

ДЕРЖАВНИЙ ЗАКЛАД «ПІВДЕННОУКРАЇНСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ
ПЕДАГОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
імені К. Д. УШИНСЬКОГО»

Навчально-науковий інститут природничо-математичних наук, інформатики
та менеджменту

Кафедра інноваційних технологій та методики навчання
природничих дисциплін

**НАВЧАЛЬНИЙ ПОСІБНИК ДО ДИСЦИПЛІНИ
«ЗАГАЛЬНА ФІЗИКА (ОПТИКА)»**

для здобувачів освіти першого (бакалаврського) рівня спеціальностей

014.08 Середня освіта (Фізика та астрономія)

014.15 Середня освіта (Природничі науки)

м. Одеса 2024

УДК: 378.147:535

Рекомендовано до друку вченою радою
Державного закладу «Південноукраїнський національний педагогічний
університет імені К. Д. Ушинського»
Протокол від «29» серпня 2024 року №1

РЕЦЕНЗЕНТИ:

Гоцульский В. Я. – доктор фізико-математичних наук, професор, завідувач кафедри фізики та астрономії Одеського національного університету імені І. І. Мечникова

Шевчук В. Г. – доктор фізико-математичних наук, професор, професор кафедри фундаментальних наук Військової академії (м. Одеса)

Укладач:

Совкова Т. С. – кандидат фізико-математичних наук, доцент

Навчальний посібник до навчальної дисципліни «Загальна фізика (Оптика)» для здобувачів першого (бакалаврського) рівня спеціальностей 014.08 Середня освіта (Фізика та астрономія) і 014.15 Середня освіта (Природничі науки) / укладач Т. С. Совкова. Одеса : Університет Ушинського, 2024. 208 с.

Навчальний посібник розроблено відповідно до програм дисципліни «Загальна фізика». До цього посібника включено матеріал, що відноситься до різних явищ оптики, що традиційно розглядаються в рамках курсу. У ньому міститься докладна теоретична частина, а також типові задачі з прикладами розв'язання, що можуть бути використані для практичних занять та як завдання для самостійної роботи студентів, й питання для самоконтролю (контрольні питання та тестові завдання).

Навчальний посібник розрахований на здобувачів вищої освіти першого (бакалаврського) рівня спеціальностей 014.08 Середня освіта (Фізика та астрономія) і 014.15 Середня освіта (Природничі науки) для самостійного поглибленого вивчення курсу.

ЗМІСТ

ВСТУП	5
1. ВСТУП В ОПТИКУ	6
1.1. Предмет оптики. Місце та роль оптики в фізичній науці	6
1.2. Етапи розвитку оптики. Корпускулярно-хвильовий дуалізм світла	8
Завдання для самоконтролю	14
2. ОСНОВИ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ТЕОРІЇ СВІТЛА	15
2.1. Коливання та хвилі	15
2.2. Рівняння Максвелла	19
2.3. Енергія світлових хвиль. Вектор Умова-Пойнтинга	23
Приклади розв'язання задач	25
Завдання для самоконтролю	26
3. ГЕОМЕТРИЧНА ОПТИКА	29
3.1. Основні закони геометричної оптики	29
3.2. Принцип Ферма	34
3.3. Зображення. Побудова зображень в дзеркалах	36
3.4. Проходження світла через плоско-паралельну пластинку та тригранну призму	41
3.5. Лінзи. Побудова зображень в лінзах	44
3.6. Центровані оптичні системи	52
3.7. Аберації оптичних систем	55
Приклади розв'язання задач	60
Завдання для самоконтролю	65
4. ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛОВИХ ХВИЛЬ	71
4.1. Явище інтерференції. Когерентність	71
4.2. Методи спостереження інтерференції	77
4.3. Інтерференція в тонких плівках	83
4.4. Застосування інтерференції	89
Приклади розв'язання задач	95
Завдання для самоконтролю	100

5.	ДИФРАКЦІЯ СВІТЛА	105
5.1.	Принцип Гюйгенса-Френеля	105
5.2.	Дифракція Френеля	106
5.3.	Дифракція Фраунгофера. Дифракційна решітка	111
	Приклади розв'язання задач	118
	Завдання для самоконтролю	127
6.	ФОТОМЕТРІЯ	132
6.1.	Енергетичний і світловий потоки. Основні фотометричні величини	132
6.2.	Закони освітленості	139
6.3.	Фотометри	142
	Приклади розв'язання задач	145
	Завдання для самоконтролю	150
7.	ПОЛЯРИЗАЦІЯ	154
7.1.	Явище поляризації. Природне та поляризоване світло	154
7.2.	Поляризація на межі двох діелектриків. Закон Брюстера	158
7.3.	Подвійне променезаломлення	160
	Приклади розв'язання задач	167
	Завдання для самоконтролю	173
8.	ВЗАЄМОДІЯ СВІТЛА З РЕЧОВИНОЮ	178
8.1.	Дисперсія світла	178
8.2.	Фазова та групова швидкості світла	180
8.3.	Поглинання та розсіювання світла	182
	Приклади розв'язання задач	187
	Завдання для самоконтролю	190
9.	ЕЛЕМЕНТИ ОПТИЧНОЇ АСТРОНОМІЇ	193
	РЕКОМЕНДОВАНА ТА ВИКОРИСТАНА ЛІТЕРАТУРА	201
	ДОДАТОК А	204

ВСТУП

Розділ «Оптика» дисципліни «Загальна фізика» включає інформацію про найважливіші фізичні факти та поняття, закони та принципи хвильової та геометричної оптики. Встановлені межі, у яких справедливі певні фізичні концепції, теорії, моделі. Вивчення розділу є необхідною умовою успішного оволодіння сукупністю фізичних законів, принципів, концепцій, теорій, що лежать в основі всіх наук, котрі формують наукову картину світу. У процесі вивчення дисципліни студенти повинні ознайомитися з історією найважливіших фізичних відкриттів, з історією виникнення, становлення теорій, ідей та понять, дізнатися про внесок видатних вітчизняних та зарубіжних науковців у розвиток фізики.

Навчальний посібник складається з розділів: «Вступ в оптику», «Основи електромагнітної теорії світла», «Геометрична оптика», «Фотометрія», «Інтерференція світлових хвиль», «Дифракція світла», «Поляризація», «Взаємодія світла з речовиною». Кожен розділ містить послідовно викладений теоретичний матеріал, наводяться визначення та формули, основні закони, у лаконічній формі роз'яснюється сутність та фізичний зміст законів, яким підкоряюся оптичні явища та процеси. Виклад навчального матеріалу адаптовано для викладання зазначених розділів фізики у вищих, у тому числі й педагогічних навчальних закладах.

Мета підручника не тільки познайомити студентів з фізичними законами, а й навчити користуватися викладеним матеріалом для вирішення практичних завдань. Відповідно до кожного розділу розглянуто приклади розв'язання задач, запропоновано завдання для самостійного виконання. Запис усіх формул та обчислень ведеться в СІ. Матеріал кожної теми у його викладі містить чітко сформульовані якісні питання та тестові завдання. Вони допомагають зрозуміти фізичні нюанси матеріалу, що вивчається. Підбір завдань спрямований на формування базових умінь та навичок шляхом їх застосування у різних ситуаціях, а також на розвиток активності та самостійності студентів.

1. ВСТУП В ОПТИКУ

1.1. Предмет оптики. Місце та роль оптики в фізичній науці

Оптика – розділ фізики, що розглядає фізичну природу, властивості, поширення світла та його взаємодію з речовиною. Поняття «світло» розглядають у вузькому та широкому змісті. У вузькому змісті світло – це електромагнітні хвилі, які сприймаються оком людини (видиме світло, довжина хвилі світла λ від 0,4 до 0,8 мкм). У широкому змісті світло – це електромагнітні хвилі, для яких можуть бути сформовані вузькі пучки й одержані достатньо чіткі зображення. Отже, поняття «світло» охоплює й широкі ділянки спектра електромагнітних хвиль – інфрачервоне ($\lambda > 0,8$ мкм) та ультрафіолетове випромінювання ($\lambda < 0,4$ мкм) до м'якого рентгенівського випромінювання. Інтервал довжин хвиль, що відносять до світлових, визначається можливостями сучасних приладів.

Оптику умовно поділяють на геометричну, фізичну та фізіологічну.

Фізична оптика вивчає природу світла та світлових явищ. У ній, зазвичай, розрізняють *хвильову* та *квантову* оптику. Хвильова оптика досліджує такі явища, як інтерференція, дифракція, дисперсія та інші, де проявляється хвильова (електромагнітна) природа світла. Квантова оптика вивчає явища, в яких проявляється квантова природа світла та нелінійний характер взаємодії оптичного (зокрема, лазерного) випромінювання з речовиною. Крім цього до фізичної оптики відносяться спеціальні розділи: кристалооптика, магнітооптика, електрооптика тощо.

Фізіологічна оптика досліджує переважно зорове сприйняття, роботу зорового аналізатора від процесів, що відбуваються в сітківці ока, до процесів формування зорових зображень в головному мозку.

Геометрична оптика – розділ оптики, що розглядає поширення світла на основі уявлень про світлові промені, які на межі поділу середовищ можуть лише заломлюватись і відбиватись.

До науки «оптика» можна віднести безліч побутових явищ і дослідів, що легко пояснюються, заснованих, перш за все, на їх простому спостереженні (наприклад, атмосферні явища – веселка, гало, затемнення Місяця і Сонця), а також результати тривалих астрономічних спостережень, що часто вимагають виконання спеціальних розрахунків.

Усі розділи оптики мають різноманітне практичне застосування. Завдання раціонального освітлення вулиць, приміщень, робочих місць на виробництві, видовищ вирішуються світлотехнікою на основі геометричної оптики та фотометрії з урахуванням законів фізіологічної оптики; при цьому використовуються досягнення фізичної оптики (наприклад, для створення люмінесцентних джерел світла) та оптичної технології (виготовлення дзеркал, світлофільтрів, екранів тощо). Геометрична оптика із залученням фізичної оптики дає відповідь на питання, як слід побудувати оптичну систему, щоб кожна точка об'єкта зображувалася також як точки при збереженні геометричного подоби зображення об'єкту, вказує на джерела спотворень зображення та їх рівень у реальних оптичних системах.

Засоби вимірювання, що засновані на ефектах когерентності оптичних хвиль, незамінні як інструменти виробничого контролю і становлять основу багатьох еталонних перевірочних засобів завдяки відносній простоті реалізації, стійкості, високої точності та чутливості. Унікальну чутливість мають вимірювальні пристрої, що використовують інтерференцію світла. Інтерферометри широко застосовують для вимірювань довжин хвиль та вивчення структури спектральних ліній, визначення показників заломлення прозорих середовищ, абсолютних та відносних вимірювань довжин, вимірювань кутових розмірів зірок та інших космічних об'єктів.

Широкого застосування в спектральних приладах (монохроматорах, спектрографах, спектрофотометрах тощо) і як елементи резонаторів у лазерах з перебудовою частоти випромінювання набули дифракційні решітки.

Особливо велике значення мають методи спектрального аналізу та люмінесцентного аналізу, засновані на зв'язку спектрів випромінювання, поглинання та розсіювання зі структурою атомів і молекул та з внутрішньо- та міжмолекулярними взаємодіями.

Явище поляризації світла є основою низки методів дослідження структури речовини з допомогою численних поляризаційних приладів.

Інтенсивно розвивається оптичний метод отримання високотемпературної плазми завдяки можливості за допомогою лазерів за короткий час концентрувати на ділянках з лінійними розмірами близько 10 мкм великі потужності випромінювання.

Оптичні методи, засновані на аналізі розсіювання світла, послужили однією із суттєвих основ становлення молекулярної фізики та її додатків.

Надзвичайно широко застосовуються фотоелектронні прилади, засновані на квантових оптичних явищах (фотоелементи та фотоелектронні помножувачі, фотодіоди, фотоопори, електронно-оптичні перетворювачі, що передають телевізійні трубки тощо).

1.2. Етапи розвитку оптики

Оптика відноситься до одного з базових розділів фізики і, як усі природничі науки, розвивалася разом із людством.

Античність. Погляди стародавніх мислителів на світло ґрунтувалися на найпростіших спостереженнях явищ природи й були лише здогадками, проте мали суттєвий вплив на подальший розвиток оптики.

У цей період вже відомі явища відбивання й заломлення світла, закон незалежності світлових пучків. Закон відбивання світла вперше зустрічається у *Евкліда* (бл. 450–380 до н. е.). Евклід застосував до вивчення світла математику. Його вважають також засновником учення про прямолінійне поширення світла. Пізніше *Герон Олександрійський* (І ст. н. е.) встановлює

принцип, згідно з яким світло проходить між предметом і оком найкоротшим шляхом. *Птоломей* (II ст. н. е.) вивчає заломлення світла, що йде від небесних світил в атмосфері Землі й помилково формулює закон, згідно з яким відношення кутів падіння й заломлення є сталою величиною, що є приблизно справедливим тільки для малих кутів, які відповідали його дослідом.

З'являються перші теорії, щодо природи світла.

Теорія «зорових променів». Засновником цієї теорії вважають *Піфагора* (бл. 580 до н. е.). За його поглядами зорові відчуття виникають унаслідок «гарячих випаровувань», які *виходять з ока*, до предметів. *Евклід* розвинув теорію: з ока виходять чутливі нитки, які обмацують своїми кінцями тіла і створюють зорові відчуття. Послідовником теорії був *Емпедокл* (бл. 490–430 до н. е.). Але він вважав, що промені виходять як з предметів, так і з ока, а зображення виникає при зіткненні цих променів.

Атомістична теорія світла. Прихильниками теорії були *Демокрит* (бл. 460–370 до н. е.), *Емпедокл* (бл. 490–430 до н. е.), *Епікур* (341–270 до н. е.), які вважали, що зір зумовлений падінням на поверхню ока атомів, які випромінюються тілами.

Вчення про світлоносне середовище – ефір. За *Аристотелем* (384–322 до н. е.): світло *випромінюється джерелами* і передається прозорим середовищем (ефіром), яке є посередником у передачі руху, що й викликає зорові відчуття. Причина відчуття знаходиться поза оком людини. Аристотель зробив першу наївну спробу пояснити кольори. Різні кольори він пояснював змішуванням світла й темноти.

Середньовіччя. В період середньовіччя проводилися переважно дослідження щодо ходу променів у дзеркалах і лінзах, в також в галузі фізіології ока.

Вивченням відбиття світла від дзеркал, явищ заломлення і проходження світла в лінзах займався *Альгазен* (*Ібн аль-Хайсам*, араб., 965–1039). Він дав

опис будови ока. *Альгазен* вважав, що зоровий образ виходить за допомогою променів, що випромінюються видимими тілами і потрапляють в око, вперше висловив думку про те, що світло має кінцеву швидкість поширення.

Будову ока вивчав і *Роджер Бекон* (англ., бл. 1214–1294). Йому належать дослідження відбиття світла від параболічних дзеркал, сферичну аберацію дзеркал, збиральні лінзи. В цей період з'явилися окуляри (бл. 1285) винахід яких приписується італійцю *Сальвіно Арматі*.

Епоха Відродження. В період Відродження поступово перемагає експериментальний метод вивчення природи. Зроблено низку фундаментальних і експериментальних досліджень. Вивчено роль кришталіка ока, дія окулярів, короткозорість та далекозорість (*Франциск Мавролік*, грец., 1494–1575), винайден мікроскоп (*Захарій Янсен*, голл., 1590). *Галілео Галілей* (італ., 1564–1642) удосконалює зорову трубу і застосує її в астрономії. *Виллебордом Снелліусом* (голл., 1580–1626), встановлено закон заломлення світла, якій він записав через відношення косекансів, але не опублікував його. Вперше закон, записаний через відношення синусів, з'явився у 1637 році у «Діоптриці» *Рене Декарта* (фр., 1596–1650) без посилання на Снелліуса. Вважається, що Декарт користувався рукописом на цю тему. З'являються фундаментальні роботи з теорії оптичних інструментів (*Йоганн Кеплер*, нім., 1157–1630).

Відкрито дифракцію світла (*Франческо Марія Грімальді*, італ., 1618–1663). Грімальді – священик (орден єзуїтів), фізик і астроном, доктор філософії.

Сформульовано принцип мінімального часу при поширенні світла (*П'єр Ферма*, фр., 1601–1665).

Корпускулярно-хвильовий дуалізм світла. В кінці XVII століття виникли дві теорії світла: корпускулярна (1675 р., І. Ньютон) і хвильова (1690 р., Х. Гюйгенс). Завдяки авторитету Ньютона у 17 столітті перемогла корпускулярна теорія.

Корпускулярна теорія світла Ньютона (теорія витікання). Ісаак Ньютон (англ., 1642–1727) розглядав світло як потік твердих кульок (корпускул) різного розміру, що випромінюються тілами і світяться. Найбільші відповідали червоному світлу, найменші – фіолетовому.

Згідно з положенням ньютонівської теорії витікання, зорові відчуття пояснюються ударами частинок об сітківку ока. Відображення світла подібно до відображення кульок від поверхні при пружному ударі й описується тими ж законами. Заломлення пов'язане зі взаємодією частинок світла з атомами речовини. При цьому при переході в оптично щільніше середовище швидкість частинок за Ньютоном повинна збільшуватися. Проведені пізніше в 1860 р. виміри показали зворотну залежність швидкості світла від оптичної щільності.

У 1666 р. Ньютон відкрив явище дисперсії світла. Ґрунтуючись на дослідах, пов'язаних з дисперсією світла, розробив теорію кольорів, згідно якою частинки кольору, в який тіло воно пофарбоване, воно відбиває, а іншого кольору поглинає. При цьому найбільші відповідають червоному світлу, найменші – фіолетовому.

Теорія витікання добре пояснювала прямолінійність поширення світла, але при поясненні явищ відбивання і заломлення, інтерференції й дифракції, виникли значні труднощі, що вимагало висунення додаткових недостатньо обґрунтованих гіпотез.

Ньютон признавав періодичність у розподіленні світла, про що свідчив і зроблений ним інтерференційний дослід, відомий під назвою кілець Ньютона але не міг її пояснити.

Хвильова теорія світла Гюйгенса. В основі хвильової теорії світла XVII-XVIII вв. лежить принцип Гюйгенса. *Християн Гюйгенс* (голл., 1629–1695). Прибічниками хвильової теорії світла були *Роберт Гук* (англ., 1635–1703), у XVIII ст. *Леонард Ейлер* (рос., 1707–1783), *М. В. Ломоносов* (рос. 1711–1765).

Згідно з цією теорією світло розглядається як пружні хвилі, що поширюються в особливому світлоносному середовищі – ефірі, який, за Робертом Гуком, коливається внаслідок руху частинок, з яких складаються тіла, що світяться. Світлові хвилі Р. Гук вважав поперечними, хоча будь-яких фактів на доказ цього не зміг привести.

Х. Гюйгенс, на відміну від Р. Гука, вважав світлові хвилі поздовжніми, подібно до механічних хвиль. Його теорія добре пояснювала явища заломлення, відбивання, подвійне заломлення променів, однак не давала пояснень щодо прямолінійності поширення світла, явища поляризації.

Хвильова теорія в XIX ст. Томас Юнг (англ., 1773–1829) розробив основні положення про інтерференцію світлових хвиль. Проте він вважав світлові хвилі поздовжніми.

Огюстен Жан Френель (фр., 1788–1827) віродив принцип Гюйгенса і поєднав його з принципом інтерференції Юнга й зробивши чимало незвичайних припущень створив пружну теорію світла, яка дала змогу створити строгу математичну теорію дифракції світла й пояснити з погляду хвильової теорії прямолінійне поширення світла. О. Френель пояснив явище поляризації світла. Дослідження О. Френеля та Д. Араго (фр., 1786–1853) довели, що світлові хвилі можуть бути лише поперечними.

Електромагнітна теорія світла. (1860–1865). Відповідно до цієї теорії, яку розробив Джеймс Клерк Максвелл (англ., 1831–1879), світлове випромінювання розглядалось як окремий випадок електромагнітних явищ. Електромагнітна природа світла була підтверджена роботами Генріха Рудольфа Герца (нім., 1857–1894), який вперше експериментально одержав і вивчав електромагнітні хвилі (1888). Петро Миколайович Лебедев (рос. 1866–1912) продемонстрував наявність світлового тиску (1900).

Олександр Степанович Попов (рос. 1859–1906). Вперше висловив ідею використання електромагнітних хвиль для передавання сигналів на відстані (1889). Побудував і продемонстрував у дії перший радіоприймач (1895).

Гендрік Антон Лоренц (нід. 1853–1928). Установив взаємозв'язок між випромінюванням і структурою речовини (1896) й розвинув електронну теорію світла, відповідно до якої електрони, що входять до складу атомів, можуть здійснювати коливання з відомим періодом і за певних умов поглинати або випромінювати світло.

Квантова теорія світла. Квантова теорія світла виникла на початку ХХ століття. У 1900 році німецький фізик *Макс Планк* (1858–1947) висунув гіпотезу про квантову природу випромінювання. У 1905 році німецько-швейцарсько-американський фізик А. Ейнштейн (1879–1955) на основі теорії Планка віродив у новій формі корпускулярну теорію світла, припустивши, що кванти Планка існують у вигляді реальних частинок, названих ним світловими квантами.

Квантова теорія описує світло як потік фотонів, що мають дискретну енергію, яка випромінюється й поглинається дискретно, тобто окремими порціями – квантами світла.

З позицій квантової механіки і квантової електродинаміки вдалося пояснити численні спектральні закономірності й особливості процесів випромінювання. У 1922 р. квантова природа світлового випромінювання була експериментально доведена *Артур Холлі Комптоном* (амер., 1892–1962) під час спостереження розсіювання рентгенівського випромінювання в речовині.

Сучасна теорія світла підтверджує його подвійну природу: хвильову й корпускулярну. Гіпотезу про подвійну природу світла – *корпускулярно-хвильовий дуалізм* – уперше висловив А. Ейнштейн. Ця теорія є синтезом корпускулярної й хвильової теорій, в основу якої покладено думку, що світло одночасно має і хвильові й корпускулярні властивості.

За квантовою теорією об'єднання корпускулярних і хвильових властивостей є природною якістю всієї матерії взагалі, тобто кожна частка речовини має хвильові властивості, і кожна хвиля має корпускулярні властивості.

Завдання для самоконтролю

Контрольні питання

- 1.1. Що є предметом оптики?
- 1.2. Що уявляє поняття «світло» у вузькому та широкому змісті?
- 1.3. Наведіть приклади питань, що вивчає фізична оптика.
- 1.4. Які питання вивчає фізіологічна оптика?
- 1.5. Які теорії існували про природу світла?
- 1.6. Які ідеї лежать в основі теорії зорових променів?
- 1.7. На яких уявленнях базується атомістична теорія світла давньогрецьких філософів?
- 1.8. У чому полягає суть корпускулярної теорії І. Ньютона?
- 1.9. З яким явищем пов'язував свою теорію кольорів І. Ньютон?
- 1.10. Які відкриття стали головним підтвердженням електромагнітної теорії світла.
- 1.11. В чому суть корпускулярно-хвильового дуалізму світла?
- 1.12. Який принцип лежить в основі квантової теорії світла?

Тестові завдання

У завданнях 1.1 – 1.4 з чотирьох відповідей обрати одну правильну або найбільш повну (точну) відповідь.

- 1.1. Яке з наведених висловлювань є правильним?
 - а) Фізична оптика вивчає тільки явища, пов'язані з зоровим сприйняттям людини.
 - б) За Птолемеєм відношення кутів падіння й заломлення світла є сталою величиною.
 - в) Аристотель був прихильником атомістичної теорії світла.
 - г) У 17 столітті хвильова теорія світла переважала корпускулярну.

1.2. Закон відбивання світла вперше зустрічається

- а) у Евкліда (бл. 450–380 до н. е.);
- б) у Архімеда (287–212 до н. е.);
- в) у Герона Олександрійського (І ст. н. е.);
- г) у В. Снелліуса (1580–1626).

1.3. Засновником теорії зорових променів вважають

- а) Піфагора;
- б) Демокрита;
- в) Аристотеля;
- г) Ньютона.

1.4. Вчений, який створив теорію електромагнітного поля

- а) І. Ньютон;
- б) А. Ейнштейн;
- в) Дж. Максвелл;
- г) К. Гюйгенс.

2. ОСНОВИ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ТЕОРІЇ СВІТЛА

2.1. Коливання та хвилі

Коливаннями називаються процеси, які характеризуються певною повторюваністю в часі.

Розрізняють коливання механічні, електромагнітні й інші. Однак коливальні процеси різної природи описуються однаковими або схожими характеристиками й рівняннями, що дозволяє використовувати до їх описання та вивчення єдиний підхід.

Фізика вивчає переважно періодичні гармонічні коливання.

Періодичні коливання – це такі, що повністю повторюються через однакові проміжки часу.

Гармонічні – це коливання, при яких фізична величина (параметри системи) змінюється по гармонічному закону, тобто по закону $\sin$ або $\cos$. (рис. 1.1).

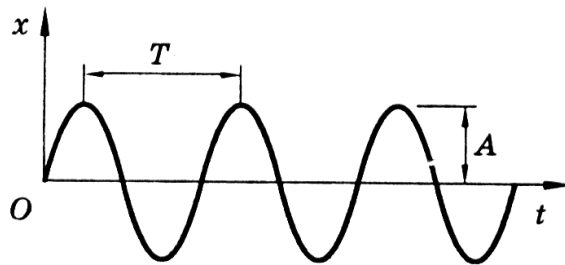


Рис. 2.1. Гармонічні коливання

Характеристики гармонічних коливань

Зміщення $x(t)$ [$q(t)$, $u(t)$, $E(t)$, ...] – відхилення фізичної величини від рівноважного значення в момент часу t .

Амплітуда A [x_0 , q_0 , u_0 , E_0 , ...] – найбільше відхилення фізичної величини від рівноважного значення (максимальне значення). Фактично це коефіцієнт перед гармонічною функцією. Для незатухаючих коливань амплітуда постійна, при затухаючих вона зменшується з часом.

Період T – час одного повного коливання. За період фаза коливань змінюється на 2π .

$$T = \frac{t}{N}. \quad (2.1)$$

Частота ν – кількість коливань за одиницю часу:

$$\nu = \frac{N}{t} = \frac{1}{T}. \quad (2.2)$$

Вимірюється частота в герцах. $1 \text{ Гц} = 1 \text{ с}^{-1}$.

Циклічна частота ω – кількість коливань за час, що дорівнює 2π

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu. \quad (2.3)$$

Фаза $\varphi(t)$ – вираз, який стоїть під знаком $\sin$ або $\cos$. Це аргумент гармонічної функції, який визначає положення коливальної системи будь-якої миті часу.

$$\varphi(t) = (\omega t + \varphi_0). \quad (2.4)$$

Початкова фаза φ_0 – фаза в початковий момент часу. Будучи поділеною на 2π показує кількість коливань, що відбулися до моменту початку відліку часу.

У загальному випадку *рівняння гармонічних коливань* мають вид:

$$x(t) = x_0 \cdot \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (2.5)$$

Хвильовий процес

Хвильовим процесом, або просто *хвилею* називається процес поширення коливань.

В залежності від напрямку коливань фізичних величин відносно напрямку поширення хвиль вони поділяються на *повздовжні* і *поперечні*. У *повздовжніх* хвилях коливання відбуваються в напрямку поширення хвиль, а в *поперечних* – перпендикулярно до нього.

Фронтом хвилі називається геометричне місце точок (реальна чи уявна поверхня), до яких дійшов процес коливань.

В залежності від форми фронту хвилі поділяються на *плоскі*, *сферичні*, *циліндричні*, *еліптичні* тощо (рис. 2.2).

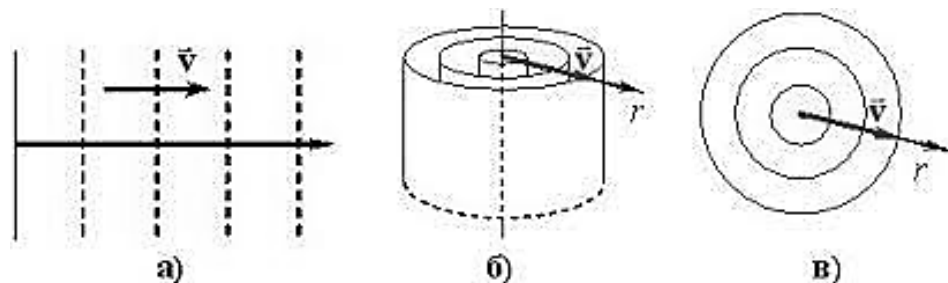


Рис. 2.2. Плоский, циліндричний та сферичний фронт хвилі

Хвильовою поверхнею називається геометричне місце точок, у яких коливання відбуваються в однаковій фазі. Отже фронт хвилі це одна із хвильових поверхонь.

На великій відстані від джерела світла будь-якої форми, розміри якого набагато менше за відстань, хвильова поверхня наближається до сферичної форми. Проте, для невеликої за площею поверхні, на яку падає світло, хвильову поверхню можна вважати плоскою.

Довжина хвилі λ – це відстань, на яку переміщується із швидкістю v фронт хвилі за один період T :

$$\lambda = v \cdot T, \quad (2.6)$$

або це мінімальна відстань між точками, у яких коливання відбувається в одній фазі.

Хвильове рівняння – це диференціальне рівняння другого порядку:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad \text{або} \quad \Delta \xi = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}, \quad (2.7)$$

тут Δ – оператор Лапласа:

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2};$$

v – фазова швидкість.

Фазова швидкість – це швидкість поширення фази коливань будь-якої природи. Це поняття має сенс для визначення швидкості поширення ідеально монохроматичної безмежної синусоїдальної хвилі.

Будь-яка функція ξ , що задовольняє хвильовому рівнянню, являє рівняння хвилі. У випадку плоскої монохроматичної хвилі рівняння хвилі можна записати у вигляді:

$$\xi = \xi_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_0), \quad (2.8)$$

де k – хвильове число.

Хвильове число вважають вектором, направленим перпендикулярно до хвильової поверхні, тобто він співпадає за напрямом з нормальним вектором $\vec{n}$.

$$k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{T \cdot v} = \frac{2\pi}{\lambda}; \quad \vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \vec{n}. \quad (2.9)$$

Гармонічна монохроматична хвиля переносить енергію з фазовою швидкістю

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k}. \quad (2.10)$$

2.2. Рівняння Максвелла

Світло має електромагнітну природу. Електромагнітне поле – це особлива форма матерії, завдяки якій здійснюється взаємодія між зарядженими частинками.

Електромагнітне поле визначають сили, що діють на нерухомі та рухомі заряджені частинки з боку його складових: вектора напруженості електричного ($\vec{E}$) поля і вектора напруженості магнітного ($\vec{H}$) поля.

Як показує досвід, фізіологічну дію, зокрема, сприймання світла оком людини, а також фотохімічну й фотоелектричну дії, забезпечують коливання електричного вектора $\vec{E}$, тому в розділі «Оптика» переважно розглядають саме вектор напруженості електричного поля.

У електромагнітному полі електричні й магнітні поля не існують незалежно одне від одного. Змінні в часі електричне й магнітне поля породжують одне одного, і цей процес може поширюватися від точки до точки в просторі, збуджуючи електромагнітні хвилі. Зв'язок між параметрами електричного й магнітного полів у середовищі визначається системою рівнянь Максвелла. Рівняння Максвелла й висновки з них лежать в основі хвильової оптики.

У диференціальній формі рівняння Максвелла можна записати у вигляді:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{div} \vec{D} &= \rho \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

де $\vec{E}$ – напруженість електричного поля; $\vec{H}$ – напруженість магнітного поля; $\vec{D}$ – вектор електричного зміщення (магнітна індукція); $\vec{B}$ – вектор індукції магнітного поля; ρ – об’ємна густина електричного заряду; $\vec{j}$ – вектор густини струму провідності; $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ – вектор густини струму зміщення ($\vec{j}_{\text{зм}}$).

Враховуючі зв’язок між основними та додатковими силовими характеристиками електричного та магнітного полів:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H},$$

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E},$$

для однорідного непровідного середовища, для якого $\rho = 0$, $\vec{j} = 0$, одержимо:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\mu \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{div} \vec{D} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.12)$$

де ε_0 і μ_0 – електрична і магнітна сталі ($\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\Gamma_H}{\text{м}} = 1,257 \cdot 10^{-6} \frac{\Gamma_H}{\text{м}}$); ε і μ – електрична і магнітна проникність відповідно.

Звідси можна одержати диференційні хвильові рівняння:

$$\left(\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2}\right) = \mu\mu_0 \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \quad (2.13)$$

$$\left(\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2}\right) = \mu\mu_0 \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}. \quad (2.14)$$

Коефіцієнт перед похідною в хвильових рівняннях є величиною, оберненою квадрату швидкості поширення електромагнітної хвилі. Отже швидкість електромагнітних хвиль:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0}}. \quad (2.15)$$

Для повітря, або вакууму $\varepsilon=1$, $\mu=1$, $v = \frac{1}{\sqrt{8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7}}} = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$, що співпадає із швидкістю світла. Тобто $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$.

Рішенням хвильових рівнянь у випадку плоскої монохроматичної хвилі будуть рівняння:

$$E = E_0 \cos(\omega t - kr + \alpha), \quad (2.16)$$

$$H = H_0 \cos(\omega t - kr + \alpha). \quad (2.17)$$

де E_0 і H_0 – амплітуди напруженості електричного і магнітного полів відповідно, ω – циклічна частота, r – відстань від джерела коливань (від точки відліку), α – початкова фаза, k – хвильове число.

Таким чином світлові хвилі, зокрема видимого діапазону, є поперечними електромагнітними хвилями, у яких вектори напруженості електричного і магнітного полів коливаються в одній фазі, взаємно перпендикулярні і лежать у площині, яка є перпендикулярною до вектора швидкості поширення хвилі $\vec{v}$, причому вектори $\vec{E}$, $\vec{H}$ і $\vec{v}$ утворюють правоґвинтову систему (рис. 2.3).

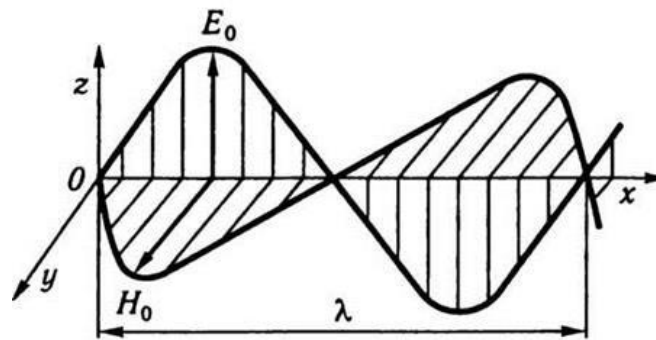


Рис.2.3. Плоска електромагнітна хвиля

У фіксованій точці просторові вектори $\vec{E}$ і $\vec{H}$ змінюються з часом за гармонічним законам. Однакові зміни векторів відбуваються в усіх точках, але зсувом по фазі, яка визначається відстанню між точками, що відраховується вздовж напрямку поширення хвилі.

Важливою властивістю плоскої хвилі є сталість її амплітуди та, відповідно, сталість інтенсивності хвилі. Тобто плоска хвиля є ідеалізацією. Проте на великій відстані від джерела хвильову поверхню можна вважати плоскими, якщо розглядається невелика ділянка поверхні. Тоді в невеликому діапазоні зміни відстані від антени хвилі амплітуду можна вважати постійною.

До електромагнітних хвиль належать хвилі різної довжини від радіохвиль до гамма-випромінювання. Встановити будь-які чіткі межі між різними видами електромагнітних випромінювань немає можливості, їх насправді не існує. Тому поділ електромагнітного спектра на певні ділянки має умовний характер, за винятком ділянки, що відповідає видимому випромінюванню, межі якого визначені властивостями людського ока. Діапазони, на які умовно поділяють шкалу електромагнітних хвиль, приведено на рисунку 2.4.

При цьому слід нагадати, що сучасне поняття «світло» виходить за рамки діапазону електромагнітного випромінювання, що сприймається оком людини.

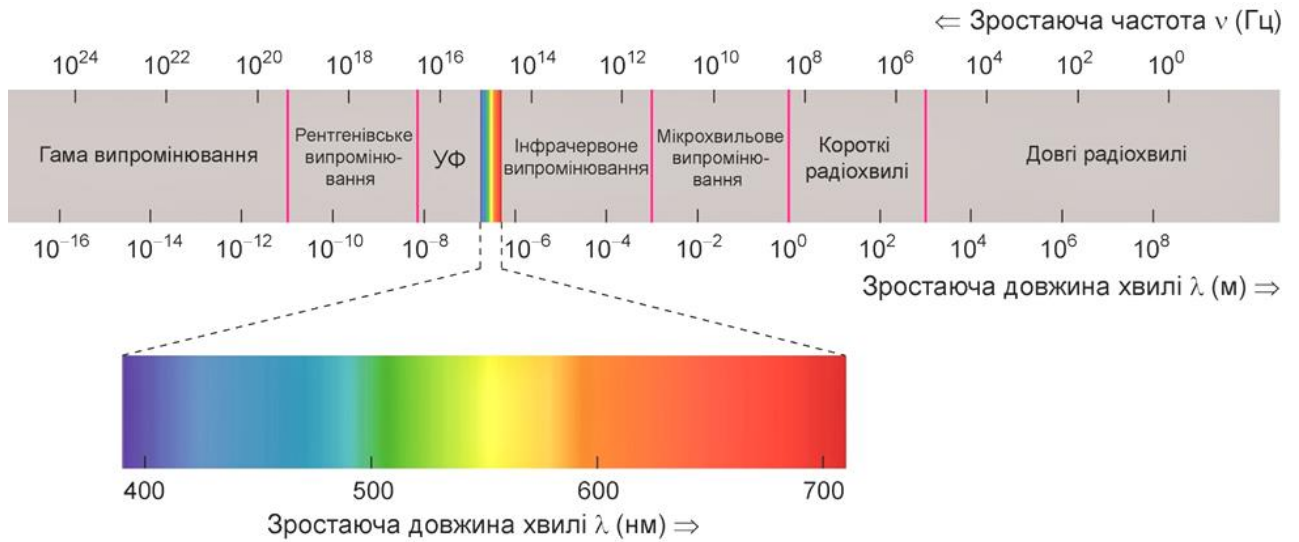


Рис. 2.4. Шкала електромагнітних хвиль

2.3. Енергія світлових хвиль. Вектор Умова-Пойнтинга

Електромагнітні хвилі можуть бути виявлені і досліджені внаслідок того, що вони переносять енергію. Енергія електромагнітної хвилі визначається загальною енергією електричного й магнітного поля. Об'ємна густина w енергії електромагнітної хвилі складається з об'ємних густин $w_{\text{ел.}}$ електричного і $w_{\text{маг.}}$ магнітного полів:

$$w = w_{\text{ел.}} + w_{\text{маг.}} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu \mu_0 H^2}{2}. \quad (2.18)$$

Враховуючі, що

$$\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0} E = \sqrt{\mu \mu_0} H, \quad (2.19)$$

одержимо, що густина енергії електричного й магнітного полів у кожному мить однакова, тобто

$$w_{\text{ел.}} = w_{\text{маг.}}$$

Відповідно:

$$w = 2w_{\text{ел.}} = \sqrt{\varepsilon \varepsilon_0} \cdot \sqrt{\mu \mu_0} E \cdot H.$$

Модуль густини потоку енергії – потік енергії через одиничну площадку, перпендикулярну напрямку поширення хвилі в одиницю часу:

$$S = w \cdot v = E \cdot H. \quad (2.20)$$

Оскільки вектори $\vec{E}$ та $\vec{H}$ взаємно перпендикулярні й утворюють з напрямком поширення хвилі правогвинтову систему, то напрямок вектора $[\vec{E}, \vec{H}]$ збігається з напрямком перенесення енергії, а модуль цього вектора дорівнює добутку модулів $E \cdot H$, тобто енергії, що переноситься електромагнітною хвилею за одиницю часу через одиницю площі, перпендикулярну напрямку поширення хвилі.

