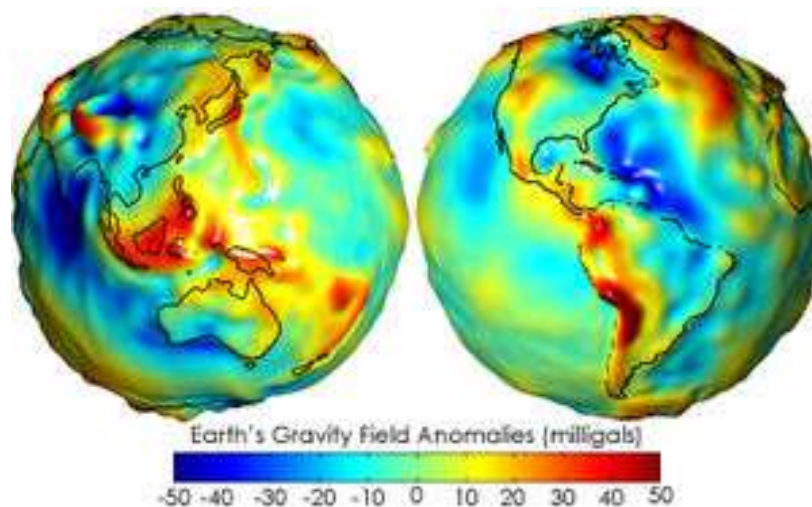


Рис. 6.1. Гравітаційні аномалії Землі (за даними супутникової місії GRACE (Gravity Recovery And Climate Experiment))

Прилади для вимірювання сили тяжіння та відповідного прискорення вільного падіння називаються гравіметрами. Їх поділяють на статичні та динамічні. Статичні гравіметри засновані на урівноваженні сили тяжіння пружною силою. Динамічні гравіметри поділяються на струнні, маятникові і балістичні.

До появи лазерів при метрологічних, геофізичних і геодезичних вимірах гравітаційного поля Землі застосовували гравіметри, принцип дії яких заснований на використанні маятника, пружинних вагів або вільно падаючого тіла. Точність вимірювань таких гравіметрів оцінюється величиною порядку 10^{-4} – 10^{-5} . За останні роки значно поліпшені характеристики не тільки відносних, але й абсолютних гравіметрів. Абсолютні гравіметри забезпечують точність близько 1 мкГал (cm/s^2).

Особливо точні гравіметричні прилади для проведення фундаментальних фізичних досліджень, як правило, проектуються в кріогенному виконанні з використанням лазерної інтерферометрії. Ці прилади в основному використовуються при спостереженнях опорних гравіметричних пунктів, вирішення задач геодинаміки, створення державного спеціального еталона (групового) одиниці вимірювань для гравіметрії, створення еталонних полігонів для калібрування відносних гравіметрів. Розроблені в даний час лазерні гравіметри є балістичними, забезпечують значно більшу точність вимірів (10^{-8} – 10^{-9}). Принцип дії лазерного гравіметра заснований на вимірюванні прискорення g вільно падаючого тіла, яке встановлено у вертикальному плечі лазерного інтерферометра [60 – 62].

6.2. Абсолютний балістичний гравіметр

Вимірювання абсолютного значення сили тяжіння засноване на реєстрації часу вільного падіння деякого пробного тіла відомої маси. Як вільно падаюче тіло зазвичай використовують трипельпризму, яка має у вершині магнітний наконечник і утримується у верхній частині вертикального плеча інтерферометра за допомогою електромагніту. Така призма малочутлива до розворотів.

Абсолютний балістичний гравіметр (АБГ) являє пристрій (рис. 6.2), в якому реалізована вакуумна механічна система і лазерний інтерферометр, що забезпечують [63 – 65]:

- вільний рух пробного тіла в гравітаційному полі землі;
- вимір інтервалів шляху і часу під час руху пробного тіла.

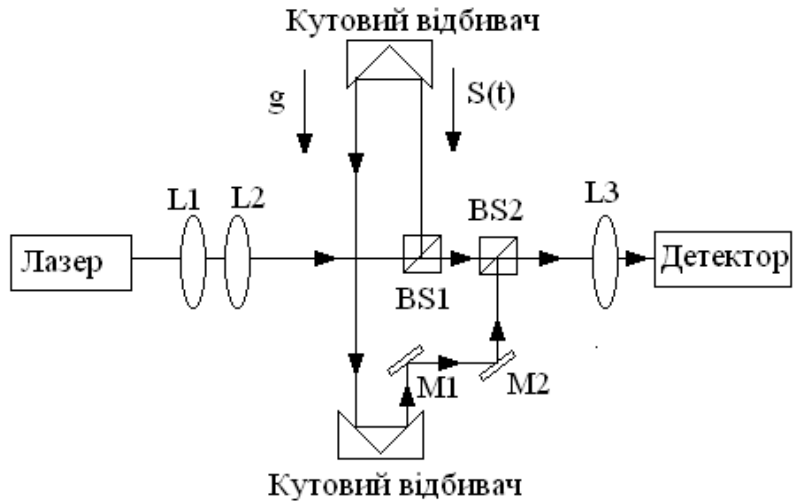


Рис. 6.2. Оптична схема АБГ

Прискорення є похідною фізичною величиною, яка визначається як друга похідна від шляху за часом.

На рис. 6.3 показана форма реєстрованого аналогового і цифрового сигналів

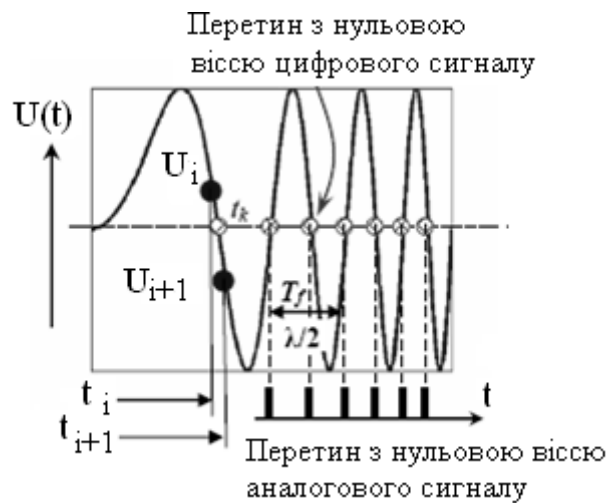


Рис. 6.3. Форма реєстрованого аналогового і цифрового сигналів

Прискорення вимірюється в одиницях довжини і часу, тому засобам абсолютних вимірювань прискорення вільного падіння мають бути передані розміри одиниць довжини і часу.

На рис. 6.4 наведено принцип визначення прискорення вільного падіння.

Принцип роботи абсолютних гравіметрів

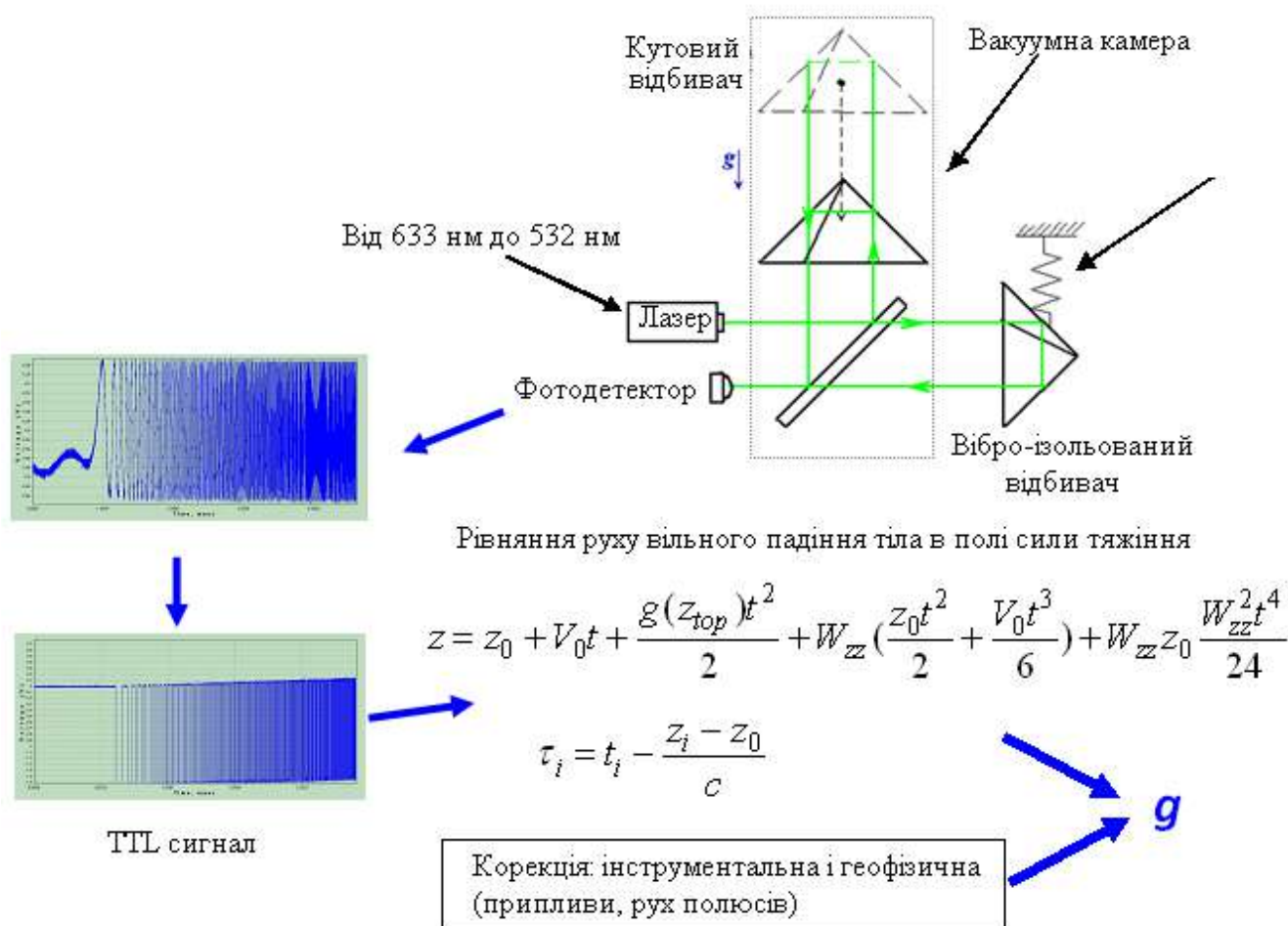


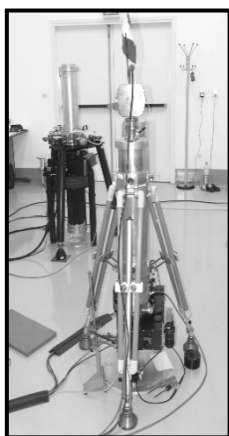
Рис. 6.4. Принцип визначення прискорення вільного падіння

На практиці калібруються тільки частота (довжина хвилі) лазерного випромінювання та частота вбудованого опорного стандарту частоти для виміру інтервалів часу.

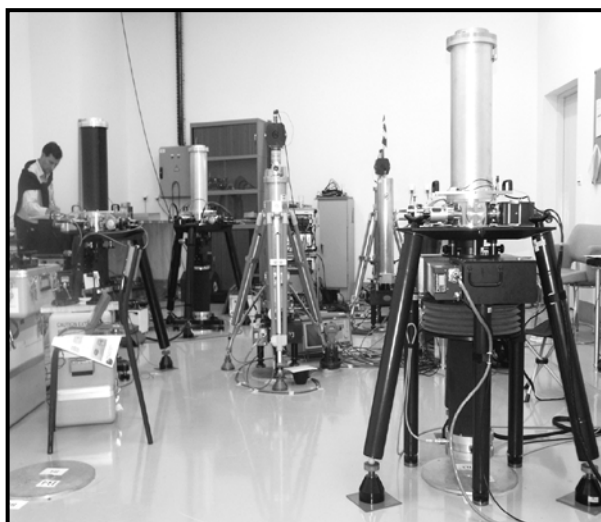
Похибка вимірювання переміщення пробного тіла в абсолютних гравіметрах (не менше 0,1 нм) значно менше похибки вимірювання довжини лазерними інтерференційними компараторами первинних еталонів довжини.

Єдиний спосіб визначення реальної похибки і точності вимірювання прискорення вільного падіння абсолютними балістичними гравіметрами – зв'єрення абсолютних гравіметрів.

На рис. 6.5 показано загальний вигляд АБГ, що були представлені на міжнародних зв'єрненнях у Севрі [66].



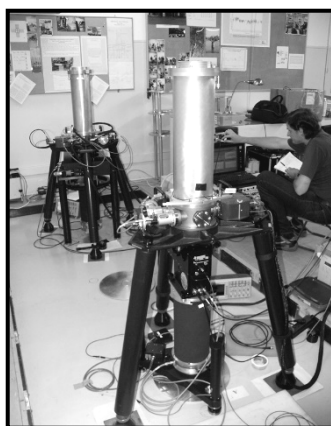
JILA-2 (Канада)



JILA, FG5 (Австрія, Канада, Іспанія, МБМВ)



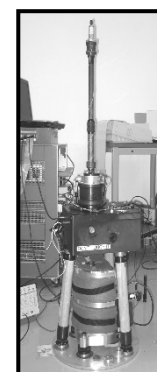
GABL-G (Росія)



FG5-216 (Люксембург)



A10-008 (Німеччина)



FGC-1 (США)

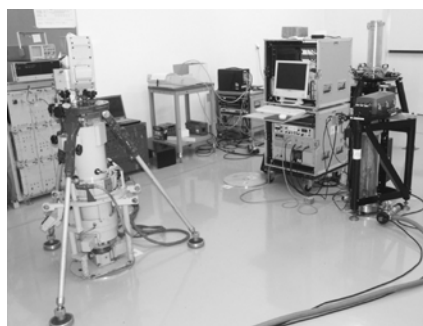


Рис. 6.5. Загальний вигляд АБГ, представлених на міжнародних збірках у Севрі

6.3. Градієнтометр

Градієнтометр гравітаційний – це прилад для вимірювання горизонтального градієнта прискорення сили тяжіння. Градієнтометр застосовують для детального дослідження структур, що викликають слабкі

гравітаційні аномалії, але які швидко змінюються по горизонталі переважно на залізородних і поліметалічних родовищах.

Зміна відстані між вільно падаючими, без початкової швидкості тілами в неоднорідному гравітаційному полі можна розрахувати за допомогою виразу [66 – 68]:

$$\delta z(t) = \frac{1}{2} \gamma_{zz} \Delta z_0 t^2,$$

де γ_{zz} – вертикальний градієнт гравітаційного поля;

Δz_0 – початкова відстань між пробними тілами;

t – час падіння.

Наприклад:

для $\gamma_{zz} = 3086 \times 10^{-9} \text{ c}^{-2}$, $\Delta z_0 = 20 \text{ см}$, $t = 0,25 \text{ с}$,

отримуємо: $\delta z(t) = 19 \text{ нм}$.

Для вимірювання гравітаційного градієнта з похибкою 10^{-9} необхідно вимірювати зміни оптичного шляху лазерного променя з похибкою 0,1 нм, що дорівнює 1/17 від довжини хвилі 633 нм лазерного випромінювання [67 – 68].

6.4. Гравіметричні мережі

Гравіметричні мережі створюються для утворення систем опорних пунктів, які повинні бути закріплені центрами. Значення сили тяжіння на опорних пунктах визначають із вимірювань з наступною їх обробкою. Координати пунктів, значення сили тяжіння та інші необхідні дані повинні бути занесені в опис (формуляр) пункту і включені в базу гравіметричних даних.

Опорні пункти служать основою для детальних гравіметричних зйомок, як профільних, так і площинних; повторні вимірювання на цих пунктах використовуються для моніторингу часових варіацій сили тяжіння. Розрізняють наступні типи мереж:

– світові гравіметричні мережі з відстанями між пунктами від декількох сотень до декількох тисяч кілометрів. Вони створюються за міжнародними програмами;

– регіональні мережі з відстанями між пунктами від декількох кілометрів до сотень кілометрів. Вони створюються як національні мережі і, як правило, є фундаментальними гравіметричними мережами з мережами згущення;

– локальні гравіметричні мережі з відстанями від декількох сотень метрів до десятків кілометрів. Їх створюють переважно для цілей геофізики і геодинаміки.

Деякі основні положення, що стосуються вибору опорних гравіметричних пунктів можна сформулювати так:

– рівномірність, наскільки можливо, розташування опорних пунктів на території робіт; винятком можуть бути локальні геодинамічні мережі;

– світові і регіональні мережі повинні містити певну кількість пунктів для безперервних і повторних спостережень;

– геологічна, сейсмічна і гідрологічна стабільність в околицях пунктів;

– стабільна основа для установки приладу (наземні заснування в будівлях, пілони, скельні підстави, бетонна підлога), закріплення пункту; вигідно використовувати існуючі центри планових або високих геодезичних мереж;

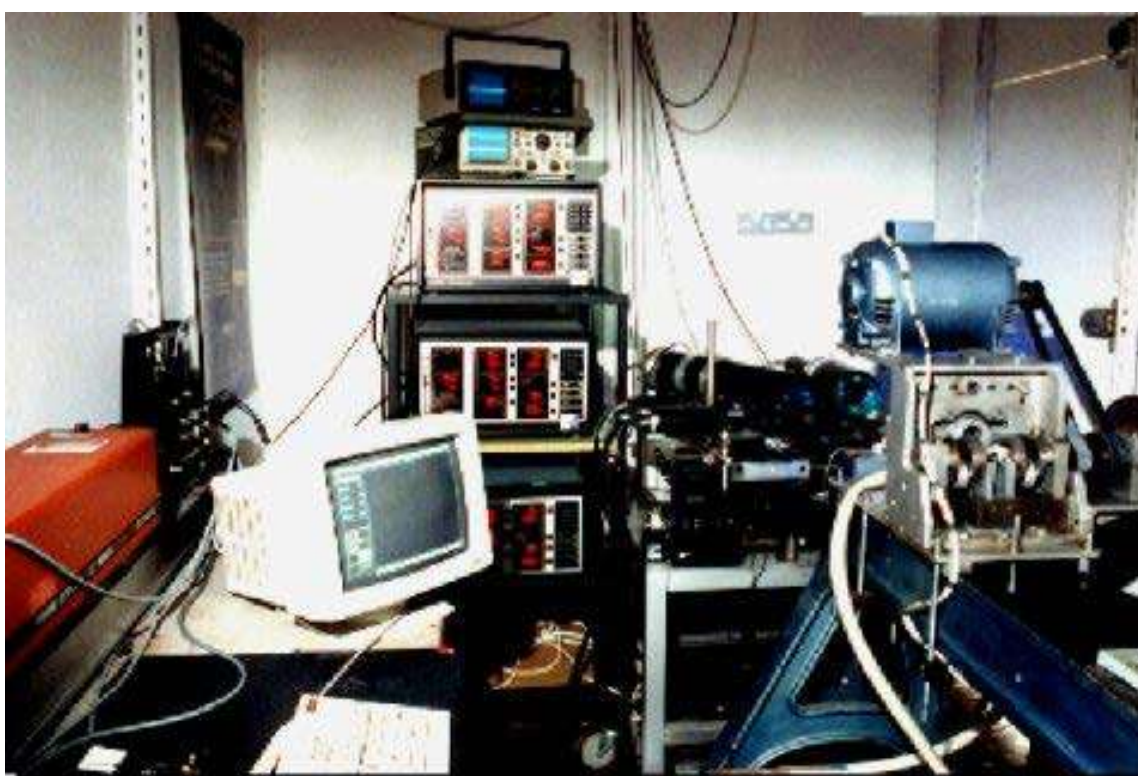
– визначення двох-трьох пунктів-супутників ($\pm 0,01 - 0,1 \text{ мкм}\cdot\text{с}^{-2}$) для контролю незмінності основного пункту щодо фундаментальної гравіметричної мережі (відстань до супутників від декількох сотень метрів до декількох кілометрів, $\Delta g \leq 100 \text{ мкм}\cdot\text{с}^{-2}$);

– визначення планових координат і висот відносно пунктів національних геодезичних мереж;

– планова ($\pm 1 \text{ см}$) і висотна ($\pm 1 \text{ мм}$) прив'язка до подальших пунктів;

Щільність пунктів і точність гравіметричної зйомки залежать від розмірів території, виду і величини досліджуваних особливостей поля сили тяжіння або розподілу аномальних мас, що породжують це поле. При регіональних зйомках (національні гравіметричні, зйомки загального призначення) прагнуть до рівномірного розподілу пунктів, локальні зйомки більше орієнтовані на виявлення особливостей поля; для деяких спеціальних завдань виконують зйомку за профілями. При виборі пунктів намагаються уникати близьких збурюючих мас (наприклад, крутих схилів) і створюють такий розподіл пунктів, який був б найбільш прийнятним (наприклад, пункти вибирають тільки в долинах, але не в гірській місцевості). Помилка точкових аномалій визначається помилками вимірювань сили тяжіння і гравіметричної редукації [63 – 66].

7. ЛАЗЕРНИЙ ДОПЛЕРІВСЬКИЙ АНЕМОМЕТР



7.1. Завдання та особливості лазерної анемометрії

Лазерна доплерівська анемометрія (від грецького "анетос" – вітер, рух) – метод безконтактного вимірювання швидкості руху газоподібних, рідких і твердих середовищ, що містять світлорозсіюючі неоднорідності. Цей метод широко використовується в наукових дослідженнях і технічних застосуваннях. Лазерні доплерівські анемометри (ЛДА) дозволяють вирішувати велике коло завдань: від дослідження повільних напрямків руху в капілярах і живих клітинах до дистанційних вимірювань турбулентної швидкості потоків газу в надзвукових трубах і швидкості вітру в атмосфері. Величини вимірюваних швидкостей знаходяться у діапазоні від декількох мікрометрів в секунду до декількох кілометрів в секунду [69 – 70].

Частки, що рухаються разом з газовим потоком, розглядаються як приймачі світлових хвиль від нерухомого джерела і водночас – як передавачі-ретранслятори оптичного випромінювання до нерухомого спостерігача. Частота розсіяного випромінювання в точці спостереження дорівнює:

$$\nu_{\text{с}} = \frac{\nu}{1 - \frac{u \cdot l}{c}}, \quad (7.1)$$

де ν – частота випромінювання джерела;

c – швидкість світла;

u – проекція швидкості частки в напрямку на точку спостереження.

Отже, доплерівська частота дорівнює:

$$\nu_D = \nu_{\text{с}} - \nu = \frac{\nu}{c} \cdot \frac{u \cdot l}{1 - \frac{u \cdot l}{c}} \approx \frac{1}{\lambda} u \cdot l, \quad (7.2)$$

враховуючи, що $|u| \ll c$.

У реальному експерименті спостерігається розсіяне оптичне випромінювання, частота якого зрушена на величину, прямопропорційну швидкості розсіюючої частинки.

Таким чином, по-перше ефективність застосування лазерного доплерівського методу вимірювання швидкості, полягає в тому, щоб вимірювати не абсолютне значення оптичної частоти, а радіочастоту, яка дорівнює різниці двох оптичних частот – опорної і розсіяної.

Тому на практиці застосовується накладення двох розсіяних світлових хвиль, внаслідок чого на фотоприймачі реєструється сигнал з частотою, рівною різниці частот двох розсіяних хвиль [69 – 70]:

$$\nu_1 - \nu_2 = \nu \left(\frac{1}{1 - \frac{1}{c} u \cdot \frac{r}{l_1}} - \frac{1}{1 - \frac{1}{c} u \cdot \frac{r}{l_2}} \right) \approx \frac{1}{\lambda} u \cdot (l_1 - l_2) = \nu_D, \quad (7.3)$$

при $|u| \ll c$.

Отже, доплерівська частота сигналу на виході фотоприймача залежить від довжини хвилі лазерного випромінювання, швидкості частинок і геометрії оптичної системи. Ця формула є основним рівнянням лазерної доплерівської анемометрії і в принципі є дуже точною (її похибка становить менше $10^{-5} \%$), оскільки її параметри не залежать від властивостей середовища (температури, тиску тощо) і не вимагають градування за допомогою еталона – достатньо їх точно розрахувати. Тому сумарна похибка визначення швидкості газового потоку визначається похибкою вимірювання доплерівської частоти.

По-друге, виникає необхідність у виборі розсіюючих частинок і, відповідно, у виборі напрямку реєстрації розсіяного випромінювання. Існує чітка теорія розсіювання електромагнітних хвиль на сферичних об'єктах. Найбільший інтерес для доплерівських вимірювань являють граничні випадки, а саме, – коли довжина хвилі набагато менше розміру розсіюючої частинки і коли порівняна з розміром частки. Зі зменшенням розміру частинок різко зменшується інтенсивність розсіяного світла; тому для оцінки їх придатності в лазерній доплерівській анемометрії необхідно точно знати оптичні властивості дискретних розсіювачів, які характеризуються амплітудними функціями розсіювання. Амплітудні функції розсіювання залежать від оптичних і геометричних властивостей частинок, кута розсіювання та кута азимуту і знаходяться з розв'язання рівнянь Максвелла з заданими граничними умовами. Знання амплітудних функцій розсіювання дозволяє повністю визначити параметри розсіяного випромінювання (поляризацію, амплітуду і фазу розсіяної хвилі).

Для лазерної анемометрії найбільший інтерес являють частинки з розміром, порівняним з довжиною хвилі лазерного випромінювання. На жаль, явний вигляд амплітудних функцій розсіювання відомий тільки для обмеженої кількості випадків розсіювання: для сферичних частинок з діаметром $a < 0,03\lambda$ (випадок Релеєвського розсіювання) і для $a > 0,03\lambda$ (область розсіювання Лоренца-Мі). Виявилось, що амплітудні функції розсіювання залежать тільки від трьох параметрів: відносного комплексного показника заломлення частинок, відносного розміру часток $\rho = 2\pi a/\lambda$ і кута перетину 2θ .

Отже, вибір світлорозсіюючих частинок полягає у виборі матеріалу. Оскільки для металевих розсіюючих частинок напрямок поширення розсіяного

поля зворотний напрямку падаючої хвилі, а для діелектричних частинок напрямок поширення розсіяного поля збігається з напрямком падаючого поля. Таким чином, у залежності від використовуваних частинок конструкція анемометра має забезпечувати роботу на зворотному, або на прямому розсіяному полі, або забезпечувати роботу на обох напрямках.

7.2. Принцип роботи ЛДА

Принцип роботи ЛДА заснований на ефекті Доплера, суть якого полягає в залежності частоти випромінювання світла, відбитого або розсіяного об'єктом, що рухається, від швидкості його руху. Якщо на об'єкт, що рухається зі швидкістю U , направити монохроматичне випромінювання з частотою ω_0 (рис. 7.1, а), то відбите (розсіяне) випромінювання, внаслідок ефекту Доплера, матиме частоту $\omega_{роз}$, що відрізняється від частоти падаючого випромінювання. Доплерівський зсув частоти (д.з.ч.) визначається виразом [69, 70 – 72]:

$$d\omega_d = \omega_{роз} - \omega_0 = \vec{K} \cdot \vec{U}, \quad (7.4)$$

де $\vec{K}_{роз} = \vec{k}_{роз} - \vec{k}_0$ – різницевий хвильовий вектор;

\vec{k}_0 – хвильовий вектор падаючого випромінювання;

$\vec{k}_{роз}$ – хвильовий вектор розсіяного випромінювання.

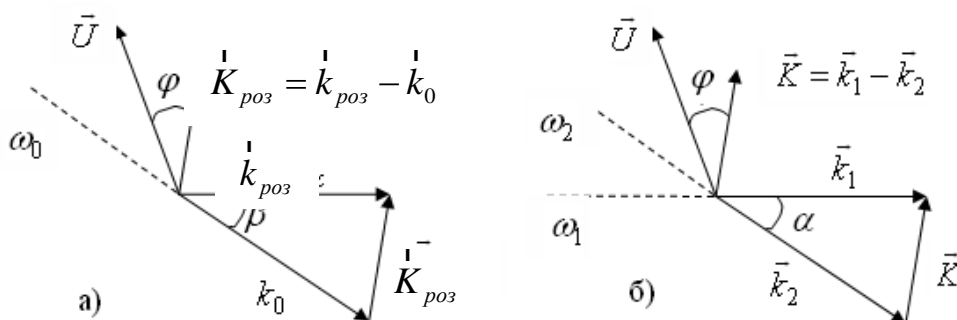


Рис. 7.1. Взаємне розташування векторів розсіювання у схемі з одним (а) і двома (б) зондувальними пучками

З урахуванням введених на рис. 7.1 позначень:

$$d\omega_d = \frac{4\pi}{\lambda_0} n |U| \sin \frac{\beta}{2} \cos \varphi, \quad (7.5)$$

де n – показник заломлення середовища;

λ_0 – довжина хвилі падаючого випромінювання у вакуумі.

Характерною особливістю виразу (7.4) є лінійна залежність д.з.ч. від величини швидкості, причому коефіцієнт пропорційності залежить від геометрії схеми (кутів β і φ) та оптичних властивостей середовища.

На рис. 7.2 приведена схему з двома зондувальними пучками, що мають хвильові вектори \vec{k}_1 і \vec{k}_2 і близькі частоти ω_1 і ω_2 . Різниця д.з.ч. хвиль, розсіяних в одному напрямку двома пучками, визначається співвідношенням [73]:

$$\delta\omega_d = \omega_{1\text{роз}} - \omega_{2\text{роз}} = \omega_m - \vec{K} \cdot \vec{U}, \quad (7.6)$$

де $\omega_m = \omega_1 - \omega_2$ – різницева частота, яка з причини, поясненої нижче, часто називається частотою модуляції;

$\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ – вектор чутливості, модуль якого дорівнює:

$$K = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n \cdot 2 \cdot \sin \frac{\alpha}{2}, \quad (7.7)$$

де $\lambda = \frac{2c}{\omega_1 + \omega_2}$.

