

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
МІСЬКОГО ГОСПОДАРСТВА імені О. М. БЕКЕТОВА

РОЗРАХУНОК І КОНСТРУЮВАННЯ ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННИХ ПРИЛАДІВ

НАВЧАЛЬНИЙ ПОСІБНИК

Харків
ХНУМГ ім. О. М. Бекетова
2021

УДК 628.955+681.78-047.84](075.8)

P65

Автори:

Литвиненко Анатолій Савелійович, кандидат технічних наук, доцент Харківського національного університету міського господарства імені О. М. Бекетова;

Петченко Гліб Олександрович, доктор фізико-математичних наук, професор Харківського національного університету міського господарства імені О. М. Бекетова;

Ляшенко Олена Миколаївна, кандидат технічних наук, доцент Харківського національного університету міського господарства імені О. М. Бекетова;

Діденко Олена Михайлівна, кандидат технічних наук, старший викладач Харківського національного університету міського господарства імені О. М. Бекетова

Рецензенти:

Тимофєєв Євген Петрович, доктор технічних наук, професор, провідний науковий співробітник Національного наукового центру «Інститут Метрології»;

Мачехін Юрій Павлович, доктор технічних наук, професор, завідувач кафедри фізичних основ електронної техніки Харківського національного університету радіоелектроніки

Рекомендовано до друку Вченою радою ХНУМГ ім. О. М. Бекетова, протокол № 13 від 27.08.2020.

Розрахунок і конструювання оптико-електронних приладів : навч. Р65 посібник / А. С. Литвиненко, Г. О. Петченко, О. М. Ляшенко, О. М. Діденко ; Харків. нац. ун-т міськ. госп-ва ім. О. М. Бекетова. – Харків : ХНУМГ ім. О. М. Бекетова, 2021. – 139 с.

ISBN 978-966-695-558-9

У книзі розглянуто питання переходу від електроніки до оптоелектроніки. Наведено класифікацію оптико-електронних приладів, схеми та методи їх роботи. Розглянуто оптичні елементи та системи оптико-електронних приладів, а також лазерні системи та їх застосування у різних сферах діяльності людини.

Навчальний посібник призначено для студентів технічних спеціальностей закладів вищої освіти.

УДК 628.955+681.78-047.84](075.8)

© А. С. Литвиненко, Г. О. Петченко,
О. М. Ляшенко, О. М. Діденко, 2021

ISBN 978-966-695-558-9

© ХНУМГ ім. О. М. Бекетова, 2021

ЗМІСТ

ВСТУП.....	5
1 ПЕРЕХІД ВІД ЕЛЕКТРОНІКИ ДО ОПТОЕЛЕКТРОНІКИ.....	6
2 ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ.....	9
2.1 Узагальнені схеми та методи роботи оптико-електронних приладів.....	10
2.2 Стисла класифікація оптико-електронних приладів.....	15
3 ЕЛЕМЕНТИ ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННИХ ПРИЛАДІВ.....	17
3.1 Джерела випромінювання оптико-електронних приладів.....	17
3.1.1 Теплові джерела випромінювання.....	17
3.1.2 Світлодіоди.....	19
3.1.3 Лазери.....	22
3.1.4 Управління щільністю лазерного випромінювання.....	28
3.2 Приймачі випромінювання оптико-електронних приладів.....	33
3.2.1 Фотоелектричні приймачі випромінювання.....	34
3.2.2 Фотохімічні приймачі випромінювання.....	42
3.2.3 Теплові приймачі випромінювання.....	43
3.2.4 Оптичні багатоходові трап-детектори.....	46
3.2.5 Порівняльна характеристика приймачів випромінювання.....	49
3.3 Електронні елементи оптико-електронних приладів.....	51
4 ОПТИЧНІ ЕЛЕМЕНТИ ТА СИСТЕМИ ОПТИКО- ЕЛЕКТРОННИХ ПРИЛАДІВ.....	65
4.1 Відбивальні оптичні системи.....	65
4.2 Заломлювальні оптичні системи.....	70
4.2.1 Лінзові елементи.....	70
4.2.2 Призматичні елементи.....	72
4.2.3 Оптичні системи оптико-електронних приладів.....	72
4.3 Об'єктиви телескопічних систем.....	73
4.4 Окуляри телескопічних систем.....	75
4.5 Обертальні призми й системи призм.....	85
4.6 Призначення колектива у телескопічній системі.....	87

5 ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННІ ЛАЗЕРНІ СИСТЕМИ	90
5.1 Лазерна установка для зварювання.....	90
5.2 Доплерівський анемометр.....	92
5.3 Лазерний гіроскоп.....	94
5.4 Лазерна інтерферометрична вимірювальна система.....	95
5.5 Імпульсний лазерний далекомір.....	96
5.6 Лазери в дослідженні навколишнього середовища.....	98
5.7 Лазери у військовій справі.....	104
5.7.1 Система виявлення та знищення безпілотних літаючих апаратів.....	106
5.8 Лазерні системи зв'язку.....	109
5.8.1 Фізична модель системи зв'язку.....	110
5.8.2 Імпульсні й цифрові системи в'язку.....	112
6 ТЕЛЕСКОПІЧНІ СИСТЕМИ.....	116
6.1 Принципова схема телескопічної системи. Основні оптичні характеристики.....	116
6.2 Прості телескопічні системи. Зорові труби Кеплера та Галілея.....	119
7 ГАБАРИТНІ РОЗРАХУНКИ ОПТИЧНИХ СИСТЕМ.....	124
7.1 Задачі габаритного розрахунку.....	124
7.2 Габаритні розрахунки оптичних деталей.....	125
7.3 Габаритні розрахунки телескопічних систем.....	129
7.4 Габаритний розрахунок зорової труби Кеплера.....	132
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	136

ВСТУП

На сьогодні оптико-електронні прилади використовуються при виконанні найрізноманітніших завдань: при лінійних і кутових вимірах, автоматичному стеженні й управлінні, дослідженні природних ресурсів і довкілля, обробці оптичних зображень. Їх застосовують у всіх галузях народного господарства, науки, техніки, і сфери використання цих приладів безперервно розширюються.

Метою посібника «Розрахунок і конструювання оптико-електронних приладів» (РКОЕП), є формування знань теоретичних і практичних, навичок, пов'язаних зі специфікою проєктування точних оптичних приладів.

Цей посібник складений згідно з діючою програмою відповідної дисципліни. У ньому розглядаються схеми й методи роботи оптико-електронних приладів, елементи оптоелектронних приладів (ОЕП): джерела випромінювання, приймачі, оптичні та електронні елементи схем. Розглянуто роботу лазерних оптико-електронних приладів, лазерну систему оптичного зв'язку. Розглянуті прості телескопічні системи та габаритні розрахунки оптичних деталей.

Наприкінці посібника наведено габаритний розрахунок зорової труби, що знадобиться студентам у процесі виконання курсової роботи.

Посібник буде корисним при вивченні студентами світлотехніками основ РКОЕП, виконанню курсової роботи, при підготовці до проведення практичних занять, а також при вивченні інших навчальних дисциплін, які викладаються на кафедрі «Світлотехніки та джерел світла» та споріднених кафедрах.

1 ПЕРЕХІД ВІД ЕЛЕКТРОНІКИ ДО ОПТОЕЛЕКТРОНІКИ

Серед приладів, зґрунтованих на використанні електромагнітного випромінювання, особливе місце займають ОЕП, яким властиві висока точність, швидкодія, можливість обробки багатовимірних сигналів та інші цінні для практики властивості. Оптоелектроніка розвинулася на основі сучасної електроніки, яка використовує переважно електронні явища в твердих тілах (насамперед, у напівпровідниках) і прилади, зґрунтовані на цих явищах, – напівпровідникові прилади. Електронні явища відрізняються великою чутливістю до сигналу, що управляє, функціональною гнучкістю, високою швидкодією та універсальністю. Проте у процесі розвитку напівпровідникової електроніки з'ясувалися серйозні обмеження застосування електронних явищ і систем на їх основі. Зокрема, електронні системи мають низьку завадостійкість унаслідок сильного взаємного впливу елементів (при досягнутому рівні щільності монтажу). Вирішення цієї проблеми традиційними для електроніки методами не призводить до коректних рішень. Наприклад, маса комплексу кабелів, що сполучають електронно-обчислювальні машини (ЕОМ) з датчиками й індикаторами в 250 разів перевищує масу самої бортової літакової електронної обчислювальної машини. Зростання маси кабелів передусім обумовлене необхідністю захисту каналів передачі інформації від завад і від взаємного впливу каналів один на одного. Електронні канали передачі інформації мають й інші серйозні недоліки. Це передусім наростаючий дефіцит міді й великі витрати на виготовлення дротів і кабелів. Крім того, величезні витрати на обладнання та підтримка його в переповнених підземних колекторах, у яких розташовані кабелі зв'язку.

Особливі труднощі забезпечення електричної ізоляції створилися в електронних системах, що мають значний перепад електричної потужності від елемента до елемента. Так, типовий електронний пристрій – перетворювач містить схему управління, яка визначає логіку роботи перетворювача й будується на інтегральних мікросхемах (ІС), і силову частину, яка працює безпосередньо на навантаження та перемикає великі потужності. Очевидна суперечність відповідно схеми управління на ІС, що має малу завадо захищеність, і потужною силовою частиною, що є джерелом сильних перешкод. Наведені приклади ілюструють, наскільки гострими стали в сучасних електронних системах проблеми електричної ізоляції та підвищення інформаційної ємності каналів.

Сучасна електроніка не вирішила й не могла остаточно вирішити проблему комплексної, тобто повної, все охопної мікромініатюризації електронної апаратури. Такі традиційні елементи, як трансформатори, реле, контакти, змінні резистори, погано поєднуються з інтегральними компонентами через наявність деталей, що переміщуються, і великі габарити.

Варто зауважити, що в сучасних електронних апаратах на частку саме цих елементів (змінних резисторів, реле тощо) припадає більша частина об'єму й маси, споживаної потужності, відмов, вартості (іноді вище 90–95 %).

Сучасна електроніка практично досягла теоретичної межі як за швидкістю передачі інформації (швидкодії), так і за обсягом пам'яті пристрою зберігання даних ЕОМ. Водночас обсяг інформації, що переробляється, безперервно збільшується.

Рішення подібних проблем, як довели дослідження, можливо за умови спільного використання електронних і оптичних явищ у напівпровідниках, тобто при переході від електроніки до оптоелектроніки. Отже, оптоелектроніка – це розділ науки й техніки, що вивчає як оптичні, так і електронні явища в речовинах, їхні взаємні зв'язки та перетворення, а також прилади, схеми й системи, створені на основі цих явищ.

Елементну базу оптоелектроніки становлять оптоелектронні прилади.

Оптоелектронний прилад – це прилад, який використовує для своєї роботи електромагнітне випромінювання оптичного діапазону. Загалом елементна база сучасної оптоелектроніки досить різноманітна й включає такі групи приладів:

1) оптовипромінювачі: лампи, лазери та світловипромінювальні діоди;

2) фотоелектричні приймачі випромінювання (фотоприймачі): фоторезистори й фотоприймачі з р-n-переходом;

3) прилади, що керують випромінюванням: модулятори, дефлектори, керовані транспаранти тощо;

4) прилади для відображення інформації – індикатори, індикаторні панелі;

5) прилади для електричної ізоляції – оптрони;

б) оптичні канали зв'язку й оптичні запам'ятовувальні пристрої: волоконно-оптичні світловоди, запам'ятовуючі (постійні та реверсивні) середовища.

Основу будь-якої оптоелектронної системи становлять оптовипромінювачі, які насамперед підрозділяються на джерела когерентного (лазери) і некогерентного (переважно, світловипромінювальні діоди) випромінювання. Пристрої когерентної (лазерної) оптоелектроніки й некогерентної оптоелектроніки різко відрізняються один від одного принципом генерації, поширення та реєстрації сигналів. Ці пристрої мають різні вимоги до параметрів, виконують різні завдання, мають різний рівень технічного розвитку.

Тому розрізняють:

- 1) когерентну оптоелектроніку, основу якої становить когерентне лазерне випромінювання;
- 2) некогерентну оптоелектроніку, в пристроях якої когерентність оптичних коливань не використовується.

Перспективи розвитку когерентної оптоелектроніки визначають такі її принципові гідності як:

1) висока інформаційна ємність оптичного каналу, пов'язана з тим, що частоти оптичних коливань (10^{13} – 10^{15} ГГц) у 10^3 – 10^5 разів вище, ніж в освоєному діапазоні радіохвиль. Мала довжина хвилі оптичних коливань забезпечує високу щільність запису інформації в оптичних запам'ятовувальних пристроях (близько 10^8 біт/см²);

2) оскільки оптичний сигнал характеризується частотою, фазою, поляризацією та амплітудою, є можливість подвійної – часової та просторової модуляції оптичного сигналу, а отже, можливість працювати з цілими зображеннями або зі зміною оптичних сигналів у просторі;

3) завдяки малій довжині хвилі оптичного випромінювання з'являється можливість подальшої мікромініатюризації функціональних компонентів і переходу до середовища з розподіленими параметрами, що створює ідеальну основу для створення пристроїв функціональної електроніки.

Некогерентна оптоелектроніка на сучасному етапі виступає як доповнення розвинутої потужної електроніки та мікроелектроніки, істотно розширюючи функціональні можливості електронної апаратури. Наявність електричної ізоляції дає низку переваг, недоступних чисто електронним ланцюгам: за допомогою низьких напруг можна керувати дуже високими

напругами (до сотень кіловольт), що визначається тільки електричною міцністю ізоляції; легко зв'язуються ланцюга з різними частотами, зокрема, постійний струм можна перетворити в змінний; те саме можна сказати про управління потужними (силовими) ланцюгами від малопотужних; зростає перешкодозахищеність схем, оскільки оптичні канали зв'язку не схильні до електромагнітних перешкод.

Технічні зміни, які одержали пристрої електроніки, радіотехніки й зв'язку, обчислювальної техніки, автоматики, кібернетики з розвитком оптоелектроніки, настільки значні, що їх не можна віднести до розряду кількісних змін. Оптоелектроніка – якісно новий етап у розвитку електронної техніки.

Розвиток сучасних ОЕП невіддільний від прогресу у багатьох суміжних галузях науки, техніки, всього народного господарства. Застосування ОЕП в сукупності з ЕОМ або введення до складу ОЕП мікропроцесорів вже сьогодні дає змогу помітно розширити можливості ОЕП, наприклад, значно підвищити їх точність і швидкодію, а в низці випадків вирішувати недоступні їм раніше завдання.

Освоєння космосу, створення лазерів, розвиток обчислювальної техніки стали потужними стимулами розвитку ОЕП. Такі глобальні для всього людства проблеми, як забезпечення безпеки, контроль метеорологічних і кліматичних процесів, оцінка стану природних ресурсів і впливу людської діяльності на навколишнє середовище, подальше освоєння космосу й низки інших, не можна вирішити без широкого використання ОЕП.

Питання для самоперевірки

1. Які обмеження застосування електронних явищ і систем на їх основі виникли в процесі розвитку напівпровідникової електроніки?
2. Який прилад називається оптоелектронним?
3. Як збільшення обсягу інформації позначилось на розвитку оптоелектроніки?
4. У чому полягає відмінність когерентної та некогерентної оптоелектроніки?

2 ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ

Властивості електромагнітного випромінювання широко використовуються в сучасній науці й техніці, особливо в безконтактних, дистанційних пристроях контролю, вимірювання, передачі та перетворення інформації, збору й передачі енергії тощо. Особливе місце серед приладів займають ОЕП.

Оптико-електронними називаються прилади, в яких інформація про досліджуваний або спостережуваний об'єкт переноситься оптичним випромінюванням (міститься в оптичному сигналі), а її первинна обробка супроводжується перетворенням енергії випромінювання в електричну енергію. До складу цих приладів входять як оптичні, так і електронні ланки, до того ж і ті, й інші виконують основні функції цього приладу, а не є допоміжними пристроями (наприклад, вузлами підсвічування відлікових шкал, пристроями термостабілізації і тощо).

2.1 Узагальнені схеми та методи роботи оптоелектронних приладів

Дія ОЕП заснована на прийомі й перетворення електромагнітного випромінювання в різних діапазонах оптичної області спектра, тобто в ультрафіолетовій (УФ), видимій та інфрачервоній (ІЧ) частинах його. Одна з можливих узагальнених схем роботи ОЕП зображена на рисунку 2.1. Джерело випромінювання створює матеріальний носій корисної інформації – потік випромінювання. Цим джерелом може бути сам досліджуваний об'єкт. Часто джерело випромінювання доповнюється передавальною оптичною системою, яка спрямовує потік на досліджуваний об'єкт або безпосередньо в приймальню оптичну систему (якщо спостерігається саме джерело). Приймальна оптична система збирає потік, випромінюваний спостережуваним об'єктом чи відбитий від нього, формує цей потік і направляє його на приймач випромінювання. Приймач перетворює сигнал, який передає потоком випромінювання (оптичний сигнал), в електричний.

Джерело випромінювання (з передавальною оптичною системою), приймальна оптична система, приймач випромінювання, а іноді й перші ланки наступного за приймачем електронного тракту утворюють систему первинної обробки інформації ОЕП. Призначення її є отримання сигналу (інформації) від спостережуваного або досліджуваного об'єкта у вигляді,

зручному для подальшої обробки або використання. Вихідний блок формує сигнал, за своїми параметрами відповідає вимогам одержувача інформації.



Рисунок 2.1 – Узагальнена схема роботи ОЕП

Крім досліджуваного об'єкта («корисний» випромінювач), на рисунку 2.1 зображені можливі на практиці «шкідливі» випромінювачі (фони, перешкоди). Взаємне розташування ланок може бути й дещо іншим. Окремі ланки на практиці являють собою досить складні пристрої, наприклад, до складу джерела випромінювання можуть входити передавальна оптична система, фільтри, модулятор тощо. Іноді в склад ОЕП не входять деякі з перелічених ланок. Це визначається зазвичай методом роботи приладу.

При активному методі роботи (рис. 2.2, а) досліджуваний або спостережуваний об'єкт (2) опромінюється джерелом електромагнітних хвиль (1), параметрами та характеристиками якого може керувати оператор, проводить дослідження та спостереження. При цьому найкраще вдається узгодити параметри джерела (1) (передавальної системи), об'єкта (2), середовища поширення випромінювання й адміністратора системи (3). Це дуже часто дає змогу вирішити завдання захисту ОЕП, наприклад, досить ефективно відокремити корисний сигнал від сигналу перешкоди.

Для реалізації активного методу необхідно мати спеціальне джерело, яке іноді буває дуже складним, громіздким і споживає велику потужність.

При пасивному методі роботи (рис. 2.2, б) використовується власне випромінювання спостережуваного об'єкта (2), яке приймає ОЕП (3). Для підвищення перешкодозахищеності тут доводиться особливо ретельно слідкувати за оптимальним співвідношенням між параметрами ОЕП, об'єкта й середовища поширення випромінювання.

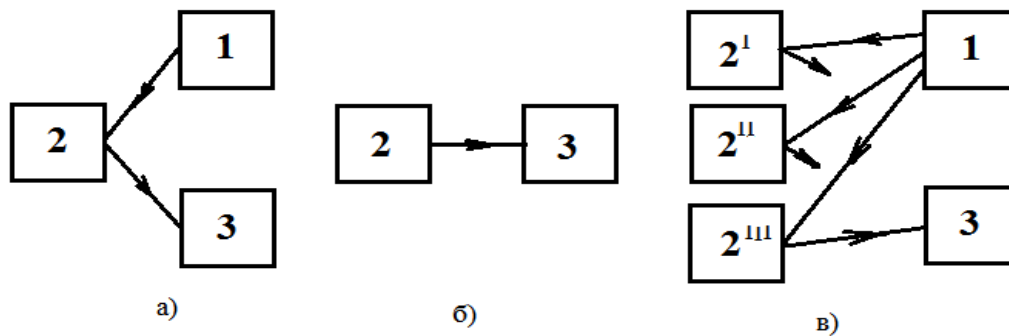


Рисунок 2.2 – Методи роботи ОЕП:
 а – активний; б – пасивний; в – напівактивний

Іноді штучне або природне джерело (1) опромінює не один, а низка об'єктів 2', 2'', 2''' та інші (рис. 2.2, в).

Зазвичай, ОЕП повинен виділити потік, відбитий від одного з них, до того ж часто параметрами випромінювання, що опромінює об'єкти, управляти не можна (наприклад, у разі використання природного освітлення). Такий метод роботи зазвичай називають напівактивним.

Розглянемо конкретний оптико-електронний прилад, що працює в пасивному режимі. Візьмемо інфрачервоний (ІЧ) радіометр. Відомо, що колір світіння нагрітого тіла змінюється залежно від температури, тому за кольором світіння можна оцінити температуру тіла. Якщо температура тіла нижче 600 °С (температура, при якій людське око починає бачити предмети за їх власному випромінюванню), а більш низькі температури мають, наприклад, промислові установки, двигуни літаків, димові труби працюючих підприємств, тіло людини або тварини й інші об'єкти, то практично єдиним засобом дистанційного вимірювання температури таких слабо нагрітих об'єктів є ІЧ-радіометр – оптико-електронний прилад, що реєструє невидиме для ока теплове (ІЧ) випромінювання.

Одна з можливих схем ІЧ-радіометра наведена на рисунку 2.3, а. Джерелом ІЧ-випромінювання в цьому разі є сам нагрітий об'єкт. Випромінювання фокусується оптичною системою, що складається з двох дзеркал (1) і (2), на приймачі випромінювання (5). Сигнал, що виробляється приймачем, пропорційний випромінюваній джерелом потужності, тому його значення визначається температурою об'єкта. Сигнал приймача посилюється підсилювачем (6) і реєструється вимірювальним приладом (7).

Однак при такому способі вимірювання можна визначити лише відносну зміну інтенсивності випромінювання об'єкта, а отже, і його

температури. Для визначення абсолютного значення температури об'єкта інтенсивність випромінювання об'єкта потрібно порівняти з випромінюванням вбудованого в прилад еталонного джерела (3) – моделі абсолютно чорного тіла. Досягається це за допомогою обертового секторного модуляторного диска (8), який складається з прозорих і непрозорих секторів (рис. 2.3, б). Непрозорі сектори модулятора мають із боку, зверненого до приймача, дзеркальне покриття. Тому в моменти часу, коли приймач закритий непрозорими секторами модулятора, випромінювання еталонного джерела, відбившись від додаткового дзеркала (4) і тильного боку модулятора, потрапляє на приймач. В інші моменти часу перед приймачем виявляються прозорі сектори модулятора та випромінювання об'єкта потрапляє на приймач. При вимірах сигнали від об'єкта й еталонного випромінювача, посилені підсилювачем (6), порівнюють і змінюють температуру еталонного випромінювача доти, доки сигнал порівняння (різницевий сигнал) не стане рівним нулю. Це відбудеться, коли температура еталонного випромінювача стане рівною температурі об'єкта.

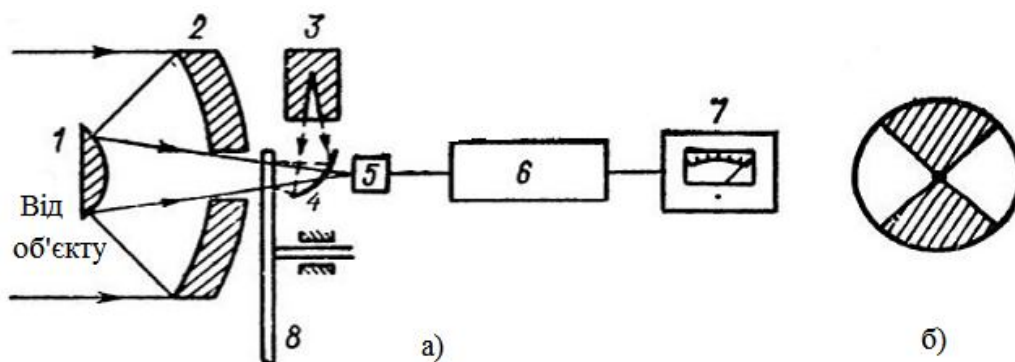


Рисунок 2.3 – Схема ПЧ-радіометра (а), секторний модуляторний диск (б)

В ПЧ-радіометрі джерелом випромінювання є сам об'єкт. Якщо оптико-електронний прилад реєструє оптичне випромінювання об'єкта, то кажуть, що він працює за пасивною схемою. За такою схемою працюють не тільки радіометри, але й прилади, що створюють теплове зображення об'єкта, прилади самонаведення, спостереження й багато інших.

Велика група оптико-електронних приладів працює за активною схемою, коли досліджуваний об'єкт освітлюється спеціальним джерелом оптичного випромінювання й реєструється відбите або розсіяне об'єктом випромінювання. Прилади активного типу мають спеціальну передавальну оптичну систему, завдання якої – сфокусувати якнайбільшу частину

випромінювання зовнішнього джерела на поверхні об'єкта та створити на ній достатню освітленість. Роль зовнішнього джерела може грати й Сонце, однак унаслідок неможливості управляти його випромінюванням оптико-електронні прилади, які реєструють відбите об'єктом сонячне випромінювання, доцільніше віднести до пасивних.

Прикладом оптико-електронного приладу, що працює за активною схемою, може бути прилад нічного бачення, широко застосовуваний у військовій справі. Принцип роботи приладу пояснюється (рис. 2.4, а).

Якщо ми хочемо вночі побачити якийсь об'єкт, наприклад дерево, то його можна висвітлити прожектором або іншим джерелом видимого світла. Однак зробити це у військовій обстановці, очевидно, не можна, оскільки ми в такий спосіб себе демаскуємо. Маскування не буде порушено, якщо освітити об'єкт невидимим для ока ІЧ-випромінюванням. Як джерело (1) можна, наприклад, використовувати автомобільну фару, закриту фільтром (2), що поглинає видиме випромінювання та є прозорим для інфрачервоного світла.

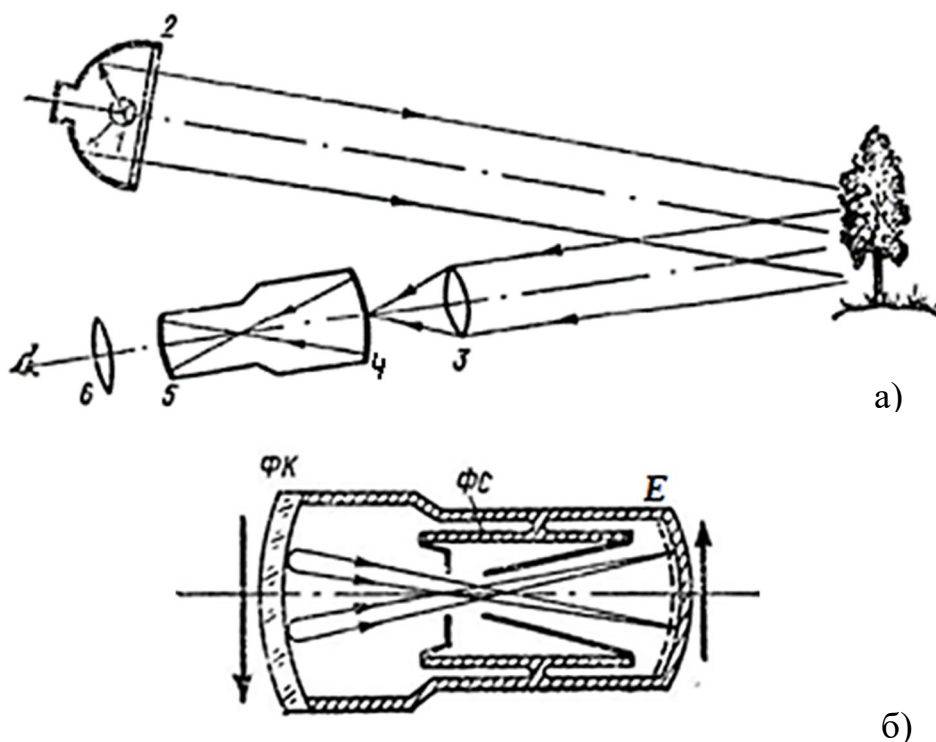


Рисунок 2.4 – Схеми приладу нічного бачення (а) і електронно-оптичного перетворювача (б)

Приймальна частина приладу для нічного бачення складається з об'єктива (3), електронно-оптичного перетворювача зображень (ЕОП), пристрій якого зображено на рисунку 2.4, б і окуляра (6).

Об'єкт (3) формує інфрачервоне зображення об'єкта на фотокатоді (4) (ФК) ЕОП. Під дією інфрачервоного випромінювання з катода вилітають електрони, до того ж число електронів, що вибиваються з різних ділянок катода, змінюється відповідно до розподілу інтенсивності в спроектованому на катод ІЧ-зображенні об'єкта. Фотоелектрони прискорюються електричним полем на ділянці між фотокатодом і флуоресцентним екраном (5) (Е), збираються за системою, що фокусує (ФС) і бомбардують екран. Бомбардування електронами викликає світіння екрана. Інтенсивність світіння окремих точок екрану залежить від щільності потоку фотоелектронів, унаслідок чого на екрані виникає видиме зображення об'єкта. Отже, ЕОП перетворює ІЧ-зображення об'єкта у видиме, яке можна розглядати за допомогою окуляра (6).

2.2 Стисла класифікація оптико-електронних приладів

Ознаки, за якими класифікують ОЕП, самі різні. Найчисленнішу групу становить ОЕП, призначені для передачі, прийому, обробки та зберігання інформації. Іншу групу становлять прилади, призначені для передачі, приймання та використання енергії. Фізичні принципи роботи приладів обох груп однакові.

За робочим спектральним діапазоном випромінювання розрізняють прилади для роботи в ультрафіолетовій області спектра (УФ-прилади), видимій області, інфрачервоної спектроскопії (ІЧ-прилади).

Виокремлюють автоматичні ОЕП, в яких весь цикл обробки інформації відбувається без участі людини-оператора, і неавтоматичні, де роль людини у вирішенні поставленого завдання часто є визначальною. Наприклад, суттєві відмінності мають такі ОЕП, як повністю автоматичні системи самонаведення, і прилади, що використовують електронно-оптичні перетворювачі для визначення напрямку на випромінювач. До того ж останні слугують як би сполучною ланкою між оптичною системою, що працює в невидимій частині спектра, і людським оком, що здійснює впізнання й виділення випромінювача.

За призначенням ОЕП можна поділити на кілька великих класів: інформаційно-вимірвальні, ті, що стежать, прилади та системи виявлення, прилади та системи для перетворення зображень. У середині цих класів виокремлюють пошукові системи, радіометри та спектрорадіометри, кутомірні (пеленгатори) та далекомірні (локатори)

ОЕП, системи зв'язку, контрольно-юстувальні ОЕП, системи технічного зору роботів, системи для дослідження природних ресурсів тощо.

На сьогодні склалися досить специфічні для кожної з цих груп конструктивні ознаки, що враховують специфіку умов роботи приладу. Можливі й інші способи класифікації ОЕП, наприклад, за видом модуляції, параметром сигналу, що несе корисну інформацію, тощо.

Незважаючи на різноманіття сучасних ОЕП і систем, їм притаманні й багато загальних ознак. Структурні схеми багатьох ОЕП досить однакові. Загальною є елементна база багатьох ОЕП. Нарешті, спільними є багато методів і методик синтезу та аналізу різних ОЕП.

Питання для самоперевірки

1. Які основні групи приладів включає елементна база сучасної оптоелектроніки?

2. Які переваги та недоліки активного, пасивного та напівактивного методів роботи ОЕП?

3. Пояснити роботу інфрачервоного радіометра.

4. Пояснити роботу приладу нічного бачення, що працює за активною схемою.

5. З якими видами ОЕП Вам доводилося мати справу (в лабораторіях університету, в повсякденному житті та інше)?

3 ЕЛЕМЕНТИ ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННИХ ПРИЛАДІВ

Як уже зазначалося, основними елементами оптико-електронного приладу є джерело та приймач випромінювання, оптичні системи, що фокусують випромінювання джерел на приймачі або на об'єкті дослідження, та електронні елементи, які перетворюють сигнал, що виробляється приймачем. Крім того, до складу оптико-електронного приладу можуть входити такі пристрої, як модулятор, дефлектор, різні фільтри, елементи відображення й запису інформації тощо. Розглянемо основні з них.

3.1 Джерела випромінювання оптико-електронних приладів

Усі джерела можна поділити на природні та штучні. Джерелами є всі об'єкти, що вивчаються за допомогою оптико-електронних приладів пасивного типу. Найчастіше – це джерела теплового випромінювання, що мають температуру, відмінну від температури фону. Однак вони можуть і відбивати падаюче на них випромінювання, наприклад сонячне. Серед джерел випромінювання можна виокремити промислові будівлі й установки, літаки, автомашини, різні споруди, а також тіло людини, тварини. До природних джерел належать Сонце, Місяць, зірки, хмари, земна атмосфера та інше. Якщо предметом вивчення є не самі природні джерела, а який-небудь інший об'єкт на їхньому тлі, то випромінювання природних джерел, відбите від об'єкта, створює сильне фонове засвічення, що ускладнює виявлення об'єкта.

До штучних належать джерела, параметрами яких можна керувати. Такі джерела використовуються в освітлювачах оптико-електронних приладів активного типу, в приладах зв'язку й передачі інформації, в різних приладах для наукових досліджень. До штучних джерел належать газорозрядні та дугові лампи, світлодіоди й електролюмінісцентні випромінювачі, оптичні квантові генератори, а також деякі типи теплових джерел.

3.1.1 Теплові джерела

Теплові, це джерела електромагнітного випромінювання, що випускається нагрітим тілом унаслідок підвищення його внутрішньої енергії. Теплове випромінювання має суцільний спектр, положення

максимуму якого залежить від температури тіла. З її підвищенням зростає загальна енергія теплового випромінювання, а максимум переміщається в область менших довжин хвиль.

Потужність випромінювання, що випускається нагрітим тілом:

$$P = \sigma \varepsilon S T^4, \quad (3.1)$$

де $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – постійна Стефана – Больцмана;

ε – випромінювальна здатність тіла;

S – площа поверхні, що випромінює;

T – температура тіла.

У реальних тіл $\varepsilon < 1$, у так званого абсолютно чорного тіла $\varepsilon = 1$. Абсолютно чорним тілом або повним випромінювачем називається тіло, яке випромінює на всіх довжинах хвиль максимальну можливу при даній температурі енергію. Повний випромінювач – це фізична абстракція, тому на практиці використовують його моделі, властивості яких тією чи іншою мірою наближаються до властивостей повного випромінювача. Моделлю, близької за властивостями до абсолютно чорного тіла, є нагріта порожнина з малим отвором. Застосовуються також моделі у вигляді оброблених у спеціальний спосіб і пофарбованих гладких або гофрованих поверхонь.

Крім моделей абсолютно чорного тіла, до теплових джерел належать також лампи розжарювання – джерела світла, одержуваного внаслідок теплового випромінювання нитки розжарення, що нагрівається електричним струмом. Лампи розжарювання – один з найпоширеніших джерел світла. Вони зручні в експлуатації, мають широкий спектральний діапазон, обмежуваний лише поглинанням випромінювання матеріалом балона, забезпечують прийнятну для більшості технічних цілей кольоро-передачу. Ці джерела дешеві, випускаються промисловістю в широкому асортименті й допускають можливість зміни енергетичних параметрів шляхом зміни напруги розжарення.

Крім звичайних ламп розжарювання, в оптико-електронних приладах застосовуються й спеціальні світловимірвальні лампи, у яких тіло розжарення виконано у вигляді плоскої стрічки та є вікно із спеціального (увіолевого) скла, прозорого в ультрафіолетовій області спектра, або з сапфіру, прозорого в ближній інфрачервоній області спектра. Для збільшення світловіддачі та терміну служби колби деяких ламп розжарювання заповнюють парами галогенів. Такі галогенні лампи

розжарювання можуть працювати протягом тривалого часу при більш високих температурах нитки розжарення. Як наповнювачі використовуються пари йоду й різних сполук броду.

Основний недолік ламп розжарювання – велика теплова інерція тіла розжарення. Унаслідок цього неможлива електрична модуляція випромінювання лампи навіть із порівняно невеликою частотою.

Від цього недоліку вільні газорозрядні джерела світла. У них випромінювальним середовищем є гази або пари металів, у яких при проходженні струму виникає газовий розряд. Газорозрядні лампи можуть давати як безперервне, так і імпульсне випромінювання.

3.1.2 Світлодіоди

Світлодіодом називають випромінювальний напівпровідниковий прилад з одним р-п-переходом, призначений для безпосереднього перетворення електричної енергії в енергію світлового випромінювання.

У світлодіодах (рис. 3.1) спостерігається інтенсивна інжекція неосновних носіїв заряду: електронів в р-область і дірок в п-область. При зустрічі електронів і дірок відбувається ясна рекомбінація з виділенням енергії через перехід електронів з одного енергетичного рівня на інший. У багатьох напівпровідників рекомбінація не має випромінювальний характер – енергія, що виходить, віддається кристалічній решітці. Однак у напівпровідників виконаних на основі карбїду кремнію (SiC), галію (Ga), миш'яку (As) і деяких інших елементів, рекомбінація є випромінювальною, тобто енергія рекомбінації виділяється у вигляді квантів випромінювання – *фотонів*.

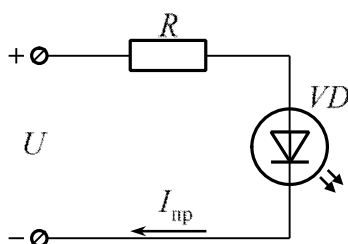


Рисунок 3.1 – Схема включення й умовне позначення світлодіода

У таких напівпровідників проходження через р-п-перехід струму в прямому напрямку супроводжується некогерентним оптичним випромінюванням певного спектрального складу. Частота випромінювання залежить від матеріалу світлодіодів і складу легуючих домішок.

Найпоширенішими є світлодіоди, що випромінюють жовте, червоне й зелене світло.

Довжина хвилі λ випромінюваного світла однозначно визначається енергією кванта, яка при випромінювальній рекомбінації в напівпровіднику приблизно дорівнює ширині забороненої зони.

$$\lambda = \frac{h}{\varepsilon_3}, \quad (3.2)$$

де h – постійна Планка.

Сучасні світлодіоди різних типів дозволяють перекрити діапазони довжин хвиль випромінювання від 366 нм до 950 нм і більше (табл. 3.1).

Основні параметри та характеристики світлодіодів:

1. *Яскравість світіння при заданому прямому струмі або силі світла (мкд)* – світловий потік, який припадає на одиницю тілесного кута в заданому напрямку (0,1...10 мкд).

2. *Постійна пряма напруга ($U_{пр}$)* – падіння напруги при заданому струмі (2...4 В).

3. *Максимально допустимий прямий струм ($I_{пр\ max}$)* (10мА...1А).

4. *Максимально допустима зворотня напруга ($U_{зв\ max}$)* (зазвичай не більше 5 В).

5. *Кут випромінювання (α)* – плоский кут, у межах якого сила світла становить не менше половини її максимального значення.

6. *Спектральна характеристика* – залежність відносної потужності випромінювання від довжини випромінюваної хвилі при певній температурі.

7. *Колір світіння або довжина хвилі випромінювання (λ)* – довжина хвилі, що відповідає максимуму спектральної характеристики випромінювання(366...950 нм).

Порівняно з іншими електричними джерелами світла світлодіоди мають такі переваги:

– висока світлова віддача. Сучасні світлодіоди зрівнялися за цим параметром з натрієвими газорозрядними лампами й металогалогенними лампами, досягнувши 170 люмен на Ватт;

– висока механічна міцність, вібростійкість;

– тривалий термін служби – від 30 тис. до 50 тис. годин. При тривалій роботі і/або поганому охолодженні відбувається «отруєння» кристала й поступове падіння яскравості;

- спектр сучасних світлодіодів буває різним – від теплого білого 2 700 К, до холодного білого 6 500 К;
- мала інерційність. Світлодіод є швидкодіючим джерелом світла, при роботі в номінальному режимі його перемикання здійснюється за $10^{-7} \dots 10^{-9}$ с;
- кількість циклів включення-виключення не роблять істотного впливу на термін служби світлодіодів;
- різний кут випромінювання – від 15 до 180 градусів;
- безпека – не потрібні високі напруги, низька температура світлодіода або арматури (зазвичай не вище 60 °С);
- нечутливість до низьких і дуже низьких температур. Однак високі температури світлодіодам протипоказані, як і будь-яким напівпровідникам;
- екологічність – відсутність ртуті, фосфору й ультрафіолетового випромінювання на відміну від люмінесцентних ламп.