Вектор густини потоку електромагнітної енергії називається вектором Умова-Пойнтінга.

$$\vec{S} = [\vec{E}, \vec{H}]. \quad (2.21)$$

Швидкість перенесення енергії за допомогою вектора Пойнтінга не змінюється і дорівнює характеристичній швидкості поширення електромагнітної хвилі у просторі.

Якщо зобразити лінії, дотичні до яких у будь-якій точці збігатимуться з напрямками вектора, такі лінії будуть шляхами поширення енергії електромагнітного поля. В геометричній оптиці це промені. Усереднений вектор Пойнтінга направлений у кожній точці по дотичній до променя.

У ізотропному середовищі напрям вектору $\vec{S}$ співпадає з нормаллю до хвильової поверхні, тобто до напрямку хвильового вектора $\vec{k}$. Тобто промені перпендикулярні до хвильової поверхні.

У анізотропному середовищі нормаль до хвильової поверхні в загальному випадку не співпадає напрямком вектору $\vec{S}$. Отже промені не ортогональні хвильовим поверхням.

Приклади розв'язання задач

Пр. 2.1. Електромагнітна хвиля із частотою $\nu = 5$ МГц переходить із немагнітного середовища з діелектричною проникністю $\varepsilon = 2$ у вакуум. Визначити зміну її довжини хвилі.

Умови	Розв'язок
$\nu = 5 \text{ МГц} = 5 \cdot 10^6 \text{ Гц}$ $\varepsilon = 2$ $\mu = 1$	$\lambda_0 = \frac{c}{\nu}, \quad \lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{n\nu} = \frac{c}{\nu \cdot \sqrt{\varepsilon\mu}},$ μ – магнітна проникність. $\Delta\lambda = \lambda_0 - \lambda = \frac{c}{\nu} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \right),$ $c = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ – швидкість світла у вакуумі. $\text{Гц} = \frac{1}{\text{с}}$ $\Delta\lambda = \frac{3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}}{5 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{с}}} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \right) = 17,6 \text{ м.}$ <u>Відповідь:</u> $\Delta\lambda = 17,7 \text{ м}$

Пр. 2.2. У вакуумі вздовж осі Х поширюється плоска електромагнітна хвиля. Амплітуда напруженості електричного поля хвилі дорівнює $10 \frac{\text{В}}{\text{м}}$. Визначити амплітуду напруженості магнітного поля хвилі.

Умови	Розв'язок
$E_0 = 10 \frac{\text{В}}{\text{м}}$ $\varepsilon = 1$ $\mu = 1$	$\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}E = \sqrt{\mu\mu_0}H$ $E = E_0 \cos(\omega t - kx)$ При $\varepsilon = 1$ і $\mu = 1$, $\sqrt{\varepsilon_0}E_0 = \sqrt{\mu_0}H_0$, $H_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}E_0, \quad H_0 = 26,5 \frac{\text{мА}}{\text{м}}.$ $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$ – електрична стала, $\mu_0 = 12,57 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$ – магнітна стала. <u>Відповідь:</u> $H_0 = 26,5 \frac{\text{мА}}{\text{м}}$

Задачі для самостійного розв'язання

2.1. Швидкість поширення електромагнітної хвилі в речовині на 63% менше, ніж у вакуумі. Визначте діелектричне сприйняття речовини.

2.2. В однорідному і ізотропному середовищі ($\epsilon=3$, $\mu=3$) поширюється плоска електромагнітна хвиля. Амплітуда напруженості електричного поля $E_m = 10 \frac{\text{В}}{\text{м}}$. Знайти: а) амплітуду напруженості магнітного поля хвилі H_m ; б) фазову швидкість хвилі.

2.3. Якою є довжина хвилі світла у повітрі, частота електромагнітного випромінювання якої $6,91 \cdot 10^{18}$ Гц. Який колір має світло?

2.4. Частота монохроматичного світла дорівнює $6,17 \cdot 10^{14}$ Гц. Визначте кількість довжин хвиль цього світла, що розмістяться на шляху 2 мм у склі марки ЛК3 ($n = 1,4891$).

2.5. Розрахуйте амплітуду напруженості електричного поля електромагнітної хвилі, що поширюється в середовищі ($\epsilon=2$, $\mu=1$), в точці з амплітудою напруженості магнітного поля $200 \frac{\text{А}}{\text{м}}$.

Завдання для самоконтролю

Контрольні питання

2.1. Дайте визначення основних характеристик коливального руху: амплітуди, періоду, частоти, фазової частоти.

2.2. Що таке хвиля? Монохроматична хвиля? Запишіть рівняння плоскої монохроматичної хвилі.

2.3. Як відбуваються коливання в повздовжній і поперечній хвилях?

2.4. Чому в світловій хвилі переважно розглядають коливання вектору напруженості електричного, а не магнітного поля?

2.5. Поясніть поняття фазової швидкості. У якому випадку це поняття має сенс?

2.6. Що називається вектором Умова-Пойнтінга?

Тестові завдання

У завданнях 2.1 – 2.10 з чотирьох відповідей обрати одну правильну або найбільш повну (точну) відповідь.

2.1. Коливання векторів $\vec{E}$ і $\vec{H}$ у електромагнітній хвилі відбуваються:

- а) у одній фазі;
- б) у протилежних фазах;
- в) зі зміщенням на $\pi/2$;
- г) у різних фазах.

2.2. Оберіть формулу, яка відповідає плоскій монохроматичній світловій хвилі:

- а) $E = E_{\max} \sin(\omega t + \alpha)$;
- б) $I = I_{\max} \sin(\omega t + \alpha)$;
- в) $E = E_{\max} \sin(\omega t - kr + \alpha)$;
- г) $H = H_{\max} \sin(\omega t + \alpha)$;

2.3. Який з нижче приведених виразів визначає швидкість світла у вакуумі?

- а) $\frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}}$;
- б) $\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$;
- в) $\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}$;
- г) $\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$.

2.4. Яка з формул відповідає хвильовому числу?

- а) $k = \frac{2\pi}{\lambda}$;
- б) $k = \frac{Q}{T}$;
- в) $k = \frac{R}{N_A}$;
- г) $k = \frac{m}{q}$.

2.5. Хвильовою називають поверхню, всі точки якої коливаються:

- а) з однаковою швидкістю;
- б) з однаковою частотою;
- в) з однаковою амплітудою;
- г) у одній фазі.

2.6. Фронтом хвилі називають поверхню:

- а) до якої у даний момент часу дійшли коливання;
- б) всі точки якої коливаються з однаковою фазою;
- в) всі точки якої коливаються з однаковою амплітудою;
- г) всі точки якої знаходяться на однакової відстані від джерела коливань.

2.7. Для точкового джерела, що знаходиться на нескінченній відстані від спостерігача, фронт хвилі:

- а) сферичний;
- б) циліндричний;
- в) плоский;
- г) довільної форми.

2.8. Довжиною світлової хвилі називається:

- а) відстань, на яку поширюється хвиля за 1 секунду;
- б) відстань між максимумом і мінімумом напруженості поля в хвилі;
- в) відстань між двома найближчими точками, в яких коливання відбуваються в однакових фазах;
- г) максимальне відхилення від середнього значення напруженості електричного поля в хвилі.

2.9. Як залежить швидкість поширення світлової хвилі у вакуумі від її частоти?

- а) не залежить;
- б) швидкість поширення світла у вакуумі зростає зі збільшенням частоти електромагнітних коливань;
- в) швидкість поширення світла у вакуумі найбільша для червоних променів;
- г) швидкість світла у вакуумі має складну залежність від частоти.

2.10. Довжина світлових хвиль, що сприймаються оком людини, знаходиться в інтервалі:

- а) $0,4 \div 0,7$ мкм;
- б) $40 \div 70$ нм;
- в) $400 \div 700$ Å;
- г) $(4 \div 7) \cdot 10^{-10}$ м.

2.11. Визначте всі правильні твердження:

- а) в усіх точках хвильової поверхні частота коливань вектору $\vec{E}$ однакова;
- б) в усіх точках хвильової поверхні амплітуда коливань вектору $\vec{E}$ однакова;
- в) в усіх точках хвильової поверхні фаза коливань вектору $\vec{E}$ однакова;
- г) до усіх точок хвильової поверхні коливання вектору $\vec{E}$ доходять одночасно;
- д) до усіх точок хвильової поверхні коливання вектору $\vec{E}$ доходять за час, що дорівнює періоду коливань.

3. ГЕОМЕТРИЧНА ОПТИКА

3.1. Основні закони геометричної оптики

Геометрична оптика – розділ оптики, який розглядає поширення світла у вигляді світлових променів, які на межі поділу середовищ можуть лише заломлюватись і відбиватись.

Під *променем* розуміють лінію, уздовж якої поширюється світлова енергія. У однорідному середовищі промінь уявляє собою пряму лінію. Іноді замість поняття «промінь» в геометричній оптиці вживають поняття «вузький пучок».

Геометрична оптика – граничний випадок хвильової оптики, у якому нехтуються хвильові властивості світла, природа світла не розглядається.

Незважаючи на це, геометрична оптика дозволила при невеликій кількості основних понять і законів отримати багато практично важливих результатів.

Закон прямолінійності поширення світла: в однорідному ізотропному середовищі світло поширюється прямолінійно.

Прямолінійність поширення світла підтверджується утворенням тіні та півтіні (рис. 3.1).

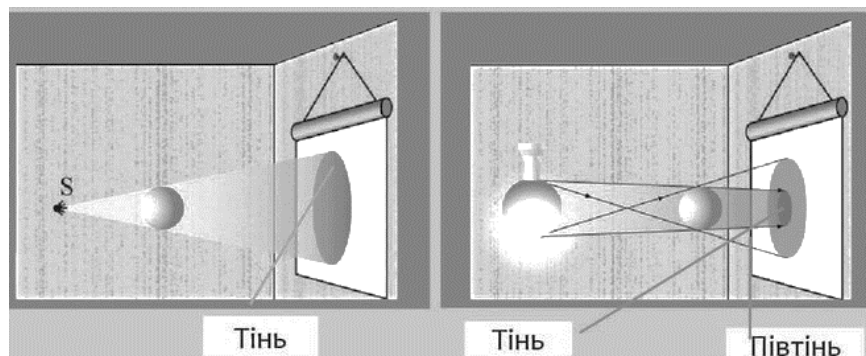


Рис. 3.1. Утворення тіні та півтіні від протяжного джерела світла

Закон порушується при проходженні світла крізь малі отвори та поблизу границь поверхонь (спостерігається дифракція світла).

Закон незалежності світлових променів: промені при перетині не збурюють один одного і поширюються далі незалежно (рис. 3.2).



Рис. 3.2. Зображення від двох проекторів, промені від яких перетинаються

Закон порушується при перетинанні високоенергетичних (лазерних) променів.

На межі двох прозорих середовищ спостерігаються явища відбиття та заломлення світла (рис. 3.3), для описання яких вводяться певні поняття.

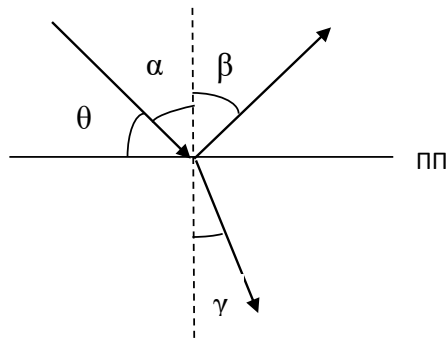


Рис. 3.3. Відбиття та заломлення світла

Площина падіння (ПП) – площина, у якій лежать падаючий і відбитий промені, а також нормаль до поверхні в точці падіння.

Кут падіння (α) – кут між променем, що падає на заломлюючу або відбиваючу поверхню, і нормаллю до поверхні в точці падіння.

Кут заломлення (γ) – кут між заломленим променем і нормаллю до поверхні в точці падіння.

Кут відбиття (β) – кут між відбитим променем і нормаллю до поверхні в точці падіння.

Кут ковзання (θ) – кут між променем, що падає на заломлюючу або відбиваючу поверхню і поверхнею в точці падіння.

Абсолютний показник заломлення (n) – відношення швидкості світла у вакуумі до швидкості світла в даному середовищі. Характеризує оптичну густину середовища: чим менше швидкість світла в середовищі, тим більша її оптична густина.

$$n = \frac{c}{v}. \quad (3.1)$$

Відносний показник заломлення, $n_{2,1}$ – відношення абсолютного показника другого середовища, у яке переходить світло, до абсолютному показнику заломлення першого середовища:

$$n_{2,1} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2}, \quad (3.2)$$

показує, у скільки разів швидкість світла в першому середовищі більше, ніж у другому.

Зміна швидкості поширення світла при його переході з одного прозорого середовища в інше призводить до зміни його напрямку.

Закон відбиття світла: промінь, що падає, промінь, що відбивається, і перпендикуляр, встановлений до поверхні в точці падіння, лежать в одній площині; кут падіння (α) дорівнює куту відбивання (β) (рис. 3.4).

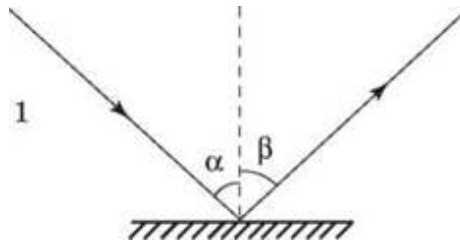


Рис. 3.4. Відбиття світла

Закон заломлення світла: промінь, що падає, промінь, що заломлюється, і перпендикуляр, встановлений до поверхні в точці падіння променя, лежать в одній площині; відношення синуса кута падіння (α) до синуса кута заломлення (β) є величиною сталою для двох певних середовищ (рис. 3.5).

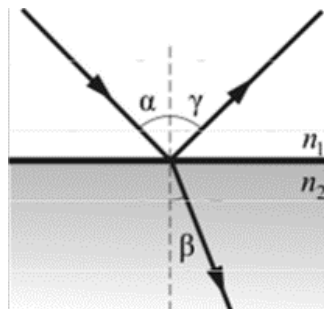


Рис. 3.5. Заломлення світла (закон Снелліуса)

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{2,1} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (3.3)$$

де n_1 і n_2 – абсолютні показники заломлення середовищ, першого та другого, відповідно.

Про заломлення світла можна говорити лише в тому випадку, якщо те середовище в яке проникає світло є оптично прозорим.

Оптично прозорим називають таке середовище, у якому світло поширюється на значні відстані без суттєвого ослаблення, тобто при поширенні не відбувається значного перетворення світлової енергії в енергію теплового руху частинок середовища. Ступінь прозорості визначається, зокрема, оптичною густиною.

Оптично непрозоре середовище повністю поглинає світлову енергію, що потрапляє в це середовище, або повністю цю енергію відбиває на межі середовищ.

Явище повного внутрішнього відбиття – окремий випадок закону заломлення. Спостерігається при переході світла в середовище з більшою оптичною густиною. Полягає в тому, що при деякому *граничному куті падіння* $\alpha_{\text{гр}}$ промінь, що падає на границю речовини з меншою оптичною густиною ($n_2 < n_1$), в друге середовище не переходить, а йде вздовж границі розділу. Кут заломлення β при цьому дорівнює 90° , відповідно $\sin \alpha_{\text{гр}} = n_{2,1}$ (закон повного відбиття). Якщо другим середовищем є повітря ($n_2=1$), одержимо $\sin \alpha_{\text{гр}} = \frac{1}{n}$. При збільшенні кута падіння спостерігається тільки відбиття світла в перше середовище (рис. 3.6).

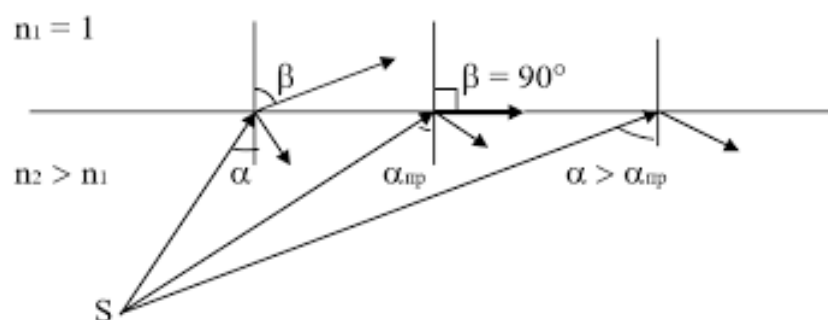


Рис. 3.6. Повне відбиття світла

Закон оборотності світлових променів: траєкторія світлових променів не залежить від напрямку поширення. Промінь, що поширюється певним шляхом, при русі у зворотному напрямку повторить свою траєкторію (предмет і зображення міняються місцями).

3.2. Принцип Ферма

Принцип Ферма – основний принцип геометричної оптики, який стверджує, що при поширенні світла промінь обирає таку траєкторію, щоб затратити найменший час на подолання відстані між двома точками. При цьому траєкторія руху залежить не тільки від відстані між точками, а від властивостей середовища (оптичної густини), у якій світло поширюється.

Виходячи з принципу Ферма, можна вивести всі закони геометричної оптики.

Закон прямолінійності поширення світла. З принципу Ферма випливає, що в однорідному середовищі, у якому швидкість світла однакова у будь-яких точках, світло поширюється прямолінійно, тобто по найкоротшому шляху між двома точками, при цьому відповідно й час поширення буде найменшим.

Закон відбиття світла. З рисунку 3.7 можна довести, що шлях, який проходить світло від точки S до точки A відбиваючись від поверхні буде найменшим, якщо кут падіння буде дорівнювати куту відбиття:

$$S_1 = SR + RA < S_2 = SR' + R'A = S'R' + R'A$$

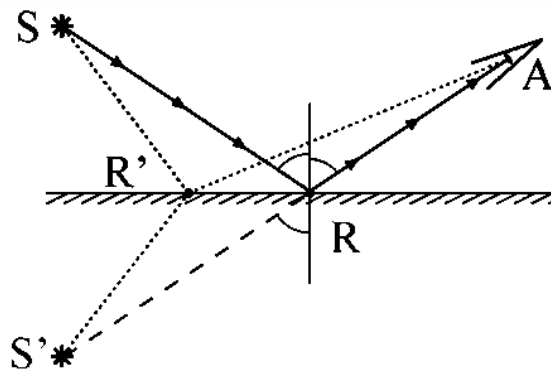


Рис. 3.7. Принцип Ферма і закон відбиття світла

Відповідно меншим буде час, що затрачується на проходження цього шляху, оскільки падаючий та відбитий промінь знаходяться в одному середовищі, тобто $n_1 = n_2$, відповідно $v_1 = v_2$. Оскільки $S_1 < S_2$, одержимо:

$$t_1 = \frac{S_1}{v_1} < t_2 = \frac{S_2}{v_2}.$$

Закон заломлення світла

Для проходження світла з точки A_1 в точку A_2 (рис. 3.8) буде витрачено час:

$$t = \frac{\sqrt{l_1^2 + x^2}}{v_1} + \frac{\sqrt{l_2^2 + (L - x)^2}}{v_2}.$$

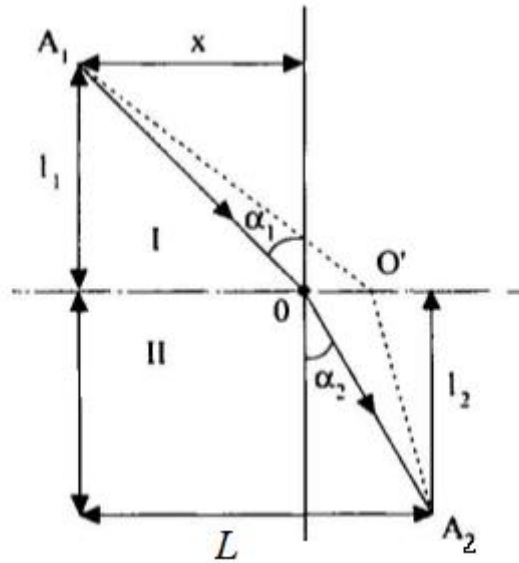


Рис. 3.8. Принцип Ферма і закон заломлення світла

Оберемо з усіх можливих траєкторій поширення світла таку, якій відповідає мінімальний час поширення. Для цього продиференціюємо й прирівняємо до нуля похідну.

$$\frac{dt}{dx} = tx' = \frac{1}{v_1} \frac{x}{A_1O} - \frac{1}{v_2} \frac{L - x}{OA_1} = 0.$$

Враховуючи, що

$$\sin \alpha_1 = \frac{x}{A_1O}, \quad \sin \alpha_2 = \frac{L - x}{OA_1},$$

одержимо закон заломлення світла:

$$\frac{\sin \alpha_1}{v_1} - \frac{\sin \alpha_2}{v_2} = 0 \Rightarrow \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c}{n_1} : \frac{c}{n_2} = \frac{n_2}{n_1}.$$

3.3. Зображення. Побудова зображень в дзеркалах

Основним завданням геометричної оптики є отримання зображень точкових джерел світла, а також протяжних предметів.

Зображення – відтворення виду, форми і кольору предмета світловими променями після відбиття (заломлення) оптичним приладом (оптичною системою).

Зображення може бути:

- дійсним або уявним;
- прямим або перевернутим;
- збільшеним, зменшеним або таким, що дорівнює за розмірами предмету.

Дійсне зображення – зображення, яке утворюється перетином самих відбитих або заломлених променів.

Уявне зображення – зображення, яке лежить на перетині продовження відбитих або заломлених променів. Уявне зображення не може бути одержано на екрані.

Точки (промені, площини), які є зображенням одна одної називають *спряженими точками (променями, площинами)*. Спряженими є, наприклад, промінь, що падає й промінь, що відбивається або заломлюється.

Плоске та сферичне дзеркала

У геометричній оптиці поверхні тіл в залежності від величини їх мікронерівностей (шерсткостей) поділяють на оптично рівні та оптично нерівні.

Оптично рівною називають таку поверхню, розміри мікронерівностей якої не перевищують довжини світлової хвилі (на практиці $\delta \leq 0,001 \text{ мм}$). Оптично рівні відбивні поверхні називають *дзеркальними*.

Оптично нерівною називають таку поверхню, розміри мікронерівностей якої суттєво більші за довжину світлової хвилі. Оптично нерівні відбивні поверхні називають *дифузійними* або *розсіювальними*.

Оптично рівні та оптично нерівні поверхні, відбивають і заломлюють світло суттєво по різному. Початково паралельні промені відбиваючись (заломлюючись) оптично рівною поверхнею залишаються паралельними (рис. 3.9 а), а відбиваючись (заломлюючись) оптично нерівною поверхнею – стають хаотично розсіяними (рис. 3.9 б).

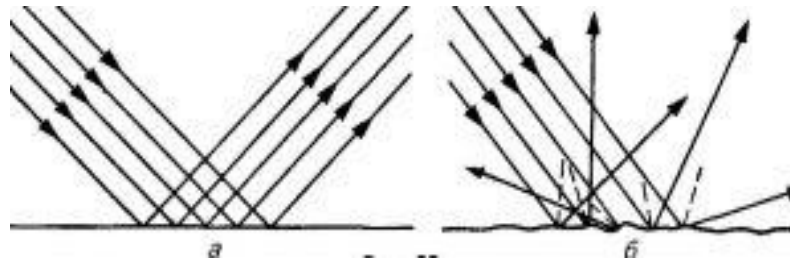


Рис. 3.9. Відбиття світла від оптично рівної (а) та оптично нерівної (б) поверхні

Поведінка тих світлових променів, які відбиваються (заломлюються) оптично рівною поверхнею є чітко визначеною. Цей факт корисно застосовують в різноманітних оптичних приладах, зокрема дзеркалах, лінзах та призмах.

Побудова зображення в плоскому дзеркалі

При побудові зображення точки в плоскому дзеркалі необхідно використовувати не менше двох променів. Відповідно до законів відображення падаючий на дзеркало промінь відіб'ється від нього під таким самим кутом. Зображення точки буде утворено не самими променями, а їх продовженням (рис. 3.10).

Виходячи з закону відбиття світла, для побудови зображення предмета у плоскому дзеркалі, на перпендикулярах, опущених з різних точок предмета на дзеркало, відкласти за дзеркалом такі ж відстані. Ця задача спрощується у випадку плоских предметів, де достатньо побудувати зображення крайніх точок (рис. 3.11).

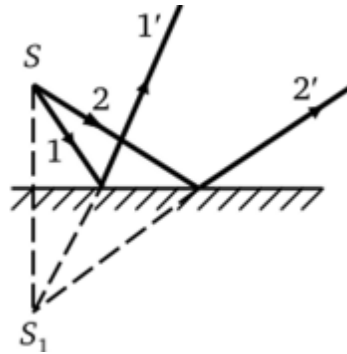


Рис. 3.10. Побудова зображення точки в плоскому дзеркалі. 1, 2 – промені, що падають на плоске дзеркало під різними кутами; 1', 2' – відбиті згідно з законом відбиття промені, спряжені з променями 1, 2 відповідно

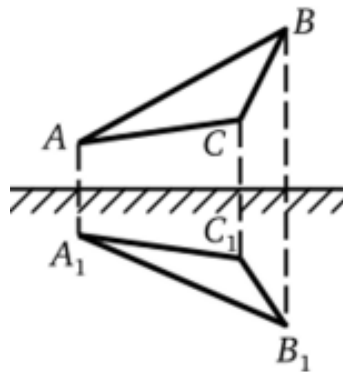


Рис. 3.11. Побудова зображення предмета ABC в плоскому дзеркалі

Зображення виходить уявним, прямим і в натуральну величину, при цьому права і ліва сторони зображення міняються місцями в порівнянні з самим предметом (дзеркальна симетрія).

Сферичні дзеркала

Сферичним дзеркалом називають поверхню тіла, що має форму сферичного сегмента і дзеркально відбиває світло (рис.3.12).

Оптичний центр дзеркала (O) – точка, проходячи через яку промінь повертається після відбивання у зворотному напрямі.

Полюс сферичного дзеркала (P) – середина дзеркала, вершина (полюс) сферичного сегмента.

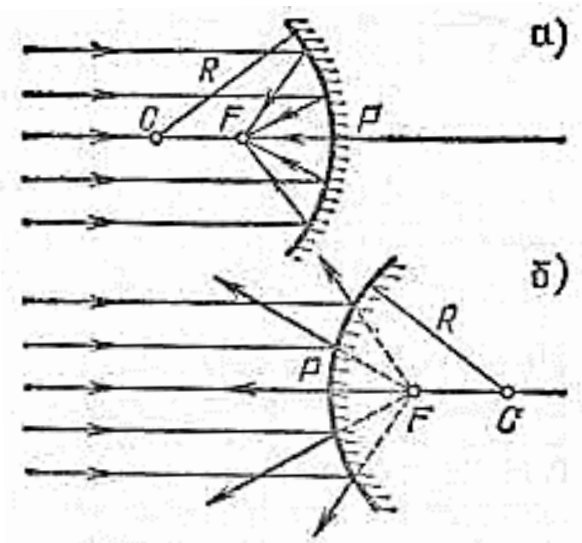


Рис. 3.12. Сферичні дзеркала: а) увігнуте; б) опукле

Геометрична оптика зазвичай розглядає параксіальні промені, для яких можуть бути застосовані формули, що вводяться при побудові зображень

Параксіальний пучок променів – світловий пучок, у якому промені напрямлені під дуже малими кутами до осі оптичної системи.

Вісь оптичної системи – загальна вісь обертання поверхонь, що складають центровану оптичну систему.

Головна оптична вісь – пряма (ОР), яка проходить через центр сферичної поверхні і полюс дзеркала.

Головний фокус дзеркала – точка (F), у якій після відбивання перетинаються всі промені або їх продовження, що падають на дзеркало паралельно головній оптичній осі. Фокус увігнутого дзеркала дійсний, опуклого дзеркала – уявний.

Побічна оптична вісь – будь-яка пряма, що проходить через оптичний центр дзеркала.

Фокальна площина – площина, перпендикулярна до головної оптичної осі, яка проходить через головний фокус.

Радіус (кривизни) дзеркала – $R = PO$.

Фокусна відстань ($f = PF$) – відстань від полюса дзеркала до головного фокуса F.

Якщо радіус сфери (дзеркала) R , то фокусна відстань:

$$f = \frac{R}{2}. \quad (3.4)$$

Оптична сила дзеркала:

$$D = \frac{1}{f}. \quad (3.5)$$

Одиниця – діоптрія, $\text{дптр} = \text{м}^{-1}$

Збільшення (лінійне):

$$k = \frac{h'}{h} = \frac{a_2}{a_1}, \quad (3.6)$$

h – висота (лінійний розмір) предмету;

h' – висота (відповідний лінійний розмір) зображення;

a_1 – відстань від полюса дзеркала до предмету;

a_2 – відстань від полюса дзеркала до зображення.

Формула сферичного дзеркала:

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{1}{f}. \quad (3.7)$$

Вибір знаків

1. Для відстаней до уявних зображень беремо знак «мінус», до дійсних зображень – знак «плюс».

2. Для відстаней, що відрховуються від полюсу дзеркала до предмету або зображення за ходом падаючого променя беремо знак «плюс», проти ходу падаючого променя – знак «мінус».

Формула однакова для обох способів вибору знаків. При дійсному зображенні в способі 1 усі величини в формулі мають знак «плюс», в способі 2 – знак «мінус», оскільки дійсне зображення розташовується з того ж боку від дзеркала, що і сам предмет. Відповідно відрхування відрізків іде від полюса дзеркала проти напряду променів, що падають на дзеркало. Отже усі

знаки «-» можна замінити на «+». При уявному зображенні знаки також співпадають для обох способів.

3.4. Проходження світла через плоско-паралельну пластинку та тригранну призму

Плоско-паралельна пластинка

1. Абсолютний показник заломлення середовища з усіх боків пластинки однаковий (рис. 3.13).

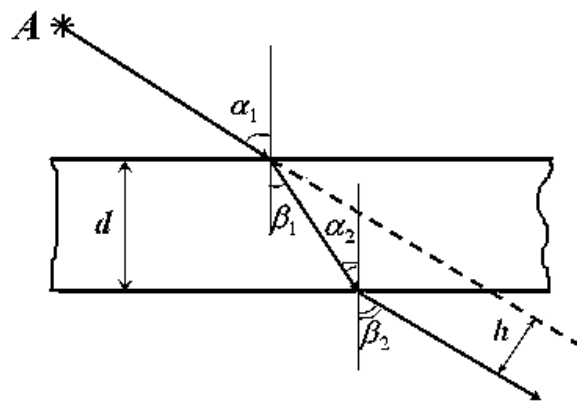


Рис. 3.13. Хід променів світла крізь плоско-паралельну пластинку

У цьому випадку на виході з пластинки товщиною d промінь зміщується на величину h відносно первісного напрямку і йде паралельно до нього. Чим більші товщина пластинки, показник заломлення скла та кут падіння (α) променя на поверхню пластини, тим більша величина зміщення.

У випадку, коли показник заломлення середовища дорівнює одиниці (повітря), зміщення променю (h) від початкового напрямку на виході з плоско-паралельної пластинки буде дорівнювати:

$$h = \frac{d \cdot \sin(\alpha - \beta)}{\cos \beta} \quad (3.8)$$

або

$$h = d \cdot \sin \alpha \left(1 - \sqrt{\frac{1 - \sin^2 \alpha}{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right), \quad (3.9)$$

де n – абсолютний показник заломлення пластинки.

2. Якщо показник заломлення середовища не дорівнює одиниці, у формулі зміщення замість абсолютного показника заломлення буде стояти відносний $n_{2,1} = \frac{n_2}{n_1}$, де n_1 – абсолютний показник заломлення середовища, n_2 – абсолютний показник заломлення пластинки.

3. Якщо показник заломлення з двох боків (паралельних площин) неоднаковий, промені, що входять у пластинку та виходять з неї не будуть паралельними.

Зображення при розгляді через пластинку уявне, пряме, зміщене відносно предмету, за розмірами дорівнює розмірам предмету. На рис. 3.14 показане зміщення уявного зображення при розгляді через шар води.

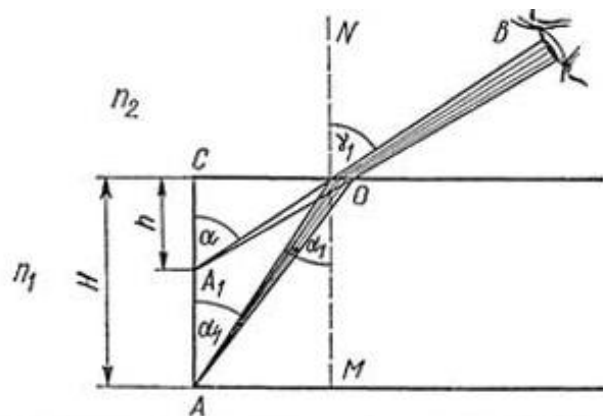


Рис. 3.14. Зображення точки при розгляді через товщу води

При проходженні світла через атмосферу Землі світловий промінь викривляється у наслідок різної густини повітря й відповідно збільшення показника заломлення повітря в шарах атмосфери зі зменшенням висоти (відстані шару повітря від Землі), що призводить до зміщенні видимого положення небесних тіл (зірок) (рис. 3.15).

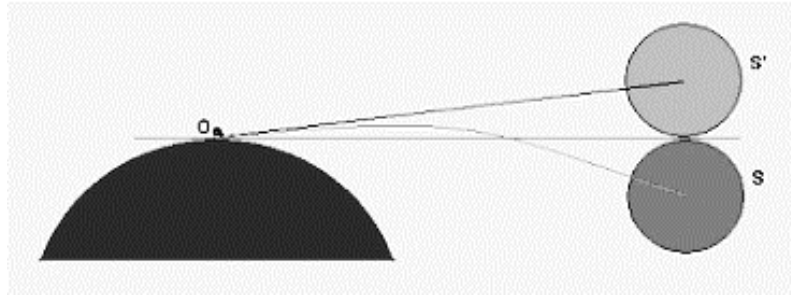


Рис. 3.15. Рефракція світла в атмосфері

Тригранна призма

Промінь світла зазнає заломлення на двох бічних гранях тригранної призми. γ – кут заломлення призми, кут між двома гранями заломлюючі грані – це грані призми, які створюють кут заломлення; основа – третя бічна грань, яка не бере участі в заломленні: δ – кут відхилення променя: кут між початковим напрямком променя і новим напрямком у результаті обох заломлень (рис. 3.16).

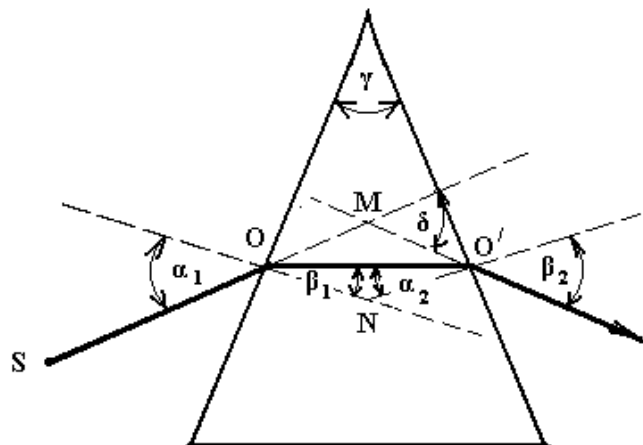


Рис. 3.16. Хід світлового променя через тригранну призму.

Показник заломлення n призми більше, ніж середовища

Промінь при цьому відхиляється до основи. Зображення S' точки S в призмі уявне, зміщене у бік заломлюючого кута призми (рис. 3.17).

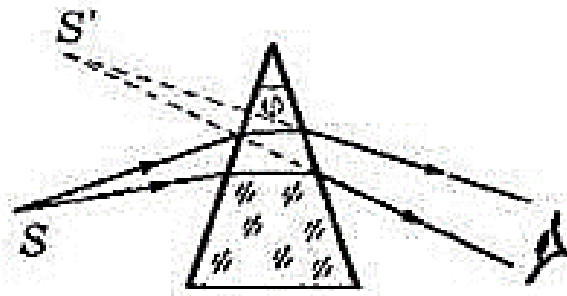


Рис. 3.17. Зображення точки при розгляді через тригранну призму

При n призми меншим, ніж середовища, промінь відхиляється від основи.

3.5. Лінзи. Побудова зображень в лінзах

Лінза – прозоре тіло, обмежене з двох боків сферичними поверхнями. Лінзи називають аксіально-симетричними (центрована система), якщо центри сферичних поверхонь лінзи знаходяться на прямій, перпендикулярній поверхням у точках перетинання (на головній оптичній осі) (рис. 3.18).

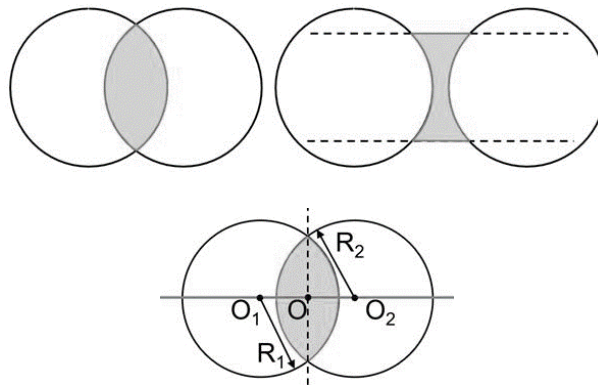


Рис. 3.18. Сферичні поверхні аксіально-симетричної лінзи

O_1, O_2 – центри сфер;

R_1, R_2 – радіуси сферичних поверхонь, які обмежують лінзу;

$O_1 O_2$ – головна оптична вісь – пряма, яка проходить через центри сферичних поверхонь, що обмежують лінзу;

O – оптичний центр лінзи – точка, через яку промінь світла проходить не заломлюючись.

Лінзи розрізняють:

- за формою: опуклі та увігнуті (рис. 3.19);

- за перетворенням пучка променів: збиральні та розсіювальні (рис. 3.20, 3.21);
- за товщиною: тонкі та товсті.