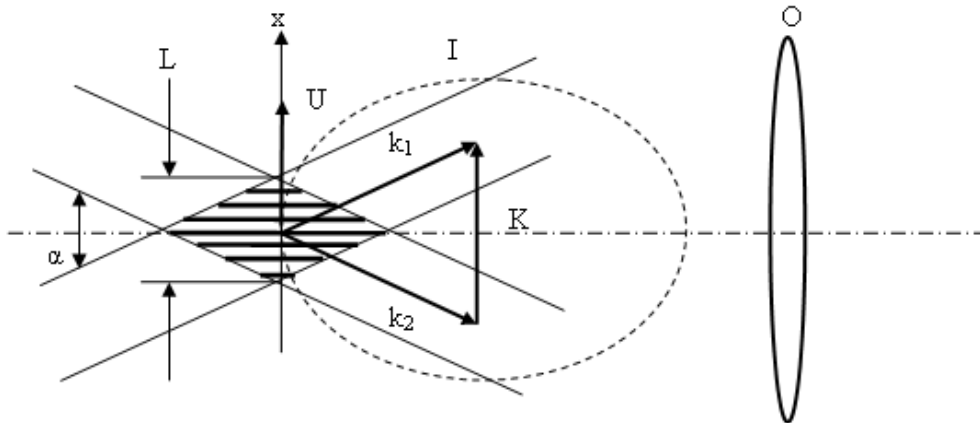


Рис. 7.2. Інтерференційна модель ЛДА:

I – індикатриса розсіювання;

O – приймальний об'єктив

Зазначимо, що різниця частот (7.6) не залежить від напрямку спостереження. Такі схеми називаються диференційними. При $\omega_m = 0$ і з урахуванням рівнянь (7.6), (7.7), а також позначень, введених на рис. 7.1, б, маємо [73]:

$$\delta\omega_d = \frac{4\pi}{\lambda} n |U| \sin \frac{\alpha}{2} \cos \varphi. \quad (7.8)$$

Формули (7.5) – (7.8) дозволяють розраховувати д.з.ч. за відомої швидкості об'єкта і заданим напрямком падаючих і розсіяних пучків. З них же можна знайти і величину проекції вектора швидкості \vec{U} на обраний напрямок, обумовлений векторами $\vec{K}_{роз}$ і \vec{K} за відомої величини $\delta\omega_d$.

Принцип роботи диференціальної схеми ЛДА можна пояснити і не використовуючи ефект Доплера. Суть цього пояснення полягає в наступному: частка, що рухається, розсіює випромінювання в інтерференційному полі, яке утворюється в області перетину двох когерентних пучків.

Для того, щоб показати еквівалентність обох підходів, розглянемо картину інтерференції. Для простоти вважатимемо, що перетинаються дві плоскі монохроматичні хвилі (рис. 7.1), електричні вектори яких запишемо у такому вигляді:

$$\begin{aligned} \vec{E}_1(\vec{r}, t) &= E_{01} \cos(\omega_1 t - \vec{k}_1 \vec{r}), \\ \vec{E}_2(\vec{r}, t) &= E_{02} \cos(\omega_2 t - \vec{k}_2 \vec{r}), \end{aligned} \quad (7.9)$$

де \vec{E}_{01} і \vec{E}_{02} – вектори амплітуди падаючих хвиль.

Усереднена за проміжок часу $\tau \left(\frac{4\pi}{|\omega_1 - \omega_2|} \gg \tau \gg \frac{4\pi}{\omega_1 - \omega_2} \right)$ інтенсивність світла дорівнюватиме $I(\vec{r}, t) = I_1(\vec{r}) + I_2(\vec{r}) + 2\sqrt{I_1(\vec{r})I_2(\vec{r})} \cos(\omega_m t - \vec{K} \vec{r})$.

Таким чином, в області перетину двох когерентних монохроматичних пучків з різними частотами утворюється періодично змінюваний у часі розподіл інтенсивності, еквівалентний біжучій світловій решітці. Напрямок руху решітки та її період визначаються вектором чутливості \vec{K} , а швидкість руху світлих і темних смуг – різницею частот інтерферуєючих хвиль.

Якщо $\omega_m = 0$, тобто частоти інтерферуєючих хвиль збігаються, то має місце стаціонарна інтерференційна картина. Видимість цієї інтерференційної картини V дорівнює:

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}. \quad (7.10)$$

При рівності інтенсивностей інтерферуєючих хвиль видимість максимальна і дорівнює 1.

Період зміни інтерференційних максимумів і мінімумів інтенсивності у площині, перпендикулярній бісектрисі кута α дорівнює:

$$\Lambda = \frac{2\pi}{K} = \frac{\lambda}{2\sin\alpha/2}. \quad (7.11)$$

Чим менший кут між падаючими пучками, тим більше період інтерференційної картини. Так, при $\alpha = 60^\circ$ і $\lambda = 0.63$ мкм, період $\Delta = 0,63$ мкм, а при $\alpha = 20^\circ$ період $\Delta = 109$ мкм.

Припустимо, що в області перетину пучків рухається мала в найпростішому випадку сферична (радіус $r < \Delta$) частка зі швидкістю, яка характеризується вектором \vec{U} . Потужність розсіяного цією часткою випромінювання залежить від її місця розташування, розміру й оптичних характеристик. Якщо частка перебуває в центрі світлої інтерференційної смуги, вона розсіює максимальну потужність, а якщо в центрі темної смуги – мінімальну. Потужність, розсіяну частинками, що рухаються зі швидкістю U через вимірювальний об'єм, можна записати у такому вигляді [73]:

$$P_{\text{роз}}(t) = P_1(t) + P_2(t) + 2\sqrt{P_1(t)P_2(t)}\xi \cos\left(\left(\omega_m - \vec{K}\vec{U}\right)t + \varphi_0\right), \quad (7.12)$$

де $P_1(t) = A(t)e^{i2\omega_1 t}$, $P_2(t) = A(t)e^{i2\omega_2 t}$.

Коефіцієнт ξ зазвичай приймає значення від 1 до 10^{-2} в залежності від умов узгодження амплітуд, фаз і стану поляризації розсіяних хвиль у межах приймальної апертури, а також від величини відношення r/Λ .

З рівняння (7.12) видно, що усереднена за часом розсіяна потужність змінюється з частотою рівною:

$$\Omega = \left| \omega_m - \vec{K}\vec{U} \right| \quad (7.13)$$

і збігається з д.з.ч. у виразі (7.6). У випадку $\omega_m = 0$ (частоти пучків рівні) реєстрація д.з.ч. не дає інформації про знак швидкості (7.13).

Розглянемо випадок біжучої інтерференційної картини ($\omega_m \neq 0$). Якщо частинка рухається в тому ж напрямку, що і інтерференційні смуги, то $\Omega < \omega_m$; якщо частка рухається назустріч смугам, то $\Omega > \omega_m$. Таким чином, ЛДА чутливий не тільки до величини проекції швидкості частки на вектор чутливості, а й до знаку проекції швидкості.

7.3. Блок-схема ЛДА. Характеристика основних елементів

Розглянемо в загальному вигляді основні функціональні блоки ЛДА, які дозволяють уявити в цілому роботу вимірювача швидкості, його можливості й вимоги, що висувуються до різних її елементів.

Блок-схема ЛДА, побудованого за диференціальної схемою, зображена на рис. 7.3. Джерелом когерентного випромінювання є лазер, як правило безперервної дії, хоча в деяких випадках можливе застосування також імпульсних лазерів [73 – 75].

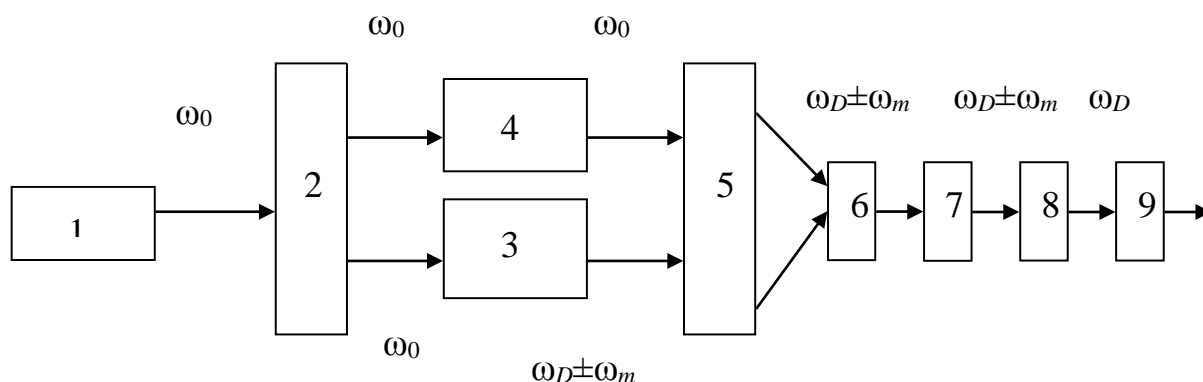


Рис. 7.3. Блок-схема диференціального ЛДА з частотною модуляцією пучка:

- 1 – лазер; 2 – блок формування пучків; 3 – односмуговий модулятор;
- 4 – лінія затримки; 5 – блок передавальної оптики; 6 – досліджуваний об'єкт,
- 7 – блок приймальної оптики; 8 – блок виділення д.з.ч.;
- 9 – пристрій обробки сигналу

Випромінювання лазера у блоці 2 ділиться на два пучки, один з яких у значочувливих ЛДА пропускається через односмуговий модулятор 3, який зрушує частоту випромінювання ω_0 на величину ω_m (яка тому й називається частотою модуляції). Для зрушення частоти часто використовується акусто-оптичний ефект. Один з пучків у деяких вимірниках проходить через лінію затримки 4 для вирівнювання довжини оптичного шляху. Блок передавальної оптики 5 направляє зондувальні пучки на досліджуваний об'єкт 6, що містить рухомі світлорозсіюючі частинки. Для транспортування випромінювання до вимірювального об'єкта часто використовують оптичні хвилеводи. Для збільшення сили світла розсіяне світло збирається приймальною оптикою 7 і направляється на блок виділення д.з.ч. 8. Виділений сигнал, що містить інформацію про швидкість руху частинок в області перетину пучків, обробляється у блоці 9.

Роглянемо характеристику основних елементів ЛДА і вимоги, які до них пред'являються.

1. Лазер. Основними параметрами, що характеризують лазер, як джерело випромінювання у ЛДА, є довжина хвилі випромінювання λ_0 , спектр випромінювання, тип коливань і потужність. Вибір конкретного типу лазера обумовлюється завданням, для якого призначено ЛДА. Наприклад, CO_2 -лазери мають велику потужність (до декількох десятків ват в режимі безперервного випромінювання), довжина хвилі випромінювання яких $\lambda_0 = 10$ мкм лежить в інфрачервоній області спектра. Таке випромінювання сильно поглинається рідинами, що виключає можливість їх застосування для дослідження гідродинамічних потоків. З іншого боку, велика потужність CO_2 -лазерів дозволяє створювати ЛДА, які призначені для дослідження повітряних потоків, що містять аерозолі, на відстанях до декількох кілометрів.

Довжина хвилі λ_0 визначає мінімальний розмір області перетину пучків, тобто величину вимірювального об'єму. Навіть, якщо пучки фокусуються і перетинаються в перетяжках, то поперечний розмір перетяжки обмежений дифракційною межею, яка тим менше, чим менше λ_0 . Велика локальність вимірювань особливо важлива під час вирішення таких завдань, як дослідження мікроструктури турбулентних потоків, вимірювання швидкості течії в мікрокапілярах тощо. Важливим параметром лазерного випромінювання є його спектр, тобто тимчасова когерентність. Для отримання добрих характеристик ЛДА, як за просторовим вирішенням, так і за відношенням сигнал/шум, випромінювання лазера повинно мати найнижчий поперечний тип коливань TEM_{00} . Під час вимірювання малих швидкостей лазери можуть працювати на декількох повздовжніх типах коливань, коли д.з.ч. менше частотного інтервалу між цими типами коливань. Під час вимірювання великих швидкостей, як правило, потрібні одночастотні лазери.

Потужність лазерів визначає чутливість установки. У разі великої концентрації розсіюючих частинок, що характерно, наприклад, для двофазних потоків і твердих тіл з шорсткими поверхнями, можливе застосування лазерів невеликої потужності (близько одиниць міліват). Як правило, в цьому випадку широкого використання набули He-Ne або напівпровідникові лазери. Якщо ЛДА застосовується для дослідження структури потоків газу з малою концентрацією світлорозсіюючих частинок, то тут необхідно використовувати лазер великої потужності, наприклад, аргонний або CO_2 .

2. Блок формування пучків може бути влаштований по-різному. Вихідний пучок можна розділити на два за амплітудою або за фронтом. У першому

випадку, як правило, використовується ділильний кубик, пластинка або напівпрозоре дзеркало. У другому випадку – призми або маски тієї чи іншої форми.

3. Як односмуговий модулятор, що здійснює зсув частоти випромінювання в одному з двох пучків (у значочувливих ЛДА), найчастіше використовуються акусто- або електрооптичні перетворювачі та обертові дифракційні решітки.

4. Лінія затримки призначена для вирівнювання довжин оптичних шляхів пучків. Допустима різниця ходу визначається довжиною когерентності l_k використовуваного лазера. Для ефективного виділення д.з.ч. необхідно, щоб різниця ходу була меншою l_k . Оскільки $l_k \approx Z/N$, де Z – довжина резонатора, а N – число одночасно генерованих поздовжніх мод, то в більшості систем ЛДА це вирівнювання не являє серйозних проблем. Часто лінії затримки взагалі відсутні.

5. Блок передавальної оптики здійснює зведення пучків в область, де проводяться вимірювання. У тих випадках, коли важлива локальність вимірювання, пучки спеціально фокусуються. У найпростішому випадку цей блок являє собою фокусуючу лінзу або об'єктив. У деяких випадках лінза або об'єктив ставиться в кожний пучок, а зведення пучків в область вимірювання здійснюється поворотними дзеркалами.

6. Блок приймальної оптики, як правило, являє собою лінзу або об'єктив, іноді зі змінною апертурою. У випадках, коли д.з.ч. виділяється зі світла, розсіяного назад (наприклад, під час вимірювання швидкості руху оптично непрозорого твердого тіла), функції приймальної оптики може виконувати передаюча лінза. Завдання блока приймальної оптики полягає в тому, щоб зібрати на фотоприймач розсіяне випромінювання з вимірювального об'єму в якомога більшому тілесному куті.

7. Функції блока виділення д.з.ч. виконують фотоприймачі (ФП): фотодіоди (ФД) або фотопомножувачі (ФЕП), що мають велику чутливість і добру швидкодію. Під час вибору конкретного типу ФЕП або ФД беруть до уваги всі його характеристики: коефіцієнт підсилення, спектральну й частотну характеристики, темновий струм, граничну чутливість. Особливо ретельний вибір ФП робиться при вимірах швидкості руху слабо розсіюючих середовищ, коли реєстрація розсіяного випромінювання ведеться в режимі рахунку фотонів. У диференціальних схемах ЛДА ФП здійснює виділення д.з.ч. шляхом прямого фотодетектування коливань інтенсивності розсіяного світла,

перетворюючи їх у коливання сили фотоструму. Частотно модульований вихідний струм ФП і є вихідним сигналом ЛДА.

8. Пристрій обробки сигналу перетворює інформацію, яка знаходиться у фотострумі, в зручну для користувача форму. При цьому використовуються аналогові або цифрові методи, або їх комбінація. Більш докладно охарактеризувати описані методи можна після розгляду властивостей сигналу ЛДА.

На рис. 7.4, а наведено приклад диференційної оптичної схеми ЛДА прямого та зворотнього розсіювання, а на рис.7.4, б – зворотнього [76 – 79].

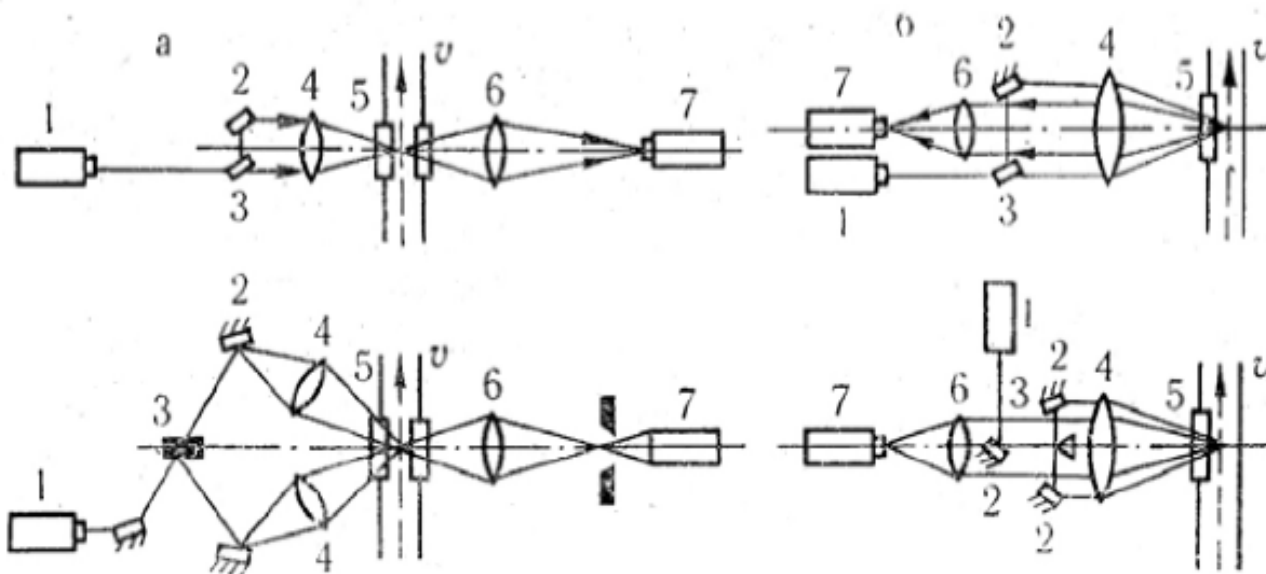


Рис. 7.4. Диференційні оптичні схеми ЛДА прямого та зворотнього розсіювання:

- 1 – лазер; 2 – поворотні дзеркала; 3 – світлоділільний пристрій;
- 4 – формуюча оптика; 5 – область дослідження; 6 – приймальна оптика;
- 7 – фотодетектор

7.4. Властивості сигналу ЛДА

Якщо частина світла, розсіяного деякою часткою при перетині нею інтерференційного поля, потрапляє у блок приймальної оптики і далі на фотоприймач, то на виході фотоприймача з'являється імпульс фотоструму, промодульований частотою ω_d (рис. 7.5).

Тривалість імпульсу T визначається часом перебування частки у вимірювальному об'ємі – області перетину пучків: $T = L/U$, де L – розмір цієї

області в напрямку руху частинки (рис. 7.2), U – швидкість частки. Глибина модуляції визначається відносно інтерференційної картини з виразу (7.4). Очевидно, що енергетичний спектр цього імпульсу (рис. 7.6) містить низькочастотну складову, а також власне доплерівську складову, зміщену щодо нульової частоти на $\Omega^+ = \omega_m + \omega_d$ або $\Omega^- = \omega_m - \omega_d$ (в залежності від напрямку швидкості U частки). Низькочастотна складова спектра зумовлена як постійною складовою сигналу з фотоприймача, так і фліккер-шумом джерела випромінювання і фотоприймача. Ширина доплерівської складової спектра $d\Omega = 2\pi U/L$, а отже, і невизначеність у знаходженні частоти і проекції швидкості тим більше, чим менше вимірювальний об'єм, тобто чим вище локальність вимірювання. Якщо інтерференційне поле перетинає потік випадково розташованих часток, як наприклад, у разі розсіювання на обертовому матовому диску, то сигнал на виході фотоприймача являє собою суперпозицію радіоімпульсів, що мають різну амплітуду, тривалість і початкову фазу. Якщо врахувати, що розсіюючі властивості частинок також можуть значно відрізнятися, то неважко уявити собі, як виглядає реальний сигнал (рис. 7.7) і його вибіркового спектра (рис. 7.8) [79].

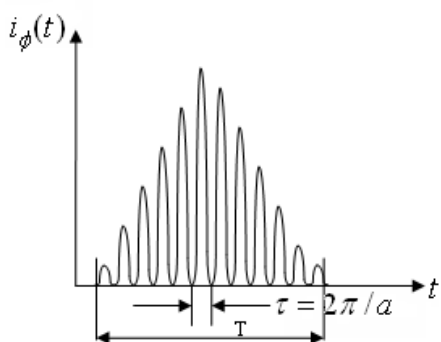


Рис. 7.5. Імпульс фотоструму від однієї частинки

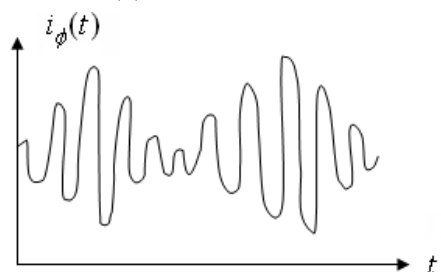


Рис. 7.7. Приклад реалізації реального сигналу ЛДА

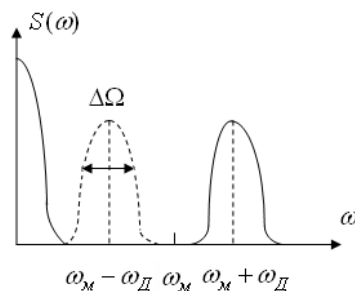


Рис. 7.6. Енергетичний спектр імпульсу фотоструму від однієї частинки

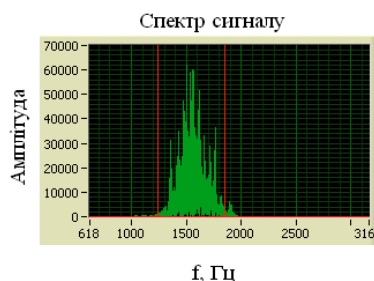


Рис. 7.8. Вибірковий спектр первинного сигналу

Для того, щоб з такого квазістохастичного сигналу вилучати інформацію про швидкість руху досліджуваного об'єкта, розроблені різні методи його обробки. Найпростішим з них є вимірювання несучої частоти сигналу з допомогою частотоміра. Спектральний аналіз дозволяє більш точно виділити доплерівську складову в енергетичному спектрі сигналу з фотоприймача. Щоб підвищити точність цих вимірів, звичайно, попередньо пропускають сигнал через смуговий фільтр, відрізаючи низькочастотну компоненту з фліккер-шумом і високочастотні шуми. Існують і більш складні спеціальні методи, які здійснюють, наприклад, аналогову або цифрову демодуляцію сигналу. У цьому випадку говорять про застосування спеціалізованих процесорів доплерівського сигналу.

8. ВОЛОКОННИЙ ГИРОСКОП



8.1. Призначення та принципи роботи гіроскопа

Волоконний гіроскоп виконує функції детектора кутової швидкості в інерціальному просторі й по праву може називатися абсолютним тахометром, будучи структурним елементом інерціальної навігаційної системи, що обробляє інформацію про місцезнаходження літака або судна з метою виведення його на курс. До складу цієї системи входять три гіроскопи для виміру швидкості обертання навколо трьох ортогональних осей; три акселерометри – для визначення швидкості й відстані в напрямку трьох осей; комп'ютер – для обробки вихідних сигналів цих приладів. До літакових гіроскопів висуваються дуже високі вимоги: роздільна здатність і дрейф нуля $0,01^\circ/\text{год}$, динамічний діапазон шість порядків, висока стабільність (10^{-5}) масштабного коефіцієнта перетворення кута повороту у вихідний сигнал. Дотепер застосовувалися переважно механічні гіроскопи, які працюють на основі ефекту втримання осі обертання тіла в одному напрямку інерційного простору (закон збереження моменту кількості руху). Це дорогі прилади, оскільки потрібна висока точність форми тіла обертання й мінімальне можливе тертя підшипників. На відміну від механічних, оптичні гіроскопи, наприклад, волоконно-оптичні, створені на основі ефекту Саньяка, мають структуру статичного типу, у якої ряд переваг, основні з яких: відсутність рухливих деталей і, отже, стійкість до прискорення; простота конструкції; короткий час запуску; висока чутливість; висока лінійність характеристик; низька споживана потужність; висока надійність.

Крім того, можливе зниження вартості волоконно-оптичних гіроскопів за рахунок впровадження оптичних інтегральних схем. Поряд з використанням у літаках і на суднах можна очікувати застосування гіроскопів в техніці, автомобілях, роботах тощо. Принцип дії оптичного гіроскопа заснований на ефекті Саньяка (рис. 8.1) [80].

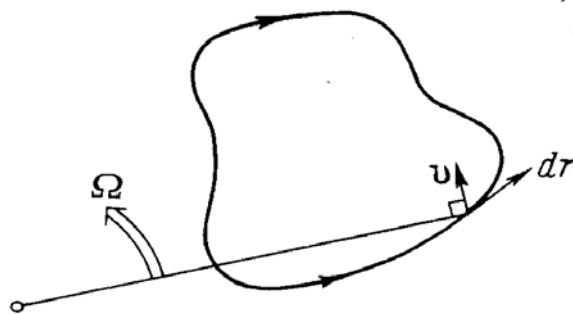


Рис. 8.1. Принцип дії оптичного гіроскопа на ефекті Саньяка

За круговим оптичним шляхом, як показано на рис. 8.2, завдяки розщеплювачу променя світло поширюється у двох протилежних напрямках. Якщо при цьому система перебуває в спокої відносно інерціального простору, обидва світлових променя поширюються зустрічно за оптичним шляхом однакової довжини. Тому при додаванні променів у розщеплювач по завершенні шляху немає фазового зрушення. Однак, коли оптична система обертається в інерціальному просторі з кутовою швидкістю Ω , між світловими хвилями виникає різниця фаз. Це явище й називається ефектом Саньяка [80 – 81].

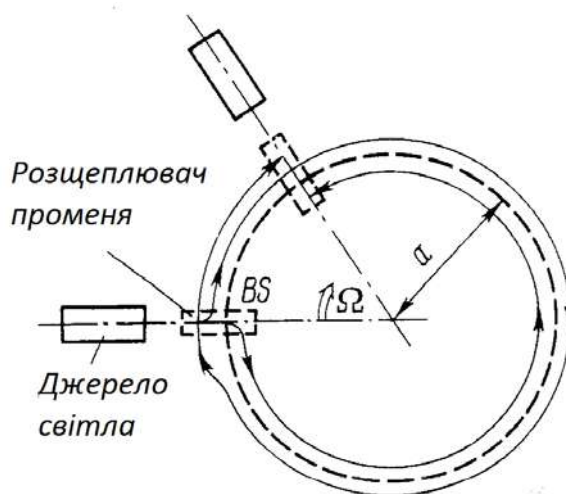


Рис. 8.2. Принцип виникнення ефекту Саньяка

Нехай коефіцієнт заломлення на оптичному шляху $n = 1$. При радіусі оптичного шляху за час досягнення розщеплювача променів світлом, що рухається за годинниковою стрілкою, час поширення двох світлових хвиль має вигляд [80 – 82]:

$$t_r = (2\pi a + a\Omega t_r) / c, \quad (8.1)$$

у протилежному напрямку:

$$t_l = (2\pi a - a\Omega t_l) / c. \quad (8.2)$$

З формул (8.1) і (8.2) різниця часу поширення двох світлових хвиль з урахуванням $c \gg a\Omega$:

$$\Delta t = t_r - t_l = \frac{4\pi a^2}{c^2} \Omega = \frac{4S}{c^2} \Omega, \quad (8.3)$$

де S – площа, облямована оптичним шляхом.

Це означає, що з'являється різниця довжини оптичних шляхів:

$$\Delta L = \frac{4S}{c} \Omega, \quad (8.4)$$

або, інакше кажучи, різниця фаз:

$$\Delta \psi = \frac{4kS}{c} \Omega, \quad (8.5)$$

де k – хвильове число.

Рівняння (8.5) випливає з формули (8.3) при допущенні, що $n = 1$ і оптичний шлях має кругову форму, але можливо довести, що формула (8.5) є основою для ефекту Саньяка. Вона не залежить від форми оптичного шляху, положення центра обертання й коефіцієнта заломлення. На рис. 8.3 наведені загальні схеми систем, розроблених для підвищення точності вимірів.

Кільцевий лазерний гіроскоп (рис. 8.3, а) відрізняється високою частотою світлової хвилі – до декількох сотень терагерц. Волоконно-оптичний гіроскоп на рис. 8.3, б має високу чутливість завдяки використанню довгого одномодового оптичного волокна з низькими втратами. В оптичному гіроскопі пасивного типу з кільцевим резонатором (рис. 8.3, в) використовується гостра резонансна характеристика резонатора [80 – 82].

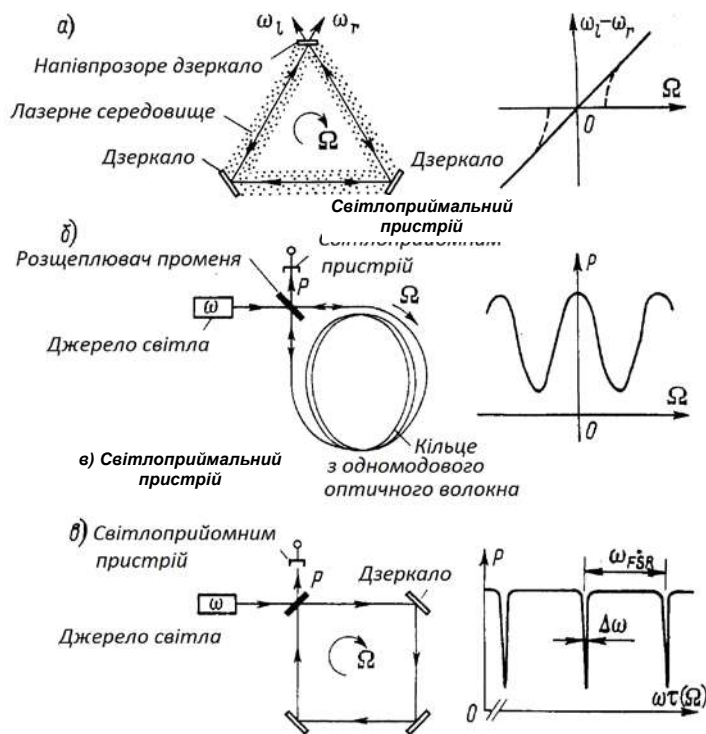


Рис. 8.3. Структурні схеми гіроскопів на ефекті Саньяка:

ω_r і ω_l – частота генерації світла із правим і лівим обертанням; τ – час, що необхідний для однократного проходження світлом кільцевого оптичного шляху; ω_{FSR} – повний спектральний діапазон

8.2. Кільцевий лазерний гіроскоп

Кільцевий лазерний гіроскоп виготовляється подібно газовому лазеру: у кварцевому блоці шляхом розплавлювання створюється порожнина (канал) у формі трикутника й заповнюється сумішшю гелію й неону. Довжина хвилі генерованого лазером випромінювання 632,8 нм. Зазвичай частота генерації змінюється залежно від довжини лазерного резонатора. І в цьому випадку частоти двох генерованих світлових хвиль, що поширюються у протилежних напрямках за трикутним оптичним шляхом (рис. 8.3, а), неоднакові через різницю оптичної довжини ΔL (формула (8.4)). Тому можна використовувати для вимірів частоту биттів обох генерованих світлових хвиль, а саме [82 – 83]:

$$\Delta f = \frac{4S}{\lambda L} \Omega, \quad (8.6)$$

де L – загальна довжина оптичного шляху в кільцевому резонаторі;

λ – довжина хвилі генерації у стані спокою.