Таблиця 3.1 – Класифікація світлодіодів по кольоровому спектру

Колір	Довжина хвилі (нм)	Напруга (В)	Матеріал напівпровідника
1	2	3	4
Інфрачервоний	$\lambda > 760$	$\Delta U < 1,9$	Арсенід галію (GaAs) Алюмінію-галію арсенід (AlGaAs)
Червоний	$610 < \lambda < 760$	$1,63 < \Delta U < 2,03$	Алюмінію галію арсенід (AlGaAs) Галію арсенід-фосфід (GaAsP) Алюмінію-галію-індію фосфід (AlGaInP) Галію(III) фосфід (GaP)
Помаранчевий	$590 < \lambda < 610$	$2,03 < \Delta U < 2,10$	Галію фосфід-арсенід (GaAsP) Алюмінію-галію-індію фосфід (AlGaInP) Галію(III) фосфід (GaP)
Жовтий	$570 < \lambda < 590$	$2,10 < \Delta U < 2,18$	Галію арсенід-фосфід (GaAsP) Алюмінію-галію-індію фосфід (AlGaInP) Галію(III) фосфід (GaP)
Зелений	$500 < \lambda < 570$	$1,9 < \Delta U < 4,0$	Індію-галію нітрид (InGaN) / Галію (III) нітрид (GaN) Галію (III) фосфід (GaP) Алюмінію-галію-індію фосфід (AlGaInP) Алюмінію-галію фосфід (AlGaP)

Продовження таблиці 3.1

1	2	3	4
Блакитний	$450 < \lambda < 500$	$2,48 < \Delta U < 3,7$	Селенід цинку (ZnSe) Індію-галію нітрид (InGaN) Карбід кремнію (SiC) як субстрат Кремній (Si) як субстрат
Фіолетовий	$400 < \lambda < 450$	$2,76 < \Delta U < 4,0$	Індію-галію нітрид (InGaN)
Пурпуровий	Суміш кількох спектрів	$2,48 < \Delta U < 3,7$	Подвійний: синій/червоний діод, синій з червоним люмінофором, або білий з пурпуровим пластиком
Ультра- фіолетовий	$\lambda < 400$	$3,1 < \Delta U < 4,4$	Нітрид алюмінію (AlN) (210 nm) Нітрид алюмінію-галію (AlGaInN) нітрид алюмінію-галію- індію(AlGaInN)
Білий	Широкий спектр	$\Delta U \approx 3,5$	Синій/ультрафіолетовий діод із люмінофором

Останнім часом все більше застосовуються надяскраві освітлювальні світлодіоди «білого світла». Розрізняють два види білих світлодіодів: псевдобілий, що складається з трьох світлодіодів червоного, зеленого й синього світіння в одному корпусі та пристрій на основі блакитного світлодіода, покритого шаром люмінофора жовтого діапазону світіння. Світло приблизно білого спектра виходить шляхом змішування синього світла від світлодіода й більш довгохвильового перевипроміненого від люмінофора. Основним недоліком білих світлодіодів є обмежений термін служби через вигорання люмінофора.

3.1.3 Лазери

На сьогодні розроблені різні типи твердотільних, газових, рідинних і напівпровідникових лазерів. Вони широко використовуються в оптико-електронних приладах і системах. Завдяки лазерам розширилася сфера застосування оптико-електронних систем і суттєво покращилися їхні характеристики.

У лазері, як і в будь-якому іншому природному або штучному джерелі світла, електромагнітні хвилі випромінюються при переході елементарного випромінювача – атома або молекули – зі збудженого в нормальний стан. Для збудження атомів їм необхідно надати додаткову енергію. У лампі розжарювання, наприклад, це теплова енергія, що виділяється при протіканні електричного струму по нитці розжарення.

У таких джерелах світла, як Сонце, лампа розжарювання, світлодіод і інші, електромагнітні хвилі випромінюються атомами або молекулами (в 1 см^3 речовини міститься приблизно 10^{23} атомів) неузгоджено в часі й за найрізноманітнішими напрямками. Пояснюється це тим, що перехід електронів в атомах зі збуджених рівнів відбувається мимовільно (спонтанно) і на різні енергетичні рівні. Унаслідок цього, випромінювання окремих елементарних випромінювачів різняться за частотою, амплітудою та фазою. Таке випромінювання називається некогерентним.

У лазері на елементарні випромінювачі, що перебувають у збудженому стані, впливає електромагнітна хвиля, частота якої збігається з частотою коливань, що викликали збудження атомів. Унаслідок такого впливу, електрони атомів здійснюють вимушені (індуковані) переходи на одні й ті самі нижні енергетичні рівні, випромінюючи фотони, що володіють такою самою енергією й рухаються в той самий бік, до того ж фаза хвилі, що виникає, збігається з фазою хвилі, що збуджує атоми. Тому всі елементарні випромінювачі в лазері генерують світло злагоджено, в одному напрямі, з однаковою частотою й фазою. Таке випромінювання називається когерентним. Високий ступінь когерентності визначає унікальні властивості лазерного випромінювання – високу монохроматичність (вузький інтервал частот) і вузьку спрямованість.

У звичайних умовах (при тепловій рівновазі) на верхніх рівнях енергії частинок менше, ніж на нижніх. Тому при поширенні світла в звичайному середовищі інтенсивність світлового потоку зменшується через переважальний вплив процесів поглинання. Якщо ж у середовищі створена інверсна населеність, тобто кількість частинок на верхньому, збудженому, енергетичному рівні більше кількості частинок на нижньому рівні, то процес випромінювання буде переважати над процесом поглинання й електромагнітна хвиля, що розповсюджується в середовищі, буде не слабшати, а посилюватися. Середовище в якому створена інверсна населеність, називається активним.

Для створення інверсної населеності необхідна додаткова енергія. Ця енергія спрямовується середовищу від спеціального джерела – так званої системи накачування. Система накачування складається з джерела світла (лампа розжарювання, імпульсна, газовий розряд тощо) і відбивача, фокуруючого випромінювання джерела накачування на активному середовищі. Під дією випромінювання джерела накачування в активному середовищі створюється надлишкова населеність деяких рівнів. Отже, в

лазері від джерела накачування підводиться енергія (витрачається робота), яка перетворюється при вимушеному переході в енергію когерентного оптичного випромінювання (корисну роботу).

Коефіцієнт перетворення, тобто ККД лазера перебуває в межах від часток відсотка до 40 %.

За типом активного середовища лазери поділяються на твердотільні (наприклад, на кристалі рубіна з домішкою тривалентного хрому – $Al_2O_3 Cr^{+3}$; на склі з домішкою тривалентного неодиму – скло: Nd^{+3} ; на кристалі ітрію-алюмінієвого граната з домішкою неодиму: Nd^{+3}); газові – гелій-неонові, на вуглекислому газі тощо; рідинні – на органічних барвниках. Окрему групу становлять напівпровідникові лазери, в яких активним середовищем є р-п-перехід.

Для отримання високої часової та просторової когерентності (монохроматичності й вузькоспрямованості) випромінювання лазера, активне середовище поміщають в оптичний резонатор, наприклад систему плоских дзеркал, одне з яких частково прозоро. Випромінювання збуджених атомів активного середовища багаторазово проходить між дзеркалами резонатора. Унаслідок цього в резонаторі формується складне електромагнітне поле, що являє собою набором стоячих хвиль.

Стояча хвиля утворюється при складенні двох електромагнітних хвиль однієї і тієї самої довжини λ , що розповсюджуються в протилежні боки.

З багатьох хвиль, що виникають в активному середовищі, посилюватися будуть лише ті, довжина яких на подвоєній довжині резонатора (прямий і зворотний прохід) вкладається ціле число разів. У цьому разі пряма та зворотна хвиля будуть посилюватися внаслідок інтерференції.

Довжину цих хвиль можна знайти з умови $n\lambda_n = 2L$, де L – довжина резонатора, а n – ціле число. Отже, $\lambda_n = 2L/n$.

Довжина стоячої хвилі визначає тип коливань резонатора, або моду. У резонаторі одночасно може збуджуватися багато мод. Роботу у вузькому діапазоні частот можна забезпечити, розміщуючи всередину резонатора селективний елемент, що виділяє одну з мод.

Отже, лазер є пристроєм, що дає змогу зосередити всю енергію випромінювання в кінцевому числі мод. Варто, що кожна спектральна лінія випромінювання, що відповідає переходу між робочими рівнями атомів активного середовища, має кінцеву ширину (смугу частот).

Наприклад, для гелій-неонового лазера ($\lambda = 0,63$ мкм, $\nu_0 \approx 4,8 \cdot 10^{15}$ Гц), що працює в одномодовому режимі, випромінювання зосереджене в смузі частот $\Delta\nu \approx 1$ МГц, а для багатомодового HeNe – $\Delta\nu \approx 1,5$ ГГц. Монохроматичність випромінювання характеризується ступенем монохроматичності $\Delta\nu/\nu_0$, який в цьому випадку становитиме приблизно 10^{-9} для одномодового і 10^{-6} для багатомодового режиму. До появи лазерів, як еталонне джерело монохроматичного випромінювання використовувалась натрієва лампа (лампа з парами натрію), у якій ступінь монохроматичності 10^{-5} .

Оптичний резонатор формує і хвильовий фронт випромінювання. Унаслідок багаторазового проходження між дзеркалами посилюватися будуть тільки хвилі, що поширюються паралельно осі резонатора. Ці хвилі втягують у процес випромінювання частинки, розташовані на їх шляху. Тому випромінювання виходить із резонатора майже паралельним пучком, тобто ми маємо майже плоский хвильовий фронт (вузько спрямований). Хвилі, що поширюються під кутом до осі, не доходять до дзеркал і залишають активне середовище, не отримавши якогось посилення.

Лінійний кут випромінювання Θ лазерного променя визначається лише дифракцією на дзеркалах і знаходиться з наближеного виразу $\Theta \approx \lambda/D$, де D – діаметр пучка всередині резонатора. При довжині хвилі $\lambda = 1$ мкм і діаметрі пучка 1 см кутова конусність становитиме 10^{-4} радіан, тобто близько $20''$.

Звичайні джерела випромінюють світло в усіх напрямках (лінійний кут випромінювання дорівнює 360°). У лазерів, що випромінюють у видимій та ІЧ-області, середні значення Θ становлять $0,1 \dots 10$ мрад, у напівпровідникових лазерів – десятки градусів.

Завдяки малому кутовому розходженню лазерного випромінювання, воно може бути сфокусоване на дуже малому майданчику, лінійний розмір якого має порядок довжини хвилі.

Отже, характерні особливості лазерного випромінювання: монохроматичність, обумовлена резонансними переходами частинок між рівнями; вузькоспрямованість, пов'язана з тим, що хвилі, що випромінюються, багато разів відбиваються від стінок резонатора й поширюються вздовж його осі; значна вихідна потужність, оскільки у випромінюванні бере участь велика кількість збуджених частинок, до того ж збіг окремих фаз коливань призводить до значного збільшення амплітуди у процесі поширення хвилі в активному середовищі.

Лазери можуть випромінювати енергію безперервно або імпульсно. Перші називаються лазерами безперервної дії, другі – імпульсними лазерами. Тривалість імпульсу досягає 10^{-9} с. За допомогою оптичної системи можливе додаткове фокусування лазерного випромінювання, а отже, отримання надзвичайно високої щільності потоку, недосяжною для інших джерел випромінювання.

Розглянемо приклад. Нехай лазер випромінює енергію 1 Дж у вигляді імпульсу тривалістю 10^{-8} с. У цьому разі потужність випромінювання величезна – 10^8 Вт, або 100 МВт. Потужність може бути ще більшою, оскільки енергія в імпульсі може досягати 10^3 Дж, а тривалість імпульсу – часток наносекунд. Якщо сфокусувати випромінювання потужністю 10^8 Вт у пляму діаметром 0,1 мм, то щільність потоку випромінювання в місці фокусування становитиме $10^8 \text{ Вт}/10^{-4} \text{ см}^2 = 10^{12} \text{ Вт/см}^2$. Якщо на метал падає потік випромінювання щільністю 10^5 Вт/см^2 , то починається плавлення металу, при щільності 10^7 Вт/см^2 – кипіння, а при 10^9 Вт/см^2 – іонізація парів речовини, перетворення їх у плазму.

Якщо порівняти енергетичні яскравості двох джерел випромінювання: дугової лампи потужністю 1 000 Вт і лазера безперервної дії на вуглекислому газі потужністю 100 Вт, то виявиться, що енергетична яскравість першого 10^3 , а другого – $10^8 \text{ Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{мр})$. Настільки велике розходження пов'язане з тим, що дугова лампа випромінює в тілесний кут 4π , а лазер – у дуже малий тілесний кут і, крім того, дугова лампа випромінює в широкому діапазоні довжин хвиль (від УФ до ІЧ), а CO_2 лазер – у вузькій спектральній області поблизу 10,6 мкм. Для врахування цієї особливості має сенс порівняти спектральну яскравість цих джерел (спектральна яскравість джерела – яскравість, віднесена до ширини спектральної лінії в 1 Гц): 10^{-10} і $10 \text{ Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц})$ – лампи та лазера відповідно.

Цей приклад показує переваги лазерів перед іншими джерелами випромінювання.

Порівняльна характеристика лазерів.

У таблиці 3.2 наведені основні параметри застосовуваних сьогодні лазерів. Аналіз цих даних доводить, що достатньо універсальним джерелом когерентного випромінювання для мікро-, оптоелектроніки може бути лише інжекційний напівпровідниковий лазер.

Порівнюючи напівпровідникові лазери з іншими типами лазерів, можна виокремити такі переваги напівпровідникових лазерів:

- 1) малі масо-габаритні показники та велике оптичне посилення;
- 2) високий ККД (майже 100 %);
- 3) простота накачування лазера: інжекція не вимагає високих живлячих напруг і потужностей;
- 4) висока швидкодія;
- 5) можливість генерації випромінювання певної довжини хвилі в широкому діапазоні, що досягається вибором напівпровідника з необхідною шириною забороненої зони;
- 6) технологічна й експлуатаційна сумісність з елементами інтегральної оптики.

Таблиця 3.2 – Параметри малогабаритних лазерів

Тип	Розмір, см	ККД	Φ_e мВт	λ_{\max} , мкм	$\Delta \lambda / \lambda_{\max}$	Q_p	$U_{\text{жив}}$, В
Газовий	10	10^{-1} – 10^{-2}	0,1–10	0,63	10^{-6} – 10^{-9}	0,03–0,15°	10^3 – 10^4
Твердотільний	1	1–2	10 – 10^4	1,06	10^{-4}	1	До 10^3
Напівпровідниковий	0,1	10–20	10–100	0,8–0,9	$2 \cdot 10^{-3}$	10	1,5–3

Сучасним напівпровідниковим лазерам притаманні такі недоліки:

- 1) порівняно низькі параметри когерентності випромінювання ($\Delta \lambda$ і Q_p), що пояснюється високою щільністю активної речовини, малою довжиною резонатора й малою вихідною апертурою;
- 2) низька довговічність, яка становить для промислових зразків 10^2 – 10^3 годин; тоді як теоретичні розрахунки показують, що довговічність інжекційних лазерів може бути вище 10^5 годин.

Зниження довговічності реальних приладів насамперед пов'язується з поступовою деградацією (старінням) напівпровідникового лазера. Деградація стимулюється дуже високими густинами струму, а також високими потоками оптичної та теплової потужності, які властиві роботі напівпровідникових лазерів.

Основним деградаційним ефектом є збільшення концентрації безвипромінювальних центрів в активній області шляхом упровадження атомів неконтрольованих домішок і утворення нових дефектів. Крім того, спостерігається зниження активності випромінювальних центрів і зростання поверхневої рекомбінації.

У сферах застосування, що вимагають великих імпульсних потужностей випромінювання в поєднанні з високою спрямованістю (локація, підсвічування цілей, далекий волоконно-оптичний зв'язок тощо), найперспективнішими вважаються твердотільні лазери.

Газові лазери незмінно залишаються поза конкуренцією у всіх тих пристроях і системах, де визначальною є високий ступінь когерентності лазерного випромінювання.

3.1.4 Управління щільністю лазерного випромінювання

Існує відомий зв'язок між вихідною потужністю лазера P та енергією W , який визначається часом, протягом якого відбувається випромінювання:

$$P = W/t. \quad (3.3)$$

Щільність потужності q (або інтенсивність) еквівалентна потужності (енергії за одиницю часу) на одиницю опроміненої поверхні S , розташованої нормально до напрямку поширення лазерного променя:

$$q = P/S. \quad (3.4)$$

Незважаючи на те, що лазерний промінь високо когерентний, він має певну кутову розбіжність, яка визначається так:

$$\Theta = 4\lambda / (\pi D_0), \quad (3.5)$$

де λ – довжина хвилі випромінювання;

D_0 – діаметр променя в місці його виходу з резонатора.

В інженерній практиці виникає необхідність управління щільністю лазерного випромінювання, яке можна здійснювати різними прийомами. У разі необхідності збільшення щільності променистого потоку використовуються фокусувальні оптичні системи, а зменшення щільності потоку досягається різними ослаблювачами, що дають змогу зробити розподіл лазерного потоку з необхідним співвідношенням.

Однак більшість технологічних процесів вимагає, щоб порівняно широкий лазерний промінь був сфокусований в пляму меншого розміру з діаметром D_f .

Така операція дозволяє істотно збільшити щільність променистого потоку в плямі, діаметр якої визначається як

$$D_f = f \operatorname{tg} \Theta = f \Theta = 4 \lambda f / (\pi D_0). \quad (3.6)$$

де f – фокусна відстань оптичної системи.

Згідно з геометричною оптикою, пляма яка фокусується оптичною системою, є точкою, до якої сходяться всі промені лазера. Однак хвильова оптика показує, що через хвильову природу світла фокальна пляма займає певний об'єм, який має кінцеві розміри. Крім того, внаслідок властивих будь-якій оптичній системі аберацій, також відбувається збільшення розміру фокальної плями. З цих причин фокальна пляма стає не тільки збільшеною в діаметрі, але й витягнутою уздовж осі оптичної системи, і характеризується глибиною фокуса d (рис. 3.2). Отже, вибираючи оптичну систему для фокусування лазерного променя, необхідно враховувати залежність між двома її параметрами – розміром сфокусованої плями та глибиною фокуса. Оскільки діаметр плями прямо пропорційний фокусній відстані, то глибина фокуса визначається квадратом цієї величини:

$$d = (8\lambda/\pi) (f/D_0)^2. \quad (3.7)$$

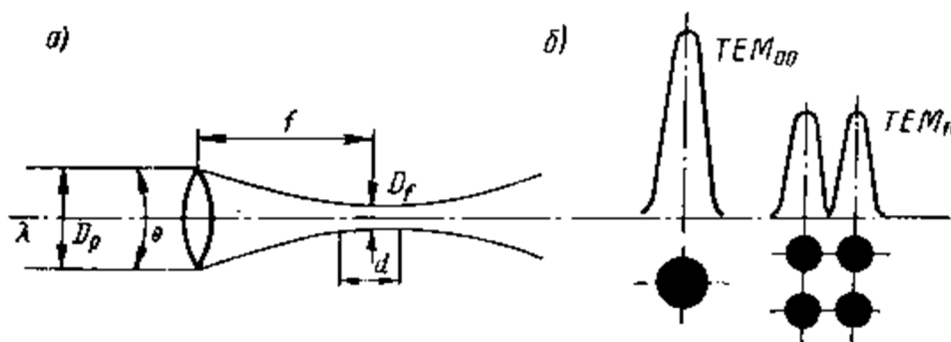


Рисунок 3.2 – До поясненням залежності глибини фокуса (а) і діаметра фокальної плями (б) від параметрів лазерного променя

Крім того, модовий склад лазерного випромінювання істотно впливає на діаметр сфокусованої плями. Це видно з рисунка 3.2 і формули

$$D_f = M^2 4 \lambda f / (\pi D_0), \quad (3.8)$$

де M – множник, що враховує модовий склад випромінювання.

Як видно з формул, для зменшення діаметра лазерної плями необхідно зменшити фокусну відстань, що призводить до вкорочення робочого відрізка та є небажаним, оскільки при цьому положення оброблюваної поверхні стає чутливішим до положення фокальної площини

лінзи і, крім того, продукти викиду, що утворилися внаслідок обробки, можуть вивести лінзу з ладу.

У деяких випадках потрібно зменшувати щільність потоку за допомогою послаблювачів світла, які є складником великої кількості сучасних оптичних приладів та установок. Вимірювання лазерних параметрів без послаблювачів є важким завданням, а іноді навіть неможливим.

Існує велика кількість способів ослаблення лазерного потоку, які часто використовуються при кількісних вимірах.

При ослабленні випромінювання ОКГ у видимій та ближній інфрачервоній областях спектра використовують поглинальні речовини— скло, рідина, газу. Однак при роботі з набором скляних фільтрів необхідно враховувати інтерференційні ефекти.

На рисунку 3.3 зображено схему послаблювача, що використовує властивості чвертьхвильової пластинки з CdS. Поляризований промінь лазера розщеплюється пластиною (4), розташованою під кутом Брюстера до падаючого випромінювання, і реєструється приймачами (5) і (6).

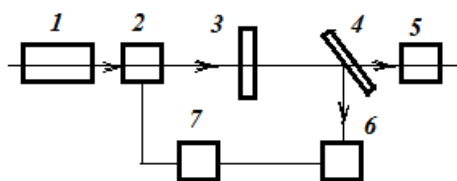


Рисунок 3.3 – Схема послаблювача на поляризуючій дії чвертьхвильової пластинки:

1 – CO₂ – лазер; 2 – модулятор; 3 – пластина; 4 – напівпрозора пластина; 5, 6 – приймачі; 7 – підсилювач

Вісь пластини $\lambda/4$ орієнтується під кутом φ щодо поляризації лазерного променя. Інтенсивність світла, відбитого від пластини (4) і зареєстрованого приймачем (6)

$$I = 0,11 \cdot I_0 \sin^2 2 \varphi, \quad (3.9)$$

де I_0 – інтенсивність падаючого променя.

Коефіцієнт ослаблення досягає $2 \cdot 10^4$. При великих значеннях ослаблення помічаються відхилення від закону ослаблення. Обмеження запотужністю накладає стійкість пластини CdS до лазерного випромінювання. Невисока стійкість пластини CdS і звичайні похибки, властиві поляризаційному послаблювачу, обмежують його застосування.

Широко застосовується клас Френелівських послаблювачів,

побудованих на явищі відбиття випромінювання ОКГ від поверхні матеріалів. На рисунку 3.4 наведено послаблювач для інфрачервоної області спектра.

При малих рівнях потужності вихідного сигналу випромінювання лазера направляється безпосередньо на приймальний майданчик приймача. При значних рівнях сигналу, щоб уникнути руйнування приймача, випромінювання лазера може направлятися на приймач через послаблювач, складений з однієї, двох або трьох пластин NaCl, встановлених під кутом 45° до осі променя. Отже, приймач вимірює потік, відбитий від поверхні пластини. Інтенсивність відбитого випромінювання при одноразовому відбитті випромінювання від передньої поверхні пластини може бути розрахована за формулою Френеля:

$$I_r = RI, \quad R = 1/2 [\sin^2(\varphi - \Theta) / \sin^2(\varphi + \Theta) + \text{tg}^2(\varphi - \Theta) / \text{tg}^2(\varphi + \Theta)], \quad (3.10)$$

де I, I_r – інтенсивності падаючого і відбитого випромінювань лазера;

R – коефіцієнт відбиття;

φ, Θ – кути падіння й заломлення;

$\sin\Theta = (1/n) \sin\varphi$;

n – показник заломлення речовини пластини.

При $n_\lambda = 1,4947$ ($\lambda = 10,6$ мкм) і $\varphi = 45^\circ$ коефіцієнт відбиття від однієї поверхні $R = 0,0488$. З урахуванням багатократних віддзеркалень від обох поверхонь пластини (рис. 3.5) інтенсивність випромінювання, відбитого в напрямку приймача, можна подати так:

$$I_{r\Sigma} = I [R + (1 - R)^2 R + (1 - R)^2 R^3 + (1 - R)^2 R^5 + \dots]. \quad (3.11)$$

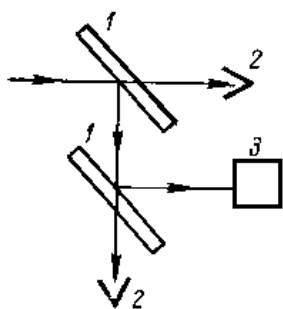


Рисунок 3.4 – Схема послаблювача на Френелівському відбитті від плоскопаралельних пластин %

1 – пластини NaCl; 2 – поглиначі;

3 – приймач

У цьому виразі з достатнім ступенем точності можна обмежитися

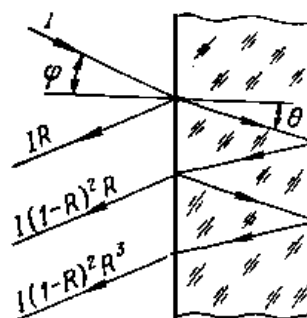


Рисунок 3.5 – Відбиття від плоскопаралельної пластини при похилому падінні променя лазера

трьома першими членами ряду; тоді для нашого випадку отримуємо $R = 0,0939$. Отже, одна плоскопаралельна пластина з NaCl, встановлена під кутом 45° до осі променя, відводить на приймач 9,4 % випромінювання лазера, що подає на неї.

У зв'язку з появою лазерів, що випромінюють великі рівні потужності, з'явилася необхідність побудови ослаблювача з великим коефіцієнтом ослаблення ($K = 10^3-10^5$), постійним у широкому спектральному інтервалі. Цим вимогам задовольняють металеві дифузно відбиваючі поверхні, що дозволяють отримувати приблизно однаковий рівень відбитого потоку у великому тілесному куті, що наближається до півсфери. Характер розсіювання визначається передусім якістю виготовлення дифузної поверхні, що відбиває. Схема послаблювача лазерного за наявності дифузного відбивача наведена на рисунку 3.6.

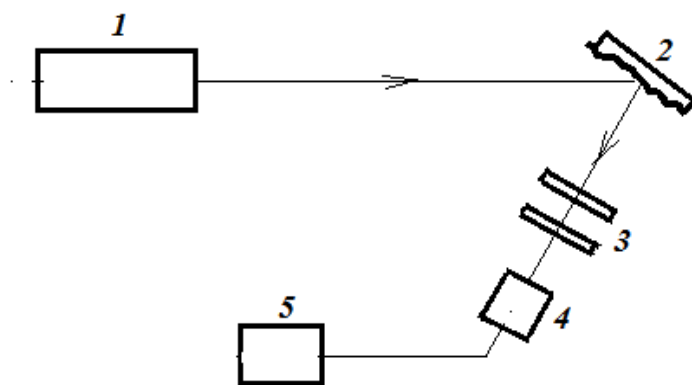


Рисунок 3.6 – Використання дифузного відбивача для ослаблення випромінювання лазера: 1 – лазер; 2 – дифузний відбивач; 3 – нейтральні фільтри; 4 – приймач; 5 – осцилограф

Для обчислення коефіцієнта ослаблення можна користуватися формулою:

$$K = 2\pi l^2 / (Sp), \quad (3.12)$$

де l – відстань від відбивача до приймача;

S – площа діафрагми приймача;

p – коефіцієнт дифузного відбиття.

Коефіцієнт ослаблення такої системи може досягати $K = 10^8$, він визначається відстанню l і рівномірністю розсіювання лазерного випромінювання.

Серед основних переваг описаних ослаблювачів можна виокремити великий коефіцієнт ослаблення, можливість отримання ослабленого

променя з незмінними просторово-часовими властивостями, стійкість до потужного лазерного випромінювання, стабільність у часі.

3.2 Приймачі випромінювання оптико-електронних приладів

Завдання приймача полягає в перетворенні оптичного випромінювання в інші види енергії, зручні для реєстрації за допомогою різних електронних схем. За видом енергії, в яку перетворюється оптичне випромінювання, приймачі поділяються на фотоелектричні, теплові, люмінесцентні й фотохімічні.

Основними типами приймачів в ОЕП є фотоелементи та фотопримножувачі, фоторезистори, фотодіоди й теплові приймачі (болметри, термоелементи та піроелектричні приймачі випромінювання). Усі вони можуть бути використані залежно від конкретного призначення ОЕП. Вибір приймача визначається багатьма факторами: чутливістю, здатністю працювати в умовах фонового засвічення та при великих перепадах корисного випромінювання, габаритами, необхідністю живлення та його видом, постійною часу, розміром чутливої площадки та іншими параметрами й характеристиками.

Розробнику ОЕП необхідно знати специфічні особливості кожного типу приймача, щоб правильно використовувати їх для рішення поставленої задачі. Властивості й основні параметри ОЕП здебільшого чому визначаються характеристиками використовуваного приймача. Наприклад, збільшення дальності роботи приладу доцільно домагатися оптимальним вибором приймача, а не збільшенням потужності випромінювання, наприклад, лазерів, оскільки лазери мають дуже великі габарити та споживають набагато більше енергії, ніж приймач.

Властивості приймачів випромінювання характеризуються здатністю виявляти та чутливістю. Перша показує, який мінімальний потік може бути зареєстрований приймачем одиничної площі в одиничній смузі частот. Чутливість, яку ще називають коефіцієнтом перетворення, визначається значенням вихідного електричного сигналу при падінні на приймач випромінювання потужністю 1 Вт або при падінні світлового потоку 1 лм (для видимого випромінювання). Наприклад, чутливість піроелектричного приймача 500 В/Вт, а германієвого фотодіода типу ФД-3 – 20 мА/лм.

3.2.1 Фотоелектричні приймачі випромінювання

До фотоелектричних належать приймачі, в яких енергія оптичного випромінювання перетворюється в енергію вільних електронів. Останні можуть покинути речовину (зовнішній фотоэффект) або залишитися в речовині (внутрішній фотоэффект).

Зовнішній фотоэффект, або фотоелектронна емісія, полягає у вилученні електронів із поверхні твердого тіла під дією енергії оптичного випромінювання. На використанні явища фотоемісії заснована дія фотоелемента із зовнішнім фотоэффектом. Такий фотоелемент являє собою діод, одним з електродів якого є фотокатод, а другим – колектор фотоелектронів – анод. При падінні на фотокатод світлового потоку Φ і подачі на анод, та позитивної напруги, з катода вилітають фотоелектрони, які рухаються до анода, в зовнішньому ланцюзі виникає струм фотоелемента.

Приклади фотоелементів із зовнішнім фотоэффектом наведено на рисунку 3.7. Фотоелемент, зображений на рисунку 3.7, а, має непрозорий катод, нанесений на внутрішню поверхню колби, і анод у вигляді кільця, розташованого в центрі колби. Такі фотоелементи використовуються, наприклад, у кіноапаратурі, у фототелеграфії, в системах автоматики та в різних контрольно-вимірювальних пристроях. На рисунку 3.7, б зображено потужнострумівий імпульсний фотоелемент для виміру світлових імпульсів лазерів з високою інтенсивністю пучка. Катоди в таких фотоелементах виконуються на металевій підкладці, а анод – у вигляді дрібноструктурної сітки, розташованої на малій (близько 3 мм) відстані від катода.

Чутливість фотоелемента можна збільшити, створивши умови для виникнення в ньому несамостійного газового розряду. Однак газонаповнені фотоелементи обмежено застосовуються внаслідок значної інерційності, а також через те, що нестабільність газового розряду збільшує шуми фотоелемента.

Ефективніше використовувати для посилення фотострумів явище вторинної електронної емісії. Цей принцип посилення застосовується в фотоелектронних помножувачах (ФЕП), які володіють надзвичайно високою чутливістю та слугують для реєстрації гранично малих світлових потоків. Принцип роботи ФЕП пояснює рисунок 3.8. У вакуумному скляному або металокерамічному балоні Б змонтовані металеві прискорювальні електроди ПЕ, діафрагма В, система з коритоподібних

діодів Д1, ... Д8 і сітчастий анод А. Світловий потік Φ викликає фотоemisію з частково прозорого фотокатода ФК, нанесеного на внутрішню поверхню плоско-ввігнутого торцевого вікна. Фотоелектрони під дією прискорювального електричного поля спрямовуються на електрод Д1, званий діодом. Він має позитивний потенціал щодо катода та є вторинно-електронним емітером. Струм первинних електронів I_ϕ вибиває з діода Д1 вторинні електрони. Кількість їх у σ разів більше кількості первинних електронів (σ – коефіцієнт вторинної emisії). Далі струм вторинних електронів із діода Д1 направляється на другий діод Д2 і так далі. З останнього, n-го, діода струм I_ϕ направляється на анод А. У результаті струм анода $I_a = I_n = \sigma^n I_\phi$.

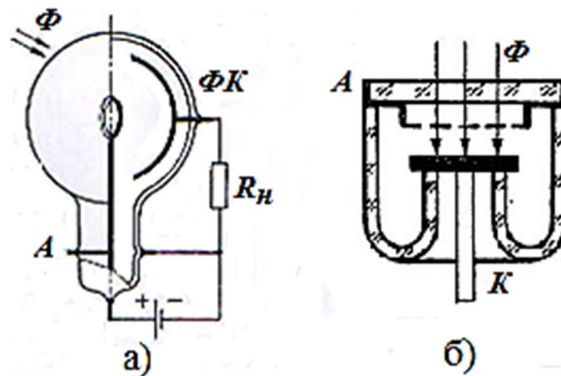


Рисунок 3.7 – Вакуумні фотоелементи

Теоретично коефіцієнт посилення струму $k_i = \sigma^n$ може досягати 10^8 . Реальні значення k_i дещо менше, оскільки деяка частина вторинних електронів не потрапляє на наступні діоди. Серед переваг ФЕП варто виокремити дуже високу швидкодію. Недолік – необхідність джерела високої (1...2 кВ) стабілізованої напруги.

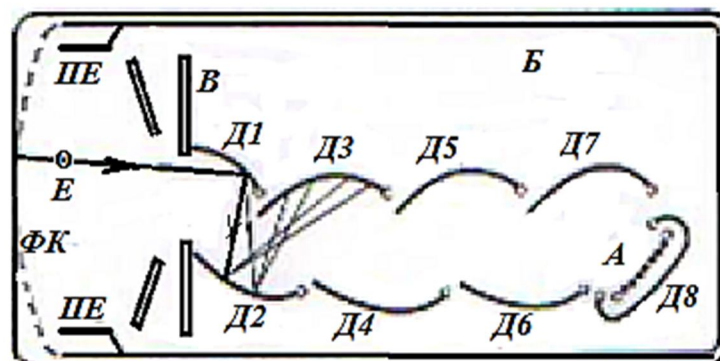


Рисунок 3.8 – Принцип побудови й роботи фотоелектронного помножувача

До фотоелектронних приймачів належать електронно-оптичні перетворювачі (ЕОП) і деякі передавальні телевізійні трубки (дисектор, відікон, суперіконоскоп тощо). Принцип дії ЕОП був нами розглянутий раніше. Тут лише зазначимо, що ЕОП використовуються не тільки для перетворення невидимого інфрачервоного, ультрафіолетового та рентгенівського зображення у видиме, але й для посилення яскравості зображення, а також для реєстрації швидкоплинних процесів. Останнє можливо завдяки тому, що зафіксоване на екрані ЕОП зображення зберігається протягом деякого часу, оскільки екрани ЕОП володіють досить великим (до декількох секунд) часом післясвітіння. Електронно-оптичні перетворювачі, зокрема, є єдиним засобом візуального спостереження надзвичайно коротких, тривалістю $10^{-12} \dots 10^{-13}$ с, лазерних імпульсів. Робота різних напівпровідникових приймачів оптичного випромінювання заснована на використанні внутрішнього фото ефекту, який полягає в тому, що під дією випромінювання в напівпровідниках відбувається генерація пар носіїв заряду – електронів і дірок. Ці додаткові носії збільшують електричну провідність напівпровідника. Така додаткова провідність, обумовлена дією фотонів, отримала назву фотопровідності. У деяких приладах унаслідок генерації фотоелектронів і дірок виникає ЕРС (її прийнято називати фото-ЕРС), і тоді ці прилади працюють як джерела струму. Приймачі, в яких використовується явище зміни електричної провідності речовини під дією падаючого світла, називаються фоторезисторами. Вони виготовляються з беспримісних та домішкових напівпровідників і працюють у різних областях спектра – від рентгенівської та ультрафіолетової до далекої інфрачервоної. Пристрій фоторезистора показано на рисунку 3.9, а. На діелектричну платівку (1) нанесений тонкий шар напівпровідника (2) із контактами (3) на кінцях. Схема включення фоторезистора показана на рисунку 3.9, б. Тут R_n – навантажувальний опір, $U_{вих}$ – напруга, що знімається з нього, U – напруга джерела живлення.

Фотодіодом називається фотоелектричний прилад з одним р-п-переходом, у якому використовується явище внутрішнього фото ефекту.

Крім р-п фотодіодів, існують і р-і-п фотодіоди, в яких між шарами р і п міститься шар нелегованого напівпровідника і, фотодіоди Шотткі, лавинні фотодіоди та фотодіоди з гетероструктур.

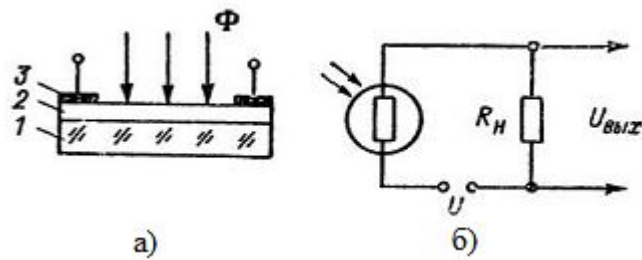


Рисунок 3.9 – Побудова (а) і схема включення (б) фоторезистора

Внутрішнім фотоефектом називається процес іонізації атомів кристалічної решітки напівпровідника або домішки в ній квантами світла, що супроводжується утворенням рухливих носіїв заряду.

При іонізації атомів генерується електронно-діркові пари, які під впливом градієнта концентрації дифундують до р-п-переходу. На межі переходу вони поділяються і неосновні носії під впливом електричного поля, величина якого визначається контактною різницею потенціалів, перекидаються через перехід в область, де вони є основними носіями заряду. Струм, створюваний неосновними носіями заряду, при переході в область, де вони є основними носіями заряду, називають повним фотострумом.

Основні носії залишаються в області генерації пари. Якщо ланцюг розімкнути, то електрони накопичуються в п-області, а дірки в р-області. Об'ємний заряд цих носіїв частково компенсує заряд іонів замикаючого шару, знижуючи потенціальний бар'єр. Це призводить до порушення умов термодинамічної рівноваги й виникненню струму дифузії через р-п-перехід.

Новий рівноважний стан відповідає меншій висоті потенціального бар'єру, рівній $U_k - E_\phi$, при якому потік неосновних носіїв заряду через перехід, викликаний світловим опроміненням, повністю урівноважений зустрічним дифузійним потоком основних носіїв заряду.

ЕРС, на значення якої знижується потенційний бар'єр, називають фото-ЕРС (E_ϕ).

Для переходу в зону провідності електрон, який міститься в валентній зоні, повинен отримувати приріст енергії, що перевищує ширину забороненої зони. Власний фотоефект виникає в тому разі, якщо енергія кванта світла перевищує $\Delta\varepsilon$. Для кременю максимальна довжина хвилі лежить в інфрачервоній області 1,1 мкм. Межа фотоефекту відповідає переходу електрона з самого верхнього рівня валентної зони на найнижчий рівень зони провідності.

Якщо внаслідок іонізації електронно-діркові пари генеруються на відстані від р-п-переходу більшій за дифузійну довжину, вони встигають рекомбінувати, не досягнувши р-п-переходу, і не вносять вкладу у фотострум.

ВАХ фотодіода при різних значеннях світлового потоку наведена на рисунку 3.10.

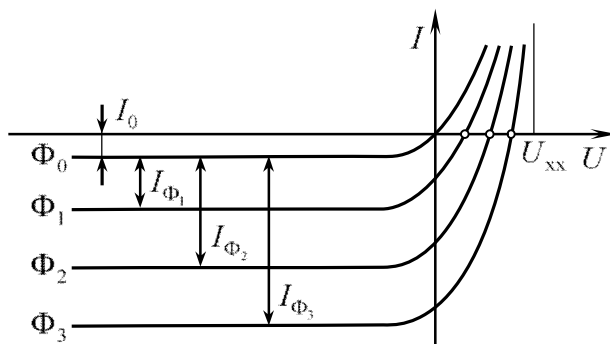


Рисунок 3.10 – ВАХ фотодіода при різних значеннях світлового потоку

Тут $\Phi_3 > \Phi_2 > \Phi_1$. Значення фотоструму в першому наближенні можна знайти з виразу

$$I_{\Phi} = S_{\text{інт}} \Phi, \quad (3.13)$$

де $S_{\text{інт}}$ – інтегральна чутливість;

Φ – світловий потік.

З принципу роботи фотодіода витікає, що фотострум підсумовується зі зворотним струмом теплового походження:

$$I_{\text{общ}} = I_{\Phi} - I_0 \left(1^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right), \quad (3.14)$$

де φ_T – температурний потенціал

Якщо фотодіод замкнутий на резистор R , то напруга на р-п-переході $U_{\text{вих}} = IR$, тоді

$$I_{\text{общ}} = I_{\Phi} - I_0 \left(1^{\frac{IR}{\varphi_T}} - 1 \right). \quad (3.15)$$

Вирішивши це рівняння щодо $U_{\text{вих}}$ отримаємо рівняння, що аналітично описує ВАХ фотодіода:

$$U_{\text{вих}} = \varphi_T \ln \left(1 + \frac{I_{\Phi} + I_{\text{общ}}}{I_0} \right). \quad (3.16)$$

Фотодіод можна включати в схему, як із зовнішнім джерелом живлення (рис. 3.11, а), так і без нього (рис. 3.11, б).

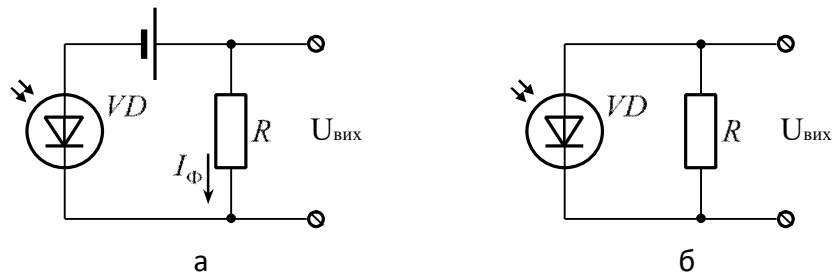


Рисунок 3.11 – Схеми включення фотодіода:
а – із зовнішнім джерелом живлення; б – фотодіод замкнутий на резистор

У схемі із зовнішнім джерелом живлення (рис. 3.11, а) під дією прикладеної напруги в колі фотодіода протікає невеличкий тепловий струм за відсутності освітлення. При освітленні фотодіода потік неосновних носіїв заряду збільшується, внаслідок чого збільшується струм у колі, який визначається напругою джерела та світловим потоком.