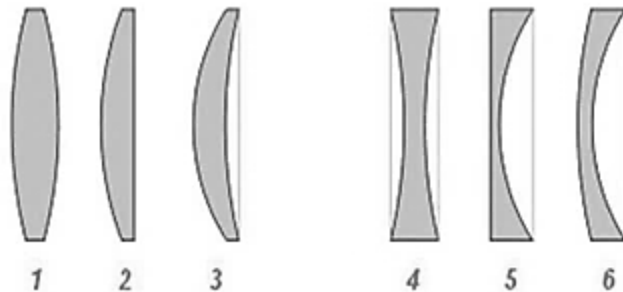


Рис. 3.19. Види лінз за формою:

Опуклі: 1 – двоопукла; 2 – плоско-опукла; 3 – увігнуто-опукла;

увігнуті: 4 – двоввігнута; 5 – плоско-ввігнута; 6 – опукло-ввігнута;

Меніск (3, 6) – назва лінзи, одна поверхня якої – опукла, а друга – увігнута:

- увігнуто-опукла лінза – додатний (позитивний) меніск;
- опукло-ввігнута лінза – від’ємний (негативний) меніск.

Збиральна лінза (рис. 3.20) перетворює пучок, паралельний головній оптичній осі лінзи, на такий, що сходиться в одній точці F – задньому головному фокусі лінзи – з протилежного боку від лінзи відносно променів, що падають на неї (дійсний фокус).

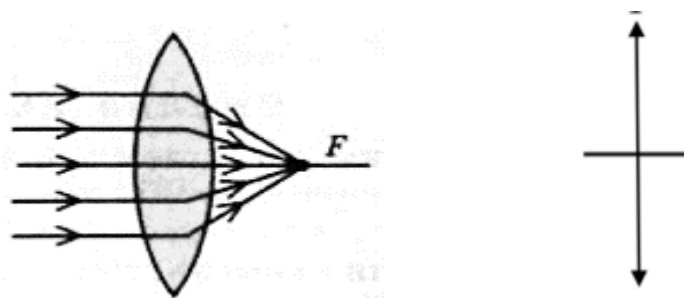


Рис. 3.20. Збиральна лінза

Для будь-якого іншого пучка променів після заломлення в збиральній лінзі зменшується розбіжність / збільшується збіжність.

Розсіювальна лінза (рис. 3.21) перетворює пучок, паралельний головній оптичній осі лінзи, на такий, що розходиться, продовження

заломлених променів сходяться в одній точці F – *передньому головному фокусі лінзи* – з боку промінів, що падають на лінзу – *уявний фокус*.

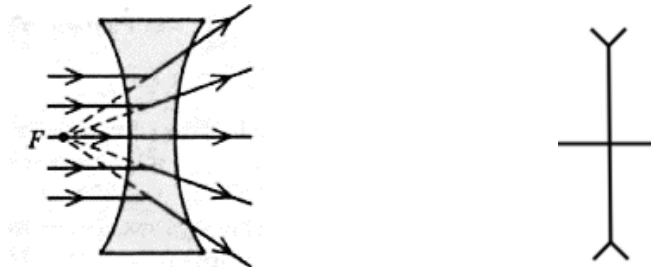


Рис. 3.21. Розсіювальна лінза

Для будь-якого іншого пучка променів після заломлення в розсіювальній лінзі збільшується розбіжність /зменшується збіжність.

Лінзи 1-3 (див. рис. 3.19) будуть збиральними, якщо їх показник заломлення більше показника заломлення середовища, та розсіювальними, якщо більше показник заломлення середовища (наприклад, бульбашка повітря у воді).

Лінзи 4-6 (див. рис. 3.19) навпаки, будуть розсіювальними, якщо їх показник заломлення більше показника заломлення середовища, та збиральними, якщо більше показник заломлення середовища.

Якщо товщина (посередині) лінзи у багато разів менша за фокусну відстань, лінзу називають *тонкою*.

Лінзу називають *товстою* якщо її товщиною не можна знехтувати в порівнянні з фокусною відстанню.

Фокусна (головна) відстань, f – це відстань від оптичного центру лінзи (O) до головного фокусу (F).

Отже, у будь-якої лінзи є два головних фокуси (закон оборотності світлових променів), які розташовані на однакової відстані f від оптичного центру. Фокус, що розташований по ходу падаючих променів (за лінзою) називають *заднім*, фокус з боку падаючих променів – *переднім*.

Побічна оптична вісь – довільна пряма, яка проходить через центр тонкої лінзи або вузлові точки товстої лінзи чи оптичної системи. Промінь,

який поширюється вздовж побічної (як і головної) оптичної осі, проходячи лінзу або оптичну систему не заломлюється.

Побічні фокуси оптичної системи – це точки на побічній оптичній осі, у яких збираються промені або їх продовження після проходження крізь оптичну систему у випадку, коли промені падали на неї паралельно до побічної оптичної осі.

Фокальна площина (передня і задня) – площина, що перпендикулярна до головної оптичної осі й проходить через відповідний (передній або задній) головний фокус. Фокальна площина – це геометричне місце точок усіх фокусів (побічних і головного) (рис. 3.22).

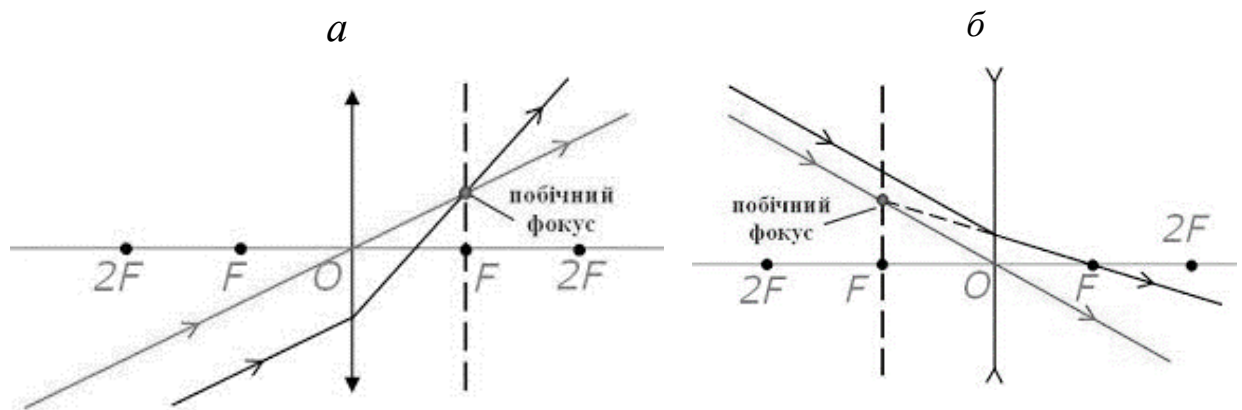


Рис. 3.22. Побічна оптична вісь, фокальна площина та побічний фокус тонкої збиральної (а) та розсіювальної (б) лінзи

Оптична сила лінзи (D) – величина, обернена до її фокусної відстані:

$$D = \frac{1}{f}. \quad (3.10)$$

Вимірюється (як і для сферичних дзеркал) в діоптріях: $1 \text{ дптр} = \frac{1}{\text{м}}$.

Оптична сила збиральної лінзи додатна (фокус дійсний), розсіювальної – від’ємна (фокус уявний).

Формула тонкої лінзи

Для запису формули тонкої лінзи використовують дві форми математичного запису.

1. Якщо знаки відрізків обираються відносно напрямку променів, що падають:

$$-\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{1}{f}; \quad (3.11)$$

$$\frac{1}{f} = D = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1\right) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right). \quad (3.12)$$

2. Якщо знаки відрізків обираються виходячи з того, дійсним чи уявним є фокус і зображення:

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{1}{f}; \quad (3.13)$$

$$\frac{1}{f} = D = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1\right) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right), \quad (3.14)$$

де a_1 – відстань від оптичного центру лінзи до предмету;

a_2 – відстань від оптичного центру лінзи до зображення;

f – фокусна відстань лінзи;

R_1, R_2 – радіуси кривизни поверхонь лінзи;

n_1 – абсолютний показник заломлення середовища;

n_2 – абсолютний показник заломлення лінзи;

$\frac{n_2}{n_1} = n_{21}$ – відносний показник заломлення: $\frac{n_2}{n_1} = \frac{n_{\text{лінзи}}}{n_{\text{середовища}}}.$

Збільшення лінзи (лінійне)

$$k = \frac{h'}{h} = \frac{a_2}{a_1}, \quad (3.15)$$

де h – висота (лінійний розмір) предмету; h' – висота (відповідний лінійний розмір) зображення;

У випадку, коли знаки у формулі лінзи обираються за першим способом, формулу для лінійного збільшення беруть зі знаком «мінус».

$$k = -\frac{a_2}{a_1}$$

При цьому, додатне значення збільшення показує, що одержане зображення пряме, а від'ємне збільшення відповідає перевернутому зображенню.

Побудова зображень у збиральній лінзі

Для побудови зображень використовують будь-які два з базових променів (рис. 3.23).

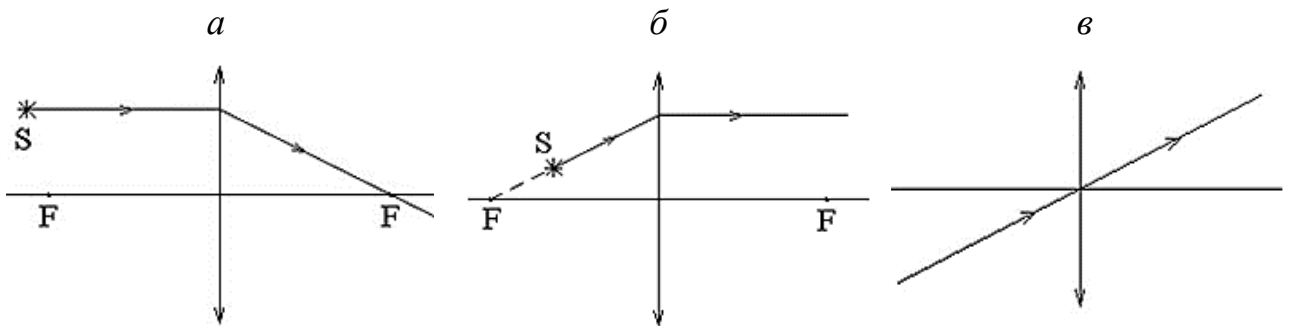


Рис. 3.23. Базові промені:

- а) промінь, що падає на лінзу паралельно головній оптичній осі (заломлюючись іде через задній фокус);
- б) промінь, що проходить при падінні через передній головний фокус (після заломлення йде паралельно головній оптичній осі);
- в) промінь, що проходить через оптичний центр тонкої лінзи (проходить крізь лінзу не заломлюючись).

Вид і положення зображення визначається розташуванням предмета відносно лінзи і головної оптичної осі. Для предмету, що розташований перпендикулярно до головної оптичної осі, при параксiальних променях зображення також перпендикулярно цієї осі. При цьому можливі випадки, представлені на рис. 3.24 – 3.30.

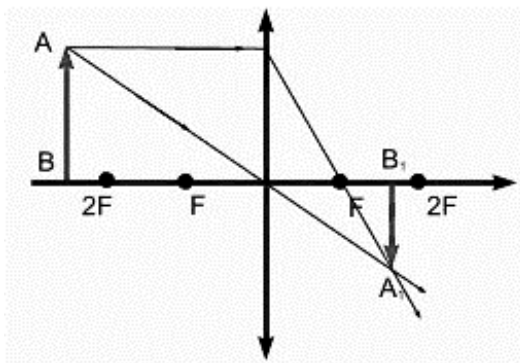


Рис. 3.24. Предмет AB знаходиться за подвійним фокусом лінзи. Зображення $A'B'$ є дійсним, перевернутим і зменшеним.

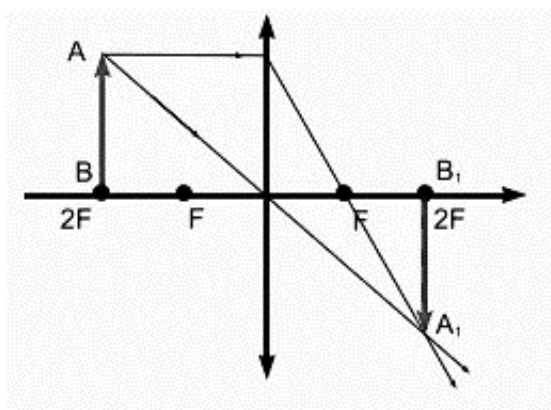


Рис. 3.25. Предмет AB знаходиться на подвійній фокусній відстані від лінзи. Зображення $A'B'$ є дійсним, оберненим і таким самим за розміром, як предмет AB

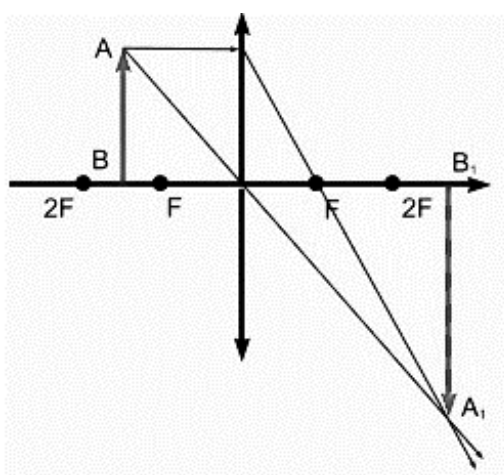


Рис. 3.26. Предмет AB знаходиться між фокусом та подвійним фокусом лінзи. Зображення $A'B'$ є дійсним, оберненим і збільшеним

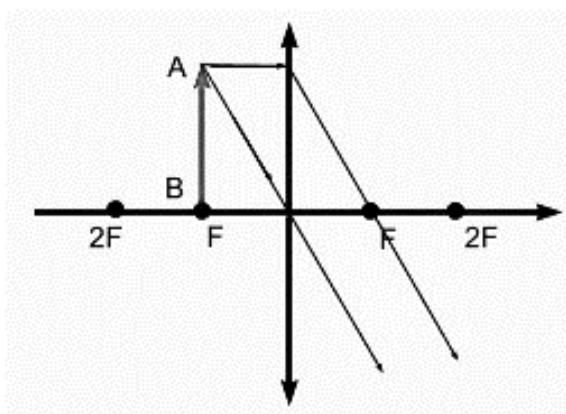


Рис. 3.27. Предмет AB знаходиться у фокусі лінзи. Зображення відсутнє (на нескінченності), оскільки після проходження лінзи промені є паралельними.

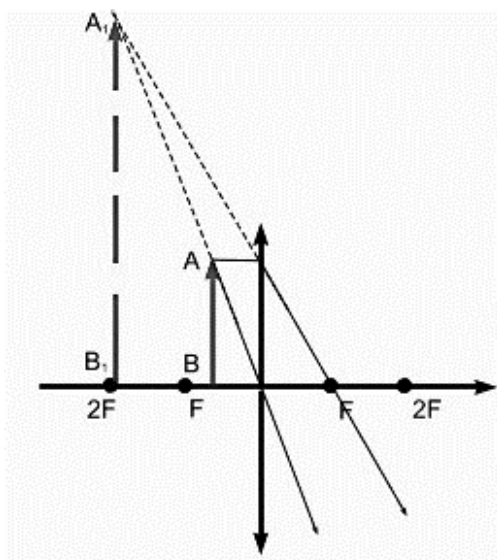


Рис. 3.28. Предмет AB знаходиться між фокусом лінзи та самою лінзою. Зображення $A'B'$ є уявним, прямим і збільшеним.

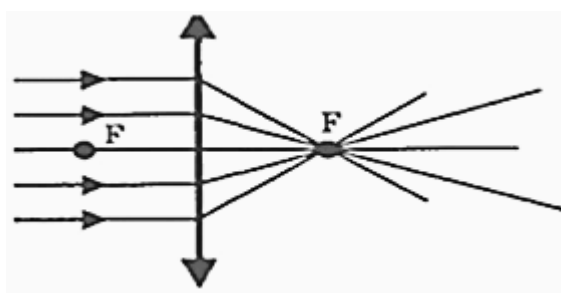


Рис. 3.29. Предмет знаходиться на нескінченно великій відстані від лінзи. Зображенням є точка у фокусі лінзи.

Побудова зображень у розсіювальній лінзі

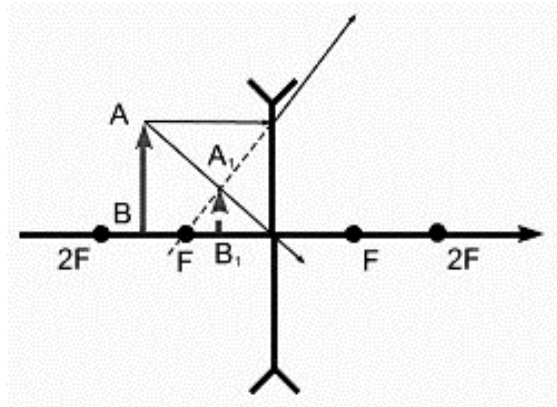


Рис. 3.30. Зображення в розсіювальній лінзі. Для будь-якого положення предмета AB його зображення $A'B'$ буде уявним, прямим і зменшеним

3.6. Центровані оптичні системи

Центрована оптична система – система оптичних приладів, усі центри заломлюючих поверхонь яких лежать на одній прямій.

Головна оптична вісь оптичної системи – пряма, яка проходить через центри кривини заломлюючих поверхонь, що складають центровану оптичну систему.

Для системи двох центрованих лінз (сферичних дзеркал):
збільшення:

$$k = k_1 \cdot k_2, \quad (3.16)$$

оптична сила:

$$D = D_1 + D_2. \quad (3.17)$$

До центрованих оптичних систем належать такі оптичні прилади, як лупа, мікроскоп, телескоп та інші.

Лупа – короткофокусна збиральна лінза (рис.3.31), принцип дії якої заснований на збільшенні кута зору.

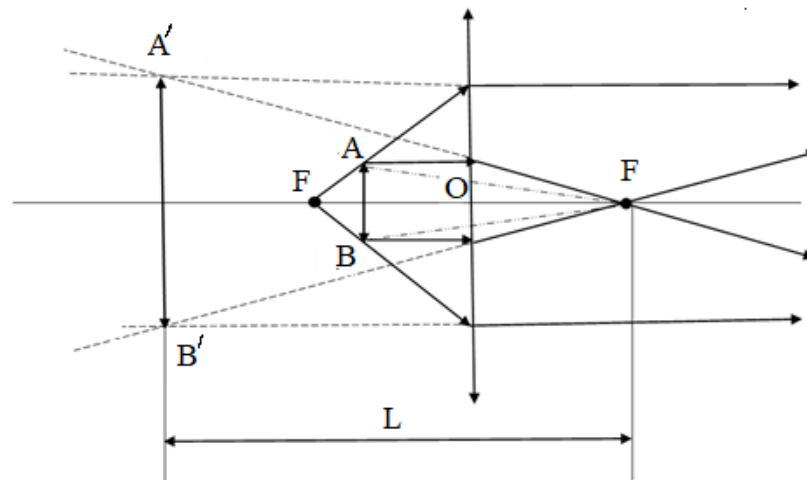


Рис. 3.31. Побудова зображення в лупі

Предмет розташовується між оптичним центром та фокусом лупи, близько до фокусу, так, що можна вважати:

$$a_1 < f; \quad a_1 \approx f; \quad f \ll a_2; \quad a_2 \approx L,$$

де L – відстань найкращого зору. Для людини з нормальним зором відстань $L = 25 \text{ см}$ є оптимальною для розглядання деталей предмету без надмірного стомлення очей.

Лінійне збільшення, яке дає лупа:

$$k = \frac{a_2}{a_1} \approx \frac{L}{f}. \quad (3.18)$$

Збільшення кута зору (кутове збільшення) (рис.3.32) оптичної системи в сукупності з оком – це відношення тангенса кута, під яким ми бачимо зображення за допомогою оптичної системи, до тангенса кута бачення предмета неозброєним оком.

$$k_{\text{кут.}} = \frac{\text{tg } \varphi'}{\text{tg } \varphi}. \quad (3.19)$$

Мікроскоп – оптична система, яка призначена для розглядання малих предметів, розташованих поблизу фокуса об'єктива, під великим кутом зору (рис. 3.33).

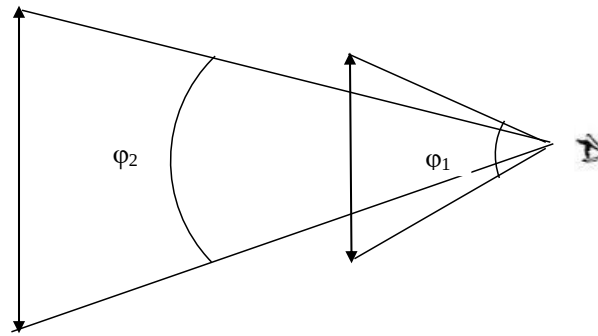


Рис. 3.32. Збільшення кута зору

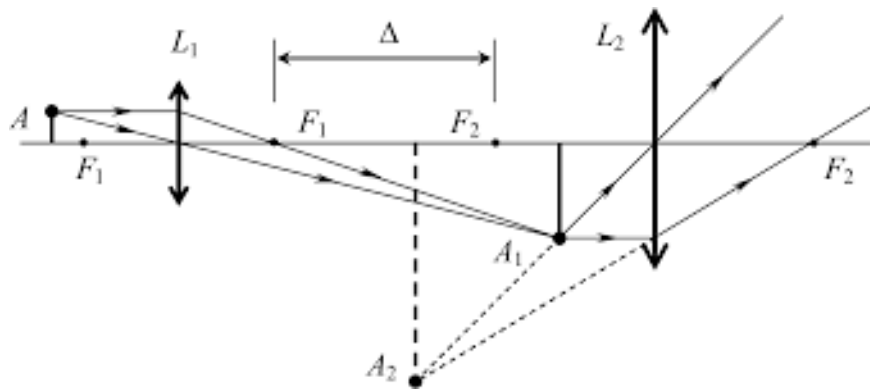


Рис. 3.33. Побудова зображення в мікроскопі

L_1 – об’єктив; L_2 – окуляр; F_1 – фокус об’єктива; F_2 – фокус окуляра;
 A – точка предмета; A_1 – спряжена точка зображення в об’єктиві;
 A_2 – спряжена точка зображення в окулярі; Δ – довжина тубусу

Довжина тубусу – це відстань між об’єктивом та окуляром. У мікроскопі приблизно дорівнює сумі їх фокусних відстаней ($f_1 + f_2$), оскільки об’єктив та окуляр є короткофокусними збиральними лінзами. При цьому:

$$f_1, f_2 \ll \Delta; \quad a_1 \approx f_1; \quad a_1 > f_1;$$

$$a'_1 \approx f_2; \quad a_2 \approx \Delta; \quad a'_2 \approx L,$$

де L – відстань найкращого зору.

Лінійне збільшення мікроскопу:

$$k = k_1 \cdot k_2 = \frac{a_2}{a_1} \cdot \frac{a'_2}{a'_1} = \frac{\Delta}{f_1} \cdot \frac{L}{f_2} = \Delta L D_1 D_2, \quad (3.20)$$

де k_1, k_2, D_1, D_2 – лінійні збільшення та оптичні сили окуляру та об’єктива відповідно.

Телескоп – це прилад, призначений для розглядання космічних віддалених об'єктів.

Телескоп наближає зображення, збільшуючи кут зору (рис. 3.34). При цьому лінійні розміри зображення набагато менше ніж розміри предмету.

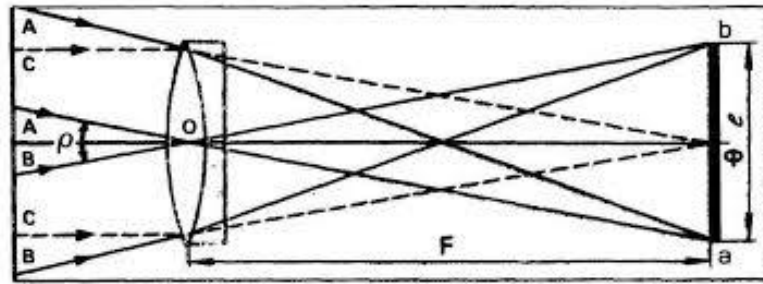


Рис. 3.34. Хід променів у телескопі

Кутове збільшення телескопу:

$$k_{\text{кут.}} = \frac{\operatorname{tg} \varphi'}{\operatorname{tg} \varphi} \approx \frac{\varphi'}{\varphi}. \quad (3.21)$$

3.7. Аберації оптичних систем

Чітке зображення в оптичних системах одержують при використанні гомоцентричних пучків.

Гомоцентричний пучок – пучок променів, що виходять з однієї точки і збираються в одній точці.

Аберації – спотворення зображення, викликані оптичною системою.

Ідеальна оптична система – це система, в якій зберігається гомоцентричність пучків і зображення виявляється строго геометрично подібним предмету.

Безабераційне зображення, утворене гомоцентричними пучками, називають *стигматичним*.

При утворенні негомоцентричними пучками одержують *астигматичне* (спотворене, абераційне) зображення, у якому точка зображується прямою розсіювання.

Поздовжня та поперечна сферична аберація

Сферична аберація – це спотворення в оптичних системах, викликані непараксіальними пучками світла .

Сферична аберація проявляється в тому, що широкі світлові пучки променів, які є далекими від оптичної осі, перетинають її не в фокусі. Заломлюючі поверхні зустрічають окремі промені скільки-небудь широкого пучка під різними кутами, внаслідок чого більш віддалені від оптичної осі промені заломлюються сильніше, ніж наближені до оптичної осі промені, і утворюють свої точки віддалені від фокальної площини (рис. 3.35). Формула тонкої лінзи справедлива лише для променів, які є близькими до оптичної осі. Зображення віддаленого точкового джерела, що створюється широким пучком променів, заломлених лінзою, виявляється розмитим.

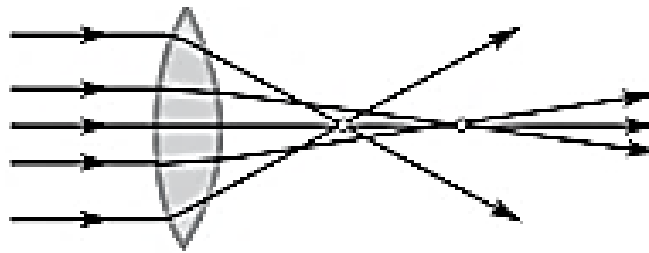


Рис. 3.35. Сферична аберація

Величина $\delta = f - f'$, для фокусів, що дають крайні промені, – *поздовжня сферична аберація*.

Діаметр розмитого зображення пучка на екрані – *поперечна сферична аберація*.

Астигматизм і кривизна зображення

Астигматизм обумовлений нахилом пучків, що не лежать на оптичній осі. Якщо пучок променів, що виходить з точки, падає на систему, утворюючи кут з віссю, він втрачає гомоцентричність. Зображенням точки L є дві фокальні лінії. У цьому випадку точка L зображується кружком розсіювання, форма якого залежить від положення екрана. У площині I

фігура розсіювання має вигляд відрізка прямої, перпендикулярно до меридіональної площини; у площині III фігура розсіювання вироджується у пряму, розташовану у меридіональній площині; у площині II, що лежить посередині між I та III, фігура розсіювання має вигляд кола; у проміжних площинах – вид еліпсів (рис. 3.36 а).

Зображення сітки (рис. 3.36 а) дозволяє спостерігати одночасно, що певному положенні екрана різкість зображення різних кілець) може бути різною. Переміщаючи екран, ми можемо покращити зображення одних ділянок, погіршуючи зображення інших.

Отже зображення площини, перпендикулярної до оптичної осі, є вигнутою поверхнею, ступінь вигину якої не однакова для меридіональних і для сагітальних пучків (рис.3.36 б).

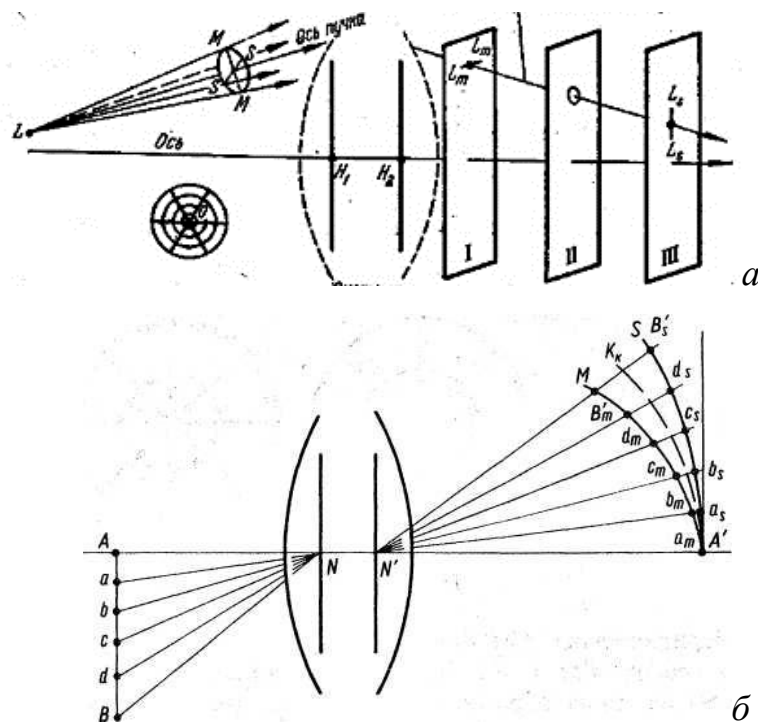


Рис. 3.36. Астигматизм і кривизна зображення

Кома

Аберація «кома» порушує гомоцентричність широких світлових пучків, що входять до системи під кутом до оптичної осі. Кожна ділянка кільцевої зони оптичної системи, віддалена від осі на відстань R , дає кільце зображення

точки, радіус якого збільшується зі збільшенням R . Через розбіжність центрів кілець відбувається їх накладення, що призводить до того, що зображення (віддаленої) точки набуває форми несиметричної плями розсіювання, що нагадує комету (рис. 3.37). При переміщенні екрану можна спостерігати зображення у вигляді конуса (хвіст комети).

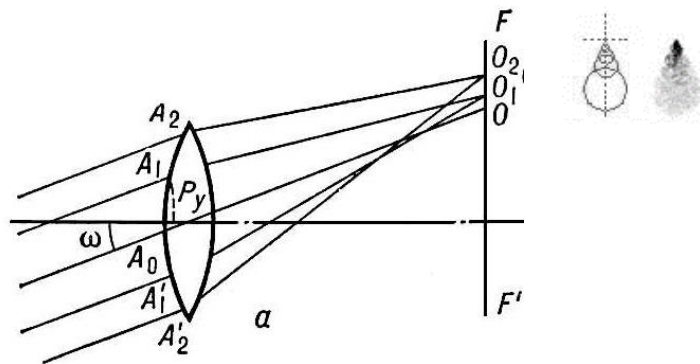


Рис. 3.37. Зображення, спотворене комою

У складних оптичних системах кому коригують разом із сферичною аберрацією шляхом підбору лінз.

Дисторсія

Прямі лінії викривлюються на зображенні в наслідок різного збільшення по полю екрану (рис. 3.38). Для усунення дисторсії застосовують підбір лінз та інших елементів розробки оптичної системи.

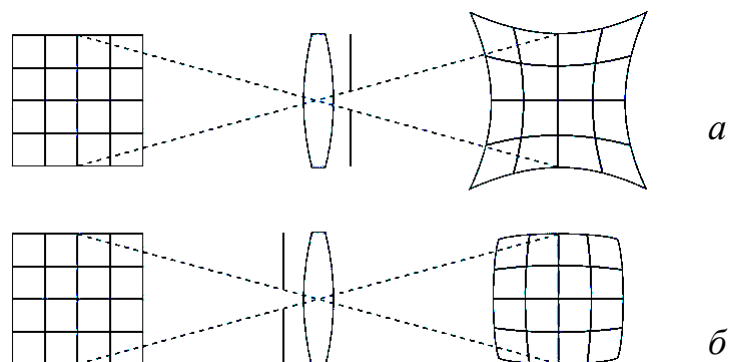


Рис. 3.38. Дисторсія: подушка (а), бочонок (б)

У цифровій фотографії дисторсію можна виправити за допомогою комп'ютерної обробки.

Хроматична аберація

Хроматична аберація зумовлена залежністю показника заломлення від довжини хвилі, тобто від кольору світлової хвилі (явище дисперсії). Фокусна відстань для різних довжин хвиль різна, у результаті навіть для параксіальних променів зображення розмивається (рис. 3.39).

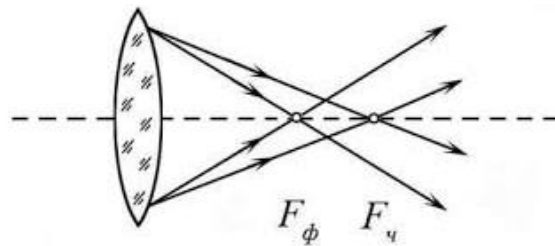


Рис. 3.39. Хроматична аберація

Для усунення хроматичних аберацій використовуються так звані ахроматичні системи, що уявляють поєднання сортів скла з різними показниками заломлення і різною дисперсією.

Хроматична аберація зазвичай призводить до того, що паралельний пучок основних спектральних променів (біле світло), що падає на лінзу, фокусується в трьох точках: короткохвильові сині промені сфокусуються ближче до лінзи, потім зелені промені і потім — червоні (у порядку зростання довжини хвилі). У результаті оптичне зображення білої точки у будь-якій площині виходить у вигляді пофарбованої плями. У разі, якщо фокус синіх променів ляже на сітківку ока людини, то зображення точки буде оточене червоне-зеленим ореолом.

Хроматична аберація залежить від діаметра діафрагми (зіниці ока) та збільшується разом з ним. У середньому величина хроматичної аберації для крайніх довжин хвиль видимого спектра становить приблизно 1,2–1,3 діоптрії. Як правило в умовах нормального освітлення білим світлом людина не розрізняє кольорових облямівок навколо предметів, що спостерігаються.

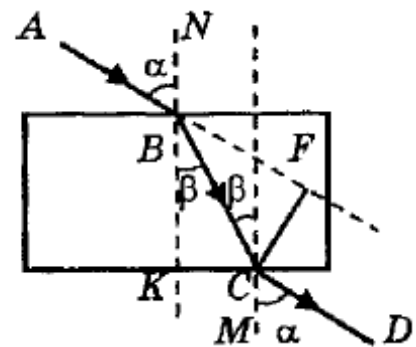
Приклади розв'язання задач

Пр. 3.1. Швидкість поширення світла в першому середовищі $225000 \frac{\text{км}}{\text{с}}$, а в другому – $200000 \frac{\text{км}}{\text{с}}$. Кут падіння променів світла на поверхню розділу цих середовищ $\alpha = 30^\circ$ і Визначте кут заломлення променя при переході променя в друге середовище.

Умови	Розв'язок	
$v_1 = 225\,000 \frac{\text{км}}{\text{с}}$	$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}$	– закон заломлення світла
$v_2 = 200\,000 \frac{\text{км}}{\text{с}}$	$n_1 = \frac{c}{v_1}$	– абсолютний показник заломлення 1-го середовища
$\alpha = 30^\circ$	$n_2 = \frac{c}{v_2}$	– абсолютний показник заломлення 2-го середовища
β	$\frac{n_2}{n_1} = \frac{cv_1}{cv_2} = \frac{v_1}{v_2}; \quad \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2}; \quad \sin \beta = \frac{v_2 \cdot \sin \alpha}{v_1}$ $\sin \beta = \frac{200\,000 \cdot \sin 30^\circ}{225\,000} = 0, (4)$	

Відповідь: $\beta = 26^\circ$

Пр. 3.2. Промінь світла падає під кутом 30° на плоско паралельну скляну пластинку і виходить з неї паралельно первинному променю. Показник заломлення скла дорівнює 1,5. Яка товщина пластинки, якщо відстань між променями дорівнює 1,94 см?



Умови	Розв'язок
$\alpha = 30^\circ$ $n = 1,5$ $d = 1,94 \text{ см}$	Як це видно з рисунку $h = BK = BC \cdot \cos \beta, \quad d = CF$ $BC = \frac{CF}{\sin(\alpha - \beta)} = \frac{d}{\sin(\alpha - \beta)}$
h	Показник заломлення середовища однаковий з двох боків від пластинки. Вважаємо його рівним одиниці. Тоді закон заломлення світла запишеться у формі: $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n$

При розрахунках одержимо:

$$\sin \beta = 0,3333; \quad \beta = 19,5^\circ; \quad \sin(\alpha - \beta) = 0,18; \quad \cos \beta = 0,94$$

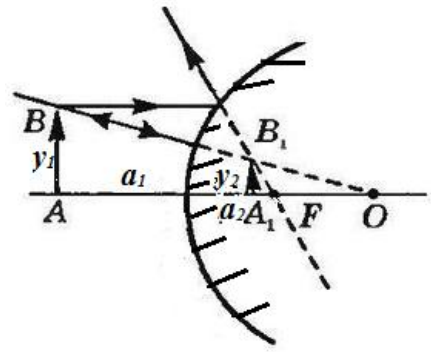
$$BC = 10,78 \text{ см}, \quad h = 10,78 \cdot 0,94; \quad h = 10,1 \text{ см}$$

Відповідь: $h = 10,1 \text{ см}$

Пр. 3.3. Дві тонкі симетричні лінзи, збиральна і розсіювальна, мають однакові радіуси кривизни поверхонь $R = 10 \text{ см}$. Показник заломлення скла розсіювальної лінзи $n_1 = 1,73$, а збиральної $n_2 = 1,53$. Лінзи склали впритул і занурили у воду. Яка фокусна відстань цієї системи у воді?

Умови	Розв'язок
$R = 10 \text{ см} = 0,1 \text{ м}$ $n_1 = 1,73$ $n_2 = 1,53$ $n_{\text{в}} = 1,33$	$D_1 = -\left(\frac{n_1}{n_{\text{в}}} - 1\right)\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R}\right)$ – оптична сила розсіювальної лінзи $D_2 = \left(\frac{n_2}{n_{\text{в}}} - 1\right)\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R}\right)$ – оптична сила збиральної лінзи $D_1 = -6, \quad D_2 = 3$ $D = D_1 + D_2 = -3$ – оптична сила системи лінз $f = \frac{1}{D} = -0,33 \text{ м}$ – фокусна відстань системи лінз
f	<u>Відповідь:</u> $f = -0,33 \text{ м}$

Пр. 3.4. На якій відстані a_2 від дзеркала вийде зображення предмета в опуклому дзеркалі з радіусом кривизни $R = 40$ см, якщо предмет поміщений на відстані $a_1 = 30$ см від дзеркала? Яка буде висота y_2 зображення якщо предмет має висоту $y_1 = 2$ см?



Умови	Розв'язок
$R = 40$ см = 0,4 м $a_1 = -30$ см = -0,3 м $y_1 = 2$ см = $2 \cdot 10^{-2}$ м	Зображення у сферичному дзеркалі є прямим, уявним, зменшеним при будь-якій відстані від дзеркала до предмету.
a_2, y_2	формула сферичного дзеркала; $\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{1}{f} = \frac{2}{R},$ звідки $\frac{1}{a_2} = \frac{2}{R} - \frac{1}{a_1}$

Знаки довжин відрізків беремо зі знаком «+» якщо їх довжини відраховуємо від полюсу дзеркала за напрямом падаючого променя та зі знаком «-» при протилежному напрямі.