Інакше кажучи, вимірявши Δf , можна визначити кутову швидкість відносно інерціального простору. Оскільки частота світла становить декілька сотень терагерц, навіть її незначні зміни дозволяють виміряти різницю частот. Якщо вихідним сигналом є частота, пропорційна кутовій швидкості, то підрахунком вихідних хвиль можна визначити збільшення кута повороту в цифровій формі, що забезпечує високу точність інформації, яка подається в навігаційний обчислювальний пристрій.

Вимір частоти можливий у широкому динамічному діапазоні, а отже, і динамічний діапазон кільцевого лазерного гіроскопа цілком можна розширити й зробити достатнім для інерціальної навігаційної системи. У цьому велика перевага даних гіроскопів.

Дослідження кільцевих лазерних гіроскопів розпочалося в 60-х роках. Тепер досягнуті роздільна здатність і стабільність нульової точки приблизно 0,001°/год. Останнім часом кільцеві лазерні гіроскопи застосовуються в інерціальній системі відліку не тільки в літаках «Боїнг» 757/767, але й в аеробусах А310. У Японії опубліковані повідомлення про вимір ними кутової швидкості 0,01°/год.

Таким чином, кільцевий лазерний гіроскоп досяг вже стадії практичного застосування, проте, залишається ряд невирішених проблем:

- 1) нелінійність вихідного сигналу при малій кутовій швидкості (вплив синхронізму);
- 2) дрейф вихідного сигналу через газові потоки в лазері;

3) зміна довжини оптичного шляху під впливом теплового розширення, тиску й механічних деформацій.

З цих проблем найважливішою є перша. При малих кутових швидкостях зменшується різниця частот генерованих світлових хвиль, а це приводить до синхронізму ($\Delta f = 0$) і неможливості виявлення обертання. (Типовий поріг виявлення при цьому $10^\circ/\text{год.}$).

Зазначена вище роздільна здатність виявлення $0,001^\circ/\text{год}$ забезпечується під час заглушення явища синхронізму шляхом приведення всієї системи до мікроколивань (метод Дейза). Але нелінійність при незначному повороті все-таки залишається, крім того, це означає, що не використовується така перевага оптичного гіроскопа, як його нерухомість.

У кільцевому лазерному гіроскопі виникає явище синхронізму, тому що це – активна конструкція й сама оптична котушка для виявлення обертання входить до складу лазерного генератора.

Навпаки, в інтерферометрі Саньяка, наданому на рис. 8.1, вищезгадане явище не виникає, оскільки це – пасивна конструкція, при якій світлове джерело перебуває поза чутливою петлею. Основна увага тут приділяється оптичному волокну, зниженню втрат у ньому [84].

На рис. 8.4 наведена оптична схема волоконно-оптичного гіроскопа. По суті це – інтерферометр Саньяка (рис. 8.1), в якому круговий оптичний контур замінений на котушку з довгого одномодового оптичного волокна. Частина схеми, обведена штриховою лінією, необхідна для підвищення стабільності нульової точки.

Таким чином, різниця фаз між двома світловими хвилями, обумовлена ефектом Саньяка, з урахуванням формули (8.5) виражається як [83 – 84]:

$$\Delta\psi = \frac{4kSN}{c}\Omega = \frac{4\pi La}{c\lambda}\Omega, \quad (8.7)$$

де N – кількість витків у котушці з волокна;

L – довжина волокна;

a – радіус котушки.

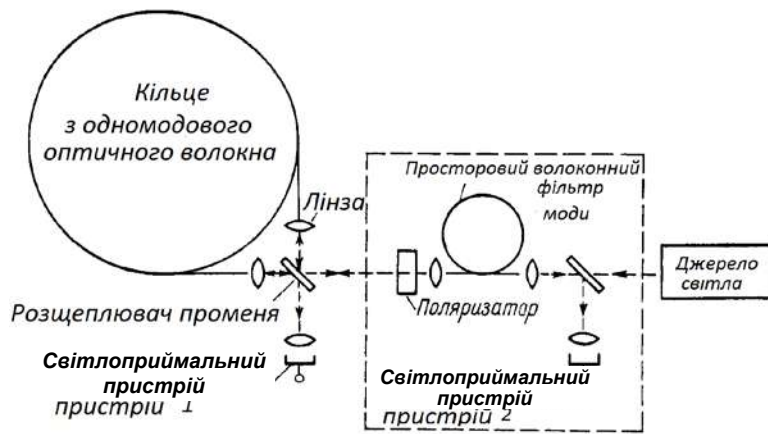


Рис. 8.4. Принципова оптична схема волоконно-оптичного гіроскопа

Чутливість волоконно-оптичного гіроскопа при дробовому шумі світлоприймача при оптимальній довжині волокна та при різній довжині світлової хвилі представлена відповідно на рис. 8.5, а, б.

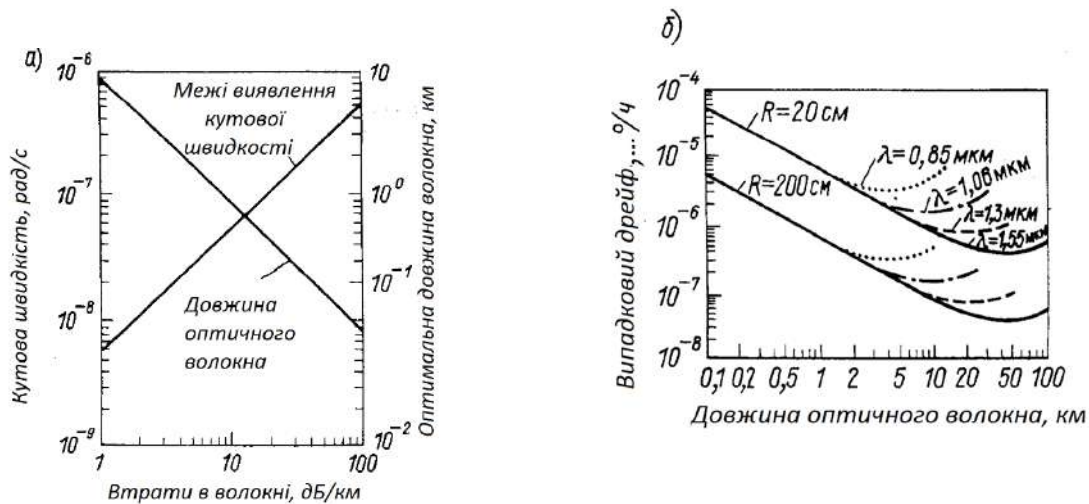


Рис. 8.5. Чутливість волоконно-оптичного гіроскопа при дробовому шумі світлоприймача

Слід звернути увагу на те, що в основну формулу не входить коефіцієнт заломлення світла у волокні.

Завдяки вдосконалюванню технології виробництва випускається волокно з дуже низькими втратами. Щоб не ушкодити волокно, намотування здійснюється на катушку радіусом декілька сантиметрів. При цьому не спостерігається скільки-небудь помітного збільшення втрат. Можна створити порівняно малогабаритний і високочутливий інтерферометр Саньяка з

котушкою невеликого радіуса (2 – 5 см), намотавши на неї волокно великої довжини. Сформувавши оптимальну оптичну систему, можна вимірювати з високою точністю зміни фази (в інерціальній навігації – порядку 10^{-6} рад), а потім з формули (8.7) визначати колову швидкість. Все це й становить принцип роботи волоконно-оптичного гіроскопа. Оскільки даний волоконно-оптичний гіроскоп – пасивного типу, у ньому відсутні такі проблеми, як явище синхронізму [85 – 86].

Межі виявлення кутової швидкості. В основній оптичній системі на рис. 8.4 оптичні шляхи для світла в обох напрямках обходу будуть однакові за довжиною, а оскільки сигнал на виході світлоприймача змінюється пропорційно $1 + \cos \Delta\psi$, то гіроскоп нечутливий до дуже малих поворотів. Вважається, що в системі з оптимальною чутливістю теоретичні межі виявлення кутової швидкості пов'язані із дробовим шумом світлоприймача. Аналіз показує, що для оптичного волокна із втратами α існує певна довжина, яка дозволяє оптимізувати межі виявлення при дробовому шумі:

$$L_{opt} = 8,7 / \alpha. \quad (8.8)$$

Результати розрахунку за типових значень параметрів наведені на рис. 8.5, а. Для оптичного волокна з втратами 2 дБ/км межі виявлення приблизно 10^{-8} рад/с ($0,001^\circ/\text{год}$). Це саме значення застосовується в інерціальній навігації. На рис. 8.5, б показано, що завдяки збільшенню радіуса котушки з оптичним волокном, а також використанню світла з довжиною хвилі 1,55 мкм, на якій втрати в оптичному волокні дуже низькі, можливе створення вимірювача оборотів в інерційному просторі з надзвичайно малим дрейфом. Це дозволяє застосовувати вимірювач не тільки в навігації, але й у геофізиці.

У реальних волоконно-оптичних гіроскопах можливості обмежені шумовими факторами.

8.3. Оптичний гіроскоп з кільцевим резонатором пасивного типу

Підвищити чутливість гіроскопа на ефекті Саньяка можна за допомогою кільцевого оптичного резонатора, використовуючи для цього напівпрозоре дзеркало з високим коефіцієнтом відбиття (рис. 8.3, в). Резонатор являє собою інтерферометр Фабрі-Перо у формі кільця. При цьому вихідний сигнал світлоприймача різко реагує на зміну фази $\omega\tau$ при однократному проходженні світловою хвилею кільцевого оптичного шляху. Отже, можна створити високочутливий датчик, наприклад, який вимірює зсув резонансного піка, що обумовлений поворотом.

Інакше кажучи, можна зменшити довжину волокна чутливого кільця, а якщо гіроскоп середнього класу, то цілком можна використовувати навіть одновиткове волоконне кільце, з'єднане з оптичною інтегральною схемою.

У подібній структурі гіроскопа для одержання гострої резонансної характеристики потрібно світлове джерело з високою когерентністю випромінювання, у той час як у волоконно-оптичному гіроскопі для поліпшення характеристик потрібно світлове джерело з низькою когерентністю.

Принципова оптична схема волоконно-оптичного гіроскопа наведена на рис. 8.4, але ця схема не виявляє малих поворотів гіроскопа. Для вирішення цієї проблеми пропонуються різні методи: зсув різниці фаз, фазова модуляція, зміна частоти й світлового гетеродинування.

Розглянемо тільки останній метод. Структура оптичної системи гіроскопа зі світловим гетеродинуванням наведена на рис. 8.6 [82 – 86].

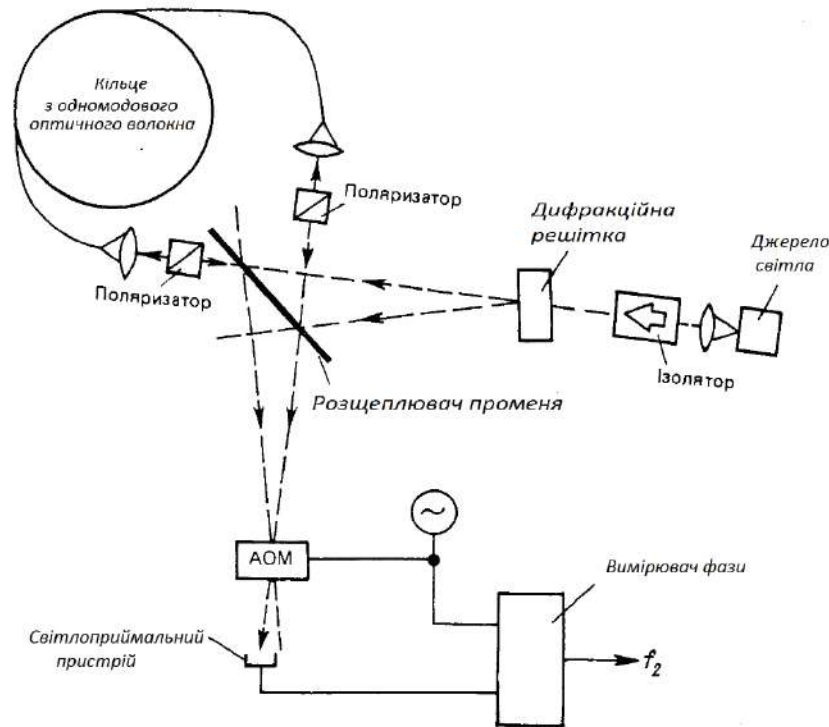


Рис. 8.6. Оптична схема волоконного гіроскопа зі світловим гетеродинуванням

Світловий промінь розділяється за допомогою дифракційної решітки на два промені з дуже маленьким кутом розбіжності (близько 10 мрад). Ці промені, пройшовши оптичне волокно в протилежних напрямках, подаються на акусто-оптичний модулятор (АОМ). Кут дифракції АОМ такий самий, як і у дифракційних решітках, внаслідок чого АОМ тут використовується не тільки як частотний зрушувач, але й як спрямований відгалужувач, а світлоприймальний

пристрій видає сигнал різницевої частоти. У даній оптичній системі можливий поділ світлових променів, що рухаються у протилежних напрямках, але внаслідок надзвичайно малого кута дифракції ці промені взаємодіють, і дрейф, обумовлений коливаннями середовища, послабляється. Крім того, зазвичай при різниці довжини оптичних шляхів виникає дрейф вихідного сигналу внаслідок частотного відхилення випромінювання джерела, але в даній структурі ця різниця дуже мала. На рис. 8.7 наведена електронна схема вимірювача фази вихідного сигналу зі світловим гетеродинуванням.

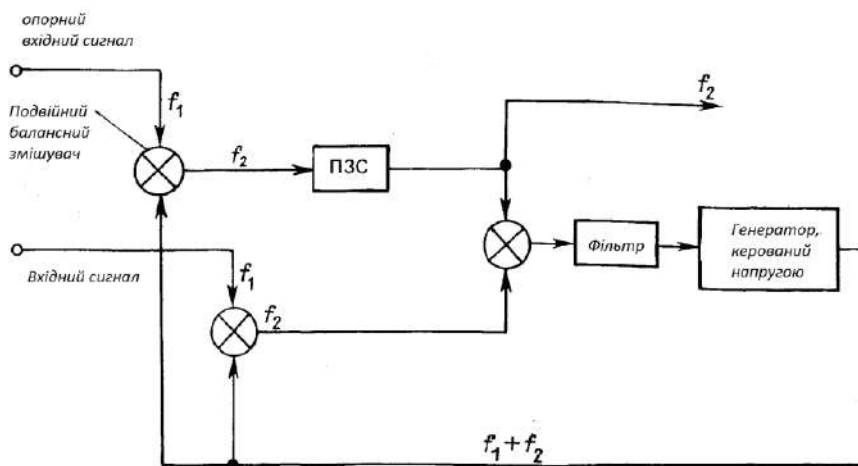


Рис. 8.7. Схема вимірювача фази вихідного сигналу для волоконно-оптичного гіроскопа зі світловим гетеродинуванням

Точна часова затримка T_d забезпечується приладом на зарядових зв'язках (ПЗЗ). Для цієї схеми справедливо:

$$f_2 = \frac{1}{2\pi T_d} \left[\left(2N\pi - \frac{\pi}{2} \right) + \frac{4\pi La}{c\lambda} \Omega \right], \quad (8.9)$$

тобто тут виходить частотна заміна Δf_2 електричного сигналу, пропорційна кутовій швидкості Ω , що дуже зручно для практичної реалізації пристрою.

Методи підвищення чутливості ще не забезпечують високої стабільності, необхідно враховувати шумові фактори й вживати заходів з їхнього усунення.

Для досягнення високої стабільності необхідно, щоб зовнішні збурювання, що сприймаються світловими променями, які рухаються у протилежних напрямках, були цілком однаковими.

В основній оптичній системі, що показана на рис. 8.4, під час використання світлоприймача 1 світло двічі відбивається розщеплювачем променя і, крім того, двічі проходить крізь нього. При цьому умова однакової довжини оптичного шляху виконується не зовсім точно, і внаслідок

температурних коливань характеристик розщеплювача променя на виході виникає дрейф. Під час використання світлоприймача 2 відбувається те саме. Щоб світлові промені, що введені в оптичне волокно й випромінювані волокном, проходили однаковий оптичний шлях, поєднувалися й роз'єднувалися в одній і тій самій точці розщеплювача променя, а також мали б однакову моду, необхідно між розщеплювачами променів встановити просторовий фільтр. У цьому фільтрі бажано використовувати одномодове оптичне волокно – те саме, що й для чутливої котушки.

Зазвичай в одномодовому оптичному волокні можливе поширення двох незалежних мод з ортогональною поляризацією. Але оскільки оптичні волокна мають не зовсім чітку осьову симетрію, фазові постійні цих двох мод різні. Однак між модами двох поляризацій відбувається обмін енергією, характеристики якого змінюються під зовнішнім впливом, тому випромінюване волокном світло зазвичай здобуває кругову поляризацію з нестійкими параметрами. Все це приводить до дрейфу вихідного сигналу.

Якщо ж на оптичному шляху помістити, як це показано обведеною штриховою лінією частини на рис. 8.4, поляризаційну пластину, тобто пустити на оптичний шлях інтерферометра світлову хвилю з єдиною поляризацією й у випромінюваному світлі виділити тільки складову з такою самою поляризацією, то передавальна функція кільцевого оптичного шляху (оптичного волокна) для променів із протилежним напрямком руху буде однаковою і, тим самим, проблема вирішена. Але і в цьому випадку залишаються коливання потужності світла, що досягло світлоприймача, тому необхідно вжити ще заходів щодо стабілізації масштабного коефіцієнта. Один з таких заходів – введення деполаризатора, що компенсує коливання поляризації в оптичному волокні й робить стан поляризації довільним, або введення оптичного волокна, що зберігає поляризацію. У гіроскопах зі світловим гетеродинаванням ефективно рішення проблеми – нульовий метод.

Для усунення дрейфу, обумовленого коливаннями поляризації в оптичному волокні, потрібен поляризатор з дуже великим загасанням (близько 90 дБ), але ця вимога пом'якшується під час використання оптичного волокна зі збереженням поляризації й джерела світла з низькою когерентністю. В оптичному волокні зі збереженням поляризації через різницю фазових постійних для мод з ортогональною поляризацією виникає різниця довжини оптичного шляху для цих мод, тому використання джерела з низькою когерентністю випромінювання призводить до зникнення інтерференції між модами. Аналогічного ефекту можна домогтися й під час використання

деполяризатора. В табл. 8.1 наведені шумові фактори у волоконно-оптичних гіроскопах [87 – 88].

Таблиця 8.1

Шумові фактори у волоконно-оптичних гіроскопах

Шумовий фактор	Заходи, що рекомендуються, зі зниження шуму
Коливання поляризації в оптичному волокні, наприклад, перетворення лінійної поляризації в кругову в одномодовому волокні	Підключення на виході волокна аналізатора, для того щоб виділити складову поляризації одного напрямку
Різниця довжини оптичних шляхів для світлових хвиль, що йдуть у протилежних напрямках, при динамічній нестабільності спектра джерела світла	Стабілізація спектра джерела світла
Різниця частот хвиль, що йдуть по волокну у протилежних напрямках, при коливаннях температури	Використання двох акустооптичних модуляторів або модуляція прямокутними імпульсами
Нерівномірність розподілу температури уздовж волокна	Намотування оптичного волокна, при якому розподіл температури симетричний відносно середини котушки
Зміна фази вихідного сигналу через ефект Фарадея у волокні під впливом коливань магнітного поля Землі	Магнітне екранування й використання волокна зі збереженням поляризації
Коливання (у розщеплювача променя) відношення інтенсивності прямого й зворотного променя внаслідок оптичного ефекту Кера	Модуляція випромінюваного світла прямокутними імпульсами зі шпаруватістю 50%; використання широкосмугового джерела світла
Інтерференція прямого променя й променя зворотного розсіювання Релея	Фазова модуляція світлової хвилі; імпульсна частотна модуляція лазерного випромінювання; використання слабкоінтерферуючого джерела світла

На рис. 8.8 наведені основні шумові фактори в чутливому кільці з оптичного волокна.

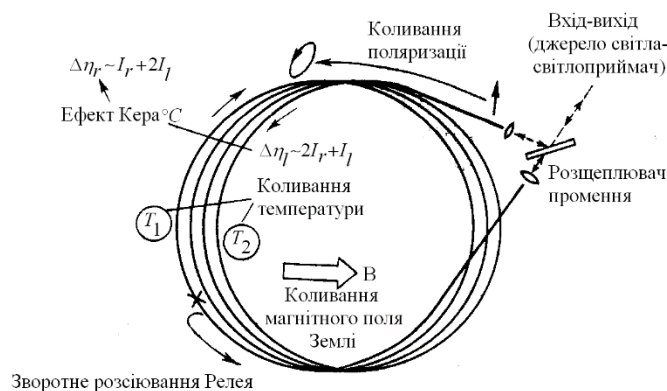


Рис. 8.8. Основні шумові фактори в чутливому кільці з оптичного волокна

8.4 Фактори, що обмежують роздільну здатність

Серед факторів, що обмежують короткочасну роздільну здатність, найбільш значний вплив здійснює зворотне розсіювання за оптичним шляхом. Світло відбиття Френеля від поверхонь елементів оптичної системи або світло зворотного розсіювання Релея, наприклад, у самому оптичному волокні інтерферує зі світлом сигналу, що приводить до виникнення безлічі шумів [87– 88] (рис. 8.8).

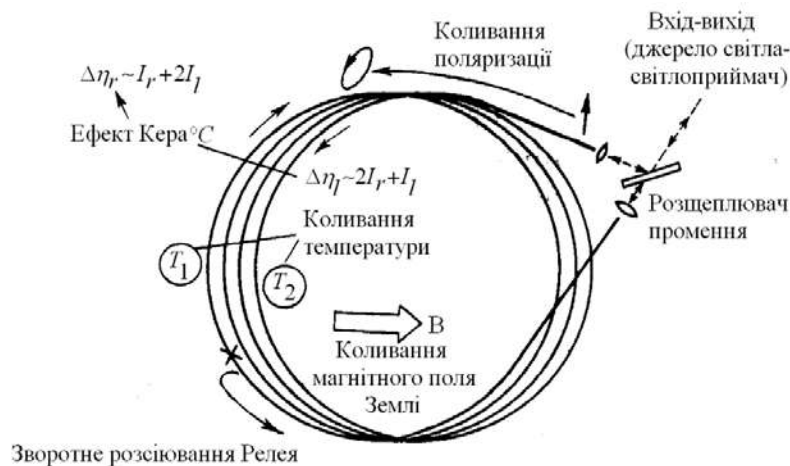


Рис. 8.8. Основні шумові фактори в чутливому кільці з оптичного волокна

Для боротьби з ними пропонуються модуляція фази світлової хвилі, імпульсні методи, а також метод, при якому використовується джерело світла із широким спектром і низькою когерентністю, що погіршує інтерференцію через велику різницю довжини оптичного шляху для світла зворотного розсіювання Релея й світла сигналу.

Шуми вихідного сигналу гіроскопа можна виразити формулою:

$$\Delta\psi_s = \frac{\beta_R}{4} \sqrt{\frac{\alpha_0 c}{n\sqrt{\pi}\Delta f_s}}, \quad (8.10)$$

де α_0 – втрати розсіювання Релея в оптичному волокні;

β_R – частка світлового розсіювання Релея, що поширюється у зворотному напрямку;

Δf_s – ширина спектра джерела світла.

На рис. 8.9 наведені результати експерименту, що показують, як по мірі розширення спектра випромінювання підвищується роздільна здатність

волоконно-оптичного гіроскопа. Таким чином, у волоконно-оптичних гіроскопах зменшення когерентності джерела світла ефективно для зниження не тільки шумів відстані Релея, але й шумів ефекту Керра.

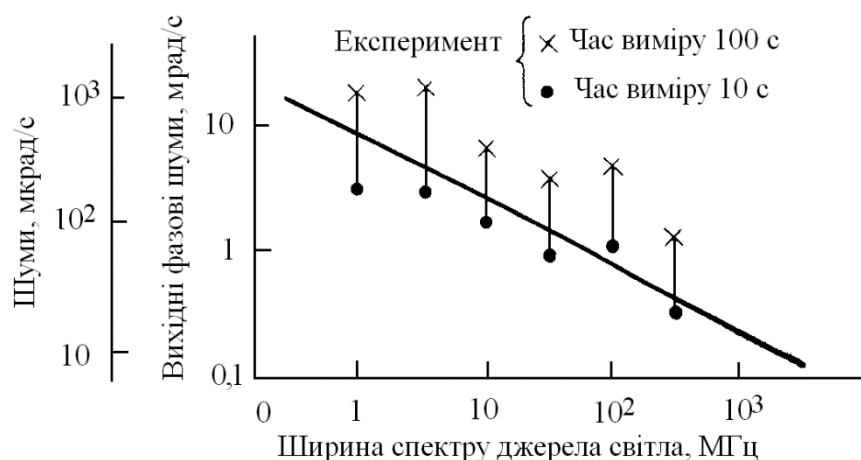


Рис. 8.9. Зменшення шумів релєївського розсіювання за допомогою розширення спектра світлового джерела

Наразі розроблені експериментальні системи, в яких вжито заходів з підвищення чутливості та зниження шумів. У цих системах, що працюють за методом фазової модуляції, зміни частоти й світлового гетеродування, досягнута роздільна здатність, що дозволяє вимірювати швидкості, рівні або менші швидкості власного обертання Землі ($15^\circ/\text{год} = 7,3 \cdot 10^{-5}$ рад/с). Особливо великі досягнення в системах з фазовою модуляцією, у яких роздільна здатність і дрейф приблизно $0,02/\text{год}$, що прийнятно для інерціальної навігації.

Досліджується можливість реалізації гіроскопів з використанням технології мікрооптики, функціональних волоконних і хвилеводних елементів. Вже випускаються волоконно-оптичні гіроскопи з роздільною здатністю $1^\circ/\text{год}$. Крім того, поглиблюється вивчення систем, придатних для інерційної навігації.

8.5. Система з фазовою модуляцією

На рис. 8.10 представлена оптична система гіроскопа, розроблена у Стаффордському університеті, на одномодовому оптичному волокні, який в деяких місцях піддається спеціальній обробці, а саме: регулятор поляризаційного типу, спрямований відгалужувач, поляризатор, фазовий модулятор та інші функціональні елементи на оптичному волокні, отримані шляхом його обробки. Радіус кільця з оптичного волокна 7 см, довжина волокна – 580 м [80, 83 – 84, 88].

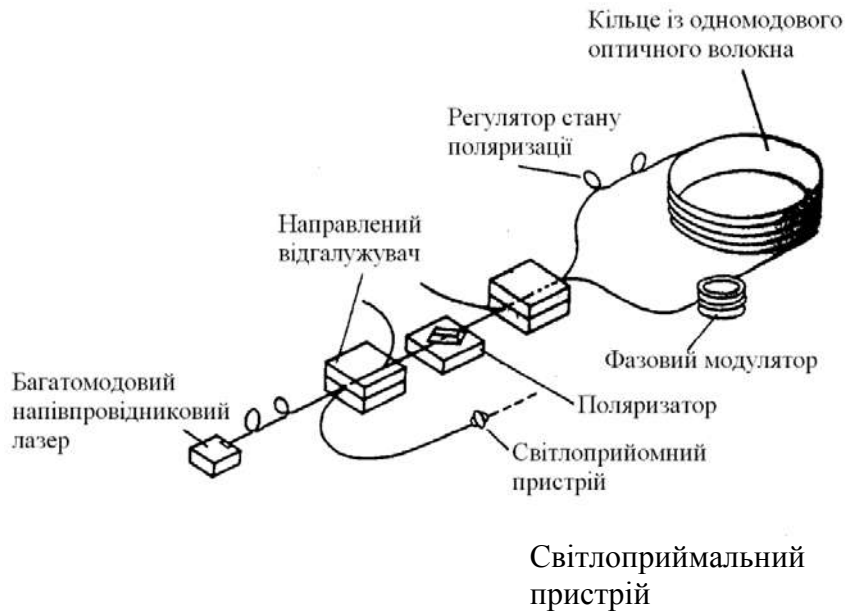


Рис. 8.10. Волоконно-оптичний гіроскоп з фазовою модуляцією, виконаний на волоконних функціональних елементах

Таким чином, у гіроскопі усунуте відбиття від поверхонь різних елементів оптичної системи. До того ж, використання багатомодового напівпровідникового лазера як джерела світла знижує когерентність системи й тим самим зменшує шуми, обумовлені розсіюванням Релея. Зменшенню цих шумів сприяє й те, що система виконана за принципом фазової модуляції.

Роздільна здатність волоконно-оптичного гіроскопа досягає 0,022/год (рис. 8.11, а). При цьому час інтегрування становить 1 с. Характеристику стабілізації нульової точки ілюструє рис. 8.11, б.