При замиканні фотодіода на резистор (рис. 3.11, б) струм у зовнішньому колі створюється завдяки фото-ЕРС. При цьому фотодіод працює в режимі фотогенератора безпосередньо перетворюючи світлову енергію в електричну.

Основні параметри та характеристики фотодіодів:

1. Вольт-амперна характеристика ($I_d = f(U_d)$ при $\Phi = \text{const}$) визначає залежність струму фотодіода від напруги на ньому при постійній величині світлового потоку.

2. Світлова характеристика відображає залежність струму фотодіода від величини світлового потоку при постійній напрузі на фотодіоді ($I_d = f(\Phi)$ при $U_d = \text{const}$). У широкому діапазоні змін світлового потоку світлова характеристика фотодіода виявляється лінійною.

3. Спектральна характеристика показує відносну зміну струму фотодіода від довжини хвилі падаючого на фотодіод світла (рис. 3.12).

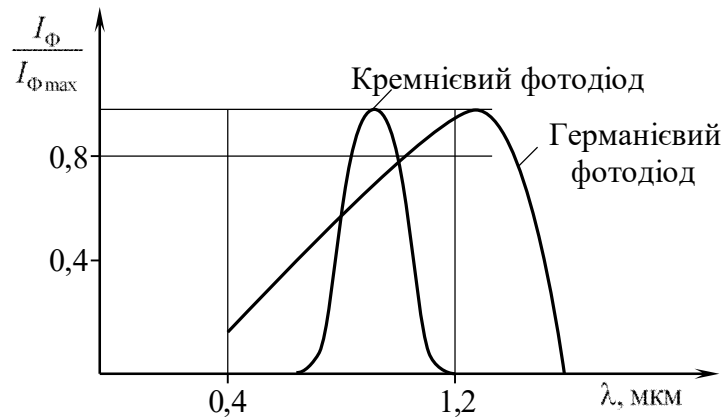


Рисунок 3.12 – Спектральна характеристика фотодіода

4. *Інтегральна чутливість* ($S_{\text{інт}}$) – відношення фотоструму діода до потоку падаючого монохроматичного випромінювання із заданою довжиною хвилі:

$$S_{\text{інт}} = \frac{I_{\Phi}}{\Phi}. \quad (3.17)$$

5. *Робоча напруга* (U_p) – постійна напруга, прикладена до фотодіоду, при якій забезпечуються номінальні параметри при його тривалій роботі в заданих експлуатаційних умовах.

6. *Темновий струм* (I_T) – струм, що протікає через фотодіод у разі відсутності на ньому світлового випромінювання.

7. *Гранична частота* – частота вимірювання яскравості світлового потоку, при якій інтегральна чутливість зменшується в $\sqrt{2}$ (порядку 10^7 Гц).

Сучасна технологія мікроелектронної техніки дає змогу створювати багатоелементні фотоприймачі. Такі матриці фотоприймачів при порівняно невеликих розмірах (кілька десятків міліметрів) можуть містити кілька десятків і навіть тисяч елементів. Багатоелементні фотоприймачі дозволяють аналізувати оптичне зображення, оскільки вони реагують не тільки на яскравості, але й на просторові характеристики об'єкта, тобто дозволяють створювати його повний зоровий образ.

Пояснимо це. Припустимо, що об'єкт (Об) являє собою предмет, що світиться у вигляді літери Н (рис. 3.13, а). Оптична система відтворює його в площині зображень Р. Проаналізувати це зображення можна, зробивши його послідовний перегляд (поелементне розкладання) за допомогою фотоприймача (ФП) малих розмірів. Для цього фотоприймач потрібно

переміщати спочатку по верхньому, першому рядку, потім по другому, третьому й так далі (траєкторія руху ФП показана на рис. 3.13, б), фіксуючи при цьому сигнал фотоприймача. Просканувавши (переглянувши) все зображення, отримаємо послідовність електричних сигналів, у якій закодований образ предмета.

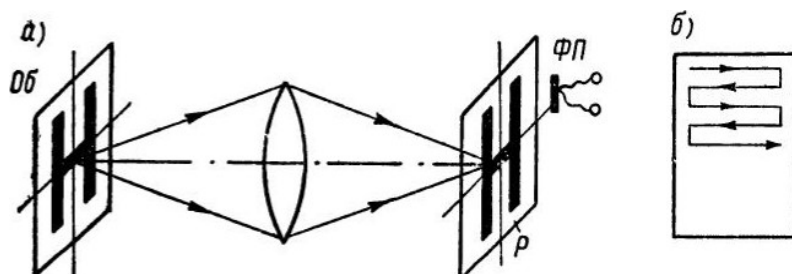


Рисунок 3.13 – Принцип використання одноелементного фотоприймача для аналізу оптичного зображення (а) і траєкторія сканування (б)

Для аналізу зображення таким способом буде потрібно багато часу. Проаналізувати зображення можна значно швидше, якщо в площині Р розташувати мозаїчний приймач оптичного випромінювання з великим числом елементарних фоточутливих осередків. У цьому разі оптична система перетворює розподіл яскравості об'єкта в розподіл освітленості на поверхні матричного приймача. Тут світлова енергія перетворюється в електричну, до того ж відгук кожного елемента (струм, заряд або напруга) буде пропорційний його освітленості. Якщо далі за допомогою спеціальної опитувальної системи (електронної системи сканування) провести послідовне опитування кожного елемента й зчитування інформації, що міститься у ньому, то на виході пристрою ми отримаємо послідовність електричних сигналів, у якій закодований сприйманий образ предмета.

Фотоприймальні матриці можуть бути побудовані на основі великої кількості фоторезистивних, фотодіодних і фототранзисторних елементів.

Фотоприймальні матриці можуть використовуватися і як позиційно-чутливі датчики – для визначення координат зображення, а також як твердотілі аналоги вакуумних передавальних телевізійних трубок.

Дуже перспективні матричні формувачі сигналів зображень на основі приладів із зарядовим зв'язком (ПЗЗ), що становлять матрицю, яка виконана на напівпровідниковій підкладці нанесенням металевих електродів з ізоляцією від напівпровідника тонким шаром діелектрика. При подачі на електрод негативної напруги в шарі напівпровідника під цим електродом зменшується кількість основних носіїв заряду.

Утворюється так звана потенційна яма, здатна накопичувати поблизу кордону розділу діелектрика й напівпровідника неосновні носії заряду, що виникають при освітленні. При деяких співвідношеннях потенціалів сусідніх комірок можна забезпечити перетікання накопичених зарядів у певному напрямку. Отже, переміщаючи заряди, можна зчитувати сигнали послідовно всіх осередків приладу. Відмінною особливістю формувачів сигналів на основі ПЗЗ є висока роздільна здатність – 50 ліній на міліметр. Це означає, що такі формування можуть «розрізнити» дві лінії на поверхні зображення, розташовані на відстані 20 мкм одна від одної.

3.2.2 Фотохімічні приймачі випромінювання

Фотографічний процес має фотонну природу. Фотоемульсія являє собою суспензію мікрокристалів галогеніду срібла в желатині, який є структурною основою та сенсibilізатором. Форма мікрокристалів – неправильна (платівки, сфери), розмір МК описується логарифмічно-нормальним законом із середнім радіусом $r = 0,05... 2$ мкм залежно від типу плівки. Унаслідок експонування фотопластинки виникає приховане зображення, під яким розуміються зміни структури мікрокристалів, що збільшують імовірність його прояву понад 0,5. Мікрокристали що поглинули достатню кількість фотонів, перетворюються при прояві в металеве срібло швидше, ніж неекспоновані. При попаданні на кожен мікрокристал 1...4 квантів проявляється 10...20 % усіх мікрокристалів, при 10...25 квантах – близько 50 %. У рентгенівських і γ -променях зайвого немає: кожен квант або γ -частка роблять мікрокристал таким, що проявляється. Проявлення грає роль підсилювача дії світла: на кожен поглинений квант припадає близько 10^8 атомів срібла. Прояв, що виник в одній точці експонованого матеріалу, автокаталітично наростає аж до прояву всього мікрокристалу. При рівномірному засвіченні, центри мікрокристалів розподілені за законом Пуассона й можуть бути центрами прихованого зображення або вуалі. Останні є аналогами темнових відліків у фотодетекторах. Щільність почорніння однозначно та нелінійно пов'язана з експозицією фотопластинок.

У фотохімічних приймачах енергія падаючого випромінювання викликає різні хімічні перетворення. Типовий представник приймачів такого типу – людське око, в якому під дією світла в світлочутливих елементів сітківки відбувається фотохімічне розкладання речовини, що

зветься пурпуром. Продукти розкладання викликають подразнення зорового нерва та світлове відчуття.

3.2.3 Теплові приймачі випромінювання

У теплових приймачах енергія оптичного випромінювання перетворюється в теплову. Їх принцип дії полягає у вимірюванні надлишкової температури, яку набуває приймальна поверхня або певний об'єм датчика внаслідок поглинання променистої енергії.

Теплові датчики широко використовуються як датчики ІЧ-випромінювання об'єктів в апаратурі виявлення, дистанційного вимірювання температури, спостереження за астрофізичними об'єктами, як еталонні приймачі для калібрування різних датчиків, у спектральній апаратурі інфрачервоного діапазону, для інтегральних вимірювань сонячного випромінювання, власного випромінювання атмосфери, земної та водної поверхні.

Загальним для більшості конструкцій теплових приймачів є наявність приймального майданчика, теплоізованого від масивного корпусу. Для максимально можливого поглинання випромінювання в необхідному діапазоні довжин хвиль, приймальний майданчик покривається шаром речовини з високою поглинальною здатністю (0,90... 0,98). Зазвичай це чорні, що забезпечують постійну чутливість в широкому діапазоні – від ультрафіолетового до середнього й далекого ІЧ-випромінювання.

Залежно від способу виміру надлишкової температури приймального елемента теплові детектори поділяються на термоелектричні, болометричні, піроелектричні та оптико-акустичні.

У термоелементі використовується відомий термоелектричний ефект Зеєбека, який полягає в тому, що при нагріванні двох спаяних різнорідних провідників виникає термо-ЕРС, що викликає електричний струм у ланцюзі. Якщо місце спаю набуває надлишкову температуру ΔT , то на двох інших кінцях провідників виникає ЕРС, пропорційна надлишковій температурі: $U = \alpha \Delta T$. Коефіцієнт пропорційності α називається питомою термо-ЕРС спаю й визначається типом матеріалів, що утворюють термопару. Для металів та їхніх сплавів значення лежить у межах від одиниць до декількох десятків, а для напівпровідників – від декількох десятків до тисячі мікрвольт на кельвін.

Параметри термоелектричних приймачів випромінювання визначаються не тільки використовуваними матеріалами, але й конструкцією та суттєво розрізняються залежно від призначення приймача.

Високочутливі приймачі для вимірювань гранично малих потоків або модульованого випромінювання конструюються з приймальними майданчиками малих розмірів (одиниці квадратних міліметрів). Зі зменшенням розмірів зростає чутливість і підвищується швидкодія. Приймачі для абсолютних вимірювань (високоточні вимірювання потужності й енергії випромінювання, наприклад, лазерного, калібрування джерел і приймачів видимого та інфрачервоного випромінювання) виконуються у вигляді моделей абсолютно чорного тіла з прийомним елементом конусної, сферичної або іншої форми, мають невисоку чутливість і велику постійну часу.

У болометрі зміна температури приймального елемента внаслідок поглинання випромінювання викликає зміну його електричного опору. Металеві болометри виготовляються з платини, нікелю, вісмуту, сурми. Приймальний майданчик такого болометра виконується або у вигляді дуже тонкої металевої стрічки, або у вигляді плівки, нанесеної на діелектричну підкладку. Для збільшення поглинальної здатності приймальний майданчик покривається черню. За допомогою сучасних металевих болометрів можна фіксувати зміну температури приймального елемента на 10^{-7} градуси. Напівпровідникові болометри (терморезистори) виготовляються з оксидів нікелю, кобальту, марганцю, а також із плівок германію та кремнію. Суміш оксидів, у яку додана органічна сполучна речовина, наносять на скляну підкладку або ж пресують у вигляді таблеток. Найчутливішим є напівпровідниковий болометр із тонкошарового германію з домішкою галію.

Порівняно недавно почав застосовуватися новий тип теплового приймача – піроелектричний. Відомо, що при тепловій дії на кристал сегнетоелектрика на його поверхні з'являються електричні заряди. Такі кристали отримали назву піроелектричних.

Піроелектричний приймач (рис. 3.14) складається з піроелектричного кристала (2) з поглинальними покриттям (1), електродів (3) і підкладки (4). При падінні теплового потоку Φ відбувається нагрів кристала, внаслідок чого на його поверхні з'являються електричні заряди. Ці заряди викликають електричний струм у зовнішнім ланцюзі.

Піроелектричні приймачі не вимагають зовнішнього джерела живлення. За їх допомогою можна реєструвати температурні зміни $10^{-7} \dots 10^{-8} \text{K}$. Піроелектричні приймачі більше ніж у 1 000 разів чутливіші термоелементів.

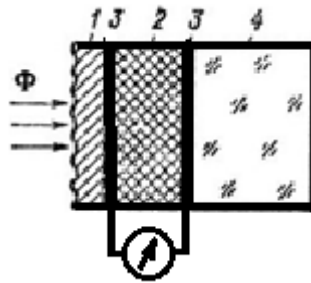


Рисунок 3.14 – Побудування піроелектричного приймача

В оптико-акустичному приймачі зміна температури приймальної поверхні, що є однією зі стінок газової камери, призводить до зміни температури й об'єму газу та прогину мембрани – другої стінки газової камери. Пристрій оптико-акустичного приймача наведено на рисунку 3.15. Приймач складається з камери (1), наповненої газом. З одного боку камера закрита плівкою (2), що поглинає. При падінні на плівку теплового потоку вона нагрівається й деформується, унаслідок чого тиск у камері збільшується.

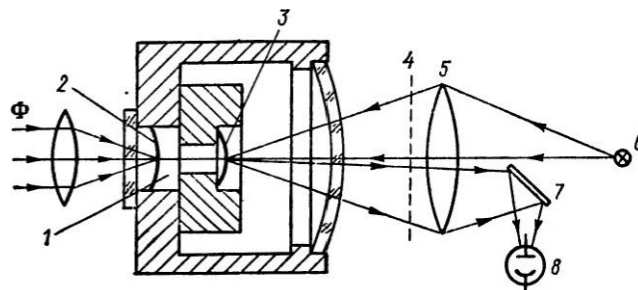


Рисунок 3.15 – Схема та принцип роботи оптико-акустичного приймача

Це викликає прогин мембрани (3). Зовнішня поверхня мембрани покрита дзеркальним шаром, і на неї за допомогою лампи (6) і лінзи (5) проектується зображення раstra – решітки (4) з непрозорими штрихами. За відсутності прогину мембрани (відсутності потоку Φ) світло від лампи, що пройшло через прозорі ділянки решітки, відбившись від мембрани, потрапляє на непрозорі штрихи решітки, і струму в ланцюзі фотоелемента (8) не виникає. При прогині мембрани (наявності потоку Φ) світлові пучки, які падають на мембрану, розфокусуються, частина світла проходить через решітку й після відбиття від дзеркала (7) потрапляє на фотоелемент. Отже, в цьому приймачі мірою падаючого світлового потоку Φ є сила

струму, що протікає в ланцюзі фотоелемента. Теплове поглинання променевої енергії на відміну від фотоэффекту не має квантового характеру. У зв'язку з цим теплові приймачі випромінювання неселективні, тобто мають постійну чутливість у широкому спектральному діапазоні. Чутливість же фотоелектричних приймачів змінюється залежно від довжини хвилі падаючого випромінювання, тому всі фотоелектричні приймачі є селективними. Люмінесцентні приймачі випромінювання перетворюють випромінювання одного спектрального складу у випромінювання іншого спектрального складу. Так, метаскоп, наприклад, може перетворити ІЧ-зображення у видиме.

3.2.4 Оптичні багатоходові трап-детектори

Ідея побудови трап-детектора виникла після розробки кремнієвих фотодіодів з близькою до одиниці внутрішньою квантовою ефективністю. Застосування цих фотодіодів у прецизійній метрології ускладнювалося порівняно низькою зовнішньою квантовою ефективністю, зумовленою значним френелівським відбиттям вимірюваного випромінювання від поверхні фотодіода.

Перші трап-детектори містили три-чотири фотодіоди та були побудовані на основі простої ідеї – для підвищення зовнішньої квантової ефективності трап-детектора фотодіоди розташовувалися по плоскій незамкненій спіралі, так що відбите від одного фотодіода випромінювання потрапляло на наступний і так далі (рис. 3.16). З останнього в спіралі фотодіода відбите випромінювання поверталось на попередній і проходило всю спіраль у зворотному напрямку. Основним недоліком такої конструкції була висока чутливість до характеру поляризації вимірюваного випромінювання.

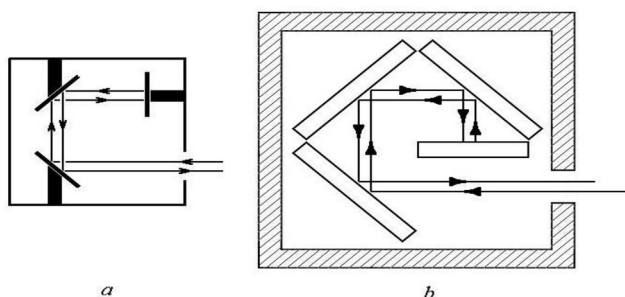


Рисунок 3.16 – Трап-детектори з трьома (а) і чотирма (б) фотодіодами

Цей недолік вдалося усунути, маючи в своєму розпорядженні фотодіоди, зазвичай три, по тривимірній спіралі (рис. 3.17). Така

конфігурація значно знизила поляризаційну чутливість трап-детекторів, але повністю її не усунула.

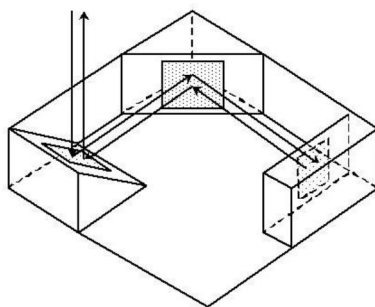


Рисунок 3.17 – Трап-детектор з установкою фотодіодів по тривимірній спіралі

Подальше поліпшення характеристик трап-детекторів пов'язано зі збільшенням кількості віддзеркалень. Було запропоновано будувати просторову спіраль з трьох або чотирьох фотодіодів так, щоб вона замикалася першим фотодіодом (рис. 3.18).

Важливою відмінністю цієї конструкції є те, що в ній вперше використаний принцип «віртуальних» фотодіодів – із трьох-чотирьох реально існуючих фотодіодів побудований спіральний ланцюжок, що містить чотири-п'ять фотодіодів.

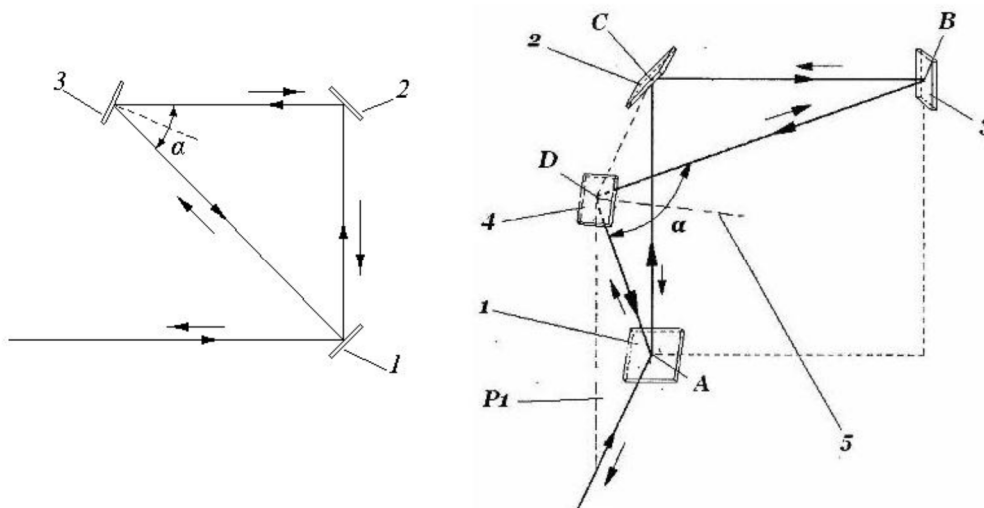


Рисунок 3.18 – Конструкції трап-детекторів, побудованих за принципом «віртуальних» фотодіодів

У таких конструкціях спіраль може бути виконана плоскою, оскільки внаслідок великої кількості віддзеркалень поляризаційна чутливість такої конструкції трап-детектора вкрай мала. Розрахунки показують, що

коефіцієнти поглинання випромінювання s- і р-поляризацій відрізняються не більше ніж на $3 \cdot 10^{-5}$.

Альтернативою описаного вище підходу до детектування оптичного випромінювання можуть слугувати розроблені конструкції, засновані на властивості дзеркальної еліпсоїдної поверхні відбивати будь-який промінь, що пройшов через один з фокусів еліпсоїда в напрямку, при якому він обов'язково пройде через другий фокус, а, відбившись другий раз від еліпсоїдної поверхні, промінь знову пройде через перший фокус і так далі, кожен раз притискаючись до великої осі еліпсоїда обертання до доти, доки повністю не зіллється з нею. На рисунку 3.19 наведено конфігурацію трап-детектора з еліпсоїдним дзеркалом.

Еліпсоїдні конфігурації дозволяють виключити відбите випромінювання в напрямку джерела випромінювання. Вони зручні для проведення вимірювань некогерентних джерел випромінювань, оскільки при кожному наступному відбитті відбувається звуження діаграми спрямованості. Крім того, всі запропоновані зміни дають змогу враховувати дифузійний складник, що позитивно позначається на точності вимірювань.

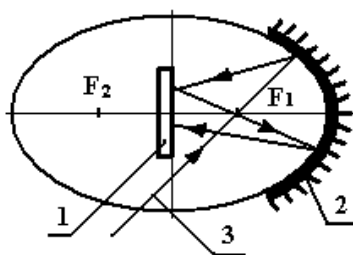


Рисунок 3.19 – Схема трап-детектора з дзеркалом у формі частини еліпсоїда обертання

Розроблені сучасні конструкції трап-детекторів найширше застосовуються в прецизійній метрології. Зокрема, бурхливий розвиток світлодіодних джерел світла потребує використання нових методів і засобів вимірювання їхніх світлотехнічних параметрів, оскільки класичні методи фотометрії в цьому разі не можуть бути застосовані в повному обсязі. При цьому постає проблема забезпечення єдності й достовірності вимірювань. Вирішити питання передачі одиниці від первинного еталонну до робочих засобів вимірювання світлодіодів дозволив розроблений еталонний приймач трап-детектор.

3.2.5 Порівняльна характеристика приймачів випромінювання

З точки зору розробника оптико-електронної апаратури приймач випромінювання мав би володіти такими характеристиками: невелика споживана потужність живлення; максимально можлива (теоретична) чутливість; поріг чутливості, обумовлений тільки радіаційним шумом; мінімальна постійна часу; можливість роботи без охолодження в широкому діапазоні температур; вихідний опір, оптимально узгоджений з навантаженням підсилювача; однакова чутливість у широкому діапазоні спектра; стабільність параметрів при роботі в умовах фоновому засвічення та великій зміні вхідного сигналу й так далі.

Якщо оцінити з цієї точки зору розглянуті приймачі, то виявиться, що частина параметрів одного й того самого приймача близька до ідеальних, зате інша далека від них. Фотопомножувачі й фотоелементи мають високу чутливість і низький поріг чутливості, малу постійну часу, високий вихідний опір. З іншого боку, фотоелементи та ФЕП мають великі габарити, вони вимагають високої напруги живлення, їх чутливість і поріг чутливості погіршуються при фоновому засвіченні, вони працюють лише в обмежених ділянках спектра. Фоторезистори порівняно з фотоелементами вимагають значно меншої напруги живлення, габарити їх значно менше, галузь спектральної чутливості у них значно більше (хоча теж є обмеженою), менш чутливі до фоновому засвіченню. Однак у фоторезисторів порівняно велика постійна часу, деякі приймачі вимагають охолодження, до того ж параметри їх сильно залежать від температури.

Перевагою фотодіодів є малі габарити й маса, можливість роботи без напруги або при невеликій споживаній потужності, великий діапазон робочих температур, можливість роботи без охолодження. Серед недоліків фотодіодів можна виокремити порівняно з фотоелементами меншу чутливість, більший поріг чутливості, а для малоінерційних фотодіодів – малий розмір чутливого майданчика.

Теплові приймачі випромінювання чутливі в широкому діапазоні спектра та їхні параметри практично не залежать від спектрального складу випромінювання, живлення або відсутнє, або здійснюється при невеликій нарузі. Однак велика інерційність, складність пристрою та узгодження з наступними електронними ланками перешкоджає застосуванню теплових приймачів в оптико-електронній (особливо в швидкодіючій) апаратурі.

Для правильного вибору приймача випромінювання в конкретному приладі необхідно враховувати умови його застосування: призначення та

принцип дії приладу, умови роботи, тривалість роботи, характеристики випромінювання об'єкта й фону. Наприклад, відомо що охолоджувані приймачі випромінювання володіють більш високою чутливістю, що дає змогу покращити технічні характеристики апаратури. Однак застосування таких приймачів пов'язано з великими труднощами, особливо при тривалій роботі приладу. найпростіші способи охолодження за допомогою твердої вуглекислоти, рідкого повітря або азоту забезпечують роботу приймача протягом кількох годин. При тривалішій роботі необхідно застосування складних і дорогих холодильних установок. Отже, можливість застосування тієї чи іншої системи охолодження зумовлює вибір приймача в приладі.

Якщо не брати до уваги експлуатаційні вимоги, то при виборі приймача прагнуть отримати найбільше відношення сигнал/шум. У відсутність фону, очевидно, найкращим приймачем буде той, який володіє найбільшою здатністю до виявлення заданого випромінювача. Далі, з двох однакових у цьому сенсі приймачів кращим буде той, який менш чутливий до фонового випромінювання. При розрахунку чутливості зазвичай враховується й постійна часу приймача. Отже, обґрунтований вибір приймача може бути досить складним завданням. Правильно обрані критерії порівняння приймачів випромінювання з урахуванням умов експлуатації полегшують це завдання.

Перелік приймачів, що використовуються для прийому випромінювання сучасних лазерів. При роботі з гелій-кадмієвий ($\lambda = 0,44$ мкм), аргонівим ($\lambda = 0,488$ мкм), рубіновим ($\lambda = 0,6943$ мкм), гелій-неоновим ($\lambda = 0,6328$ мкм), напівпровідникові на арсеніді галію ($\lambda = 0,84-0,91$ мкм), неодимовим ($\lambda = 1,06$ мкм), неодимовим із подвоєнням частоти ($\lambda = 0,53$ мкм), криптоновим ($\lambda = 0,64$ мкм), гелій-неоновим ($\lambda = 1,153$ мкм) лазерами застосовуються фотоелементи й фотопримножувачі з відповідним типом спектральної характеристики, а також германієві та кремнієві фотодіоди й фоторезистори.

Для прийому випромінювання гелій-неонового ($\lambda = 3,39$ мкм) і ксенонового лазерів ($\lambda = 3,51$ мкм) можна застосовувати фоторезистори типу PbS, PbTe, InSb та інші. Для прийому випромінювання лазерів на вуглекислому газі ($\lambda = 10,6$ мкм) застосовуються фоторезистори з германію, легованого міддю, золотом або цинком, що охолоджуються до температури 77 К і нижче. Очевидно, що для прийому випромінювання

всіх перелічених лазерів можна використовувати й теплові приймачі випромінювання, якщо постійна часу дає змогу це зробити.

Високою чутливістю до випромінювання з $\lambda = 10,6$ мкм і здатність працювати при температурах вище 77 К володіють приймачі на потрійних сполуках, які виготовляються зі змішаних кристалів з власною провідністю $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ і $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$. При зміні x максимум чутливості зміщується по осі довжин хвиль. Наприклад, у приймачі на основі $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ вдалося перекрити діапазон 1–30 мкм. Ці приймачі можуть працювати і як фотодіод, і як фоторезистор.

3.3 Електронні елементи оптико-електронних приладів

Сигнал, що виробляється приймачем випромінювання, зазвичай дуже малий. Для того щоб витягти з сигналу корисну інформацію, його потрібно підсилити до такого рівня, який може бути зареєстрований або вимірний. Тому вхідним пристроєм електронної схеми оптико-електронного приладу є підсилювач. Як підсилювачі зазвичай використовують підсилювачі змінного струму, оскільки у підсилювачів постійного струму нестабільний стан нульового відліку. Для отримання змінного сигналу, оптичний сигнал в оптико-електронному приладі може модулюватися з допомогою механічних, електрооптичних або будь-яких інших модуляторів.

Підсилювач зазвичай складається з двох частин: передпідсилювача та власне підсилювача. Передпідсилювач виробляє попереднє підсилення сигнал; власне підсилювач містить різні регульовальні елементи, що дозволяють змінювати коефіцієнт посилення, смугу частот, що підсилюються, та інші параметри підсилювача. У наступних електричних ланцюгах відбувається обробка сигналу. Ці ланцюги містять пристрої формування та декодування, схеми збігів, електричні фільтри, детектори тощо. Оброблений сигнал реєструється з допомогою осцилографічних, візуальних, фотографічних індикаторів або записується автоматичними системами, наприклад електронними самописцями.

Електронна система оптико-електронного приладу фіксує не тільки корисний сигнал, але й перешкоди, що генеруються електронними елементами приладу. При цьому в переважній більшості випадків рівень перешкод настільки високий, що оптико-електронний прилад може нормально функціонувати тільки за умови їх ефективного придушення.

Останнє досягається застосуванням різних фільтруючих елементів та оптимальних методів обробки інформації на всіх етапах її перетворення та реєстрації.

У сучасних оптико-електронних приладах і системах широко використовуються засоби обчислювальної техніки, що дають змогу значно підвищити точність вимірювань і автоматизувати процеси отримання та обробки інформації. За допомогою ЕОМ вирішуються такі основні завдання: виправлення помилок вимірювань шляхом порівняння результатів вимірювань з даними, що зберігаються в пам'яті ЕОМ, або шляхом відповідної обробки отриманих результатів; перетворення однієї величини в іншу, наприклад, довжини хвилі в частоту або коефіцієнта пропускання зразка в концентрацію досліджуваної речовини; поліпшення співвідношення сигнал-шум завдяки статистичній обробці результатів великої кількості вимірювань; обробка результатів вимірювань із застосуванням операцій інтегрування, диференціювання, віднімання тощо; порівняння отриманих результатів із даними, що зберігаються в пам'яті ЕОМ, з метою розшифрування результатів вимірювань. У низці випадків, наприклад під час аналізу оптичних зображень, спеціальні алгоритми та програми дають змогу значно зменшити кількість вимірювань, необхідних для отримання потрібної інформації. При використанні ЕОМ у спектральних приладах зменшується кількість речовини, що потрібна для спектрального аналізу, і фіксуються дуже малі зміни в спектрах, що виникають унаслідок слабких зовнішніх впливів або незначних структурних змін досліджуваної речовини.

Засоби обчислювальної техніки все ширше застосовуються й для управління роботою оптико-електронних приладів і процедурами експериментів. При цьому по командам, що видаються ЕОМ відповідно до певної програми, проводиться вибір спектральної області вимірів, сканування по заданій траєкторії, усереднення результатів, зміна досліджуваних об'єктів та інші необхідні операції. Використання ЕОМ для автоматичного перетворення інформації та управління перебігом експерименту дає змогу, крім підвищення точності вимірювань, зменшити час експерименту, тобто збільшити продуктивність праці.

Сучасні оптико-електронні прилади оснащуються спеціальними функціональними електронними блоками, мікропроцесорами, мікро- й міні-ЕОМ або працюють у комплексі з великими машинами колективного користування.

Набір елементів, що становлять оптико-електронний прилад, залежить від призначення приладу. Різноманіття оптико-електронних приладів і завдань що вирішуються за їх допомогою визначає і різноманіття типів застосовуваних у них елементів: приймачів і джерел випромінювання, оптичних деталей, електронних вузлів. Настільки ж різноманітні й фізичні явища, що лежать в основі дії елементів оптико-електронних приладів. Нижче розглянуті напівпровідникові елементи, які використовуються при реалізації окремих блоків та пристроїв оптико-електронних приладів.

Напівпровідниковим діодом називають напівпровідниковий прилад з одним електричним р-п-переходом і двома виводами.

За функціональним призначенням діоди поділяються на випрямні, імпульсні, стабілітрони (опорні), варикапи, тунельні, фотодіоди, світлодіоди і інші.

Більшість напівпровідникових діодів виготовляють на основі несиметричних р-п-переходів. Низькоомну область діодів називають емітером, а високоомну – базою.

У дійсних діодах пряма та зворотня гілки ВАХ відрізняються від ідеальної характеристики р-п-переходу. При зворотному включенні діода тепловий струм I_0 становить лише частину зворотного струму діода. При прямому включенні значний вплив на хід ВАХ має падіння напруги на опір бази діода, яке починає проявлятися вже при 2...10 мА.

При практичному використанні діодів не прийнято виокремлювати складники, які спотворюють ідеальну ВАХ. Замість цього одним з основних параметрів діода є зворотний струм ($I_{зв}$). Оскільки $I_{зв}$ змінюється в широких межах від зразка до зразка в паспортних даних на кожен вид діода вказується його максимально допустиме значення. Для інженерних розрахунків зворотного струму, залежно від температури навколишнього середовища, можна користуватися спрощеним виразом:

$$I_{обг\ T} \approx I_{обг\ T_0} 2^{\frac{\Delta T}{T^*}}, \quad (3.18)$$

де $I_{зв}(T_0)$ – зворотній струм при температурі T_0 ;

$$\Delta T = T - T_0;$$

T^* – приріст температури, при якому зворотній струм подвоюється;

$T^* = 8...10$ °С – для германію;

$T^* = 6...7$ °С – для кремнію.

Падіння напруги на діоді при прямому включенні можна дізнатися з виразу:

$$U = \left[\varphi_T \ln \left(\frac{I}{I_0} + 1 \right) \right] + I r_\delta \approx \varphi_T \ln \left(\frac{I}{I_0} + 1 \right) \rightarrow \text{для малих струмів } I, \quad (3.19)$$

де I – струм, що проходить через діод;

I_0 – зворотній тепловий струм;

r_δ – омичний опір бази;

φ_T – температурний потенціал.

Випрямні діоди – це діоди, призначені для перетворення змінного струму в постійний, до швидкодії, ємності р-n-переходу й стабільності параметрів яких не зазначають спеціальних вимог. Випрямним діодам властива наявність малих опорів у провідному стані, що дозволяє пропускати великі струми. Їхня бар'єрна ємність велика через велику площу р-n-переходу й досягає значень у десятки мікрофарад.

Основні параметри випрямних діодів:

1. *Максимально допустима зворотня напруга* ($U_{зв.мах}$) – значення напруги, прикладеної в зворотному напрямку, яку діод може витримати протягом тривалого часу без порушення його працездатності (десятки – тисячі В для діодів малої потужності).

2. *Середній випрямлений струм* ($I_{вип.ср}$) – середнє за період значення струму що протікає через діод в однопівперіодному випрямлячі з активним навантаженням (сотні мА – десятки А).

3. *Імпульсний прямий струм* ($I_{пр.і}$) – пікове значення імпульсу струму при заданій максимальній тривалості, шпаруватості та формі імпульсу.

4. *Середній зворотний струм* ($I_{зв.ср}$) – середнє за період значення зворотного струму (частки мкА – одиниці мА).

5. *Середня пряма напруга* ($U_{пр.ср}$) – середня за період пряма напруга при заданому середньому значенні прямого струму (частки В).

6. *Середня розсіювана потужність* ($P_{ср}$) – середня за період потужність, що розсіюється діодом при протіканні струму (сотні мВт – десятки й більше Вт).

7. *Диференціальний опір діода* (r_d) – відношення приросту напруги на діоді до малого приросту струму, що його викликав (одиниці – сотні Ом).

У процесі розробки випрямних схем може виникнути необхідність отримати випрямний струм, що перевищує граничнодопустиме значення

для одного діода. У цьому разі застосовують паралельне включення однотипних діодів (рис 3.20).

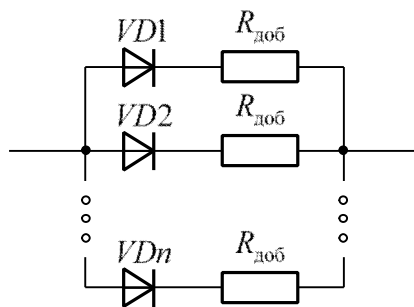


Рисунок 3.20 – Паралельне включення однотипних діодів

Для вирівнювання струмів, що протікають через діоди, послідовно з діодами включаються додаткові опори ($R_{доб}$) у кілька Ом. Це дає змогу штучно зрівняти прямі опори діодів.

У високовольтних колах часто використовується послідовне включення діодів (рис. 3.21). При такому включенні зворотня напруга розподіляється між усіма діодами.

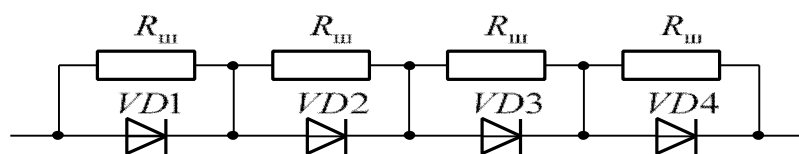


Рисунок 3.21 – Послідовне включення однотипних діодів

Для забезпечення надійної роботи діодів паралельно кожному з них потрібно включити резистор (близько 100 кОм) для вирівнювання зворотних опорів. У цьому разі напруги на всіх діодах будуть однаковими.

Імпульсні діоди призначені для роботи в швидкодіючих імпульсних схемах із часом перемикання менше 1 мкс. Вони характеризуються малим часом перехідних процесів і відрізняються від випрямних діодів малими ємностями р-n-переходів. Зменшення ємності досягається завдяки зменшенню площі р-n-переходу, тому допустимі потужності розсіювання у цих діодів невеликі (30...40 мВт).

Схема включення й осцилограми вхідної напруги та струму наведені на рисунку 3.22.

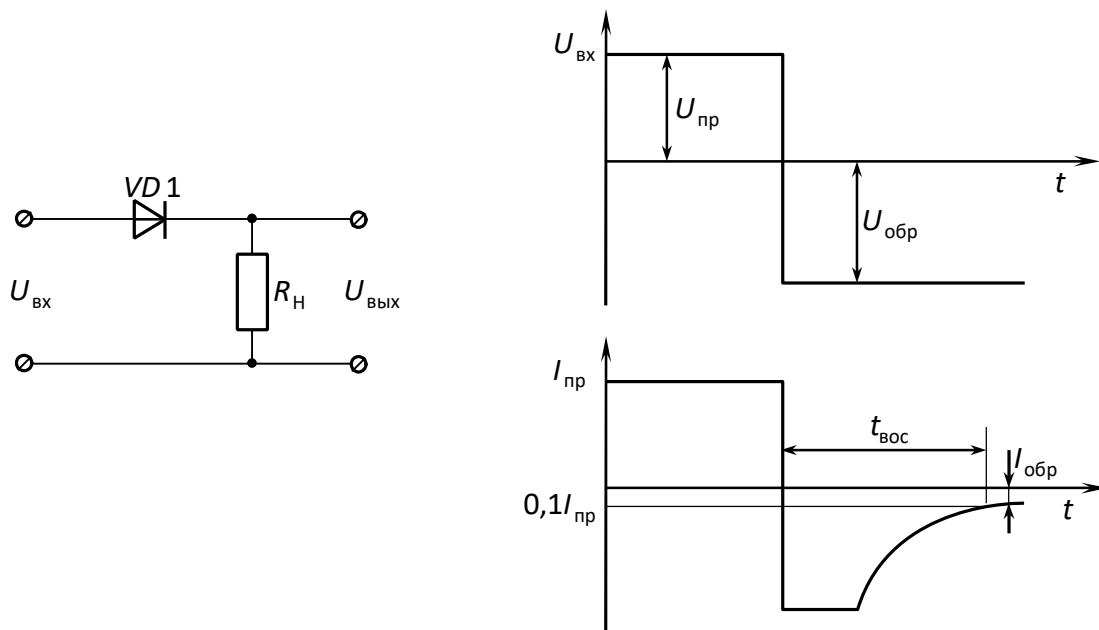


Рисунок 3.22 – Схема включення й осцилограми вхідної напруги та струму

Основні параметри імпульсних діодів:

1. Загальна ємність діода (C_d) – ємність між виводами при заданих напрузі зсуву й частоті (частки p_f – кілька p_f).

2. Максимальна імпульсна пряма напруга ($U_{пр.i.max}$).

3. Максимально допустимий імпульсний струм ($I_{пр.i.max}$).

4. Час встановленої прямої напруги діода ($t_{вст}$) – інтервал часу з моменту подачі імпульсу прямого струму на діод до досягнення заданого значення прямої напруги на ньому.

5. Час відновлення зворотного опору діода ($t_{відн}$) – інтервал часу, що пройшов із моменту проходження струму через нуль до моменту, коли зворотний струм досягає заданого значення (порядку $0,1 I_{пр}$, де $I_{пр}$ – струм при прямому включенні). Наявність часу відновлення обумовлено зарядом, накопиченим у базі діода при інжекції. Для замикання діода цей заряд необхідно «ліквідувати» шляхом рекомбінації та зворотного переходу неосновних носіїв в емітер.

Напівпровідникові стабілітрони призначені для стабілізації напруги. Їх робота заснована на використанні явища електричного пробоя р-n-переходу при включенні діода в зворотному напрямку. Порівняно з випрямними діодами стабілітрон має досить низьку регламентовану

напругу пробою та може підтримувати цю напругу на постійному рівні при значній зміні зворотного струму.