При підстановці значень одержимо:

$$\frac{1}{a_2} = \frac{2}{0,4} + \frac{1}{0,3}; \quad a_2 = \frac{0,12}{0,6+0,4} = 0,12$$

Лінійне збільшення, що дає сферичне дзеркало

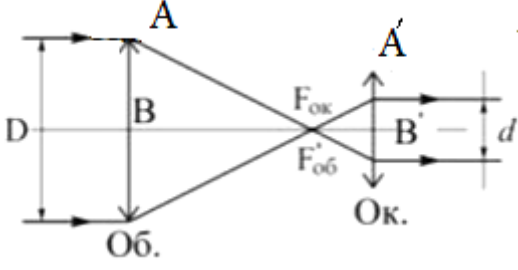
$$k = -\frac{y_2}{y_1} = \frac{a_2}{a_1} \quad y_2 = -\frac{y_1 \cdot a_2}{a_1}$$

З урахуванням знаків одержимо

$$y_2 = \frac{2 \cdot 10^{-2} \cdot 0,12}{0,3} = 0,8 \cdot 10^{-2}$$

Відповідь: $a_2 = 0,12$ м = 12 см, $y_2 = 0,8 \cdot 10^{-2}$ м = 0,8 см

Пр. 3.5. Зорова труба Кеплера складається з двох збиральних лінз – об'єктиву та окуляра. Знайти збільшення k , що дається трубою при встановленні на нескінченність, якщо діаметр D оправы об'єктива та діаметр d зображення оправы, яке дає окуляр, співвідносяться як $d = 0,05 D$.

Умови	Розв'язок
$d = 0,05 D$ k	При встановленні труби Кеплера на нескінченність задній фокус об'єктива $F_{об}$ збігається з переднім фокусом окуляра $F_{ок}$. 

Збільшення труби:

$$k = \frac{h'}{h} \approx \frac{f_{об}}{f_{ок}},$$

де h' – лінійний розмір зображення, $h' = d$;

h – лінійний розмір предмета, $h = D$.

З подібності трикутників одержимо

$$k = \frac{f_{об}}{f_{ок}} = \frac{D}{d},$$

$$k = \frac{D}{0,05D} = 20$$

Відповідь: збільшення труби $k = 20$.

Задачі для самостійного розв'язання

3.1. Якій з речовин, воді, склу чи алмазу, відповідає найменший граничний кут повного відбивання, якщо їх абсолютні показники заломлення дорівнюють, відповідно: 1,33; 1,5; 2,42?

3.2. Людина відходить від плоского дзеркала на відстань удвічі більшу. Як зміниться при цьому відстань між ним і його зображенням й висота зображення?

3.3. На якій відстані перед опуклим сферичним дзеркалом розташований предмет, якщо його зображення одержано на відстані від полюсу дзеркала, які в 1,5 рази менша, ніж до предмету? Радіус кривизни дзеркала 1,6 м.

3.4. При якій відстані від предмету увігнуте дзеркало з фокусною відстанню $f = 15$ см дає дійсне зображення предмета, зменшене втричі?

3.5. Світло падає під кутом 30° із середовища, показник якого 2,4, на межу розділу з другим середовищем. При цьому відбитий і заломлений промені перпендикулярні один одному. Визначте показник заломлення другого середовища.

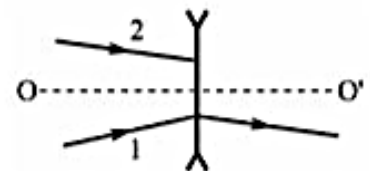
3.6. Прямокутна скляна пластинка завтовшки 4 см має показник заломлення 1,6. На її поверхню падає промінь світла під кутом 55° . Визначте, на скільки зміститься промінь після виходу з пластинки в повітря.

3.7. Предмет, що світиться, знаходиться на відстані 12,5 м від лінзи, а його дійсне зображення - на відстані 85 см від неї. Де вийде зображення, якщо предмет присунути до лінзи на 2,5 м?

3.8. Показник заломлення скла збиральної лінзи для червоних променів $n_{\text{ч}} = 1,50$, для фіолетових $n_{\text{ф}} = 1,52$. Визначити відстань Δf між фокусами лінзи для цих променів, якщо радіуси кривизни обох поверхонь лінзи $R_1 = R_2 = 1$ м.

3.9. Визначте найменшу відстань l між предметом і його дійсним зображенням для збиральної лінзи, головна фокусна відстань якої $f = 12$ см?

3.10. Побудувати продовження променя 2 за тонкою лінзою, що розсіює в однорідному середовищі, якщо відомі положення лінзи і хід променя 1.



3.11. Фокусна відстань об'єктива зорової труби $f = 50$ см. Труба встановлена на нескінченність. На яку відстань Δl треба пересунути окуляр труби, щоб предмети на відстані 50 м вийшли чіткими?

Завдання для самоконтролю

Контрольні питання

- 3.1. Що таке світловий промінь?
- 3.2. Сформулюйте закон прямолінійного поширення світла. У яких випадках він не виконується?
- 3.3. Сформулюйте закон незалежності світлових променів. За яких умов і для яких середовищ цей закон справедливий?
- 3.4. Який промінь називають параксіальним?
- 3.5. Що показують абсолютний та відносний показники заломлення?
- 3.6. Сформулюйте закони відбиття та заломлення світла.
- 3.7. За яких умов можливе явище повного внутрішнього відбиття?
- 3.8. Чи можуть бути меншими за одиницю абсолютний і відносний показники заломлення?
- 3.9. Закінчіть речення: «Граничним кутом повного відбивання називають...».
- 3.10. Які зображення називають дійсними? Уявними?
- 3.11. Чому ми бачимо уявне зображення?
- 3.12. У якому випадку промінь, що падає на тригранну призму відхиляється від її основи?
- 3.13. Де потрібно розмістити предмет, щоб його збільшення у сферичному увігнутому дзеркалі дорівнювало 1?
- 3.14. Визначте основні елементи, що характеризують тонкі лінзи: оптичний центр, головна оптична вісь, оптичні осі побічні, фокус, фокальна площина.
- 3.15. Які промені зазвичай застосовуються при побудові зображень у лінзах?
- 3.16. Визначте умови, за яких лінза буде збиральною або розсіювальною.

3.17. Як змінюється розташування та розмір зображення предмета у збиральній лінзі при переміщенні предмета вздовж головної оптичної осі лінзи з нескінченності до оптичного центру?

3.18. Які оптичні системи називають центрованими? Приведіть приклади центрованих оптичних систем.

3.19. Яке зображення одержують у лупі?

3.20. Що таке кутове збільшення?

3.21. Який пучок променів називають гомоцентричним?

3.22. Як називають зображення, що утворюється негомоцентричними пучками?

3.23. Що таке аберація? Які є її види для оптичних систем?

3.24. Чим обумовлена сферична аберація?

3.25. Як називається аберація, що обумовлена залежністю швидкості поширення світла в середовищі від довжини хвилі? Які є способи її усунення?

Тестові завдання

У завданнях 3.1 – 3.9 з чотирьох відповідей обрати одну правильну або найбільш повну (точну) відповідь.

3.1. Швидкість світла при його переході з вакууму в речовину:

- а) завжди зменшується;
- б) завжди збільшується;
- в) зменшується або збільшується залежно від речовини;
- г) не змінюється.

3.2. Обрати правильне твердження: зображення в плоскому дзеркалі є:

- а) дійсним і прямим;
- б) уявним і прямим;
- в) дійсним і рівним за розмірами предмету;
- г) уявним і зменшеним.

3.3. Увігнуте сферичне дзеркало перетворює:

- а) пучок паралельних променів світла, що падає на нього, на такий, що розходиться;
- б) пучок паралельних променів світла, що падає на нього, на такий, що сходиться;
- в) пучок променів світла, що сходяться, на такий, що розходиться;
- г) пучок променів світла, що розходяться, на такий, що сходиться.

3.4. У опуклому сферичному дзеркалі може бути одержано:

- а) тільки дійсне зображення;
- б) тільки уявне зображення;
- в) як дійсне так і уявне зображення;
- г) як зменшене так і збільшене зображення.

3.5. Заломлюючим кутом призми називають:

- а) кут між гранню призми й падаючим променем;
- б) кут між гранню призми й заломленим променем;
- в) кут між перпендикуляром до гранні призми й заломленим променем;
- г) кут між двома граннями призми на яких відбувається заломлення.

3.6. Предмет перед збірною лінзою переміщують від фокуса до лінзи. Як змінюватиметься розмір його зображення?

- а) не змінюватиметься;
- б) збільшуватиметься;
- в) зменшуватиметься;
- г) спочатку, до відстані $\frac{f}{2}$, збільшуватиметься, а потім зменшуватиметься.

3.7. На розсіювальну лінзу падає пучок світла, якій сходиться. Після проходження через лінзу він:

- а) стане розбіжним;
- б) піде паралельно головній оптичній осі;

- в) залишиться східним;
- г) можливий будь-який з приведених варіантів.

3.8. Оптична сила D системи з двох близько розташованих збірних лінз визначається за формулою:

а) $D = D_1 + D_2$; б) $D = D_1 - D_2$; в) $D = D_1 \cdot D_2$; г) $D = \frac{D_2}{D_1}$.

3.9. Визначте, які з тверджень є правильними. Зображення у плоскому дзеркалі:

- а) дійсне або уявне залежно від відстані до дзеркала;
- б) уявне, зменшене;
- в) пряме, дійсне;
- г) пряме, уявне.

У завданнях 3.10 – 3.20 обрати всі правильні відповіді.

3.10. Якщо при переході з середовища 1 у середовище 2 кут падіння світла менший, ніж кут заломлення, то:

- а) оптична густина середовища 2 більша, ніж середовища 1;
- б) оптична густина середовища 1 більша, ніж середовища 2;
- в) довжина хвилі світла в середовищі 2 більша, ніж у середовищі 1;
- г) частота світлової хвилі в середовищі 2 більша, ніж у середовищі 1;
- д) швидкість світла в середовищі 1 менша, ніж у середовищі 2.

3.11. При переході світла в середовище з меншою оптичною густиною:

- а) збільшується кут між напрямом поширення світлової хвилі й перпендикуляром до межі розділу середовищ;
- б) збільшується кут між напрямом поширення світлової хвилі й границею розділу середовищ;
- в) збільшується довжина хвилі;
- г) зменшується частота світлової;
- д) зменшується швидкість світла.

3.12. При переході границі середовищ з різною оптичною густиною завжди змінюється:

- а) колір світла;
- б) частота коливань у світлової хвилі;
- в) довжина світлової хвилі;
- г) швидкість поширення світла;
- д) напрям поширення світла.

3.13. У опуклому сферичному дзеркалі може бути одержано:

- а) дійсне зображення;
- б) уявне зображення;
- в) зменшене зображення;
- г) збільшене зображення;
- д) пряме зображення.

3.14. У увігнутому сферичному дзеркалі може бути одержано:

- а) зменшене пряме зображення;
- б) уявне пряме зображення;
- в) уявне зменшене зображення;
- г) дійсне збільшене зображення;
- д) уявне збільшене зображення.

3.15. Увігнуте сферичне дзеркало дає збільшене зображення предмета, якщо він розташований від полюсу дзеркала на відстані від дзеркала:

- а) $a < f$; б) $a = f$; в) $R > a > f$; г) $a = R$; д) $a > R$.

3.16. Дійсне зображення предмета в увігнутому сферичному дзеркалі може бути одержано, якщо предмет розташований від полюсу дзеркала на відстані:

- а) $a < f$; б) $a = f$; в) $a > f$; г) $a = R$; д) $a > R$.

3.17. Яке зображення не утворює розсіювальна лінза?

- а) пряме; б) перевернуте; в) зменшене; г) дійсне; д) уявне.

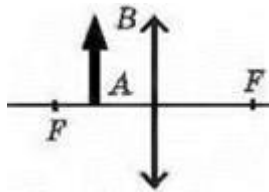
3.18. Збиральна лінза дає обернене зображення предмета, якщо він розташований від оптичного центру лінзи на відстані:

- а) $a < f$; б) $a = f$; в) $a > f$; г) $a = 2f$; д) $a > 2f$.

3.19. Збільшення тонкої лінзи k дорівнює:

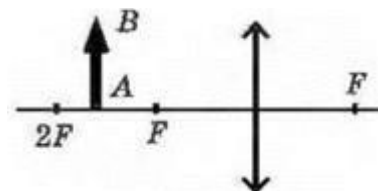
- а) оптичній силі лінзи;
 б) величині, оберненої до оптичної сили лінзи;
 в) відношенню висоти предмета до висоти його зображення;
 г) відношенню висоти зображення до висоти предмета;
 д) відношенню відстані між лінзою й зображенням предмета до відстані між лінзою й самим предметом.

3.20 Які характеристики відповідають зображенню, що утворює лінза у наведеному випадку?



- а) уявне;
 б) дійсне;
 в) збільшене;
 г) зменшене;
 д) пряме.

3.21. Які характеристики відповідають зображенню, що утворює лінза у наведеному випадку?



- а) уявне;
 б) дійсне;
 в) збільшене;
 г) зменшене;
 д) пряме.

4. ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛОВИХ ХВИЛЬ

4.1. Явище інтерференції. Когерентність

Хвильова оптика є розділом фізики, який описує світло як електромагнітну хвилю, що взаємодіє з матерією і простором. Вона приділяє особливу увагу поведінці світла як хвильового явища і є однією із ключових аспектів вивчення світла.

Основні концепції хвильової оптики охоплюють різні аспекти поведінки світла як хвилі: інтерференцію, дифракцію, поляризацію світла та інші.

Інтерференція світла – це явище утворення стійкої картини розподілу інтенсивності світла в результаті накладення (суперпозиції) світлових хвиль.

Нехай у двох хвилях, що накладаються, коливання відбуваються за законами:

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_{01}),$$

$$x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_{02}),$$

де x_1, x_2 – миттєві значення величин, що коливаються в світлових хвилях (наприклад, напруженість електричного поля E); A_1, A_2 – амплітуди коливань (максимальні значення величин, що коливаються); ω – циклічна частота коливань ($\omega_1 = \omega_2 = \omega$); t – час; $\varphi_{01}, \varphi_{02}$ – початкові фази коливань. $\varphi_1 = (\omega t + \varphi_{01})$, $\varphi_2 = (\omega t + \varphi_{02})$ – фази коливань.

Різниця фаз:

$$\delta = \varphi_2 - \varphi_1 = (\omega t + \varphi_{01}) - (\omega t + \varphi_{02}) = \varphi_{02} - \varphi_{01}.$$

Амплітуда результуючого коливання визначиться формулою:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 \cdot A_2 \cdot \cos\delta.$$

Якщо $\delta \neq \text{const}$, у даній формулі повинне стояти середнє значення $\overline{\cos\delta} = 0$. У такому разі $A^2 = A_1^2 + A_2^2$. Відповідно інтенсивність

результуючих коливань, яка пропорційна квадрату амплітуди, буде однаковою в усіх точках і дорівнюватиме $I = I_1 + I_2$. Інтерференція не спостерігається.

При $\delta = \text{const}$ інтенсивність результуючих коливань буде залежати від значення δ .

Нехай $\delta = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi, \pm 6\pi, \dots \pm m\pi$, де $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ – ціле число. При цьому $\cos\delta = 1$, звідки одержимо:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 \cdot A_2 = (A_1 + A_2)^2;$$

$$A = A_1 + A_2;$$

$$\sqrt{I} = \sqrt{I_1} + \sqrt{I_2}.$$

Тобто інтенсивність у відповідних точках максимальна – умова максимуму інтенсивності.

При $\delta = \pm\pi, \pm 3\pi, \pm 5\pi, \dots \pm (2m + \pi)$, $\cos\delta = -1$,

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1 \cdot A_2 = (A_1 - A_2)^2;$$

$$A = A_1 - A_2;$$

$$\sqrt{I} = \sqrt{I_1} - \sqrt{I_2}.$$

Інтенсивність у відповідних точках мінімальна – умова мінімуму інтенсивності.

Хвилі, у яких коливання узгоджені: відбуваються з однаковими частотами ($\omega_1 = \omega_2$) постійною різницею фаз ($\delta = \varphi_1 - \varphi_2 = \text{const}$), називають *когерентними хвилями*.

Умова інтерференції – когерентність світлових хвиль, що накладаються.

Когерентність – це узгоджений перебіг у часі кількох коливальних процесів, що виявляється при їх складанні.

Отже можна дати визначення інтерференції з урахуванням умов.

Інтерференція світла – це процес перерозподілу інтенсивності світла в результаті накладення когерентних світлових хвиль, який супроводжується чергуванням в просторі максимумів і мінімумів інтенсивності.

Картина, що утворюється в процесі інтерференції, має назву *інтерференційної*.

Різниця фаз у хвилях, що накладаються, залежить не тільки від шляху, якій хвилі проходять до накладання, але й від різниці оптичної густини середовищ, в яких вони поширюються. Для врахування цього в оптиці вводять додаткові величини.

Оптична довжина шляху: добуток довжини шляху, якій світло проходить у середовищі на показник заломлення світла для даного середовища; m (метр).

$$L = n \cdot S. \quad (4.1)$$

Оптична різниця ходу: різниця оптичних довжин шляхів, що проходять промені в двох середовищах; m (метр).

$$\Delta = n_2 S_2 - n_1 S_1. \quad (4.2)$$

Зв'язок між різницею фаз та оптичною різницею ходу:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta. \quad (4.3)$$

Отже умови максимуму і мінімуму при інтерференції можна виразити як через різницю фаз, так і через оптичну різницю ходу світлових хвиль.

Умови максимуму:

– різниця фаз:

$$\delta = \pm 2\pi m; \quad (4.4)$$

– оптична різниця ходу двох хвиль дорівнює цілому числу довжин хвиль:

$$\Delta = \pm m \lambda_0. \quad (4.5)$$

Умови мінімуму:

– різниця фаз:

$$\delta = (2m + 1)\pi; \quad (4.6)$$

– оптична різниця ходу двох хвиль дорівнює непарному числу довжин півхвиль:

$$\Delta = \pm(2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (4.7)$$

де $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, λ_0 – довжина хвилі світла у вакуумі.

Часова когерентність. Визначається проміжком часу, на протязі якого випадкові зміни фази хвилі в даній точці простору досягають значення порядку π . Атоми речовини, переходячи зі збудженого стану в основний за час $\Delta t \sim 10^{-8}$ с, випромінюють електромагнітну хвилю з якоюсь початковою фазою й хвиля розповсюджується на відстань $\Delta t \sim 3$ м. Таке випромінювання називають хвильовим цугом (рис. 4.1).

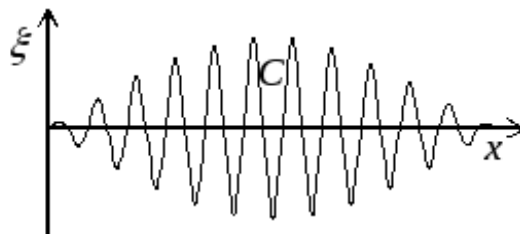


Рис. 4.1. Цуг хвиль

При випромінюванні наступного цугу цього атома початкова фаза буде вже іншою, у наслідок чого випромінювання не буде когерентним, оскільки різниця фаз випромінювання атомів джерела світла буде хаотично змінюватися.

Когерентність випромінювання буде зберігатися лише протягом певного проміжку часу, який називають часом когерентності $\tau_{\text{ког.}}$, при якому різниця фаз випромінювання змінюється на величину меншу π .

Час когерентності:

$$\tau_{\text{ког.}} \sim 10^{-8} \text{ с.}$$

Довжина когерентності – це відстань, на якій випадкові зміни фази хвилі в даній точці простору досягають значення порядку π .

$$l_{\text{ког.}} = c \cdot \tau_{\text{ког.}} \sim 3 \text{ м.}$$

Часова когерентність немонахроматичних хвиль, таким чином, це когерентність коливань, які відбуваються у одній точці простору, але у різні моменти часу.

Просторова когерентність для однорідного середовища зв'язана з розмірами джерела.

У хвильовій оптиці вважається, що усі атоми точкового джерела випромінюють світло узгоджено, тобто усі хвилі цугу, що випромінюються за проміжок часу, який дорівнює часу когерентності, є когерентними.

Джерела світла, які не можна вважати точковими, називають *протяжними*. Прикладами таких джерел є лампи денного світла, світлові реклами. На різних ділянках площі таких джерел світло випромінюється різними групами атомів. При цьому на екрані ми для кожної ділянки одержимо свою інтерференційну картинку, у яких максими будуть зміщені відносно максимумів, одержаних від інших ділянок. Це призводить до зменшення інтенсивності максимумів, їх розмиття. Так хвилі від різних точок протяжного джерела, що приходять в точку спостереження, розташовану в центрі екрану, матимуть по відношенню до хвилі від центрального джерела оптичну різницю ходу, що змінюється за лінійним законом від нуля до максимального значення.

При певній довжині джерела світла хвилі, які приходять в точку спостереження, можуть мати фазу, що відрізняється на 180° від фази хвилі, випромінюваної центральною точкою відрізка. При цьому видність інтерференційної картини буде зменшуватися до нуля.

Якщо ж зміни різниць ходу (різниць фаз) такі малі, що це призведе до незначних змін інтенсивностей, то спостерігатиметься чітка інтерференційна картина, отже, такому разі промені, що виходять від різних точок джерела, будуть когерентними. Когерентність променів, що виходять від просторово розділених ділянок протяжного джерела, називається *просторовою*.

Просторова когерентність електромагнітних хвиль буде визначатись кутовим розміром джерела $\Delta\varphi$, з яким можна зв'язати напрямки приходу хвиль від нього (рис. 4.2).

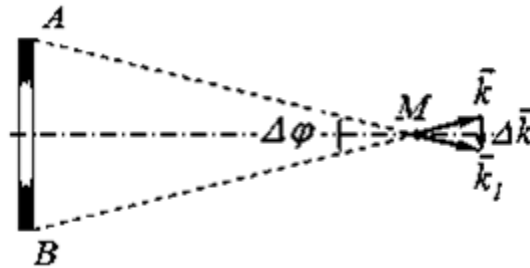


Рис. 4.2. Кутовий розмір джерела світла

Просторову когерентність визначають за допомогою радіуса когерентності.

Радіусом когерентності (довжиною поперечної просторової когерентності) називають максимальний діаметр перерізу джерела, перпендикулярного напрямку поширення хвилі світла, при якому ще можливо побачити інтерференцію.

$$\rho_{\text{ког.}} \approx \frac{\pi}{\Delta\varphi \cdot k} = \frac{\lambda}{2\Delta\varphi}. \quad (4.8)$$

Тут k – хвильове число, λ – довжина хвилі.

Так для Сонця кутовий розмір $\Delta\varphi \sim 0,01 \text{ рад}$, довжина хвилі видимого світла приблизно в середині видимого діапазону $\lambda \approx 0,5 \text{ мкм}$.

Відповідно, радіус когерентності світлових хвиль, що приходять від Сонця, приблизно дорівнює:

$$\rho_{\text{ког.}} \approx \frac{\lambda}{2\Delta\varphi} = 25 \text{ мкм.}$$

У просторі навколо джерела електромагнітних хвиль можна виділити область, усередині якої випромінювання може вважатися когерентним. Об'єм такої області називається *об'ємом когерентності*.

4.2. Методи спостереження інтерференції

Метод поділу хвильового фронту. Інтерференція Юнга

Для спостереження інтерференції застосовуються різні прийоми. За способом розбиття світлового пучка розрізняють два методи отримання когерентних джерел: *метод поділу хвильового фронту* і *метод поділу амплітуди*.

До появи лазерів у всіх приладах для спостереження інтерференції світла когерентні пучки отримували поділом і подальшим зведенням світлових променів, що виходять з одного і того ж джерела (метод поділу хвильового фронту) (рис. 4.3).

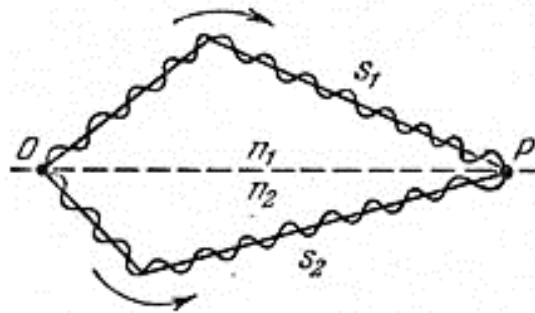


Рис. 4.3. Принцип отримання когерентних хвиль

Практично це можна здійснити за допомогою екранів і щілин, дзеркал і заломлюючих тіл. Якщо різниця ходу цих пучків від джерела до точки спостереження не перевищує довжини окремого цугу, то випадкові зміни амплітуди і фази світлових коливань в двох пучках відбуваються узгоджено, тобто ці зміни скориговані.

Перше спостереження інтерференції з сонячним світлом провів у 1807 році Томас Юнг.

Оскільки радіус когерентності світлових хвиль, що приходять від Сонця, дуже малий, для отримання когерентних світлових пучків та отримання інтерференційної картини Юнг пропускав сонячні промені в темну кімнату через маленький отвір, зроблений тонкою голкою, що на кілька порядків

зменшувало кутовий розмір джерела світла i , відповідно, збільшувало радіус когерентності.

Задовго до Юнга, в 1665 р., аналогічний дослід поставив Ф. Гримальді. Однак у його досліді світло від Сонця безпосередньо падало на два отвори. Інтерференційних смуг не спостерігалось через значні кутові розміри Сонця.

У методі Юнга для спостереження інтерференції використовується явище дифракції світла на малих отворах або вузьких щілинах, які можна розглядати як систему лінійно розташованих точкових джерел.

Нехай джерелом світла служить яскраво освітлена щілина S (рис. 4.4), від якої світлова хвиля падає на дві вузькі рівновіддалені щілини S_1 і S_2 , паралельні щілини S .

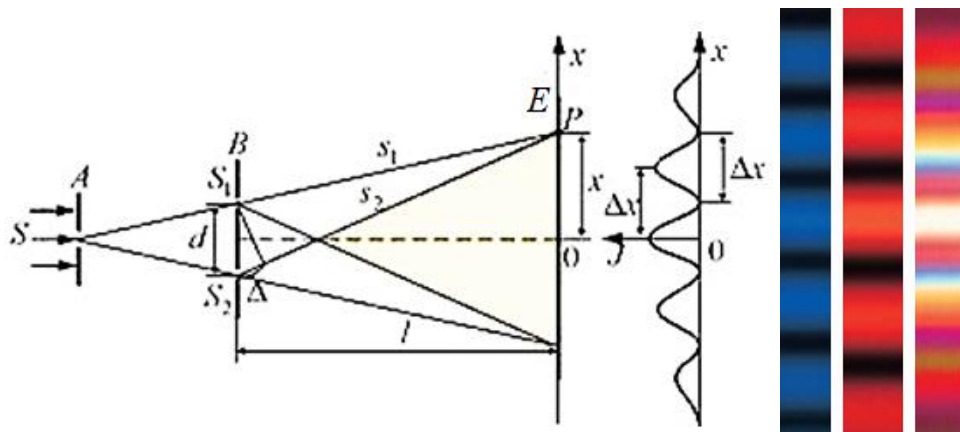


Рис. 4.4. Дослід Юнга

Ці щілини діють як вторинні точкові джерела з однаковою фазою, а промені, що виходять з них, перекриваються й утворюють інтерференційну картину, яку можна спостерігати на екрані (E), розташованому на деякій відстані від S_1 і S_2 . Таким чином, щілини S_1 і S_2 грають роль когерентних джерел.

У монохроматичному світлі інтерференційна картинка уявляє систему світлих (певного кольору) та темних смуг, розташованих на однаковій відстані одна від одної. У центрі екрана міститься головний (нульовий) максимум. У білому світлі інтерференційна картинка забарвлена. Темні смуги

можуть взагалі не спостерігатися, оскільки на мінімуми одних довжин хвиль накладаються максимуми інших.

Розглянемо дві когерентні світлові хвилі, що виходять з джерел S та S' (рис. 4.5).

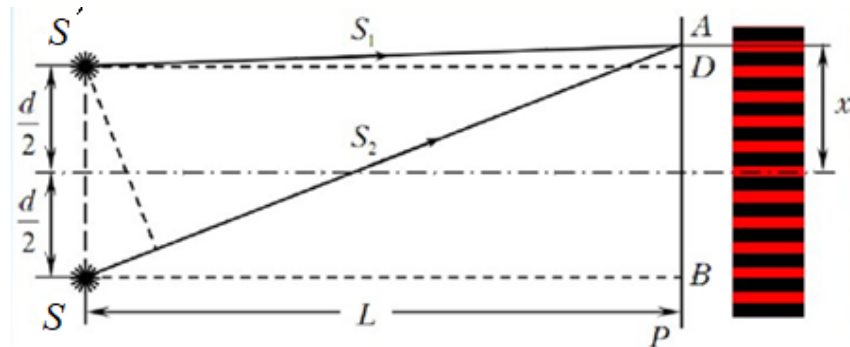


Рис. 4.5. До розрахунку умов максимуму і мінімуму в інтерференції Юнга

Область, у якій ці хвилі перекриваються, називається полем інтерференції. У всій цій області спостерігається чергування ділянок з максимальною та мінімальною інтенсивністю світла, що на внесеному у поле екрані має вид темних та світних смуг. Розрахуємо одержану інтерференційну картину. Вважаємо, що показник заломлення середовища $n = 1$.

$$\left. \begin{aligned} S_1^2 &= L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 \\ S_2^2 &= L^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2 \\ d &\ll L \end{aligned} \right\} \Rightarrow \begin{aligned} S_2^2 - S_1^2 &= (S_2 - S_1)(S_2 + S_1) = 2xd \\ (S_2 + S_1) &\cong 2L \\ \Delta = (S_2 - S_1) &\cong L \end{aligned}$$

Умова максимуму:

$$\Delta = \pm m\lambda_0 \quad \rightarrow \quad \pm m\lambda_0 = \frac{xd}{L};$$

$$x_{max} = \pm \frac{m\lambda_0 L}{dn} = \pm \frac{m\lambda L}{d}, \quad (4.9)$$

де λ – довжина хвилі; λ_0 – довжина хвилі в вакуумі; L – відстань від щілин до екрану; d – відстань між щілинами, n – показник заломлення середовища; m – ціле число, яке називають *порядком спектра*.

Умова мінімуму:

$$\Delta = \pm(2m + 1)\frac{\lambda_0}{2} \rightarrow \pm(2m + 1)\frac{\lambda_0}{2} = \frac{xd}{L};$$

$$x_{min} = \pm(2m + 1)\frac{\lambda_0 L}{2nd} = \pm \frac{(2m+1)\lambda L}{2d}. \quad (4.10)$$

Відстань між максимумами (ширина інтерференційних смуг) та мінімумами в інтерференційній картині в досліді Юнга однакова й дорівнює:

$$\Delta x = \frac{\lambda_0 L}{nd} = \frac{\lambda L}{d}. \quad (4.11)$$

Як видно з формули 4.11, відстань між лініями в інтерференційній картині збільшується зі збільшенням довжини хвилі та відстанню між екраном та щілинами (когерентними джерелами світла) і зменшенні відстані між щілинами.

Враховуючі, що довжина хвилі видимого світла має порядок $5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, при відстані між джерелами S_1 і S_2 $d = 0,5 \text{ мм}$ ширина інтерференційних смуг становить лише $\sim 1 \text{ мм}$ при відстані від отворів до екрана 1 м , що викликає труднощі спостереження інтерференції світла.

У сучасних демонстраціях досліді Юнга як джерело світла використовують лазер, випромінення якого характеризується високим ступенем просторової когерентності світлових коливань по всьому поперечному перерізу пучка. При цьому не виникає потреби у допоміжному точковому джерелі. Чітка дифракційна картина спостерігається при безпосередньому внесенні щілин в пучок лазерного випромінювання.

Бідзеркала Френеля

Інтерференційний дослід, подібний до досліді Юнга, однак більше світлосильний і менше ускладнений явищем дифракції, провів О. Френель (1816 р.).

Бідзеркала Френеля складаються з двох плоских дзеркал, що утворюють один з одним кут, трохи менше 180° . Джерелом світла S , слугує вузька яскраво освітлена щілина. Відбите в них світло, утворює два близько розташованих уявних зображення S_1 і S_2 . Пучки світла цих зображень когерентні, оскільки утворені одним джерелом. При перетинанні під малим кутом вони дають інтерференційну картину на екрані AB у вигляді рівновіддалених темних та світлих смуг (рис. 4.6).

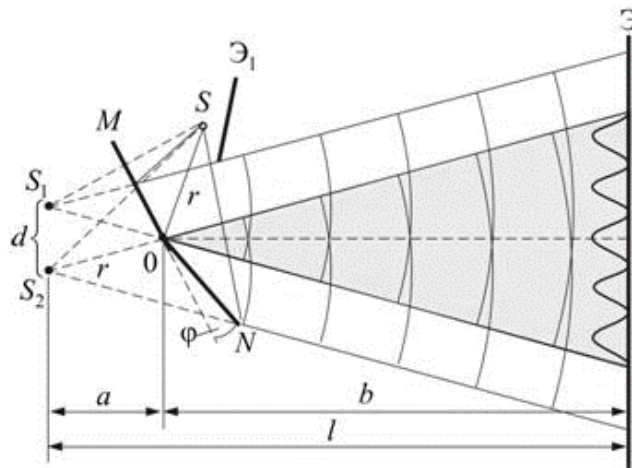


Рис. 4.6. Бідзеркала Френеля

Ширина інтерференційного максимуму може бути розрахована за формулою:

$$\Delta x = \frac{a+b}{2a\varphi}.$$

Біпризма Френеля

Біпризма Френеля складається з двох виготовлених з одного шматка скла призм з малими кутами, що мають загальну основу. Кут при вершині біпризми(між її половинками) близький до 180° .

Пучок світла, що падає від джерела S , після заломлення в біпризмі Френеля поділяється на два когерентних пучка, що виходять з уявних зображень S_1 і S_2 (рис. 4.7).

Джерелом світла є вузька яскрава щілина, паралельна до ребра біпризми, в області якого відбувається заломлення світла. Кожна половина біпризми відхиляє промені на невеликий кут.

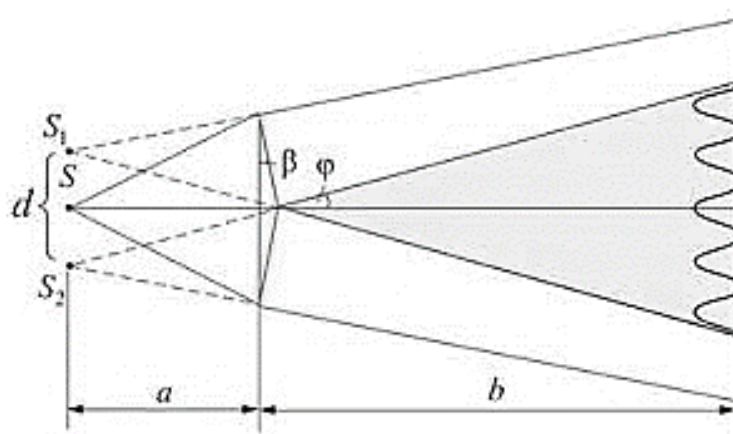


Рис. 4.7. Біпризма Френеля

У всій області перетинання пучків утворюється інтерференційна картина, що спостерігається на екрані у вигляді системи паралельних темних і світлих інтерференційних смуг, котрі чергуються між собою. Інтерференційна картина еквівалентна картині, одержаної в досліді Юнга з двома когерентними джерелами світла. Відповідно відстань Δx між сусідніми максимумами (або мінімумами) інтенсивності визначається формулою 4.11.

Дзеркало Ллойда

Дзеркало Ллойда – це пристрій, що використовується для вимірювання довжин хвиль світла шляхом створення інтерференційної картини. В експерименті світло від джерела монохроматичного випромінювання відбивається від поверхні дзеркала під невеликим кутом і інтерферує зі світлом, що йде безпосередньо від джерела. Таким чином, джерелами когерентних хвиль служать реальне джерело світла та його уявне зображення (рис. 4.8).

При відомій товщині покриття на склі виникають інтерференційні смуги внаслідок відбиття світла від от верхньої і нижньої поверхонь покриття.

Білінза Бійє

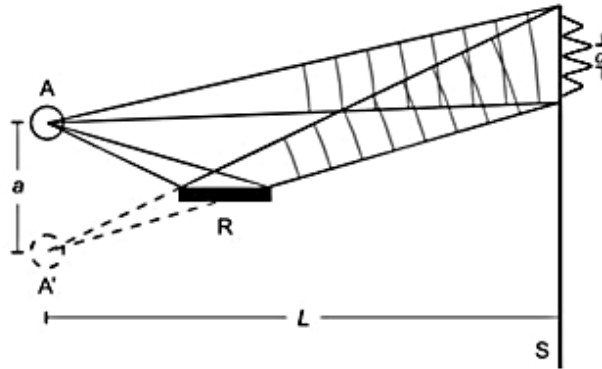


Рис. 4.8. Дзеркало Ллойда

Білінза Бійє уявляє собою пристрій, що складається з двох симетричних лінз, котрі мають різні фокусні відстані. Використовується для вивчення інтерференційних хвиль світла та визначення їх довжин (рис.4.9).

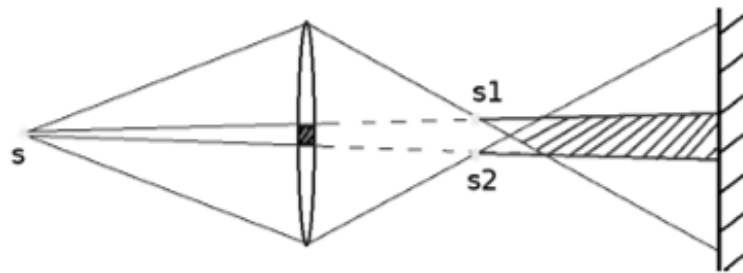


Рис. 4.9. Білінза Бійє

4.3. Метод поділу амплітуди. Інтерференція в тонких плівках

Плоско-паралельна плівка. Смуги рівного нахилу

На тонку плоско-паралельну пластинку (плівку) падає плоска монохроматична хвиля (рис. 4.10).

Кожний промінь хвилі частково відбивається від верхньої поверхні, частково проходить в плівку і частково виходить з неї з іншого боку. Розглянемо хід двох промінів 1 та 2.