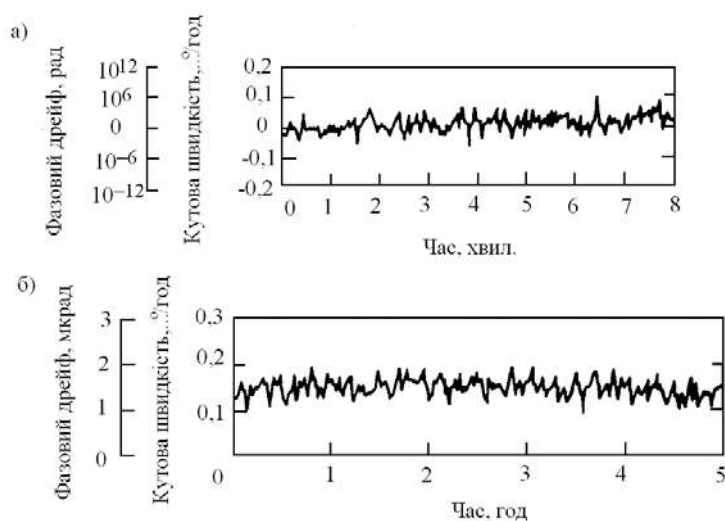


Рис. 8.11. Роздільна здатність і характеристика стабілізації нульової точки волоконно-оптичного гіроскопа

Шляхом спеціального намотування оптичного волокна послаблюється вплив температурних коливань, а із застосуванням магнітного екрана й багатомодового напівпровідникового лазера знижується дрейф, обумовлений ефектом Керра, і зменшуються коливання нульової точки (рис. 8.11, б – $0,02^\circ/\text{год}$ при часі інтегрування 30 с).

Для зменшення коливань поляризації запропонована фазова модуляція вихідного сигналу з використанням основної хвилі й другої гармоніки, а також метод, при якому вимірюються гармоніки вихідного сигналу світлоприймача й складова постійного струму, потім виділяється розрахунковим шляхом флуктуаційна складова масштабного коефіцієнта. Роблять спробу також вводити в систему оптичне волокно зі збереженням поляризації, виконувати фазовий модулятор зі спрямованими відгалужувачами, а інші елементи – у вигляді хвилеводних пристроїв. Експерименти з такими гіроскопами дають роздільну здатність від 0,02 до декількох градусів за годину (час інтегрування 1 с). Для підвищення роздільної здатності й зменшення дрейфу нуля ефективно також використання суперлюмінісцентного діода, що має низьку когерентність (ширина хвильового спектра когерентності – 20 мкм).

На рис. 8.12, а представлена система, в якій: сигнал порушення фазового модулятора формується шляхом інтегрування пилкоподібної напруги й на виході отримується сигнал квазігетеродинування.

На рис. 8.12, б показана зміна фази електричного сигналу змінного струму при обертанні гіроскопа. Є й інші спроби реалізації квазігетеродинного світлового методу на основі фазової модуляції. Наприклад, система комбінується зі схемою обробки фази, що дозволяє розширити динамічний діапазон і стабілізувати масштабний коефіцієнт, тобто компенсувати недоліки методу фазової модуляції. У цій системі потрібна точна установка параметрів форми сигналу, що модулює, і важко домогтися технічних характеристик, які задовольняють інерційну навігацію. Шляхом маніпуляцій з формою сигналу, що модулює, практично реалізується нульовий метод, але при цьому виникає проблема зі стабілізацією нульової точки.

Щоразу система з фазовою модуляцією перевершує інші системи за роздільною здатністю й стабільністю нульової точки і до того ж відносно проста. Тому розширюються роботи з мініатюризації цієї системи шляхом створення волоконних і хвилеводних функціональних оптичних елементів, приладів інтегральної оптики.

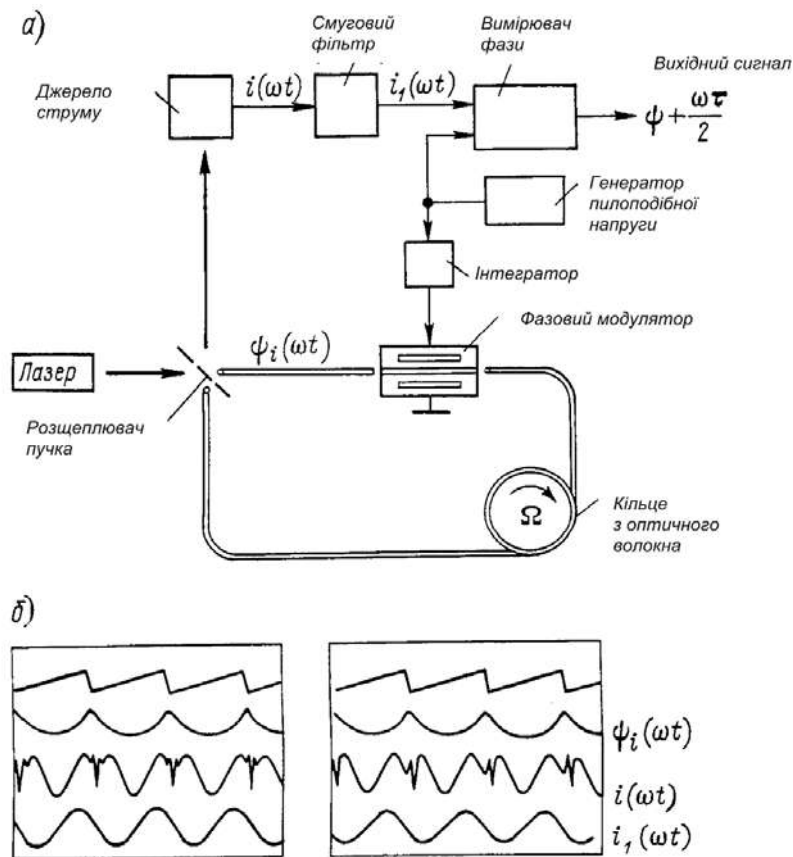


Рис. 8.12. Гіроскоп зі світловим квазігетеродинаванням

Зокрема, західнонімецька фірма SEL уже випускає гіроскопи з роздільною здатністю близько $15^\circ/\text{год}$ і лінійністю в межах 1 %, де для фазового модулятора використовуються хвилеводні оптичні елементи. Довжина волокна 100 м, радіус чутливості котушки з оптичного волокна близько 3,5 см, габарити 80 x 80 x 25 мм, маса 200 г [86 – 88].

8.6. Системи зі зміною частоти

На рис. 8.13, а наведена структура волоконно-оптичного гіроскопа зі зміною частоти, розробленого західнонімецькою фірмою SEL, у якого два опорних генератори із частотами f і f_H , за допомогою яких встановлюється різниця фаз π , що комутується із частотою f_c . Все це дозволяє збільшити чутливість. Зокрема, у стаціонарному режимі частота збудження f АОМ1 дорівнює $(f+f_H)/2$, тобто при комутації між f_H і f вихідний сигнал інтерферометра не змінюється. У режимі зі сталою частотою f складова f_c на виході інтерферометра відсутня, що може бути основою для зворотного зв'язку для генератора, керованого напругою. При обертанні гіроскопа частота f

відхиляється від значення $(f+f_H)/2$ і відповідно до встановленої різниці можна визначити за формулою швидкість цього обертання [80, 85 – 88]:

$$\Delta f = \frac{2a}{n\lambda} \Omega. \quad (8.11)$$

У даній системі ефективно знижуються шуми, оскільки частота f_c визначається як величина, зворотна періоду поширення світлової хвилі по котушці з оптичним волокном, а частота світла сигналу й світла зворотного розсіювання Релея зазвичай розрізняється тільки як $f_H - f$. Динамічний діапазон, як видно на рис. 8.13, б, простирається на шість порядків, що є особливістю методу зміни частоти.

Якщо відстань від модуляторів АОМ1 і АОМ2 до розщеплювача променя неоднакова, виникає дрейф нуля. Через це стабільність нульової точки погіршується до стабільності в системі з фазовою модуляцією. Проте, ці вироби вже випускаються (із дрейфом близько $3^\circ/\text{ч}$). У них довжина оптичного волокна 1 км, радіус котушки 5 см. Кутове зміщення на кожен відлік частоти вихідного сигналу становить 2,95 с. Метод зміни частоти структурно базується на методі фазової модуляції.

Вважається, що він дозволяє підвищити роздільну здатність і стабільність нульової точки. При цьому основні складності пов'язані із частотним зрушувачем. Якщо використовується такий АОМ, то виникають дві проблеми – збільшення габаритів оптичної системи при зростанні потужності збудження й відбитого світла, а також підвищення частоти збудження.

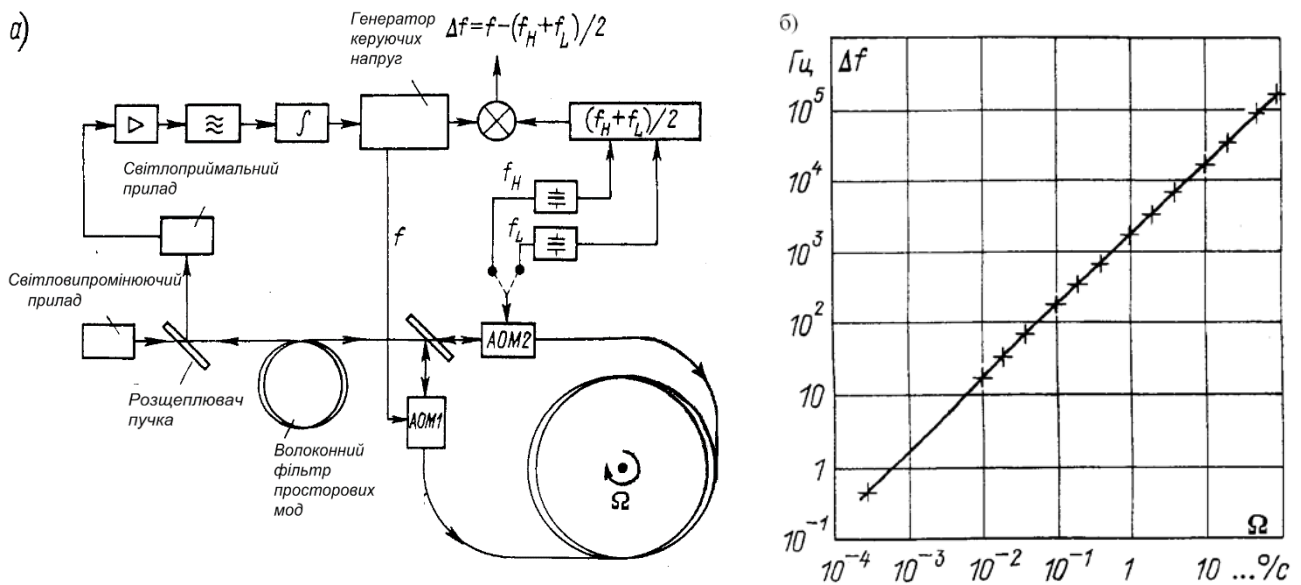


Рис. 8.13. Структурна схема волоконно-оптичного гіроскопа

Поряд з АОМ досліджуються частотні зрушувачі у вигляді волоконно-оптичних функціональних елементів і світлових хвилеводів. Крім того, інтегруються два АОМ та об'єктиви на підкладці з LiNbO_3 . Проектується також системи із частотним збудженням, отриманим на основі фазового методу.

На рис. 8.14 наведена загальна структура фазової системи, виконаної на базі інтегральної схеми [80 – 82].

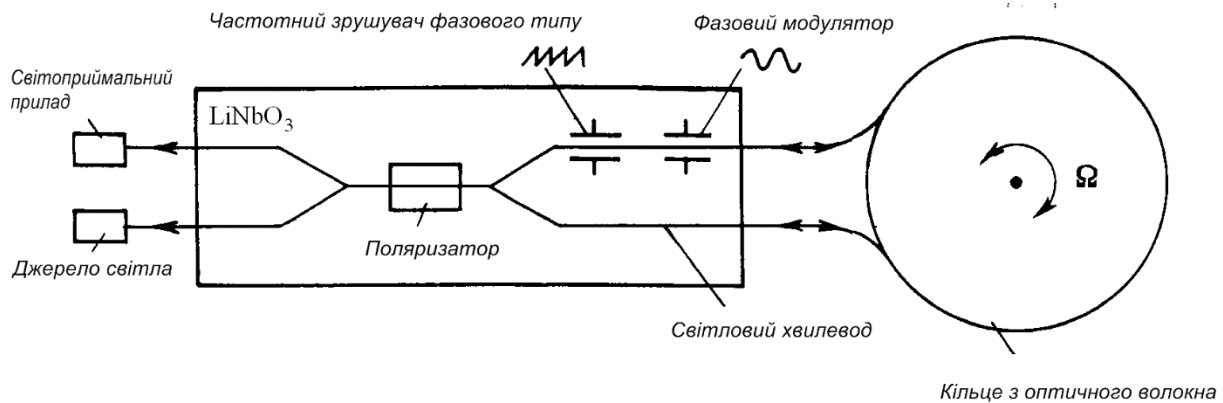


Рис. 8.14. Волоконно-оптичний гіроскоп зі зміною у зрушувачі фазового типу на інтегральній схемі

Фазовий модулятор хвилеводного типу має добрі частотні характеристики, тому можливе збудження пилкоподібною напругою та реалізація фазової системи. При цьому, якщо амплітуда пилкоподібної напруги збудження чітко відповідає 2π , то вищі гармоніки не виникають, і виходить ідеальний частотний зрушувач. Для інерційної навігаційної системи ця умова має виконуватися з великою точністю. Французька фірма «Томсон ЦСФ» розробила автоматичне регулювання амплітуди за допомогою цифроаналогового перетворювача, що забезпечує необхідну пилкоподібну форму напруги із фронтом з мікросаблів. Частота його визначається як Δf з формули (8.11), і при синхронній із цифроаналоговим перетворювачем зворотного зв'язку тут забезпечується нульовий метод, а зміна тактової частоти інформує про кутову швидкість гіроскопа. У цій системі не потрібно великого зсуву частоти й можна обійтися лише одним частотним зрушувачем. Розроблено подібний гіроскоп із дрейфом нуля $0,3^\circ/\text{год}$ і динамічним діапазоном у сім порядків.

8.7. Система зі світловим гетеродуванням

Система зображена на рис. 8.6 містить у собі котушку радіусом 15 см з оптичного одномодового волокна довжиною 2000 м, окремі оптичні прилади й одномодовий напівпровідниковий лазер. У ній використовується пряма частотна модуляція випромінювання напівпровідникового лазера, що приводить до додаткових шумів. Для зниження когерентності збільшується ширина спектра випромінювання. На рис. 8.15 наведені характеристики шумів. Розширення спектра дозволяє підвищити роздільну здатність приблизно в 20 разів. Оскільки через зворотне світло спектр напівпровідникового лазера нестабільний, до системи вводиться ізолятор.

На рис. 8.15, а пояснюється робота даної системи при виявленні обертання волоконним гіроскопом зі світловим гетеродуванням. По вертикальній осі відкладається зміна частоти, що пропорційна кутовій швидкості, причому один відлік відповідає кутовому зрушенню 4" (при 10-ти кратному посиленні 0,4" на 1 відлік). Швидкість обертання земної кулі 0,0042°/с, короточасна роздільна здатність 5°/год. На рис. 8.15, б наведена характеристика передачі (вхід-вихід). Швидкість 11°/год відповідає фазовій різниці 180°. Лінійність характеристики поліпшена завдяки застосуванню нульового методу. Верхня границя виявлення обертання, обумовлена електронною схемою, становить 100°/с, динамічний діапазон експериментальної системи п'ять порядків [80, 82 – 85].

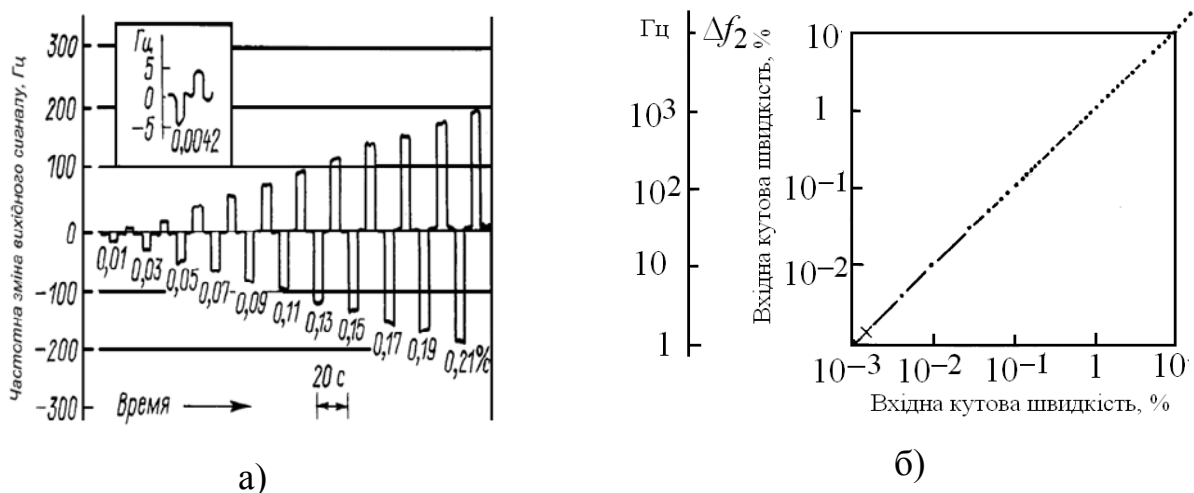


Рис.8.15. Система зі світловим гетеродуванням

Через теплові коливання швидкості звуку в АОМ системи виникає помітний дрейф нуля, у зв'язку з чим тривають дослідження способів

відстеження звукової швидкості в АОМ. Дану систему, використовуючи двомірні світлові хвилеводи й дифракційні решітки, можна реалізувати у вигляді інтегральної схеми.

Волоконно-оптичні гіроскопи знаходять широке застосування. Швидкими темпами ведеться розробка різних приладів на мікрооптичній технології, волоконно-оптичних функціональних елементах, оптичних хвилеводних елементах. Зараз такі гіроскопи середнього класу є у продажу.

Волоконно-оптичні гіроскопи відрізняються від колишніх відсутністю механічних систем, що робить їх придатними не тільки в навігації, але й в інших областях, наприклад, для контролю руху бура під час буровлення нафтових свердловин. Крім того, якщо збільшити діаметр кільця з оптичного волокна, подовжити інтервал інтегрування вихідного сигналу, то можна підвищити чутливість, що дозволить використовувати гіроскоп для прогнозу погоди, виміру флуктуацій власного обертання Землі тощо.

9. ЛАЗЕРНІ ДАЛЕКОМІРИ



9.1. Види лазерних далекомірів

Існує три основні групи лазерних далекомірів:

- лазерні імпульсні далекоміри;
- лазерні фазові далекоміри;
- лазерні імпульсно-фазові далекоміри.

9.1.1. Лазерні імпульсні далекоміри

Принцип дії лазерних імпульсних далекомірів, заснований на вимірюванні інтервалу часу між моментом випромінювання зондуєчого лазерного моноімпульса (старт-імпульс) і моментом прийому випромінювання, відбитого від об'єкта (стоп-імпульс) [89 – 91]. Джерелом випромінювання в таких приладах є імпульсний лазер (зазвичай твердотільний або напівпровідниковий), випромінювання якого колімується за допомогою оптичної формуючої системи. При формуванні лазерного імпульсу частина лазерного випромінювання відводиться (наприклад, за допомогою світлоподільвача) на фотоприймальний пристрій ФПП1. Відбите від об'єкта випромінювання потрапляє в приймальний канал, що складається з приймального об'єктива, ФПП2 (приймача випромінювання) і підсилювача сигналу. Вимірювач часових інтервалів (ВЧІ) починає роботу в момент випромінювання лазерного імпульсу по сигналу ФПП1 і завершує її в момент прийому відбитого випромінювання за сигналом ФПП2, видаючи цифровий код отриманого результату. Блок синхронізації і управління здійснює інтерпретацію і підвищення точності отриманих результатів, формує сигнал на індикаторі, а також приймає команди органів управління.

При постійній швидкості поширення електромагнітного випромінювання в шарі середовища (атмосфері, космосі, воді) дальність до об'єкта можна розрахувати за допомогою наступного виразу (при цьому враховується, що лазерне випромінювання проходить подвійну відстань):

$$L = \frac{c\Delta t}{2n}, \quad (9.1)$$

де c – швидкість світла у вакуумі;

Δt – інтервал часу між моментами відправки і прийому випромінювання зондуєчого імпульсу;

n – показник заломлення середовища поширення для використаної довжини хвилі випромінювання.

Як випливає з виразу (9.1), для зменшення похибки вимірювання дальності до об'єкта необхідно забезпечити сталість швидкості поширення випромінювання в шарі середовища і його прямолінійність. Ці умови не завжди можуть бути здійсненні: наприклад, при розташуванні далекоміра на повітряному судні і скануванні їм об'єктів на Землі необхідно враховувати явище рефракції, що приводить до викривлення оптичного шляху лазерного випромінювання. При лазерній локації в турбулентних середовищах оптичний шлях лазерного випромінювання також спотворюється (відрізняється від прямолінійного).

Основний внесок в похибку вимірювання дальності до об'єкта вносять похибки, що виникають при вимірі тимчасового інтервалу між моментами відправки і прийому випромінювання зондуючого імпульсу. Серед них можна виділити:

- систематичну похибку, яка обумовлена різним часом затримки сигналу в каналах фіксації випромінюваного (старт-) і прийнятого (стоп-) імпульсів;
- похибку, яка обумовлена кінцевою дискретністю вимірювача часових інтервалів;
- похибку тимчасової фіксації імпульсів випромінювання.

Систематичну похибку, яка обумовлена різним часом затримки сигналу в каналах фіксації випромінюваного (старт) і прийнятого (стоп-) імпульсів, можна або мінімізувати, або, внаслідок систематичності її характеру, врахувати при вимірюванні тимчасового інтервалу. Мінімізація цієї похибки можлива при схемній компенсації, а при схемі суміщеного старту, коли старт- і стоп-імпульси подаються на один приймач випромінювання, вона компенсується повністю. У системах без поєднаного старту цю систематичну похибку можна врахувати за допомогою багаторазового вимірювання каліброваної дистанції.

Вплив дискретності вимірювача часових інтервалів при несинхронності його внутрішньої тактової частоти з моментами випромінювання зондуючого імпульсу можна оцінити по дисперсії пов'язаної з нею похибки:

$$D = \frac{\Delta d^2}{6}, \quad (9.2)$$

де Δd – дискретність вимірювача часових інтервалів в одиницях дальності.

Тоді середнє квадратичне відхилення оцінки дальності $\delta = 0,408\Delta d$. При використанні тактового генератора для вимірювача часових інтервалів з частотою від 150 Гц до 300 МГц похибка, викликана дискретністю, складе від 0,1 м до 0,2 м.

Похибка тимчасової фіксації імпульсів випромінювання в основному пов'язана з прийомом відбитого від об'єкта лазерного імпульсу – потужність сигналу може змінюватися на кілька порядків залежно від дальності до об'єкта і його коефіцієнта відбиття, стану шару середовища поширення випромінювання. Крім того, на сигнал накладаються шуми і перешкоди приймального каналу і каналу поширення. Все це призводить до сильних спотворень форми прийнятого сигналу і, як наслідок, до похибки фіксації моменту приходу даного імпульсу граничним пристроєм (рис. 9.1).

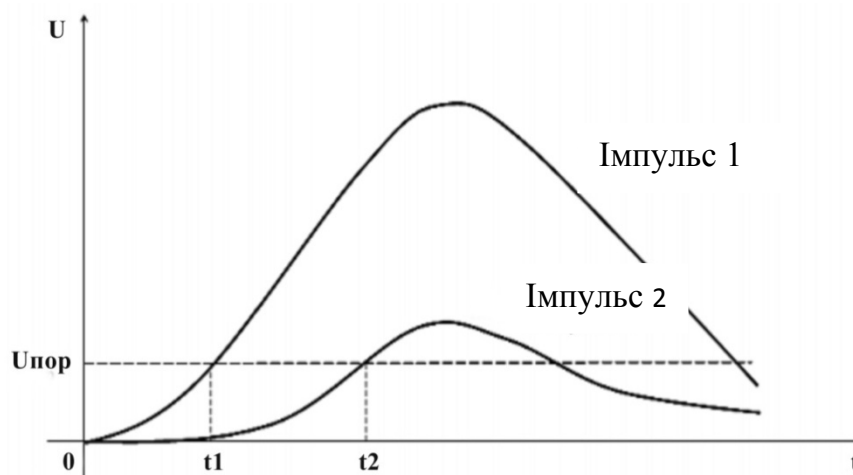


Рис. 9.1. Тимчасова фіксація імпульсу за часом

На рисунку 9.1: t_1, t_2 – моменти фіксації відбитих імпульсів; $U_{пор}$ – поріг спрацьовування.

Найбільш поширений метод часової прив'язки прийнятого імпульсу випромінювання здійснюється шляхом фіксації його за рівнем граничним пристроєм (наприклад, швидкодіючим компаратором). У цьому випадку момент приходу імпульсу випромінювання фіксується при перетинанні порога спрацьовування і залежить як від тривалості фронту імпульсу, так і від усіх параметрів (властивостей об'єкту, стану атмосфери і т. д.), які деформують форму прийнятого сигналу. При збереженні форми сигналу розкид моменту фіксації дорівнює тривалості фронту імпульсу, тому до лазерного джерела в високоточних далекомірах пред'являють вимоги мінімальності тривалості імпульсу і максимізації добротності. Найчастіше використовують імпульсні лазери з тривалістю імпульсу 10 нс і менше. Якщо вимоги до точності фіксації імпульсу дуже високі, застосовують методи фіксації максимуму імпульсу і

точки перетину нуля похідної. Ці методи порівняно легко реалізуються і дають високу точність фіксації, проте вони ефективні лише в лінійній області зміни сигналу.

Як було показано вище, лазерні далекомірні методи засновані на визначенні тривалості часу, протягом якого імпульсний сигнал проходить подвійну відстань від далекоміра до відбивача. Лазерні далекоміри повинні вимірювати відстані від часток метра до десятків кілометрів, що відповідає вимірювальному тимчасовому інтервалу від наносекунд до мілісекунд. Час вимірювання лазерними далекомірами незмінний і визначається оператором. Це спрощує отримання задовільної сталої роздільної здатності і знижує вимоги до вимірювача часових інтервалів (ВЧІ).

Роздільна здатність ВЧІ має бути набагато вище, ніж дозвіл всієї далекомірної системи в цілому, яка визначається рівнем шумів і часом вимірювання. Дозвіл ВЧІ можна поліпшити за допомогою усереднення, що, в свою чергу, збільшує час вимірювання.

Ще два не менш важливі параметри вимірювання тимчасових інтервалів – лінійність і стабільність. Лінійність разом з флуктуаційною похибкою пристрою часової прив'язки визначає абсолютну точність лазерного далекоміра. Стабільність лазерного далекоміра визначається не тільки дрейфом ВЧІ, хоча він є одним з основних джерел похибок. В цілому стабільність ВЧІ не суттєва для точних вимірювань, оскільки лазерний далекомір неодноразово калібрується в процесі вимірювань [89].

9.1.2. Лазерні фазові далекоміри

Лазерні фазові далекоміри на відміну від розглянутих вище імпульсних далекомірів мають істотно меншу дальність вимірювання, але при цьому набагато більшу точність вимірювань. Такі відмінності пояснюються тим, що в якості джерела випромінювання в лазерних фазових далекомірах використовується безперервний напівпровідниковий лазер або світлодіод, випромінювання яких промодельовано одним або декількома гармонійними сигналами.

У лазерних фазових далекомірах відстань визначається порівнянням фази модульованого сигналу на виході з приймача випромінювання (фаза випромінювання, що пройшло відстань до об'єкта і назад) з фазою опорного сигналу (фаза сигналу на джерелі випромінювання).

Відстань, яку проходить світлова хвиля за час t , дорівнює

$$l = ct , \quad (9.3)$$

де c – швидкість світла.

За той же час фаза модульованого лазерного випромінювання, що пройшла шлях від джерела далекоміра до об'єкта і назад, зміниться на величину

$$\varphi = 2\pi f_m t , \quad (9.4)$$

де f_m – частота модуляції випромінювання.

Таким чином, дальність до об'єкта можна визначити з виразів (9.3) і (9.4) як:

$$l = c \frac{\Delta\varphi}{2\pi f_m} . \quad (9.5)$$

При вимірюванні фази виникає похибка $\Delta\varphi$. Відповідна погрішність у вимірі відстані Δl складе:

$$\Delta l = c \frac{\Delta\varphi}{2\pi f_m} . \quad (9.6)$$

Аналіз формули (9.6) дозволяє зробити висновок, що похибка вимірювання дальності Δl тим нижче, чим вище частота модуляції, але для однозначного визначення дальності зміна фази φ на вимірюваній відстані повинно бути менше 2π , тобто подвійна відстань не повинна перевищувати довжину хвилі модуляції f_m . Це накладає обмеження на максимально допустиме значення частоти модуляції. Як правило, в далекомірах використовують не одну, а кілька частот модуляції. Низька частота визначається максимальною дальністю вимірювання, наступні частоти – похибкою вимірювання на попередній частоті. Остання частота модуляції визначається похибкою $\Delta\varphi$ і необхідною точністю вимірювань з рівняння (9.6).

У далекомірах використовуються інтегральні фазові детектори, що вимірюють різницю фаз між вхідним і опорним сигналами від 0° до 180° (при більшому фазовому діапазоні виникає неоднозначність) [92]. У цьому випадку необхідно, щоб при проходженні випромінюванням відстані до об'єкта і назад фаза змінювалася на величину, що не перевищує π , тобто щоб подвійна відстань до об'єкта відповідала половині довжини хвилі частоти модуляції, (рис.9.2). При цьому максимальна дальність визначиться за допомогою формули:

$$2l_{\max} \leq \frac{1}{2} T_1 c , \quad (9.7)$$

де T_1 – період модуляції випромінювання на першій (низькій) частоті.

Тоді перша частота модуляції:

$$f_{1,m} \leq \frac{c}{4l_{\max}} \quad (9.8)$$

Зазвичай для фазових детекторів похибка вимірювання фази за допомогою аналогових інтегральних фазометрів становить від $0,5^\circ$ до $1,0^\circ$.