Матеріали, використовувані для створення р-n-переходу стабілітронів, мають високу концентрацію домішок. Тому напруженість електричного поля в р-n-переході значно вище, ніж у звичайних діодів. При порівняно невеликих зворотних напругах у р-n-переході виникає сильне електричне поле, що викликає електричний пробій. У цьому режимі нагрівання діода не має лавиноподібного характеру. Тому електричний пробій не переходить у тепловий.

Механізм пробою може бути лавинним, тунельним або змішаним. Незважаючи на схожі результати дії, ці механізми різні, хоча й спільно присутні в будь-якому стабілітроні, але переважає лише один із них. У стабілітронів до напруги 5,6 В переважає тунельний пробій з негативним температурним коефіцієнтом, вище 5,6 В домінує лавинний пробій з позитивним температурним коефіцієнтом. При напрузі 5,6 В обидва ефекти врівноважуються, тому вибір такої напруги є оптимальним рішенням для пристроїв із широким температурним діапазоном застосування.

На рисунку 3.23, б наведена ВАХ стабілітрона КС510А при різних температурах.

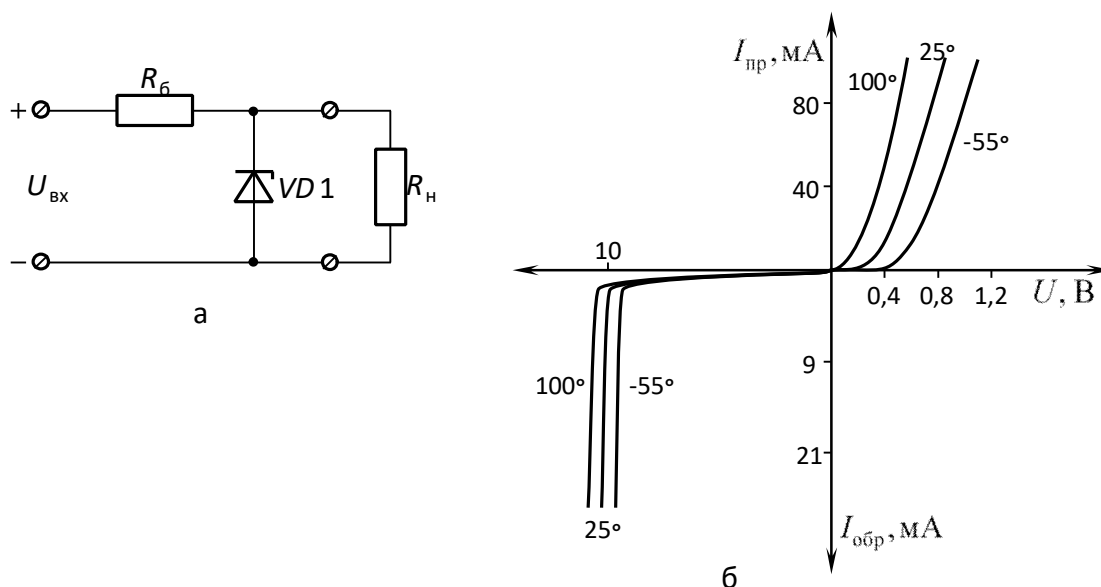


Рисунок 3.23 – Стабілітрон КС510А:
а – схема включення; б – ВАХ при різних температурах

Основні параметри стабілітрона та їхні типові значення:

1. Напруга стабілізації ($U_{ст}$) – падіння напруги на стабілітроні при протіканні заданого струму стабілізації (кілька В – десятки В).

2. Максимально допустимий струм стабілізації ($I_{ст.маx}$) – найбільший струм стабілізації, при якому напруга стабілізації знаходиться в заданих межах, а температура переходу не перевищує допустимої (кілька мА – кілька А).

3. Мінімально допустимий струм стабілізації ($I_{ст.мін}$) – найменший струм через стабілітрон, при якому напруга стабілізації знаходиться в заданих межах (частки – десятки мА).

4. Диференціальний опір стабілітрона ($r_{диф}$) – відношення приросту напруги стабілізації на стабілітроні до малого приросту струму, що його викликав. Диференціальний опір стабілітрона визначається при заданому значенні струму на ділянці пробою як:

$$r_{диф} = \frac{\partial U_{ст}}{\partial I_{ст}}. \quad (3.20)$$

5. Температурний коефіцієнт напруги стабілізації ($\alpha_{ст}$) – відношення відносної зміни напруги стабілізації до абсолютної зміни температури навколишнього середовища при постійному струмі стабілізації ($\alpha_{ст}$ – тисячні частини):

$$\alpha_{ст} = \frac{1}{U_{ст}} \frac{\Delta U_{ст}}{\Delta T} \cdot 100 \%. \quad (3.21)$$

Оскільки стабілітрон працює при зворотному включенні, режим пробою не пов'язаний з інжекцією неосновних носіїв. Тому в стабілітроні інерційні явища, пов'язані з накопиченням і розсмоктуванням носіїв, при переході з області пробою в область замикання й назад практично відсутні. Це дає змогу використовувати їх в імпульсних схемах як фіксатори рівнів і обмежувачі.

Включення стабілітрона в схему стабілізації напруги зображено на рисунку 3.24, а. При збільшенні напруги джерела струм у колі зростає, а падіння напруги на стабілітроні й на навантаженні залишається незмінним. При зростанні струму через стабілітрон зростає та падіння напруги на опорі R_6 . Інакше кажучи, майже все прирощення напруги живлення спадає на опорі R_6 , а вихідна напруга залишається незмінною через характеристику зворотної гілки стабілітрона.

За II Законом Кірхгофа:

$$U_{\text{ж}} = U_{R_6} + U_{\text{ст}} \Rightarrow U_{\text{п}} = R_6 I + U_{\text{ст}} \Rightarrow U_{\text{ж}} = R_6 I_{\text{ст}} + I_{\text{н}} + U_{\text{ст}}. \quad (3.22)$$

Параметри кола стабілізації вибирають так, що б задовольнити такі нерівності:

$$\begin{cases} I_{\text{стmin}} \leq \frac{U_{\text{жmin}} - U_{\text{ст}}}{R_6} I_{\text{нmax}}; \\ I_{\text{стmax}} \leq \frac{U_{\text{жmax}} - U_{\text{ст}}}{R_6} I_{\text{нmin}}, \end{cases} \quad (3.23)$$

де $U_{\text{жmax}}$ і $U_{\text{жmin}}$ – максимальна й мінімальна напруга джерела живлення;

$I_{\text{нmax}}$ і $I_{\text{нmin}}$ – максимальний і мінімальний струм навантаження.

Якщо нерівності не задовольняються, то реалізувати параметричний стабілізатор напруги, який має задані параметри, неможливо й необхідно застосовувати складніші технічні рішення.

У схемі найпростішого стабілізатора (рис. 3.24, а) змінна напруга обмежується на рівні напруги стабілізації стабілітрона $U_{\text{ст}}$. Унаслідок цього на виході маємо напругу трапецеподібної форми. При зміні величини вхідної напруги амплітуда вихідної напруги залишається незмінною, а діюче значення змінюється незначно (внаслідок деяких змін площі трапецій).

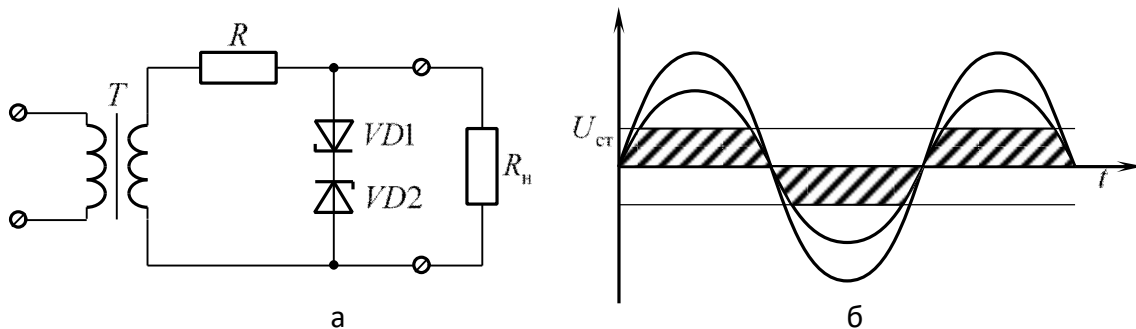


Рисунок 3.24 – Схема найпростішого стабілізатора змінної напруги

Варикап це напівпровідниковий прилад, призначений для використання як керованої електричною напругою ємності. Умовне графічне позначення варикапа наведено на рисунку 3.24.



Рисунок 3.24 – Умовне графічне позначення варикапа

Варикап працює при зворотній напрузі, що діє на р-п-перехід. Його ємність змінюється в широких межах, а його значення визначається з виразу:

$$C_B U = C_B 0 \left(\frac{U_k}{U_k + U} \right)^{\frac{1}{n}}, \quad (3.24)$$

де $C_B(0)$ – ємність при нульовій напрузі на діоді;

U_k – значення контактного потенціалу;

U – прикладена зворотня напруга;

$n = 2$ – для різких переходів;

$n = 3$ – для плавних переходів.

Основні параметри варикапів і їхні основні значення:

1. Номінальна ємність (C_n) – ємність між виводами варикапа при номінальній напрузі зсуву (зазвичай $U_{зсуву} = 4$ В, C_n – десятки – сотні нФ).

2. Коефіцієнт перекриття ємності (K_C) – відношення максимальної ємності варикапа до мінімальної (кілька одиниць, кілька десятків одиниць).

3. Опір втрат (r_v) – сумарний активний опір варикапа;

4. Добротність варикапа (Q_v) – відношення реактивного опору варикапа на заданій частоті до опору втрат при заданому значенні ємності (десятки - сотні одиниць).

5. Максимально допустима напруга (U_{max}) – максимальне миттєве значення змінної напруги, що забезпечує задану надійність при тривалій роботі.

6. Температурний коефіцієнт ємності варикапа (α_C) – відношення відносної зміни ємності до абсолютної зміни температури навколишнього середовища що її викликало ($210^{-4} \dots 610^{-4}$ 1/К):

$$\alpha_C = \frac{\Delta C}{C \cdot \Delta T}. \quad (3.25)$$

Як приклад (рис. 3.25) показано включення варикапа в коло резонансного LC-контур. Конденсатор C необхідний для зашкودження потрапляння постійної напруги U у вхідне коло. Його ємність вибирають досить велику $C \gg C_{VD1}$. Резистор також беруть досить великим, так щоб введення кола подачі напруги не приводило до істотного зниження добротності варикапа.

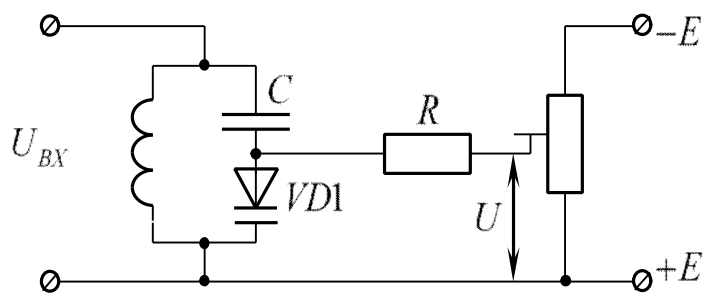


Рисунок 3.25 – Схема резонансного LC-контур з варикапом

Отримати варикап із добротністю, що помітно перевищує добротність контурної котушки, непросто. Це пояснюється тим, що в варикапі, як і в будь-якому діоді, послідовно з р-п-переходом завжди включений опір базової області напівпровідника, а паралельно-еквівалентний опір, обумовлений зворотним струмом через перехід.

Тунельні діоди – це напівпровідникові прилади, на ВАХ яких є ділянка з негативним диференціальним опором (рис. 3.26, б). Наявність цієї ділянки є наслідком прояву тунельного ефекту.

Важлива перевага тунельних діодів полягає в дуже високій робочій частоті (до 10^{11} Гц).

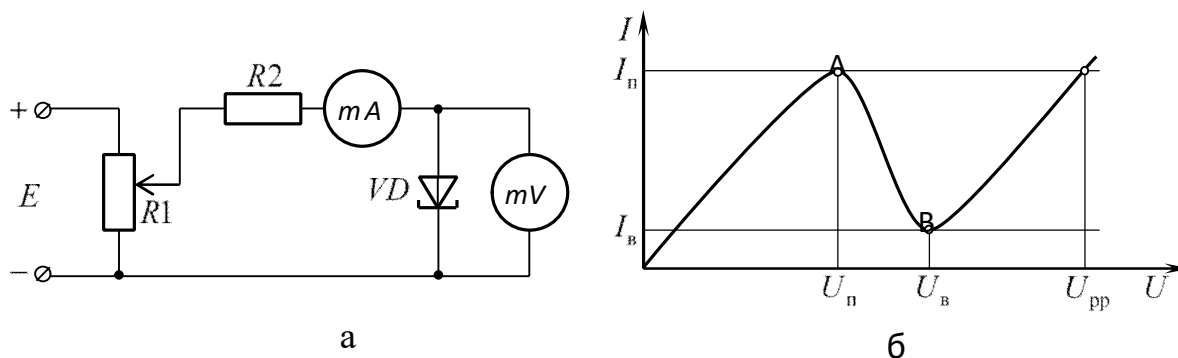


Рисунок 3.26 – Тунельний діод: а – схема підключення; б – ВАХ

Температурний діапазон роботи тунельних діодів вище, ніж у інших напівпровідникових приладів, а споживана потужність дуже маленька.

Особливості тунельних діодів пояснюються особливостями тунельного переходу електронів.

За призначенням тунельні діоди поділяються на підсилювальні, генераторні та ті, що перемикаються.

У перемикальній схемі (рис. 3.27) при негативній напрузі сигналу напруга на діоді дорівнюватиме U_1 , а при позитивному U_3 , до

того ж $U_3 \gg U_1$. Це дає змогу розглядати тунельний діод як прилад із двома стійкими станами.

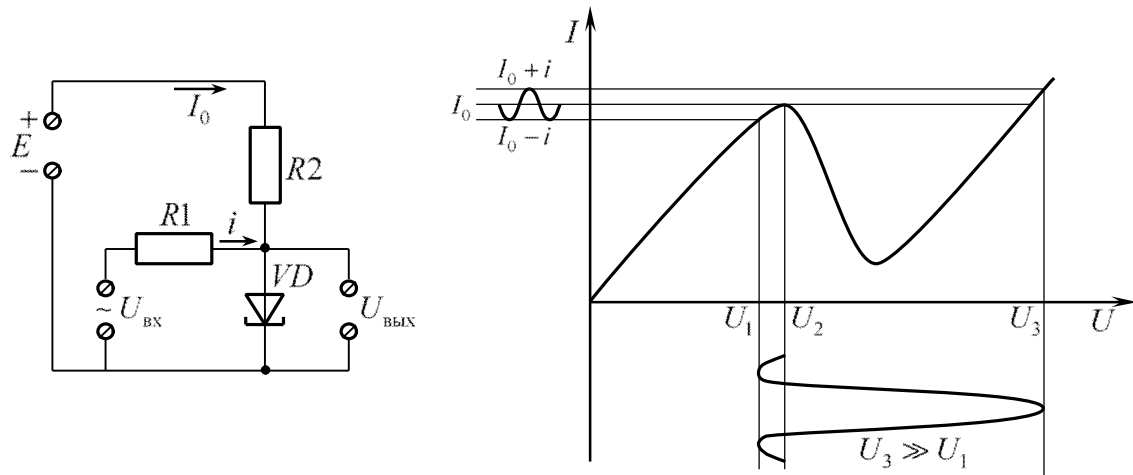


Рисунок 3.27 – Робота тунельного діода в перемикальній схемі

Світло-й фотодіоди, як і інші оптичні прилади, часто застосовують спільно в так званих.

Оптрон (оптопара) – електронний прилад, що складається з оптичного випромінювача й фотоприймача, пов’язаних оптичним каналом та об’єднаних у загальному корпусі.

Принцип роботи оптрона полягає в перетворенні електричного сигналу в світлове випромінювання, його передачі по оптичному каналу та подальшому перетворенні назад в електричний сигнал.

Класифікація за ступенем інтеграції:

- оптопари, що складаються з двох і більше елементів (зокрема зібрані в одному корпусі);
- оптоелектронні інтегральні схеми, які містять одну або кілька оптопар з додатковими компонентами (підсилювачами тощо).

За типом оптичного каналу:

- з відкритим оптичним каналом;
- із закритим оптичним каналом.

За типом фотоприймача (рис. 3.28):

- з фоторезистором;
- з фотодіодом;
- з фототиристором;
- з біполярним фототранзистором;
- з польовим фототранзистором.

Тип фотоприймача визначає лінійність передатної функції оптрона. Найбільшою лінійністю володіють резисторні оптрони й оптрони з прийомним фотодіодом. Транзисторні оптрони використовуються в імпульсних (ключових, цифрових) пристроях, у яких лінійність передачі не потрібна. Оптрони з фототиристорами застосовуються для гальванічної розв'язки схем управління від силових кіл.

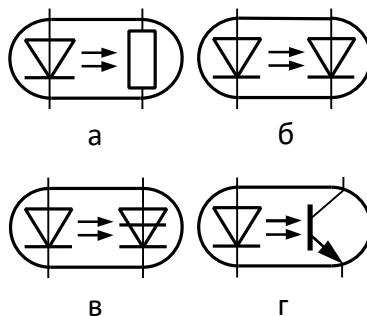


Рисунок 3.28 – Умовне позначення оптопар:
 а – з фоторезистором; б – з фотодіодом; в – з фототиристором;
 г – з біполярним фото транзистором

Нижня робоча частота оптрона не обмежена – оптрони можуть працювати в колах постійного струму. Верхня робоча частота оптронів, оптимізованих під передачу цифрових сигналів, досягає сотень МГц. Верхня робоча частота лінійних оптронів становить одиниці – сотні кГц.

Оптрони мають кілька сфер застосування, де використовуються їхні різні властивості.

Оптрони використовуються для гальванічної розв'язки кіл – передачі сигналу без передачі напруги. Для деяких стандартних інтерфейсів передачі існують спеціалізовані мікросхеми оптронної розв'язки.

Безконтактне управління потужними, високовольтними колами по оптичним каналам дає змогу зберегти дороге обладнання різних пристроїв і комплексів промислової електроніки від виходу з ладу.

Оптрони з відкритим оптичним каналом, доступним для механічного впливу (перекриття каналу або відображення світлового потоку), використовуються як датчики (рис. 3.29) у всіляких детекторах (паперу в принтері, цифрових спідометрів, координатних лічильників комп'ютерної миші).

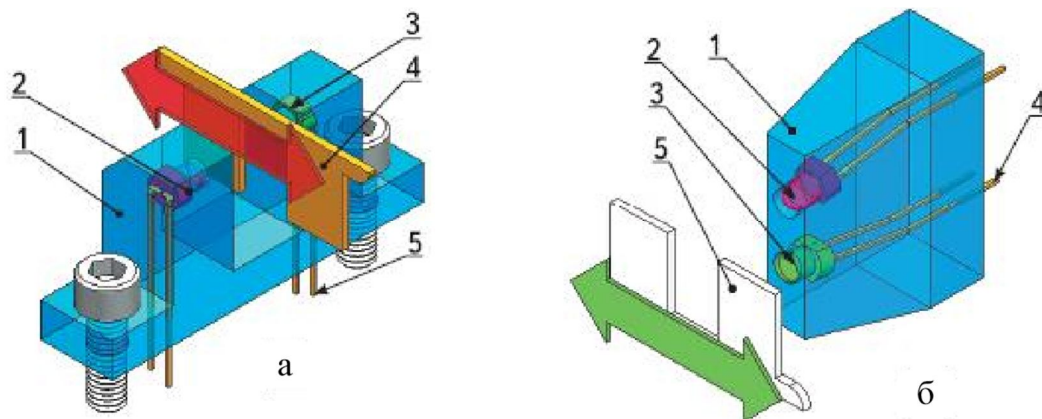


Рисунок 3.29 – Датчики на оптронах із відкритим каналом:
 а – з перекриттям каналу; б – з відображенням світлового потоку;
 1 – корпус датчика; 2 – світлодіод; 3 – фотоприймач

Питання для самоперевірки

1. Які джерела випромінювання належать до природних, а які до штучних?
2. Назвіть поширеніші джерела випромінювання ОЕП.
3. Які переваги та недоліки теплових джерел світла для ОЕП.
4. Основні параметри та характеристики світлодіодів. Переваги й недоліки світлодіодів порівняно з іншими електричними джерелами світла.
5. Які лазери використовуються в ОЕП?
6. Переваги напівпровідникових лазерів.
7. Які схеми управління щільністю лазерного випромінювання ви знаєте?
8. Поясніть принцип роботи фотоелектричних приймачів випромінювання.
9. Фотоелектронний помножувач. Принцип побудови. Переваги та недоліки ФЕП.
10. Схеми підключення фотодіодів.
11. Теплові приймачі випромінювання. Поясніть роботу піроелектричного та оптико-акустичного приймачів.
12. Поясніть схеми побудови та роботи оптичних трап-детекторів.
13. Порівняльні характеристики приймачів випромінювання для застосування при розробці ОЕП.
14. Назвіть електронні елементи, що використовуються в ОЕП.

4 ОПТИЧНІ ЕЛЕМЕНТИ ТА СИСТЕМИ ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННИХ ПРИЛАДІВ

Оптико-електронні прилади, що працюють за пасивною схемою, мають приймальну оптичну систему, яка повинна зібрати на приймальному елементі можливо більшу частину випромінювання об'єкта, або створити зображення потрібної якості. Прилади активного типу, крім приймальної, мають також і передавальну оптичну систему, завдання якої – створити на поверхні досліджуваного об'єкта достатню освітленість. У приладах зв'язку й передачі інформації передавальна оптична система формує світловий пучок, який є носієм інформації.

За допомогою оптичної системи здійснюється фільтрація оптичного сигналу – спектральна або просторова. Оптична система оптико-електронного приладу становить сукупність оптичних деталей – лінз, дзеркал, призм, фільтрів, діафрагм та інших, скомбіновану у певний спосіб. Структура оптичної системи залежить від призначення приладу.

Розглянемо основні елементи оптичних систем оптико-електронних приладів.

4.1 Відбивальні оптичні системи

Відбивачі – найважливіші елементи оптичних систем, що перерозподіляють світловий потік джерел світла на основі законів відбиття світла, – підрозділяються на дзеркальні, дифузійні й матові, що діють відповідно на основі законів дзеркального дифузійного та спрямовано-розсіяного відбиття.

Дзеркалом називають оптичну деталь, обмежену однією поверхнею, що відбиває. Ця поверхня може бути плоскою, сферичною та асферичною, тобто такою, що відрізняється від сфери. Дзеркало може бути з зовнішнім і

внутрішнім відбиттям (рис. 4.1).



Рисунок 4.1 – Дзеркало з зовнішнім і внутрішнім відбиттям

Оптичні системи що відбивають, складаються зазвичай, з увігннутих чи плоских дзеркальних відбивачів.

При цьому відбивачі можуть бути цільними та складеними. Поверхня відбивачів може бути гладкою, хвилястою, офактуреною, ламаною тощо.

В основних видах дзеркальних відбивачів використовують оптичні властивості параболічних, еліптичних, гіперболічних, циліндричних і плоских дзеркальних поверхонь, а також поверхонь, що сполучають їхні особливості.

Головною властивістю параболи (рис. 4.2), математичне вираження якої, як відомо, $z^2 = 4fx$, є відбиття всіх променів від джерела світла, розташованого у фокусі F параболи, у напрямку її оптичної вісі.

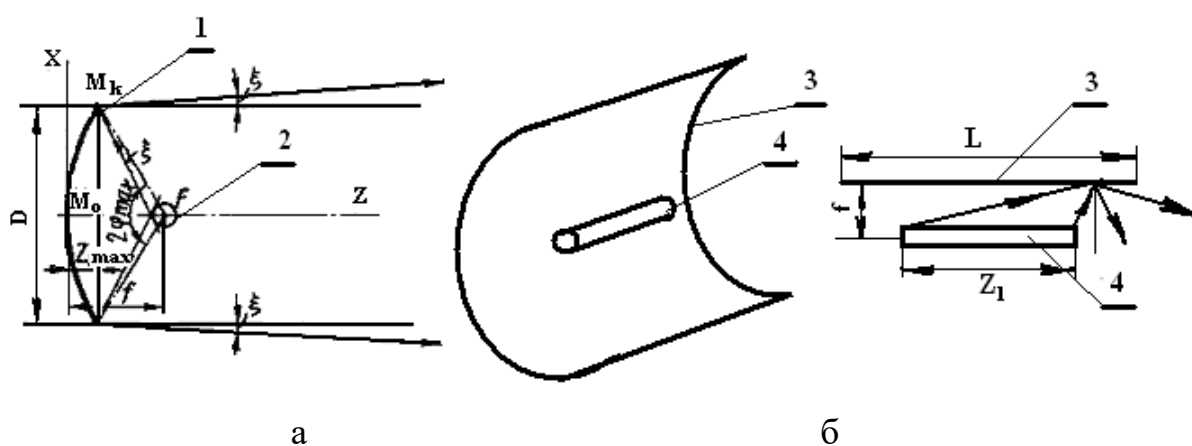


Рисунок 4.2 – Властивості дзеркальної параболічної поверхні:
 а – для сферичного джерела випромінювання; б – для циліндричного джерела випромінювання;
 1 – параболоїд обертання; 2 – джерело випромінювання у вигляді сфери;
 3 – параболоциліндрична поверхня; 4 – циліндричне джерело випромінювання

Використання цієї властивості параболи дає змогу одержувати найбільшу концентрацію випромінювання в необхідних напрямках простору. При обертанні параболи навколо оптичної вісі утворюється поверхня другого порядку – параболоїд обертання – один з основних видів відбивачів світлових приладів прожекторного типу.

При прямуванні параболи в напрямку, перпендикулярному оптичній вісі, створюється параболоциліндрична поверхня, широко застосовувана для відбивачів у приборах із лінійними джерелами світла. Відношення осьової сили світла такого прожектора до сили світла джерела дорівнює відношенню поперечника відбивача D до діаметра тіла, що світить, d (при $\rho = 1$).

Відбивачі параболоїдної форми виготовляються з металу та скла. У металевих відбивачах відбиття світла відбувається на передній поверхні, що й обробляється по параболоїдної формі. У скляних відбивачів шар, що відбиває, знаходиться на тильній поверхні скляного тіла відбивача.

Дія еліпсоїдних відбивачів, поверхня яких утворена внаслідок обертання частини еліпса навколо його вісі, засновано на властивості еліпса збирати в одному з фокусів усі відбиті промені, що вийшли з іншого фокуса (рис. 4.3).

Рівняння Еліпса:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} = 1, \quad (4.1)$$

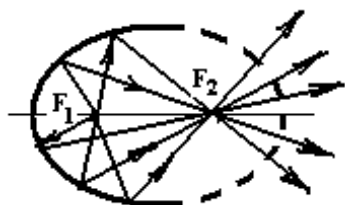


Рисунок 4.3 – Властивість дзеркальної еліптичної поверхні

де a і b – половини довжин великої та малої осей еліпса. Еліпсоїд обертання забезпечує найбільшу концентрацію випромінювання джерела в точці (чи області, якщо

джерело випромінювання відрізняється від точки) на вісі світлового приладу.

Так само як будується параболоциліндрична, може бути отримана й еліпсоциліндрична поверхня дзеркального відбивача для концентрації випромінювання лінійних джерел.

Широко поширені закриті еліпсоциліндричні відбивачі в системах накачування твердотільних лазерів, робочою речовиною яких є тверде тіло: кристал, скло з домішками активними атомами (рис. 4.4, а).

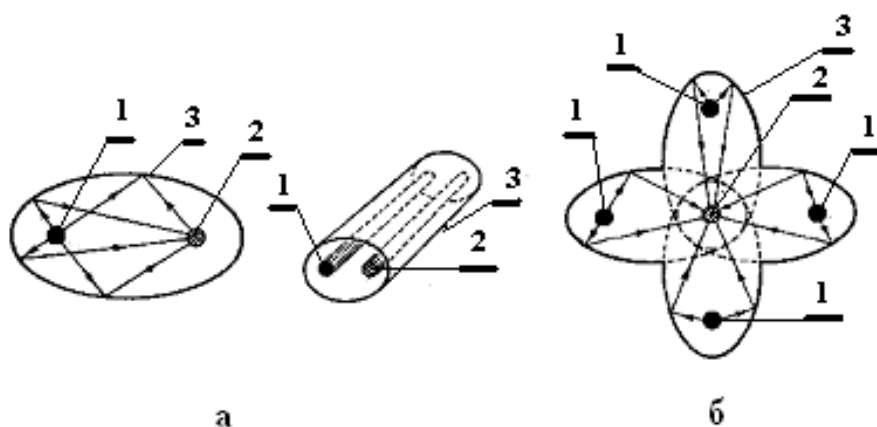


Рисунок 4.4 – Використання закритих еліпсоциліндричних відбивачів: 1 – імпульсна лампа накачування; 2 – робоча речовина (рубіновий, неодимовий стрижень); 3 – відбивач

В одному фокусі розміщується лампа накачування, в іншому – робоче тіло лазера. Така конструкція дає змогу направити випромінювання імпульсної лампи (1) на робоче тіло лазера (2). При цьому досягається досить гарна рівномірною освітленість.

Використовуються також відбивачі у вигляді декількох сполучених еліпсів, у яких один із фокусів є сполученим (рис. 4.4, б).

Можливі різні варіанти дзеркально відбивальних елементів – тіл другого порядку кривизни, що забезпечують вирішення різноманітних світлотехнічних задач. Деякі з них зображені на рисунку 4.5. Два види відбивачів (рис. 4.5, в, г) утворених обертанням різних частин параболи (рис. 4.5, а, б) навколо вісі, що проходить під потрібним кутом до оптичної вісі через фокус, дозволяють забезпечити високу концентрацію випромінювання під заданим кутом до вісі, при різних розмірах відбивачів.

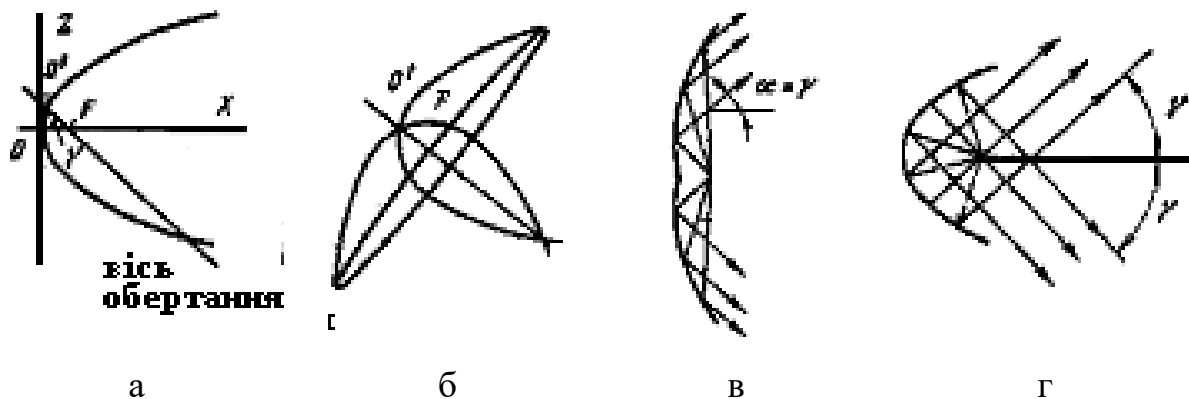


Рисунок 4.5 – Варіанти дзеркальних поверхонь, утворених обертанням параболи навколо похилої вісі

Одним з можливих варіантів дзеркальних поверхонь, використовуваних в оптичних системах, є гіперболоїд, одержуваний обертанням гіперболи навколо оптичної вісі (рис. 4.6, а). Рівняння гіперболи:

$$\frac{x^2}{a^2} - \frac{z^2}{b^2} = 1. \quad (4.2)$$

Показана на рисунку 4.6, б крива, відома за назвою евольвента, є розгорненням окружності, що забезпечує можливість такого відбиття променів, при якому усі вони не потрапляють назад на джерело світла (обгинають його).

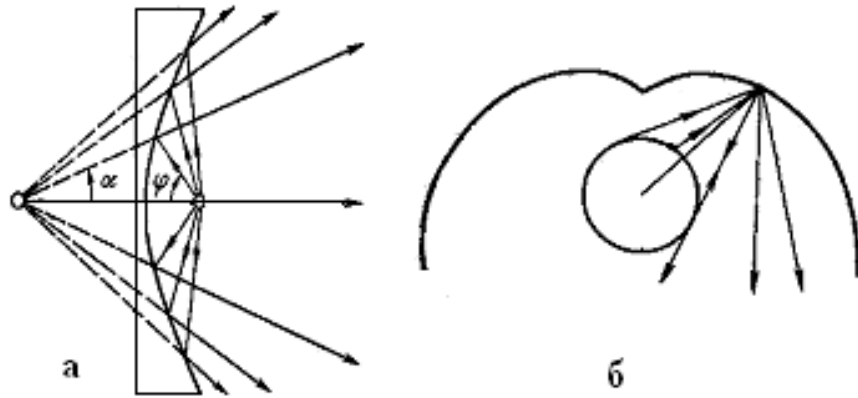


Рисунок 4.6 – Варіанти дзеркальних поверхонь:
 а – гіперболічна поверхня; б – евольвента поверхня

Поширені відбивачі с оптичними системами, що базуються на використанні сукупності плоских дзеркал, які утворюють пластинчасті (фацетні) відбивачі. Найвідоміші параболоїдні й параболоциліндричні пластинчасті відбивачі; в окремих випадках застосовуються пластинчасті еліпсоїдні відбивачі.

Пластинчасті параболоїдні відбивачі утворюються при установці плоских дзеркально відбивальних пластин на параболоїдному кістяку або по дотичним до точок кістяка, або по хордах. Пластини вибираються та встановлюються при цьому в такий спосіб, щоб центральний промінь світлового пучка, відбитого кожною пластиною, був спрямований паралельно оптичній вісі параболоїдного кістяка.

Хоча при розташуванні пластин по дотичним ця умова забезпечується простіше (саме в точках торкання), на практиці використовується другий спосіб, легший – установлення пластин по хордах. При цьому сам розрахунок відбивача трохи ускладнюються. На рисунку 4.7 показаний вид з оптичної вісі та збоку половини дзеркального параболоїдного пластинчастого відбивача

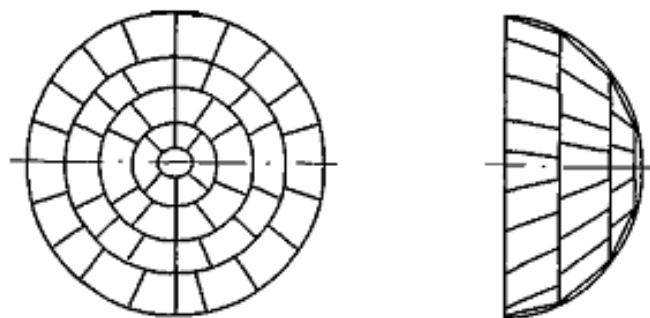


Рисунок 4.7 – Пластинчастий (фацетний) відбивач прожектора світла,
 що заливає

4.2 Заломлювальні оптичні системи

До основних заломлювальних систем належать лінзи та призми.

4.2.1 Лінзові елементи

Лінзою називається оптична деталь із прозорого матеріалу з показником переломлення, що відрізняється від показників переломлення навколишнього середовища, обмежена двома заломлювальними поверхнями.

Види лінз наведені на рисунку 4.8.

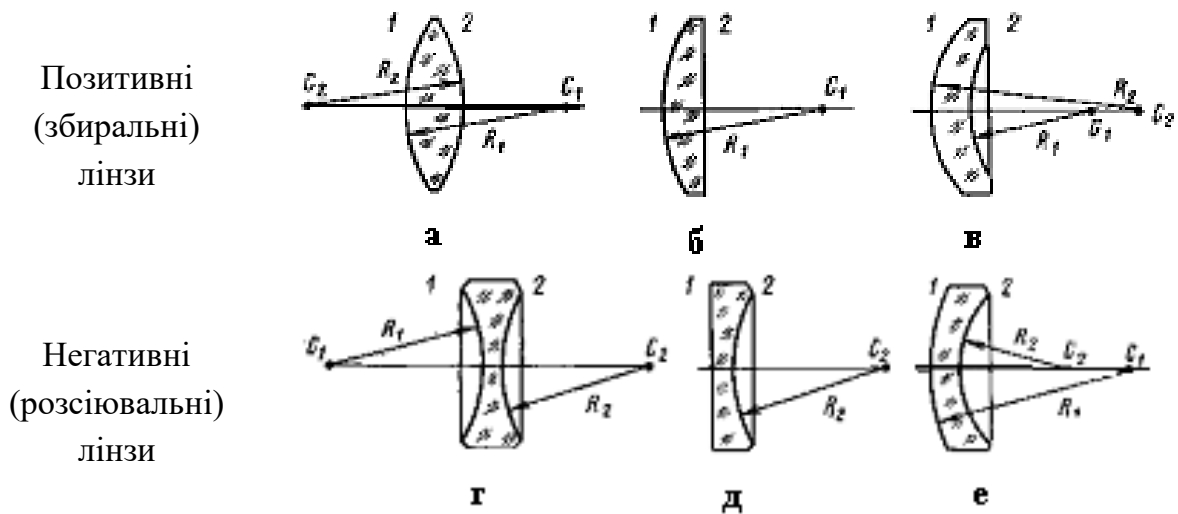


Рисунок 4.8 – Види лінз: а – двоопукла; б – плоско-опукла; в – позитивний меніск; г – двоввігнута; д – плоско-ввігнута; е – негативний меніск

Радіус кривизни відраховують від вершини поверхні та вважають позитивним, якщо цент кривизни знаходиться праворуч від вершини, і негативним, якщо він ліворуч від вершини. Лінзи утворюються внаслідок обертання профілю навколо оптичної вісі. При русі профілю в напрямку перпендикулярному оптичній вісі формуються циліндричні лінзи.

Основні співвідношення для лінз такі:

$$D = \frac{1_M}{f}, \quad f = \frac{1}{D} = \frac{1}{n-1} \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1 + d \frac{n-1}{n}}, \quad (4.3)$$

де D – оптична сила;

f – фокусна відстань лінзи при однаковій кривизні обох заломлювальних поверхонь;

d – товщина лінзи;

n – коефіцієнт заломлення матеріалу лінзи.

У тих випадках, коли товщиною лінзи можна зневажити ($d = 0$):

$$f = \frac{1}{D} = \frac{1}{n-1} \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1}. \quad (4.4)$$

При $r_1 = \infty$ чи $r_2 = \infty$ маємо $f = \frac{r}{n-1}$.

Для системи з двох лінз із фокусними відстанями f_1 і f_2 , розташованих на відстані один від одного, маємо:

$$f = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - l}. \quad (4.5)$$

Як відомо, опуклі й увігнуті лінзи створюють дійсне чи уявне, пряме чи перевернене зображення об'єкта залежно від розташування об'єкта щодо фокуса, у нашому випадку тіла випромінювання світного джерела (рис. 4.9).

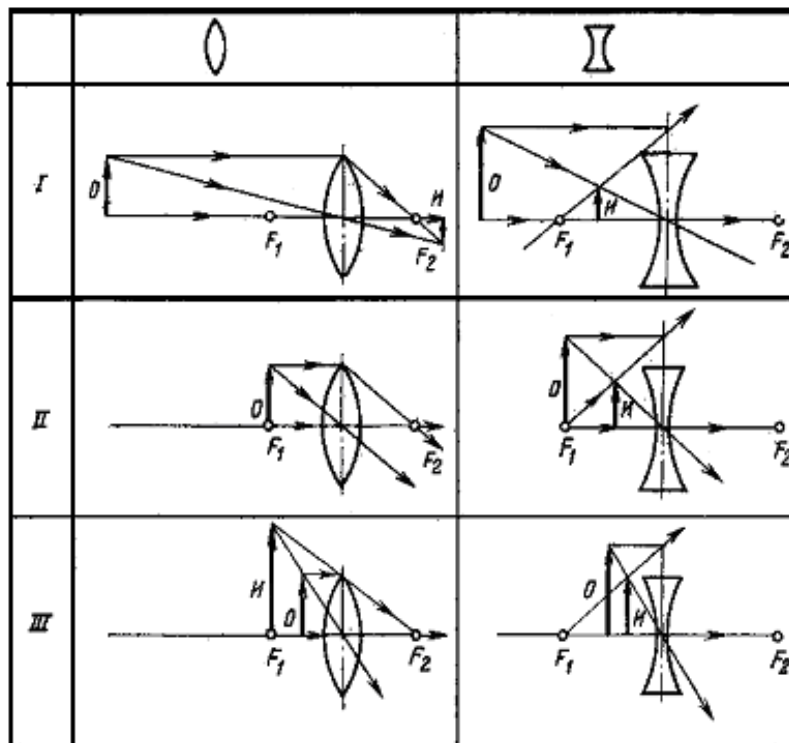


Рисунок 4.9 – Побудова зображення об'єкта (тіла джерела, що світить).

Для позитивних лінз: I – дійсне перевернене; II – зображення в нескінченності; III – уявне пряме.

Для негативних лінз: усі зображення уявні прямі

4.2.2 Призматичні елементи

Призмою називається оптична деталь із плоскими заломлювальними та відбивальними поверхнями, що утворюють між собою двогранні кути. Якщо кут між заломлювальними поверхнями становить менше 5° , то таку оптичну деталь називають клином.

Призми поділяються на заломлювальні, призначені для розкладання (дисперсії) світла, і відбивні – для зміни оптичної вісі приладу, огортання зображення та поділу пучків.

Основні види призматичних елементів, використовуваних в СП, наведені на рисунку 4.10.