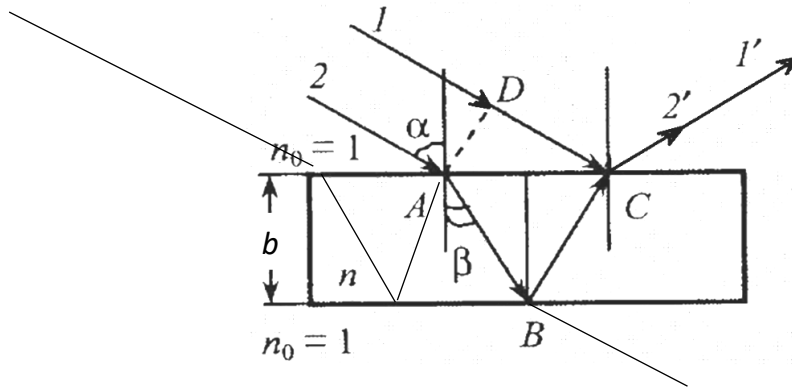


Рис. 4.10. Інтерференція в плоско-паралельній плівці

Довільний промінь 1 при відбитті дає промінь 1'. Промінь 2 обираємо такий, що після відбиття від нижньої поверхні плівки (точка С) й заломлення на верхній (точка А) при виході з плівки (промінь 2') буде накладатися на промінь 1'. Промені 1' і 2' у випадку тонкої плівки когерентні й будуть посилювати або ослаблювати один одного залежно від оптичної різниці ходу, яка дорівнює:

$$\Delta = n(AB + BC) - DC = 2dn \cdot \cos \beta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha},$$

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}. \quad (4.12)$$

Промінь 1 відбивається від оптично більш густого середовища. При цьому відбувається зміна фази на π (рис. 4.11), що відповідає втраті пів хвилі $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$. Промінь 2 відбивається тільки від оптично менш густого середовища, при якому зміни фази не відбувається.

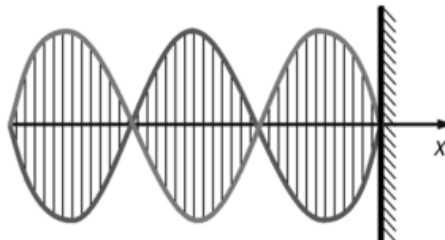


Рис. 4.11. Зміна фази при відбиванні хвилі від середовища з більшою густиною

Виходячи з умови максимуму $\Delta = \pm m\lambda$ і враховуючи зміну фази на π , одержимо умови максимуму у відбитому світлі при інтерференції на тонкій плівці (табл. 4.1).

Таблиця 4.1

Умови максимуму і мінімуму при інтерференції в тонких плівках

Максимуми (світлі смуги) у відбитому світлі	$2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \tag{4.13}$
Мінімуми (темні смуги) у світлі, що проходить	
Максимуми (світлі смуги) у світлі, що проходить	$2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = m\lambda_0 \tag{4.14}$
Мінімуми (темні смуги) у відбитому світлі	
b – товщина плівки, n – показник заломлення плівки, α – кут падіння; β – кут заломлення, λ_0 – довжина хвилі в вакуумі, m – порядок спектра	

Аналогічно можна одержати умови максимуму та мінімуму для світла, що проходить крізь плівку. Однак при цьому світло не відбувається відбиття від більш оптично густого середовища, тому не відбувається й зміна фази з втратою півхвилі. Відповідно умови максимуму і мінімуму міняються місцями.

Якщо на плівку падає плоска хвиля, інтерференційна картинка уявляє систему темних та світлих смуг.

Темні та світлі смуги в такій картині відповідають світловим променям, що падають на плівку під певним кутом α кожна. Відповідно такі смуги називають інтерференційними **смугами однакового нахилу**.

При точковому джерелі світла максимуми та мінімуми набувають вигляд концентричних кілець.

При інтерференції у білому світлі спостерігається забарвлення тонких плівок у різні кольори світлового спектру. Таке явище відбувається на мильних бульбашках, на масляних плямах або плямах бензину, що уявляють тонкі плівки на поверхні води, на віконному склі, що замерзає, на крилах окремих метеликів і жуків. на плівках окислів, що виникають на поверхні металів у разі їхнього загартування.

Інтерференцію від плоско-паралельної пластини можна спостерігати до її певної товщини, що обумовлено умовами когерентності.

Інтерференційна картинка локалізована на нескінченності. Спостерігати її можна за допомогою збиральної лінзи.

Плівка змінної товщини (оптичний клин). Смуги рівної товщини

Оптичний клин є випадком тонкої пластики (плівки) змінної товщини, при якому заломлюючий кут γ залишається сталим (рис. 4.12).

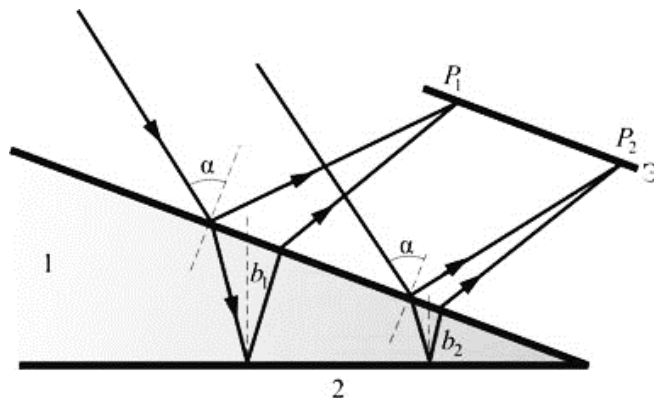


Рис. 4.12. Інтерференція на клині

Для спостереження інтерференції (виконання умов когерентності) товщині плівки, й відповідно заломлюючий кут повинні бути малими (γ має порядок секунд).

Інтерференційну картину від клину називають *смугами однакової товщини*, оскільки кожна зі смуг виникає в результаті відбиття від ділянок клину з однаковою товщиною. Для клину умови максимуму та мінімуму такі самі, як для плоско-паралельної плівки (табл. 4.1).

Смути однакової товщини локалізуються на поверхні пластини.

Форма інтерференційних смуг залежить від форми плівки. У випадку зміни заломлюючого кута конфігурація інтерференційних смуг на поверхні плівки буде відповідати геометричним місцям плівки, у яких вона має однакою товщину. Якщо заломлюючий кут не змінюється, смуги мають вигляд прямих, паралельних до ребра клину.

Кільця Ньютона

Кільця Ньютона – це кільцеві смуги рівної товщини, що спостерігаються при відбитті світла від поверхонь зазору між скляною пластинкою плоско-паралельною пластинкою і плоско-опуклою лінзою поблизу точки їх притискання (рис. 4.13).

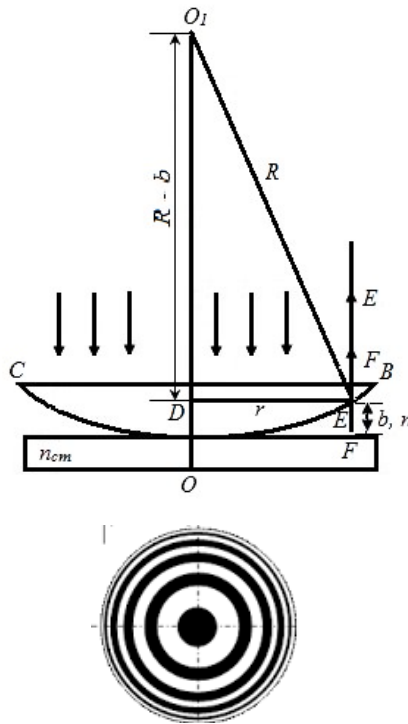


Рис. 4.13. Кільця Ньютона

Центри кілець Ньютона збігаються з точкою зіткнення лінзи з пластинкою.

При освітленні монохроматичним світлом довжини являють собою темні і світлі кільця, що чергуються (рис. 4.14 а).

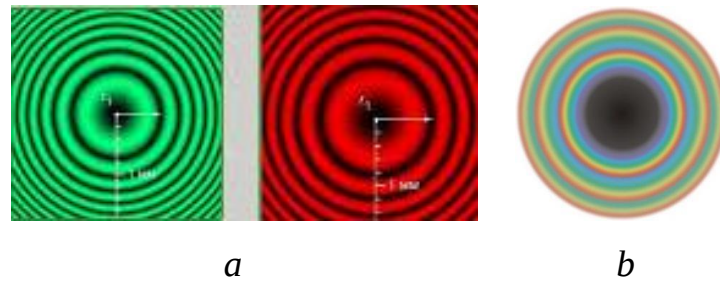


Рис. 4.14. Кільця Ньютона для монохроматичного (а) і білого(b) світла

Світлі виникають у місцях, де різниця фаз між прямим і двічі відбитим променем (у світлі, що проходить) або між променями, відбитими від обох дотичних поверхонь (у відбитому світлі), дорівнює $2k\pi$ ($k = 1, 2, 3, \dots$) (різниця ходу дорівнює парному числу півхвиль). Темні кільця утворюються там, де різниця фаз дорівнює $(2k + 1)\pi$. Різниця фаз променів визначається товщиною зазору з урахуванням зміни фази світлової хвилі при відбитті від оптично більш густого середовища. Різниця ходу променів $\Delta = 2bn$. (табл. 4.2).

Таблиця 4.2

Радіуси світлих та темних кілець Ньютона

Радіуси світлих кілець (максимуми) для відбитого світла	$r = \sqrt{\frac{(2k-1)R\lambda_0}{2}} \quad (4.15)$
Радіуси темних кілець (мінімуми) для світла, що проходить	
Радіуси світлих кілець (максимуми) для світла, що проходить	$r = \sqrt{kR\lambda_0} \quad (4.16)$
Радіуси темних кілець (мінімуми) для відбитого світла	
Висота зазору	$b \approx \frac{r^2}{R} \quad (4.17)$
R – радіус лінзи, λ_0 – довжина хвилі в вакуумі, k – порядковий номер кільця	

При освітленні немонохроматичним, наприклад, білим світлом кільця Ньютона стають кольоровими (рис.4.14 б). найбільш виразно світлом кільця Ньютона спостерігаються при малій товщині зазору (при використанні сферичних поверхонь великих радіусів).

4.4. Застосування інтерференції

Інтерференція світла застосовується в різних аспектах сучасного життя: просвітлення оптики, перевірка якості обробки деталей, голографія, фазові волоконно-оптичні датчики і інші оптичні елементи і пристрої з унікальними властивостями.

Просвітлення оптики

Світло, що проходить через лінзи, наприклад, в фотоапараті, втрачає свою силу приблизно на 4%. А таких лінз в оптичних апаратах може бути дуже багато, так що на виході може не бути чіткого зображення, а лише розмите пляма. Щоб уникнути цього застосовують просвітлення оптики, тобто створення покриттів на поверхні оптичних деталей. Це один з найпростіших і найбільш поширених застосувань інтерференції світла.

Для зменшення світлових втрат на поверхню оптичного скла наносять тонку плівку з абсолютним показником заломлення $n_{пл}$, меншим, ніж абсолютний показник заломлення скла n_c , $n_0 < n_{пл} < n_c$ (рис. 4.15).

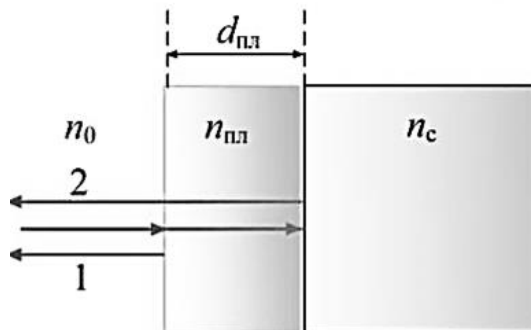


Рис. 4.15. Просвітлення оптики

При відбитті світла від границь розділу повітря-плівка і плівка-скло виникає інтерференція когерентних хвиль 1 і 2. Товщину плівки $d_{пл}$

підбирають так, щоб при певному значенні показника заломлення n хвилі, що інтерферують, гасили одна одну. При нормальному падінні світла з урахуванням, що втрата півхвилі відбувається на обох поверхнях, матимемо:

$$\Delta = 2n_{\text{пл}}h = (2m + 1)\frac{\lambda}{2},$$

при $m = 0$

$$2n_{\text{пл}}h = \frac{\lambda}{2},$$

звідки

$$h = \frac{\lambda}{4n_{\text{пл}}}.$$

В результаті гасіння відбитих хвиль відбувається посилення хвилі, яка проходить в скло.

Мінімальна товщина плівки, для якої спостерігається мінімум інтерференції:

$$h_{\text{пл min}} = \frac{\lambda}{4n_{\text{пл}}} \quad \rightarrow \quad \text{фазова умова просвітлення}$$

Для більшої ефективності необхідно зрівняти амплітуди обох відбитих хвиль, яке досягається підбором матеріалу плівки.

Оскільки зазвичай на поверхню скла падає біле світло, товщина плівки повинна бути різною для різних довжин хвиль, що практично неможливо зробити. Тому повне гасіння забезпечують для хвиль середньої частини спектра (зелений колір). червоні та фіолетові частини спектра повністю не гасяться частково. При цьому об'єктив з просвітленої оптикою має бузковий відтінок.

Для покращення передачі кольорів використовують багат шарові покриття. Кожний його шар має показник заломлення, оптимальний для своєї області спектру.

На практиці, вдало підібравши матеріал плівки, вдається знизити коефіцієнт відбиття поверхні в 20-100 разів у порівнянні з вихідною поверхнею скла для когерентного випромінювання даної довжини хвилі.

Інтерферометри

Явище інтерференції. використовується у вимірювальних приладах, які називають інтерферометрами.

В основі інтерферометрів лежить просторовий поділ пучка світла за допомогою того чи іншого пристрою з метою отримання двох або більше взаємно когерентних променів, які проходять різні оптичні шляхи, а потім зводяться разом і спостерігається результат інтерференції. Вигляд інтерференційної картини залежить від способу поділу пучка світла на взаємно когерентні промені, від їхньої кількості, їх відносної інтенсивності, розмірів джерела, спектрального складу світла.

Методи одержання когерентних пучків в інтерферометрі дуже різноманітні, тому є велика кількість різних конструкцій інтерферометрів.

В *інтерферометрі Жамена* когерентні пучки одержують внаслідок відбиття від поверхонь двох однакових плоско паралельних скляних пластинок, посріблених з одного боку (рис. 4.16).

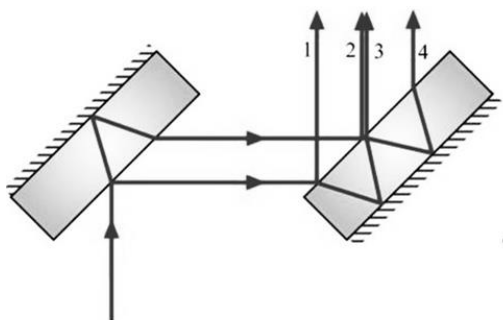


Рис. 4.16. Схема інтерферометра Жамена

Зазвичай ці пластинки розташовуються так, щоб між їх площинами був невеликий кут. Світло від джерела пучком, який злегка розходиться, падає на першу пластинку.

При відбитті від неї промінь роздвоюється (відбиваючись від передньої і від задньої поверхонь). Кожен з двох паралельних променів що падають на другу пластинку, при відбитті від її поверхонь знову роздвоюється, так що на виході з приладу утворюються чотири променя 1, 2, 3, 4, паралельних між собою.

Інтерференційні явища виникають тільки при суперпозиції променів 2 і 3, які є когерентними. Промені 1 і 4, різниця ходу для яких між собою та з променями 2,3 становить декілька сантиметрів, що не відповідає умовам когерентності, лише погіршує чіткість інтерференційної картини, тому їх усувають за допомогою діафрагм.

Промені 2 і 3 паралельні між собою, тому інтерференцію можна спостерігати за допомогою зорової труби, налаштованої на нескінченність, або просто оком, акомодуючи на нескінченність. Максимуми освітленості розташовуються в тих точках фокальній площині зорової труби, де сходяться промені з різницею ходу $\Delta = m\lambda$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). Різниця ходу $\Delta = \left(m \pm \frac{1}{2}\right)\lambda$ відповідає мінімальній освітленості.

Інтерферометр Жамена можна використовувати для вимірювання невеликих змін показника заломлення. Для цього досліджувану речовину ставлять на шляху одного з променів, що вносить додаткову різницю ходу і призводить до зрушення інтерференційних смуг. Вимірювання найчастіше проводять компенсаційним методом. При цьому на шляху другого променя ставлять ретельно прокалібрований компенсатор, становище якого підбирається так, щоб повернути інтерференційну картину в початкове положення.

У *інтерферометрі Майкельсона* (рис. 4.17) монохроматичний пучок світла від джерела світла падає під кутом 45° на плоскопаралельную пластинку П1.

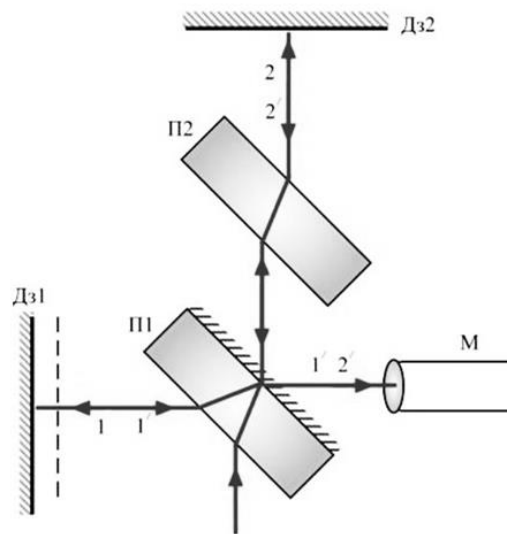


Рис. 4.17. Інтерферометр Майкельсона

Сторона пластинки, що віддалена від джерела, покрита тонким шаром срібла з таким розрахунком, що він половину світлового пучка пропустить, а половину відіб'є (напівпрозора пластинка), тобто тут промінь розділяється на дві частин: промінь 1 відбивається від посрібленого шару, промінь 2 проходить через нього. Промінь 1 відбивається від дзеркала Дз1 і, повертаючись назад, знову проходить через пластинку П1 (промінь 1'). промінь 2 йде до дзеркала Дз2, відбивається від нього, повертається назад і відбивається від пластинки П1 (промінь 2').

Оскільки перший промінь проходить пластинку П1 двічі, то для компенсації різниці ходу, що виникла на шляху другого променя ставиться пластинка П2 (точно така ж, як і П1 тільки не покрита шаром срібла).

Промені 1' і 2' когерентні, отже, буде спостерігатися інтерференція, результат якої залежить від оптичної різниці ходу променя 1 до дзеркала М1 і променя 2 до дзеркала М2. При переміщенні одного з дзеркал на відстань $\frac{\lambda}{4}$ різниця ходу обох променів зміниться на $\frac{\lambda}{2}$, і в інтерференційній картині максимум зрушить на місце мінімуму, і навпаки, тобто інтерференційний максимум зрушить на половину відстані між смугами. Такий зсув смуг спостерігач чітко побачить. Отже, по незначному зсуву інтерференційної

картини можна судити про мале переміщення одного з дзеркал і використовувати інтерферометр для досить точних ($\sim 10^{-9}$ м) вимірювань довжин (довжини тіл, довжини світлової хвилі, визначень температурного коефіцієнта лінійного розширення та ін.).

Інтерферометр Майкельсона – один з найбільш відомих історичних інтерферометрів, котрий був використаний для виявлення ефекту ефіру. Інтерферометр дозволив спостерігати зсув інтерференційної картини на 0,01 смуги.

Інтерферометри можуть використовуватися для вимірів довжини хвиль, різниці фаз хвиль, показників заломлення газів, контролю якості полірованих поверхонь, точного вимірювання відстаней та кутів. оцінювання якості оптичних поверхонь і перевірки оптичних систем загалом.

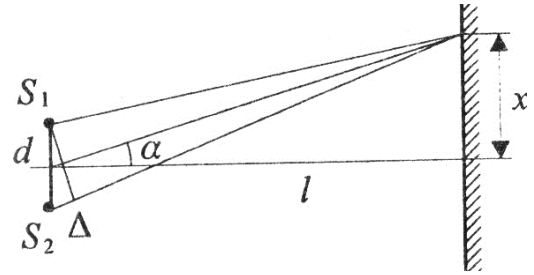
Інтерферометри застосовують для створення голограм, в оптичних телекомунікаціях, у наукових дослідженнях, у промисловості (наприклад, у верстатобудуванні та машинобудуванні для контролю якості поверхонь), у медичних приладах та інших областях, де потрібно точне вимірювання різних параметрів світла та хвильових характеристик.

Модифікаціями інтерферометра Жамена є інтерферометр Маха-Цендера, що використовується для аналізу плазми й газових потоків та в електрооптичних модуляторах, та інтерферометр Різдвяного, що головним чином використовується до досліджень аномальної дисперсії. на лазерному інтерферометрі Фізо проводять вимірювання та контроль плоских, сферичних і гіперболічних поверхонь, опуклих поверхонь малого діаметра

За кількістю пучків світла, що інтерферують, оптичні інтерферометри можна розбити на багатопроменеві і двопроменеві. Багатопроменеві інтерферометри використовуються головним чином як спектрометри високої роздільної сили для дослідження тонкої структури спектральних ліній та визначення їх форми, а двопроменеві інтерферометри є в основному технічними приладами.

Приклади розв'язання задач

Пр. 4.1. Відстань від щілин до екрана у досліді Юнга $l = 3 \text{ м}$, а третя світла смуга віддалена від центру інтерференційної картини на відстань $4,5 \text{ мм}$. Визначте кутову відстань між сусідніми світлими смугами на екрані.



Умови	Розв'язок
$l = 3 \text{ м}$ $m = 3$ $x = 4,5 \text{ мм} = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$	Умова максимуму при інтерференції для різниці ходу променів: $\Delta_{\max} = \pm m\lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$ При інтерференції Юнга (від двох щілин): $\Delta_{\max} = \frac{xd}{l},$ звідки: $m\lambda = \frac{xd}{l}.$

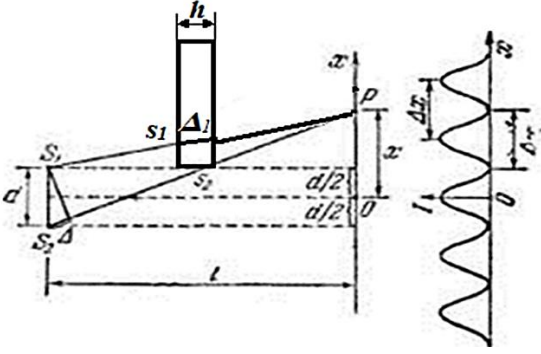
При $d \ll l$ $\alpha \approx \tan \alpha = \frac{x}{l} = \frac{m\lambda}{d};$

$$\Delta\alpha = \frac{m\lambda}{d} - \frac{(m-1)\lambda}{d} = \frac{\lambda}{d} = \frac{x}{ml};$$

$$\Delta\alpha = \frac{4,5 \cdot 10^{-3}}{3 \cdot 3} = 5 \cdot 10^{-4}.$$

Відповідь: $\Delta\alpha = 5 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$

Пр. 4.2. При розміщенні в досліді Юнга на шляху одного з інтерферуючих променів перпендикулярно до нього тонкої скляної пластинки з показником заломлення $n = 1,5$, центральна світла смуга зміщається в положення, яке первісно займала п'ята світла смуга. Довжина хвилі $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$. Визначити товщину пластинки.

Умови	Розв'язок
$m = 5$ $n = 1,5$ $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ h	Різниця ходу створюється у скляній пластинці $\Delta = L_2 - L_1 = n \cdot h - h$ $\Delta = h(n - 1)$ $\Delta = m\lambda = h(n - 1),$ 
	$h = \frac{m\lambda}{(n-1)}, \quad d = \frac{5 \cdot 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}}{1,5-1} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$

Відповідь: $h = 5 \text{ мкм}$

Пр. 4.3. При якій довжині хвилі монохроматичного світла, що падає нормально на мильну плівку ($n = 1,3$) товщиною $0,1 \text{ мкм}$, відбите світло буде максимально посиленням в результаті інтерференції?

Умови	Розв'язок
$E_0 = 10 \frac{\text{В}}{\text{м}}$ $n = 1,3$ $d = 0,1 \text{ мкм} = 10^{-7} \text{ м}$ H_0	Оптична різниця ходу при інтерференції в тонких плівках у відбитому світлі дорівнює: $\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2},$ Оскільки падіння нормальне, то $\alpha = 0$, отже $\sin \alpha = 0$. Тоді: $\Delta = 2dn - \frac{\lambda}{2}$.

Максимум спостерігається при $\Delta = m\lambda$, $m = 0, 1, 2, \dots$, звідки

$$m\lambda = 2dn - \frac{\lambda}{2} = \frac{4dn}{2m+1}.$$

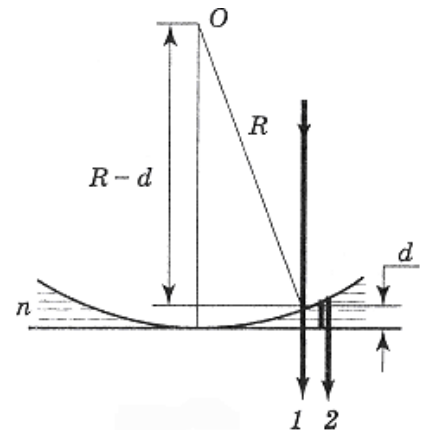
Для $m = 0$ і $m = 1$ одержимо:

$$\lambda_0 = 4dn = 4 \cdot 10^{-7} \cdot 1,3 = 5,2 \cdot 10^{-7}.$$

$$\lambda_1 = \frac{4dn}{3} = 1,3 \cdot 10^{-7} \cdot 1,3 = 1,7 \cdot 10^{-7} - \text{не відповідає видимому світлу.}$$

Відповідь: відбите світло буде максимально посиленням при $\lambda = 5,2 \cdot 10^{-7} \text{ м}$.

Пр. 4.4. Визначити показник заломлення рідини, якою заповнено простір між лінзою і скляною пластинкою в пристрої для спостереження кільця Ньютона, якщо радіус кривизни лінзи $R = 4 \text{ м}$, радіус другого світлого кільця при нормальному падінні світла $r = 1,8 \text{ мм}$. Спостереження ведеться в монохроматичному світлі що проходить, довжина хвилі $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$.



Умови	Розв'язок
$R = 4 \text{ м}$	Радіус r кільця Ньютона $r = \sqrt{R^2 - (R - d)^2} \approx \sqrt{2Rd}$ де R – радіус кривизни лінзи, d – висота зазору між лінзою та плоско-паралельною пластиною в місці розташування кільця. $d = \frac{r^2}{2R},$
$m = 2$	
$\lambda = 6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$	
$r = 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ м}$	
n	

Оптична різниця ходу променів 1 і 2, що створюється в зазорі дорівнює:

$$\Delta = 2dn,$$

звідки
$$n = \frac{\Delta}{2d}.$$

Умова максимуму:
$$\Delta = m\lambda,$$

$$\Delta = 2dn = m\lambda,$$

$$n = \frac{m\lambda \cdot 2R}{2r^2} = \frac{m\lambda R}{r^2},$$

$$n = \frac{2 \cdot 6 \cdot 10^{-7} \text{ м} \cdot 4 \text{ м}}{(1,8 \cdot 10^{-3})^2 \text{ м}^2} = 1,48.$$

Відповідь: $n = 1,48$

Задачі для самостійного розв'язання

4.1. Чому дорівнює різниця фаз коливань двох точок, якщо вони віддалені одна від одної на відстань 3 м і лежать на прямій, перпендикулярній до фронту хвилі? Швидкість поширення хвилі $600 \frac{\text{м}}{\text{с}}$, а період коливань 0,02с.

4.2. Визначити різницю фаз коливань двох інтерферуючих променів монохроматичного світла, якщо їх оптична різниця ходу дорівнює 3λ . Що буде спостерігатися в точці накладання цих променів?

4.3. Два точкові когерентні джерела світла знаходяться в рідині з $n = 1,36$ на відстані 1,00 см один від одного. Визначте оптичну різницю ходу для точки, що лежить на відстані 20,0 см від одного з джерел у напрямку нормалі до прямої, що з'єднує джерела.

4.4. Когерентні джерела білого світла, відстань між якими 0,32 мм, мають вигляд вузьких щілин. Екран, на якому спостерігають інтерференцію світла від цих джерел, знаходиться на відстані 3,2 м. Знайти відстань між червоною ($\lambda_{\text{ч}} = 760 \text{ нм}$) і фіолетової ($\lambda_{\text{ф}} = 400 \text{ нм}$) лініями другого інтерференційного спектру на екрані.

4.5. У досліді з дзеркалами Френеля у зеленому світлі інтерференційні смуги на екрані вийшли на відстані 5 мм одна від одної. Знайти довжину хвилі зеленого світла, якщо відстань між уявними зображеннями джерела світла дорівнює 0,5 мм, а відстань до екрана 5 м.

4.6. На прозору плівку ($n = 1,3$) нормально падає світло $\lambda = 600 \text{ нм}$. При якій мінімальній товщині плівки відбиті промені максимально посилюють одне одного? Якою буде відповідь задачі, якщо плівка лежить на поверхні води?

4.7. Визначте заломлюючий кут скляного клину, якщо на нього нормалі падає монохроматичне світло з довжиною хвилі 0,520 мкм, а число інтерференційних смуг, що припадають на один сантиметр, дорівнює 8. Показник заломлення скла для даної довжини хвилі 1,49.

4.8. На скляний клин ($n = 1,5$) нормально падає пучок світла з довжиною хвилі 589 нм . Кут клину дорівнює 20° . Яка кількість інтерференційних смуг припадає на 5 см довжини клину?

4.9. При освітленні лінзи з радіусом кривизни 1 м , що лежить на плоскій пластинці, світлом з довжиною хвилі 600 нм спостерігалися у світлі, що проходить, кільця Ньютона. Коли простір між пластинкою та лінзою заповнили рідиною, радіус п'ятого світлого кільця зменшився на $0,23 \text{ мм}$. Знайти показник заломлення рідини.

4.10. Установка для спостереження кілець Ньютона освітлюється монохроматичним світлом (довжина хвилі $0,5 \text{ мкм}$), що падає нормально. Знайти відстань між п'ятим і двадцятим світлими кільцями Ньютона в світлі, якщо радіус кривизни лінзи 10 м .

4.11. Плоска пластина і плоскоопукла лінза застосовуються для спостереження кілець Ньютона. Визначте товщину повітряного проміжку між лінзою та пластинкою у тому місці, де спостерігається п'яте темне кільце. Картина кілець спостерігається у відбитому світлі. Довжина світлової хвилі дорівнює 656 нм .

4.12. Оптична сила плоско опуклої лінзи дорівнює $0,5 \text{ дптр}$. Лінза ($n = 1,50$) опуклою стороною лежить на скляній пластинці. Визначте радіус сьомого темного кільця Ньютона в світлі (при $\lambda_0 = 500 \text{ нм}$).

4.13. Для зміщення на 500 смуг інтерференційної картини у досліді з інтерферометром Майкельсона потрібно перемістити одне з дзеркал на $0,161 \text{ мм}$. Знайти довжину хвилі падаючого світла.

4.14. В інтерферометрі Жамена при заповненні порожньої трубки довжиною $5,00 \text{ см}$, розташованої на шляху одного з променів, що інтерферують, киснем ($n = 1,000272$) відбувається зміщення інтерференційної картини. Яку товщину повинна мати скляна пластинка, що компенсує ($n = 1,50$) на шляху другого променя, щоб встановилася початкова картина інтерференції?

4.15. Для усунення відбиття світла на поверхню скляної лінзи нанесена плівка речовини с показником заломлення $n = 1,2$, При якій найменшій товщині цієї плівці відбиття світла з довжиною хвилі $0,6 \text{ мкм}$ не буде спостерігатися, якщо світло падає нормально? Показник заломлення скла $1,5$.

Завдання для самоконтролю

Контрольні питання

4.1. Назвіть суттєві ознаки таких фізичних понять: світлова хвиля, фронт хвилі, світловий промінь; когерентність, когерентне випромінювання.

4.2. Чому два різних тіла, що випромінюють світло, не можуть давати когерентні хвилі?

4.3. Яке фізичне явище називають інтерференцією світла?

4.4. У чому суть принципу суперпозиції світлових хвиль? Які при цьому можуть бути випадки? Які світлові хвилі можуть інтерферувати?

4.5. Що називають довжиною когерентності?

4.6. Який порядок має величина часу когерентності?

4.7. Що називають оптичною довжиною шляху світлової хвилі? Для чого вводиться ця величина?

4.8. Що називають оптичною різницею ходу променів?

4.9. Чим відрізняються оптична та геометрична різниця ходу променів?

4.10. За яких умов при інтерференції виникають максимуми інтенсивності? Мінімуми інтенсивності?

4.11. Чим відрізняються інтерференційні картини, отримані у світлі, що проходить через тонку пластинку і у відбитому від її поверхні?

4.12. Чому при випаровуванні мильної плівки відстань між інтерференційними смугами зростає?

4.13. У сучасних оптичних приладах для покращення якості лінз широко використовують «просвітлення оптики». У чому суть цього?

4.14. Чому дорівнює мінімальна товщина плівки, для якої спостерігається мінімум інтерференції?

4.15. При спостереженні у повітрі інтерференції світла від двох когерентних джерел на екрані видно темні та світлі смуги. Що станеться з шириною смуг, якщо спостереження здійснити у воді, зберігаючи решту умов незмінними?

4.16. На якій відстані від клину спостерігається інтерференційна картина?

3.17. На чому оснований принцип дії інтерферометрів? Для чого їх використовують?

Тестові завдання

У завданнях 4.1 – 4.14 з чотирьох відповідей обрати одну правильну або найбільш повну (точну) відповідь.

4.1. Однією з умов когерентності двох світлових хвиль є сталість у часі різниці:

- а) амплітуд;
- б) фаз;
- в) частот;
- г) швидкостей поширення хвиль.

4.2. Яка з формул визначає оптичну довжину шляху?

- а) $\Delta = L_2 - L_1$;
- б) $S = v \cdot t$;
- в) $S = \frac{A}{F}$;
- г) $L = n \cdot S$.

4.3. Як називається фізична величина, яка визначається формулою

$$\Delta = n_2 S_2 - n_1 S_1?$$

- а) оптична довжина шляху;
- б) різниця пройдених шляхів;
- в) різниця фаз;
- г) оптична різниця ходу.

4.4. Інтерференційний мінімум спостерігається в тих точках простору, в яких:

- а) оптична різниця ходу хвиль дорівнює цілому числу довжин хвиль;
- б) різниця пройдених шляхів дорівнює цілому числу довжин хвиль;
- в) оптична різниця ходу хвиль дорівнює непарному числу довжин півхвиль;
- г) оптична довжина шляху дорівнює непарному числу довжин півхвиль.

4.5. При оптичній різниці ходу двох хвиль, рівній λ , в інтерференційній картині буде спостерігатися:

- а) мінімум;
- б) максимум;
- в) проміжне значення;
- г) інтенсивність дорівнюватиме половині максимального значення.

4.6. При оптичній різниці ходу двох хвиль, рівній $\lambda/4$, в інтерференційній картині буде спостерігатися:

- а) мінімум;
- б) максимум;
- в) проміжне значення;
- г) інтенсивність дорівнюватиме половині максимального значення.

4.7. Інтерференційний максимум спостерігається в тих точках простору, в яких різниця фаз хвиль відповідає умові:

$$\text{а) } \delta = 2m\pi; \quad \text{б) } \delta = 3m\pi; \quad \text{в) } \delta = \frac{(2m+1)}{2}\pi; \quad \text{г) } \delta = (2m + 1)\pi.$$

4.8. У досліді Юнга для отримання когерентних джерел і спостереження інтерференції використовується явище:

- а) відбивання світла;
- б) заломлення світла;
- в) дифракції світла;
- г) поляризації світла.

4.9. Радіуси світлих кілець Ньютона (у відбитому світлі) визначаються виразом:

$$\text{а) } (2k + 1) \cdot \frac{\lambda_0}{2}; \quad \text{б) } \sqrt{\frac{(2k-1)R\lambda_0}{2}}; \quad \text{в) } \pm m\lambda_0; \quad \text{г) } \sqrt{kR\lambda_0}.$$

4.10. Радіуси темних кілець Ньютона (у відбитому світлі) визначаються виразом:

$$\text{а) } \sqrt{kR\lambda_0}; \quad \text{б) } \sqrt{\frac{(2k-1)R\lambda_0}{2}}; \quad \text{в) } \pm(2m + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}; \quad \text{г) } \pm m\lambda..$$

4.11. Якщо пристрій для спостереження кілець Ньютона освітлювати білим світлом то найменшим буде радіус:

- а) червоного кільця;
- б) зеленого кільця;
- в) фіолетового кільця;
- г) радіуси кілець всіх кольорів будуть однакові.

4.12. Кільця Ньютона спостерігають спочатку у червоному світлі (760 нм), потім у фіолетовому (380 нм). Чи змінились при цьому радіуси кілець?

- а) не змінились;
- б) радіуси збільшились в 1,4 рази;
- в) радіуси зменшились удвічі;
- г) радіуси зменшились в 1,4 рази.

4.13. Смуги рівного нахилу утворюються при освітленні тонкого шару постійної товщини:

- а) розбіжним пучком світла;
- б) паралельними променями;
- в) дуже тонким пучком світла;
- г) світлом від вузької щілини.

4.14. Смуги рівної товщини утворюються при освітленні:

- а) плоско паралельної пластинки;

- б) плоско паралельної тонкої плівки;
- в) тонкої плівки у формі клину;
- г) тригранної призми.

У завданнях 4.16 – 4.18 обрати всі правильні відповіді.

4.15. Визначте, у яких з наведених випадків при накладанні світлових хвиль буде спостерігатися максимум:

- а) $\delta = 3\pi$; б) $\delta = (2m + 1)\pi$; в) $\delta = 2\pi$; г) $\Delta = 3\lambda$; д) $\Delta = \frac{3}{2}\lambda$.

4.16. В інтерференційній картині буде спостерігатися мінімум, якщо:

- а) $\delta = \pi$; б) $\delta = (2m + 1)\pi$; в) $\delta = 2\pi$; г) $\Delta = 3\lambda$; д) $\Delta = \frac{3}{2}\lambda$.

4.17. В інтерференційній картині, яка спостерігається за допомогою біпризми Френеля:

- а) ширина світлих і темних смуг однакова;
- б) ширина смуг збільшується при віддаленні від центру картини;
- в) ширина смуг зменшується при віддаленні від центру картини;
- г) при падінні білого світла у спектрі до центру ближче червоні смуги;
- д) при падінні білого світла у спектрі до центру ближче фіолетові смуги.

4.18. Установіть відповідність між характеристикою дифракційної решітки й формулою, яка її визначає.

1. Лінійна дисперсія

А. $D = \frac{1}{f}$

2. Кутова дисперсія

Б. $d = \frac{1}{N_0}$

3. Постійна решітки

В. $D = \frac{\delta l}{\delta \lambda}$

4. Роздільна здатність

Г. $D = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda}$

Д. $R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda}$

5. ДИФРАКЦІЯ СВІТЛА

5.1. Принцип Гюйгенса-Френеля

Дифракція світла у вузькому сенсі – огинання променями світла перешкод з проникненням світла в область геометричної тіні. У широкому значенні – це прояв хвильових властивостей світла в граничних умовах переходу від хвильової до геометричної оптики.

Перше пояснення дифракції було дано Френелем (1818) на основі поняття хвильового фронту Х. Гюйгенса.

Згідно з принципом Гюйгенса кожна точка, до якої доходить світлове коливання, є точковим джерелом вторинних хвиль. Поверхня, що огинає вторинні хвилі, вказує положення фронту поширення хвилі. Всі точки поверхні коливаються в одній фазі (рис. 5.1).