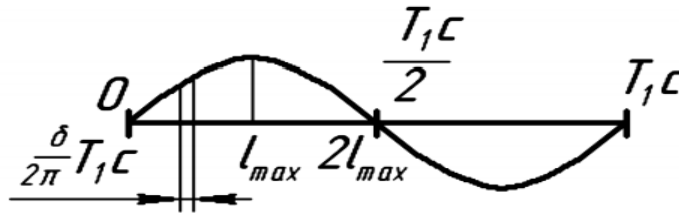


Рис. 9.2. Схематичне зображення одного періоду модулюючого випромінювання і його співвідношення з дальністю, що вимірюється

Якщо похибка істотно перевищує необхідну, потрібно використовувати ще одну, більш високу частоту модуляції. Для однозначного визначення відстані необхідно, щоб похибка на першій частоті модуляції не перевищувала половини довжини хвилі другої частоти модуляції, тобто:

$$\Delta l_1 \leq \frac{1}{2} T_2 c \Rightarrow f_{2,m} \leq \frac{c}{2\Delta l_1}, \quad (9.9)$$

де T_2 – період модуляції випромінювання на другій частоті.

На частоті $f_{2,m}$ похибка вимірювання відстані складе:

$$\Delta l_2 = \frac{c\delta\varphi_2}{2\pi f_2}. \quad (9.10)$$

Оскільки вихідне значення є половиною вимірної відстані, його похибка також менше в 2 рази. У даному випадку вона складе $\Delta l_2/2$.

При вимірюванні на частотах $f_{1,m}$ і $f_{2,m}$ будуть отримані значення зсуву фаз φ_1 і φ_2 .

Схематичне зображення процесу поширення модульованого лазерного випромінювання представлено на рис. 9.3.

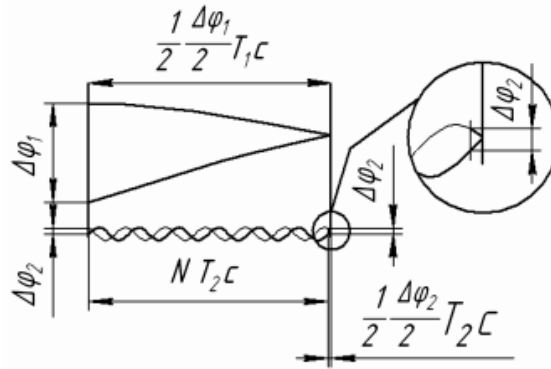


Рис. 9.3. Ілюстрація процесу поширення модульованого лазерного випромінювання

Відстань до об'єкта і назад відповідає частині хвилі низькочастотної модуляції:

$$l = \frac{c\varphi_1}{2\pi f_{1,m}} \quad (9.11)$$

Відстань до об'єкта і назад відповідає N цілим довжинам хвиль високочастотної модуляції і деякої дробової частини:

$$l = N \frac{c}{f_{2,m}} + \frac{c\varphi_2}{2\pi f_{2,m}} \quad (9.12)$$

Підсумкова відстань до об'єкта визначається вирішенням системи рівнянь:

$$\begin{cases} l = \frac{c\varphi_1}{2\pi f_{1,m}}; \\ l = N \frac{c}{f_{2,m}} + \frac{1}{2} \frac{c\varphi_2}{2\pi f_{2,m}} \end{cases}, \quad (9.13)$$

де N знаходять як цілу частину від виразу:

$$\frac{f_{2,m}}{4\pi} \left(\frac{2\varphi_1}{f_{1,m}} - \frac{\varphi_2}{f_{2,m}} \right) \quad (9.14)$$

Тепер можна отримати відстань до об'єкта за формулою:

$$l = N \frac{c}{f_{2,m}} + \frac{1}{2} \frac{c\varphi_2}{2\pi f_{2,m}} \quad (9.15)$$

Недоліком даного принципу побудови далекоміра є висока частота модуляції сигналу. Крім того, при великій відстані до зондуемого об'єкта і одночасно високій точності вимірювань (на рівні від 1 мм до 5 мм) можуть знадобитися три і більше частоти модуляції. Це призводить до ускладнення

електричної схеми, а також до високого рівня шумів в електронному тракті, що значно знижує точність вимірювань.

9.1.3. Лазерні імпульсно-фазові далекоміри

Перший імпульсно-фазовий далекомір ГДФІ-1 з внутрішньо-імпульсною модуляцією випромінювання був розроблений в державному оптичному інституті в кінці 60-х років [93]. У цьому приладі зондуючим сигналом є послідовність імпульсів випромінювання напівпровідникового лазера тривалістю 1 мкс і частотою повторення 500 Гц. Імпульси випромінювання моделювалися по інтенсивності гармонійним сигналом частотою 6 МГц. Далекомір побудований за схемою з модуляційним фазовим детектуванням фотоприймачем і вимірюванням різниці фаз компенсаційним методом за допомогою фазообертувача. Режим детектування забезпечувався опорною напругою з частотою модуляції що подається на зовнішній електрод помножувача ФЕУ-28 і фазою, що змінюється стрибком на 180° з частотою проходження імпульсів випромінювання.

За результатами випробувань похибка вимірювання відстаней склала близько 7 см, що відповідає похибкам вимірювання безперервно-фазових далекомірів при аналогічних частотах модуляції і методі вимірювання різниці фаз.

У наступних модифікаціях подібних далекомірів [94–96] використовувалися частоти модуляції імпульсів випромінювання, що перевищують 100 МГц, і перетворення частоти фотоприймачем (ФЕП), а різниця фаз вимірювалася на низькій проміжній частоті час-імпульсним способом.

Типовим прикладом таких пристроїв є імпульсно-фазовий далекомір для маркшейдерсько-геодезичних вимірювань. Джерелом випромінювання служить напівпровідниковий лазер, що випромінює імпульси тривалістю 30 нс з частотою повторення 14985 кГц, модульовані по інтенсивності високочастотними імпульсами із частотою 149850 кГц. Випромінювання з дистанції приймається фотоелектронним помножувачем, який працює в режимі перетворення частоти модуляції.

Очевидно, що, як і в безперервно-фазових далекомірах, збільшення частоти модуляції імпульсів випромінювання дозволяє підвищити точність вимірювання відстаней. Експериментальна похибка вимірювання розглянутого далекоміра склала від 6 мм до 9 мм, що істотно більше, ніж в безперервно-

фазових далекомірах з аналогічною частотою модуляції. Застосування внутрішньоімпульсної модуляції випромінювання напівпровідникових лазерів (особливо з великою імпульсною потужністю) дозволяє істотно зменшити просторово-часову неоднорідність їх випромінювання, яка багато в чому визначає похибку вимірювання відстаней далекомірами на їх основі. Однак, повністю виключити просторово-часову неоднорідність напівпровідникових лазерів не вдається, і в даному випадку отримана похибка, очевидно, характеризує залишкову неоднорідність поля випромінювання використаного в далекомірі лазера.

Безсумнівний інтерес представляє також далекомір з внутрішньоімпульсною модуляцією випромінювання твердотілого лазера на алюмоітрієвому гранаті. У цьому далекомірі застосований спеціально розроблений лазер, що генерує поодинокі гладкі імпульси випромінювання тривалістю близько 150 мкс. Високочастотну модуляцію імпульсів випромінювання по інтенсивності виконує електрооптичний модулятор. Для вирішення неоднозначності вимірювання проводяться послідовно за трьома імпульсами, модульованими трьома близькими частотами в діапазоні 150 МГц. Приймачем випромінювання служить лавинний фотодіод ЛФД-2. Прилад побудований за схемою з подвійним перетворенням частоти модуляції в електронних змішувачах. За допомогою гетеродину частота послідовно знижується до 1,5 МГц і 47 кГц, і на останній і виробляються фазові вимірювання. Застосування твердотілого лазера з імпульсною потужністю більше 100 Вт дозволило збільшити дальність дії далекоміра до 500 м при роботі по дифузним поверхням. Електронна схема далекоміра досить складна, але це багато в чому виправдано дуже малою похибкою вимірювання відстаней (від 1 мм до 3 мм) і високим ступенем автоматизації процесу вимірювань за допомогою вбудованого мікропроцесора.

Першими імпульсно-фазовими далекомірами без додаткової модуляції імпульсів випромінювання є прилади ГДФІ-2 і ГДФІ-3, в яких джерелом випромінювання є імпульсні напівпровідникові лазери. Більш досконалий далекомір ГДФІ-3 (рис. 9.4) побудований за схемою з частотним перетворенням в ФЕП, де різниця фаз вимірюється час-імпульсним методом. Його відрізняє відсутність внутрішньоімпульсної модуляції, використання фільтрів нижніх частот, включених на вході вузькосмугових підсилювачів замість пікових детекторів, і здійснення в імпульсному підсилювачі стробування прийнятої імпульсної послідовності для виключення шуму в проміжках між імпульсами. Як джерело випромінювання використаний лазерний діод ЛД-13, що генерує

імпульси випромінювання потужністю 5 Вт, тривалістю близько 100 нс і частотою повторення 6 кГц. В якості масштабної використовувалася частота 5 МГц, що забезпечувала виконання умови $T_r = 2\tau_i$: при даній тривалості імпульсу випромінювання фаза вимірювалася на проміжній частоті близькій 1 кГц.

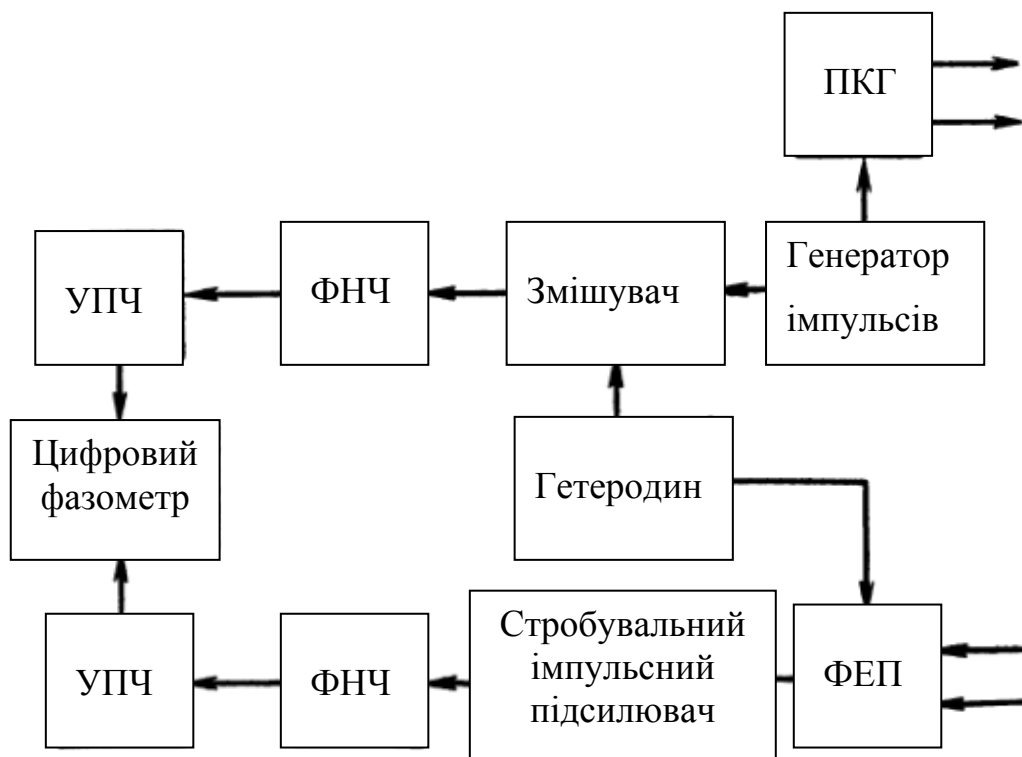


Рис. 9.4. Структурна схема далекоміра ГДФІ-3

За результатами випробувань далекоміра його похибка вимірювання склала в різних умовах 2 – 10 см, а в ряді випадків і більш, що є наслідком значної просторово-часової неоднорідності використаного лазера. Стробування сигналу дозволяє вимірювати відстані до 250 м по дифузним поверхням і більше 8 км по кутовому відбивачу. Оцінка наявного запасу по енергетиці показала, що можлива дальність дії далекоміра при роботі по кутовій відбивача площею 100 см² становить 12 – 13 км.

Принцип вимірювання відстаней, використаний в ГДФІ-3, покладений в основу цілого ряду імпульсно-фазових світлодалекомірів, серійне виробництво яких триває до теперішнього часу.

Першим в цій серії був далекомір СМ5 [101], який відрізняється високою частотою повторення імпульсів (14985,5 кГц) випромінювання тривалістю 15 – 30 нс, що є еквівалентом масштабної частоти безперервно-фазових

далекомірів. Це дозволило підвищити середню потужність зондуючого оптичного сигналу і виключило необхідність у стробуванні прийнятої імпульсної послідовності. Іншою особливістю приладу є використання в якості гетеродинного сигналу такої ж послідовності імпульсів. З сигналу із виходу фотоелектронного перетворювача (ФЕП) за допомогою фільтра нижніх частот виділяється напруга проміжної частоти, що дорівнює різниці частот повторення імпульсів основної і гетеродинної послідовностей. Основна увага в цих приладах приділена підвищенню точності вимірювань і дальності дії, а також автоматизації процесу вимірювань і поліпшенню масогабаритних характеристик. Для цього використовується нова елементна база і більш досконалі схемно-конструкторські рішення вузлів далекомірів.

Більшість існуючих оптоелектронних далекомірів використовують два принципи вимірювання дальності – імпульсний і фазовий. При однаковій середній потужності і інших рівних умовах імпульсні далекоміри мають велику дальність дії в порівнянні з фазовими, що мають джерела безперервного випромінювання, але щодо точності імпульсні системи поступаються фазовим. У зв'язку з цим досить перспективною виглядає система, в якій імпульсний характер випромінювання поєднувався б з фазовим методом індикації принципом обробки сигналів, що дозволяє об'єднати переваги двох методів далекометрії.

9.2. Особливості далекомірів при проектуванні

9.2.1. Цілі та перешкоди

При проектуванні лазерних далекомірів основна ціль – визначення дальності, до якої призначений цей прилад. Одночасно беруть до уваги інші можливі цілі, а також характер типових об'єктів, що маскують ціль і створюють перешкоди при роботі далекоміра. Зазвичай розглядають такі цілі. Великорозмірна ціль – об'єкт, кутові розміри якого перевищують робоче поле далекоміра, утворене діаграмою спрямованості зондуючого пучка і кутовим полем зору приймального каналу. Відповідно, малорозмірна ціль не перевищує робоче поле. Основна ціль – об'єкт із заданими габаритами і коефіцієнтом яскравості, для вимірювання дальності до якого в основному призначений прилад. На малих відстанях кутові розміри основної цілі перевищують поле далекоміра, і вона стає для нього великорозмірною: для цього задається еквівалентний прямокутник габаритами 2×3 м з коефіцієнтом яскравості близько 0,2. В іноземних джерелах вказується основна ціль НАТО – квадрат

2,3 × 2,3 м з коефіцієнтом яскравості 0,3. Фігура зросту людини з габаритами 1,5 м × 0,5 м або 1,75 м × 0,75 м використовується для оцінки якості приладів нічного бачення, прицілів і далекомірів з дальністю дії до 1000 м. Ландшафтні перешкоди типу "кущ", "трава", "складка місцевості" не стандартизовані за габаритами, але часто зустрічаються на практиці і повинні враховуватися при проектуванні і застосуванні далекомірів. Системи попередження зіткнень літальних апаратів призначені для виявлення проводів, щогл, антен і т.п., і далекоміри таких систем повинні виявляти перераховані "вузькі" цілі на заданих відстанях. Перешкода зворотного розсіювання обумовлена відображенням зондуючого пучка аерозольними неоднорідностями атмосфери і зазвичай має вигляд, представлений на рис. 9.5. Одна поділка осцилографа дорівнює 0,5 мкс. Таким чином, важливо не тільки забезпечити енергетичний потенціал далекоміра, достатній для вимірювань у всьому заданому діапазоні відстаней, а й передбачити методи селекції цілі при наявності перешкод, в тому числі автоматичні методи, оскільки перешкоди не завжди спостерігаються, і оператор не може виділити цілі на їх фоні.

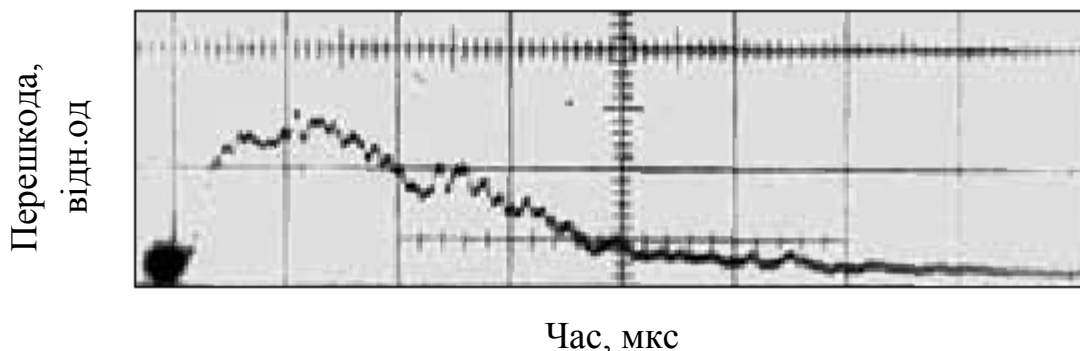


Рис. 9.5. Перешкода зворотного розсіювання

На рис. 9.6 представлені схема локаційної траси з перешкодами, які найбільш часто зустрічаються, і відповідні сигнали на вході і виході порогового пристрою. На рисунку цільною лінією відзначені результати вимірювань, зареєстровані в режимах селекції; штриховою – незареєстровані сигнали. При вертикальному зондуванні підстильної поверхні з борту літального апарату перешкодоцільова обстановка принципово залишається такою ж, хоча характер перешкод і їх відносний вплив можуть дещо відрізнятися. Для боротьби із зазначеними перешкодами найбільш часто застосовуються такі методи селекції [97]:

- обмеження мінімальної вимірюваної дальності (стробування);
- вибір цілі по її порядковому положенню (перша, друга, остання ціль);
- селекція сигналів по їх формі; цей метод найбільш ефективний для боротьби з протяжними перешкодами, в основному з перешкодою зворотного розсіювання;
- амплітудна порогова селекція (тимчасове автоматичне регулювання посилення або порога);
- амплітудна селекція цілі по максимальному відбитому сигналу (з поправкою на залежність амплітуди від дальності);
- амплітудно-тимчасова напівавтоматична селекція з урахуванням апріорної інформації про дальність до обраної мети.

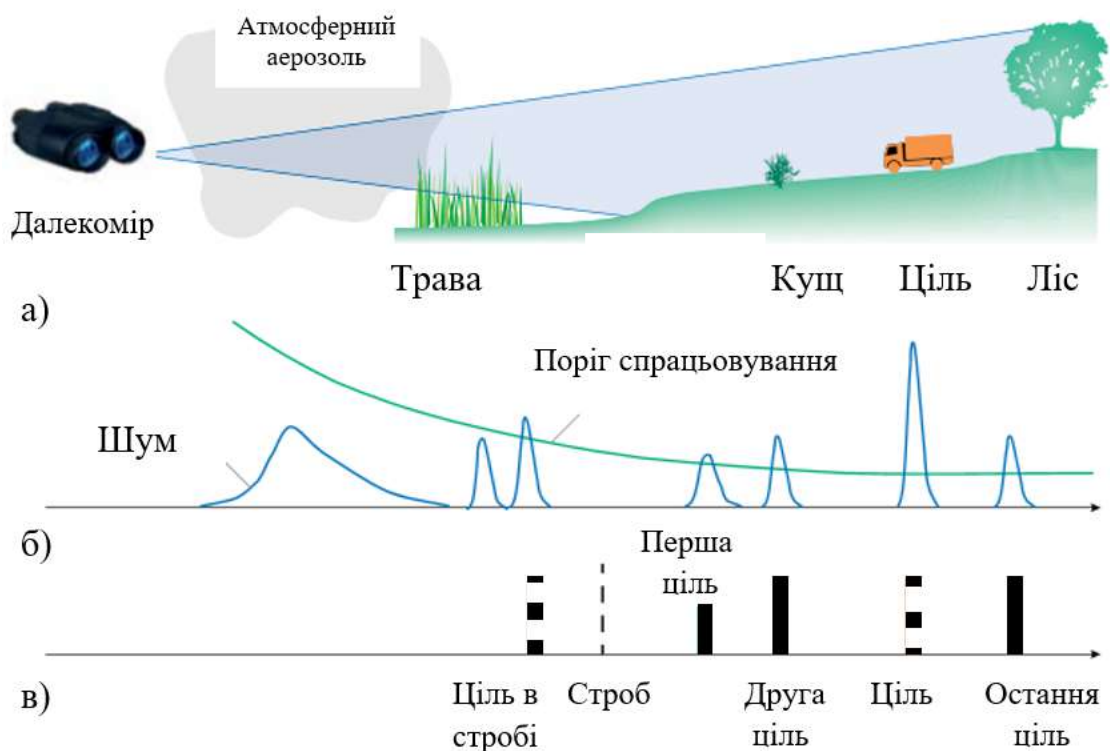


Рис. 9.6. Схема локаційної траси:

- а) локаційна траса; б) локаційні сигнали в лінійному тракті;
- в) сигнали після селекції

9.2.2. Просторова селекція

Ясно, що від побудови і способу наведення енергетичного поля далекоміра на ціль залежить наявність і амплітуда сигналів, відбитих цілю і перешкодами.

У представленій конфігурації в поле зору далекоміра поряд з ціллю потрапили кущ, ліс і трава, а також невидимі в візир аерозольна хмара і складка місцевості (рис. 9.7).

Оператор може вивести з поля далекоміра перешкоди, розташовані ближче і далі від цілі, як показано на рисунку, враховуючи, що розрив перехрестя пов'язаний з межами поля далекоміра. Далі, користуючись засобами амплітудної і тимчасової селекції, можна виділити сигнал від цілі ("перша ціль" – рис. 9.7, б і "остання ціль" – рис. 9.7, в).

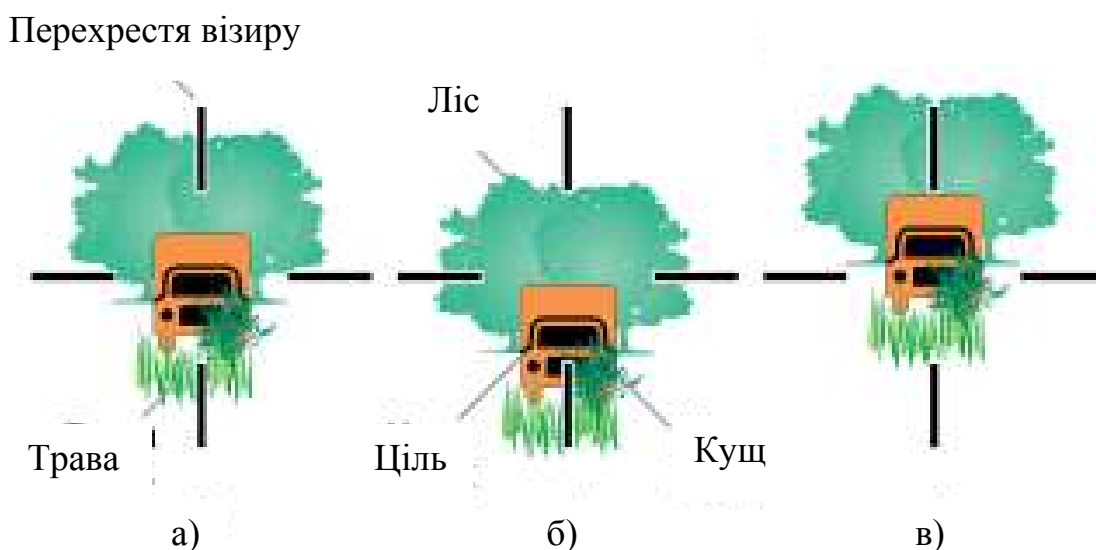


Рис. 9.7. Поле зору далекоміра

Стандартна ціль на дальності 5 км має кутові розміри близько 0,5 мрад. Для надійного наведення на ціль, а не попереду і позаду, розташовані об'єкти, і енергетичне поле далекоміра повинно розміщуватись в межах цього кута і з достатньою точністю збігатися з прицільною маркою візира. Ці вимоги повинні дотримуватися у всіх температурних режимах роботи далекоміра і після впливу на нього механічних експлуатаційних навантажень. Цьому завданню відповідає схема узгодження візирного, приймального і передавального каналів далекоміра, яка вперше успішно реалізована в далекомірі LP-7 фірми Simrad, Норвегія [98]. Ця схема і її конструктивна реалізація наведені на рис. 9.8 і 9.9.

На рис. 9.8 зображені приймальний і візирний канали (O), вісь лазерного пучка (O1), які неузгоджені по осям x і y на Δx , Δy .

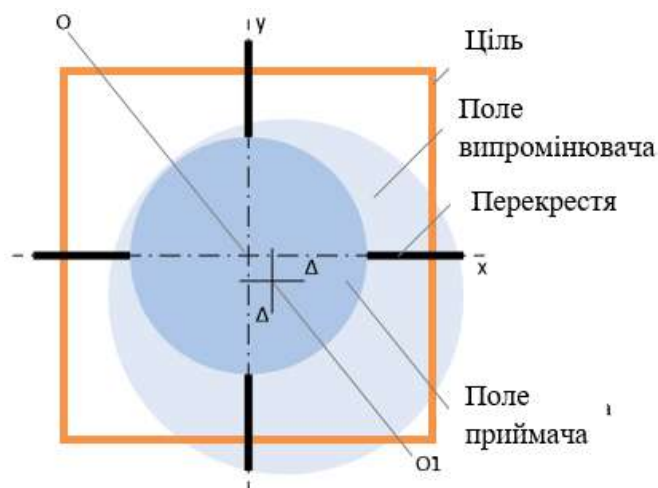


Рис. 9.8. Схема узгодження полів далекоміра

Особливість даного технічного рішення полягає в тому, що прицільна марка, утворена розривом перехрестя окулярної сітки, точно пов'язана з полем зору приймального каналу. Це забезпечується склеєною призмовою обертаючою системою Порро другого роду, що включає власне обертаючу систему і склеєний з нею спектроподілювальний кубик з сіткою окуляра і польовою діафрагмою приймального каналу далекоміра, розташованих у відповідних фокальних площинах приймального об'єктива з урахуванням поділюваних кубиком довжин хвиль (рис. 9.9).

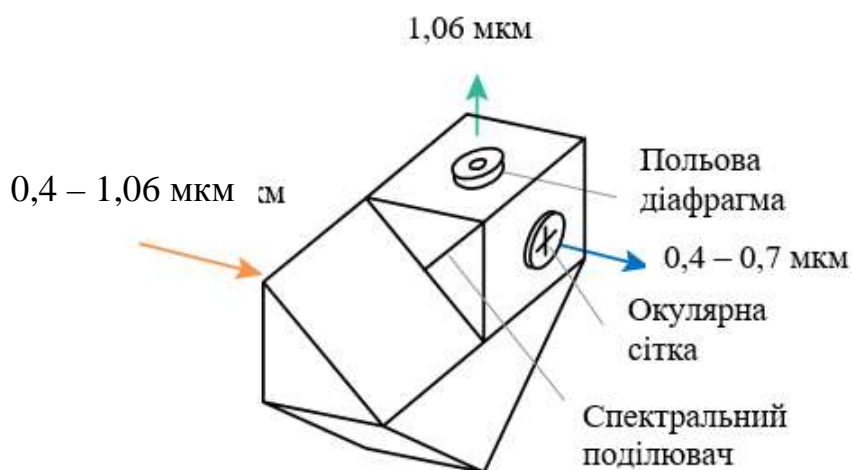


Рис. 9.9. Конструктивний принцип узгодження осей приймального і візирного каналів в далекомірах типу LP-7

До поєднаної вісі цієї системи закріплена оптична вісь випромінювача, в загальному випадку з помилкою, показаною на рис. 9.10. Вісь випромінювача з

найбільшою мірою схильна до роз'юстування, однак, як видно з рисунка, це не може привести до порушення роботи далекоміра, оскільки його робоче поле формується полем приймача, зв'язаних з розривом прицільного перехрестя, в будь-якому випадку наявного оператором в межах цілі.

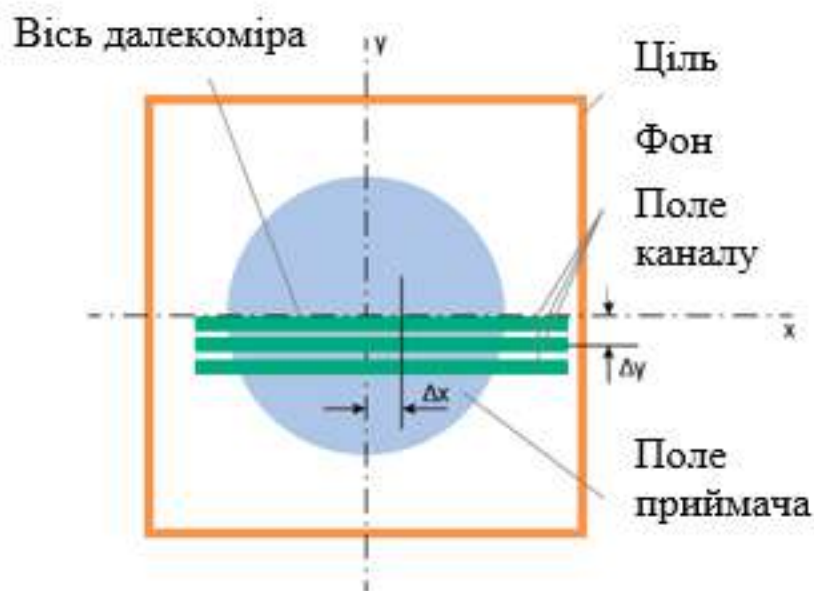


Рис. 9.10. Далекомір з напівпровідниковим лазером. Взаємне положення полів приймального та передавального каналів щодо об'єкта і фону

Таким чином, при заданих кутових розмірах цілі доцільно мати кут поля зору приймача і, відповідно, кутовий розмір розриву перехрестя близькими до кутового розміру основної цілі на максимальній дальності. Зазвичай цей кут задається в межах 0,5 – 1 мрад, а для далекомірів, призначених для вимірювання відстаней в межах 0,5 – 2 км, він може досягати 2 – 5 мрад. Розбіжність лазерного випромінювання повинна бути більше цієї величини на величину допуску на непаралельність лазерного і візирного каналів, що встановлюється за результатами випробувань.