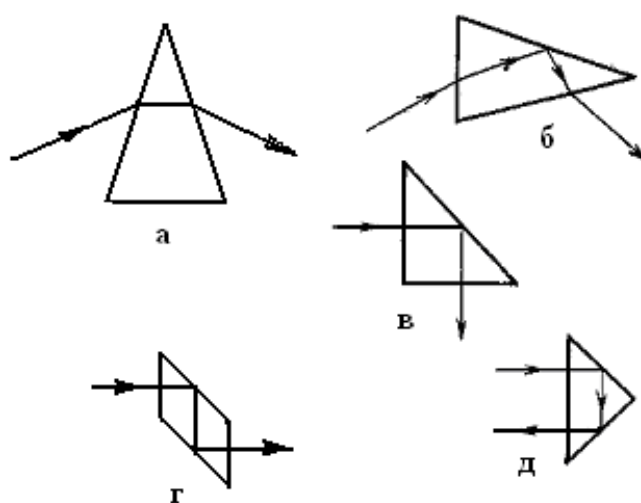


Рисунок 4.10 – Хід променів у різних призматичних елементах

На рисунку зображений хід променів, які вимагають заломлення при влученні під кутами меншими критичних (для скла $n = 1,52$, критичний кут $i = 41^\circ$, поліметилметакрилату $n = 1,49$ $i = 42^\circ$; полістиролу $n = 1,59$ $i = 39^\circ$), і більшими, що призводять до повних внутрішніх відбиттів.

4.2.3 Оптичні системи оптико-електронних приладів

Лінзові та призмові оптичні системи. Як вже зазначалося, оптико-електронні прилади, що працюють за пасивної схеми, мають приймальню оптичну систему, яка повинна зібрати на приймальному елементі можливо більшу частину випромінювання об'єкта, або створити зображення потрібної якості. Прилади активного типу, крім приймальної, мають також і передавальну оптичну систему, завдання якої – створити на

поверхні досліджуваного об'єкта достатню освітленість. У приладах зв'язку та передачі інформації передавальна оптична система формує світловий пучок, який слугує носієм інформації.

За допомогою оптичної системи також здійснюється фільтрація оптичного сигналу – спектральна або просторова. Оптична система оптико-електронного приладу становить сукупність оптичних деталей – лінз, дзеркал, призм, фільтрів, діафрагм та інших, скомбіновану певний спосіб. Структура оптичної системи, природно, залежить від призначення приладу.

Відомо, що лише в ідеальній оптичній системі всі промені, що вийшли з однієї точки предмета, збираються також в одній точці на площині зображень. Інакше кажучи, тільки ідеальна оптична система формує суворо точкове зображення точкового предмета або зображення, суворо подібне предмету з кінцевими розмірами. Однак таких систем у природі не існує. У будь-якій реальній оптичній системі зображення точки виходить у вигляді кружка розсіювання, розмір якого визначається дифракцією та аберациями (спотвореннями), що вносяться оптичною системою. Аберации істотно погіршують якість зображення, особливо при використанні простої оптичної системи – одиночної лінзи або сферичного дзеркала. Тому в сучасних оптичних системах застосовують оптичні елементи зі складними асферичними поверхнями, наприклад параболічними або гіперболічними, або збільшують з метою компенсації абераций кількість елементів системи.

Розглянемо основні елементи оптичних систем оптико-електронних приладів.

4.3 Об'єктиви телескопічних систем

Найважливішою частиною приймальної оптичної системи оптико-електронного приладу є об'єктив, що фокусує випромінювання об'єкта на приймачі або створює на ньому зображення об'єкта.

Об'єктив телескопічної системи слугує для отримання дійсного проміжного зображення. Основні характеристики об'єктива: фокусна відстань $f'_{об}$, відносний отвір $D/f'_{об}$, кутове поле 2ω , роздільна здатність ψ і якість зображення (стан корекції).

Зазвичай об'єктиви телескопічних систем мають порівняно великі фокусні відстані. Чим більше фокусна відстань об'єктива, а отже, і

збільшення телескопічної системи, де встановлено такий об'єктив, тим менше його кутове поле.

Найпоширенішим є дволінзовий склеєний об'єктив (рис. 4.11, а) одна з лінз якого позитивна (з крону), друга негативна (з флінту). Комбінуючи скла різних марок, вдається отримати об'єктив із гарним виправленням аберації в центрі поля при відносному отворі 1:5. Кутове поле дволінзового об'єктива не перевищує 8–10 °. Чим вище вимоги до якості зображення, тим менші відносний отвір і кутове поле об'єктива. Наприклад, в астрономічних трубах і коліматорах, де потрібна особливо гарна якість зображення, застосовують дволінзові об'єктиви з відносним отвором від 1:10 до 1:12 із кутовим полем 1–2 °.

В об'єктиві з двох не склеєних лінз (рис. 4.11, б) відносний отвір може бути підвищено до 1:3.

Крім того, завдяки зміні зазору між лінзами можна в невеликих межах змінювати фокусну відстань і в такий спосіб отримувати точну задану фокусну відстань об'єктива, не витримуючи жорстких допусків на виготовлення лінз.

При великому відносному отворі від 1:1,5 до 1:2 застосовують трилінзові об'єктиви (рис. 4.11, в), кутове поле яких також не велике та становить 10–12°. Якщо об'єктив повинен мати велике поле, то використовують складні конструкції, наприклад, чотирилінзові. Іноді як чотирилінзовий ширококутний об'єктив застосовують конструкцію типу окуляра, що складається з двох однакових склеєних компонентів (рис. 4.11, г). Вхідна зіниця у такого об'єктива завжди винесена вперед. Відносний отвір його 1:4, кутове поле до 40 °.

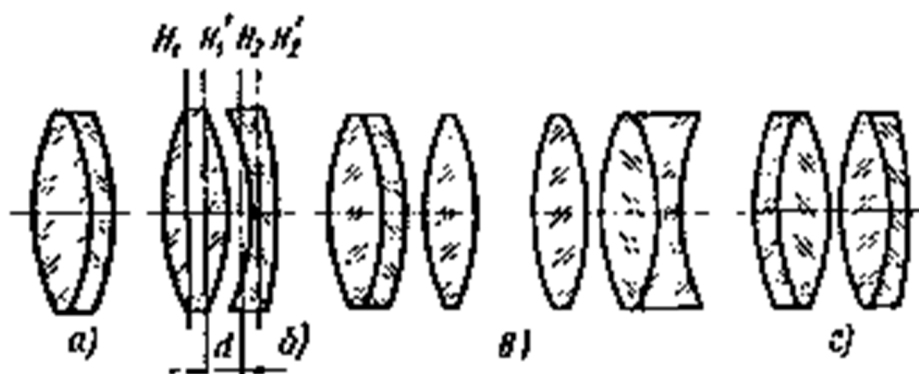
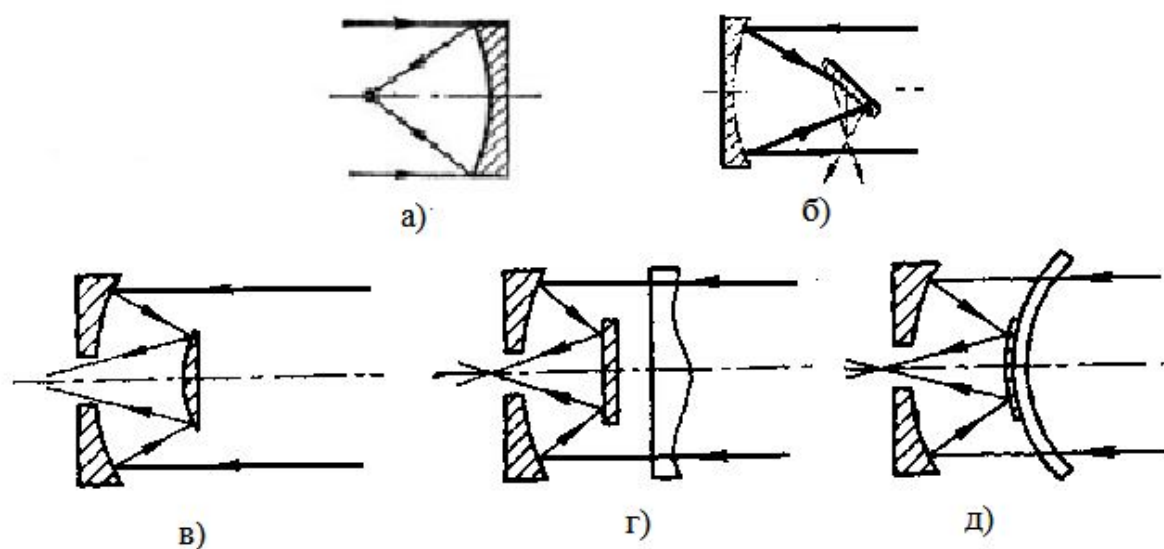


Рисунок 4.11 – Об'єктиви телескопічних систем:
 а – дволінзовий; б – із двох не склеєних лінз; в – трилінзовий;
 г – чотирилінзовий

Роль об'єктива може грати й одиночне сферичне дзеркало, а також дзеркало з параболічною або гіперболічною поверхнею. Досить широко використовуються й складніші об'єктиви, наприклад дводзеркальні, що містять у собі основне увігнуте дзеркало з отвором у центрі й так званий контррефлектор, який може бути плоским, увігнутим або опуклим, зокрема й з асферичною поверхнею. Дзеркальні об'єктиви не дають хорошого зображення при великому полі зору; крім того, контррефлектор екранує частину поверхні дзеркального об'єктива. Від цих недоліків вільні дзеркально-лінзові об'єктиви. До них належать системи Шмідта, Максудова та інші. Деякі типи об'єктивів оптико-електронних приладів наведені на рисунку 4.12.



Рисунку 4.12– Типи об'єктивів, що застосовуються в оптико-електронних приладах: а – дзеркальний; б – система Ньютона; в – система Кассегрена; г – система Шмідта; д – система Максудова

4.4 Окуляри телескопічних систем

Основні характеристики окулярів: фокусна відстань $f'_{ок}$, видиме збільшення Γ , відносний отвір або діаметр вихідної зіниці D' , кутове поле $2\omega'$, віддалення вихідної зіниці від останньої поверхні S'_p , передній фокальний відрізок S_F .

Окуляри зазвичай мають позитивну задню фокусну відстань, за винятком окуляра труби Галілея. Для фокусних відстаней окулярів встановлено нормальний ряд значень: 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 50 мм. Найпоширеніші окуляри з фокусною відстанню від 20 мм до 30 мм.

Видиме збільшення окуляра визначається за формулою:

$$\bar{\Gamma} = \frac{250}{f'_{\text{ок}}}. \quad (4.6)$$

Відносний отвір окуляра телескопічної системи має дорівнювати відносному отвору об'єктива; дійсно, з (4.6) маємо:

$$\frac{D}{f'_{\text{об}}} = \frac{D'}{f'_{\text{ок}}}. \quad (4.7)$$

Кутове поле окуляра пов'язано з кутовим полем телескопічної системи формулою:

$$\text{tg } \omega' = \Gamma_T \text{tg } \omega. \quad (4.8)$$

У телескопічних системах вихідна зіниця, що є зображенням вхідної зіниці через окуляр, зазвичай розміщується поблизу заднього фокуса окуляра. Тому про віддалення вихідної зіниці $S'p'$ можна судити за величиною заднього фокального відрізка S'_F' окуляра. Чим більше збільшення телескопічної системи, а отже, і фокусна відстань об'єктива, тим менше відстань $S'p'$ відрізняється від S'_F' .

Окуляри розраховують для нормального (еметропічного) ока; в цьому випадку зображення, отримане об'єктивом, знаходиться в передній фокальній площині окуляра. Такий стан окуляра будемо називати нульовим. Для еметропічного ока окуляр переміщують від нульового положення: в сторону до об'єктива (всувають) для короткозорого ока й від об'єктива (висувають) – для далекозорого. Величина z зміщення окуляра на одну діоптрію визначається формулою:

$$z = \frac{f'^2_{\text{ок}}}{1\,000}. \quad (4.9)$$

Зазвичай механізм діоптрійного переміщення окуляра розраховують на діапазон 10 дптр: від -5 до $+5$ дптр.

Розглянемо основні типи окулярів.

Окуляр Рамсдена (рис. 4.13, а). Він складається з двох плоско-опуклих лінз, звернених опуклими поверхнями всередину. Перша лінза, вміщена поблизу фокальної площини окуляра, називається колективом; друга – очною лінзою. Відстань між лінзами не перевищує

$2/3f'_{ок}$; S_F і S'_F приблизно рівні $0,3f'_{ок}$, а це означає, що вихідне вічко розташоване близько до останньої поверхні окуляра. Через мале віддалення вихідної зіниці окуляри Рамсдена з малою фокусною відстанню (менше 30) застосовувати не можна. Кутове поле $2\omega'$ окулярів Рамсдена не більше $40-30^\circ$; якість зображення не висока. Ці окуляри застосовують у найпростіших приладах, що мають малі діаметри вихідних зіниць.

Окуляр Кельнера (рис. 4.13, б). У результаті вдосконалення окуляра Рамсдена був розроблений окуляр Кельнера. Цей окуляр також складається з двох компонентів: колективу та очної лінзи, але очна лінза ускладнена – вона склеєна з двох лінз. Кутове поле окуляра досягає $40-50^\circ$; задній фокальний відрізок $S'_F \approx 0,4f'_{ок}$ окуляри такого типу застосовуються в польових біноклях.

Ортоскопічний окуляр (рис. 4.13, в). Цей окуляр складається з двох компонентів, перший з яких склеєний з трьох лінз, другий – плоско-опукла лінза, звернена площиною до ока. Відстань між компонентами становить частки міліметра. В окулярі цього типу краще, ніж у попередніх, виправлена дисторсія – звідси й назва ортоскопічний. Окуляр відрізняється значним віддаленням вихідної зіниці, що дорівнює приблизно $0,75f'_{ок}$; кутове поле $2\omega' \approx 40^\circ$.

Симетричний окуляр (рис. 4.13, г). Більш висока якість зображення порівняно з раніше розглянутими дає симетричний окуляр. Він складається з двох однакових дволінзових склеєних компонентів. Кутове поле його $40-45^\circ$. Окуляр отримав велике поширення завдяки простій конфігурації, хорошій якості зображення та великим віддаленням вихідної зіниці ($S'_p \approx 0,75 f'_{ок}$).

Окуляри Ерфле. Окуляри, що складаються з двох компонентів, не можуть мати кутове поле більше 50° . Окуляри Ерфле складаються з трьох компонентів, два з яких – склеєні лінзи, третій – проста лінза. Кутове поле таких окулярів може бути доведено до 70° .

Відомі окуляри Ерфле двох типів. Фокальні відрізки окулярів першого типу: $S_F \approx 0,3 f'_{ок}$; $S'_F \approx 0,4 f'_{ок}$; для окулярів другого типу $S_F \approx 0,35 f'_{ок}$; $S'_F \approx 0,7 f'_{ок}$. Окуляр другого типу відрізняється від окуляра першого типу тим, що його перший компонент містить негативну лінзу, завдяки чому забезпечується більше віддалення вихідної зіниці. Найбільше застосовується окуляр другого типу (рис. 4.13, д).

Ширококутний окуляр із кутовим полем 86° наведено на рисунку 4.13, е. Негативні окуляри звичайно складаються з

однієї (рис. 4.13, ж) або двох склеєних між собою лінз (рис. 4.13, з). Окуляри такого типу застосовуються в трубах Галілея, що дають пряме зображення. Кутове поле негативних окулярів невелике – приблизно 20° .

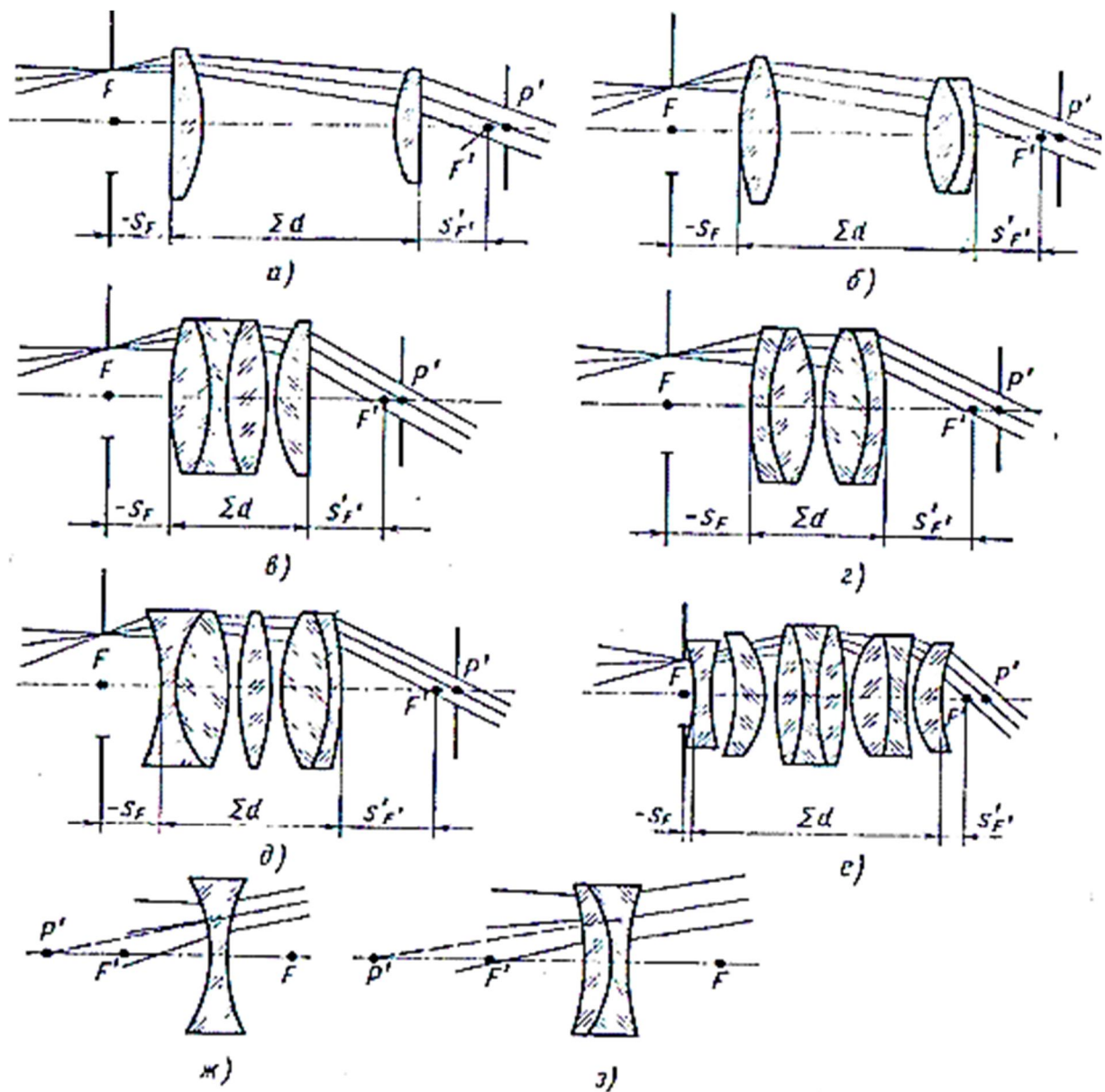


Рисунок 4.13 – Окуляри телескопічних систем:
 а – Рамсдена; б – Кельнера; в – ортоскопічний; г – симетричний;
 д – Ерфле; е – ширококутний; ж, з – негативні

Для спостереження віддалених об'єктів і отримання їх зображень застосовуються телескопічні системи, що складаються з двох елементів – об'єктива й окуляра (рис. 4.14). Задній фокус об'єктива $F_{об}$ збігається з переднім фокусом окуляра $F_{ок}$.

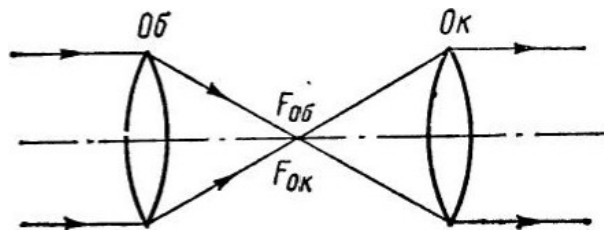


Рисунок 4.14 – Схема телескопа

В оптико-електронних приладах часто застосовують спеціальну лінзу, яка називається конденсором. Конденсор збирає промені, що потрапили в об'єктив приладу, на чутливий майданчик приймача випромінювання. Оптична система, що складається тільки з об'єктива (рис. 4.15, а), фокусує випромінювання джерела, зміщеного від оптичної осі (від нього йдуть промені, помічені подвійними стрілками), за межами приймача випромінювання (Π_p). За наявності ж конденсора (К) (друга лінза на рис. 4.15, б) це випромінювання фокусується на приймачі. Застосування конденсора особливо доцільно при малих розмірах приймача випромінювання.

Розмір приймального майданчика може бути зменшений і при використанні так званого імерсійного конденсора – напівсферичної лінзи, яка встановлюється впритул до приймача. Дія такого конденсора зрозуміла з рисунка 4.15, в.

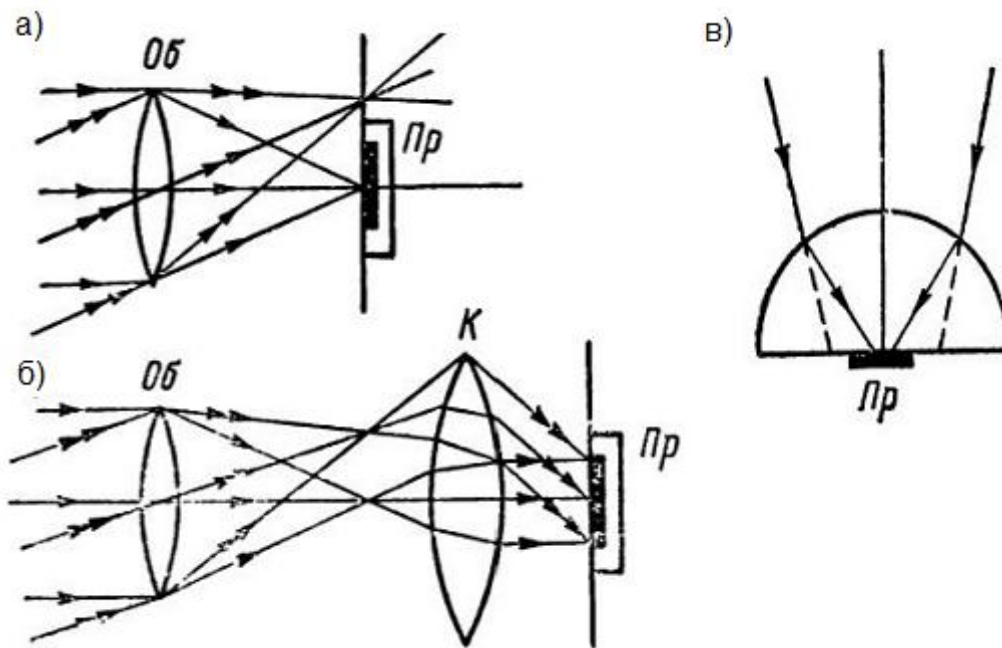


Рисунок 4.15 – Оптична система без конденсора (а) і з конденсором (б); імерсійний конденсор (в)

Для освітлення досліджуваних об'єктів в оптико-електронних приладах активного типу зазвичай використовуються прожекторні системи або спеціальні освітлювачі. Найпростіший прожектор – це джерело випромінювання, що поміщено у фокусі позитивної лінзи або увігнутого дзеркала (рис. 4.16, а, б). Іноді в прожекторах застосовуються складніші фокусувальні системи – дзеркало Манжена, що має тилове дзеркальне покриття (рис. 4.16, в), або ступінчасту лінзу Френеля (рис. 4.16, г).

Прожектори ближньої дії створюють пучки зі значною кутовою розбіжністю, прожектори дальньої дії утворюють пучки, близькі до паралельних.

Освітленість E , створювану прожекторною системою на поверхні предмета, можна визначити зі співвідношення, що зветься формулою Манжена:

$$E = pLS/l^2, \quad (4.10)$$

де L – яскравість джерела світла; S – площа вихідного перетину прожекторного дзеркала; p – втрати світла в прожекторі; l – відстань до предмета.

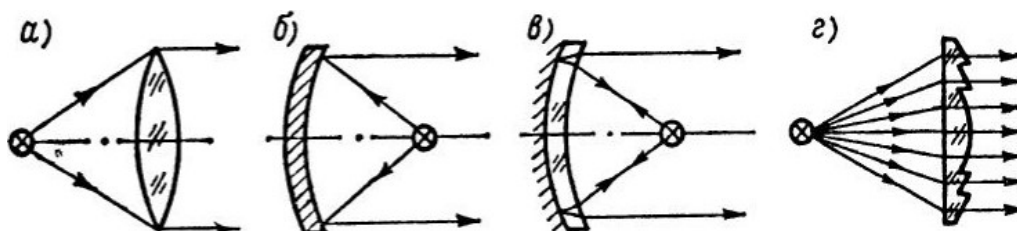


Рисунок 4.16 – Схеми прожекторів

Серед прожекторних СП із заломлювальними оптичними системами найширше застосовуються так називані лінзові прожектори з дисковими чи циліндричними лінзами. Дискові лінзи утворюються внаслідок обертання профілю плоско-опуклої лінзи (рис. 4.17, а) навколо оптичної вісі (F_z), циліндричні – при переміщенні цього ж профілю уздовж прямої, перпендикулярної оптичної вісі та профілю плоско-опуклої лінзи.

Дискові лінзи підрозділяються на плоско-опуклі й френелівські. Плоско-опукла лінза характеризується фокусною відстанню f , товщиною t_0 , діаметром D і найбільшим кутом $2\varphi_{\max}$ (кутом охоплення). Якщо у фокус плоско-опуклої лінзи помістити джерело світла, то його

промені будуть після переломлення спрямовані уздовж оптичної вісі лінзи, забезпечуючи найбільшу концентрацію світла уздовж оптичної вісі.

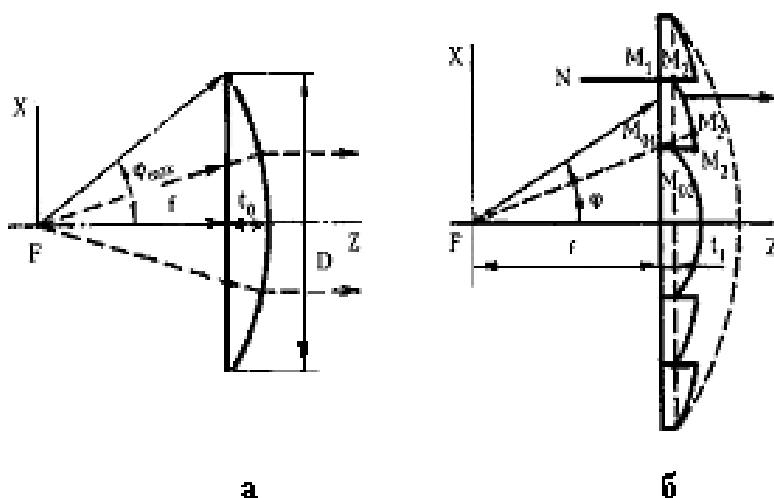


Рисунок 4.17 – Профілі лінзових систем:
а – дискової лінзи; б – френелівської лінзи

Ефективність дії плоско-опуклих лінз тим більше, ніж більший світловий потік джерела перехоплює лінза й перерозподіляє в необхідний спосіб. У межі було б бажано, щоб кут охоплення $2\varphi_{\max}$ лінзи був не менше, ніж у дзеркального параболоїда (близько 120°). Однак зі збільшенням кута φ_{\max} і D лінзи значно підвищуються її товщина й маса. Зростають утрати світла і, що надзвичайно важливо, знижується точність роботи лінзи – зростають відхилення ходу переломлених променів від оптичної вісі й усе помітнішим стає вплив розкладання світла на спектральні складники, тобто збільшуються сферична та хроматична аберація. Зазначені відхилення стають неприпустимо великим при $2\varphi_{\max} > 300$.

Недоліки плоско-опуклих лінз успішно усуваються дисковими френелівськими (чи східчастими) лінзами, названими на честь їхнього винахідника – французького ученого О. Ж. Френеля. Френелівські лінзи забезпечують значно більший кут охоплення при малих товщинах і сферичною аберацією завдяки тому, що складаються з декількох елементів, розташованих симетрично зверху та знизу від центрального елемента з профілем плоско-опуклої лінзи (рис. 4.17, б). Розміри плоско-опуклої лінзи з тим самим кутом охоплення, що й френелівська, показано пунктиром на рисунку. Кожний з елементів східчастої дискової лінзи (крім центрального) має робочу грань, профіль якої відповідає частині кола з

визначеним радіусом і центром кривизни, що забезпечують умову виходу паралельно оптичної вісі двох крайніх променів, що вийшли з фокуса й впали на нижню й верхню точку зверненої до джерела грані даного елемента (точки M_{01} і M_1).

Конструкція френелівських лінз має такі відмінні риси. Шар (M_1, M_2, M_{01}, M_{02}) однакової товщини для всіх елементів лінзи називається несучим шаром (елемента чи лінзи загалом). Лінія $M_2 - M_2$ визначає профіль робочої грані елемента. Горизонтальні лінії $M_{01}M_2$ і M_1M_2 , що обмежують елемент, називаються сполучними гранями. За формою несучого шару френелівські лінзи підрозділяються на прямі та криволінійні, при цьому криволінійний несучий шар може бути стосовно джерела випромінювання, як зовнішнім, так і внутрішнім. Лінзи з криволінійним несучим шаром виготовляються з тією самою метою максимально можливого збільшення кута охоплення $2\varphi_{\max}$, від якого залежить ефективність використання лінз. Кут $2\varphi_{\max}$ для східчастих френелівських лінз звичайно не перевищує 45° , оскільки при цьому втрати на френелівське відбиття на двох поверхнях лінз складають уже 16 %. При подальшому збільшенні φ_{\max} втрати швидко стають неприйнятними (при φ_{\max} близько 60° втрати перевищують 40 %).

Застосування дискових лінз із криволінійним несучим шаром на зовнішньому боці дає змогу різко знизити сумарні втрати світлового потоку на френелівське відбиття завдяки використанню як заломлювальних для фокальних променів обох поверхонь замість однієї. Для збільшення кута охоплення $2\varphi_{\max}$ до 120° в оптичних системах приладів застосовують здвоєні френелівські лінзи з криволінійним несучим шаром на зовнішній стороні в зовнішньої лінзи й на внутрішній стороні у внутрішньої лінзи.

Френелівські лінзи мають горизонтальні сполучні грані (рис. 4.17, б). Водночас фокальний промінь, що падає на нижню точку M_{01} кожного елемента, виходить після заломлення через робочу грань у точці M_2' , що лежить помітно вище точки M_2 на горизонтальній грані. Отже, у кожному елементі існує неробоча трикутна ділянка $M_{01} M_2 M_2'$, у яку не потрапляє жоден фокальний промінь. Цю неробочу ділянку було запропоновано вилучити, завдяки чому маса лінзи знижується (до 7 % у деяких випадках) і зменшуються втрати світлового потоку на сполучних гранях.

Зображена на рисунку 4.18 а, модифікація френелівського профілю з похилими сполучними гранями зветься профілем Аллара й дістала найширше поширення. На рисунку 4.18, в надано вигляд циліндричної (бочкоподібної) лінзи Френеля.

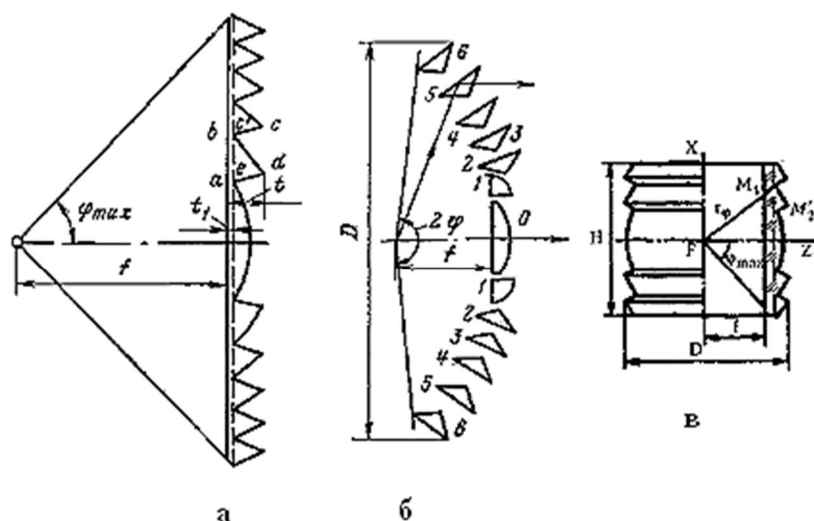


Рисунок 4.18 – Лінзові оптичні системи: а – алларовський профіль лінзи Френеля; б – дискова лінза з катадіоптричними елементами; в – циліндрична френелівська лінза

У спектральних та інших приладах для наукових досліджень для освітлення входної щілини S використовуються лінзові, дзеркальні та дзеркально-лінзові освітлювальні системи. Приклади різних типів освітлювачів спектральних приладів наведені на рисунку 4.19.

Цікаві оптичні системи, призначені для перетворення лазерних пучків. Такі системи використовуються або для формування спрямованих пучків із кутовим розходженням меншим, ніж у пучка, що виходить з лазера, або для фокусування лазерного випромінювання на площі малих розмірів.

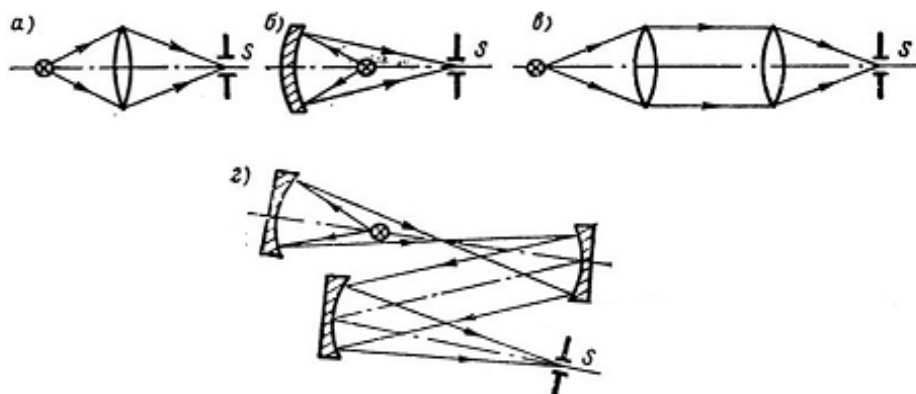


Рисунок 4.19 – Схеми освітлювачів, які використовуються в спектральних приладах

Перше завдання вирішується за допомогою телескопічних систем, які зменшують кутову розбіжність лазерного пучка в стільки разів, у скільки діаметр вихідного вікна лазера d менше діаметра вихідного отвору телескопа D . Найбільше застосовуються знайшли дзеркальні телескопічні системи (рис. 4.20, а), а також системи Галілея з негативною лінзою, яка є якості об'єктивом (рис. 4.20, б).

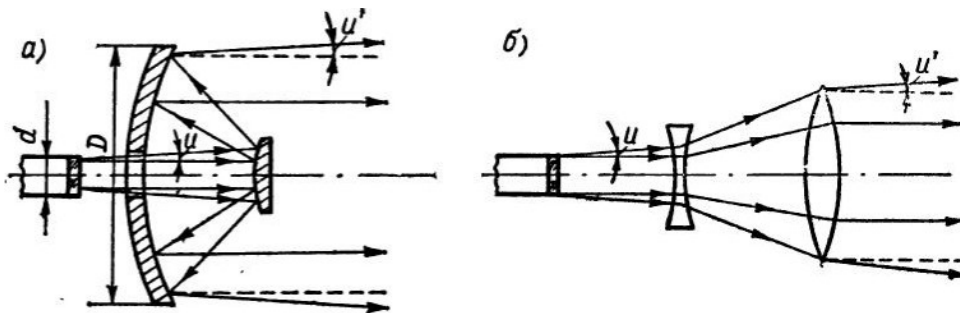


Рисунок 4.20 – Дзеркальна (а) і лінзова (б) телескопічні системи

Для концентрації випромінювання лазера на малому майданчику можна використовувати звичайну позитивну оптичну систему та спроектувати з потрібним зменшенням вихідне вікно лазера на задану поверхню. Сказане ілюструється рисунку 4.21, з якого видно, що при куті розбіжності лазерного випромінювання $2u$ на відстані від лазера L розмір плями дорівнює D . При використанні позитивної лінзи цей розмір зменшується до значення $d < D$. У цій схемі, проте, достатнє зменшення можна отримати лише із застосуванням дуже короткофокусної лінзи. Тому частіше майданчик, на який потрібно спроектувати лазерне випромінювання, поміщають у задню фокальній площині лінзи $P'_{F'}$. Тоді розмір плями $d = f'^1 \cdot 2u$.

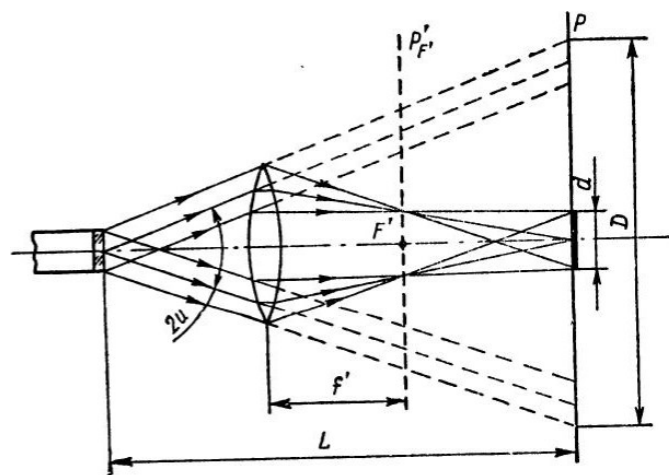


Рисунок 4.21 – Оптична система для концентрації випромінювання лазера

У системах зв'язку й передачі інформації, а також при передачі світла по непрямолінійних шляхах потрібно застосовувати напрямні оптичні системи. Зазвичай вони містять у собі лінзи, призми, сферичні або плоскі дзеркала. Істотний недолік таких систем – значні габарити. Більш компактні напрямні системи ті, в яких використовуються волоконні світловоди. Для з'єднання окремих елементів в оптичних і оптико-електронних мікросхемах застосовуються планарні світловоди.

Лінзова оптична система прожектора загалом можна представити позитивною лінзою, форма якої може бути різною (плоско-опуклої, подвійно опуклої, опукло-ввігнутої). Крім, того лінзи можуть бути гладкими чи східчастими (френелівськими).

4.5 Обертальні призми й системи призм

В оптико-електронних приладах використовуються призматичні елементи. Призмою називається оптична деталь із плоскими заломлювальними та відбивальними поверхнями, що утворюють між собою двогранні кути. Якщо кут між заломлюючими поверхнями становить менше 5° , то таку оптичну деталь називають клином.

Призми поділяються на заломлювальні, призначені для розкладання (дисперсії) світла, і відбивальні – для зміни оптичної вісі приладу, огортання зображення та поділу пучків.

Дахоподібні призми (дах-призми). Для повного обертання зображення застосовують призми з дахом. Будь-яку відбивну призму можна перетворити в дахоподібну шляхом заміни однієї з граней, що відбивають двома, що утворюють між собою кут 90° . На рисунку 4.22 зображена проста прямокутна призма з дахом, нанесеним на гіпотенузній грані. Вхідний пучок променів, що має в січенні коло, повинен вписуватися в кут між гранями даху. Гострі кути призми В, С і ребро А можуть бути зрізані. При відображенні пучка променів від граней даху спостерігається повне внутрішнє віддзеркалення, тому немає необхідності їх сріблити. Довжина ходу променя в призмі $d = 1,732D$; $c = 1,732$. Розміри $AB = AC = 1,732D$. На рисунку 4.23 наведені різні призми з дахом. Призначення дахоподібних призм – перевернути зображення зліва направо. В оптичних приладах виправдовується установка тільки однієї дахоподібної призми.

Системи призм. В оптичних приладах застосовуються комбінації різних призм, звані призматичними системами.

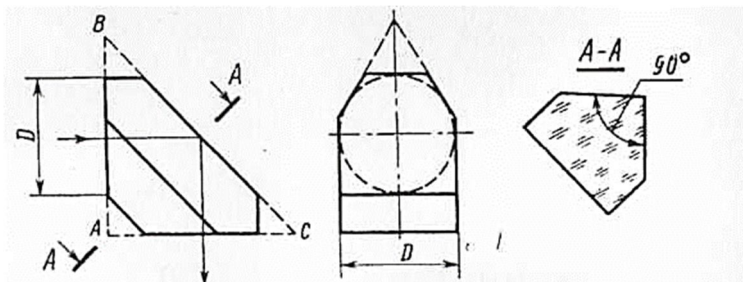


Рисунок 4.22 – Прямокутна призма з дахом $Ak P = 90^\circ$

Призма-куб (рис. 2.24) складається з двох прямокутних призм, склеєних гіпотенузними гранями, одна з яких має покриття, що відбиває. Призма дає дзеркальне зображення; застосовується як оглядова призма при великих змінах кута візування. У положенні 1 працює тільки одна половина призми. Під час її повороту для візування в зеніт (положення 2) починає включатися друга половина призми – обидві половини працюють однаково, аналогічно призмі Дове.

Призму-куб застосовують у таких приладах, де потрібно оглядати послідовно весь простір у межах кута до 210° без перерви в спостереженнях. Призма повинна бути добре виготовлена, оскільки незначні помилки (порядку декількох секунд) у кутах і при склеюванні викликають двоїння зображення. Оскільки в положенні 2 вхідні грані призми нахилені до осі пучка, то її можна застосовувати тільки в паралельних пучках променів.