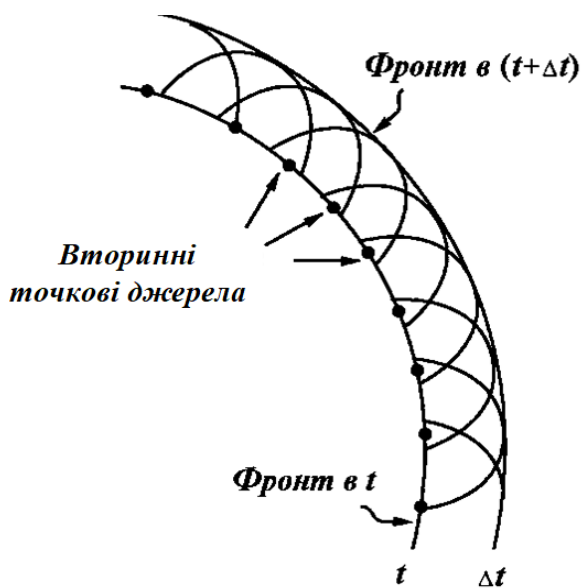


Рис. 5.1. Хвильовий фронт Гюйгенса

Френель доповнив теорію Гюйгенса принципом інтерференції вторинних світлових хвиль. Френель показав, світлова хвиля, що збуджується джерелом світла, може бути представлена як результат суперпозиції вторинних когерентних хвиль.

У результаті був сформульований принцип хвильового підходу до пояснення поширення світла, який одержав назву **принципу Гюйгенса-Френеля**. Основний сенс принципу зводиться до наступного:

1. Усі точки фронту світлової хвилі є вторинними когерентними джерелами хвиль; вторинні хвилі, що випромінюються ними, інтерферують між собою, посилюючи чи послабляючи одна одну.
2. Вторинні хвилі поширюються тільки «уперед», зворотні хвилі відсутні.
3. Вторинні хвилі поширюються у напрямку зовнішньої нормалі до фронту хвилі в будь-якій його точці.
4. Якщо частина фронту хвилі екранується, вторинні хвилі випромінюються тільки відкритою поверхнею так, нібито екрану немає, тобто випромінення не залежить від матеріалу, форми і розмірів екрану.

Принцип Гюйгенса-Френеля дозволяє пояснити прямолінійне поширення, закони відбиття та заломлення світла базуючись на уявленнях про його хвильову природу, що продемонстровано на рис. 5.2.

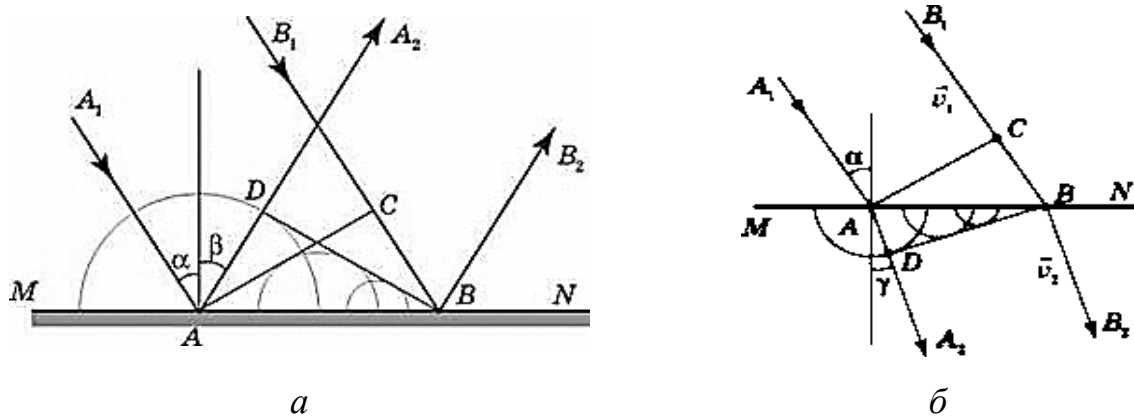


Рис. 5.2. До пояснення законів відбиття (а) та заломлення (б) світла на основі принципу Гюйгенса-Френеля

5.2. Дифракція Френеля

Дифракція Френеля – це дифракція сферичних світлових хвиль (на малій відстані від точкового джерела). Френель вирішив завдання знаходження амплітуди результуючих коливань світла в довільній точці

інтерференційній області для випадків, що характеризуються симетрією. Для цього він запропонував метод, який одержав назву зон Френеля.

Зони Френеля

Уся хвильова поверхня розбивається на концентричні кілець таким чином, щоб відстань від кінця кожної зони до точки Р відрізнялась від сусідній на $\frac{\lambda}{2}$ (рис. 5.3).

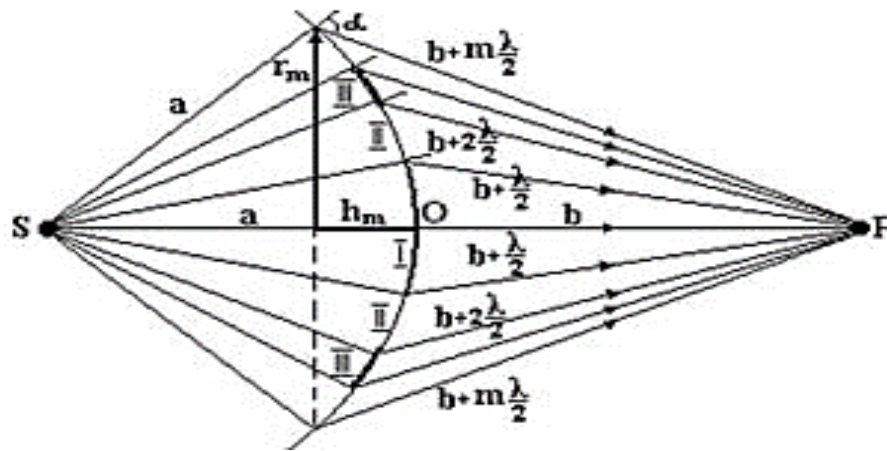


Рис. 5.3. Зони Френеля для сферичної хвилі

a – відстань від джерела до фронту хвилі; b – відстань від фронту хвилі до обраної точки Р хвильової поверхні, що знаходиться на осі SO ; m – порядковий номер зони, відраховуючи від точки O .

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2}. \quad (5.1)$$

В однорідному ізотропному середовищі одержимо:

площа зони m :

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi a b \lambda}{2a+b}, \quad (5.2)$$

висота сегменту h_m :

$$h_m = \frac{b m \lambda + m^2 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2}{2(a+b)}, \quad (5.3)$$

радіус зони m :

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m \lambda. \quad (5.4)$$

Амплітуда коливань, що збуджуються кожною зоною в точці P , зменшується при збільшенні m

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1} > \dots$$

Фази коливань для сусідніх зон відрізняються на π , тому амплітуди парних і непарних зон слід брати з протилежним знаком:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 \dots$$

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots$$

Оскільки амплітуда зменшується монотонно, можна вважати, що

$$A_2 = \frac{A_1 + A_3}{2}; \quad A_4 = \frac{A_3 + A_5}{2}; \dots$$

Звідки одержимо, що амплітуда в точці P дорівнює:

$$A = \frac{A_1}{2}. \quad (5.5)$$

Якщо закрити всі зони, крім першої, амплітуда збільшиться удвічі.

Ще більше збільшення амплітуди можна одержати, якщо закрити всі парні або всі непарні зони. Для цього виготовляють так звані *пластинки*.

Ще вдвічі амплітуду можна посилити, якщо використовувати прозорі пластинки, товщина яких для парних і непарних зон відрізняється настільки. Що всі зони дають хвилі, які посилюють одна одну.

Дифракція Френеля від малого круглого отвору

Для радіусу отвору r_0 , який набагато менший за відстані a та b (рис. 5.4), можна вважати, що радіус кривизни фронту хвилі дорівнює a , звідки одержимо:

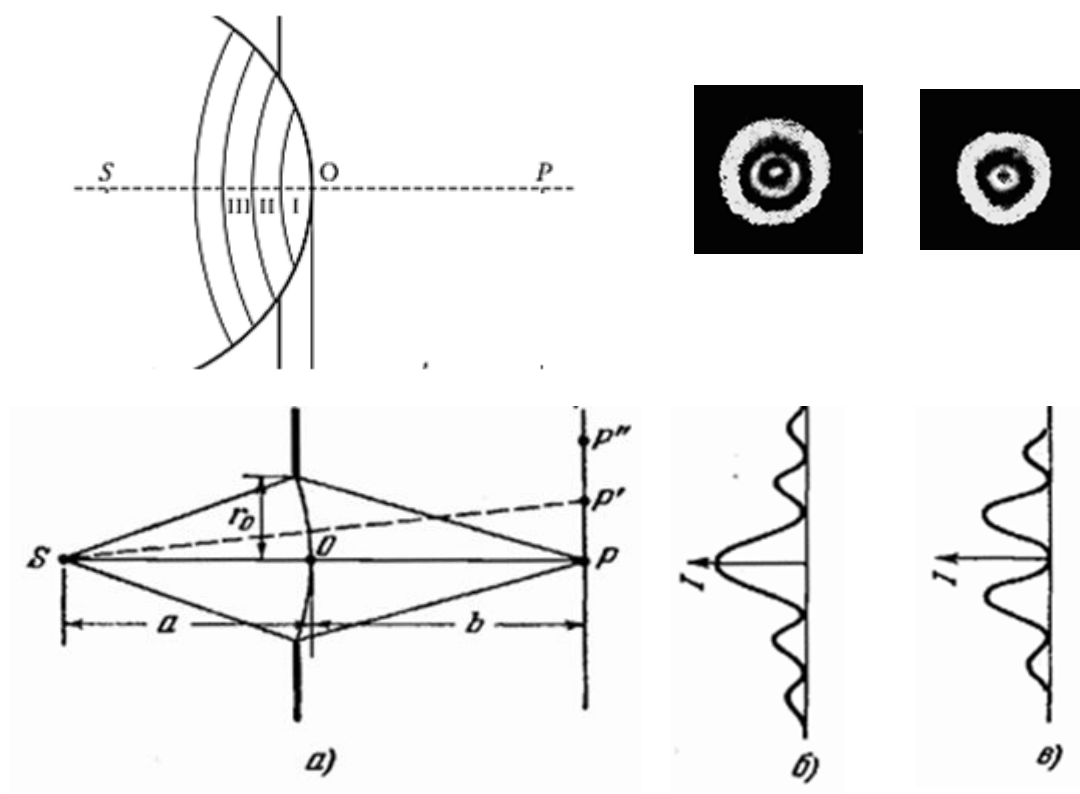


Рис. 5.4. Дифракція Френеля від малого круглого отвору: хід променів (а) та дифракційна картина для випадків: m - непарне (б) m - парне (в;) m – кількість зон Френеля, що укладаються на отворі

$$r_0 = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda},$$

$$m = \frac{r_0^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right). \quad (5.6)$$

Амплітуда в точці Р:

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}. \quad (5.7)$$

Знак «плюс» відповідає непарному числу зон, що укладаються на отворі, а знак «мінус» – парному.

Для парного m $A \approx 0$ (мінімум інтенсивності в точці Р) для непарного – $A \approx A_1$ (максимум інтенсивності в точці Р).

Дифракція Френеля від малого диску

Нехай диск закриває m перших зон Френеля, радіус диску r_0 набагато менший за відстані a та b , радіус кривизни фронту хвилі приблизно дорівнює a (рис. 5.5).

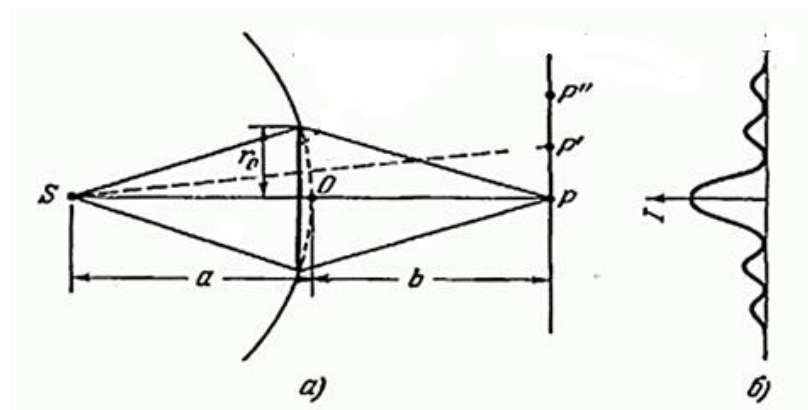


Рис. 5.5. Дифракція Френеля від малого диску

У такому разі амплітуда коливань, що утворюються відкритими зонами в точці P :

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - A_{m+4} \dots$$

$$A \approx \frac{A_{m+1}}{2}. \quad (5.8)$$

Отже у центрі картини, в області геометричної тіні, одержимо максимум інтенсивності (пляма Пуассона) як при парній так і при непарній кількості закритих зон (рис. 5.6).

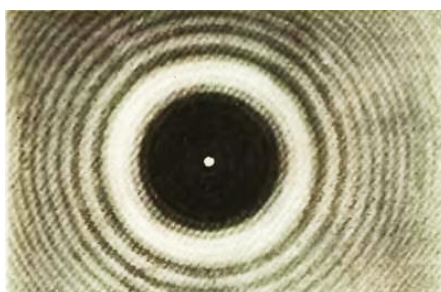


Рис. 5.6. Пляма Пуассона

Реально дифракційна картина спостерігається чітко при невеликій кількості зон ($m \sim 3-5$), що перекриваються диском.

Дифракція Френеля від краю півплощини та щілини

Дифракційна картина при проходженні світла біля прямолінійного краю перешкоди представлена на рис. 5.7.

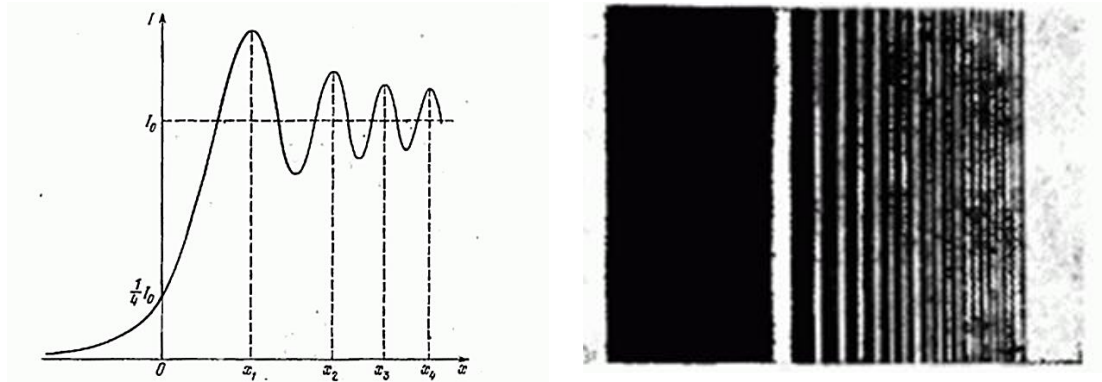


Рис. 5.7. Дифракція Френеля від краю півплощини

Дифракція Френеля від щілини

Щілину можна уявити як дві паралельні півплощини. Дифракція Френеля у такому випадку уявляє собою центральну світлу або темну полосу, по дві боки від якої розташовані симетричні темні і світлі смуги, що чергуються поблизу границь геометричної тіні.

5.3. Дифракція Фраунгофера. Дифракційна решітка

Дифракція Фраунгофера – це дифракція плоских хвиль (від віддаленого джерела).

Для довгої щілини шириною $b = MN$, що розташована перпендикулярно до паралельного світлового пучка, дифракційну картину можна одержати за допомогою збиральної лінзи (CP) на екрані (PP'), розміщеному у фокальній площині лінзи (рис. 5.8).

У довільній точці P' екрану буде спостерігатися мінімум за умов:

$$b \sin \varphi = \pm k \lambda \quad (k = 1, 2, 3, \dots) \quad (5.9)$$

φ – кут дифракції (кут падіння променя) .

$b \sin \varphi = \Delta$ – різниця фаз променів, що йдуть від країв щілини.

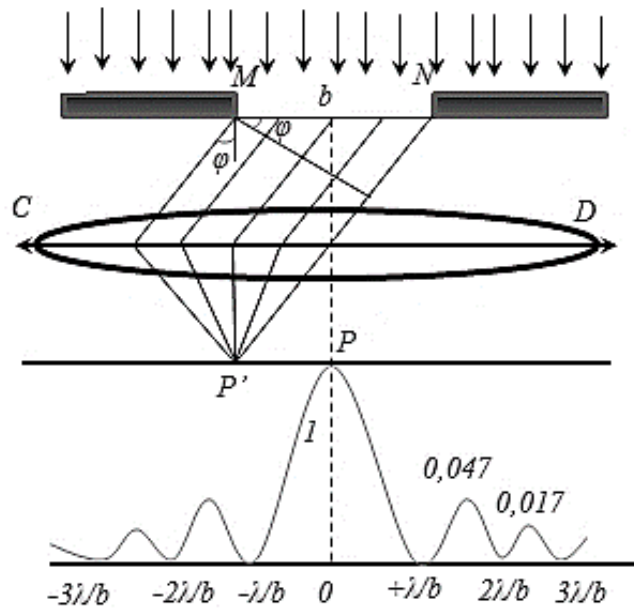


Рис. 5.8. Дифракція Фраунгофера від щілини

Кількість мінімумів інтенсивності визначається відношенням ширини щілини до довжини хвилі:

$$k \leq \frac{b}{\lambda}$$

Дифракційну картину можна спостерігати й без лінзи, якщо ширина щілини набагато менша за відстань від щілини до екрану (рис. 5.9).

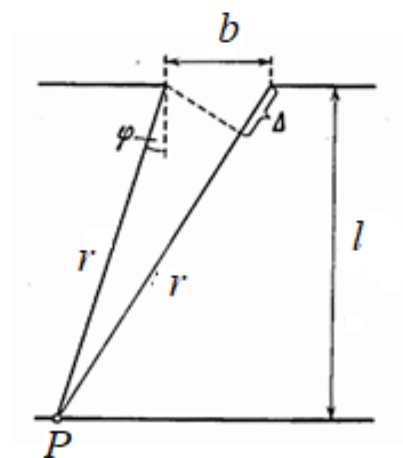


Рис. 5.9. Спостереження дифракції Фраунгофера від щілини без лінзи. $b \ll l$

Дифракція може бути описана за допомогою методів Френеля або Фраунгофера, залежно від значення параметра $\frac{b^2}{l\lambda}$, що має сенс числа зон Френеля.

$$\frac{b^2}{l\lambda} \begin{cases} \ll 1 - \text{дифракція Фраунгофера} \\ \sim 1 - \text{дифракція Френеля} \\ \gg 1 - \text{геометрична оптика} \end{cases} \quad (5.10)$$

Дифракційна решітка

Дифракційна решітка – це оптичний елемент, що є сукупністю великої кількості регулярно розташованих штрихів (канавок, щілин, виступів), нанесених тим чи іншим способом на плоску або увігнуту оптичну поверхню. Це чергування однакових ділянок, що пропускають або віддзеркалюють світло, та ділянок, непрозорих для світла або таких, що розсіюють світло. Схема дифракційної решітки приведена на рис. 5.10.

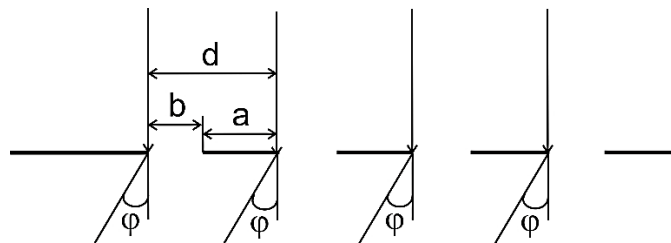


Рис. 5.10. Схема дифракційної решітки:

a – ширина щілини (прозорі ділянки); b – ширина проміжку (непрозорі ділянки); d – період решітки; φ – кут дифракції

Величину, що дорівнює сумі ширини прозорих та непрозорих ділянок називають періодом (постійною) дифракційної решітки.

$$d = a + b. \quad (5.11)$$

Кількість щілин, на одиниці ширини решітки:

$$N_0 = \frac{N}{l}, \quad (5.12)$$

$$N_0 = \frac{1}{d}, \quad (5.13)$$

де l – ширина решітки: N – загальна кількість щілин (штрихів) на решітці

Решітку, що складається з прозорих та непрозорих ділянок називають решіткою на проходження (рис. 5.11 а), дзеркальна – решітка на відбиття (рис. 5.11 б).

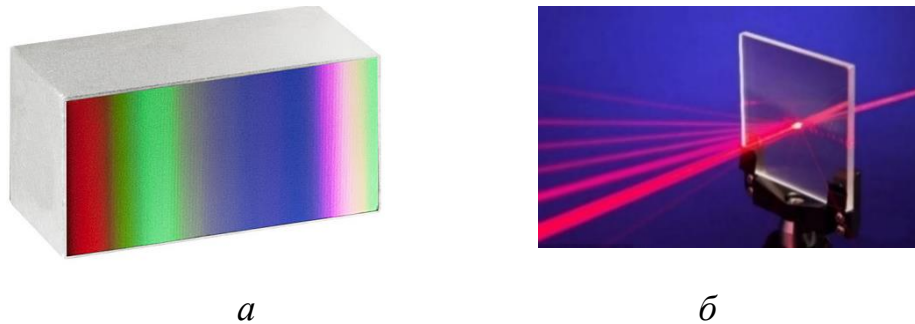


Рис. 5.11. Дифракційні решітки на відбиття (а) та проходження (б)

Відбивна решітка: штрихи (подряпини) нанесені на дзеркальну (металеву) поверхню, спостереження ведеться у відбитому світлі. Прозора решітка: штрихи нанесені на прозору поверхню (або вирізаються у вигляді щілин на непрозорому екрані), спостереження ведеться в прохідному світлі

Дифракційну картину зазвичай спостерігають за допомогою збиральної лінзи за тими ж принципами, що й до однієї щілини (рис. 5.12).

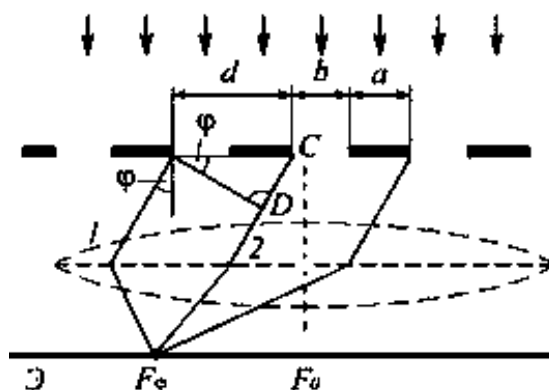


Рис. 5.12. Спостереження дифракції на дифракційній решітці

Умови головних максимумів для дифракційної решітки:

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (5.14)$$

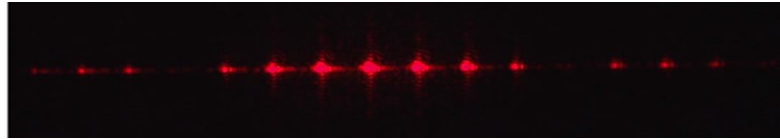


Рис. 5.16. Дифракційна картина від лазерного джерела



Рис. 5.17. Дифракційний спектр випромінювання

Основними характеристиками дифракційної решітки, що визначають її властивості, є:

Період (постійна) дифракційної решітки, d .

Кількість щілин, на одиниці ширини решітки, N_0 .

Кутова дисперсія: кутова відстань між двома спектральними лініями, які відрізняються по довжині хвилі на одиницю ($\frac{\text{рад}}{\text{м}}$)

$$D_{\varphi} = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}. \quad (5.16)$$

Лінійна дисперсія: лінійна відстань між двома спектральними лініями, які відрізняються по довжині хвилі на одиницю (безрозмірна величина)

$$D_l = \frac{\delta l}{\delta\lambda}. \quad (5.17)$$

Роздільна здатність: мінімальна різниця довжин хвиль, при якій дві лінії в спектрі сприймаються роздільними (безрозмірна величина)

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}. \quad (5.18)$$

Для дифракційної решітки

$$R = m \cdot N. \quad (5.19)$$

Диференціюючи рівняння 5.14 одержимо

$$D_{\varphi} = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d\cos\varphi}.$$

При $\cos\varphi \approx 1$

$$D_{\varphi} \approx \frac{m}{d}; \quad (5.20)$$

При $\varphi \approx 0$

$$\begin{aligned} \delta l &\approx f \cdot \delta\varphi \\ D_l &\approx f \cdot D_{\varphi} \end{aligned} \quad (5.21)$$

де f – фокусна відстань лінзи, що використовується для спостереження дифракції.

Дифракційні решітки використовуються в спектральних приладах для просторового розкладання електромагнітного випромінювання в спектр.

У рентгенівській області спектра в якості дифракційних решіток використовують різні монокристали, у яких атоми і молекули, що розташовані у вузлах кристалічної решітки, утворюють тривимірну періодичну структуру (рис.5.18).

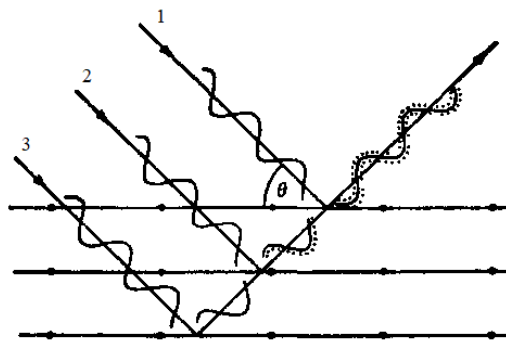


Рис. 5.18. Дифракція рентгенівських променів на кристалографічних площинах

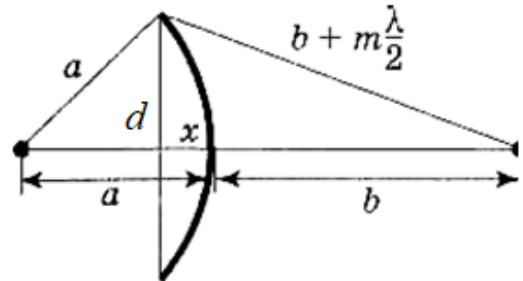
Умова максимуму (рівняння Вульфа-Бреггів):

$$2d\sin\theta = m\lambda \quad (5.22)$$

де d – міжплощинна відстань, θ – кут ковзання (бреговський кут), n – порядок дифракційного максимуму, λ – довжина хвилі.

Приклади розв'язання задач

Пр. 5.1. Перед діафрагмою з круглим отвором, діаметр якого $d = 2 \text{ мм}$, знаходиться точкове джерело ($\lambda = 0,5 \text{ мкм}$). Отвір відкриває три зони Френеля. Відстань від джерела до екрану $a = 1 \text{ м}$. Визначити відстань від діафрагми до точки спостереження.



Умови	Розв'язок
$a = 1 \text{ м}$ $m = 3$ $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ $d = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$	Як це впливає з рисунку $r^2 = a^2 - (a - x)^2$; $r^2 = \left(b + m \frac{\lambda}{2}\right)^2$; $r = \frac{d}{2}$ – радіус отвору.
b	Висота зони Френеля $x = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}$, відповідно $r^2 = \frac{abm\lambda}{a+b} - \frac{b^2(m\lambda)^2}{4(a+b)^2}$

Оскільки $\lambda \ll b$, складова $\frac{b^2(m\lambda)^2}{4(a+b)^2} \ll \frac{abm\lambda}{a+b}$,

$$r^2 \approx \frac{abm\lambda}{a+b},$$

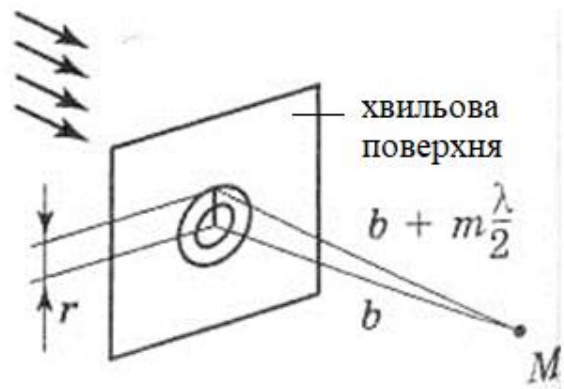
звідки

$$b = \frac{ar^2}{am\lambda - r^2} = \frac{ad^2}{4am\lambda - d^2}.$$

$$b = \frac{1 \cdot 4 \cdot 10^{-6}}{4 \cdot 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-6}} = 2$$

Відповідь: $b = 2 \text{ м}$

Пр. 5.2. Визначте радіус третьої зони Френеля для випадку плоскої хвилі. Відстань до точки спостереження М від хвильової поверхні $b = 1,5$ м. Довжина хвилі $\lambda = 0,6$ мкм



Умови	Розв'язок
$b = 1,5$ м $m = 3$ $\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$ м	Хвильовою поверхнею плоскої хвилі є площина. r – радіус зони Френеля. З рисунку бачимо, що: $r^2 + b^2 = \left(b + m \frac{\lambda}{2}\right)^2,$

звідки:

$$r^2 + b^2 = b^2 + bm\lambda + \frac{(m\lambda)^2}{4}$$

$$r^2 = bm\lambda + \frac{(m\lambda)^2}{4},$$

При $\lambda \ll b$ друга складова в правій частині рівності

$$\frac{(m\lambda)^2}{4} \ll bm\lambda$$

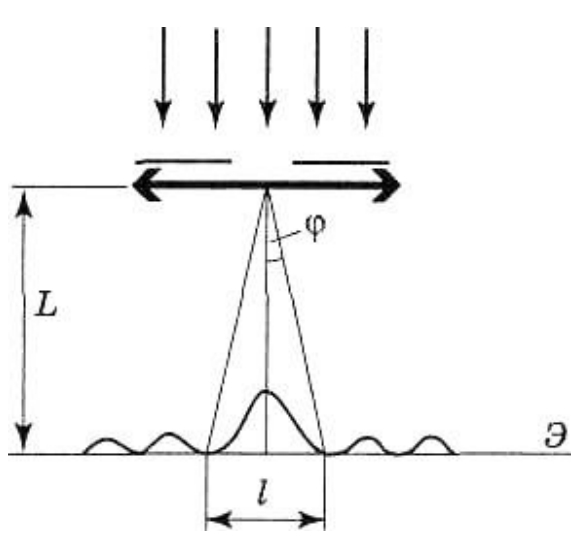
Нехтуючи цією складовою одержимо:

$$r = \sqrt{bm\lambda},$$

$$r = \sqrt{1,5 \cdot 3 \cdot 6 \cdot 10^{-7}} = 1,64 \cdot 10^{-3}$$

Відповідь: $r = 1,64 \cdot 10^{-3}$ м = 1,64 мм

Пр. 5.3. На щілину шириною $b = 0,1 \text{ мм}$ падає нормально монохроматичне світло з довжиною хвилі $\lambda = 500 \text{ нм}$. За допомогою збиральної лінзи, розташованої поблизу щілини, на екрані, що знаходиться у фокальній площині лінзи, спостерігається дифракційна картина. Визначити відстань від екрана до лінзи, якщо відстань l між першими дифракційними мінімумами, розташованими по обидва боки центрального максимуму, дорівнює 2 см .

Умови	Розв'язок
$b = 10^{-4} \text{ м}$ $k = 1$ $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ $l = 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}$	
L	

Умова мінімуму при дифракції світла на щілині:

$$b \sin \varphi = \pm k \lambda, \quad k = 1, 2, 3 \dots$$

З рисунку знаходимо:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{l}{2L}, \quad L = \frac{l}{2 \cdot \operatorname{tg} \varphi}$$

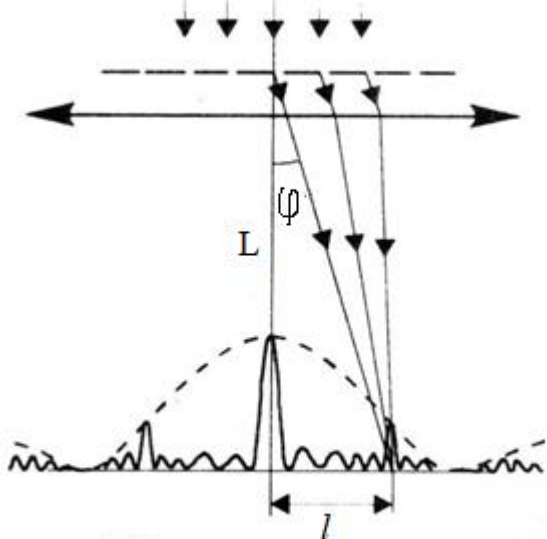
Кут дифракції φ при $k = 1$ і $l \ll L$ малий настільки, що можна вважати

$$\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi$$

$$\sin \varphi = \frac{k \lambda}{b}, \quad L = \frac{l \cdot b}{2 \cdot k \lambda}, \quad L = \frac{2 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 1 \cdot 5 \cdot 10^{-7}} = 2$$

Відповідь: $L = 2 \text{ м}$

Пр. 5.4. Дифракційна решітка освітлюється монохроматичним світлом ($\lambda = 550 \text{ нм}$), яке падає нормально до поверхні решітки. На екран, що знаходиться від решітки на відстані $L = 1 \text{ м}$, за допомогою лінзи, розташованої поблизу решітки, проектується дифракційна картина, причому перший головний максимум спостерігається на відстані $l = 12 \text{ см}$ від центрального. Визначити: 1) період дифракційної решітки; 2) число штрихів на 1 см її довжини; 3) загальну кількість максимумів, що дає решітка; 4) кут дифракції для останнього максимуму.

Умови	Розв'язок
$l = 0,12 \text{ м}$ $\lambda = 5,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ $L = 1 \text{ м}$	
$d, N_0, N, \varphi_{\max}$	

Умова максимуму при дифракції світла на дифракційній решітці:

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad m = 0, 1, 2, 3 \dots$$

Для $m = 1$ при $l \ll L$ $\sin \varphi \approx \tan \varphi = \frac{l}{L}$,

Період решітки:

$$d = \frac{m \lambda}{\sin \varphi} = \frac{m \lambda L}{l}, \quad d = \frac{5,5 \cdot 10^{-7} \cdot 1}{0,12} = 4,58 \cdot 10^{-6}$$

Кількість штрихів на одиниці довжини решітки:

$$N_0 = \frac{1}{d}, \quad N_0 = \frac{1}{4,58 \cdot 10^{-6}} = 2,18 \cdot 10^5$$

Кількість максимумів N обмежена умовою:

$$\sin \varphi_{\max} \leq 1, \quad \sin \varphi_{\max} \leq \frac{m\lambda}{d}$$

Якщо $\sin \varphi = 1$,

$$\frac{m\lambda}{d} = 1, \quad m = \frac{d}{\lambda},$$

$$m = \frac{4,58 \cdot 10^{-6}}{5,5 \cdot 10^{-7}} = 8,3$$

Максимальний порядок спектру $m = 8$

Кількість максимумів, враховуючи симетрію і центральний максимум:

$$N = 2m + 1 = 17$$

Кут дифракції, що відповідає останньому максимуму:

$$\sin \varphi_{\max} = \frac{8 \cdot 5,5 \cdot 10^{-7}}{4,58 \cdot 10^{-6}} = 0,9607$$

$$\varphi_{\max} = 73,9^\circ$$

Відповідь: $d = 4,58 \cdot 10^{-6} \text{ м} = d = 4,58 \text{ мкм}, \quad \varphi_{\max} = 73,9^\circ,$

$$N_0 = 2,18 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1} = 2,18 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}.$$

$$N = 17, \quad \varphi_{\max} = 73,9^\circ,$$

Пр. 5.5. Дифракційна решітка довжиною $l = 5 \text{ мм}$ може розділити у першому порядку дві спектральні лінії натрію ($\lambda_1 = 589,0 \text{ нм}$ та $\lambda_2 = 589,6 \text{ нм}$). Визначити, під яким кутом у спектрі третього порядку спостерігатиметься світло з $\lambda_3 = 600 \text{ нм}$, що падає на решітку нормально.

Умови	Розв'язок
$l = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ $\lambda_1 = 5,890 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ $\lambda_2 = 5,896 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ $\lambda_3 = 6,000 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ $m = 1$ $m' = 3$	Умова максимуму при дифракції світла на дифракційній решітці: $d \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad m = 0, 1, 2, 3 \dots$ Роздільна здатність: $R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda}$ $\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ $\lambda_1 = \lambda$
φ	

Для дифракційної решітки роздільна здатність для порядку спектра m :

$$R = m \cdot N$$

N – загальна кількість щілин решітки

$$N = N_0 \cdot l = \frac{1}{d} \cdot l$$

N_0 – кількість щілин, що приходить на одиницю довжини решітки l .

Період решітки:

$$d = \frac{l}{N} = \frac{ml}{R}$$

Кут дифракції φ для лінії λ_3 визначиться з рівняння:

$$\sin \varphi = \frac{\lambda_3 m'}{d} = \frac{\lambda_3 m' R}{ml} = \frac{m' \lambda_3 \lambda_1}{ml(\lambda_2 - \lambda_1)}$$

$$\sin \varphi = \frac{3 \cdot 6,000 \cdot 10^{-7} \cdot 5,890 \cdot 10^{-7}}{1 \cdot 5 \cdot 10^{-3} \cdot (5,896 \cdot 10^{-7} - 5,890 \cdot 10^{-7})} = 0,3534$$

$$\varphi = 20,7^\circ$$

Відповідь: $\varphi = 20,7^\circ$

Задачі для самостійного розв'язання

5.1. Екран з круглим отвором радіусом $1,5 \text{ мм}$ розташований на відстані $8,6 \text{ м}$ від точкового джерела світла, що випромінює світло з довжиною хвилі $0,6 \text{ мкм}$. На якій відстані від отвору розташована точка спостереження, якщо з неї видна одна перша зона Френеля? На яку відстань треба перемістити точку спостереження, щоб у ній утворилася темна пляма?

5.2. Паралельний пучок світла нормально падає на круглу діафрагму радіусом $1,4 \text{ мм}$, розташовану на відстані 4 м від точки спостереження. Що виникне у точці спостереження – максимум чи мінімум інтенсивності? Довжина світлової хвилі $0,5 \text{ мкм}$. До якого радіусу треба розширити діафрагму, щоб у точці спостереження виник мінімум інтенсивності? Куди при цьому зникає енергія світлової хвилі?

5.3. Відстань між точковим джерелом світла та екраном становить 12 м . Освітленість точки спостереження, розташованої на екрані на найкоротшій відстані до джерела, дорівнює E_0 . Посередині між екраном та джерелом помістили прозору ширму з круглим отвором у центрі. При цьому освітленість у точці спостереження зросла вчетверо. Який радіус отвору, якщо дослід проводився з натрієвою лампою, що випромінює світло з довжиною хвилі $589,3 \text{ нм}$?

5.4. Паралельний пучок світла від монохроматичного джерела ($\lambda=0,5 \text{ мкм}$) нормально падає на діафрагму з круглим отвором діаметром 1 мм . Темним чи світлим буде центр дифракційної картини на екрані, що знаходиться на відстані $0,5 \text{ м}$ від діафрагми?