У порівнянні з твердотільними імпульсними лазерами напівпровідникові лазери мають ряд переваг: мініатюрні габарити, просте управління накачуванням, велика частота повторення імпульсів, високий ККД і малі значення напруг живлення. Разом з тим ці прилади мають суттєві недоліки: обмежену потужність і велику розбіжність вихідного випромінювання, що змушує застосовувати складну оптику і компенсувати дефіцит енергії зондуючого випромінювання, використовуючи метод некогерентного накопичення [99]. Цей метод передбачає:

- багаторазове повторення вимірювань;
- накопичення і зберігання локаційної інформації в запам'ятовуючих пристроях - каналах дальності, відповідних порядковому номеру часозадаючого тактового імпульсу вимірювача часових інтервалів щодо моменту випромінювання зондуєчого сигналу;
- кореляційну чи іншу обробку масиву накопичених даних з метою виділення відбитого цілю сигналу;
- тимчасову прив'язку виділеного сигналу до тактової послідовності часозадаючих імпульсів.

9.2.3. Кутова селекція цілей в далекомірах з напівпровідниковим лазером

Поперечний переріз локаційної траси в картинній площині далекоміра має вигляд, представлений на рис. 9.10. Поле зору передавального каналу являє собою зображення випромінюючих переходів напівпровідникового лазера в картинній площині далекоміра. Поле зору приймального каналу утворено проекцією приймального майданчика фотоприймача, зображенній в картинну площину далекоміра прийомним об'єктивом. Центр поля зору приймального каналу є віссю далекоміра. Центр симетрії передавального каналу в загальному випадку зміщений відносно осі далекоміра на кути Δx і Δy в координатах картинної площини далекоміра x і y . На відстанях близько 1 км більшість цілей такого далекоміра є великорозмірними. Зокрема, для висотоміра, встановленого на літальному апараті (ЛА), ціллю є елемент підстильної поверхні. При зазначеному на рис. 9.10 взаємному положенні полів приймального і передавального каналів поперечні розміри дозволеного елемента визначаються діаметром поля приймального каналу, а поздовжні – часом накопичення $T_{\text{нак}}$. Виходячи з цього, встановлюють параметри оптичної системи і вимоги до її юстирування.

Таким чином:

- достовірні вимірювання відстаней забезпечуються правильним застосуванням методів селекції цілі при наявності перешкод, так як оператор не завжди може виділити ціль на фоні перешкод, до яких відносяться ландшафтні перешкоди, дроти, щогли, зворотне аерозольне розсіювання атмосфери та ін.;
- серед існуючих методів селекції слід виділити селекцію сигналів по їх формі. Цей метод має особливе значення для далекомірів-висотомірів, так як він найбільш ефективний для боротьби з протяжними перешкодами, в

основному з перешкодою зворотного розсіювання (ЗР). Обмеження смуги пропускання приймального тракту знизу на рівні дозволяє придушити перешкоду зворотного розсіювання до 10 – 100 разів. При цьому відношення сигнал/шум практично не погіршується;

- при заданих кутових розмірах цілі доцільно мати кут поля зору приймача і кутовий розмір розриву перехрестя близькими до кутового розміру основної цілі на максимальній дальності (1 – 5 мрад);

- метод часової прив'язки масиву даних шляхом визначення його першого початкового моменту (центра ваги) підтримує високу точність часової прив'язки не тільки в лінійному діапазоні вхідного сигналу, але і при значних перевантаженнях;

- при вимірюванні великих відстаней особливого значення набувають методи просторової і амплітудно-часової селекції, які забезпечують оперативність вимірів і високу психологічну впевненість оператора;

- середній діапазон починається з дальності, де припиняється вплив перешкоди ЗР, і закінчується дистанцією, на якій кутові розміри основної цілі стають порівнянними з робочим полем далекоміра;

- різна модова структура лазерного випромінювання в ближній і дальній зонах негативно впливає на точність вимірювання в ближній зоні. Різниця в часовому положенні компонента випромінювання, які відповідають цим модам, може досягати 0,1 – 1 нс, що відповідає похибці вимірювання дальності 0,01 – 0,2 м, і це необхідно враховувати при побудові приймального тракту і оптичної схеми далекоміра (висотоміра) з підвищеними вимогами до точності.

9.3. Методи імпульсно-фазової далекометрії

9.3.1. Моделювання вимірювання дальності імпульсно-фазовим методом далекометрії

До теперішнього часу розроблений варіант фазового методу вимірювання відстаней, особливістю якого є імпульсний режим джерела випромінювання, що дозволяє різко підвищити дальність вимірювань при збереженні точності фазового методу.

Принципова відмінність даного методу, який отримав назву імпульсно-фазового, від чисто імпульсного (тимчасового) полягає в тому, що неодмінною його умовою є випромінювання періодичної послідовності оптичних імпульсів, тоді як при імпульсному методі вимірювання може бути виконано на одиночному імпульсі (моноімпульсі).

В принципі імпульсно-фазовий далекомір еквівалентний фазовому, різниця тільки в тому, щочастотою модуляції є частота проходження імпульсів випромінювання, яка жорстко задається спеціальним генератором і є масштабною частотою. Далекомір будується за характерною для фазових далекомірів схемою з перетворенням (зниженням) масштабної частоти – гетеродинуванням до більш низької (на кілька порядків) вимірювальної частоти. Це дозволяє вимірювати інтервал часу між опорним і інформаційним імпульсами з точністю фазового методу за допомогою спеціального цифрового фазометра. Імпульсно-фазовий гетеродинний метод лежить в основі останніх моделей топографічних далекомірів і далекомірних блоків електронних тахеометрів. Але на сьогоднішній момент існує велика кількість швидкісних фотоприймачів (фотодіодів) з великою роздільною здатністю, тому метод із застосуванням гетеродинування можна обійти шляхом модуляції лазерного діода за допомогою генератора і швидкісного приймача. На рис. 9.11 зображено моделювання імпульсів лазерного діода за допомогою електронного генератора або драйвера. Імпульси йдуть з частотою 1 кГц. Моделювання проводилося в пакеті Scilab.

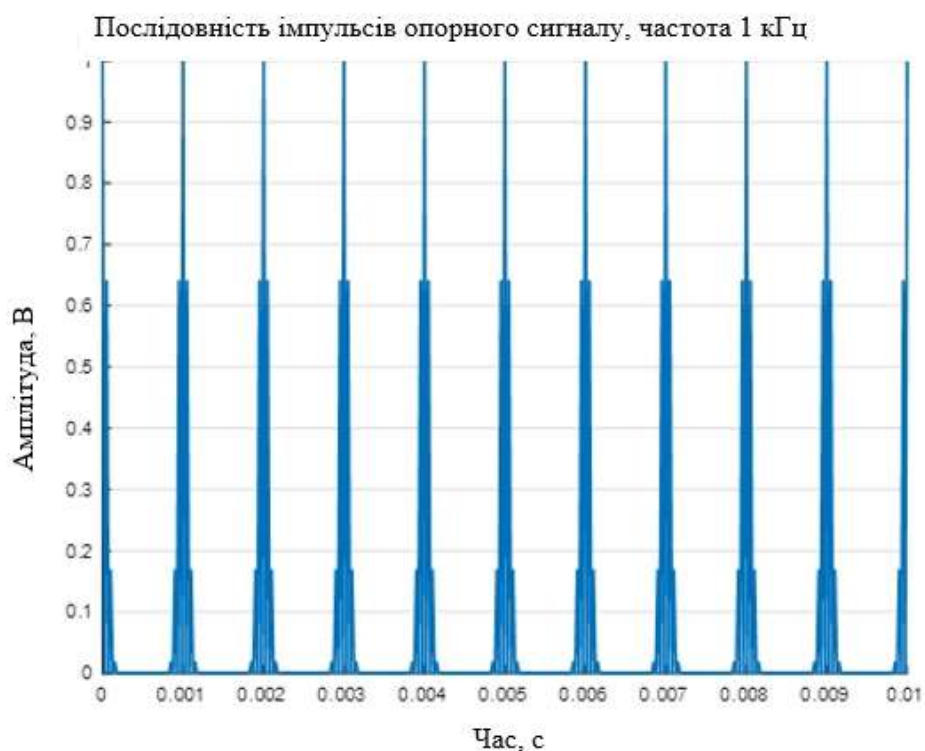


Рис. 9.11. Опорний сигнал імпульсно-фазового далекоміра

Припустимо, що сигнал відбився від об'єкта і дійшов до фотоприймального пристрою, зображеного на рис. 9.12, з тією ж частотою але з деяким запізненням Δt по відношенню до опорного сигналу (рис. 9.13).

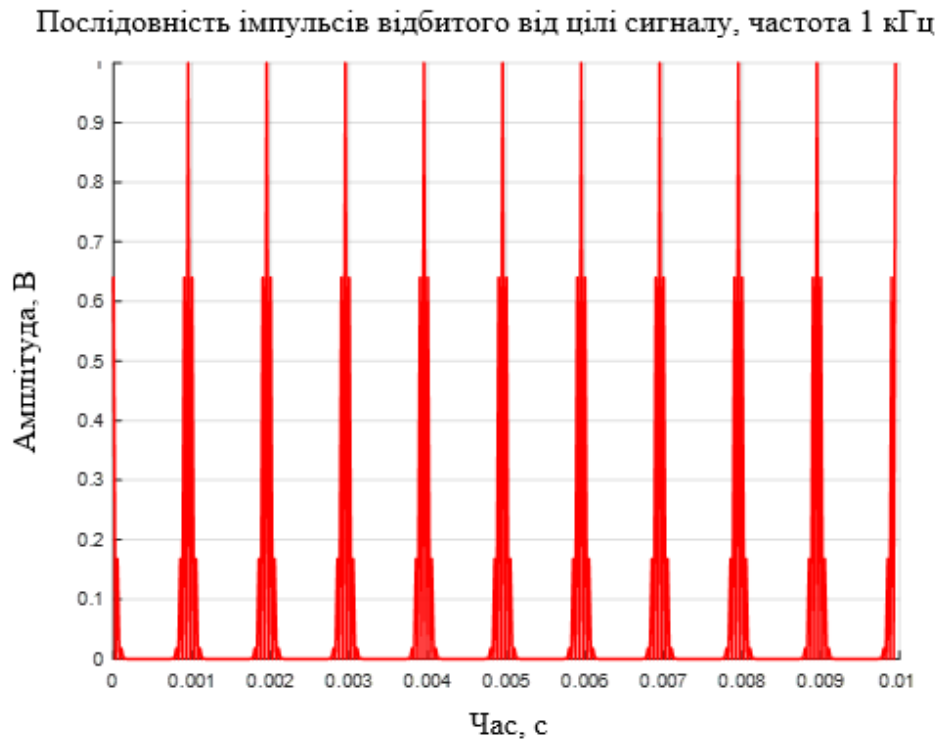


Рис.9.12. Зображення відбитого (інформаційного) сигналу

Послідовність імпульсів відбитого та опорного сигналу, частота 1 кГц

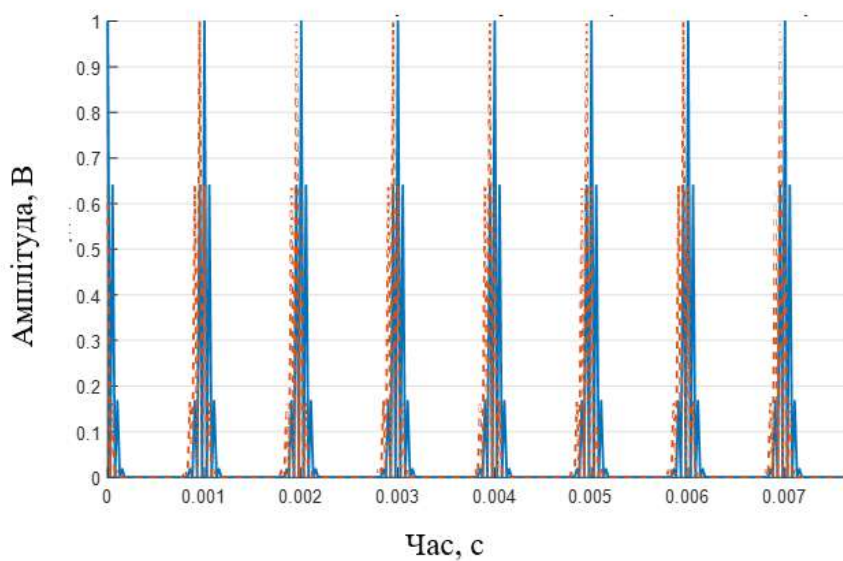


Рис. 9.13. Зображення відбитого сигналу щодо опорного

В зображенні на рис. 9.13 видно, що з'явилося запізнювання відбитого сигналу щодо опорного.

Таким чином, з відомого виразу [100], можна визначити дальність до об'єкта:

$$\Delta\tau = \frac{2D}{c}, \quad (9.16)$$

де D – це вимірювана дальність,
 c – швидкість світла.

При отриманих параметрах запізнювання сигналу дальність $D = 7,5$ км, також це видно з рис. 9.14, на якому показана залежність вимірюваної дальності від часу затримки відбитого сигналу.

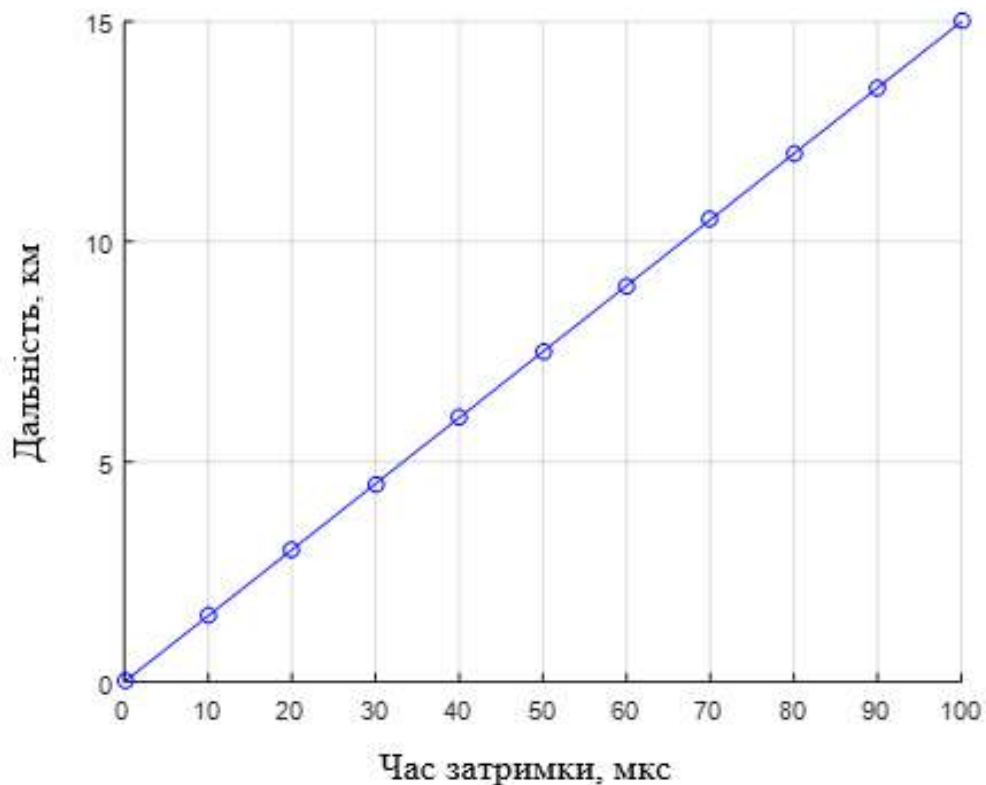


Рис. 9.14. Залежність дальності від часу затримки відбитого сигналу

Залежність побудована зі співвідношення (9.16), в якому видно лінійне збільшення вимірюваної дальності від затримки імпульсу інформаційного сигналу.

Моделювання проводилося в пакеті Scilab при ідеальних умовах середовища. Цей метод має як свої недоліки, так і переваги, які будуть описані нижче.

9.3.2. Аналіз методів обробки сигналу в імпульсно-фазових системах виміру дальності

Імпульсно-фазові системи далекометрії об'єднують переваги імпульсних і фазових систем. Інтерес до даних систем послужив поштовхом до досліджень, що дозволило реалізувати наступні методи обробки сигналу: модуляцію по амплітуді високочастотного сигналу сигналом імпульсу випромінювання; реєстрацію запізнювання відбитого імпульсу через зміну значення фази опорного сигналу; перетворення частоти гармонійних складових відбитого і випроміненого сигналів [100 – 101].

В імпульсно-фазовому методі, заснованому на модуляції по амплітуді високочастотного сигналу сигналом імпульсу випромінювання, вимірюється фаза високочастотного сигналу. Порівняння її значення з фазою опорного коливання здійснюється модуляційним методом детектування, що дозволяє істотно підвищити чутливість індикації [93]. Метод полягає в наступному: припустимо, що є імпульс випромінювання тривалістю τ_u , модульований за інтенсивністю з частотою $\omega_1 \gg 2\pi/\tau_u$. В цьому випадку відбитий від об'єкта сигнал на виході фотоприймача може бути описаний виразом:

$$U_c(t) = U_0 [1 + m \cos(\omega_1 t + \phi(t) + \phi_r)], \quad (9.17)$$

при $nT < t < nT + \tau_u$,

де m – коефіцієнт модуляції;

ϕ_r – фаза коливання, що визначається значенням дистанції;

T – період проходження імпульсів;

n – кратність періоду.

Сигнал з виходу фотоприймача подається на один вхід фазового детектора, в той час як на другий подається опорний сигнал:

$$U_r(t) = U_m \sin \left[\omega_1 t + \phi(\tau) + \frac{\pi}{2} (-1)^n \right], \quad (9.18)$$

де $\phi(\tau)$ – плавно регульована відома фаза.

На виході фільтра фазового детектора буде вироблятися імпульсний сигнал амплітудою:

$$U_{\text{вых}} = 0,5mU_0U_m \cos \left[\phi(\tau) - \phi_r + \frac{\pi}{2} (-1)^n \right]. \quad (9.19)$$

Амплітуди сусідніх імпульсів відрізняються один від одного на значення:

$$\Delta U = 0,5mU_0U_m \sin [\phi(\tau) - \phi_r]. \quad (9.20)$$

У даній системі невідома фаза може бути визначена по фазі опорного колювання $\phi(\tau)$, значення якої відраховується в положенні, відповідному рівності амплітуд вихідних імпульсів. До недоліку такого варіанту побудови системи відноситься складність формування потужного токового імпульсу з високим коефіцієнтом модуляції при синусоїдальній моделюючій функції [100]. Частково цю проблему можна вирішити якщо використовувати імпульсну модуляцію.

Існує спосіб побудови далекоміра без додаткової модуляції імпульсу випромінювання – перетворення частоти гармонійних складових відбитого і випроміненого сигналів.

Принцип дії полягає в наступному: випромінюється повторюваний імпульсний сигнал з періодом проходження T . Такий сигнал можна зобразити у вигляді суми гармонійних колювань частот, кратних $F = 1/T$:

$$P(t) = P_0 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(2\pi nFt - \phi_n), \quad (9.21)$$

де P_0 – амплітуда потужності імпульсів;

A_n – амплітуда гармонік імпульсу з одиничною амплітудою.

Аналогічно, вихідний сигнал з фотоприймача описується таким чином:

$$U(t) = KP_0 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(2\pi nFt - \phi_n - \frac{2\pi nF}{c} \cdot 2D). \quad (9.22)$$

Останній член виразу, який розташований під функцією \cos , характеризує значення фази запізнювання кожної гармоніки, пов'язаної з проходженням сигналу подвоєної відстані до об'єкта. Очевидно, що це значення тим більше, чим вище номер гармоніки n . Таким чином, кожна гармонійна складова несе інформацію про значення дистанції, яка, отже, може бути визначена шляхом вимірювання різниці фаз гармоніки одного номера, що виділяється з випромінюваного і відбитого сигналів. Виділити і посилити безпосередньо колювання таких частот з імпульсної послідовності дуже складно, та й недоцільно. Найбільш зручно використовувати широко поширений в безперервно-фазових системах метод перетворення частоти, при цьому значення фази високочастотного колювання переноситься на колювання низької частоти, отримане шляхом змішування сигналу з напругою гетеродина [102]. Недоліком даного методу є наявність втрат за рахунок вибору вищих гармонік для реалізації високої точності [100]. В системі, заснованій на реєстрації запізнювання відбитого імпульсу через зміну значення фази опорного сигналу, момент випромінювання жорстко прив'язаний до фази опорного колювання, а

по моменту появи відбитого сигналу фіксується фазовий набіг опорного сигналу [100]. Цей метод, реалізований в далекомірі, який будучи фазовим методом індикації, не вимагає додаткової модуляції випромінювання, що істотно спрощує передаючий тракт і знижує вимоги до випромінюваної тривалості імпульсу [103 – 104].

Принцип дії полягає в наступному: припустимо, що є високочастотне коливання виду $a = A \sin[\omega t + \phi_1]$. Час запізнювання відбитого імпульсу може бути виражено через зміну значення фази аргументу a наступним чином:

$$a(t) = A \sin \left[\omega t + \phi_1 - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2D - 2\pi k \right) \right], \quad (9.23)$$

де D – вимірювана відстань;

k – ціле число фазових циклів за час запізнювання.

Очевидно, що якщо є можливість точного вимірювання фаз коливання a , які відповідають моментам випромінювання і приходу сигналу, то час запізнювання можна визначати по різниці їх значень $\Delta\phi$. В межах одного фазового циклу частоти час запізнювання $\Delta t = \omega \Delta\phi$.

При опорній напрузі

$$U_{on}(t) = U_m \cos \left[\omega t + \phi_1 + \phi_n + \frac{\pi}{2} (-1)^n \right] \quad (9.24)$$

де ϕ_n – фаза яка плавно змінюється,

n – порядковий номер імпульсу.

Опорна напруга $U_{on}(t)$ разом з відбитим імпульсом $U(t)$ надходить на фазовий детектор. Амплітуду напруги на виході фазового детектора можна представити у вигляді:

$$U_{вых} \approx \int_{t_1}^{t_1 + \tau_{II}} U_{on}(t) U(t) dt, \quad (9.25)$$

де τ_{II} – тривалість імпульсу випромінювання,

$t_1 = 2D/c$ – затримка прийнятого імпульсу.

На виході детектора буде існувати послідовність парних імпульсів, амплітуди яких відрізняються на величину:

$$\Delta U = 2U_m U_c \frac{\sin(\omega\tau_{II}/2)}{\omega\tau_{II}/2} \sin\left(\frac{\omega T + \omega\tau_{II} + \omega t_1}{2} + \phi_1 + \phi_{II}\right), \quad (9.26)$$

де U_c – амплітуда вхідного сигналу $U(t)$;

T – період повторення імпульсів сигналу $U(t)$.

Недоліком методу є обмеження вибору опорної частоти через необхідність дотримання умови $\tau_H \ll T_{on}/2$. На період опорного коливання T_{on} , як і в фазовому методі, накладаються обмеження по однозначності виміру з одного боку та забезпечення мінімальної різниці фаз для необхідного дозволу по дальності.

В монографії запропонований варіант розвитку даного методу [101 – 103]. Суть пропозиції полягає в наступному: формуються два опорних коливання:

$$U_{on1}(t) = U_m [1 + \cos(\omega t + \phi_1)], \quad (9.27)$$

$$U_{on2}(t) = U_m [1 - \cos(\omega t + \phi_1)]. \quad (9.28)$$

Кожне з опорних коливань $U_{on1}(t)$ і $U_{on2}(t)$ разом з відбитим імпульсом $U(t)$ надходять на свій фазовий детектор. Амплітуду сигналів з виходів фазових детекторів можна описати формулами:

$$U_{вих1} \approx \int_{t_1}^{t_1+\tau_H} U_{on1}(t)U(t)dt, \quad (9.29)$$

$$U_{вих2} \approx \int_{t_1}^{t_1+\tau_H} U_{on2}(t)U(t)dt. \quad (9.30)$$

За рахунок цього виключається необхідність перевероту фази опорного коливання кожен період випромінювання імпульсного сигналу. При зміні фази опорних коливань від 0 до π вимірювання є однозначними, а в інтервалі від 0,3 до 0,7 залежність вихідної напруги фазового детектора від дальності в достатній мірі лінійна. У зв'язку з тим, що крутизна характеристик фазових детекторів має протилежний знак, обчислення дальності можна звести до відношення амплітуд сигналів з виходу фазових детекторів.

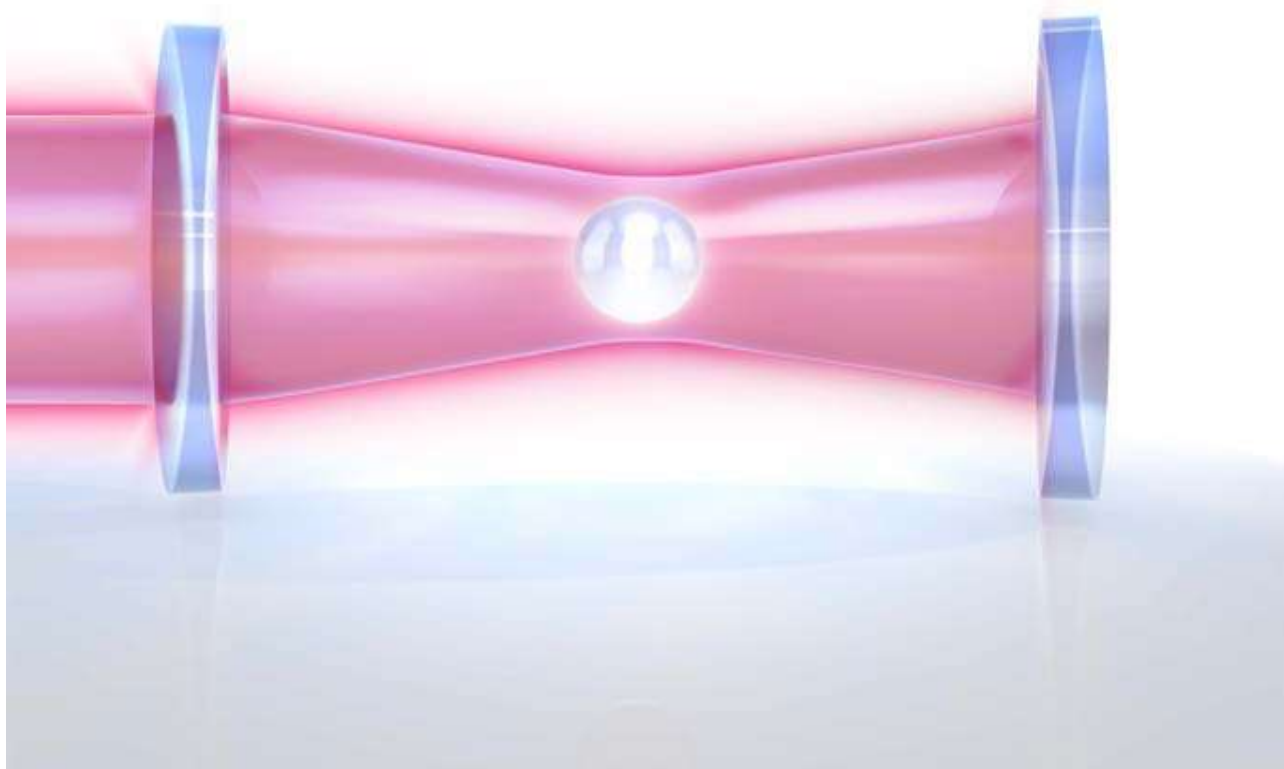
На підставі вищевикладеного можуть бути зроблені наступні висновки.

1. Найбільш перспективним представляється реалізація імпульсно-фазового методу, заснованого на реєстрації запізнювання відбитого імпульсу через зміну значення фази опорного сигналу. В даному методі не потрібна складна модуляція імпульсу випромінювання, що робить можливим застосування імпульсних випромінювачів з простим генератором струму накачування, а також вдається уникнути застосування складної аналогової частини схеми обробки з використанням гетеродинів і змішувачів.

2. Використання двох опорних протифазних коливань дозволяє виключити переверот фази опорного коливання і звести вимір дальності до порівняння амплітуд двох імпульсів з виходів фазових детекторів. В цьому випадку, модуляційний фазовий детектор виконується у вигляді схеми

стробування опорного колювання вхідного сигналу з інтегратором. Подальша обробка сигналів з виходів модуляційних фазових детекторів може вестися як аналоговими, так і цифровими методами. Однак необхідно врахувати, що застосування цифрових методів обробки позитивно позначається на стабільності результатів вимірювань.

10. ЛАЗЕРНЕ ОХОЛОДЖЕННЯ ЧАСТИНОК



10.1. «Холодні» частинки і оптичні стандарти частоти

Однією із яскравих задач фізики останньої чверті ХХ століття стало охолодження газоподібних речовин до температури близької до абсолютного нуля шляхом гальмування броунівського руху частинок лазерним випромінюванням. На атомному рівні охолодження означає уповільнення руху частинок, а в ідеальному випадку – при досягненні температури абсолютного нуля – їхня повна зупинка.

Успішна реалізація процесів охолодження та утримання атомів і молекул має важливе значення для фізики, метрології, електроніки. «Холодні» атоми можна спостерігати протягом значно більшого часу, що важливо для спектроскопії високої роздільної здатності та стабілізації частот лазерів. При досягненні температур, близьких до нуля градусів Кельвіна можливо отримання стану надтекучості та конденсату Бозе-Ейнштейна [105 – 106], який планується використовувати для створення квантової пам'яті. Лазерне охолодження відкриває нові можливості для вдосконалення еталонної бази, що дозволяє отримувати нові реперні точки стандартів частоти та покращити стабільність цезієвого атомного годинника, підвищити точність глобальних навігаційних систем.