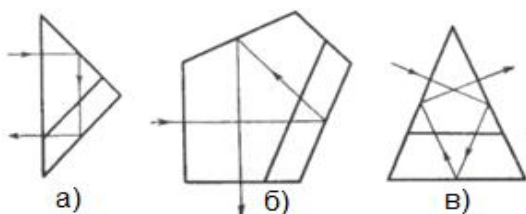


Рисунок 4.23 – Призми з дахом:
а – прямокутна призма $BP = 180^\circ$;
б – пентапризма; в – призма Шмідта

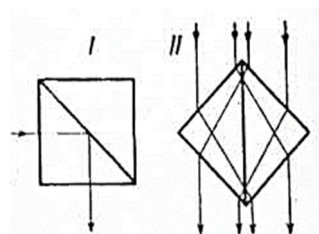


Рисунок 4.24 – Призма-куб

Система Порро першого роду (рис. 4.25) складається з двох прямокутних призм, кожна з яких має дві відбиваючі грані.

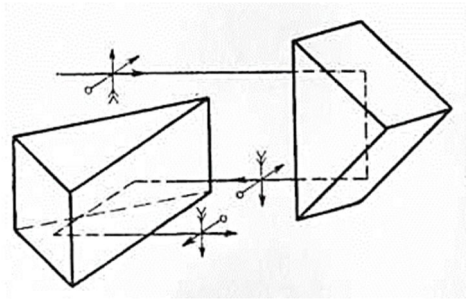


Рисунок 4.25 – Система Порро першого роду

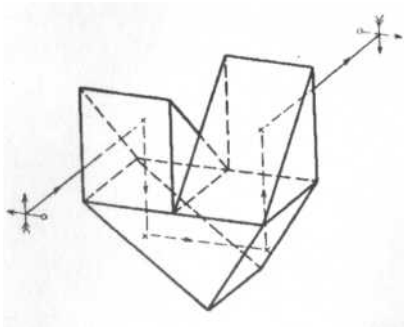


Рисунок 4.26 – Система Порро другого роду

Головні січення призм розташовані в двох взаємно перпендикулярних площинах (ребра прямих кутів взаємно перпендикулярні). Система не відхиляє пучок променів ($\omega = 0$), але зміщує його паралельно початкового напрямку. Зображення повністю перевернуте; хід променя дорівнює подвоєній довжині ходу променя в прямокутній призмі з двома відбиттями: $d = 4 D$; $c = 4$. Систему Порро першого роду застосовують у біноклях як обертальну систему.

Система Порро другого роду (рис. 4.26) складається з трьох призм: однієї прямокутної призми з двома відбивальними гранями та двох прямокутних призм, кожна з яких має одну відбивальну грань. Система не відхиляє пучка променів ($\omega = 0$), але зміщує його у бік; вона дає повне обертання зображення. Довжина ходу променя $d = 4 D$; $c = 4$.

4.6 Призначення колектива у телескопічній системі

Розглядаючи хід головного променя похилого пучка (рис. 4.27), можна бачити, що розширення кутового поля ω призводить до збільшення діаметра окуляра. Але оскільки окуляр зазвичай являє собою короткофокусну систему, то при збільшенні ω відбудеться значне віньєтування. У цьому разі в зорову трубу вводять додатковий колектив, який встановлюють у фокальній площині об'єктива або поблизу неї.

Колективи використовують також в зорових трубах з лінзовими обертаючими системами, що мають значну довжину. Для зменшення діаметрів лінз при заданій довжині труби вводять колективи, які встановлюють в площинах (або поблизу від них) проміжних зображень.

На рисунку 4.27 напрямок пучка променів після об'єктива (1) за його фокальної площини при відсутності колективу (2) показано штриховою лінією – промені віддаляються від оптичної осі і не потрапляють на першу обертаючу лінзу (3); колектив пригинає пучок променів і направляє його на цю лінзу. На рисунку 4.27 також видно, що колектив не впливає на хід осьового пучка променів.

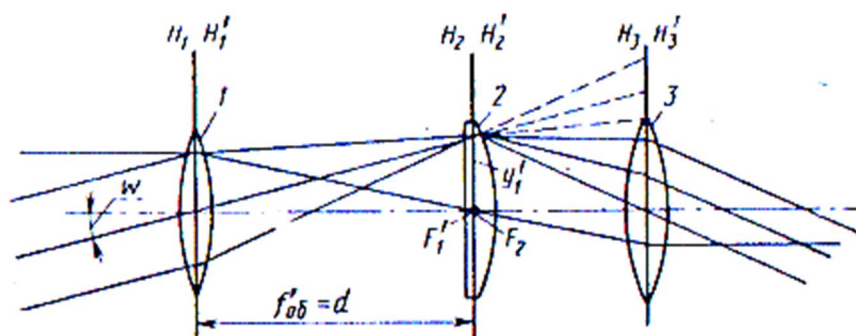


Рисунок 4.27 – Хід променів в системі з колективом

Колектив, встановлений в фокальній площині об'єктива або поблизу неї, не впливає (або дуже слабо впливає) на розмір зображення u'_1 , створюваного об'єктивом.

З метою зменшення діаметрів лінз окуляра колектив встановлюють і в фокальній площині окуляра. Іноді колектив вводять в фокальній площині окуляра для отримання потрібного віддалення вихідної зіниці. В цьому випадку можна застосовувати як позитивні ($f'_k > 0$) так і негативні ($f'_k < 0$) колективи. При використанні позитивного колективу вихідне вічко наближається до окуляра, а діаметри лінз окуляра зменшуються; при негативному колективі вихідне вічко віддаляється від окуляра, але діаметри лінз останнього збільшуються.

На закінчення відзначимо ще раз, що набір елементів, що становлять оптико-електронний прилад, залежить від призначення приладу. Різноманіття оптико-електронних приладів і завдань, що вирішуються за їх допомогою, визначає й різноманіття типів застосовуваних у них елементів: приймачів і джерел випромінювання, оптичних деталей, електронних вузлів. Настільки ж різноманітні й фізичні явища, що лежать в основі дії елементів оптико-електронних приладів.

Питання для самоперевірки

1. Поясніть властивості дзеркальної параболічної поверхні.
2. Які властивості дзеркальної еліптичної поверхні використовуються при конструюванні оптичних приладів?
3. Які види лінз Ви знаєте?
4. Основні співвідношення для лінз.
5. Побудова зображення об'єкта позитивними й негативними лінзами.
6. Назвіть типи об'єктивів, що застосовуються в ОЕП. Для чого слугує об'єктив телескопічної системи?
7. Чому дорівнює відносний отвір об'єктива?
8. Назвіть найбільш поширені окуляри телескопічних систем.
9. Як будуються схеми прожекторів із заломлювальними й відбивальними елементами?
10. Поясніть призначення колективу в телескопічній системі.

5 ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННІ ЛАЗЕРНІ СИСТЕМИ

5.1 Лазерна установка для зварювання

Важливі особливості лазерної технології, що визначають її переваги, – локальність нагрівання, безконтактність, можливість керування просторовим положенням променя та сумісність з комп'ютерним управлінням, можливість використання у важко доступних місцях, обробки практично будь-яких, зокрема й таких, що не піддаються механічній обробці, матеріалів, велика різноманітність процесів обробки, висока якість (гладкість зрізів, міцність зварювальних швів, чистота) і висока швидкість виконання операцій. Створено низку технологічних лазерних установок. Як приклад розглянемо лазерну зварювальну установку. Установки серії «Квант» мають як джерело випромінювання твердотільні лазери потужністю до декількох кіловат, що працюють як у безперервному, так і в імпульсному режимі. Установка «Квант-10» складається з двох блоків – зварювального апарата та стійки живлення. У зварювальному апараті змонтований лазерний випромінювач (лазер на склі з неодимом), оптична система, яка фокусує лазерне випромінювання на поверхні зварюваних деталей, система охолодження, пристосування для закріплення й переміщення деталей, блок вимірювача енергії та система управління випромінюванням лазера. У стійці живлення розміщується випрямляч і блок живлення лазера.

Оптична схема установки наведена на рисунку 5.1. Випромінювання лазера (1) проходить ірисову діафрагму (2), яка використовується для регулювання перетину променя, і телескопічну систему, що складається з лінз (3) і (4). Пересуваючи лінзу (3) уздовж осі, можна змінювати конусність лазерного променя, тобто здійснювати його фокусування. Після телескопічної системи лазерне випромінювання напівпрозорим дзеркалом (8) спрямовується на об'єктив (12), який фокусує потік на поверхні оброблюваної деталі (14).

Скло (13) оберігає об'єктив від забруднення продуктами розпилення зварюваних деталей. Скляна пластинка (9) слугує для відводу частини випромінювання на фотодіод, за допомогою якого вимірюється енергія променя. Наведення променя на місце зварювання й візуальний контроль зварних з'єднань здійснюється оптичною системою, утвореною об'єктивом (12), лінзою (5), дзеркалом (6), біноклярною насадкою (7) і

додатковим освітлювачем, що складається з джерела (10) і конденсора (11).

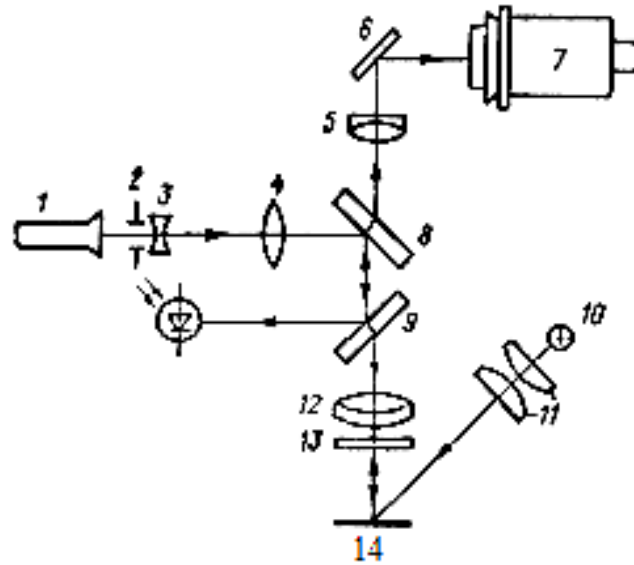


Рисунок 5.1 – Оптична схема установки лазерного зварювання «Квант-10»

Лазерні установки серії «Квант» застосовуються не тільки для зварювання, але й для різання, пайки й термообробки, а також для свердління в будь-яких матеріалах отворів діаметром від десятків до сотень мікрон. Якщо використовувати метод «обходу по контуру», то можна свердлити отвори й великих розмірів.

Лазерна технологія широко застосовується в мікроелектронній промисловості при обробці напівпровідників, формуванні р-п-переходів, омичних контактів, контактів метал – напівпровідник, при доведенні тонко- й товстоплівкових резисторів тощо.

Високий ступінь часової та просторової когерентності лазерного випромінювання робить лазер незамінним вимірювальним інструментом. За допомогою лазерів можливо з високою точністю вимірювати швидкість, зокрема кутову, твердих тіл, потоків рідини та газу, досліджувати профіль та положення поверхні, визначати чистоту обробки та розміри деталей. Широко використовуються лазери для вимірювання відстаней до віддалених об'єктів.

Лазерні системи для вимірювання швидкості потоку рідини або газу надзвичайно важливі для аеродинаміки та гідродинаміки, де необхідно знати, в який спосіб потік газу або рідини обтікає тіла різної форми.

5.2 Доплерівський анемометр

Лазерні доплерівські анемометри використовуються для вимірювання швидкостей літаків, кораблів, діагностики атмосферних течій і роботи двигунів, зняття карт швидкостей обтікання об'єктів тощо. При традиційних методах у потік вводиться спеціальний вимірювальний зонд, який вносить досить великі похибки, оскільки спотворює картину обтікання тіла потоком. Щоб не збуджувати досліджуваний потік, застосовують оптичні методи. Лазерні анемометри характеризують дистанційність, неконтактність, високу просторову роздільну здатність, швидкодію та точність.

Унаслідок ефекту Доплера частота світла, розсіяного об'єктом, який рухається відносно джерела, змінюється, до того ж різниця частот (зсув) залежить від швидкості об'єкта.

Пристрій (рис. 5.2, а) містить у собі лазерний випромінювач – лазер, передавальну оптику (дзеркала М1, М2 і об'єktiv Л1), яка фокусує принаймні два пучка (П1 і П2) на малий вимірювальний об'єм в аналізованому потоці П, приймальню оптику (об'єktiv Л2, діафрагму Д, світлофільтр СФ).

Приймальна оптика направляє випромінювання, розсіяне частинками Ч в об'ємі О, на фотоприйомний пристрій (ФП). Якщо у вихідному сигналі фотоприймача виділити частоту, рівну різниці частот інтерферувальних коливань (так звану частоту биття), то вона виявляється пропорційною швидкості потоку.

Електронний сигнал із виходу ФП надходить на систему обробки та індикації. Це двопроміневий лазерний доплерівський анемометр, у якому аналізуються доплерівські зрушення частот світлових хвиль після розсіювання в одному напрямку двох падаючих під кутом 20° один до одного пучків. На рисунку 5.2, б зображена схема анемометра з опорним пучком, у якому вимірюються биття частот не розсіяного опорного пучка П1 і розсіяного в напрямку П1 випромінювання другого пучка П2.

Принцип роботи анемометра з одним падаючим пучком заснований на оцінках різниці доплерівських зсувів частот коливань, розсіяних кожною з частинок під двома заданими напрямками (рис. 5.2, в). У будь-якому типі анемометра при прольоті одиночної частинки через об'єм О на ФП надходить імпульс, модульований доплерівською частотою $f_d = 2 V \sin Q / \lambda$, з тривалістю, пропорційній часу T_n прольоту.

Оскільки $f_d \sim V$ і ширина вторинного доплерівського спектра $\Delta f_d \sim 1/T_{\text{п}} \sim V$, то $\Delta f_d/f_d$ не залежить від швидкості руху частинки. Зазвичай $\Delta f_d/f_d \sim 10^{-1} \dots 10^{-2}$. Спектр елементарного імпульсу залежить від ширини лазерної лінії, він розширюється завдяки турбулентності та броунівському руху частинок. Динаміка руху частинки в потоці визначається її формою, розмірами, вагою та густиною рідини. Тому бажано застосування штучних частинок, параметри яких можна контролювати. Розсіяння на ансамблі частинок дає доплерівський зсув, пропорційний їхній середній швидкості. Розкид швидкостей проявляється в розширенні спектра сигналу: $\Delta f_{d1} \sim 2 \Delta V \sin Q/\lambda$. Зазвичай використовують випромінювання гелій-неонового лазера з вихідною потужністю 10...15 мВт.

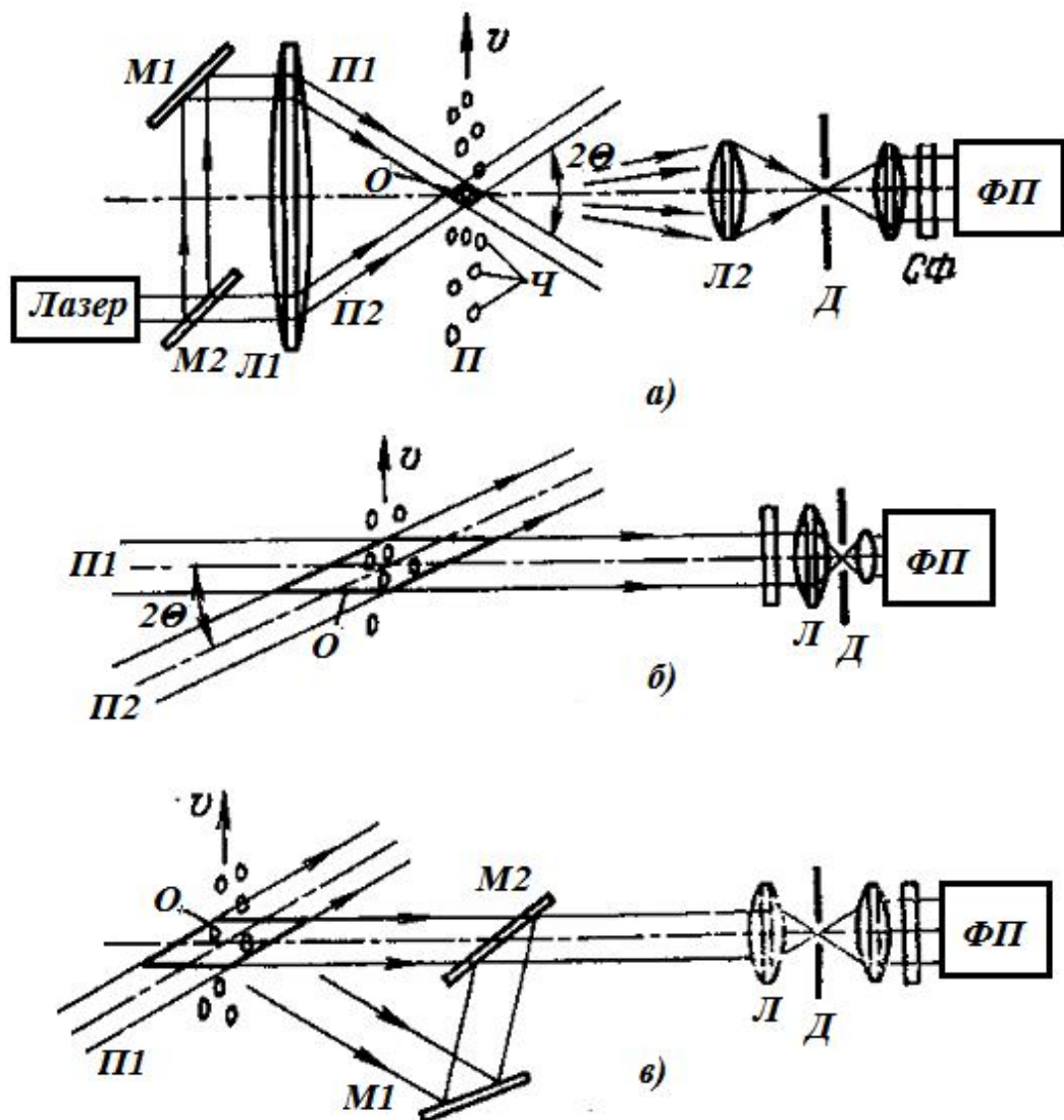


Рисунок 5.2 – Схеми лазерних доплерівських анемометрів

Лазерні вимірювачі швидкості потоку безконтактні, забезпечують високу точність вимірювань, працюють у діапазоні швидкостей від декількох міліметрів до сотень метрів у секунду при високій швидкодії. Ці прилади застосовують при дослідженні турбулентних течій у різних рідинах і газах, ударних хвиль, що виникають в надзвукових потоках газу, високотемпературних потоків плазми й над охолоджених потоків криогенних рідин, при аналізі руху крові по кровоносних судинах і навіть при вивченні руху льодовиків. Якщо рідина або газ, прозорі та слабо розсіюють світло, то в потік вводять розсіювальні частинки певного розміру.

5.3 Лазерний гіроскоп

Для вимірювання кутової швидкості використовуються лазерні гіроскопи. Принцип їх дії заснований на тому, що при обертанні замкнутого лазерного резонатора, що генерує дві світлові хвилі, які поширюються назустріч одна одній, виникає різниця оптичних шляхів пучків. Вісь обертання при цьому повинна бути перпендикулярна площині резонатора.

У схемі, наведеній на рисунку 5.3, замкнутий резонатор трикутної форми утворений дзеркалами (3), (4) і (5). В активному середовищі (6), що знаходиться в резонаторі, під дією джерела накачування індукується випромінювання. Як вже зазначалося, будуть посилюватися хвилі, що поширюються уздовж осі резонатора. При кожному обході пучок А, що рухається в напрямку обертання, проходить кілька більшу відстань, ніж пучок В. Згідно з умовою виникнення генерації на довжині оптичного резонатора має вкластися ціле число хвиль. Унаслідок цього довжини хвиль генерованих коливань і частоти пучків А і В, що розповсюджуються в протилежних напрямках, будуть відрізнятися. Різниця частот $\Delta f = 4\omega S/\lambda p$, де ω – кутова швидкість; S – площа, обмежена периметром p замкнутого резонатора; λ – середня довжина хвилі коливань, що генеруються в резонаторі в стані спокою. Зсув частот коливань, що поширюються у замкнутому резонаторі, можна розглядати як прояв ефекту Доплера. Частота биттів для випадку використання гелій-неонового лазера ($\lambda = 0,633$ мкм) у замкнутому резонаторі зі стороною 10 см при його обертанні зі швидкістю 0,1 рад/год ($3 \cdot 10^{-5}$ рад/с): $\Delta f = 2,5$ Гц.

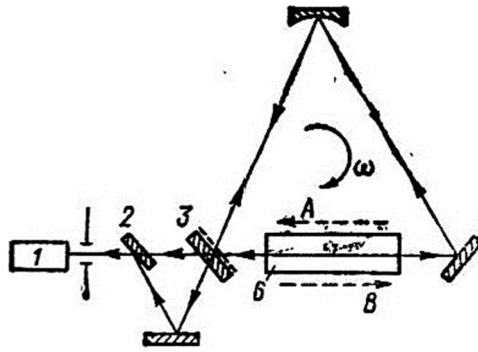


Рисунок 5.3 – Схема лазерного гіроскопа

Для вимірювання частоти биттів частина кожного з пучків А і В направляється напівпрозорим дзеркалом (3) і системою дзеркал (2), (7) на фотоприйомний пристрій 1.

За допомогою лазерних гіроскопів вимірюють кутову швидкість у дуже великому діапазоні – від 10^{-8} рад/с до 10 рад/с. Вони широко використовуються на супутниках і космічних кораблях для контролю за обертанням об'єктів, що рухаються по орбіті. Лазерні гіроскопи можуть вимірювати навіть кутову швидкість Землі.

5.4 Лазерна інтерферометрична вимірювальна система

Велика група лазерних вимірювальних систем призначена для лінійних вимірювань. При вимірі виробів застосовують методи, засновані на перериванні лазерного пучка предметом, або порівнюють розміри виробу та еталона. Якщо розміри об'єкта малі, то використовують метод, заснований на явищі дифракції: аналізується картина дифракції лазерного променя на об'єкті. Цей метод дає змогу, наприклад, вимірювати діаметри волокон і дроту в кілька мікрон і контролювати діаметр виробів у процесі виготовлення. Подібним же методом, аналізуючи дифракційну картину, можна оцінювати якість обробки та стан поверхні (наявність подряпин, раковин тощо).

Вимірювання відстаней за допомогою лазерів залежно від дальності, умов застосування й необхідної точності здійснюється інтерферометричним, фазовим або імпульсним методами. Інтерферометричний метод застосовують при вимірюванні невеликих (до декількох метрів) відстаней. На використанні цього методу засновані промислові лазерні вимірювальні системи для контролю переміщення

вузлів верстата, точності установки затискних пристосувань, контролю операцій тощо.

У схему інтерферометра Майкельсона (рис. 5.4) встановлюють лазер (1) (зазвичай це стабілізований по частоті гелієво-неоновий лазер). Випромінювання лазера розщеплюється світло ділительним дзеркалом (5) на два пучки – опорний і вимірювальний. Опорний відбивається кутовим відбивачем (8), вимірювальний – кутовим відбивачем (6), встановленим на деталі (7), відстань до якої визначається. Обидва пучки зводяться тим самим світлоділительним дзеркалом (5) і спрямовуються на фотоприймач (4), де інтерферують. Оптична довжина шляху опорного пучка відома та постійна, а вимірюваного – залежить від відстані до деталі. При зміні відстані до деталі змінюється різниця ходу між пучками. Якщо різниця ходу кратна довжині хвилі випромінювання лазера, то внаслідок інтерференції фотоприймач зафіксує максимум потоку світла. Число максимумів фіксується лічильником (3), а ЕОМ (2) обчислює відстань до об'єкта. Вона ж може керувати, якщо це необхідно, положенням об'єкта. Для цього сигнал з ЕОМ повинен бути поданий на виконавчий механізм, що переміщує деталь. Очевидно, що точність вимірювання відстані – порядку довжини хвилі (частки мікрона).

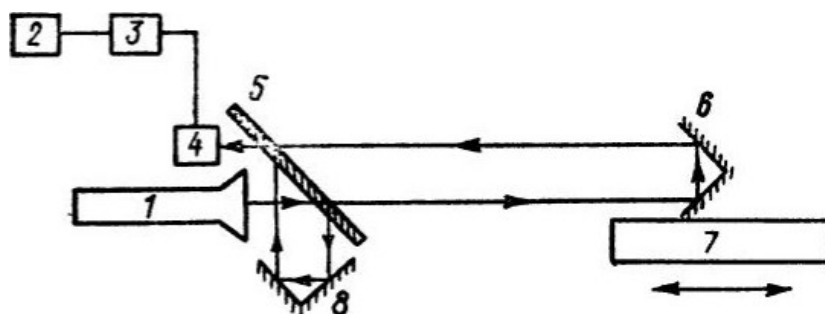


Рисунок 5.4 – Схема інтерферометричної лазерної вимірювальної системи

5.5 Імпульсний лазерний далекомір

При вимірюванні великих відстаней, особливо в польових умовах (топографія, геодезія, сейсмологія тощо), використовують фазовий або імпульсний метод.

У фазовому методі для визначення дальності вимірюється різниця фаз посланого на об'єкт і відбитого сигналу. Розглянемо цей метод на прикладі роботи геодезичного далекоміра. В інфрачервоному лазерному

далекомірі ГД-314 джерелом випромінювання слугує напівпровідниковий лазер на арсеніді галію ($\lambda = 0,91$ мкм). У кінці вимірюваної дистанції (об'єкта) встановлюється кутниковий відбивач. Відбите лазерне випромінювання надходить на фотоелектронний помножувач (ФЕП) приймального каналу. На помножувач подається також опорна напруга. При одночасному впливі на ФЕП опорного та прийнятого сигналу амплітуда сигналу на виході ФЕП змінюється залежно від співвідношення фаз опорної напруги й напруги, пропорційної відбитому сигналу. Плавню регулюючи фазу опорної напруги, домагаються, щоб сигнал на виході ФЕП був рівний нулю. Знявши в цей момент відлік фази по приладу, званому фазометром, далі за таблицями визначають дальність. За допомогою далекоміра ГД-314 можна вимірювати відстані до 2 000 м із точністю ± 5 см. Геодезичний далекомір «Квант», що використовує гелій-неоновий лазер ($\lambda = 0,63$ мкм), дає змогу вимірювати відстані до 1 000 м із точністю $\pm 0,2$ мм. Недолік фазових далекомірів – обов'язкове застосування дзеркального відбивача, встановленого на об'єкті, відстань до якого вимірюється.

В імпульсних лазерних далекомірах, широко вживаних у космічній техніці, випромінюється дуже короткий лазерний імпульс і вимірюється час, протягом якого імпульс проходить до об'єкта і, відбившись від нього, повертається до приймача. Схема далекоміра цього типу зображена на рисунку 5.5.

Випромінювання лазера (4) з тривалістю імпульсу $(10 \dots 30) \cdot 10^{-9}$ с через об'єкти (лінзи (6) і (7)) подається у вигляді паралельного пучка на об'єкт. Частина лазерного випромінювання відбивається напівпрозорим дзеркалом (5) на фотоприймач (3). У цьому каналі першим лазерним імпульсом запускається прилад відліку часу (2). Відбите об'єктом випромінювання фокусується об'єктивом (8) і спрямовується на фотоелектронний помножувач (9). Посилений імпульс фотоструму передається в блок управління (10), який замикає прилад відліку часу. Число імпульсів, що пройшло через прилад відліку часу з моменту випромінювання першого світлового імпульсу до моменту прийому відбитого сигналу, пропорційно дальності об'єкта й фіксується лічильником (1).

Точність вимірювання імпульсним далекоміром визначається частотою проходження та тривалістю імпульсів. Припустимо, що використовуються імпульси тривалістю $\tau = 2 \cdot 10^{-8}$ с, що поширюються з

такою самою частотою, тобто інтервал між ними теж дорівнює $2 \cdot 10^{-8}$ с. Тоді за час між двома імпульсами світло пройде відстань $\Delta l = c \cdot \tau$ м, де c – швидкість світла. Очевидно, що величина Δl і є похибка вимірювання в цьому. Якщо необхідна більш висока точність, наприклад ± 1 м, то тривалість лазерного імпульсу повинна бути зменшена до $3 \cdot 10^{-9}$ с, а значить, частота проходження імпульсів $f = 1/(3 \cdot 10^{-9}) \sim 300$ МГц.

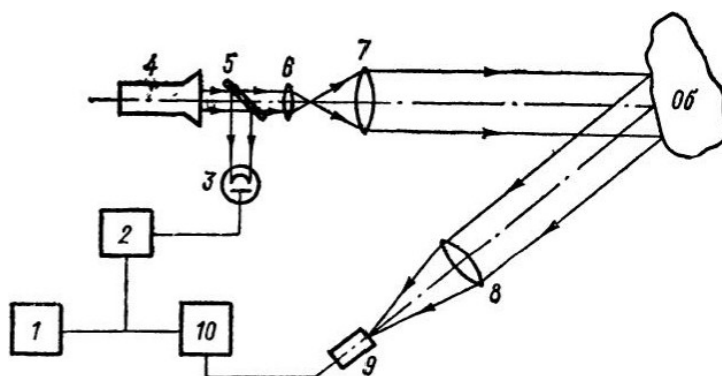


Рисунок 5.5 – Схема імпульсного лазерного далекоміра

За допомогою імпульсних лазерних далекомірів здійснюється лазерна локація штучних супутників Землі, визначається взаємна орієнтація космічних об'єктів, що стикаються, відстань між ними тощо.

Імпульсні лазерні далекоміри були використані для вимірювання відстані до п'яти кутових відбивачів, встановлених на поверхні Місяця; тривалість імпульсів становила 10 нс, точність вимірювання ± 1 м. Наявність декількох відбивачів на Місяці й декількох далеко рознесених лазерних локаціонаторів на Землі дає змогу проводити низку практично важливих досліджень: вивчати дрейф континентів, рух осі обертання Землі, уточнювати закони обертання Землі тощо. На сьогодні створені лазерні локаціонатори, які генерують імпульси тривалістю $10^{-9} \dots 10^{-10}$ с і дозволяють вимірювати відстані з точністю до декількох сантиметрів.

5.6 Лазери в дослідженні навколишнього середовища

Останніми десятиліттями у лазерів з'явилася ще одна важлива «професія» – вивчення навколишнього середовища та контроль за його станом. Як відомо, врожаї, безпека мореплавства, регулярність авіарейсів, безперебійна робота залізничного й автомобільного транспорту, а також

деяких підприємств здебільшого залежить від погоди, не кажучи вже про фізичний стан людини. Встановлено, що погода та клімат в загалом визначаються здебільшого, процесами, що відбуваються в атмосфері.

Прогрес у вивченні та прогнозуванні стану атмосфери вимагає розробки нових методів досліджень, насамперед дистанційних, що дають змогу визначати динаміку атмосферних параметрів на значних відстанях.

Якщо направити в атмосферу лазерний імпульс, то його поширення супроводжується низкою ефектів виникає вторинне випромінювання завдяки розсіюванню світла молекулами, аерозолями або неоднорідностями самої атмосфери; відбуваються втрати випромінювання внаслідок поглинання атомами й молекулами; змінюється частота випромінювання завдяки комбінаційному розсіюванню світла; змінюється форма імпульсу та стан його поляризації. Тому, реєструючи «сліди» лазерного імпульсу в атмосфері за допомогою високочутливих приймачів оптичного випромінювання та розшифровуючи результати за певними правилами, можна отримати відомості про багатьох параметрах атмосфери: тиску, щільності, температури, вологості, концентрації атмосферних газів, концентрації та розмірах частинок, швидкості вітру, турбулентних неоднорідностях (хаотичному русі повітря), верхньої та нижньої межі хмар, стратифікації (пошаровому розподілу) хмар, вміст вологи в них та інше.

Метод лазерного зондування як інструмент дослідження атмосфери надзвичайно універсальний. Відзначимо високу швидкість вимірювань (лазерний імпульс поширюється зі швидкістю світла) і те, що не відбувається істотного збудження атмосфери, як це буває при літаковому або ракетному зондуванні. Великі можливості відкриває застосування лазерів для зондування атмосфери з орбітальних космічних станцій.

Використовуються різні схеми лазерного зондування. У схемі, зображеній на рисунку 5.6, а, передавальний пристрій (1) посилає лазерний промінь уздовж контрольованої траси. У кінці траси розташований приймальний пристрій (2). При роботі за схемою, наведеною на рисунку 5.6, б, у кінці траси встановлюється відбивач (2), а приймальний пристрій (3) або поєднаний з передавальним (1), або розташовується поруч із ним. Промінь лазера проходить трасу двічі – туди й назад. Крім того, для зондування атмосфери використовують схему, подану на рисунку 5.6, в: лазерний промінь надсилається передавальним пристроєм (1) у контрольовану область повітряного простору, і за допомогою прийомного

пристрою (2) реєструється випромінювання, що приходить з опромінюваного простору. Пристрої, що працюють за такою схемою, називають лідарами.

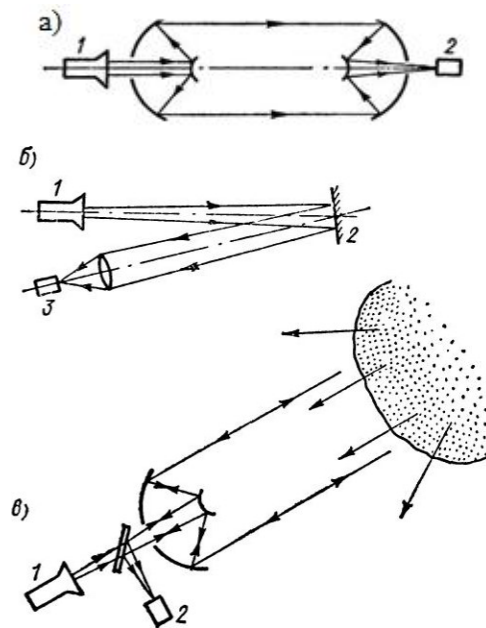


Рисунок 5.6 – Схеми лазерного зондування атмосфери

При лазерному зондуванні атмосфери вимірюється інтенсивність випромінювання що пройшло, відбилось або розсіялось, його частота, ступінь поляризації тощо.

Якщо використовувати в схемах на рисунку 5.6 лазер, що перебудовується по частоті, то, вимірюючи інтенсивність лазерного випромінювання після проходження траси, можна судити про наявність в атмосфері тих чи інших хімічних сполук. Різні хімічні сполуки, зокрема й атмосферні гази, по-різному поглинають випромінювання різної частоти, до того ж для кожного з'єднання є свої, «характерні» частоти. Тому, досліджуючи частотну залежність інтенсивності лазерного випромінювання, що пройшов трасу, можна по зменшенню інтенсивності світла на деяких частотах судити про наявність в атмосфері певного поглинача (газу) і про його концентрації.

За допомогою лазерного лідара можна зафіксувати відбите аерозолями лазерне випромінювання або випромінювання, розсіяного частинками аерозолію або окремими молекулами. Можна, нарешті, зареєструвати випромінювання, що випускається різними молекулами після поглинання ними лазерного випромінювання. Лазерний імпульс поширюється з постійною швидкістю, тому за час проходження відбитого

сигналу можна судити про відстань до аерозольних шарів і їх концентрації. У лідарах найчастіше застосовуються лазери на рубіні або гранаті з неодимом. Розсіяння випромінювання аерозольними частинками в зворотному напрямку максимально при сумірності частинок із довжиною хвилі, тому лазери, які випромінюють у видимому та ближньому ІЧ-діапазоні, найбільше підходять для виявлення частинок розмірами до 1 мкм.

Для дистанційного зондування атмосфери застосовуються такі лідари, в яких використовується ефект комбінаційного розсіювання світла речовиною. При цьому виді розсіювання в світлі з'являються коливання з новими, властивими певній речовині, частотами. Розглянемо як приклад зондування атмосфери лазером на рубіні ($\lambda = 0,694$ мкм). Припустимо, що в спектрі розсіяного випромінювання, зафіксованого приймачем, виявлено випромінювання з довжиною хвилі 0,798 і 0,785 мкм. Зсув довжини хвилі $0,798 - 0,694 = 0,104$ мкм відповідає частоті коливань молекули CO, а зсув $0,785 - 0,694 = 0,091$ мкм – частоті коливань молекули NO. Отже, в атмосфері є чадний газ і оксид азоту.

У зв'язку з малою інтенсивністю комбінаційного розсіювання дальність дії лідарів цього типу невелика. Наприклад, лідар, розроблений в Інституті спектроскопії ($\lambda = 0,266$ мкм, четверта гармоніка випромінювання лазера на гранаті з неодимом), при енергії зондувальних імпульсів 1 мДж і товщині зондуемого шару атмосфери 20 м має дальність дії 100 м.

Проблема забруднення атмосфери набула останніми роками особливого значення, оскільки вона пов'язана здебільшого з промисловою діяльністю людини. Як відомо, промислові та комунальні підприємства, автомобільний транспорт, авіалайнери, морські судна викидають в атмосферу велику кількість відходів у вигляді частинок пилу, сажі, різних шкідливих хімічних сполук. Крім видимих оком, в атмосферу потрапляє величезна кількість не видимих хімічних сполук: оксид вуглецю CO, оксид азоту NO, метан CH₄, сірководень H₂S, діоксид сірки SO₂ та інше. Усі ці забруднення називають антропогенними, оскільки вони пов'язані з діяльністю людини. Особливо гостро проблема антропогенних забруднень стоїть у промислово розвинутих регіонах, у великих містах та селищах. Атмосфера забруднюється, зрозуміло, і внаслідок деяких природних явищ. Наприклад, після піщаної бурі в пустелі Сахарі частинки піску виявляються над Європою й навіть над Північною Америкою.

Для виявлення забруднень, що містяться в атмосфері, проводять хімічний аналіз проб повітря. Але цей метод вимагає великого часу, до того ж не просто узяти пробу повітря поблизу гирла заводської труби заввишки 100 м або позаду траси, де тільки що пролетів авіалайнер.

Подібних труднощів не виникає, якщо замість відбору проб зондувати атмосферу лазерним променем. Лазерний контроль забруднень атмосфери зараз застосовується як для спостереження за хімічним складом атмосфери, так і для виявлення меж областей підвищеного забруднення атмосфери частинками диму та твердими промисловими викидами. В останньому випадку використовується явище відбиття лазерного випромінювання від скупчення аерозольних часток.

Якщо для зондування атмосфери лазери використовуються практично з моменту їх створення, то для дослідження океану їх стали застосовувати порівняно недавно: для вимірювання глибини морів і океанів (при так званих батиметричних дослідженнях), визначення областей скупчення плаваючих рослинних мікроорганізмів (фітопланктону), виявлення нафтових забруднень вод, вивчення параметрів морського хвилювання й для вирішення низки інших завдань.

За допомогою лазера можна виміряти глибину моря. Для цього опромінюють поверхню моря імпульсним лазером, встановленим на борту літака (рис. 5.7). Розглянемо один з випромінюваних імпульсів S_0 .

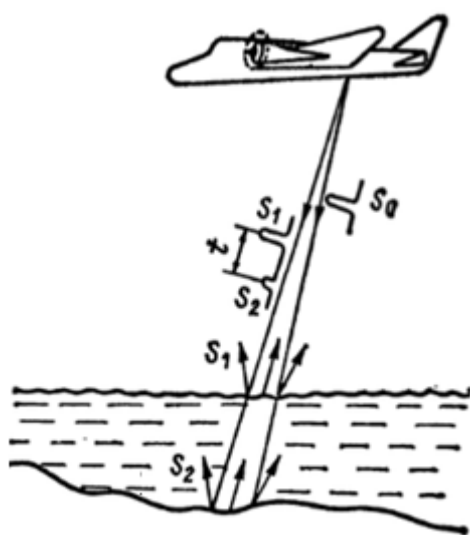


Рисунок 5.7 – Лазерне вимірювання глибини моря

Досягнувши води, цей імпульс частково відіб'ється від її поверхні (імпульс S_1), а частково проникне у воду й відіб'ється від дна (імпульс S_2). При цьому імпульс S_2 потрапить у реєструвальну систему, встановлену на літаку, через деякий час t після приходу імпульсу S_1 . Вимірявши цей час і знаючи швидкість поширення лазерного випромінювання у воді, можна визначити відстань від поверхні води до дна, тобто глибину водойми.

Пролетівши над заданим районом моря по обраній у відповідний спосіб трасі, можна отримати інформацію про глибини та скласти топографічну карту морського дна. Такий метод вимірювання глибин є особливо перспективним для дослідження шельфових (прибережних) зон океанів і морів.

Природно, що для подібних досліджень потрібно використовувати випромінювання, яке слабо поглинається та розсіюється морською водою. Так зване вікно прозорості моря лежить у синьо-зеленій частині спектра, тому зазвичай використовують випромінювання імпульсного неонового лазера ($\lambda = 0,54$ мкм) або інші лазери, які випромінюють у певному діапазоні.

Цим методом можливо вимірювати глибини до 20 м із точністю $\pm 0,25$ м. Метод можна використовувати й для виявлення підводних, зокрема й плаваючих, об'єктів, а також для виявлення областей виносу забруднювальних зважених речовин, наприклад, піску й мулу поблизу гирла річок.

До найнебезпечніших забруднювачів природних водойм належать нафта та продукти її переробки – бензин, дизельне паливо, мазут, різні олії, яких, за даними експертів ООН, щорічно потрапляє в моря й океани близько 6 млн т. Основні джерела – морський транспорт і морський нафтовидобуток. Значна кількість нафти потрапляє в моря та океани при аваріях суден, особливо танкерів, унаслідок змиву з берегів, зі стічними водами промислових підприємств тощо.