5.5. На відстані l від точкового джерела спостерігається дифракція монохроматичного світла з довжиною хвилі $\lambda=0,5 \text{ мкм}$. Непрозорий, круглий диск діаметром 5 мм , що розташований посередині між джерелом світла та екраном, закриває одну центральну зону Френеля. Визначити відстань l .

5.6. Плоска монохроматична хвиля нормально падає на непрозорий екран з отвором радіуса r , який відкриває для точки спостереження P першу

зону Френеля. Як слід змінити радіус отвору, щоб у точці P спостерігався: перший мінімум; б) другий максимум?

5.7. Плоска монохроматична хвиля падає нормально на непрозорий диск, який закриває для точки спостереження P перші три зони Френеля. Як зміниться інтенсивність у точці P , якщо відстань до диска: а) зменшити втричі; б) збільшити вдвічі?

5.8. Точкове джерело P_0 монохроматичного світла з довжиною хвилі λ знаходиться на відстані a перед непрозорим екраном з круглим отвором, а точка спостереження P – за екраном на відстані b . Яким повинен бути мінімальний радіус отвору, щоб інтенсивність у точці спостереження була такою самою, як і без екрана?

5.9. Щілина шириною $0,5$ мм висвітлюється червоним світлом від лазера з $\lambda=630$ нм. На якій відстані від щілини можна чітко спостерігати дифракційну картину?

5.10. Під якими кутами спостерігатимуться дифракційні мінімуми при нормальному падінні монохроматичного світла $\lambda=589$ нм. На щілину ширина якої $b=2$ мкм?

5.11. На щілину шириною $a=20$ мкм падає нормально паралельний пучок монохроматичного світла. Знайти ширину зображення щілини на екрані віддаленому від щілини на відстань $l=1$ м. (Шириною зображення щілини на екрані вважатиме відстань між двома дифракційними мінімумами першого порядку). $\lambda=500$ нм.

5.12. Світло з довжиною хвилі $\lambda=0,5$ мкм падає під кутом 30° на щілину ширини $b=10$ мкм. Знайти кутовий напрямок на три перші мінімуми, розташовані по обидва боки від центрального максимуму.

5.13. Період дифракційної решітки дорівнює 5 мкм. Визначте найбільший порядок спектра, загальну кількість головних максимумів у дифракційній картині та кут дифракції у спектрі четвертого порядку за нормального падіння монохроматичного світла з довжиною хвилі $0,625$ мкм.

5.14. Визначити скільки довжин хвиль монохроматичного світла укладається на ширині щілини, якщо при нормальному падінні світла на щілину нормально, кут дифракції для четвертої темної смуги становить $2,2^\circ$.

5.15. Монохроматичне світло падає нормально на щілину ширини $b=11 \text{ мкм}$. За щілиною знаходиться тонка лінза з фокусною відстанню $f=150 \text{ мм}$, у фокальній площині якої розташований екран. Знайти довжину хвилі світла, якщо відстань між симетрично розташованими мінімумами третього порядку на екрані 50 мм .

5.16. Кут дифракції для натрієвої лінії ($\lambda_1=589 \text{ нм}$) у спектрі першого порядку $\varphi_1=17^\circ 8'$. Світловий паралельний пучок падає на дифракційну решітку нормально. Знайти число штрихів N на одиниці довжини решітки та довжину хвилі λ_2 деякої лінії, якій відповідає кут дифракції $\varphi_2=24^\circ 12'$ у спектрі другого порядку.

5.17. Світло із довжиною хвилі 535 нм падає нормально на дифракційну решітку. Знайти її період, якщо максимальний порядок спектру дорівнює 5.

5.18. Скільки штрихів на 1 мм має дифракційна решітка, для якої зелена лінія спектру ртуті $\lambda=0,55 \text{ мкм}$ у спектрі другого порядку спостерігається під кутом $19,13^\circ$?

5.19. Якою має бути довжина дифракційної решітки, що має 50 штрихів на 1 мм , щоб у спектрі другого порядку можна було розрізнити дві лінії натрію $\lambda_1=5800 \text{ Å}$ і $\lambda_2=5896 \text{ Å}$?

5.20. Кутова дисперсія дифракційної решітки для $\lambda=668 \text{ нм}$ у спектрі першого порядку $\frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}=2,02 \frac{\text{рад}}{\text{м}}$. Знайти період дифракційної решітки та лінійну дисперсію D , якщо фокусна відстань лінзи, що проектує спектр на екран, дорівнює $F=40 \text{ см}$.

5.21. Якою має бути мінімальна ширина $L_{\min}$ дифракційної решітки з періодом $d=2 \text{ мкм}$, щоб за її допомогою можна було розділити дві лінії $\lambda_1=500 \text{ нм}$ та $\lambda_2=500,05 \text{ нм}$ у другому порядку спектру?

Завдання для самоконтролю

Контрольні питання

- 5.1. Що таке дифракція?
- 5.2. Сформулюйте принцип Гюйгенса-Френеля.
- 5.3. Якими є доповнення Френеля до принципу Гюйгенса?
- 5.4. Поясніть явище дифракції світла на основі принципу Гюйгенса-Френеля.
- 5.5. У чому полягає принцип побудови зон Френеля?
- 5.6. У чому полягає принцип дії зонних платівок?
- 5.7. У чому відмінність дифракції Френеля на круглому отворі при висвітленні його монохроматичним та білим світлом?
- 5.8. Коли спостерігається дифракція Френеля? Дифракція Фраунгофера?
- 5.9. Чому дифракція не спостерігається на великих отворах та великих дисках?
- 5.10. Чим визначається, чи буде число зон Френеля, що відкриваються отвором, парним чи непарним? Відповідь обґрунтувати.
- 5.11. Які характерні риси дифракційної картини, що виходять при дифракції на малому непрозорому диску?
- 5.12. Що називають «плямою Пуассона»?
- 5.13. Знайдіть напрямки на точки екрана у разі дифракції на щілини, в яких інтенсивність дорівнює нулю; інтенсивність максимальна.
- 5.14. Чому дифракційна решітка розкладає біле світло в спектр?
- 5.15. Чому в центральній частині спектра, отриманого на екрані під час освітлення дифракційної решітки білим світлом, завжди спостерігається біла смуга?
- 5.16. Як визначити найбільший порядок спектра дифракційної решітки?
- 5.17. Як зміниться дифракційна картина при віддаленні екрана від решітки?

5.18. Як змінюється кутова відстань між спектральними лініями при зміні періоду дифракційної решітки та порядку спектру?

5.19. Чому при використанні білого світла лише центральний максимум білий, а бічні максимуми райдужно забарвлені?

5.20. Чим відрізняються решітка на проходження і решітка на відбиття?

5.21. Поясніть походження додаткових мінімумів у дифракційній картині від дифракційної решітки.

5.22. Які зміни в лінійних спектрах відбуватимуться, якщо зменшувати загальну кількість щілин дифракційної решітки?

Тестові завдання

У завданнях 5.1 – 5.24 з чотирьох відповідей обрати одну правильну або найбільш повну (точну) відповідь.

5.1. Дифракцією світла називається:

- а) зміна напрямку світлових променів при переході з одного середовища в інше;
- б) огинання світлом перешкод;
- в) взаємне посилення чи послаблення двох світлових хвиль;
- г) розкладання сонячного світла в спектр.

5.2. Дифракція Френеля спостерігається:

- а) у паралельних променях;
- б) для точкового джерела світла;
- в) у будь-яких променях;
- г) у збіжному гомоцентричному пучку світла.

5.3. Дифракція Фраунгофера спостерігається:

- а) у паралельних променях;
- б) у розбіжному гомоцентричному пучку світла;
- в) у будь-яких променях;
- г) у збіжному гомоцентричному пучку світла.

5.4. Дифракція Френеля має місце для хвиль, фронт яких:

- а) плоский;
- б) сферичний;
- в) циліндричний;
- г) довільної форми.

5.5. Дифракція Фраунгофера має місце для хвиль, фронт яких:

- а) плоский;
- б) сферичний;
- в) циліндричний;
- г) довільної форми.

5.6. Як буде змінюватися інтенсивність світла в центрі екрана при спостереженні дифракцій Френеля на круглому отворі, якщо отвір наближати до екрана?

- а) освітленість буде зростати;
- б) освітленість буде зменшуватися;
- в) у центрі буде спостерігатися постійна зміна максимуму і мінімуму інтенсивності;
- г) центральний максимум буде звужуватися, а його інтенсивність збільшуватися.

5.7. Зонна пластинка повинна перекривати:

- а) виключно парні зони Френеля;
- б) виключно непарні зони Френеля;
- в) або парні, або непарні зони Френеля;
- г) будь-які частини хвильового фронту.

5.8. У формулі дифракції на щілині кут φ це:

- а) кут падіння;
- б) кут ковзання;
- в) кут між нормаллю до щілини і напрямом на m -й мінімум;
- г) кут між нормаллю до щілини і напрямом на m -й максимум.

5.9. Поява кольорових веселкових плям на поверхні води, покритої тонкою бензиною або масляною плівкою є наслідком явища:

- а) інтерференції світла;
- б) дифракція світла;
- в) поляризації світла;
- г) дисперсії світла.

5.10. Між джерелом світла і екраном знаходиться невеликий круглий непрозорий екран. При яких його розмірах у центрі дифракційної картини буде темна пляма?

- а) екран повинен перекривати парне число зон Френеля;
- б) екран повинен перекривати непарне число зон Френеля;
- в) при будь-яких;
- г) у центрі завжди буде світла пляма.

5.11. Закінчіть речення: «Період дифракційної решітки...»

- а) залежить від її геометричних розмірів;
- б) дорівнює величині, оберненій до фокусної відстані лінзи, що використовується для спостереження;
- в) визначається кількістю штрихів на один міліметр;
- г) залежить від довжини світлової хвилі.

5.12. Якій фізичній величині відповідає означення φ у формулі $d \sin \varphi = \pm m\lambda$?

- а) куту падіння світлового променя на дифракційну решітку;
- б) куту дифракції;
- в) куту під яким виникає мінімум інтенсивності при дифракції;
- г) кутовому переміщенню.

5.13. У формулі $I = I_0 \cos^2 \varphi$ означення φ відповідає фізичній величині:

- а) куту падіння світлового променя на дифракційну решітку;
- б) куту ковзання;
- в) куту дифракції;
- г) кутовому переміщенню.

5.14. При проходженні дифракційної решітки у найбільшій мірі відхиляються:

- а) фіолетові промені;
- б) зелені промені;
- в) червоні промені;
- г) всі промені у однаковій мірі.

5.15. Кутова дисперсія дифракційної решітки визначається формулою:

а) $D = \frac{\delta l}{\delta \lambda}$; б) $R = \frac{\lambda}{\delta \lambda}$; в) $D = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda}$; г) $D = \frac{1}{f}$.

5.16. Лінійна дисперсія дифракційної решітки визначається формулою:

а) $D = \frac{1}{f}$; б) $D = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda}$; в) $R = \frac{\lambda}{\delta \lambda}$; г) $D = \frac{\delta l}{\delta \lambda}$.

5.17. Роздільна здатність дифракційної решітки визначається формулою:

а) $\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$; б) $R = \frac{\lambda}{\delta \lambda}$; в) $D = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda}$; г) $D = \frac{1}{f}$.

5.18. У якій з формул позначення d відповідає періоду дифракційної решітки?

а) $S = \frac{\pi d^2}{4}$; б) $\Delta x = \frac{\lambda L}{d}$; в) $D_\varphi = \frac{m}{d \cos \varphi}$; г) $x_{\max} = \frac{k \lambda L}{d}$.

5.19. Яка з формул, відповідає умові максимуму при дифракції світла на дифракційній решітці?

а) $D_\varphi = \frac{m}{d \cos \varphi}$; б) $\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$; в) $d \sin \varphi = \pm m \lambda$; г) $\Delta = (2k + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}$.

5.20. У формулі $R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda}$ позначення R відповідає:

- а) радіусу використовуваної для спостереження дифракції лінзи;
- б) роздільній здатності дифракційної решітки;
- в) відстані від решітки до екрану;
- г) ширині головного дифракційного максимуму.

5.21. Визначте кількість штрихів на 1 мм дифракційної ґратки, що її період 0,01 мм.

- а) 10; б) 50; в) 100; г) 200.

5.22. Визначте період дифракційної решітки, кількість, якщо вона має 200 штрихів на 1 мм.

- а) 0,10 мм; б) 0,01 мм; в) 0,002 мм; г) 0,005 мм.

5.23. У якій з формул D визначає лінійну дисперсію дифракційної решітки?

- а) $D = \frac{\delta l}{\delta \lambda}$; б) $D = \frac{m}{d \cos \varphi}$; в) $D = \frac{1}{f}$; г) $D = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda}$.

5.24. Чим відрізняється дифракційний спектр від дисперсійного?

- а) не відрізняється;
б) у дифракційного спектра більше кольорів;
в) розташування кольорів у спектрах обернене;
г) дисперсійний спектр ширший.

6. ФОТОМЕТРІЯ

6.1. Енергетичний і світловий потоки. Основні фотометричні величини

Фотометрія – це розділ оптики, в якому вивчаються методи і прийоми вимірювання енергії та зв'язаних з нею характеристик електромагнітного випромінювання оптичного діапазону.

Світло представляють як потік світлової енергії, що випромінюється джерелами (1), поширюється в проміжному середовищі (2), та сприймається (вимірюється) приймачами світла (3) (рис. 6.1).

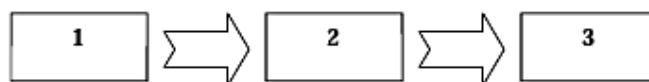


Рис. 6.1. Структурна схема фотометричних вимірювань

Джерела світла поділяють на природні та штучні; теплі та холодні (люмінесцентні), точкові та протяжні (рис. 6.2).



Рис. 6.2. Види джерел світла

Проміжне середовище – це середовище, в якому світло поширюється. До середовища, зокрема, належать різні оптичні елементи, що дозволяють змінювати потужність та напрямок потоку випромінення, його спектральний склад.

Приймачі світла – це пристрої, що перетворюють енергію оптичного діапазону в інші види енергії.

Для світлових вимірювань використовують приймачі, в основу яких покладена одна з дій яку може здійснювати світло: тепла, хімічна, електрична, фізіологічна тощо. За приймачами фотометрію поділяють на *енергетичну* (об’єктивну) і *світлову* (суб’єктивну), пов’язану зі сприйманням світла оком людини. Відповідні приймачі світла називають *універсальними* (нейтральними) та *селективними* (рис.6.3).

Універсальні приймачі однаково реагують на випромінення різних довжин хвиль (термоелементи, болометри). Інтенсивність, яку фіксують селективні приймачі залежить від довжини хвилі (фотоелементи, око людини).

Особливою чутливістю до довжини хвилі володіє око людини. У зв’язку з цим для характеристики світлових пучків прийняті два види величин: енергетичні, для універсальних приймачів, та світлові, у яких інтенсивність оцінюється по інтенсивності зорового сприйняття (табл. 6.1).

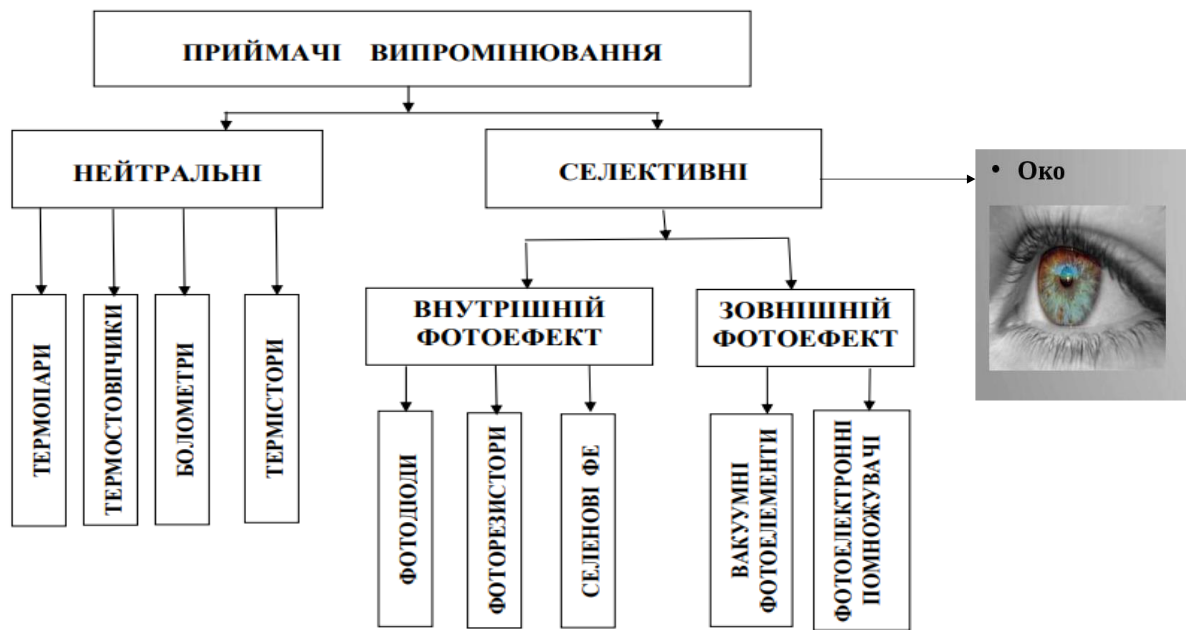


Рис. 6.3. Види приймачів випромінювання

Таблиця 6.1

Основні фотометричні величини

Енергетичні	Світлові
Енергетичний потік, Φ_e	Світловий потік, Φ
Енергетична сила світла, I_e	Сила світла, I
Енергетична освітленість, E_e	Освітленість, E
Енергетична світність, R_e	Світність, R
Енергетична яскравість, B_e	Яскравість, B

Основною енергетичною характеристикою світла є фізична величина, що одержала назву енергетичний потік (або потік променевої енергії).

Енергетичний потік – це енергія, що переноситься через деяку площу за одиницю часу:

$$\Phi_e = \frac{dW}{dt}, \quad (6.1)$$

який по суті уявляє потужність світлового пучка, одиниці $Вт = \frac{Дж}{с}$.

Будь-яка реальна світлова хвиля є накладанням хвиль з довжинами, що знаходяться в інтервалі $\Delta\lambda$. У середині потоку Φ_e спостерігається певна залежність енергії від довжини хвилі. Тобто у потік певним чином розподілений по довжинах хвиль.

Функція розподілу енергії по довжині хвиль:

$$\varphi(\lambda) = \frac{d\Phi_e}{d\lambda}, \quad (6.2)$$

залежить від джерела і умов випромінювання. Одиниці $\frac{\text{Дж}}{\text{м} \cdot \text{с}} = \frac{\text{Вт}}{\text{м}}$.

Повний енергетичний потік:

$$\Phi_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi(\lambda) d\lambda. \quad (6.3)$$

Для селективних приймачів вводять поняття спектральної чутливості.

Спектральна чутливість – зміна певної величини x_λ , яка використовується у вимірюванні, при зміні потоку на одиницю.

$$\psi_\lambda = \frac{dx_\lambda}{d\Phi_e}, \quad (6.4)$$

ψ_λ – функція, яка залежить від довжини хвилі. Її одиниці будуть визначатися тим, зміна якої саме фізичної величини dx_λ використовується в даному приймачі. Наприклад, якщо зміну енергетичного поруку визначають за зміною температури, одиницею спектральної чутливості буде $\frac{\text{К}}{\text{Вт}}$.

Основною світловою характеристикою в фотометрії є світловий потік.

Світловий потік – це потік випромінювання, що оцінюється по відчуттю ока людини.

Світловий потік пов'язаний з енергетичним співвідношенням:

$$\Phi = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} v_\lambda(\lambda) d\Phi_e \quad (6.5)$$

У цьому рівнянні v_λ — відносна спектральна чутливість, яку експериментально визначають для встановлення зв'язку інтенсивності зорового відчуття ока людини з енергетичним потоком.

Відносну спектральну чутливість також називають відотною видністю.

Для середнього нормального ока людини залежність v_λ від довжини хвилі має вигляд, представлений на рис. 6.4.

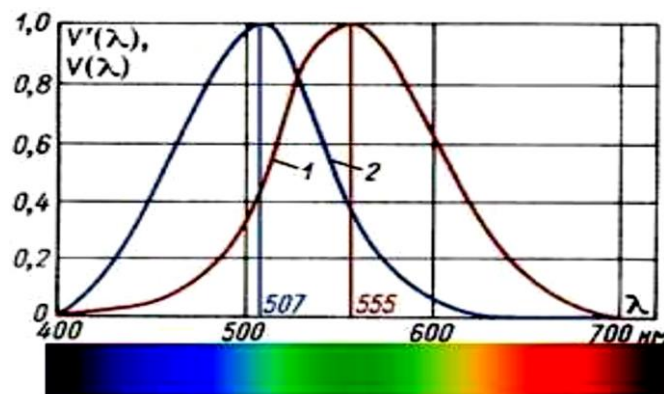


Рис. 6.4. Залежність відносної спектральної чутливості ока людини від довжини світлової хвилі (кольору) (крива видності). 1 - чутливість при денному освітленні; 2 - чутливість при вечірньому освітленні

Ця крива показує у скільки разів більша потужність потрібна при довжині хвилі λ у порівнянні з λ_0 для того, щоб вони викликали однакові по силі відчуття. Максимальне значення функція приймає при довжині хвилі $\lambda = 555$ нм. Численні значення відносної спектральної чутливості для двох хвиль обернено пропорційні енергетичним потокам, що викликають однакові по силі відчуття:

$$\frac{v_{\lambda_1}}{v_{\lambda_2}} = \frac{d\Phi_{e\lambda_1}}{d\Phi_{e\lambda_2}}.$$

Для $\lambda = 555$ нм світовому потоку в 1 лм відповідає енергетичний потік 0,00147 Вт. Відношення для цієї довжини хвилі енергетичного потоку до світового називають механічним еквівалентом світла.

$$A = \frac{d\Phi_e}{d\Phi_{св}} = 0,00147 \frac{\text{Вт}}{\text{лм}}. \quad (6.6)$$

Через світловий потік визначаються інші світлові характеристики (табл. 6.2).

Таблиця 6.2

Світлові фотометричні величини

Фізична величина, її визначення та одиниці в СІ	Формула-визначення
<i>Сила світла</i> : відношення світлового потоку, що поширюється у межах тілесного кута $d\Omega$, до величини цього кута; кд (кандела – основна одиниця СІ в оптиці)	$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (6.7)$
<i>Освітленість</i> : відношення світлового потоку, що падає на поверхню, до величини площі цієї поверхні; лк (люкс)	$E = \frac{d\Phi}{dS}; \quad (6.8)$ $E = \frac{Id\Omega}{dS} \quad (6.9)$
<i>Світність</i> : сумарний світловий потік, що посиляється одиницею поверхні по усім напрямкам (у межах тілесного кута 2π); $\frac{\text{кд}}{\text{м}^2}$	$R = \frac{d\Phi}{dS} \quad (6.10)$
<i>Яскравість</i> : світловий потік, що посиляється у даному напрямку одиницею видимої поверхні у межах одиничного тілесного кута; $\frac{\text{кд}}{\text{м}^2} = \frac{\text{лм}}{\text{ср} \cdot \text{м}^2}$	$B = \frac{d\Phi}{d\Omega \cdot dS \cdot \cos\varphi}; \quad (6.11)$ $B = \frac{dI}{dS \cdot \cos\varphi} \quad (6.12)$

Кут φ у визначенні яскравості – це кут між нормаллю до поверхні, що випромінює світло, та напрямом спостереження (рис. 6.5).

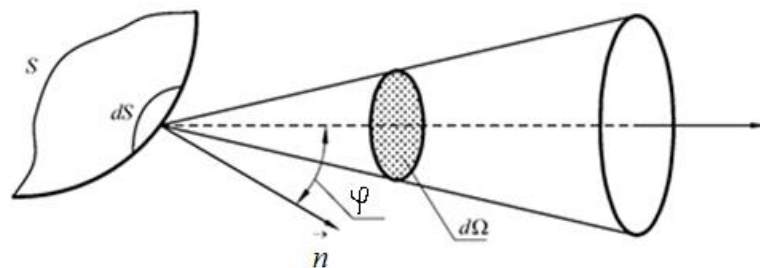


Рис. 6.5. До визначення яскравості

Тілесний кут – частина простору, обмежена конічною поверхнею зі замкненою прямою. Відношення площі поверхні, вирізаної з довільної сфери даним тілесним кутом з вершиною в центрі цієї сфери, до квадрата її радіуса є сталим і служить мірою тілесного кута та приймається за його величину (рис. 6.6).

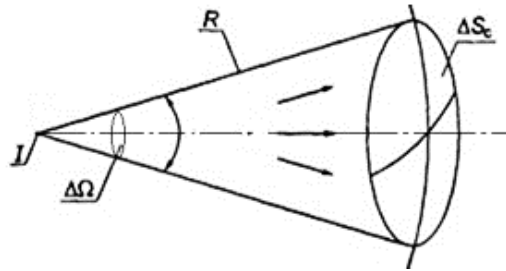


Рис. 6.6. Тілесний кут $\Delta\Omega$

Стерадіан – тілесний кут, вершина якого розташована в центрі сфери і який вирізує на поверхні сфери площу, рівну площі квадрата зі стороною, що дорівнює радіусу.

Кандела – одиниця вимірювання сили світла, яка дорівнює силі світла такого джерела, що випромінює монохроматичне світло з довжиною хвилі 555 нм (частотою $540 \cdot 10^{12}$ Гц) при силі випромінювання в даному напрямку $\left(\frac{1}{683}\right) \frac{\text{Вт}}{\text{ср}}$.

Люмен – одиниця вимірювання світлового потоку.

Один люмен дорівнює світловому потоку, що випускається точковим ізотропним джерелом, який в тілесному куті один стерадіан створює силу світла в одну канделу: $1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot \text{ср} = 1 \text{ лк} \cdot \text{м}^2$.

Повний тілесний кут $\Omega = 4\pi$.

Для ізотропного точкового джерела, що посиляє в усі боки рівномірно розподілену енергію, повний світловий потік, який це джерело випромінює дорівнює

$$\Phi = 4\pi I. \quad (6.13)$$

Люкс – освітленість, що утворюється світловим потоком 1 лм, рівномірно розподіленим по поверхні площею 1 м^2 за умови, що поверхня є перпендикулярною до напрямку поширення світлових променів (рис. 6.7).

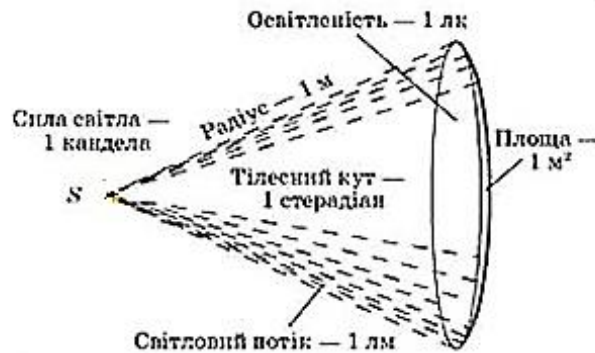


Рис. 6.7. До визначення одиниці освітленості

6.2. Закони освітленості

Освітленість поверхні залежить від: 1) сили світла джерела; 2) відстані від джерела до поверхні; 3) орієнтації поверхні щодо направлення падаючих променів.

Перший закон освітленості (закон зворотних квадратів).

Освітленість в точці поверхні, на яку нормально падає світло, обернено пропорційна квадрату відстані від джерела до даної точки (рис. 6.8).

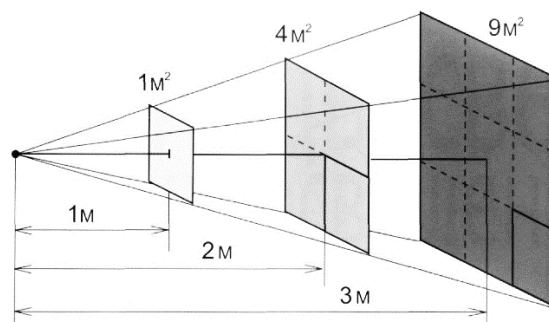


Рис. 6.8. До першого закону освітленості

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{R_2^2}{R_1^2} \quad (6.14)$$

Закон сформульований І. Кеплером в 1604 році.

Другий закон освітленості: Освітленість елементарної поверхні в паралельних променях прямо пропорційна косинусу кута падіння цих променів (кута між направленням променів і нормаллю до поверхні) (рис. 6.9).

$$E = E_{\perp} \cos \alpha. \quad (6.15)$$

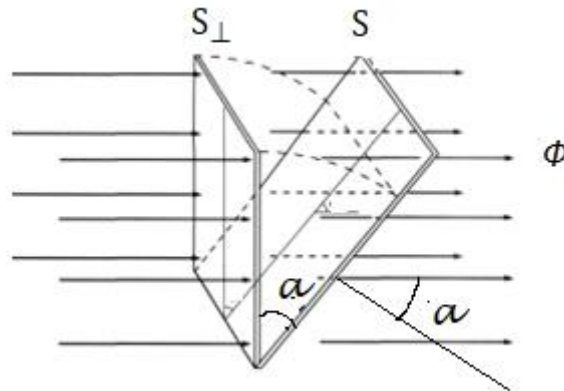


Рис. 6.9. До другого закону освітленості

Освітленість що дає точкове джерело на елементарній площині поверхні (в точці) прямо пропорційна силі світла джерела, косинусу кута падіння променів і обернено пропорційна квадрату відстані від джерела до даної точки (рис.6.10).

$$E = \frac{I \cos \alpha}{r^2}. \quad (6.16)$$

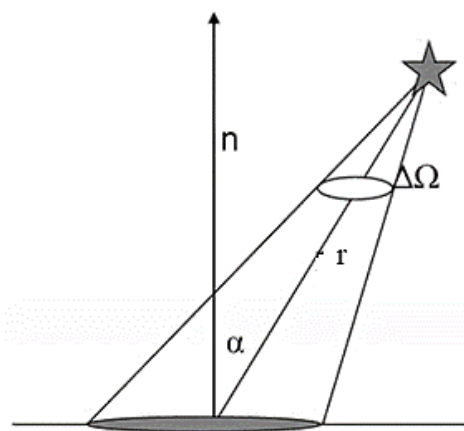


Рис. 6.10. До об'єднаного закону освітленості

Загальна освітленість, створювана кількома джерелами, дорівнює алгебраїчній сумі освітленостей, створюваних кожним джерелом окремо.

$$E_p = E_1 + E_2 + \dots + E_n. \quad (6.17)$$

При падінні на межу двох прозорих середовищ світло часткове відбивається і часткове проходить у друге середовище. Відповідно можна розглянути три світлових потоки: той, що падає ($\Phi_{\text{пад.}}$), відбитий потік ($\Phi_{\text{відб.}}$), і той, що пройшов ($\Phi_{\text{прох.}}$). Цей процес характеризують відповідними коефіцієнтами.

Коефіцієнт відбиття (альbedo) (ρ) дорівнює відношенню світлового потоку, відбитого від поверхні ($\Phi_{\text{відб.}}$), до потоку, що впав на неї ($\Phi_{\text{пад.}}$):

$$\rho = \frac{\Phi_{\text{відб.}}}{\Phi_{\text{пад.}}} \quad (6.18)$$

Коефіцієнт проходження (k) дорівнює відношенню потоку, що пройшов у друге середовище ($\Phi_{\text{прох.}}$), до потоку, що впав на межу середовищ ($\Phi_{\text{пад.}}$):

$$k = \frac{\Phi_{\text{прох.}}}{\Phi_{\text{пад.}}}, \quad (6.19)$$

$$\rho + k = 1. \quad (6.20)$$

Зв'язок між світністю та освітленістю поверхні, що відбиває світло:

$$R = \rho \cdot E. \quad (6.21)$$

Закон Ламберта

Закон Ламберта – це фізичний закон, згідно з яким радіальна інтенсивність випромінювання від ламбертової поверхні (випромінювача) прямо пропорційна косинусу кута між напрямком на спостерігача і нормаллю до поверхні (закон косинусів випромінювання).

Ламбертов випромінювач – це такий випромінювач, у якого яскравість постійна і не залежить від напрямку (тобто не залежить від положення точки на поверхні і від кута спостереження); підкоряється закону Ламберта.

Строго ламбертовими джерелом (випромінювачем) є абсолютно чорне тіло. Умовно ламбертовими джерелами є: Сонце, білі поверхні, деякі митні середовища, наприклад, матові тіла (молочні стекла), деякі типи хмар; серед самосвітних випромінювачів – порошкоподібні люмінофори.

Світність тісно пов'язана з яскравістю:

$$R = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} B \cdot \cos\varphi \cdot \sin\varphi d\varphi.$$

Для ламбертових джерел:

$$R = \pi \cdot B. \quad (6.22)$$

6.3. Фотометри

Фотометр – це загальна назва групи пристроїв для вимірювання властивостей електромагнітного випромінювання у діапазоні від ультрафіолетових до інфрачервоних хвиль.

До основних видів фотометричних вимірів відносяться:

- 1) порівняння сили світла джерел;
- 2) вимір повного потоку від джерела світла;
- 3) вимірювання освітленості у заданій площині;
- 4) вимірювання яскравості у заданому напрямку;
- 5) вимірювання частки світла, що пропускається частково прозорими об'єктами;
- 6) вимірювання частки світла, що відображається об'єктами.

Існують два загальні методи вимірювань у фотометрії:

- 1) візуальна (суб'єктивна) фотометрія, в якій при вирівнюванні механічними або оптичними засобами яскравості двох полів порівняння використовується здатність ока людини відчувати відмінності в яскравості;

2) фізична (об'єктивна) фотометрія, у якій для порівняння двох джерел світла використовуються різні приймачі світла іншого роду – вакуумні фотоелементи, напівпровідникові фотодіоди тощо.

Виділяють фотометри, за допомогою яких проводять вимірювання в білому світлі та в монохроматичному світлі. Прилади для останніх вимірювань називають спектрофотометрами.

Фотометри розрізняють за тим, для вимірювання якої саме характеристики світла вони призначені.

Люксметр – прилад для вимірювання освітленості (рис. 6.11). Працює на принципі перетворення світлового потоку в електричний струм, після чого результати перетворюються і виводяться на екран. Принцип роботи такого приладу наступний: Світло потрапляє на фотоелемент, це активізує електрони і світлова енергія перетворюється в електричну.



Рис. 6.11. Переносний фотоелектричний люксметр Ю116

Яскравометр – прилад для вимірювання яскравості (проградуваний в одиницях яскравості, хоча за своєю схемою вони можуть бути ідентичні звичайним люксметром).

Прилад для вимірювання сили світла – використовується вимірювання освітленості в залежності від відстані. Сила світла джерела вимірюється порівнянням освітленості, створюваної цим джерелом з освітленістю, створюваної джерелом, з відомою силою світла.

Для вимірювання світлового потоку проводять вимірювання освітленості внутрішньої поверхні білої матової кулі. Якщо в фотометричній кулі між джерелом світла, потік від якого потрібно виміряти, і фотоприймачем. встановити екран E , то освітленість в точці розташування фотоприймача пропорційна повному світловому потоку.

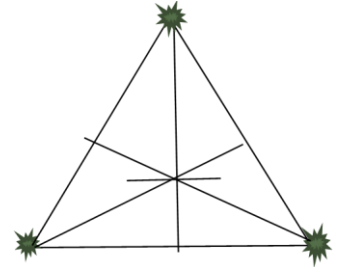
Фотометри застосовуються для вимірювання оптичної щільності прозорих рідинних розчинів та прозорих твердих зразків, а також для вимірювання швидкості зміни оптичної щільності речовини та визначення концентрації речовини у розчинах.

Основна сфера застосування фотометрів – це промисловість, медицина, біологія, екологія, здійснення контролю якості харчових продуктів, хімічних продуктів, спектральної прозорості атмосфери. Фотометри можуть застосовуватись у клініко-діагностичних лабораторіях різних галузей.

Важливе застосування фотометри мають в галузі астрономії. В астрономії вивчення небесних об'єктів та астрономічних явищ. вимагає точних вимірів світла із космосу. Астрономічні фотометри – це інструменти, спеціально розроблені для вимірювання кількості світла, що випромінюється зірками, галактиками, туманностями та іншими небесними об'єктами. Ці експонетри зазвичай мають високу чутливість, щоб уловлювати навіть найслабші світлові сигнали. Ці пристрої використовуються у різних галузях досліджень. Наприклад, вони використовуються для вимірювання яскравості зірок і галактик, які дозволяють визначити його власну світність, відстань до нього та інші важливі параметри, зрозуміти будову та еволюцію Всесвіту. Вимірюючи зміни яскравості в результаті цих подій, ці пристрої дозволяють астрономам виявляти та вивчати ці явища, що, у свою чергу, дає цінну інформацію про задіяні астрофізичні процеси.

Приклади розв'язання задач

Пр. 6.1. У вершинах рівностороннього трикутника розташовані три однакові точкові джерела світла силою світла кожного I . Довжина сторін l . Паралельно одній із сторін і перпендикулярно площини трикутника в його центрі розташована непрозора пластинка. Визначте освітленість обох сторін цієї пластинки.



Умови	Розв'язок
$I = I_2 = I_3 = I$ $l = l_2 = l_3 = l$	Освітленість, що створює точкове джерело: $E = \frac{I \cos \alpha}{r^2},$
E_B, E_H	де r – відстань від джерела до елементарної площини, на який визначається освітленість, α – кут падіння променю.

Для усіх точкових джерел відстані однакові:

$$r_1 = r_2 = r_3 = \frac{2}{3}h,$$

де h – висота трикутника.

$$h^2 = \frac{3}{4} l^2$$

$$\alpha_1 = 0, \alpha_2 = \alpha_3 = 60^\circ, \cos \alpha_1 = \cos 0 = 1, \cos \alpha_2 = \cos \alpha_3 = \cos 60^\circ = \frac{1}{2}$$

Освітленість верхньої сторони пластинки визначається одним джерелом:

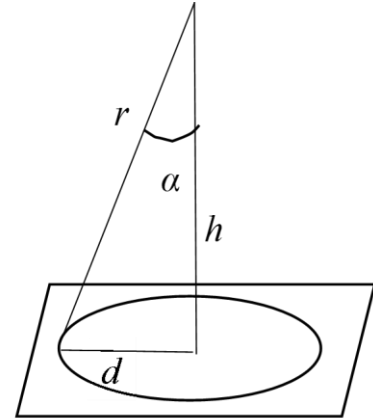
$$E_B = E_1 = \frac{9I}{4h^2} = \frac{3I}{l^2}$$

Освітленість нижній сторони створюється двома джерелами:

$$E_2 = E_3 = \frac{3I}{2l^2}; \quad E_H = E_2 + E_3 = \frac{3I}{l^2} = E_B$$

Відповідь: $E_B = E_H = \frac{3I}{l^2}$

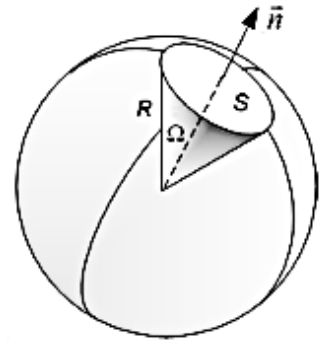
Пр. 6.2. Над центром квадратного спортивного майданчика на висоті 5 м висить лампа. Розрахувати, на якій відстані від центру майданчика освітленість поверхні землі в 2 рази менше, ніж в центрі. Вважати, що сила світла лампи в усіх напрямках однакова.