Процес лазерного охолодження базується на квантово-механічних уявленнях про поглинання та випромінювання енергії частинками. Локалізовані рухомі частинки (атоми, молекули або іони) опромінюються лазерним випромінюванням. Частинка, поглинувши фотон, переходить із основного енергетичного стану до збудженого. При цьому її швидкість змінюється на величину «швидкості віддачі» атома. Потім частинка, повертаючись до основного стану, випромінює фотон, але вже з частотою, більшою частоти поглиненого фотона. Це призводить до втрати енергії та уповільнення частинки, зниження температури речовини. Таким чином, імпульс фотона передається атому при стимулюванні поглинання та подальшому спонтанному випромінюванню фотона. Для наступного циклу «збудження – спонтанне випромінювання фотона» частота лазерного випромінювання зменшується, підлаштовується під швидкість руху частинок. За N циклів частка втрачає імпульс, який дорівнює $\Delta p = N\hbar k$, де $\hbar k$ – імпульс фотона. Кількість циклів і частота лазера визначаються властивостями та швидкістю руху частинок.

Це перший етап охолодження – «доплерівське лазерне охолодження», який дозволяє досягти температури у сотні мікрокельвінів. Після доплерівського охолодження температура атомів лужних металів становить

близько 100 мкК. Для отримання більш низьких температур застосовуються інші механізми охолодження: субдоплерівське та охолодження нижче рівня віддачі. Мінімальна температура при субдоплерівському охолодженні атомів становить близько 1 мкК. Лазерне охолодження нижче однофотонного рівня віддачі дозволяє отримати температуру близько 100 нК [107 – 108].

Теорія лазерного охолодження та подальшої локалізації частинок була запропонована та розвинена А. Летоховим та С. Баликіним у 1970-х роках. У 1997 році С. Чу, К. Коен-Таннуджи та У. Філіпс отримали Нобелівську премію за дослідження в галузі охолодження та уловлювання атомів із використанням лазерних технологій.

10.2. Базові поняття теорії резонансного світлового тиску

Лазерне випромінювання має високу ефективну температуру T_{eff} , яка визначається середнім числом фотонів одного ступеня свободи поля (тип коливань лазера). Згідно співвідношенню Бозе-Ейнштейна [105-109]:

$$\bar{n} = \left[\exp \left(\frac{\hbar\omega}{k_B T_{\text{eff}}} \right) - 1 \right]^{-1}, \quad (10.1)$$

де \hbar – стала Планка;

ω – кругова частота випромінювання;

k_B – стала Больцмана.

Звідки:

$$k_B T_{\text{eff}} \approx \bar{n} \hbar \omega, \text{ де } \bar{n} \gg 1. \quad (10.2)$$

На цьому ґрунтується застосування лазерного світла для нагріву речовини. Розглянемо зворотний процес, при якому лазерне випромінювання охолоджує речовину. У термодинаміці це можливо при забезпеченні збереження енергії та підвищення ентропії замкнутої системи «речовина + випромінювання», тобто при охолодженні речовини її енергія та ентропія знижуються, а енергія та ентропія випромінювання після взаємодії з речовиною підвищуються. Енергія та ентропія випромінювання визначаються співвідношеннями:

$$E_{\text{випр}} = N \hbar \omega \quad (10.3)$$

$$S_{\text{випр}} = G [(\bar{n} + 1) \ln (\bar{n} + 1) - \bar{n} \ln \bar{n}] \quad (10.4)$$

де $N = G\bar{n}$ – число фотонів випромінювання, G – число ступенів свободи випромінювання, обумовлене співвідношенням Релея-Джинса:

$$G = \frac{\omega^2 \Delta\omega}{(2\pi c)^3} \Omega V, \quad (10.5)$$

де V та Ω – об'єм та тілесний кут, заповнені випромінюванням;

$\Delta\omega$ – спектральний інтервал випромінювання.

Існує два механізми взаємодії, що реалізують зазначені загальні вимоги термодинаміки та забезпечують охолодження лазерним випромінюванням: іонів, локалізованих в електромагнітних пастках, і охолодження вільно рухомих атомів.

Розглянемо якісно елементарні процеси, на яких ґрунтується охолодження вільних атомів. Рис. 10.1 пояснює ідею лазерного охолодження вільно рухомих атомів, спектр поглинання яких розширений неоднорідно внаслідок ефекту Доплера. Штрихова крива на рисунку показує функцію розподілу холодних атомів за значенням кінетичної енергії. При цьому лазерне випромінювання ізотропно опромінює частину низькочастотної половини доплерівського контуру поглинання на певній частоті.

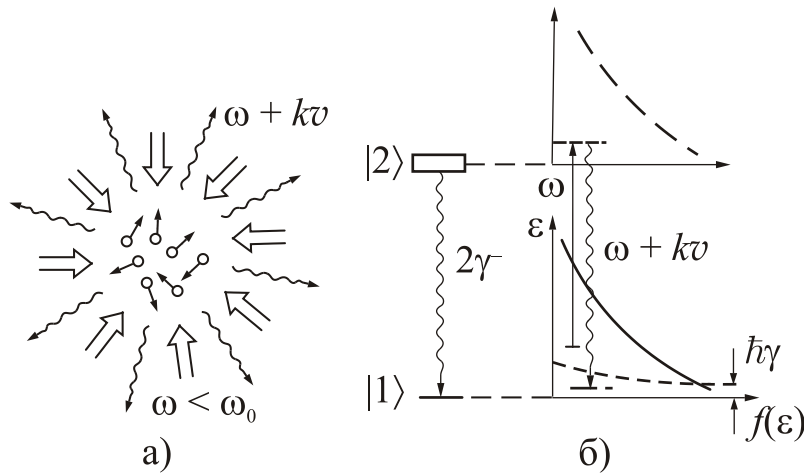


Рис. 10.1. – Схематичне пояснення процесу лазерного охолодження вільно рухомих атомів:

а – схема резонансного розсіяння лазерного випромінювання вільно рухомими атомами;

б – переходи, відповідальні за охолодження атомів

Випромінювання з хвильовим вектором $\mathbf{k} = \mathbf{n}\omega/c$ та частотою $\omega < \omega_0$ (ω_0 – частота поглинання атома) можуть поглинати лише атоми, які рухаються назустріч фотону:

$$\omega - \omega_0 = \mathbf{k}\mathbf{v}, \quad (10.6)$$

коли доплерівський ефект компенсує відбудову частот переходу атома ω_0 та фотону. Фотони, які випромінюються частинками в тілесний кут 4π , в середньому мають частоту $\omega_0 > \omega$. У результаті частина кінетичної енергії атома ($k v$) передається розсіяному випромінюванню. При кожному акті поглинання спрямованого фотона та його перевипромінювання, кінетична енергія атома в середньому зменшується на величину:

$$\Delta\varepsilon = k v, \quad (10.7)$$

а швидкість атома при поглинанні зустрічного фотона зменшується на величину швидкості віддачі:

$$\Delta v = \frac{\hbar k}{M}, \quad (10.8)$$

де M – маса атома (рис 10.2). Атом, що рухається зі швидкістю v (рис. 10.2, а), стикається з фотоном імпульсом $-\hbar k$; на рис. 10.2, б атом, після поглинання фотона сповільнюється на величину $-\hbar k / M$; рис. 10.2, в ілюструє, як атом, після перевипромінювання фотона в довільному напрямку, в середньому рухається повільніше, ніж на рис. 10.2, а.

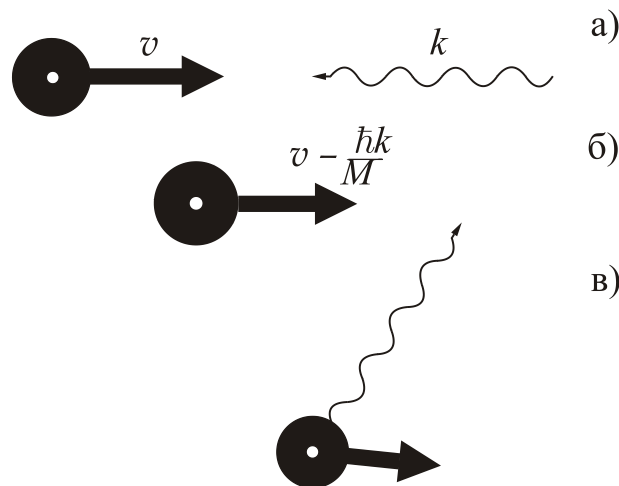


Рис. 10.2. Схема опромінення атома лазерним випромінюванням, спрямованим йому назустріч

При послідовному повторенні процесів поглинання та спонтанного випускання фотонів швидкості всіх атомів безперервно зменшуються, а це означає, що випромінювання охолоджує газ атомів. Охолодження триває до тих пір, поки не починають грати роль флуктуації імпульсу атома, немінучі в довільному процесі перевипромінювання великого числа фотонів.

Флуктуаційне нагрівання охолоджуваних атомів призводить до встановлення стаціонарної температури, яка має мінімальне значення [110 – 112]:

$$T_{\min} = \frac{\hbar\gamma}{k_B} . \quad (10.9)$$

10.3. Оптична патока

У процесі охолодження створюється ситуація, при якій атом рухається в області двох лазерних полів, які розповсюджуються назустріч одне одному, частота яких відбудована в червону область від резонансу. Внаслідок ефекту Доплера ймовірність поглинання фотона, що рухається назустріч, виявляється більше, ніж ймовірність поглинання фотона, що летить в тому ж напрямку і призводить до гальмування атома. Оскільки в одновимірному випадку атоми рухаються назустріч один одному (рис. 10.3), то при такому розташуванні лазерних пучків всі атоми сповільнюються. Додаючи пари зустрічних пучків, що розповсюджуються вздовж інших осей, можна реалізувати охолодження в трьох вимірах. Таке охолодження називають доплерівським, оскільки визначальну роль у ньому відіграє ефект Доплера [113 – 116].

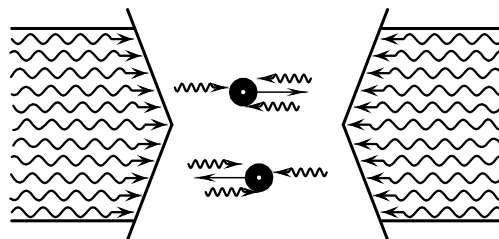


Рис. 10.3. Схематичне зображення руху атома в полі двох лазерних полів, що розповсюджуються назустріч одне одному

Нижня межа температури, яка може бути отримана при такому охолодженні, складає величину порядку $\hbar\Gamma$, де $\Gamma = 2\gamma$ – швидкість спонтанного випромінювання із збудженого стану (Γ^{-1} – час життя збудженого стану). Ця температура визначається з умови рівноваги між лазерним охолодженням і процесом нагрівання, яке відбувається внаслідок випадкової природи поглинання фотонів або їх випромінювання.

Випадкове збільшення імпульсу в переходах спричиняє випадкове «блукання» атомного імпульсу та збільшення його середньоквадратичного значення.

Це нагрівання врівноважується охолодженою силою F , спрямованою назустріч швидкості. Оскільки доплерівський зсув пропорційний швидкості (hkv_0), то і сила також пропорційна швидкості. У цьому охолоджена сила аналогічна силі тертя, що діє на тіло, яке рухається у в'язкій рідині.

Швидкість, з якою охолодження зменшує кінетичну енергію $F \cdot v$, тобто вона пропорційна v^2 і швидкість охолодження пропорційна кінетичній енергії. Швидкість нагрівання (в протилежність цьому), пропорційна повній швидкості розсіювання фотонів і при малих швидкостях атомів не залежить від їх кінетичної енергії.

В результаті, величини нагрівання та охолодження врівноважуються при певному значенні середньої кінетичної енергії. Це і визначає температуру доплерівського охолодження через співвідношення [117 – 119]:

$$m\langle v_i^2 \rangle = k_B T = \frac{h\Gamma}{4} \left(\frac{\Gamma}{2\Omega} + \frac{2\Omega}{\Gamma} \right), \quad (10.10)$$

де Ω – кутова частота відбудови лазера від атомного резонансу,

v_i – швидкість уздовж обраної вісі.

Цей вираз справедливий для тривимірного охолодження при низьких інтенсивностях і малій енергії віддачі:

$$\frac{h^2 k^2}{2M} \ll h\Gamma. \quad (10.11)$$

Рівноважний розподіл за швидкостями при доплерівському охолодженні є максвелл-больцманівським. Чисельне моделювання в реальності, коли енергія віддачі скінчена, дає розподіл, дуже близький до максвеллівського. Мінімальне значення температури T_{\min} , яке називається доплерівською межею охолодження, реалізується за умов $\Omega = \gamma$ та виражається формулою (10.9).

Особливістю лазерного охолодження є те, що в будь-якій області розумних розмірів рух атомів носить дифузійний характер: атом натрію, охолоджений до доплерівської межі, має довжину вільного пробігу (середня відстань, яку він проходить, перш ніж його початкова швидкість «забувається», і атом набуває іншу, випадкову швидкість) всього 20 мкм, а розміри лазерного пучка, що здійснюють охолодження, можуть становити один сантиметр. Таким чином, атом здійснює дифузійний рух типу броунівського, і час, за який він може піти з області, де він охолоджується, значно перевищує час балістичного

прольоту через цю область. Це означає, що атом «загруз» у лазерному пучку, що його охолоджує. Схожість лазерного охолодження з в'язким тертям і «загрузанням» дало назву пересічним лазерним пучкам – «оптична патока».

Треба зазначити, що оптична патока – це не пастка, оскільки у неї немає повертаючої сили, що утримує атоми в патоці і тільки в'язкість уповільнює їх ухід.

10.4. Локалізація холодних атомів

Поряд з охолодженням атомів однією із фундаментальних фізичних проблем є їхнє полонення в обмеженій області простору – пастці. Відомі три підходи до локалізації атомів. Вони засновані на використанні магнітних, лазерних полів і їх комбінацій з гравітаційним полем [116 – 120].

10.4.1. Магнітні пастки

У магнітних пастках атоми утримуються неоднорідним стаціонарним магнітним полем. У такому полі на атом, що має постійний магнітний момент, діє сила, яка при потрібній орієнтації атомного моменту спрямована до мінімуму магнітного поля, де і відбувається локалізація атомів. Одна з різновидів магнітної пастки – сферична квадрупольна магнітна пастка з лініями магнітного поля (рис. 10.4, а). На рис. 10.4, б лінії рівної напруженості (еквіпотенціали) знаходяться у площині, що містить вісь симетрії z . В квадрупольній пастці два кругових струму, що течуть у протилежних напрямках, створюють статичне магнітне поле у формі сферичного квадруполя. Абсолютна величина магнітного поля зростає при зрушенні від центру пастки до її краю, – таким чином магнітне поле створює потенційну яму для атомів, що мають негативну проекцію магнітного моменту на напрямок поля. При значенні магнітного моменту атома, що приблизно дорівнює магнетону Бора, і помірного значенні магнітного поля на краях пастки (~ 100 Гс), така пастка може утримувати атоми з температурою близько 10 мК [112 – 118].

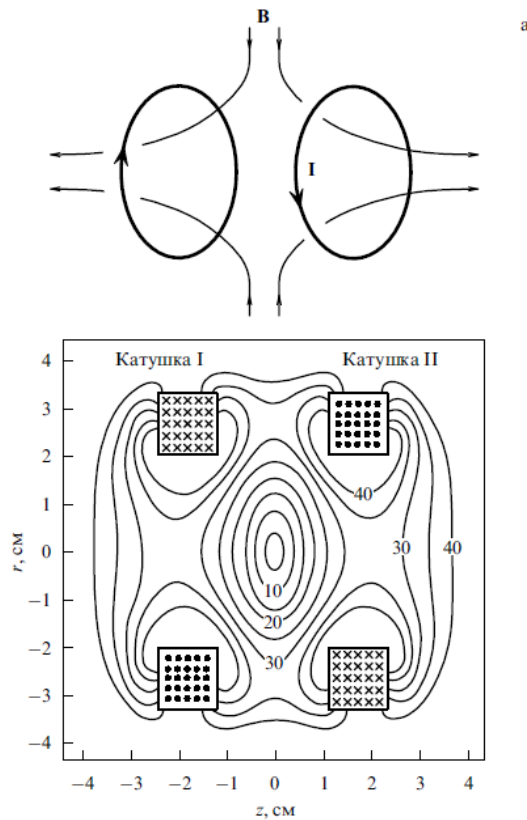


Рис. 10.4. Сферична квадрупольна пастка

10.4.2. Оптичні пастки

Найпростіша оптична пастка для холодних атомів складається всього з одного сфокусованого лазерного променя, однак реалізовані пастки і з двома пересічними сфокусованими пучками. Дипольна сила світлового тиску, що діє на атом у лазерному промені, утворює при негативній відбудові частоти лазерного поля до частоти атомного переходу тривимірну потенційну яму поблизу фокуса лазерного променя (оскільки, якщо лазерний пучок сфокусований, то в фокальній області інтенсивність максимальна, а потенціальна енергія – мінімальна). Подібну оптичну пастку називають дипольною. Її властивості залежать від величини частотної настройки та інтенсивності лазерного випромінювання. Залежно від цих параметрів максимальна глибина потенційної ями може становити 0,1 – 1 мкм, а час життя атомів в дипольній пастці – від декілька десятків мілісекунд до десятка хвилин [118 – 122].

При позитивній відбудові світлові зсуви позитивні і тому можуть бути використані для створення потенційних бар'єрів. Хвиля з частотою, відбудованою в блакитний бік, витримує повне внутрішнє віддзеркалення від поверхні скла і може запобігти потраплянню повільних атомів на поверхню. На

цьому заснований принцип дзеркал для атомів. Існують як плоскі, так і увігнуті атомні дзеркала.

10.4.3. Магніто-оптичні пастки

Одночасне використання статичних магнітних полів і лазерних променів дозволяє реалізувати магнітооптичний полон атомів. Сила світлового тиску на атом у такій пастці дорівнює сумі двох сил – сили тертя і гармонійної повертаючої сили, що дозволяє як охолоджувати атоми, так і локалізувати їх, забезпечуючи можливість захоплення атомів зі швидкостями, які змінюються в широкому діапазоні.

Розбалансування між двома протилежно спрямованими силами радіаційного тиску може бути зроблено таким, що просторово залежить від зєсманівських зрушень, створених градієнтом магнітного поля. У одновимірній конфігурації, дві хвилі, що поширюються назустріч одна одній, відбудовані в червону сторону ($\omega < \omega_0$) і циркулярно поляризовані в протилежних напрямках, опиняються в резонансі з атомами у різних областях простору (рис. 10.5). На схемі літерами I позначені котушки Гельмгольца, σ – зустрічні промені лазера по вісі x (для спрощення лазерні промені по вісях y і z не показані). У центрі позначена охолоджена хмара частинок. Це призводить до встановлення сили, спрямованої до точки, в якій магнітне поле зникає. Ненульова відбудова частоти забезпечує доплерівське охолодження. Таку схему реалізували в тривимірному варіанті і використовували для створення великої і глибокої пастки, яку і називають магніто-оптичною пасткою (МОП). Глибина цієї пастки істотно більше, ніж чисто магнітних і лазерних пасток, і досягає величини 1 К [120 – 122].

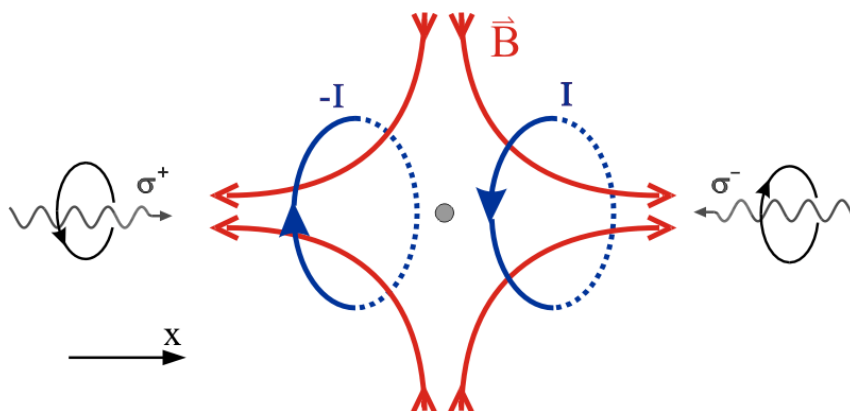


Рис. 10.5. Схема полів в МОП

10.4.4. Гравітаційно-оптичні пастки

Розроблено ще один метод полонення холодних атомів, заснований на комбінованому використанні електромагнітних і гравітаційних сил. Найпростіша гравітаційно-оптична атомна пастка-резонатор може складатися лише з одного увігнутого лазерного дзеркала для атомів, розташованих горизонтально. У такій геометрії роль другого просторово розподіленого дзеркала грає гравітаційне поле [112 – 113].

10.5. Схема установки лазерного охолодження

Лазерне охолодження частинок є складним, як з теоретичної, так і з практичної точки зору. Наразі це доступно обмеженій кількості наукових лабораторій. Процесу охолодження передують дослідження тонкої структури енергетичних рівнів хімічного елемента, з'ясування наявності у даного елемента сильного циклічного переходу, підбір відповідних лазерних джерел та інших компонент системи охолодження, вибір режиму охолодження.

На рис. 10.6 наведено схему експериментальної установки, створену фахівцями Фізичного інституту ім. П. Н. Лебедева РАН. Метою експерименту було охолодження рідкоземельного атома тулія Tm. Згідно з розрахунками межа температури для тулія становить $T_{\min} = 240$ мкК. Роботи проводилися в рамках проекту створення оптичного годинника нового покоління.

Для захоплення атомів Tm використовувалася МОП класичної конфігурації. Оптичну пастку створювали три ортогональні пари протилежно спрямованих променів циркулярної поляризації. Для створення в центрі камери необхідного для роботи МОП градієнта магнітного поля близько 20 Гс/см використовувалися дві котушки в антигельмгольцевій конфігурації; сумарна індуктивність котушок становила 4,5 мГн, а загальний опір дорівнював 2,5 Ом. Три додаткові пари котушок у гельмгольцевій конфігурації застосовувалися для компенсації лабораторного магнітного поля.

Джерелом світла був титан-сапфіровий лазер, що працює в одночастотному режимі на довжині хвилі 821,2 нм. Частота випромінювання цього лазера подвоювалася в кристалі трибората літія (LBO), розташованого в зовнішньому резонаторі. Накачуванням для титан-сапфірового лазера служив лазер, який видавав у безперервному режимі 7 Вт потужності на довжині хвилі 532 нм. На виході із кристала потужність світла на довжині хвилі 410,6 нм становила понад 60 мВт. Спектральна ширина лінії генерації становила 50 кГц.

Схема експериментальної установки включає: ТМН – турбомолекулярний насос; ФН – форвакуумний насос; ТСЛ – кільцевий одночастотний титансапфіровий лазер; ВУЧ – внутрішньорезонаторний подвоювач частоти; ІДВ – інтерференційний вимірювач довжини хвилі; ФЕП – фотоелектронний помножувач; ПЗС – ПЗС-камера; АОМ – акусто-оптичний модулятор світла; $\lambda/2$ – півхвильова фазова пластинка на 410,6 нм; $\lambda/4$ – чвертьхвильова фазова пластинка на 410,6 нм; ПДП – поляризаційний дільник пучка; Д1 і Д2 – діафрагми, що формують атомний пучок; Д3 – діафрагма, яка зменшує засвічення ФЕП; ЦТ – циліндричний телескоп, який виправляє астигматизм лазерного пучка після подвоєння.

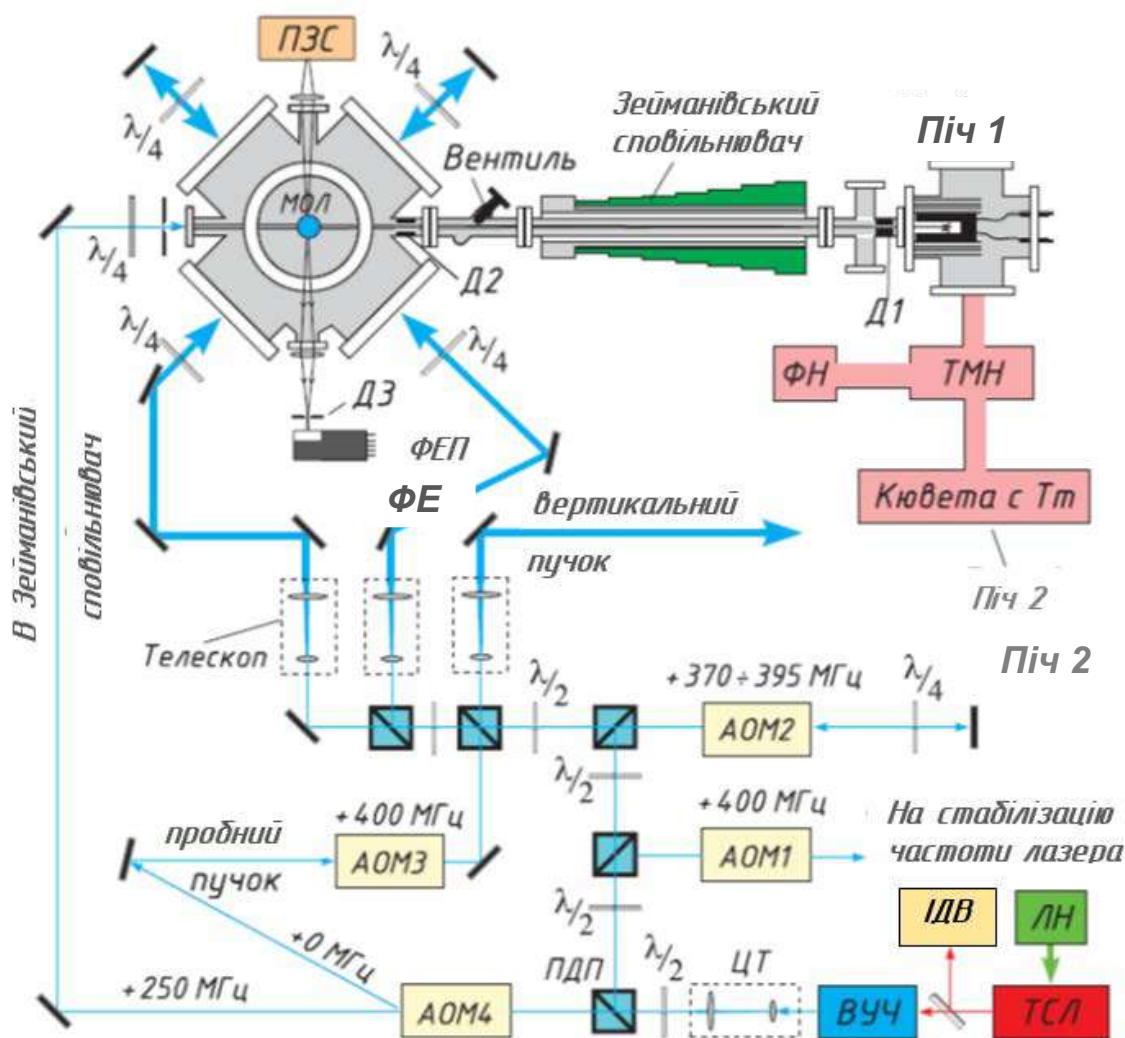


Рис. 10.6. Схема експериментальної установки

Представлена установка дозволила виконати доплерівське і субдоплерівське охолодження частинок тулія. Температура охолодженої хмари атомів визначалася балістичним методом. Після охолодження і завантаження

частинок до МОП, магнітне поле та пучки в МОП відключаються. Хмара атомів, внаслідок броунівського руху починає розлітатися. Включається пробний імпульсний пучок з тривалістю імпульсу 200 мкс, запускається ПЗС-камера і виконується фотографування пучка протягом часу. Обробка отриманого зображення (рис. 10.7) дозволяє визначити швидкість руху атомів і температуру речовини. Фотографії виконані через інтервали часу $\Delta t = 0; 0,5; 1; 1,5; 2; 2,5; 3; 3,5; 4; 4,5$ мс після початку розльоту. Аналіз результатів охолодження тулія показав, що хмару атомів було охолоджено до температури $T_{\min} = 90 \pm 12$ мкК.

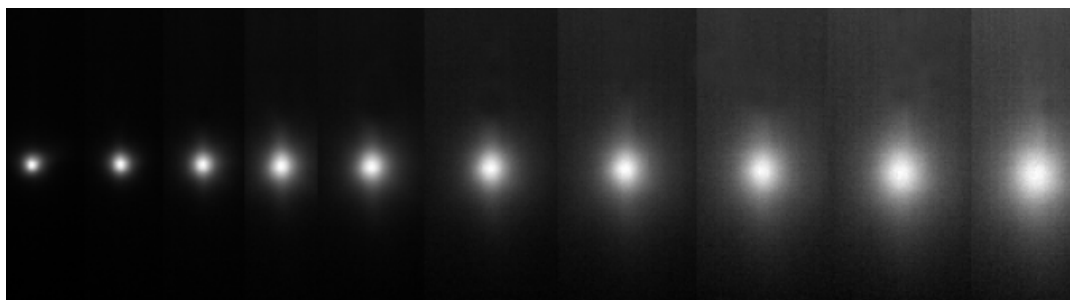


Рис. 10.7. Послідовні фотографії хмари атомів після вимикання світлових і магнітних полів

Лазерне охолодження атомів та їхнє захоплення в магніто-оптичну пастку є на сьогоднішній день одним з найпоширеніших методів отримання та дослідження ансамблів атомів при температурах нижче 1 мК. Вони знаходять своє застосування в прецизійній лазерній спектроскопії, атомній інтерферометрії, у вивченні атомних взаємодій при малих швидкостях і синтезі холодних молекул.

Влітку 2015 року з'явилася інформація про те, що фізики з Массачусетського технологічного інституту зуміли охолодити молекулярний натрієво-калієвий газ до температури 500 нК. Завдяки хімічній стабільності молекул газ мав досить довгий час життя – близько 2,5 с.