Райдужна нафтова плівка на поверхні води завдає водним басейнам непоправної шкоди. Вона істотно порушує природні процеси, що відбуваються у водних басейнах, згубно впливає на морських тварин і рослинність.

Ефективність боротьби з нафтовими забрудненнями залежить від оперативності їх виявлення. Найшвидше нафтові забруднення виявляються дистанційними методами, до яких належать й лазерні. Забруднена плівкою нафти водна поверхня опромінюється лазером, встановленим на літаку (рис. 5.8). При цьому лазерне випромінювання частково відіб'ється від поверхні плівки (стрілки 1–1), частково проникне в плівку та поглинеться в ній. Інша частина випромінювання потрапить у воду. Якщо відповідно підібрати довжину хвилі лазерного випромінювання, то виникне флуоресценція нафтової плями (стрілки 2–2), а також комбінаційне розсіяння на молекулах нафти (стрілки 3–3) і води (стрілки 4–4).

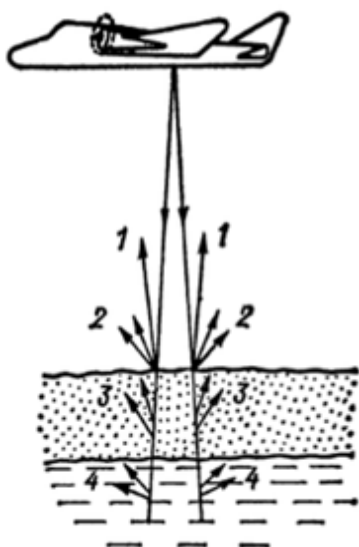


Рисунок 5.8 – Лазерна локація нафтових забруднень

Реєструючи за допомогою прийомного пристрою інтенсивність і спектр флуоресцентного випромінювання, можна встановити наявність нафтового забруднення та визначити його склад, оскільки різні групи нафтопродуктів і різні нафти флуоресціюють по-різному. Досліджуючи ж ще й спектр комбінаційного розсіювання, можна визначити також і товщину плівки.

Про наявність на поверхні води нафтового забруднення можна судити й за інтенсивністю відбитого лазерного випромінювання (стрілки 1–1 на рис. 5.8).

Пояснюється це тим, що в деяких спектральних інтервалах відбивна здатність забрудненої нафтопродуктами води в кілька разів вище, ніж чистої води. Особливо сильно (в 4...6 разів) ця різниця в області довжин хвиль 10...12 мкм. Отже, для виявлення нафтових забруднень найкраще використовувати лазер на вуглекислому газі, що генерує на довжині хвилі 10,6 мкм. Можливо, однак, і застосування інших типів лазерів. Перевага цього методу порівняно з методом лазерної флуоресценції – простота апаратури.

Метод флуоресцентного лазерного аналізу можна використовувати для виявлення областей скупчення фітопланктону й визначення концентрації у фітопланктоні хлорофілу. Якщо, наприклад, флуоресценція відбувається на довжині хвилі 0,68 мкм, це означає, що в цьому місці поверхні океану знаходиться життєздатний фітопланктон. Фітопланктон, що втратив здатність до фотосинтезу, флуоресціює на інших довжинах хвиль. Скануючи лазерним променем по водній поверхні, можна швидко визначити межі ділянки, багаті планктоном. За інтенсивністю ж випромінювання флуоресценції можна судити про щільність шару фітопланктону.

5.7 Лазери у військовій справі

Вже в 1961 р. з'явилися відомості про застосування лазерних далекомірів у військовій справі. На сьогодні часу, прийняті на озброєння артилерійські, танкові та авіаційні лазерні далекоміри, висотоміри та ціле вказівники, локатори, навігаційні системи та розвідки. Останніми роками з'явилися лазерні пістолети, гвинтівки й навіть гармати.

Лазерні далекоміри й висотоміри забезпечують високу точність вимірювання дальності або висоти, мають невеликі габарити та легко поєднуються з системою управління вогнем. Крім цього, лазерні системи можуть використовуватися для наведення й цілевказівки. Одна зі схем головки самонаведення наведена на рисунку 5.9.

Ціль опромінюється лазером, розташованим або на Землі, або на повітряному спостережному пункті (вертоліт, літак-коректувальник). Випромінювання лазера може бути безперервним або імпульсним; в останньому випадку підбирається частота послань, що виключає втрату цілі за час проміжків між імпульсами. Відбите від цілі випромінювання лазера сприймається головкою самонаведення, встановленій на ракеті або бомбі, і через обтічник (1), виконаний з прозорого для лазерного випромінювання матеріалу, фокусується приймальною оптичною системою касегренівського типу (дзеркала (2) і (3)) на фотоприймальній пристрої (4). Останній виконує функції координатора, формуючи сигнали, пропорційні кутовим координатам цілі.

Координатором може бути система з чотирьох фотоприймачів – квадрантний розрізний фотодіод, який є пластиною напівпровідника з р-п-переходом, розділеною на чотири частини з проміжками у центральній зоні.

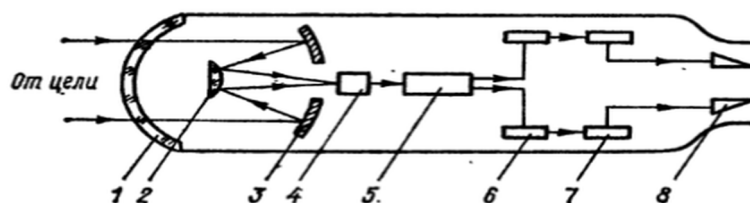


Рисунок 5.9 – Схема головки самонаведення

Якщо ціль знаходиться на оптичній осі головки самонаведення, то сигнали, що виробляються всіма чотирма частинами фотоприймача, однакові, а різниця сигналів будь якої пари дорівнює нулю. У цьому разі

сигнал на зміну положення керма управління не подається. Якщо зображення цілі зміщене щодо осі, частина фотоприймачів буде засвічена більше, ніж інші, і з'являться різницеві сигнали, пропорційні відхиленню цілі. Для управління просторовим положенням головки самонаведення по двом взаємно перпендикулярним напрямкам, ці сигнали після підсилювача (5) розділяються фільтрами (6) і після підсилювачів потужності (7) подаються на приводи рулів управління (8). Ракета або бомба, на якій встановлена головка самонаведення, буде змінювати траєкторію польоту доти, доки різницеві сигнали фотоприймачів не зменшаться до нуля, тобто поки снаряд не почне рухатися прямо на ціль.

Оскільки лазер випромінює в дуже вузькому діапазоні довжин хвиль, випромінювання може бути модульовано певним чином, а також унаслідок вузькоспрямованості лазерного випромінювання, застосування лазерів для наведення цілевказівки дає можливість вибрати конкретну ціль серед інших об'єктів і зробити систему захищеною як від природних, так і штучних перешкод.

Сучасні керовані боєприпаси забезпечені лазерами, які містять систему визначення відстані до цілі, систему самонаведення, систему обробки інформації, систему управління та бойовий заряд.

При виведенні боєприпасу на досить близьку відстань до цілі, здійснюється виявлення її за допомогою головки самонаведення (захоплення цілі) і через систему обробки інформації здійснюється управління боєприпасом (направлення його до цілі). При цьому система визначення відстані до цілі здійснює безперервне вимірювання відстані для вироблення на певному етапі польоту (інформація закладена в програмі) команди на підлив бойового заряду.

5.7.1 Система виявлення та знищення безпілотних літаючих апаратів

На сьогодні дуже актуальним стало завдання своєчасного виявлення та знищення безпілотних літальних апаратів. У зв'язку з цим здається цікавим використання лазерів на етапі виявлення та знищення цілей.

Використання вуглекислотного лазера з довжиною хвилі 10,6 мкм для підсвічування дає змогу домогтися таких переваг: велика дальність виявлення; можливість вимірювання дальності в діапазоні підсвічування в широкому промені; високий тепловий контраст на тлі неба; високий ступінь розпізнавання, ідентифікації; короткочасне підсвічування забезпечує довгий період випромінювання об'єкта, що забезпечує

скритність; можливість знищення об'єкта-порушника. На рисунку 5.10 наведена система виявлення й знищення безпілотних літальних апаратів.

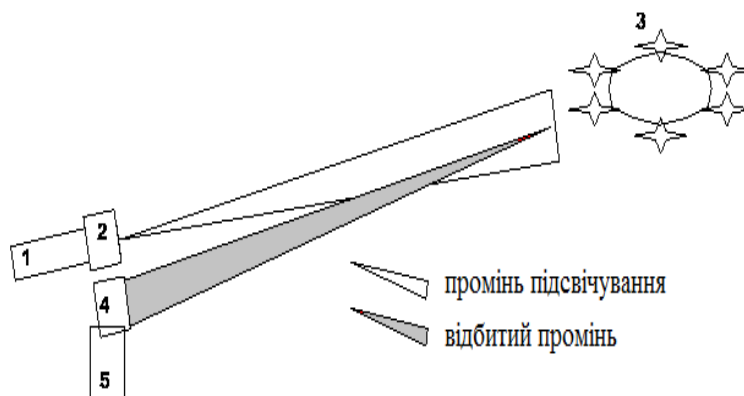


Рисунок 5.10 – Система виявлення та знищення безпілотних літальних апаратів

Лазер (1) призначений для генерування тонкого променя з довжиною хвилі 10,6 мкм, який проходить оптичну систему (2), де перетворюється в широкий промінь підсвічування для сканування повітряного простору в далекому ІЧ-діапазоні, і є активним елементом лазерного далекоміра.

Оптичний блок (4) і тепловізор (5) становлять окремий модуль і призначені для прийому теплового сигналу від цілі (3), зокрема відбитого сигналу підсвічування. Сканування простору здійснюється синхронно з оптичною системою (2) лазера (1).

Відбитий від цілі промінь потрапляє в оптичний блок (4) тепловізора (5), де відбувається вимірювання температурних характеристик цілі й фіксуються її кутові координати. Одночасно відбувається вимірювання дальності до цілі.

Зміна температурної яскравості цілі внаслідок підсвічування є важливою характеристикою та використовується для її ідентифікації.

У процесі подальшого сканування простору відбувається передача даних про його кутові координати для вимірювання швидкості та зміни температури. Одночасно відбувається обробка даних, що надходять на фоточуттєвий елемент тепловізора, з метою виявлення помилкових цілей, виділення живих об'єктів, нівелювання атмосферних збурень.

Оптичний блок (4) тепловізора (5) дає змогу змінювати збільшення для визначення лінійних характеристик об'єкта (3) і видачі кутів неузгодженості (зокрема й на автосупроводження).

Оптична система 2 лазерного далекоміра 1 також дозволяє перетворити широкий промінь лазера у вузький і направити всю його

енергію в зазначену точку простору для поразки об'єкта, ідентифікованого як ціль.

Опис роботи системи

1 Виявлення БПЛА.

1.1 Система здійснює сканування в заданій області простору в ІЧ-діапазоні та за допомогою тепловізора (5) візуалізує тепловий образ сканованого простору.

1.2 З метою підвищення контрасту в ІЧ-діапазоні через певні тимчасові інтервали здійснюється підсвічування сканованого простору широким променем вуглекислотного лазера (1).

1.3 Одночасно з підсвічуванням здійснюється вимірювання дальності в широкому промені вуглекислотного лазера (1).

1.4 Одночасно здійснюється аналіз теплових образів у сканованому повітряному просторі для фільтрації помилкових цілей.

1.5 Одночасно визначаються швидкості та географічні координати теплових джерел, що створюють теплові образи.

1.6 Одночасно визначається наявність факту постановки перешкод.

2 При виявленні БПЛА.

2.1 Здійснюється оповіщення про виявлення БПЛА.

2.2 Для точнішого супроводження цілі оптичний блок (4) тепловізора 5 переводиться в режим збільшення зображення обраної цілі.

2.3 Передаються кутові координати й дані дальності для точного визначення розмірів, швидкості та географічних координат БПЛА.

2.4 Проводиться вироблення сигналів неузгодженості на виконавчі механізми для супроводу або знищення БПЛА.

3 Придушення БПЛА.

3.1 Узгоджується спосіб придушення БПЛА (ураження окремих вузлів або знищення). У будь-якому випадку здійснюється:

3.1.1 Оптичний блок (4) тепловізора (5) переводять у режим збільшення, оптимальний для виконання поставленого завдання.

3.1.2 Оптична система (2) лазера (1) здійснює перетворення широкого променя підсвічування у вузький промінь.

3.1.3 Лазер (1) переводиться в режим максимальної потужності.

3.1.4 Тепловізором (5) визначається точність наведення на вибраний елемент конструкції БПЛА, після чого відбувається його знищення.

3.2 При необхідності цикл повторюється до повного виконання бойового завдання.

3.3 Контроль виконання визначається за положенням БПЛА на місцевості.

5.8 Лазерні системи зв'язку

Ряд цінних властивостей оптичного зв'язку роблять його дуже привабливим для застосування в телефонії, кабельному телебаченні, бортовому зв'язку космічних апаратів, літаків, кораблів і також при конструюванні систем зв'язку для далеких космічних польотів. При цьому оптичне випромінювання від передавача до приймача може бути передано через атмосферу (космічний простір), або через волоконні світловоди.

Особливістю лазерних інформаційних систем є надширока смуга частот і, отже, можливість передачі великих обсягів інформації в найкоротший термін. Широка смуга частот дозволяє використовувати різні ділянки смуги для роботи з різними несучими. Іншою перевагою лазерів вважають малу кутову розбіжність променя.

Це дозволяє не тільки концентрувати енергію в строго заданих напрямках, але і забезпечувати просторову скритність і високу енергетичну стійкість передачі інформації по каналах зв'язку. Ще однією перевагою лазерних систем є можливість різкого зниження габаритів приймально-передавальних пристроїв при збереженні великих коефіцієнтів підсилення антен. Ця відмінна риса є досить привабливою для конструкторів космічних систем зв'язку. Крім того, високий ступінь когерентності лазерного випромінювання дає змогу використовувати такі перешкодостійкі методи модуляції, як частотна й фазова.

Однією з труднощів при впровадженні лазерних систем є проблема націлювання вузьких променів передавальних пристроїв на об'єкт і стеження за рухомим об'єктом. Лазерні системи повинні мати виключно високу кутову точність наведення та високу стабільність утримання на заданому напрямку. Іншою проблемою є сильне ослаблення світлового променя в хмарах і тумані. Атмосферний канал, крім того, характеризується сильними турбулентними явищами, що призводять до флуктуацій коефіцієнта заломлення середовища і, отже, до спотворення лазерного променя та флуктуацій кута приходу. Проблема забезпечення високонадійного оптичного зв'язку через атмосферу ще чекає свого рішення.

Потреба в лазерних системах виникає при конструюванні систем зв'язку для далеких космічних польотів, а також у супутникових системах зв'язку. Передбачувана конфігурація такої системи повинна включати низковисотний супутник для збору інформації (висота орбіти близько 200–300 км) і синхронний супутник – накопичувач інформації (висота орбіти близько 36 тис. км). Накопичена інформація з великою швидкістю повинна потім передаватися з синхронного супутника в наземні центри обробки. Види інформації, яку передбачається передавати по лазерному каналу, такі: телевізійна, телеметрична, телефонна, командна та інші; крім функцій передачі інформації лазерний канал може бути використаний для вимірювання параметрів руху космічних апаратів – дальності, швидкості, кутових координат тощо. Ще однією сферою застосування лазерного зв'язку є багатоканальна телефонія, заснована на використанні світловодів та діелектричних хвилеводів для створення багатоканальних оптичних телефонних і відеотелефонних мереж.

5.8.1 Фізична модель системи зв'язку

Фізична модель системи зв'язку наведена на рисунку 5.11. Інформаційний сигнал у кодувальному пристрої перетворюється у вид, зручний для модуляції, потім надходить у модулятор-підсилювач і далі – в ланцюг збудження модулятора. За допомогою зовнішнього або внутрішнього модулятора здійснюється модуляція лазерного випромінювання за амплітудою, інтенсивністю, частотою, фазою або поляризацією. Модульований лазерний промінь колімується (робиться паралельним) оптичною антеною передавача. За допомогою оптичної прийомної антени сигнал фокусується на оптичний приймач. Вихідним сигналом оптичного приймача є електричний сигнал. Наступні електричні ланцюги утворюють радіоприймач; у ньому здійснюються операції з виділення інформаційного сигналу. У гетеродинній системі зв'язку та в системі зв'язку на сучій частоті в радіоприймачі має здійснюватися також частотне перетворення або «перенесення» сигналу в низькочастотну область.

При використанні як середовища для передачі інформації світловодів, оптична антена передавача та приймача не використовуються.

Транслявальний модуль містить оптичні елементи введення випромінювання у волокно, саме волокно й елементи зв'язку волокна з фотоприймачем. По суті справи, волокно є кабельною лінією зв'язку, що

передає інформацію на дуже високій частоті. Як джерело світла в цьому випадку використовується напівпровідниковий світловипромінювальний діод або напівпровідниковий лазер.

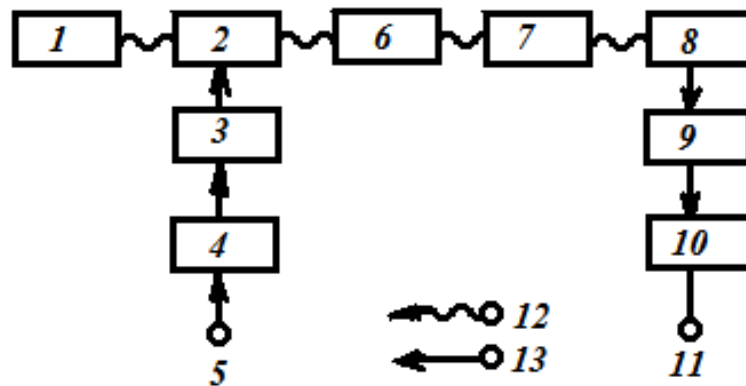


Рисунок 5.11 – Фізична модель лазерної системи зв'язку:

- 1 – лазерний передавач; 2 – модулятор; 3 – підмодулятор;
- 4 – кодувальний пристрій; 5 – інформаційний сигнал; 6 – оптична антена передавача; 7 – оптична антена приймача; 8 – оптичний приймач;
- 9 – радіоприймач; 10 – декодер; 11 – відновлений інформаційний сигнал;
- 12 – оптичний сигнал; 13 – радіосигнал

Оптичне волокно складається з серцевини й оболонки та є осесиметричним діелектричним хвилеводом. Хвилевідна структура утворюється завдяки зменшенню показника заломлення від осі хвилеводу до його оболонки (рис. 5.12). Якщо ця зміна відбувається стрибкоподібно, то волокна називають ступінчастими.

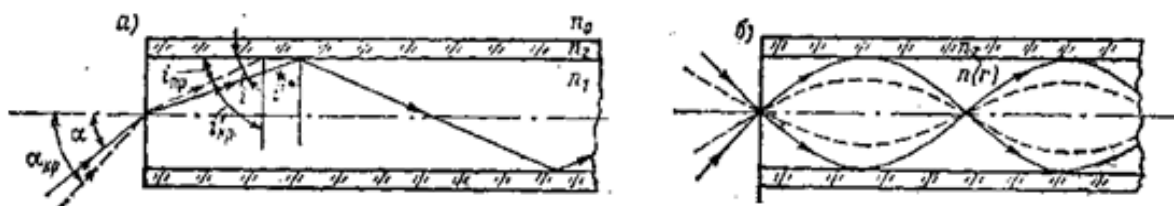


Рисунок 5.12 – Поширення світла в ступінчастому (а) і градієнтному (б) волоконному світловоді

Волокна з плавною зміною показника заломлення називають градієнтними.

У ступінчастому хвилеводі промені мають багатократне віддзеркалення від межі між серцевиною та оболонкою. У градієнтному хвилеводі відбиття немає, а відбувається викривлення променя завдяки

оптичної неоднорідності середовища (зміни показника заломлення в напрямку, перпендикулярному осі).

5.8.2 Імпульсні й цифрові лазерні системи зв'язку

5.8.2.1 Системи зв'язку з модуляцією за інтенсивністю

У системі зв'язку з кодово-імпульсною модуляцією (КИМ) за інтенсивністю символу «1» відповідає посилка оптичного випромінювання тривалості τ_b , а символу «0» – відсутність посилки (тієї самої тривалості). Блок-схема такої системи наведена на рисунку 5.13. У цій системі випромінювання лазера модулюється за інтенсивністю за допомогою модулятора й направляється в бік приймального пристрою. У приймальному пристрої прийняте випромінювання фокусується приймальною антеною та через вузькосмуговий оптичний фільтр, який слугує для обмеження фонового випромінювання, потрапляє на фотодетектор. Електричний сигнал із виходу фотодетектора надходить через електричний фільтр на пороговий пристрій, де приймається рішення про наявність сигналу або про його відсутність. Якщо сигнал із виходу фотодетектора перевищить пороговий рівень протягом тривалості двійкової одиниці, то приймається рішення про наявність сигналу, в іншому випадку приймається рішення про його відсутність.

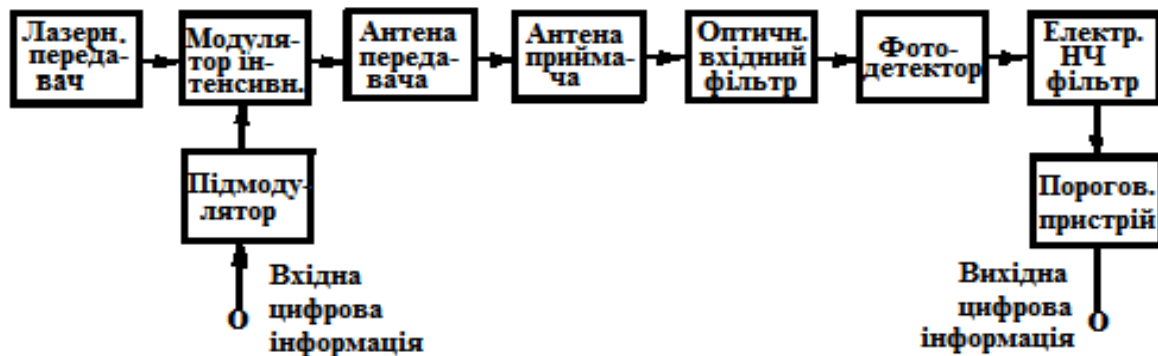


Рисунок 5.13 – Блок-схема лазерної системи зв'язку з кодово-імпульсною модуляцією за інтенсивністю

5.8.2.2 Система зв'язку з кодово-імпульсною модуляцією за поляризацією

Система зв'язку з кодово-імпульсною модуляцією за поляризацією заснована на представленні двійкових одиниць у вигляді оптичного випромінювання з правою або лівою круговою поляризацією.

На рисунку 5.14 наведена блок-схема цієї системи. Поляризаційний модулятор перетворює оптичне випромінювання ОКГ у випромінювання з правою або лівою круговою поляризацією. У приймальнику прийняте випромінювання проходить через оптичний фільтр і потім перетворюється у випромінювання з горизонтальною або вертикальною лінійною поляризацією за допомогою чвертьхвильової пластини. Складники з лінійною поляризацією просторово розділяються так, що лазерне випромінювання з правою круговою поляризацією потрапляє на верхній фотодетектор, а з лівою круговою поляризацією – на нижній фотодетектор. Рішення про наявність на вході приймача випромінювання з тією чи іншою поляризацією визначається по максимальному сигналу на виході одного з двох фотодетекторів за час двійковій одиниці або по знаку різностного сигналу на виході диференціального підсилювача.

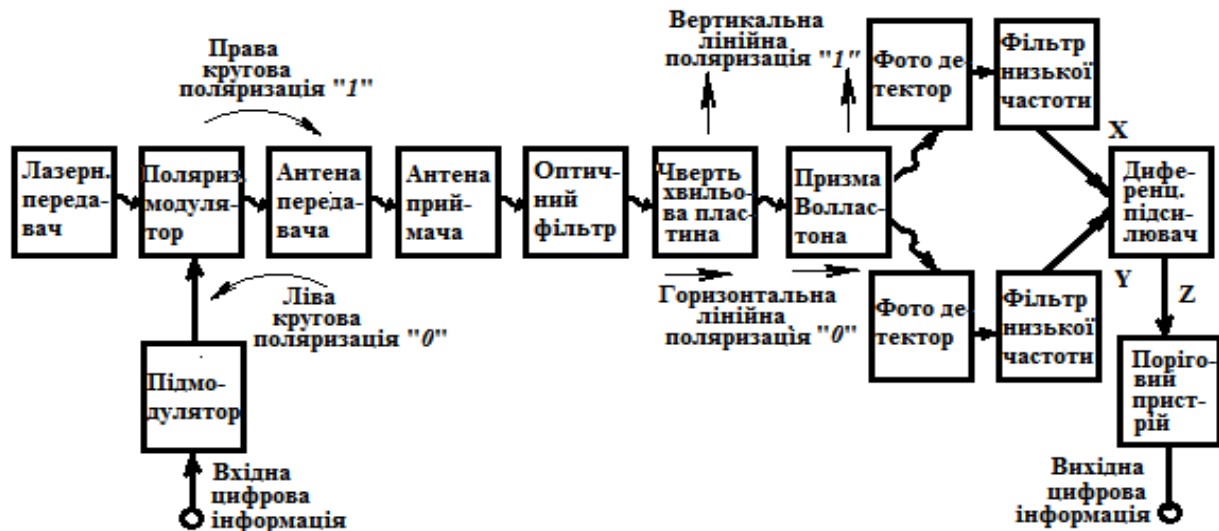


Рисунок 5.14 – Блок-схема лазерної системи зв'язку з кодово-імпульсною модуляцією по поляризації

5.8.2.3 Система зв'язку з кодово-імпульсною модуляцією по фазі

У системі зв'язку з кодово-імпульсною модуляцією за фазою, фаза оптичної несучої маніпулюється щодо довільного опорного значення на 0 або π рад відповідно до передачі двійкових знаків. На рисунку 5.15 наведена блок-схема системи кодово-імпульсної модуляції за фазою, з гомодинним приймачем.



Рисунок 5.15 – Блок-схема лазерної системи зв'язку з кодово-імпульсною модуляцією за фазою й гомодинним приймачем

Напряга сигналу V_s на виході оптичного гомодинного приймача виглядає так:

$$V_s = GDA_cA_oR_L \cos(\Phi_0 - \Phi_{ac}) \quad (5.1)$$

де G – коефіцієнт посилення фотодетектора;

D – коефіцієнт перетворення фотодетектора;

A_c – амплітуда сигналу несучої частоти;

R_L – навантажувальний опір оптичного приймача;

Φ_c – фаза оптичного сигналу;

Φ_0 – фаза сигналу місцевого гетеродина.

Фаза коливання місцевого гетеродина встановлюється такою, щоб напруга сигналу була $v_s = GDA_cA_oR_L$ при прийомі символу «одиниця» і $v_s = -GDA_cA_oR_L$ при прийомі символу «нуль».

У разі передачі «одиниць» і «нулів» з рівною апіорною ймовірністю пороговий рівень дорівнює нулю. Тоді, якщо $v_s \geq 0$, то вважається, що передавалася «одиниця»; якщо $v_s < 0$, то вважається, що передавався «нуль».

Питання для самоперевірки

1. Як побудована оптична схема установки для лазерного зв'язування?

2. Поясніть роботу лазерних доплерівських анемометрів.

3. Як відбувається вимірювання кутової швидкості лазерним гіроскопом?

4. Поясніть побудову інтерферометра Майкельсона та вимірювання переміщень ним.

5. Як працює імпульсний лазерний далекомір?

6. Поясніть переваги застосування лазерів у дослідженні навколишнього середовища.

7. Як працює головка самонаведення, що використовується при наведенні ракет і снарядів на ціль?

8. Поясніть поширення світла в ступінчастому та градієнтному волоконному світловоді.

9. Назвіть переваги застосування лазерів у системах зв'язку.

6 ТЕЛЕСКОПІЧНІ СИСТЕМИ

6.1 Принципова схема телескопічної системи. Основні оптичні характеристики

Оптичні системи, призначені для спостереження за далекими предметами, називаються *телескопічними системами*, або *зоровими трубами*.

До телескопічних систем належать системи геодезичних приладів (теодоліт, нівелір тощо), астрономічних труб, спостережних приладів (біноклі, перископи, далекоміри тощо). Телескопічні системи працюють спільно з оком спостерігача, тому їх ще називають зоровими трубами.

Оскільки предмет, за яким спостерігають, вельми віддалений, то можна вважати, що промені, що виходять із будь-якої точки предмета, входять у телескопічну систему паралельними пучками. Для того щоб око спостерігача без акомодатії бачило чітко зображення предмета, необхідно, щоб з телескопічною системою виходили також паралельні пучки променів.

Отже, принцип дії телескопічної системи полягає в тому, що, якщо від двох точок віддаленого предмета в неї надходять два пучка паралельних променів і кут між пучками дорівнює ω , то на виході телескопічною системою промені залишаються паралельними, але кут між пучками зміниться й дорівнюватиме ω' (рис. 6.1). Якщо $\omega' > \omega$, то око спостерігача побачить зображення предмета під більшим кутом зору, тобто предмет буде здаватися наближеним до спостерігача.

Телескопічна система, як мінімум, повинна складатися з двох компонентів об'єктива та окуляра. Щоб паралельні промені пучків у просторі предметів були паралельними й у просторі зображень, необхідно поєднати задній фокус об'єктива з переднім фокусом окуляра, при цьому оптичний інтервал Δ дорівнюватиме нулю. На рисунку 6.2 умовно зображена схема простої телескопічної системи. Позначимо оптичну силу об'єктива (1), що знаходиться в повітрі, через $\Phi_{об} = 1/f'_{об}$, а окуляра (2) – через $\Phi_{ок} = 1/f'_{ок}$, відстань між головними площинами $H'_{об}$ і $H_{ок}$, зверненими одна до іншої, $d = f'_{об} - f'_{ок}$, і якщо $-f_{ок} = f'_{ок}$, то $d = f'_{об} + f'_{ок}$. Оптична сила телескопічної системи, обчислена за формулою $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - d\Phi_1\Phi_2$, при $d = 1/\Phi_{об} + 1/\Phi_{ок}$, дорівнює 0, а фокусна відстань дорівнює нескінченності. Тому телескопічну систему називають афокальною.

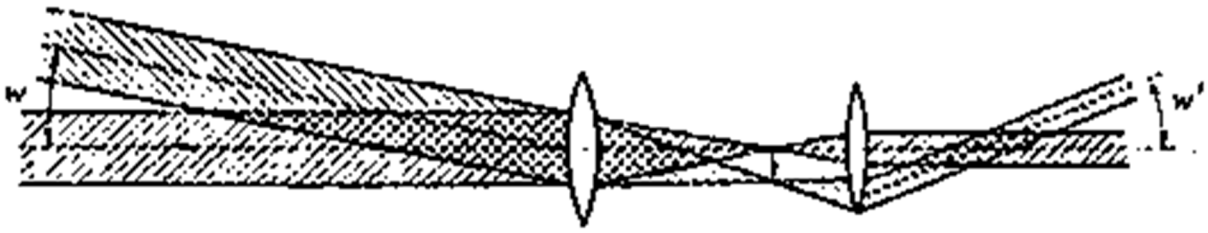


Рисунок 6.1 – Принцип дії телескопічної системи

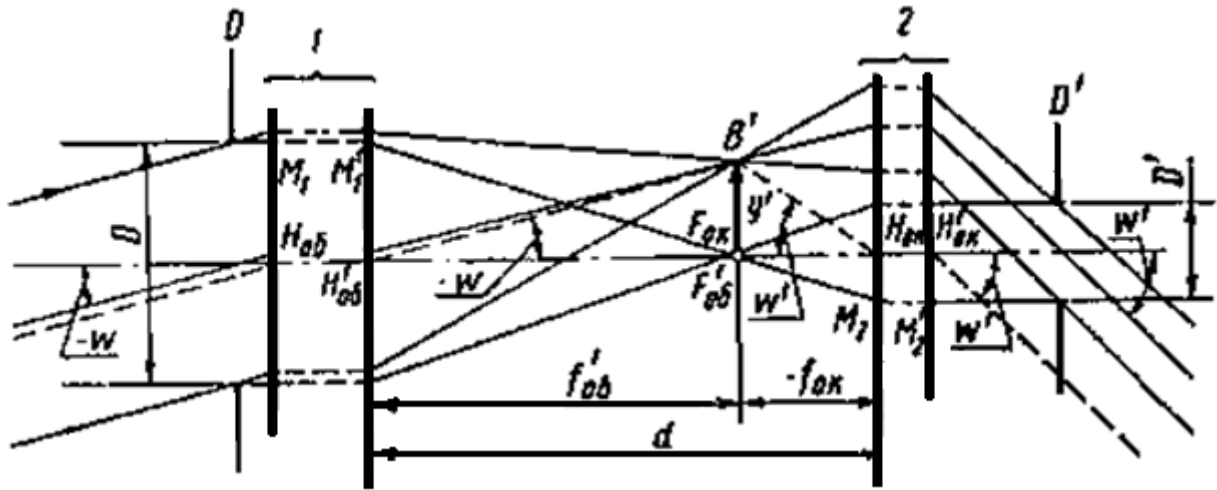


Рисунок 6.2 – Схема ходу променів у простій телескопічній системі

Основними оптичними характеристиками оптичної системи є збільшення Γ_T , кутове поле 2ω , діаметр вихідної зіниці D' , віддалення вихідної зіниці від останньої поверхні окуляра $S'p'$ і роздільна здатність ψ .

На рисунку 6.2 зображений пучок паралельних променів, що йдуть з нескінченно віддаленої точки предмета під кутом ω до оптичної осі. Головний промінь цього пучка проходить через центр вхідної зіниці. Очевидно, що око без телескопічної системи побачило би цю нескінченно віддалену точку під тим самим кутом ω . З окуляра системи вийде також пучок паралельних променів, але вже під іншим кутом ω' до оптичної осі, тобто око бачить зображення предмета через систему під кутом ω' .

У загальній фокальній площині об'єктива й окуляра утворюється проміжне зображення предмета y' . Проведемо допоміжні промені (на рисунку вони показані штриховими лініями), один з яких проходить через передню головну точку об'єктива й паралельний вхідному пучку, а другий – через передню головну точку окуляра паралельно вихідному пучку. З трикутників $H'_{об}B'F'_{об}$ і $F_{ок}B'H'_{ок}$ визначимо величину y' :

$$y' = -f'_{об} \operatorname{tg} \omega;$$

$$y' = -f_{ок} \operatorname{tg} \omega' = f'_{ок} \operatorname{tg} \omega'.$$

Прирівнюємо праві частини цих виразів: $-f'_{об} \operatorname{tg} \omega = f'_{ок} \operatorname{tg} \omega'$, звідки

$$\frac{\operatorname{tg} \omega'}{\operatorname{tg} \omega} = -\frac{f'_{об}}{f_{ок}}.$$

Відношення тангенсів кутів ω' і ω називають кутовим збільшенням у телескопічної системи, а оскільки кут ω' визначає видиму величину зображення, то кутове збільшення телескопічної системи називають видимим збільшенням, або просто збільшенням телескопічної системи Γ_T .

Отже, збільшенням телескопічної системи називається відношення тангенса кута, під яким око спостерігача бачить зображення, утворене оптичною системою, до тангенса кута, під яким предмет видно неозброєним оком. Якщо це відношення позитивне, то оптична система утворює пряме зображення, якщо ж воно негативне, то зображення буде перевернутим(зворотним). Для телескопічної системи збільшення може бути виражено відношенням діаметрів вхідної D і вихідної D' зіниць. У простій телескопічній системі апертурною діафрагмою зазвичай, є оправа об'єктива, отже, вхідна зіниця збігається з самою апертурною діафрагмою. Вихідною зіницею буде зображення, апертурної діафрагми, що дається окуляром.

На рисунку 6.2 промінь, що проходить через край вхідної зіниці паралельно оптичній осі, перетинає головні площини об'єктива в точках M_1 і M'_1 , а головні площини окуляра – в точках M_2 і M'_2 . З подібності трикутників $M'_1 F'_{об} H'_{об}$ і $M_2 F_{ок} H_{ок}$ маємо:

$$\frac{D}{D'} = \frac{f'_{об}}{f_{ок}} = -\frac{f'_{об}}{f_{ок}}. \quad (6.1)$$

Остаточне збільшення може бути виражено формулою:

$$\Gamma_T = \frac{\operatorname{tg} \omega'}{\operatorname{tg} \omega} = \frac{D}{D'} = -\frac{f'_{об}}{f_{ок}}.$$

Кутове поле телескопічної системи характеризує умовну величину різкості предметів. У системі з позитивним окуляром воно обмежене діафрагмою, встановленої в передній фокальній площині окуляра, де виходить проміжне зображення, що дається об'єктивом. Кутове поле 2ω телескопічної системи визначається можливим кутовим полем $2\omega'$ окуляра

обраного типу, що є складнішим елементом оптичної системи. Кутове поле обчислюють за формулою:

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{\operatorname{tg} \omega'}{\Gamma_T}. \quad (6.2)$$

Діаметр вихідної зіниці зазвичай задається рівним діаметру зіниці ока або трохи більшим. У тих випадках, коли потрібне велике збільшення, наприклад, у геодезичних трубах, діаметр вихідної зіниці беруть менше діаметра зіниці ока (2–3 мм). Знаючи діаметр вихідної зіниці, за формулою (6.1) визначають діаметр вхідної зіниці: $D = D' \Gamma_T$.

Віддалення, або винесення, вихідної зіниці не повинно бути менше 10–12 мм, інакше важко буде поєднати з ним зіницю ока. У деяких випадках, наприклад, при роботі в протигазі, віддалення вихідної зіниці необхідно не менше 20–25 мм. Є низка телескопічних систем, де віддалення вихідної зіниці потрібно не менше 50 мм.

Роздільну здатність телескопічних систем оцінюють у кутовій мірі. Її величина повинна знаходитися відповідно до роздільної здатності ока (60"). Отже, роздільна здатність у просторі предметів $\psi_T = 60'' / \Gamma_T$.

Роздільної здатності телескопічної системи повинна відповідати й роздільна здатність об'єктива, яка визначається за формулою $\psi_{об} = 140'' / D$.

Прирівнюючи ці роздільні здатності, отримаємо:

$$\frac{60}{\Gamma_T} = \frac{140}{D}.$$

Звідки

$$\Gamma_T = \Gamma_{п} = \frac{D \cdot 60}{140} = 0,43D. \quad (6.3)$$

Збільшення $\Gamma_{п}$ визначене формулою (6.3), називається корисним збільшенням телескопічної системи.

6.2 Прості телескопічні системи. Зорові труби Кеплера та Галілея

Прості телескопічні системи складаються з двох компонентів: об'єктива й окуляра.

Зорова труба Кеплера (рис. 6.3). Ця система має позитивний об'єктив і позитивний окуляр. Оскільки фокусні відстані об'єктива $f_{об}$ і окуляра $f_{ок}$ – величини позитивні, то згідно з формулою (6.4) збільшення труби Кеплера негативне ($\Gamma_T < 0$) тобто вона дає повністю перевернуте зображення. У площині дійсного зображення, що дається об'єктивом, встановлена польова діафрагма $D_{п.}$. У цій самій площині поміщають пластинку з перехрестям або шкалою, яку називають сіткою. Повертаючи зорову трубу, її можна навести на будь-яку точку простору предметів і по сітці виміряти кутову відстань між предметами. На рисунку 6.3 показаний хід променів у трубці Кеплера з окуляром Кельнера. Визначимо положення зіниць. Матеріальні діафрагми: оправа об'єктива D_1 , польова діафрагма $D_{пд.}$, оправа першої лінзи окуляра D_2 і оправа другої лінзи окуляра D_3 .

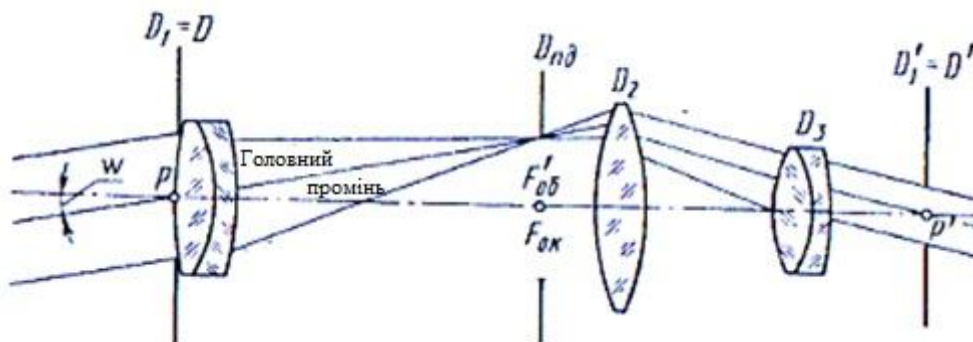


Рисунок 6.3 – Оптична схема труби Кеплера

Знайдемо в зворотному ході зображення всіх діафрагм у просторі предметів. Зображення оправы об'єктива збігається з самої оправою, оскільки попереду неї немає фокусувальних елементів; зображення польової діафрагми об'єктивом буде в нескінченності, тобто збігається з площиною спостережуваних предметів. Положення зображення об'єктивом оправы першої лінзи окуляра визначається за формулою відрізків:

$$\frac{f'}{a'} + \frac{f}{a} = 1 \quad (6.4)$$

або формулою Ньютона:

$$z \cdot z' = f \cdot f' \quad (6.5)$$

Оскільки ця оправа розташована близько до фокальної площини об'єктива, то її зображення виходить на великій відстані попереду об'єктива і буде значно збільшеним. Оправу другої лінзи окуляра спочатку покажемо через першу лінзу – це проміжне зображення виходить кілька збільшеним праворуч від першої лінзи (уявне), оскільки f' першої лінзи майже в два рази більше за відстань між лінзами окуляра. Вважаючи проміжне зображення предметом для об'єктива, знайдемо його зображення. Оскільки предмет розташовується від об'єктива на відстані, більшій $f_{об}$, але меншому $2 f_{об}$, то збільшене його зображення буде розташовуватися перед об'єктивом на відстані, більшій подвійного фокуса відстані об'єктива. Положення й величину цього зображення визначимо за формулами (6.5) і (6.6), застосувавши їх двічі.

$$\beta = \frac{y'}{y} = -\frac{f}{z} = -\frac{z'}{f'}. \quad (6.6)$$

Перетин пучка променів, що йдуть із нескінченно віддаленої точки предмета, обмежується оправою об'єктива, отже, вона і є вхідною зіницею D й одночасно апертурною діафрагмою, а її зображення D'_1 , що дається окуляром, – вихідною зіницею D' , з яким поєднується зіниця ока спостерігача.