ВИСНОВКИ

Монографія присвячена сучасному розвитку лазерної та оптико-електронної 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 військової та прецизійної техніки потрібно використовувати лазери зі стабільними вихідними параметрами: частотою, потужністю, формою пучка, поляризацією.

В Україні було розроблено та виготовлено газові лазери зі стабілізацією частоти по йоду: He-Ne/¹²⁷I₂ лазери. Ця технологія актуальна і на сьогоднішній день та може бути використана для проектування та виготовлення лазерних систем військового призначення.

Також в монографії описується технологія стабілізації параметрів твердотільних лазерів, напівпровідникових та чіп-лазерів, що дає можливість забезпеченню розвитку компактних сучасних лазерних систем.

До перспективних військових лазерних систем, які можуть бути виготовлені в Україні належать: лазерні анемометри, гравіметри, далекоміри, гіроскопи; саме ці пристрої, їх фізичні принципи роботи та конструктивні особливості описані в даній монографії.

Ще одним з перспективних напрямків розвитку лазерної техніки є лазерне охолодження частинок. На основі методів лазерного охолодження створені атомні репери частоти: від першого цезієвого фонтану до оптичного годинника на Al⁺. Відносна нестабільність кращих оптичних годинників досягла 10⁻¹⁸, що відкриває перспективи їх використання в системах супутникової навігації і в астрономічних дослідженнях. До перспективних завдань сьогоднішнього дня відноситься створення ще більш точних, ніж атомні, ядерних годинників, кодування інформації. Теорія і практика лазерного охолодження частинок розвивається [123]. У передових світових фізичних лабораторіях триває боротьба за зменшення температури та збільшення часу життя охолоджених часток.

Для подальшого розвитку галузі лазерної техніки і науки в Україні є все необхідне. Існують науково-технічні організації, конструкторські бюро, підприємства та університети.

ЛІТЕРАТУРА

1. Бруннер. В. Справочник по лазерной технике [Текст] / В. Бруннер. – М: Энергоатомиздат, 1991. – 544 с.
2. Мэйтлэнд. А. Введение в физику лазеров [Текст] / А. Мэйтлэнд, М. Данн. – М.: Наука, 1978. – С. 408.
3. Летохов В. С. Автостабилизация частоты световых колебаний лазера нелинейным поглощением в газе [Текст] / В. С. Летохов // Письма в ЖЭТФ. – 1969. – Т. 6, №4. – С. 597 – 600.
4. Негрийко А.М., Каналова Н.М., Бойко О.В., Мацнігів І.В. Гетеродинний фемтосекундний лазерний спектрометр [Текст] // Міжнародна конференція “Фізика в Україні”. – Одеса, 3-6 жовтня, 2005. – С. 171.
5. Шелехов В.Н. Принципы построения фундаментальной системы длин волн для многоволновой лазерной интерферометрии на основе стабилизированных по частоте полупроводниковых лазеров [Текст]: матеріали V Міжнародної НТК "Метрологія та вимірювальна техніка". Наукові праці. – 2006. – Т. 2. – С. 76 – 84.
6. Красногоров А.Ю. Формирование системы абсолютного измерения оптических частот лазеров на базе фемтосекундного лазера [Текст]: матеріали V Міжнародної НТК "Метрологія та вимірювальна техніка". Наукові праці. – 2006. – Т. 2.– С. 94 – 102.
7. Quinn T J. Practical realization of the definition of the metre, including recommended radiations of the other optical frequency standards [Text] / T J. Quinn // Meas. Sci. Tehnol. – 2003. – V. 40. – P. 103 – 133.
8. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения: пер. с англ. [Текст] / Ф. Риле. – М: Физматлит, 2009. – 512 с.
9. Басов Н.Г., Летохов В.С. Оптические стандарты частоты [Текст] / Н.Г. Басов, В.С. Летохов // УФН. – 1968. – Т. 96, №12. – С.96.
10. Бакланов В.Г., Покасов П.В. Оптические стандарты частоты и фемтосекундные лазеры [Текст] / В.Г. Бакланов, П.В. Покасов // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33, №5. – С. 383.
11. Багаев С. Н., Чеботаев В. П. Лазерные стандарты частоты [Текст] / С.Н. Багаев, В.П. Чеботаев // УФН. – 1986. – Т. 148. – С. 143.
12. Мачехин Ю. П. Оптические стандарты частоты Часть 1. He-Ne/12 лазеры [Текст] / Ю. П. Мачехин, А. М. Негрийко, Л. П. Яценко. – Харьков: Коллегиум, 2010. – 142 с.

13. Мачехин Ю. П. Оптические стандарты частоты. Часть 2. Nd:YAG/I2 твердотельные чип лазеры. Практика расчета и использования [Текст] / Ю. П. Мачехин, А. М. Негрийко, Л. П. Яценко. – Харьков: Коллегиум, 2011. – 132 с.
14. Holzwarth R., Udem Th., Hansch T.W., Wadsworth W. J. Optical Frequency Synthesizer for Precision Spectroscopy [Text] // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V.85. – issue 11. – P. 2264 – 2267.
15. Smith P. W. Stabilized single frequency output from a long laser cavity [Текст] / P. W. Smith // IEEE J. Quantum Electron. QE-1. – 1965. – P. 343 – 348.
16. Брославец Ю.Ю., Фомичев А.А., Коваль Ю.П. Кобякова М.Ш. Спектральные характеристики излучения микрочип-лазера с высококонцентрированной активной средой Nd:LSB и накачкой лазерным [Электронный журнал] «Исследовано в России». – Режим доступа :www/URL <http://zhurnal.mipt.rssi.ru/> – 1999.
17. Vitushkin L., Orlov O. A compact frequency – stabilized Nd:YVO4/KTP/I2 laser at 532 nm for laser interferometry and wavelength standards [Text] / L. Vitushkin, O. Orlov // Proceedings of SPIE..– 2005. – V. 5856. –P. 281 – 286.
18. Мачехин Ю. П. Оптические стандарты частоты. Часть 3. Полупроводниковые лазеры, особенности стабилизации частоты излучения, физические и конструктивные особенности [Текст] / Ю. П. Мачехин, А. М. Негрийко, Л. П. Яценко. – Харьков: Коллегиум, 2015. – 125 с.
19. Zayhowski, J. J. Frequency tuning of microchip lasers using pump-power modulation [Text] / J. J. Zayhowski, J. A Keszenheimer // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1992. – Т. 28, №4. – P. 1118 – 1122.
20. Björn, T. Pump-mode influence on the performance of end-pumped passively Q-switched lasers [Text] / T. Björn, Hansson, Arvidsson, Magnus, Friberg, T. Ari // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. – 2002. – V. 4, №1. – P. 29 – 32.
21. Brunel M. Wavelength locking of CW and Q-switched Er³⁺ microchip lasers to acetylene absorption lines using pump-power modulation [Text] / M. Brunel, M. Vallet // OPTICS EXPRESS. – 2007. – V. 15, №. 4. – P. 1612 – 1620.
22. Yarovitskii A.V., Velichanskii V.L. Limits of continuous frequency tuning of injection lasers with an external resonator [Text] / A.V. Yarovitskii, V.L. Velichanskii // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1995, V. 22, №8. – P. 796 – 800.

23. Duraev V.P., Medvedev V.P., Tunable single-frequency semiconductor lasers, *Physics and technology of semiconductors* [Текст] / V.P. Duraev, V.P. Medvedev // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 2014. – V. 48, № 1. P. 125 – 128.
24. Miroshnichenko G.P., (2011) Sources and detectors of single photons based on micro and nano optical structures [Текст] / G.P. Miroshnichenko // *Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics*. – V. 2, № 1. – P. 46 – 63.
25. Scott A. Diddams, David J. Jones, Jun Ye Hall f Jinendra K. Ranka and Robert S. Windeler Ronald Holzwarth, Thomas Udem, and T. W. Hansch. Direct Link between Microwave and Optical Frequencies with a 300 THz Femtosecond Laser Comb [Текст] // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – V.84. – 22. – P .5102 – 5105.
26. Udem Th. R., Holzwarth T. W. Hansch Optical frequency metrology [Текст] / Th. Udem, R. Holzwarth, T. W. Hansch // *Nature*. – 2002. – V. 416. – P. 233 – 237.
27. Schnatz Harald 2003 Measurement of optical frequencies and frequency ratios [Текст] // *Meas. Sci. Tehnol.* – 2003. – V. 14. – P. 1200 – 1215.
28. Lukin K.A, Kulyk V.V., Mogyla A.A. Spectral Interferometry method and autodyne (self-mixing) effect for Noise Radar Application [Текст]: Proc. Int. Workshop on the Noise Radar Technology, 2002 Sept., 18 – 20, Yalta, Cremea, Ukraine. –P.179 – 186.
29. Могила А.А, Лукин К.А., Кулик В.В. Статистическая погрешность измерения расстояния методом спектральной интерферометрии [Текст] / А.А.Могила, К.А.Лукин, В.В.Кулик // *Радиофизика и электроника*. – 2000. – Т. 5, №1. – С. 16 – 170.
30. Рябухо В.П. Когерентно-оптические методы в измерительной технике и биофотонике [Текст] /В.П. Рябухо, В.В. Лычагов, А.Л. Кальянов, И.В. Федосов; под ред. проф.: Рябухо В.П. и Тучина В.В. – Саратов: Саттелит, 2009. – 127 с.
31. Орнатский П.П. Теоретические основы информационно-измерительной техники [Текст] / П.П. Орнатский. – Киев: Вища школа, 1983. – 456 с.
32. Коломийцев Ю.В. Интерферометры. Основы инженерной теории. Применение [Текст] / Ю.В. Коломийцев. – Л.: Машиностроение, 1976. – 296 с.
33. Оптический производственный контроль [Текст]: под ред. Д. Малакары. – М.: Машиностроение, 1985. – 400 с.
34. Оптические измерения [Текст]: под ред. Д.Т. Пуряева. – М.: Машиностроение, 1987. – 264 с.

35. Мошкин Б.Е. Интерферометрический метод измерения [Текст] / Б.Е. Мошкин, Б.С. Майоров // Оптический журнал. – 2007. – Т. 74, № 2. – С. 24 – 27.
36. Bhattacharyya D., Ray A., Dutta B.K., Ghosh P.N. // Opt. Laser Technol. – 2002. – Vol. 34, № 1. – P. 93 – 96.
37. Chatterjee S. // Opt. Eng. – 2003. – Vol. 42, № 11. – P. 3235 – 3238.
38. Chatterjee S., Kumar Y.P. // Opt. Laser Technol. – 2007. – Vol. 39, №3. –P. 662 – 668.
39. Chatterjee S., Kumar Y.P. // Appl. Opt. – 2009. – Vol. 48, № 8. P. 1598 – 1605.
40. Ляликов А.М. // Письма в ЖТФ. – 2010. – Вып. 20. – Т. 36. – С. 87–94.
41. Буть А.И., Ляликов А.М. // Опт. и спектр. – 2010. – Т. 109, № 4. С. 696 – 701.
42. Chatterjee S., Kumar Y.P. // Opt. Commun. – 2011. – Vol. 284, № 1. – P. 57 – 63.
43. Буть А.И., Ляликов А.М. // Опт. и спектр. – 2012. – Т. 112, № 6. – С. 1018 – 1023.
44. Malacara D., Servin M., Malacara Z. Interferogram Analysis for Optical Testing. [Text] / D. Malacara, M. Servin, Z. Malacara. – Boca Raton: Taylor & Francis Group, 2005. – 568 p.
45. Ляликов А.М. // Квант. электрон. – 2010. – Т. 40, № 12. – С. 1141 –1145.
46. Ляликов А.М. // Письма в ЖТФ. – 2013. – Вып. 13 – Т. 39. – С. 62–69.
47. Нагибина И.М. Интерференция и дифракция света [Текст] / И.М. Нагибина. – Л.: Машиностроение, 1985. – 333 с.
48. Вест Ч. Голографическая интерферометрия [Текст] / Ч. Вест. – М.: Мир, 1982. – 504 с.
49. Бекетова А.К. Голографическая интерферометрия фазовых объектов [Текст] / А.К. Бекетова, А.Ф. Белозеров, А.Н. Березкин. – Л.: Наука, 1979. – 232 с.
50. Фатеев В.Ф. Космические измерители параметров гравитационного поля [Текст] / В.Ф. Фатеев // Альманах современной метрологии. – 2015. – №3. – С. 32 – 39.
51. Грушинский Н.П. Теория фигуры Земли: учеб. для вузов [Текст] / Н.П. Грушинский. – 2-е изд., перераб. – М.: Наука, 1976. – 512 с.

52. Татевян С.К. Глобальная геодезическая система наблюдения GGOS. Научные задачи и перспективы [Текст]: материалы конференции «Современные проблемы зондирования Земли из космоса», 11 – 14 ноября 2008 г. – М: ИКИ РАН.
53. Vitushkin L. Measurement standards in gravimetry, 2008 . Proceedings of International Symposium “Terrestrial Gravimetry. Static and Mobile Measurements TGSMM-2007”.– St Petersburg, Russia, State Research Center of Russia Electropribor, P. 98 – 105.
54. Drinkwater M., Haagmans R., Muzi D., Kern M. «The goce gravity mission: esa’s first core earth explorer», Proceedings of the 3rd International GOCE User Workshop, 6 – 8 November. – Frascati, Italy, 2006.
URL:http://earth.esa.int/workshops/goce06/participants/11/pres_drinkwater_11.pdf
55. Брагинский В.Б Измерение малых сил в физических экспериментах [Текст] / В.Б. Брагинский, А.Б. Манукин. – М.: Наука, 1974. – 152 с.
56. Авдудевский В.С. Пространственная эволюция остаточных ускорений на борту космических аппаратов [Текст] / В.С. Авдудевский, В.Б. Дубовской // Космические исследования. – 1988. – Вып. 4.– Т. 27.
57. Дубовской В.Б., Леонтьев В.И., Пшеняник В.Г., Сбитнев А.В. Методы уточнения глобальной модели гравитационного поля [Текст]: материалы IX НТК «Системы наблюдения, мониторинга и дистанционного зондирования Земли». – М.: МНТОРЭС им. А.С.Попова, 2012. – С. 383 – 388.
58. Красовский А.А., Румянцев Е.А., Сучков А.И. Вавилов Ю.А. Одноканальные двумерные измерительные и управляющие системы [Текст]: труды ВВИА им. проф. Н.Е. Жуковского: вып. 1207. – Издание Академии, 1967. – 345 с.
59. Wills W. C. Spaceborne gravity gradiometers [Text]: NASA Conference Publication 2305, 28-March 1984, edited by William C., Wells. – 76 p.
60. Сорока А.И., Фатеев В.Ф. Способ измерения гравитационного градиента [Текст]: авт. свид. на изобретение №1108892, приоритет от 02.09.1982.
61. Сорока А.И., Фатеев В.Ф., Лапин А.М. Гравитационный градиентометр [Текст]: авт. свид. на изобретение №1108893, приоритет от 02.09.1982.
62. Сорока А.И., Микаэльян С.В., Полубехин А.И., Цыганков В.Ю., Попадьев В.В. Аэрокосмическая гравиградиентометрия, её статус, перспективы дальнейшего развития и возможного инновационного использования [Текст]: материалы Всероссийской научно-технической конференции “XI Научные

чтения, посвященные памяти Н.Е. Жуковского”./ Сборник докладов. – М.: Издательский дом Академии имени Н.Е. Жуковского, 2014. – С. 341 – 343.

63. GRACE launch [Text]: National aeronautics and space administration (NASA). – Press Kit, March 2002. – P. 2 –3.

64. Jason-1 Altimetry Mission. [Электронный ресурс] / Сайт «Sharing Earth Observation Research – eoPortal. – Режим доступа: http://www.eoportal.org/directory/pres_Jason1AltimetryMission.html. – 20.08.2019.

65. Poseidon-3 [Электронный ресурс] / Сайт «CEOS EO Handbook: Instrument SummarySTRUMENT SUMMARY– POSEIDON-3» – Режим доступа: <http://database.eohandbook.com/database/instrumentsummary.aspx?instrumentID=829>. – 16.08.2019 г.

66. Жуков Е.Т., Иванов Д.В., Курдубов С.Л. Сличение удаленных стандартов частоты и времени методом РСДБ [Текст]: материалы 4-й Всероссийской конференции «Фундаментальное и прикладное координатно-временное и навигационное обеспечение (КВНО-2011), 10-14 октября 2011 г. – С-Петербург :«Труды ИПА РАН»: вып. 23, 2012. – С. 125 – 130.

67. Садовников М.А., Федотов А.А., Шаргородский В.Д. Высокоточная односторонняя дальнометрия: состояние и перспективы применения в ГЛОНАСС [Текст]: материалы 4-й Всероссийской конференции «Фундаментальное и прикладное координатно-временное и навигационное обеспечение (КВНО-2011), 10–14 октября 2011 г. – С-Петербург :«Труды ИПА РАН»: вып. 23, 2012. – С. 61 – 69.

68. Petit G., Lusum B. International Earth Rotation and Reference System Servis (IERS) [Text]: Conventions 2010 // IERS Technical Note/ – Frankfurt № 36.

69. Ринкевичус Б.С. Лазерная анемометрия [Текст] / Б.С. Ринкевичус. – М.: Энергия, 1978. – 350 с.

70. Дубнищев Ю.Д. Методы лазерной доплеровской анемометрии [Текст] / Ю.Д. Дубнищев, Б. С. Ринкевичус. – М.: Наука, 1991. – 268 с.

71. Ринкевичюс Б. С. Лазерная диагностика потоков [Текст] / Б.С. Ринкевичюс. – М.: Изд-во. МЭИ. 1990. – 287 с.

72. Griffith J. A. R., Duxbury G. Laser Heterodyne Spectroscopy, Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences [Text] / J. A. R. Griffith, G. Duxbury // New Techniques in Optical and Infrared Spectroscopy. – 1982. – Vol. 307, №. 1500, Nov. 12. – P. 563 – 571.

73. Machekhin Yu. P., Gnatenko A. S., Kurskoy Yu. S. Laser Anemometry Method For Particle Velocity Measu Yu. S.rement In The Bose-Einstein Condensate

[Text] / Yu. P. Machekhin, A. S. Gnatenko, Yu. S. Kurskoy // Telecommunications and Radio Engineering. – 2018. – Vol. 77, № 17. – P. 1555 – 1563.

74. Бенедек Дж. Спектроскопия оптического смещения и ее приложения к задачам физики, химии, биологии и техники [Текст] / Дж. Бенедек // УФН. – 1972. – Т. 106, № 3. – С. 481 – 504.

75. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения [Текст]. Ч. 1./ Г. Дженкинс, Д. Ваттс. – М.: Мир, 1971. – 320 с.

76. Статистические методы для ЭВМ [Текст]: пер. с англ. / под ред. К. Эйнслейна, Э. Рэлстоуна, Г.С. Уилфа. – М.: Наука, гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. – 464 с.

77. Welch P.D. The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra: A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms [Text] / P.D.Welch // IEEE Trans. on Audio and Electroacoustics. – 1967 – Vol. Au-15, №. 12, P. 70 – 73.

78. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных [Текст] / Дж. Бендат, А. Пирсол. – М.: Мир, 1989. – 540 с., ил.

79. Оптические методы исследования потоков [Текст] / Ю. Н. Дубнищев, В. А. Арбузов, П. П. Белоусов, П. Я. Белоусов. – Новосибирск: Сибирское университетское издательство, 2003. – 450 с.

80. Lefevre H. The Fiber – Optic Gyroscope [Text] / H. Lefevre . – Artech House, 1993. – 499 p.

81. Коркишко Ю.Н. Высокоточный волоконно-оптический гироскоп с линейным цифровым выходом [Текст] / Ю.Н. Коркишко, В.А. Федоров, В.Е. Прилуцкий В.Г. Пономарев и др. // Гироскопия и навигация. – 2004, №1. – С. 69 – 82.

82. Прилуцкий В.Е. Интерферометрические волоконно-оптические гироскопы с линейным выходом [Текст] / В.Е. Прилуцкий, В.Г. Пономарев, В.Г. Марчук, М.А. Фенюк, Ю. Н. Коркишко, В.А. Федоров и др. // Гироскопия и навигация. – 2004, №3. – С. 62– 72.

83 Korkishko Yu.N., Fedorov V.A., Feoktistova O.Y. LiNbO₃ Optical Waveguide Fabrication by High-Temperature Proton Exchange [Text] / Yu.N. Korkishko, V.A. Fedorov, O.Y. Feoktistova O.Y. // J. Lightwave Technology. – 2000. – Vol. 18.– P. 562 – 568.

84 Korkishko Yu.N., Fedorov V.A., Kostritskii S.M., Alkaev A.N., Paderin E.M., Maslennikov E.I., Apraksin D.V. Multifunctional integrated optical chip for fiber optical gyroscope fabricated by high temperature proton exchange [Text] / Yu.N Korkishko, V.A. Fedorov, S.M. Kostritskii, A.N. Alkaev, E.M. Paderin, E.I.

Maslennikov, D.V. Apraksin // Integrated Optical Devices: Fabrication and Testing, G.C. Righini, Editor, Proc. SPIE. – 2003. – Vol. 4944 – P. 262 – 267.

85 Frigo N.J. Optical Kerr effect in fiber gyroscopes: effects of nonmonochromatic sources [Текст] / N.J. Frigo, L. Goldberg., J.F. Weller, S.C. Rashleigh // Opt.Lett. – 1983. – V.8 – P.119.

86 Lin S., Giallorenzi T.G. Appl.Optics. – 1979, V.18. – P. 915.

87 Davis J.L., Ezekiel S. Proc.SPIE. – V.157. – P. 131.

88 Программа и методика исследования характеристик волоконно-оптических датчиков вращения. Проект ЦНИИ «Электроприбор». – 2004.

89 Лемтюжников Д. С. Элементарный курс оптики и дальномеров [Текст] / Д. С. Лемтюжников. – М.: Воениздат, 1993. – 151 с.

90 Байбородин Ю. В. Основы лазерной техники [Текст] / Ю. В. Байбородин; Второе издание, переработанное и дополненное. – К.: Вища шк. Головное изд-во, 1988. – 146 с.

91 Аснис Л. А. Лазерная дальнометрия [Текст] / Л. А. Аснис, В. П. Васильев, В. Б. Волоконский и др.; под ред. В. П. Васильева и Х. В. Хинрикус. – М.: Радио и связь, 1995. – 257 с.

92 Барышников Н. В. Приемопередающие устройства лазерных локационных изображающих систем [Текст] / Н. В. Барышников, В. Б. Бокшанский, В. Е. Карасик. – М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2004. – 84 с.

93 Дерягин В. Н. Импульсно-фазовый светолокационный дальномер ГДФИ 1 / В. Н. Дерягин, С.С. Баркалов // Оптико-механическая промышленность. – 1970, №6. – С. 27 – 29.

94 Ламанов А. Л. Макет импульсно-фазового светодальномера с СВЧ модуляцией излучения инжекционного ОКГ [Текст] / А. Л. Ламанов, Ю. В. Попов, Ф. З. Эмдин // Оптико-механическая промышленность. – 1976, № 9. – С.17 – 19.

95 Кортев Н. В. Импульсно-фазовый светодальномер [Текст] / Н. В. Кортев, Ф. З. Эмдин, Ю. Л. Дегтярь // Геодезия и фотограмметрия в горном деле. – Свердловск, 1980. – Вып. 7. – С. 58 – 62.

96 Волконский В. Б. Импульсно-фазовый дальномер на твердотельном лазере [Текст] / В. Б. Волконский, Ю. В. Попов, С. А. Чижов и др.: тез. докл. на Всесоюз. конф. «Метрология в дальнометрии» – Х.: 1988. – С. 40 – 42.

97 Возницкий М.В. Получение и обработка информации в импульсных лазерных дальномерах [Текст] / М.В. Возницкий // Оптический журнал,. – 1993. – №11 – С. 15 – 32.

98 Вильнер В.Г. Оценка возможностей светолокационного импульсного измерителя дальности с накоплением [Текст] / В.Г.Вильнер // Фотоника – 2007. – № 6. – С.22 – 26.

99 Устройство временной привязки лазерного даль номера [Текст]: пат. РФ № 2341770 по з-ке № 2007122012; заявл. 15.06.2007 / В.Г. Вильнер и др.; Бюл. №31.

100 US pat. № 6753950. Optical distance measurement [Текст] / John Morcom. – June 22, 2004. '

101 Дерягин В. Н. Малогабаритный импульсно-фазовый светодальномер ГДФИ-3 с цифровым выходом на основе полупроводникового квантового генератора [Текст] / В. Н. Дерягин, С. С. Баркалов, Ю. В. Попов // Оптико-механическая промышленность. – 1972, № 7.– С. 23 – 27.

102 Дерягин В. Н. Высокоточный импульсный светодальномер ГДФИ-2 с фазовой индикацией на основе неохлаждаемого ПКГ [Текст] / В. Н. Дерягин, С. С. Баркалов, Ю. В. Попов // Оптико- механическая промышленность. – 1970, №12. – С. 27 – 31.

103 Лазерный неконтактный датчик высоты [Текст]: пат. 73066 Рос. Федерация: МПК7 F 42 C 13/02 / Батурин А. Г., Баннов В. Я., Мешков Е. Ю.; заявл. 27.12.2007; опубл. 10.05.200.

104 Акмаров К.А. Расчет оптических систем в програмных пакетах Zemax, Code V и OSLO [Текст]/К.А. Акмаров, М.А. Глухов, А.Г. Максимов, Е.А. Шипулин, К.В. Шишаков. – Ижевск: ИжГТУ, 2007. – 105с.

105 Harold J., Metcalf and Peter van der Straten. Laser Cooling and Trapping [Text]. – Springer Verlag, Graduate texts in Contemporary Physics. – 1999.

106 Pethick C.J., Smith H. Bose-Einstein condensation in Dilute Gases [Text]. – Cambridge University Press, Second edition. – 2008. Chapter 4.

107 Ivanov D. A., Ivanova T. Yu., Feedback-enhanced self-organization of atoms in an optical cavity [Text] // Pis'ma v Zh. Eksper. Teoret. Fiz. – 2014, Volume 100, Issue 7, 5. – P. 36 – 541

108 Carr L. D., DeMille D., Krens R. V, Cold and ultracold molecules: .science, technology and applications [Text] // New J. Phys. – 2009, №11, 055049.

109 Mekhov I. B., Ritsch H. Quantum optics with ultracold quantum gases: towards the full quantum regime of the light–matter interaction [Text] // J. Phys. – 2012, №45, 102001.

110 Ritsch H., Domokos P, Brennecke F., Esslinger T. Cold atoms in cavity-generated dynamical optical potentials [Text], Rev. Mod. Phys. – 2013, № 85. – P. 553.

- 111 Domokos P., Ritsch H. Collective Cooling and Self-Organization of Atoms in a Cavity [Text] // Phys. Rev. Lett. – 2002, № 89, 253003.
- 112 Black A. T., Chan H.W., Vuletic V. Observation of Collective Friction Forces due to Spatial Self-Organization of Atoms: From Rayleigh to Bragg Scattering [Text] // Phys. Rev. Lett. – 2003, № 91, 203001.
- 113 Black A.T, Thompson J.K., Vuletic V., Collective light forces on atoms in resonators [Text] // J. Phys. B. – 2005, № 38, 605.
- 114 Baumann K. Guerlin C., Brennecke F., Esslinger T. Dicke quantum phase transition with a superfluid gas in an optical cavity [Text] // Nature London. – 2010, 464 p.
- 115 Arnold K. J., Baden M. P., Barrett M. D. Self-Organization Threshold Scaling for Thermal Atoms Coupled to a Cavity [Text] // Phys. Rev. Lett. – 2012, 109, 153002.
- 116 Steck D. A., Jacobs K., Mabuchi H., Bhattacharya T. Quantum Feedback Control of Atomic Motion in an Optical Cavity [Text] // Phys. Rev. Lett. – 2004, №92, 223004.
- 117 Maunz P. Puppe T., Schuster I., Syassen N., Pinkse P.W. Cavity cooling of a single atom [Text] – Nature. – 2004, 4296978.
- 118 Raizen M. G., Koga J, Sundaram B., Kishimoto Y, Takuma H., Stochastic cooling of atoms using lasers Phys [Text] // Rev. A. – 1998, № 58, 4757.
- 119 Averbukh I. S., Prior Y. Laser Cooling in an Optical Shaker // Phys. Rev. Lett. – 2005, № 98, 153002D. Wallentowitz S. Transverse confinement in stochastic cooling of trapped atoms // J. Opt. B. – 2004, № 6, S524.
- 120 Nagy D., Szirma G., Domokos P. Self-organization of a Bose-Einstein condensate in an optical cavity // Eur. Phys. J. D. – 2008, № 48, 127.
- 121 Moore M. G. Meystre P. Theory of Superradiant Scattering of Laser Light from Bose-Einstein Condensates [Text] // Phys. Rev. Lett. – 1999, № 83, 5202.
- 122 Brennecke F., Ritter S., Donner T., Esslinger T. Cavity – Optomechanics with a Bose-Einstein Condensate Science. –2008, 322, 235.
- 123 Kurskoy Yu.S., Machekhin Yu.P., Gnatenko A.S. Entropy Evaluation of the Laser Cooling Process, J. Nano- Electron. // Phys. – 2018, № 5, 05030.

Наукове видання

Мачехін Юрій Павлович
Гнатенко Олександр Сергійович
Курський Юрій Сергійович
Семенець Валерій Васильович
Неофітний Михайло Васильович

ЛАЗЕРНІ, ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ ТА СИСТЕМИ

Частина 1

Лазерна інформаційно-вимірювальна техніка для задач військового призначення

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

Підп. до друку 8.11.2019. Формат 60×84 1/16. Гарнітура Таймс.
Умов. друк. арк. 9.75. Облік.-вид. арк. 7,8. Цифровий друк.
Наклад 100 прим. Зам. №; 2019-11

Видавець: ФОП Панов А.М.
Свідоцтво серії ДК № 4847 від 06.02.2015 р.
м. Харків, вул. Жон Мироносиць, 10, оф. 6,
тел. +38(057)714-06-74, +38(050)976-32-87
copy@vlavke.com

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