Величини вхідної та вихідної зіниць пов'язані співвідношенням (6.1). Якщо зіниця ока $D_{гл}$ менше вихідної зіниці зорової труби, то ефективний діаметр вхідної зіниці зменшується в $D'/D_{гл}$ раз.

Простота конструкції, відсутність віньєтування при порівняно великих збільшеннях і кутовому полі, наявність площині дійсного зображення, де можна помістити сітку, є перевагами труби Кеплера. Істотний недолік її – перевернуте зображення, тому трубу Кеплера застосовують у тих випадках, коли розглядаємий предмет може бути сам перевернутий, наприклад, геодезична рейка, оцифрування якої робиться в перевернутому вигляді.

Трубу Кеплера застосовують також в астрономічних інструментах, де наявність перевернутого зображення не заважає спостереженню за зоряним небом.

Зорова труба Галілея. На відміну від труби Кеплера зорова труба Галілея має негативний окуляр. Як окуляр зазвичай використовують просту двоввігнуту лінзу, передній фокус якої суміщений з заднім фокусом

об'єктива. Оскільки в трубі Галілея $f'_{об} > 0$, а $f_{ок} < 0$, то її збільшення позитивне $\Gamma_T > 0$, отже, зображення пряме.

Довжину оптичної системи L_c із нескінченно тонкими компонентами, як і труби Кеплера, визначають за формулою $L_c = f'_{об} + f_{ок}$. Оскільки для труби Галілея $f_{ок} < 0$, то її довжина буде менше фокусної відстані об'єктива (рис. 6.4). При одному й тому самому збільшенні та рівних фокусних відстанях об'єктивів система Галілея коротше системи Кеплера на дві фокусних відстані окуляра. Незважаючи на такі позитивні властивості, як пряме зображення й мала довжина, труба Галілея обмежено застосовується. Це пояснюється її істотними недоліками, одним з яких є відсутність проміжного дійсного зображення. Оскільки труба Галілея не дає дійсного зображення, то в ній немає місця для кутомірної сітки або перехрестя, отже, трубу неможливо навести на будь-яку точку предмета. Крім того, кутове поле труби Галілея значно менше, ніж системи з позитивним окуляром, і залежить, як буде показано нижче, від положення ока спостерігача.

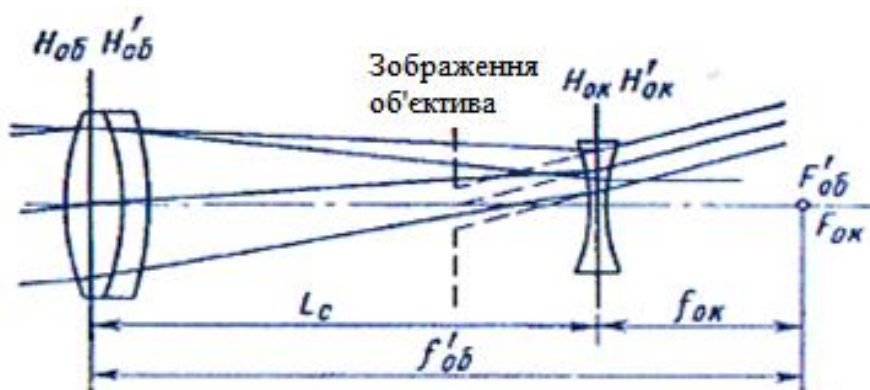


Рисунок 6.4 – Оптична схема труби Галілея

Трубу Галілея застосовують у наглядних системах, візирах фотоапарата, її також використовують як додаткову систему зміни збільшення.

Знайдемо положення зіниць труби Галілея, яка застосовується як наглядова система. Для цього систему необхідно розглядати разом з оком (рис. 6.5). Знайдемо зображення двох матеріальних діафрагм – оправи об'єктива D_1 і оправи окуляра D_2 у просторі зображень. Зображення D''_1 оправи об'єктива D_1 , що дається окуляром, уявне та знаходиться всередині системи. Оправа окуляра D_2 сама розташована в просторі зображень, тому D''_2 збігається з D_2 . При порівнянні діаметрів усіх зображень виявляється,

що зіниця ока є вихідною зінницею системи, тобто $D' = D'_{\text{гл}} = 2\rho$, оскільки діаметр ока менше D''_1 і D''_2 . Зображення (в зворотному ході) зіниці ока, що дається всією трубою, є вхідною зінницею $D = D_{\text{гл}}$. Вхідне вічко, розташоване праворуч від окуляра, буде уявним і збільшеним. Діаметр D_1 об'єктива є вільєтувальною діафрагмою (і одночасно вхідним вікном), що обмежує пучки променів, що виходять з неосьових точок предмета (похилі пучки). Зображення D''_1 вільєтувальної діафрагми є вихідним вікном системи «труба + око».

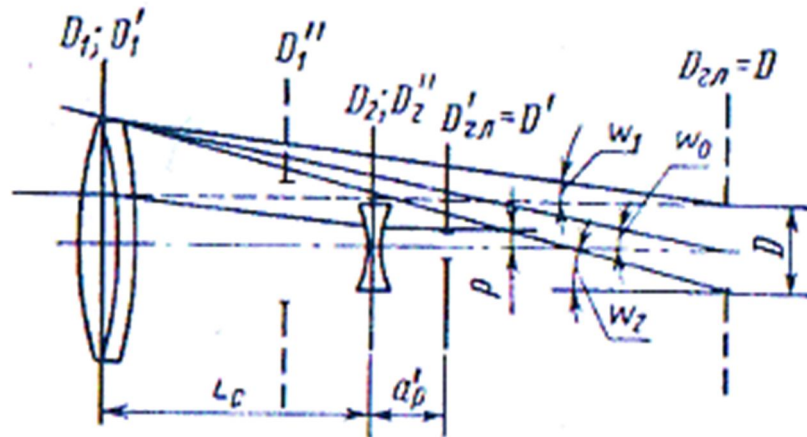


Рисунок 6.5 – Положення зіниць в спостережній трубі Галілея

Кутове поле труби Галілея залежить від діаметра об'єктива, а також від положення ока щодо окуляра. Користуючись рисунком 6.5, можна визначити кути поля, відповідні певною мірою вільєтування: 1) вільєтування немає – кутове поле мінімальне $\omega_1 = \omega_{\text{min}}$; 2) вільєтування становить 50 % – кутове поле ω_0 ; 3) 100 % – не вільєтування – кутове поле максимальне $\omega_2 = \omega_{\text{max}}$. Наведемо остаточні формули для визначення цих кутів:

$$\text{tg}\omega_1 = \frac{D_1 - D}{2\Gamma(a'_p\Gamma + L_c)}$$

$$\text{tg}\omega_0 = \frac{D_1}{2\Gamma(a'_p\Gamma + L_c)}$$

$$\text{tg}\omega_2 = \frac{D_1 + D}{2\Gamma(a'_p\Gamma + L_c)}$$

Унаслідок вільєтування похилих пучків труби Галілея мають невелике збільшення й мале кутове поле.

7 ГАБАРИТНІ РОЗРАХУНКИ ОПТИЧНИХ СИСТЕМ

7.1 Задачі габаритного розрахунку

Вимоги, що висувають до оптичних систем, можна розподілити на такі групи:

- вимоги до основних оптичних характеристик і габаритів системи;
- вимоги до якості зображення;
- вимоги до умов експлуатації.

Під час розрахунку оптичних систем повинні бути задоволені всі ці вимоги.

Розрахунок оптичної системи можна розділити на дві частини:

1. Розробка й обґрунтування принципової схеми, зокрема обґрунтування вихідних даних для подальшого розрахунку, таких, як збільшення, кутове або лінійне поле, світлосила, ймовірні габарити тощо, а також розрахунок зовнішніх елементів системи.

2. Абераційний розрахунок, або корекція аберацій оптичної системи.

Перша частина розрахунку є попередньою та називається габаритним розрахунком. Завданням габаритного розрахунку є визначення кількості компонентів, складників оптичної системи, і їхніх основних параметрів: фокусних відстаней, апертурних і польових кутів, відстаней між компонентами, світлових діаметрів, а також положень зіниць окремих компонентів і всієї системи. На цьому етапі розрахунку вибирають доцільну конструкцію оптичної системи, наприклад, найзручніший спосіб обертання зображення, тип обертальної системи (лінзова або призмона), спосіб проектування джерела світла в проєкційних системах тощо.

На стадії габаритного розрахунку передбачається, що оптична система та її компоненти є ідеальними, тому розрахунок проводиться за формулами ідеальної оптичної системи. Компоненти системи вважаються нескінченно тонкими.

Отримані оптичні характеристики (f' , 2ω , D/f' та ін.) дають змогу вибрати типи окремих компонентів, що становлять систему.

При виборі об'єктивів, окулярів, обертальних систем та інших компонентів потрібно провести оцінку їх корекційних можливостей з метою одержання надалі задовільної якості зображення, однак не варто їх надмірно ускладнювати. Розрахунок можна вважати прийнятним, якщо

основні оптичні характеристики компонентів системи не виходять за існуючі в практиці межі.

Визначення конструктивних елементів системи (r , d і n) є завданням абераційного розрахунку. При розрахунку оптичних систем потрібно прагнути до використання готових компонентів (об'єктивів, окулярів, конденсорів тощо.), освоєних у виробництві, так як це значно здешевлює прилади і прискорює їх виготовлення.

7.2 Габаритні розрахунки оптичних деталей

Визначення розмірів плоских дзеркал. Розміри дзеркала з зовнішнім шаром визначають по перетину поверхнею дзеркала світлового пучка, який воно відбиває (рис. 7.1).

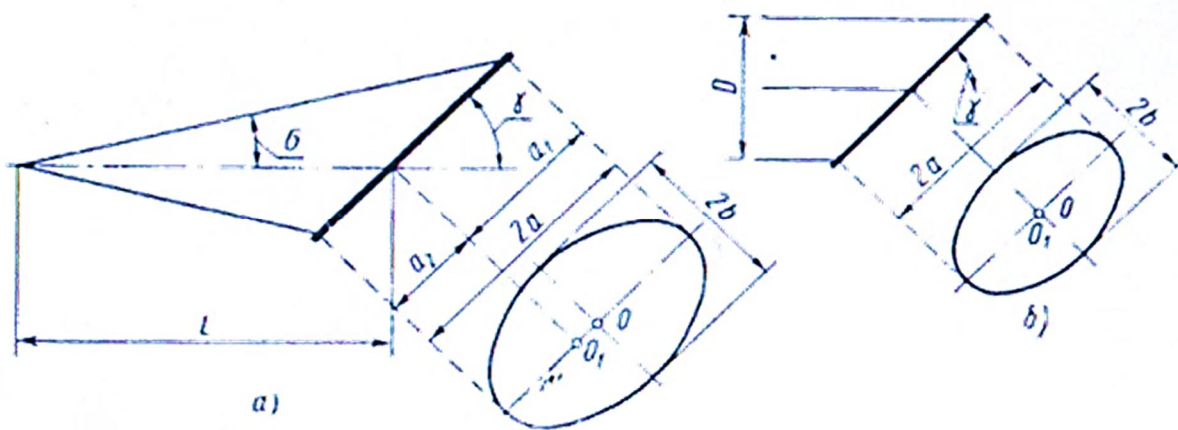


Рисунок 7.1 – Визначення розмірів плоского дзеркала:
а – пучок, що розходитьс; б – пучок паралельних променів

Нехай на дзеркало падає пучок променів, що розходитьс, конічної форми з кутом при вершині 2σ (рис. 7.1, а). Дзеркало нахилене до осі пучка під кутом γ ; відстань від дзеркала до вершини пучка – L . Використовуючи теорему синусів, отримуємо розміри дзеркала вгору та вниз від осі:

$$\alpha_1 = \frac{L \sin \sigma}{\sin(\gamma - \sigma)}; \alpha_2 = \frac{L \sin \sigma}{\sin(\gamma + \sigma)}. \quad (7.1)$$

Перетин конуса пучка променів дзеркалом має форму еліпса, велика вісь якого дорівнює сумі розмірів α_1 і α_2 , $2a = \alpha_1 + \alpha_2$, а мала вісь

$$2b = \frac{2aL \operatorname{tg} \sigma}{\sqrt{\frac{L \sin \sigma}{\sin(\gamma + \sigma)} \left[2a - \frac{L \sin \sigma}{\sin(\gamma + \sigma)} \right]}}.$$

Якщо на дзеркало падає циліндричний пучок (рис. 7.1, б), діаметр якого дорівнює D , то перетин пучка дзеркалом буде також мати форму еліпса, мала вісь якого дорівнює діаметру пучка й не залежить від кута нахилу дзеркала, а велика вісь визначається за формулою:

$$2a = \frac{D}{\sin\gamma}. \quad (7.2)$$

З формул (7.1) і (7.2) видно, що чим менше кут, тим більше довжина дзеркала $2a$. За цими формулами розраховують світлові розміри дзеркал: повні розміри повинні бути дещо більше $2a$ і $2b$, оскільки необхідно дати припуск на кріплення дзеркала.

Визначення розмірів призми. Розміри призми залежать від кута пучка променів, що подає на неї, і від положення призми щодо вершини пучка. При визначенні розмірів відбивної призми її замінюють еквівалентною по переломлювальній дії плоскопаралельною платівкою, яка має ту саму довжину ходу променя. Якщо заломлювальні грані призми перпендикулярні оптичній осі системи, то завдання щодо визначення розмірів ще більше спрощується при використанні прийому, званого «приведення розгортки призми до повітря», або скорочено «редукування призми». Якщо замінити вже розгорнуту в плоскопаралельну пластинку призму еквівалентною «повітряною» платівкою, тобто шаром повітря товщиною d' , що дорівнює геометричному ходу променя в призмі d , поділений на показник заломлення n скла призми: $d' = d/n$, то можна не розглядати заломлення на гранях призми, а вважати, що промінь йде як би в однорідному середовищі (повітрі).

Наведемо приклад розрахунку світлових розмірів прямокутної призми (2), встановленої за об'єктивом (1) у пучку променів який сходиться, як наведено на рисунку 7.2. Світовий діаметр об'єктива позначимо через $D_{об}$, кутове поле його 2ω , фокусна відстань $f'_{об}$ (рис. 7.3). Визначимо діаметр польової діафрагми:

$$D_d = 2y' = -2 f'_{об} \operatorname{tg}\omega. \quad (7.3)$$

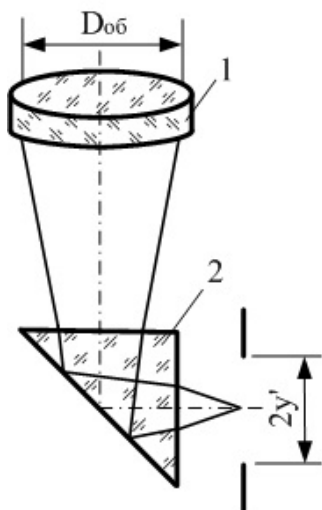


Рисунок 7.2 – Установка призми в пучок, що сходиться

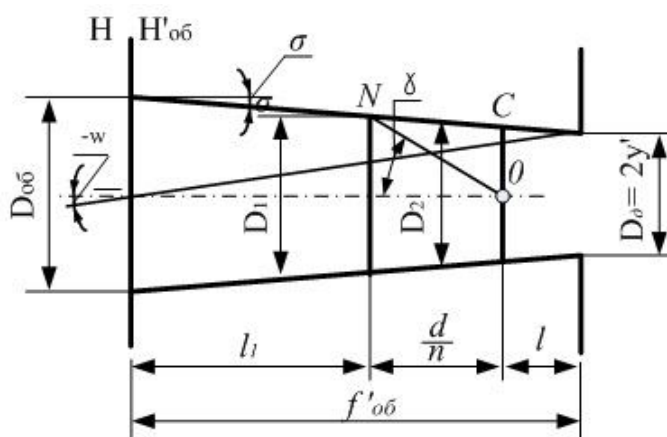


Рисунок 7.3 – Визначення світлових розмірів прямокутної призми

Можливі два випадки: 1) $D_{об} > 2y'$ і 2) $D_{об} < 2y'$. Припустимо, що $D_{об} > 2y'$. Якщо положення призми не задано, то доцільно помістити її ближче до польової діафрагми, оскільки в цьому разі розміри призми будуть зменшуватися. Однак не слід розташовувати вихідну грань призми занадто близько до площини польової діафрагми або поєднувати їх, оскільки можливі дефекти на цій грані – подряпини, відкриті бульбашки, порошинки тощо. Будуть помітні при спостереженні через окуляр. Рекомендується поміщати вихідну грань призми, від фокальної площини, на відстані $l \geq 0,01f'_{ок}{}^2$, де $f'_{ок}$ фокусна відстань застосовуваного окуляра; величина $0,01f'_{ок}{}^2$ становить 10 дптр.

Розгорнемо призму в плоскопаралельну пластинку та приведемо останню до повітря. Помістивши вихідну грань призми на відстань l від польової діафрагми, можна визначити її світловий розмір за формулою:

$$D_2 = 2y' + 2l \operatorname{tg} \sigma, \quad (7.4)$$

де

$$\operatorname{tg} \sigma = \frac{D_{об} - 2y'}{2f'_{об}} \quad (7.5)$$

Але як видно з рисунку 7.3, діаметр D_2 перетину пучка вихідною межею менше, ніж діаметр D_1 перетину пучка вхідною гранню; тому розгортка призми d_i , отже, редукована товщина визначаються діаметром D_1 . Для визначення діаметра D_1 перетину пучка вхідною гранню проф. І. А. Туригін запропонував досить простий графоаналітичний метод, сутність якого полягає в такому.

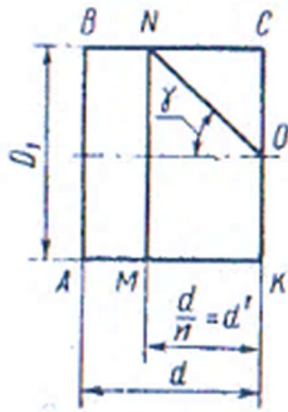


Рисунок 7.4 – Графоаналітичний метод визначення розмірів призми

де c – коефіцієнт призми. Тоді

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{D_1 n}{2cD_1} = \frac{n}{2c}. \quad (7.6)$$

З формули (7.6) випливає, що кут γ – величина постійна для певного типу призми, яка не залежить від її лінійних розмірів. Діаметр D_1 визначають графічним способом. Обчисливши кут, відкладають його від середини вихідної межі, як показано на рисунку 7.3. Продовжують пряму ON до перетину з променем, що йде з верхнього краю об'єктива у верхній край польової діафрагми; вимірюють відстань від точки N до оптичної осі й подвоюють його – отримують діаметр D_1 . Діаметр D_1 можна визначити й за формулою, яка виходить з розгляду рисунка 7.3. У трикутнику ONC відомі всі кути: кут $NOC = 90^\circ - \gamma$; кут $ONC = \gamma - \sigma$ і кут $NCO = 90^\circ + \sigma$.

За теоремою синусів

$$\frac{D_2}{2 \sin(\gamma - \sigma)} = \frac{NO}{\sin(90^\circ + \sigma)},$$

але

$$NO = \frac{D_1}{2 \sin \gamma},$$

тоді

$$\frac{D_2}{2 \sin(\gamma - \sigma)} = \frac{D_1}{2 \sin \gamma \cos \sigma},$$

Нехай $ABCK$ – розгортка деякої призми (рис. 7.4); довжина розгортки d ; скорочена довжина d/n , тобто друга площина MN скороченої пластинки буде перебувати на відстані d/n від вихідної грані CK . З'єднаємо точку N із точкою O на середині грані CK , отримаємо кут γ . З рисунка 7.4:

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{D_1 n}{2d}.$$

Знаючи тип призми, а отже, і довжину ходу променя в ній, величину d можна виразити як $d = cD_1$,

звідти
$$D_1 = \frac{D_2 \sin \gamma \cos \sigma}{\sin(\gamma - \sigma)}, \quad (7.7)$$

де кут σ визначено формулою (7.5). За знайденими D_1 визначають d і d' :

$$d = cD_1; \quad d' = \frac{d}{n}.$$

Варто зазначити, що довжину ходу променя в призмі визначають завжди за найбільшим розміром на гранях призми.

У практиці розрахунку оптичних систем іноді задають положення вхідної грані призми щодо об'єктива, тобто розмір l_1 .

Тоді D_1 обчислюють за формулою:

$$D_1 = D_{об} - 2l_1 \operatorname{tg} \sigma;$$

потім обчислюють $d = cD_1$;

$$\frac{d}{n} = d' \text{ і } D_2 = D_1 - \frac{2d}{n} \operatorname{tg} \sigma.$$

Якщо $D_{об} < 2y'$, то прийоми для визначення розмірів призм будуть ті самі.

Розміри призми вибирають трохи більше розрахункових з урахуванням припусків на кріплення.

Розміри захисного скла, світлофільтрів, герметизувальних вікон та інших плоскопаралельних пластинок можуть бути визначені за тими ж формулами, що й розміри призм.

7.3 Габаритні розрахунки телескопічних систем

Для розрахунку телескопічної системи повинні бути задані її основні характеристики:

- 1) видиме збільшення Γ_T ;
- 2) кутове поле 2ω ;
- 3) діаметр вихідної зіниці D ;
- 4) віддалення вихідної зіниці від останньої поверхні окуляра S'_p .

Зазвичай, потрібно розрахувати оптичну систему мінімальної довжини та з мінімальним віньєтуванням.

Порядок розрахунку

1. Розрахунок починається з вибору типу окуляра та його фокусної відстані. Тип окуляра залежить від кутового поля в просторі зображень, званого окулярним полем, яке визначається за формулою (7.4). Обравши тип окуляра, конкретизують його фокусну відстань $f'_{ок}$.

Фокусну відстань окуляра вибирають з таких міркувань: видалення вихідної зіниці телескопічною системи мало відрізняється від заднього фокального відрізка $S'_{F'}$ окуляра. Надалі після визначення положення вхідної зіниці щодо переднього фокуса об'єктива z_p уточнюють відстань $S'_{p'}$ відповідно до формули:

$$S'_{p'} = S'_{F'} + z'_{p'}, \quad (7.8)$$

де $z'_{p'}$ – положення вихідної зіниці щодо заднього фокуса окуляра:

$$z'_{p'} = z_p / \Gamma_T^2.$$

Відповідно до заданого $S'_{p'}$ обирають фокусну відстань окуляра даного типу. Якщо знайденому куту $2\omega'$ відповідають окуляри декількох типів, то потрібно вибрати окуляр із меншим фокусною відстанню при одному й тому ж $S'_{F'}$.

2. Якщо від системи потрібно пряме зображення, слід визначити тип лінзової обертальної системи. Зазвичай застосовують системи з двох компонентів із паралельним ходом променів між ними. Питання про вибір збільшення обертальної системи вирішується окремо в кожному конкретному випадку габаритного розрахунку. Однак варто зазначити, що краще ставити збільшення близьким до одиниці, тоді обидва компоненти будуть однаковими, що полегшить у подальшому абераційний розрахунок усієї системи, і, крім того, система буде дешевше. Поставивши собі за збільшенням обертальної системи $\beta_{об.с}$, за формулою (7.5) знайдемо співвідношення між фокусною відстанню її компонентів:

$$f'_2 = -f'_1 \beta_{об.с},$$

де f'_2 та f'_1 – фокусні відстані відповідно першого та другого компонентів.

3. Визначають фокусну відстань об'єктива і його відносний отвір з урахуванням (6.1, 6.2, 7.1):

$$f'_{об} = -\frac{\Gamma_T f'_{ок}}{\beta_{об.с}}; \quad \frac{D}{f'_{об}} = \frac{D' |\Gamma_T|}{f'_{об}}.$$

4. Знаючи фокусні відстані об'єктива й окуляра, а також довжину всієї системи, визначають суму фокусних відстаней компонентів обертальної системи та відстань d_{1-2} між ними:

$$f'_1 + f'_2 + d_{1-2} = Lc - f'_{об} - f'_{ок}.$$

При виборі фокусних відстаней f'_2 та f'_1 рекомендується дотримуватися таких обмежень: величина відносних отворів кожного з компонентів не повинна перевищувати 1:4, кутове поле не більше 10° . У цьому разі можуть бути використані звичайні склеєні лінзи (ахроматичний об'єктив).

Іноді для зменшення діаметрів лінз обертальної системи обмежують ширину $2m_1$ похилого пучка променів для краю поля, вводячи коефіцієнт віньєтування K_w . У цьому випадку $2m_1 = K_w D$.

5. Потім розраховують світлові, або діючі діаметри. Щоб визначити діаметри компонентів, розраховують хід трьох променів: апертурного та двох похилих (польових) променів, що йдуть з точки предмета на краю поля й падаючих на верхній і нижній краї вхідної зіниці. Розрахунок виконується за формулами:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{h_1}{\alpha_1}; & \alpha_2 &= \alpha_1 + \frac{h_1}{f'_1}; & h_2 &= h_1 - d_1 \alpha_2; \\ & & \alpha_3 &= \alpha_2 + \frac{h_2}{f'_2}; & \dots &; \\ & & \dots; & \alpha'_k &= \alpha_k + \frac{h_k}{f'_k}; & \alpha'_k &= \frac{h_k}{\alpha'_k} \end{aligned} \right\}$$

Для i -го компонента:

$$\alpha_{i+1} = \alpha_i + h_i \Phi_i; \quad (7.9)$$

$$h_{i+1} = h_i - d_i \alpha_{i+1}. \quad (7.10)$$

Для відмінності польових променів від апертурних у формулах (7.9) і (7.10) h_i та h_{i+1} замінюють на y_i та y_{i+1} , де y_i – відстань від оптичної осі точки перетину польового променя з головною площиною i -го компонента. Світлові діаметри визначають за максимальним значенням h_i або y_i : $D_{CB} = 2 h_i$ або $D_{CB} = 2 y_i$.

Отримані в результаті габаритного розрахунку діаметри наближені, проте в більшості випадків для практичних цілей вони цілком прийнятні.

7.4 Габаритний розрахунок зорової труби Кеплера

Як приклад виконаємо габаритний розрахунок зорової труби з такими характеристиками: збільшення $\Gamma_T = -6^{\times}$; кутове поле $2\omega = 6^{\circ}$; діаметр вихідного зіниці $D' \geq 4$ мм; видалення вихідної зіниці $S'_{p'} = 16$ мм. Стосовно довжини труби жорстких обмежень немає, проте в разі забезпечення всіх вимог довжина труби повинна бути мінімальною.

1. Виберемо тип окуляра, для чого визначимо його кутове поле за формулою (6.2): при $\omega = 3^{\circ} \text{tg} \omega' = 6 \text{tg} 3^{\circ} = 6 \cdot 0,053 = 0,32 \omega' = 18^{\circ}$; $2\omega' = 36^{\circ}$. З найпростіших простих такий кут поля мають окуляри Кельнера та симетричні окуляри; з названих потрібно вибрати той окуляр, який забезпечить необхідну видалення вихідної зіниці при коротшій фокусній відстані. В окуляра Кельнера $S'_{F'} \cong 0,75f'_{ок}$. Зупинимось на симетричному окулярі; визначимо його фокусну відстань, вважаючи $S'_{F'} \cong S'_{p'} = 16$ мм:

$$f'_{ок} = \frac{S'_{F'}}{0,75} = \frac{16}{0,75} = 21,3 \text{ мм.}$$

Виберемо симетричний окуляр з фокусною відстанню 20 мм і $S'_{F'} = -S_F = 14,9$ мм.

2. За формулою (7.1) знаходимо фокусну відстань об'єктива:

$$f'_{об} = \Gamma_T f'_{ок} = 6 \times 20 = 120 \text{ мм.}$$

Відомо, що в трубі Кеплера вхідною зіницею є оправа об'єктива, тому світловий діаметр об'єктива визначається величиною вхідної зіниці, яка дорівнює $D = |\Gamma_T| D' = 6 \cdot 4 = 24$ мм, відносний отвір

об'єктива $\frac{D}{f'_{об}} = \frac{24}{120} = 1:5$ і кутове поле $2\omega = 6^\circ$ забезпечує дволінзовий склеєний об'єктив.

Оскільки вхідною зіницею є оправа об'єктива, то $z_p = f'_{об} = 120$ мм. На підставі (7.8):

$$S'p' = 14,9 + \frac{120}{6^2} = 14,9 + 3,3 = 18,2 \text{ мм,}$$

тобто видалення вихідної зіниці відповідає заданому ($S'p' \cdot 16$).

4. Діаметр польовий діафрагми (ПД) визначимо за формулою (7.3):

$$D_{ПД} = 2 \cdot 120 \cdot 0,053 = 12,7 \text{ мм.}$$

5. Довжина труби, що складається з нескінченно тонких компонентів:

$$L = f'_{об} + f'_{ок} = 120 + 20 = 140 \text{ мм.}$$

6. Знайдемо світлові діаметри об'єктива й окуляра. На рисунку 7.5 показаний хід апертурного ($h_1 = 12$ мм) і двох польових променів, що проходять через край вхідної зіниці ($m = \pm 12$) і падаючих під кутом (-3°) до оптичної осі. Оскільки поле 2ω системи невелике, то похилий пучок променів проходить повністю без віньєтування. Світловий діаметр об'єктива дорівнює діаметру вхідної зіниці $D_{об.св} = 24$ мм; повний діаметр об'єктива з урахуванням 2 мм на його закріплення дорівнює 26 мм.

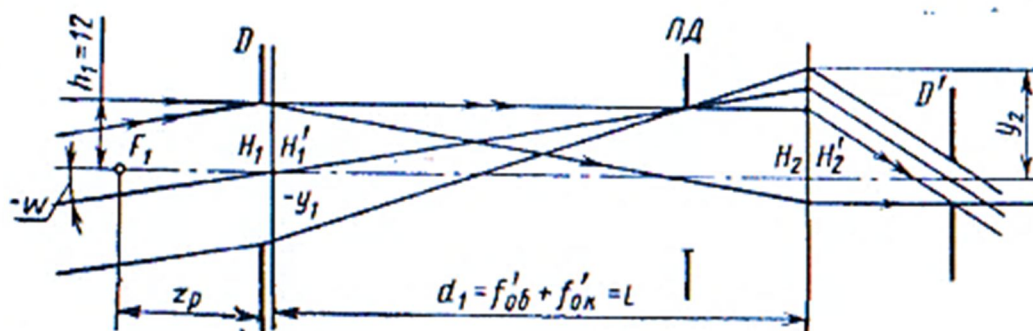


Рисунок 7.5 – Хід променів у трубці Кеплера

З рисунку 7.5 випливає, максимальну висоту на окулярі задає нижній промінь ($y_1 = t = -12$), тому, користуючись формулами (7.9) і (7.10), розрахуємо хід через всю систему тільки цього променя:

$$\alpha_1 = \omega = -0,053, y_1 = -12, \Phi_1 = \frac{1}{120}, d_1 = (120 + 20) = 140;$$

$$\alpha_2 = -0,053 + \frac{-12}{120} = -0,053 - 0,1 = -0,153,$$

$$y_2 = -12 - 140(-0,153) = -12 + 21,4 = 9,4$$

Світловий діаметр окуляра $D_{\text{ок.св}} = 2 \cdot 9,4 = 18,8$; повний діаметр

$$D_{\text{ок}} = 18,8 + 2 = 20,8 \cong 21 \text{ мм.}$$

Результати габаритного розрахунку наведені на рисунку 7.6.

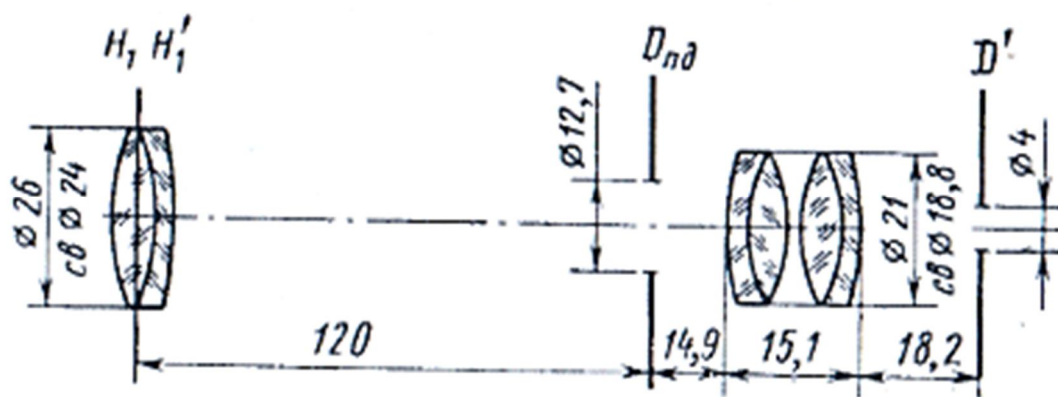


Рисунок 7.6 – Габаритна схема труби Кеплера

Питання для самоперевірки

1. З яких основних компонентів складається телескопічна система? Принцип дії телескопічної системи.
2. Як можна вирахувати збільшення телескопічної системи через її габаритні розміри?

3. Як будуються зорові труби Кеплера та Галілея?
4. Поясніть задачі габаритного розрахунку оптичних систем.
5. Як відбуваються габаритні розрахунки оптичних деталей?
6. Які основні характеристики повинні бути задані для габаритних розрахунків телескопічних систем?
7. Назвіть послідовність операцій при габаритному розрахунку зорової труби Кеплера.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Якушенков Ю. Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов / Ю. Г. Якушенков. – М. : Машиностроение, 1986. – 360 с.
2. Шарупич Л. С. Оптоэлектроника / Л. С. Шарупич, Н. М. Тугов. – М. : Энергоатомиздат, 1984. – 256 с.
3. Климков Ю. М. Основы расчета оптико-электронных приборов с лазерами / Ю. М. Климков. – М. : Сов. Радио, 1978. – 264 с.
4. Носов Ю. В. Оптоэлектроника / Ю. В. Носов. – М. : Радио и связь, 1989. – 360 с.
5. Ландсберг Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг., 6-е изд. – М. : Физматлит, 2006. – 848 с.
6. Гвоздева Н. П. Прикладная оптика и оптические измерения / Н. П. Гвоздева, К. И. Коркина. – М. : Машиностроение, 1976. – 383 с.
7. Носов Ю. Р. История оптоэлектроники: общая характеристика / Ю. Р. Носов // Исследования по истории физики и механики. – М. : Наука, 2007. – С. 325–339.
8. Василевский А. М. Оптическая электроника / А. М. Василевский, М. А. Кропоткин, В. В. Тихонов. – Ленинград : Энергоатомиздат, 1990. – 176 с.
9. Крылов К. И. Применение лазеров в машиностроении и приборостроении / К. И. Крылов, В. Т. Прокопенко, А. С. Митрофанов. – Ленинград : Машиностроение, 1978. – 336 с.
10. Ребрин Ю. К. Управление оптическим лучом в пространстве / Ю. К. Ребрин. – М. : Сов. радио, 1977. – 336 с.
11. Пратт Вильям К. Лазерные системы связи / Вильям К. Пратт. – М. : Связь, 1972. – 232 с.
12. Верещагин И. К. Введение в оптоэлектронику / И. К. Верещагин, Л. А. Косяченко, С. М. Кокин. – М. : Высшая школа, 1991. – 189 с.
13. Мосс Т. Полупроводниковая оптоэлектроника / Т. Мосс, Г. Баррел, Б. Эллис. – М. : Мир, 1976. – 431 с.
14. Шарупич Л. С. Оптоэлектроника / Л. С. Шарупич, Н. М. Тугов. – М. : Энергоатомиздат, 1984. – 256 с.
15. Пихтин А. Н. Физические основы квантовой электроники и оптоэлектроники / А. Н. Пихтин. – М. : Высшая школа, 1983. – 304 с.
16. Гридин В. Н. Оптоэлектронные приборы, системы и сети / В. Н. Гридин, В. П. Дмитриев, М. В. Дмитриев. – М. : Наука, 2007. – 226 с.

17. Оптико-электронные системы экологического мониторинга природной среды : учеб. пособие для вузов (УМО) / под ред. В. Н. Рождествина. – М. : изд-во МГТУ им. Баумана, 2002. – 528 с : ил.

18. Игнатов А. Н. Оптоэлектронные приборы и устройства / А. Н. Игнатов. – М. : Экотрендз, 2006 – 272 с.

19. Ивандиков Я. М. Оптические приборы наведения и ориентации космических аппаратов / Я. М. Ивандиков. – М. : Машиностроение, 1979. – 208 с. : ил.

20. Коломийцов Ю. В. Интерферометры. Основы инженерной теории, применение / Ю. В. Коломийцов. – Ленинград : Машиностроение, 1976. – 296 с.

21 Шуберт Ф. Светодиоды / Ф. Шуберт. – М. : Физматлит, 2008. – 496 с.

22. Якушенков Ю. Г. Основы оптико-электронного приборостроения [Электронный ресурс] : учебник / Ю. Г. Якушенков. – М. : Логос, 2013. – 376 с. – Режим доступа : – URL: <https://znanium.com/catalog/product/469671>

23. Литвиненко А. С. Світлові прилади : навч. посібник для студентів вищих технічних навчальних закладів / А. С. Литвиненко, О. Л. Черкашина ; Харків. нац. ун-т міськ. госп-ва ім. О. М. Бекетова. – Харків : ХНУМГ ім. О. М. Бекетова, 2015. – 125 с.

24. Лазарев, Л. П. Оптико-электронные приборы наведения : учебник для технических вузов / Л. П. Лазарев. – 5-е изд., перераб. и доп. – М. : Машиностроение, 1989. – 512 с. : ил.

25. Барский А. Г. Оптико-электронные следящие и прицельные системы [Электронный ресурс] : учеб. пособие / А. Г. Барский. – М. : Логос, 2013. – 248 с. – Режим доступа : – URL: <https://znanium.com/catalog/product/1213068>

26. Назаренко Л. А. Основи радіометрії та фотометрії : монографія / Л. А. Назаренко, В. М. Сорокін; Харків. нац. ун-т міськ. госп-ва ім. О. М. Бекетова. – Харків : ХНУМГ ім. О. М. Бекетова, 2014. – 352 с.

27. Оптико-электронные приборы ориентации и навигации космических аппаратов : учеб. пособие для вузов (УМО). – М. : Логос, 2007. – 248 с.

28. Литвиненко А. С. Использование трап-детекторов для высокоточных измерений / А. С. Литвиненко, Е. П. Тимофеев // Світлотехніка та електроенергетика. – Харьков : ХНАГХ, 2010. – № 1 (21). – С. 20–23.

29. Еталонний трап-детектор / Л. А. Назаренко, А. С. Литвиненко, Д. П. Зубков та ін. // Світлотехніка та електроенергетика. – Харків : ХНАМГ, 2011. – № 2. – С. 34–38.

30. Трап-детектор : пат. 81355 Україна. № 200603360 ; заявл. 28.03.2006; опубл. 25.12.2007 Бюл. № 8 (кн. 1). – 120 с.

31. Методичні вказівки та завдання для практичних занять, самостійної роботи та РГР із дисципліни «Розрахунок і конструювання оптико-електронних приладів» (для студентів денної і заочної форм навчання спеціальності 141 – Електроенергетика, електротехніка та електромеханіка, спеціалізація «Світлотехніка і джерела світла») / Харків. нац. ун-т міськ. госп-ва ім. О. М. Бекетова ; уклад. : А. С. Литвиненко. – Харків : ХНУМГ ім. О. М. Бекетова, 2017. – 32 с.

32. Tatyanko D. N. Quantum efficiency improvement of optical radiation trap-detectors / D. N. Tatyanko, P. I. Neyezhmakov, Ye. P. Timofeev, A. S. Litvinenko, K. I. Suvorova, O. M. Didenko // Semiconductor physics, quantum electronics & optoelectronics. – 2019. – Vol. 22, № 1. – С. 104–110. – Режим доступу: http://nbuv.gov.ua/UJRN/MSMW_2019_22_1_18

Навчальне видання

ЛИТВИНЕНКО Анатолій Савелійович,
ПЕТЧЕНКО Гліб Олександрович,
ЛЯШЕНКО Олена Миколаївна,
ДІДЕНКО Олена Михайлівна

***РОЗРАХУНОК І КОНСТРУЮВАННЯ
ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННИХ ПРИЛАДІВ***

НАВЧАЛЬНИЙ ПОСІБНИК

Відповідальний за випуск *Ю. О. Васильєва*

Редактор *В. І. Шалда*

Комп'ютерний набір *А. С. Литвиненко*

Комп'ютерне верстання *О. М. Діденко*

Дизайн обкладинки *Т. А. Лазуренко*

Підп. до друку 29.09.2020. Формат 60 × 84/16.

Друк на ризографі. Ум. друк. арк. 8,0.

Тираж 50 пр. Зам. № 10243.

Видавець і виготовлювач:

Харківський національний університет
міського господарства імені О. М. Бекетова,
вул. Маршала Бажанова, 17, Харків, 61002.

Електронна адреса: office@kname.edu.ua

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи:

ДК № 5328 від 11.04.2017.