Умови	Розв'язок
$h = 5 \text{ м}$ $E_0 = 2E_1$	Освітленість, що створює точкове джерело: $E = \frac{I \cos \alpha}{r^2},$
d	Як видно з рисунка $r = \sqrt{d^2 + h^2} = (d^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}; \quad \cos \alpha = \frac{h}{r}.$ $E_0 = \frac{I}{h^2}, \quad E_0 = 2E_1$ $E_1 = \frac{I \cos \alpha}{r^2}, \quad \Rightarrow r^2 = \frac{E_1}{I \cos \alpha}$ $E_1 = \frac{I h}{r^3} = \frac{I h}{(d^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}}$ $\frac{I}{h^2} = \frac{2 I h}{(d^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}}$ $2h^3 = (d^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}; \quad \sqrt[3]{2}h = (d^2 + h^2)^{\frac{1}{2}}$ $\sqrt[3]{4}h^2 = d^2 + h^2$ $d^2 = \sqrt[3]{4}h^2 - h^2 = h^2(\sqrt[3]{4} - 1)$ $d = h\sqrt{\sqrt[3]{4} - 1} = 2,95$

Відповідь: $d = 2,95 \text{ м}$

Пр. 6.3. Точкове джерело розміщене в центрі сфери радіусом 85 см. Світловий потік, що падає на частину внутрішньої поверхні сфери $1,50 \text{ м}^2$ дорівнює 360 лм. Визначити силу світла точкового джерела. Який повний світловий потік випромінює це джерело світла?



Умови	Розв'язок
$R = 0,85 \text{ м}$	Повний тілесний кут $\Omega_{\text{повн}} = 4\pi.$ Повний світловий потік, що падає на всю внутрішню поверхню сфери
$S = 1,50 \text{ м}^2$	
$\Phi = 360 \text{ лм}$	
$I, \Phi_{\text{полн}}$	$\Phi_{\text{повн}} = 4\pi \cdot I,$ $S_{\text{сф}} = 4\pi R^2.$

Сила світла джерела може бути визначена через повний потік або його частину:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}, \quad I = \frac{\Phi_{\text{повн}}}{4\pi}, \quad I = \frac{\Phi}{\Omega}.$$

Тілесний кут, що спирається на поверхню, площею S:

$$\Omega = \frac{S}{R^2},$$

$$I = \frac{\Phi R^2}{S},$$

$$I = \frac{360 \text{ лм} \cdot 0,85^2 \text{ м}^2}{1,5 \text{ м}^2} = 173,2 \text{ кд},$$

$$\Phi_{\text{повн}} = 4 \cdot 3,14 \cdot 173,4 = 2179,46$$

Відповідь: $I = 173,2 \text{ кд}, \quad \Phi_{\text{повн}} = 2179,46 \text{ лм}$

Пр. 6.4. На аркуш білого паперу, коефіцієнт відбиття від поверхні якого $\rho = 0,75$, перпендикулярно до поверхні падає світловий потік $\Phi = 120 \text{ лм}$. Площа аркушу $S = 600 \text{ см}^2$. Визначити освітленість E , світність R і яскравість B паперового аркушу.

Умови	Розв'язок	
$S = 600 \text{ см}^2 = 6 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2$	$\rho = \frac{\Phi_{\text{відб}}}{\Phi_{\text{пад}}}$	– коефіцієнт відбиття
$\alpha = 0^\circ$	$k = \frac{\Phi_{\text{погл}}}{\Phi_{\text{пад}}}$	– коефіцієнт поглинання
$\Phi = 120 \text{ лм}$		
$\rho = 0,75$		
E, R, B	$k = 1 - \rho$ $\Phi_{\text{пад}} = \Phi, \quad \Phi_{\text{відб}} = \Phi_{\text{пад}} \cdot \rho$ $E = \frac{\Phi}{S}, \quad E = \frac{120}{600 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2} = 2 \cdot 10^3 \text{ лк}$	

$$R = \rho \cdot E, \quad R = 0,75 \cdot 2 \cdot 10^3 \text{ лк} = 1,5 \cdot 10^3 \frac{\text{лм}}{\text{м}^2}.$$

$$R = \pi \cdot B, \quad B = \frac{R}{\pi}, \quad B = \frac{1,5 \cdot 10^3}{3,14} = 477,5 \frac{\text{кд}}{\text{м}^2}.$$

Відповідь: $E = 2 \cdot 10^3 \text{ лк}, \quad R = 1,5 \cdot 10^3 \frac{\text{лм}}{\text{м}^2}, \quad B = 477,5 \frac{\text{кд}}{\text{м}^2}.$

Задачі для самостійного розв'язання

6.1. На ліхтарі заввишки $h = 8 \text{ м}$ висить лампа силою світла $I = 103 \text{ кд}$. Вважаючи лампу точковим джерелом світла, визначити, на якій відстані l від основи ліхтаря освітленість E поверхні землі дорівнює 1 лк .

6.2. Два ліхтарі силою світла 200 кд і 400 кд встановлені на стовпах на висоті 4 м і 6 м над землею відповідно. Відстань між стовпами 12 м . Знайти освітленість землі в точці, віддаленій від першого стовпа на відстань 4 м на прямій між стовпами.

6.3. Круглий зал діаметром 20 м освітлюється електричною лампою, укріпленою в центрі стелі. Визначте висоту залу, якщо найменша освітленість стіни залу в два рази більше найменшої освітленості підлоги.

6.4. Дві електричні лампи силою світла 100 кд і 400 кд розташовані на відстані 4 м одна від одної. Посередині між ними, перпендикулярно до прямій, що з'єднує лампи, розташований непрозорий екран. Знайти освітленість з двох боків екрану на відстані 2 м від середини прямій, що з'єднує лампи.

6.5. Над центром столу, на деякій висоті h , встановлена лампочка, над якою на висоті $3h$ підвішена ще одна лампочка. при зміні лампочок місцями освітленість в центрі столу збільшується в 4 рази. У скільки разів зменшили висоту підвісу нижньої лампочки, якщо освітленість в центрі столу не змінилася після виключення верхньої? Вважати, що лампочки не загороджують одна одну.

6.6. Два однакові точкові джерела світла, що встановлені на висоті 6 м від землі на відстані 16 м один від одного, створюють на землі посередині між джерелами освітленість $7,2\text{ лк}$. Визначте повний світловий потік, що дає кожне джерело.

6.7. Лампа, в якій тілом, що світиться служить розжарена кулька діаметром $d = 3\text{ мм}$, дає силу світла $I = 85\text{ кд}$. Знайти яскравість B лампи, якщо сферична колба лампи зроблена: а) з прозорого скла; б) з матового скла. Діаметр колби $D = 6\text{ см}$.

6.8. Визначити коефіцієнт відбивання ρ сажі, якщо освітленість E , покритої шаром сажі поверхні складає 150 лк , а яскравість B для всіх напрямків – $1\frac{\text{кд}}{\text{м}^2}$.

6.9. Над аркушем матового білого паперу підвішена електрична лампочка ($I = 100\text{ кд}$). При цьому яскравість паперу $B = 1\frac{\text{кд}}{\text{м}^2}$. коефіцієнт відбиття поверхні $\rho = 0,8$. Визначте, на якій висоті підвішена лампочка.

6.10. У головному фокусі увігнутого дзеркала радіусом кривизни 50 см знаходиться точкове джерело світла. На відстані 25 м від фокусу, перпендикулярно до головної оптичної осі дзеркала, поміщений екран. У скільки разів зменшиться освітленість у центрі екрана, якщо прибрати дзеркало? Втратами світла в повітрі і при відображенні знехтувати.

6.11. Найменший світловий потік, що сприймається оком, дорівнює 10^{-13} лм. Визначте найбільшу відстань, на якому око може зареєструвати світлове випромінювання точкового джерела силою світла $2,5 \cdot 10^{-3}$ кд, якщо площа зіниці $0,4 \text{ см}^2$.

6.12. Знайти за допомогою кривої відносної спектральної чутливості ока потік енергії, відповідний світловому потоку 1,0 лм з довжиною хвилі 0,51 і 0,64 мкм.

Завдання для самоконтролю

Контрольні питання

- 6.1. Що вивчає фотометрія?
- 6.2. Які існують джерела і приймачі світла?
- 6.3. Яке джерело світла називається точковим?
- 6.4. Чим відрізняються універсальні та селективні приймачі світла?
- 6.5. Для чого у фотометрії уведено дві системи фотометричних величин?
- 6.6. Що називається тілесним кутом і яка одиниця його виміру?
- 6.7. Що називається енергетичним потоком та якими одиницями він вимірюється?
- 6.8. Як пов'язані енергетичний і світловий потоки?
- 6.9. Назвіть основні фотометричні величини та їх одиниці.
- 6.10. У чому суть першого закону освітленості?
- 6.11. Як залежить освітленість від кута падіння променів?
- 6.12. Чи є освітленість характеристикою певного джерела світла?
- 6.13. За яких умов справедливе співвідношення $1 \text{ лм} = \frac{1}{683} \text{ Вт}$?

6.14. Сформулюйте закон Ламберта.

6.15. Які джерела називають ламбертовими?

6.16. На чому ґрунтуються фотометричні методи аналізу?

Тестові завдання

У завданнях 6.1 – 6.20 з чотирьох відповідей обрати одну правильну або найбільш повну (точну) відповідь.

6.1. Основною світловою одиницею СІ є одиниця:

- а) світлового потоку;
- б) освітленості;
- в) сили світла;
- г) світлової енергії.

6.2. Одиницею світності в СІ є:

- а) лм;
- б) $\frac{\text{лм}}{\text{ср}}$;
- в) $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$;
- г) лк.

6.3. Одиницею світлового потоку в СІ є:

- а) люмен;
- б) кандела;
- в) ват;
- г) люкс.

6.4. Одиницею сили світла в СІ є:

- а) кандела;
- б) діоптрія;
- в) люмен;
- г) люкс.

6.5. Одиницею освітленості в СІ є:

- а) кД;
- б) $\frac{\text{лм}}{\text{ср}}$;
- в) $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$;
- г) лк.

6.6. Селективні приймачі світла відрізняються від універсальних залежністю реєстрованої інтенсивності від:

- а) розмірів джерела світла;
- б) температури випромінювання;
- в) довжини хвилі світла;
- г) відстані до джерела.

6.7. Людське око найбільш чутливе:

- а) до синьо-фіолетового кольору;
- б) до жовто-зеленого;
- в) до червоного;
- г) однаково для всіх кольорів.

6.8. Обрати відношення, яке визначає освітленість:

- а) $\frac{d\Phi}{dS}$;
- б) $\frac{d\Phi}{d\Omega}$;
- в) $\frac{dW}{dt}$;
- г) $\frac{dI}{dS}$.

6.9. Обрати відношення, яке відповідає визначенню яскравості:

- а) $\frac{d\Phi}{d\Omega \cdot dS \cdot \cos \phi}$;
- б) $\frac{d\Phi}{d\Omega}$;
- в) $\frac{d\Phi}{dS}$;
- г) $\frac{I \cdot \cos \alpha}{r^2}$.

6.10. Який вираз відповідає визначенню сили світла?

- а) $\frac{d\Phi}{d\Omega}$;
- б) $\frac{d\Phi}{dS}$;
- в) $\frac{d\Phi}{d\Omega \cdot dS \cdot \cos \phi}$;
- г) $\frac{I \cdot \cos \alpha}{r^2}$.

6.11. Яка з формул відповідає повному світловому потоку від точкового джерела?

- а) $\Phi = E \cdot S$;
- б) $\Phi = \int \phi(\lambda) d\lambda$;
- в) $\Phi = 4\pi I$;
- г) $\Phi = \frac{dW}{dt}$.

6.12. Який вираз відповідає визначенню відносної спектральної чутливості?

- а) $\frac{d\Phi}{d\Omega}$;
- б) $\frac{dx_\lambda}{d\Phi_e}$;
- в) $\frac{\psi_\lambda}{(\psi_\lambda)_{max}}$;
- г) $\frac{d\Phi}{d\Omega \cdot dS \cdot \cos \phi}$.

6.13. Який вираз відповідає визначенню спектральної чутливості?

- а) $\frac{d\Phi}{d\Omega}$;
- б) $\frac{dx_\lambda}{d\Phi_e}$;
- в) $\frac{\psi_\lambda}{(\psi_\lambda)_{max}}$;
- г) $\frac{d\Phi}{d\Omega \cdot dS \cdot \cos \phi}$.

6.14. Як зміниться освітленість столу, якщо замість однієї лампи над ним включити дві такої ж сили світла кожна, а висоту ламп над столом збільшити в 2 рази?

- а) не зміниться;
- б) зменшиться в 2 рази;
- в) зменшиться в 4 рази;
- г) збільшиться в 2 рази.

6.15. Коефіцієнт поглинання світла аркушем паперу дорівнює 20% У скільки разів світність аркуша менша за його освітленість?

- а) у 1,25 разів;
- б) у 2 рази;
- в) у 5 разів;
- г) світність і освітленість однакові.

6.16. Визначте повний світловий потік точкового джерела, сила світла якого дорівнює 400 кд:

- а) 12,56 лм; б) 1256 лм; в) 50,24 лм; г) 5024 лм.

6.17. Визначте силу світла точкового джерела, якщо на відстані 4 м від нього освітленість поверхні дорівнює 6,25 лк:

- а) 100 кд; б) 156 кд; в) 25 кд; г) 1,56 кд.

6.18. Коефіцієнт відбивання світла поверхнею стола дорівнює 40% У скільки разів світність поверхні менша за його освітленість?

- а) у 2,5 разів;
- б) у 4 рази;
- в) приблизно в 1,7 разів;
- г) світність і освітленість однакові.

6.19. Чи залежать освітленість і світність поверхні, що відбиває світло, від матеріалу поверхні?

- а) не залежать;
- б) залежить тільки світність;
- в) залежить тільки освітленість;
- г) від матеріалу поверхні залежать і освітленість, і світність.

6.20. Яскравість джерела Ламберта B і його світність R пов'язані співвідношенням:

- а) $B = R\pi$ б) $R = 2\pi B$ в) $R = \pi B$ г) $R = 4\pi B$

6.21. Установіть відповідність між світловими величинами та одиницями їх вимірювання.

- | | |
|--------------------|-----------------------------------|
| 1. Освітленість | А. кд |
| 2. Світловий потік | Б. $\frac{\text{кд}}{\text{м}^2}$ |
| 3. Світність | В. лм |
| 4. Яскравість | Г. $\frac{\text{лм}}{\text{м}^2}$ |
| | Д. лк |

6.22. Установіть відповідність між фотометричними величинами та виразами, які їм відповідають.

- | | |
|--------------------|---|
| 1. Світловий потік | А. $\frac{d\Phi}{dS}$ |
| 2. Світність | Б. $\frac{d\Phi}{d\Omega}$ |
| 3. Сила світла | В. $\frac{d\Phi}{d\Omega \cdot dS \cdot \cos \phi}$ |
| 4. Яскравість | Г. $\frac{dW}{dt}$ |
| | Д. $\int v_\lambda \cdot \phi(\lambda) d\lambda$ |

7. ПОЛЯРИЗАЦІЯ СВІТЛА

7.1. Явище поляризації. Природне та поляризоване світло

У природному світлі, що випромінюється великою групою атомів, напрям коливань постійно хаотично змінюється, у наслідок чого коливання світлового ($\vec{E}$) і магнітного ($\vec{H}$) векторів відбувається неупорядковано (хаотично), усі напрями коливань рівноімовірні, амплітуди коливань в усіх напрямках однакові (рис. 7.1 а).

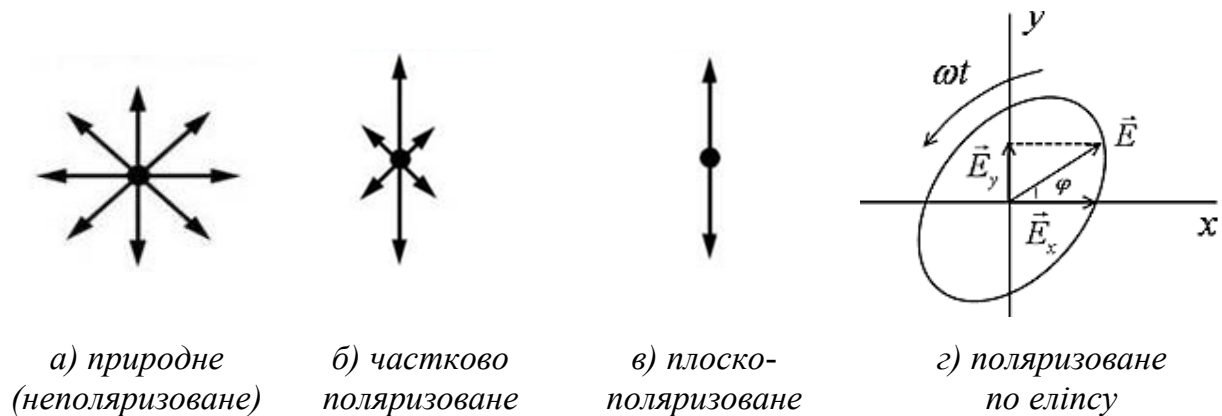


Рис. 7.1. Поляризоване світло

Світло, у якому коливання світлового та магнітного векторів якимось чином впорядковані, є *поляризованим*. (рис. 7.1 б-г). Процес впорядкування коливань називається *поляризацією* світла.

Плоскополяризоване світло (лінійно-поляризоване) – поляризоване світло, у якому коливання світлового вектора відбуваються тільки в одній площині – *площині коливань*.

Площина поляризації – площина, перпендикулярна до площини коливань світлового вектора в поляризованому випромінюванні.

Поляризатор – будь який пристрій, прилад для поляризації світлових хвиль (поляроїд).

Аналізатор – поляризатор, за допомогою якого визначають (аналізують) поляризованість випромінювання.

Ступінь поляризації (P):

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (7.1)$$

де $I_{\max}$ та $I_{\min}$ – максимальне та мінімальне значення інтенсивності світла в поляризованій хвилі.

При накладанні двох взаємо перпендикулярних коливань, що відрізняються по фазі на δ , результуючу напруженість електричного поля $\vec{E}$ можна представити як суму двох взаємо перпендикулярних складових –

паралельну площині коливань поляризатора і перпендикулярну до неї, – які при випадкових хаотичних змінах δ поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах і мають однакову інтенсивність.

Через поляризатор проходить тільки та складова коливань, яка паралельна площині коливань поляризатора (рис. 7.2).

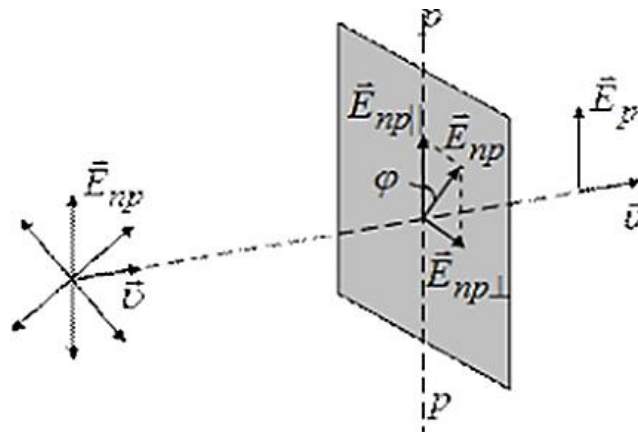


Рис. 7.2. Схема поляризації природного світла

Отже після проходження ідеального поляризатора природне світло стає плоско поляризованим. Його інтенсивність при цьому зменшується удвічі:

$$I = \frac{I_0}{2}. \quad (7.2)$$

Ступінь поляризації при цьому $P = 1$.

На виході з неідеального поляризатора світло поляризовано частково. У ньому коливання певного напрямку переважають коливання в інших напрямках (рис.7.1 б).

Закон Малюса

Якщо природне світло проходить через два поляризатора, то інтенсивність світла, що проходить, буде залежати від взаємного розташування поляризатора і аналізатора (рис. 7.3).

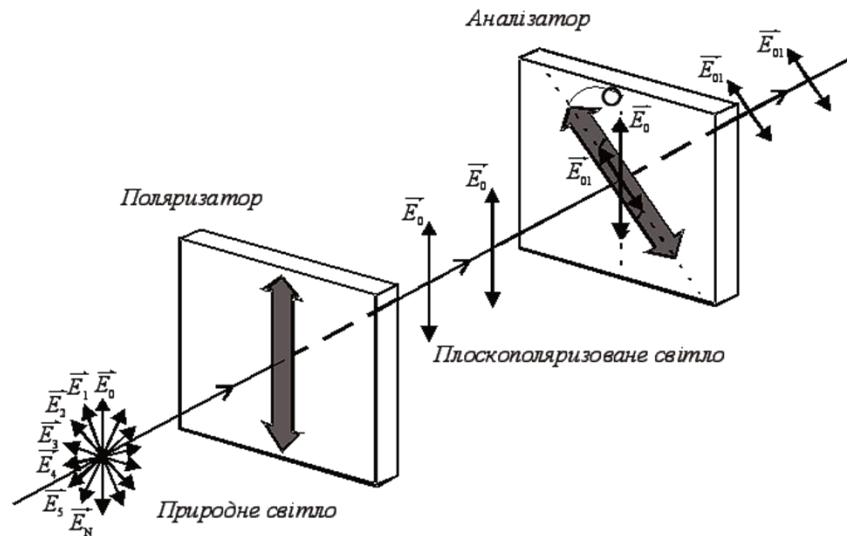


Рис. 7.3. Проходження природного світла через два поляризатора

Співвідношення між інтенсивністю світла, що падає на аналізатор (I_0), та інтенсивністю світла, що пройшло через нього (I) встановлює закон Малюса.

Для ідеальних поляризаторів:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (7.3)$$

φ – кут між площинами поляризації поляризатора та аналізатора.

Якщо при проходженні частина світла поглинається, то

$$I = I_0(1 - k) \cos^2 \varphi, \quad (7.4)$$

де k – коефіцієнт поглинання.

Якщо на поляризатор падає природне світло інтенсивністю $I_{\text{пр}}$ (рис. 7.3), інтенсивність світла після проходження аналізатора дорівнюватиме:

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{пр}} \cos^2 \varphi. \quad (7.5)$$

Якщо пропускати через поляризатор частково поляризоване світло, то обертання поляризатора навколо напрямку променя буде призводити до зміни інтенсивності світла, що проходить, у межах від мінімального до максимального значення при повороті поляризатора на кут, рівний 2π . За один повний поворот поляризатора на 360° інтенсивність світла, що

проходить, двічі буде досягати свого максимального і двічі мінімального значень.

7.2. Поляризація світла на межі двох діелектриків. Закон Брюстера

При падінні світла на межу розділу двох прозорих діелектриків під кутом, що не дорівнює нулю, відбитий і заломлений промені частково поляризуються (рис. 7.4 а). У відбитому промені переважають коливання, що перпендикулярні площині падіння (на рис. 7.4 позначені точками), а в заломленому – паралельні площині (позначені рисками).

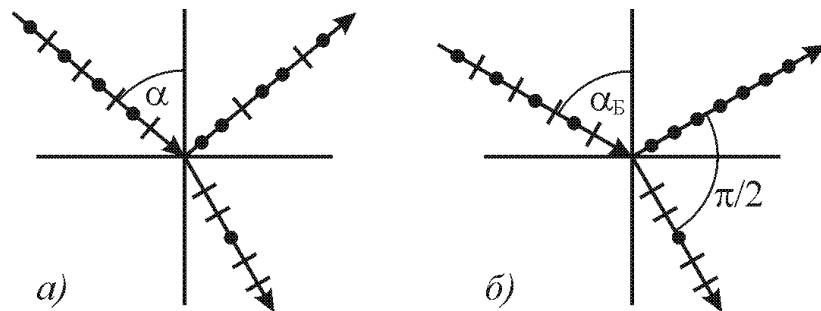


Рис. 7.4. Поляризація світла при відбитті та заломленні

При певному куті падіння, що визначається показниками заломлення діелектриків, відбитий промінь може бути повністю поляризованим, а заломлений частково, але ступінь поляризації при цьому максимальна. Це явище має назву закону Брюстера. Відповідний кут падіння називають кутом Брюстера.

Закон Брюстера: при падінні світла на межу двох діелектриків світло, що відбивається, поляризоване повністю, а світло, що проходить у другий діелектрик поляризоване максимально, якщо виконується відношення:

$$\operatorname{tg} \alpha_B = n_{2,1} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (7.6)$$

де n_1 та n_2 – абсолютні показники заломлення діелектриків, $n_{2,1}$ – відносний показник заломлення, α_B – кут Брюстера.

Ступінь поляризації заломленого світла може бути значно підвищена багаторазовим заломленням за умови падіння світла на межу розділу під кутом Брюстера. Якщо для скла ($n = 1,53$) ступінь поляризації заломленого променя становить $\approx 15\%$, то після заломлення на 8-10 накладених одна на одну скляних пластинок, світло, що вийшло, буде практично повністю поляризоване. Таким приладом є стопа Столетова (рис. 7.5).

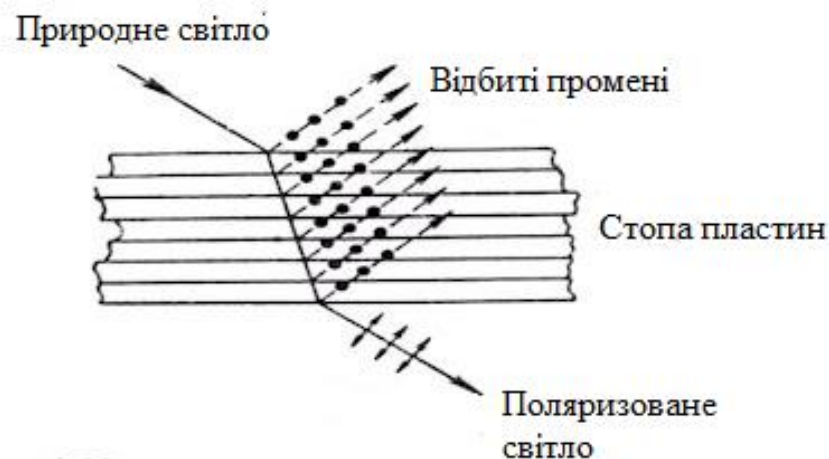


Рис.7.5. Стопа Столетова

Формули Френеля для інтенсивності світла, відбитого від межі поділу двох діелектриків:

$$I_{\perp} = 0,5I_0 \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)}, \quad (7.7)$$

$$I_{\parallel} = 0,5I_0 \frac{\tan^2(\alpha - \beta)}{\tan^2(\alpha + \beta)}, \quad (7.8)$$

де $I_{\perp}$ і $I_{\parallel}$ - інтенсивності відбитого світла, коливання світлового вектору якого перпендикулярні ($I_{\perp}$) і паралельні ($I_{\parallel}$) площині падіння; I_0 - інтенсивність природного світла падаючого; α - кут падіння; β - кут заломлення.

Якщо $(\alpha + \beta) = 90^\circ$ то $I_{\parallel} = 0$. У цьому випадку кут падіння і показник заломлення зв'язані співвідношенням $\tan \alpha_B = n_{2,1}$ (закон Брюстера).

7.3. Подвійне променезаломлення

Подвійним променезаломленням називають явище розкладання в анізотропних середовищах променя світла на два, що поширюються з різними швидкостями в різних напрямках. Таке явище спостерігається, наприклад, у оптично анізотропних прозорих кристалах (крім кубічних) (рис.7.6).



Рис. 7.6. Подвійне променезаломлення в кристалі

Кристали, які дають подвійне променезаломлення, діляться на одновісні і двовісні. У одновісних кристалів один з променів, який називають *звичайним* (*o*), підкорюється закону заломлення. Для другого *незвичайного* (*e*) променя закон заломлення світла не виконується. Незвичайний промінь не лежить в одній площині з падаючим променем і нормаллю до поверхні кристала, навіть якщо падає на межу розділу під кутом $\alpha = 0$. Для нього відношення $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \neq \text{const.}$

Для звичайного і незвичайного променів $n_o \neq n_e$, $v_o \neq v_e$.

До одновісних кристалів відносяться кварц, турмалін, рубін, сапфір, циркон ісландський шпат та багато інших.

У двовісних кристалів обидва промені є незвичайними. Такими кристалами є слюда, гіпс.

У одновісних кристалах є напрямок, при поширенні вздовж якого звичайний та незвичайний промені не розділяються і йдуть з однією швидкістю, тобто подвійне променезаломлення не спостерігається. Такий

напрямок називається *оптичною віссю кристала*. Оптичною віссю кристала є будь-яка пряма, що паралельна цьому напрямку. Якщо таких прямих в кристалі дві, кристал називається оптично двовісним.

Головна площина або *головний переріз кристала* – це не лінія, а площина, що проходить через промінь і оптичну вісь кристала. Через кристал можна провести безмежну множину паралельних оптичних осей і безмежну множину паралельних головних перерізів. Лінія перетину двох довільних головних перерізів завжди є оптичною віссю.

Звичайний та незвичайний промені повністю поляризовані у взаємно перпендикулярних напрямках. Електричний вектор у звичайному промені перпендикулярний до площини головного перерізу, а в незвичайному промені лежить у площині головного перерізу, тобто площина поляризації звичайного променя перпендикулярна до площини головного перерізу, а незвичайного – збігається з площиною головного перерізу (рис. 7.7) .

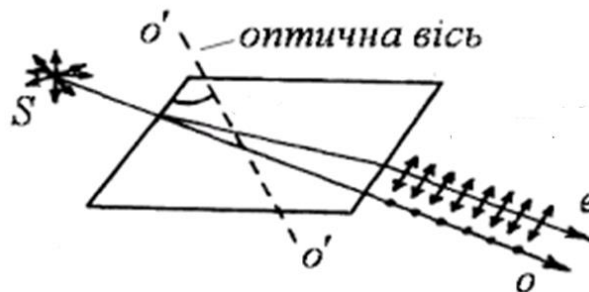


Рис. 7.7. Поляризовані звичайний та незвичайний промені

Після проходження кристалу обидва промені йдуть паралельно один одному.

Розрізняють додатні і від'ємні кристали. Якщо $v_o > v_e$ і, відповідно, $n_o < n_e$, то кристал називається оптично додатним, його представляють як еліпсоїд швидкості v_e вписаний у сферу v_o . Для від'ємного кристала $v_o < v_e$ і $n_o > n_e$. У такому разі еліпсоїд v_e описаний навколо сфери v_o (рис.7.8).

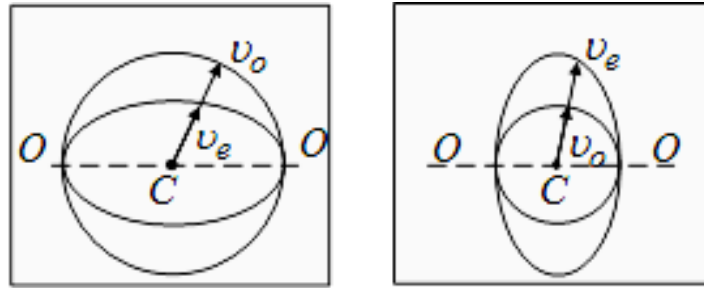


Рис. 7.8. Додатний і від'ємний кристали

Явище подвійного променезаломлення, поруч з поляризацією при відбитті та заломленні світла на межі поділу двох прозорих діелектриків, використовують для отримання повністю або частково поляризованого світла. Найчастіше для цього застосовуються призми і поляроїди.

Призма Ніколя (ніколь) використовує для розділу звичайного та незвичайного променів явище повного внутрішнього відбиття. Це подвійна призма, що виготовляється із кристала ісландського шпату, показники заломлення якого рівні: $n_o = 1,66$ для звичайного променя та $n_e = 1,51$ для незвичайного променя. З кристала, розрізаного спеціальним чином, виготовляють дві призми. Ці призми склеюють канадським бальзамом з ісландського шпату, склеєна вздовж лінії АВ канадським бальзамом (рис.7.9).

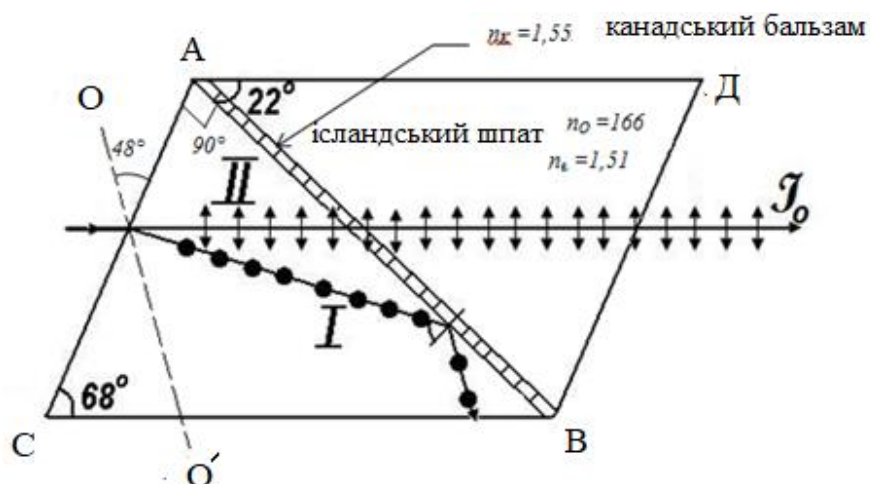


Рис. 7.9. Призма Ніколя

Показник заломлення канадського бальзаму менший за показник заломлення звичайного променя і більший за показник заломлення незвичайного.

Кут падіння і розміри призми підбираються таким чином, що на межі розділу двох середовищ відбувається повне внутрішнє відбиття одного з променів, який далі гаситься зачорненою гранню призми. Таким чином ніколи перетворює природне світло на плоско поляризоване.

Звичайний та незвичайний промені по різному поглинаються кристалами. Коефіцієнт поглинання залежить від напрямку поширення світла в кристалі. Це явище називається дихроїзмом. Поляризатори, для створення яких використане явище дихроїзму, називаються поляроїдами.

Така відмінність у поглинанні, що залежить, крім того, від довжини хвилі, призводить до того, що при освітленні дихроїчного кристала білим світлом кристал за різними напрямками виявляється по-різному забарвленим.

Практично у всіх звичайних ювелірних каменів, за винятком тих, що кристалізуються в кубічній сингонії (гранат, алмаз, опал), спостерігається відмінність у показниках заломлення звичайного та незвичайного променів. Кожному мінералу властивий свій ступінь відмінності, завдяки чому двозаломлення може бути важливим критерієм щодо каменів. У кількісному вираженні двозаломлення є різницею між максимальним і мінімальним показниками заломлення каменю.

Високим ступенем дихроїзму характеризується кристали турмаліну. У видимій області спектра коефіцієнт поглинання для звичайного променя значно більший, ніж для незвичайного. При проходженні світла через шар турмаліну 1 мм звичайний промінь практично повністю поглинається, що дає можливість одержати за допомогою пластинки турмаліну такої товщини лінійно поляризоване світло.

В даний час більшість поляризаторів, що використовуються для візуалізації прихованих поляризаційних зображень, є дихроїчними.

Після проходження через кристал звичайний і незвичайний промені некогерентні, оскільки належать до різних цугів, що випромінюються різними групами атомів, тому. Проте, якщо перед кристалом поставити поляризатор, промені будуть когерентними. При проходженні з різними швидкостями через кристал вони набувають різницю ходу і можуть інтерферувати між собою.

Якщо різниця ходу, що виникає між звичайним і незвичайним променями після проходження пластинки завтовшки d :

$$(n_0 - n_e)d = m\lambda_0 + \frac{\lambda_0}{4}, \quad (7.9)$$

таку пластинку називають пластинкою в четверть хвилі.

Якщо різниця ходу

$$(n_0 - n_e)d = m\lambda_0 + \frac{\lambda_0}{2}, \quad (7.10)$$

– це пластинка в півхвилі.

Прикладом поляроїду може бути тонка плівка з целулоїду, в яку вкраплені кристалики герапатиту (сірчаноокислого йод-хініну). Герапатит – двозаломлююча речовина з дуже сильно вираженим дихроїзмом в області видимого світла. Встановлено, що така плівка вже при товщині 0,1 мм повністю поглинає звичайні промені видимої області спектра, будучи при такому тонкому шарі досконалим поляризатором.

Традиційні плівкові дихроїчні поляризатори складаються з орієнтованих в орієнтованій полімерній матриці мікрокристалів (мікрокристалічні поляроїди) або дихроїчних паличкоподібних органічних молекул (молекулярні поляроїди). Однак надмірно висока товщина (від десятка до кількох десятків мікрометрів) не дозволяє їх використовувати безпосередньо для виробництва захисних елементів на їх основі.

Перевага поляроїдів перед призмами – можливість виготовляти їх із площами поверхонь до кількох квадратних метрів. Проте ступінь поляризації

у них сильніше залежить від довжини хвилі, ніж у призмах. Крім того, їх менша в порівнянні з призмами прозорість (приблизно 30%) у поєднанні з невеликою термостійкістю не дозволяє використовувати поляроїди у потужних світлових потоках. Поляроїди застосовуються, наприклад, для захисту від сліпучої дії сонячних променів та фар зустрічного автотранспорту.

Існує безліч сфер де використовують поляризацію світла. Найпоширеніша галузь – це фототехніка. Офтальмологічні компанії високого рівня використовують поляроїди як лінзи для сонцезахисних окулярів. Саме такі окуляри вважаються безпечними для зору. Також існує менш відома технологія розпізнавання зображень із застосуванням поляризації випромінювання визначення рельєфу. Тільки поляризоване світло використовується в оптичних системах передачі інформації, використовується в рідкокристалічних дисплеях. І тільки завдяки поляризації світла можна реалізувати величезні імпульси лазерного випромінювання

Отже, за процес формування та перетворення поляризованого випромінювання відповідає ряд оптичних явищ: дихроїзм поглинання та подвійне променезаломлення, анізотропна люмінесценція, відбиття та розсіювання, бреггівське та повне внутрішнє відбиття. Ці явища відіграють найважливішу роль при створенні анізотропно-оптичних засобів захисту.

Штучна оптична анізотропія

Природна оптична анізотропія більшості кристалів обумовлена характером їхньої будови – неоднаковістю за різними напрямками поля сил, що зв'язують частинки в кристалічній решітці. Однак під впливом зовнішніх полів, що виділяють у середовищах певні напрями, оптична анізотропія може виникати й у середовищах, від природи оптично ізотропних. Таку анізотропію називають *наведеною* або *штучною*. оптична виникає Це може

бути електричне поле (ефект Керра), магнітне (ефект Коттона-Мутона, ефект Фарадея), поле пружних сил (явище фотопружності).

Отримати штучну оптичну анізотропії можна у разі:

- механічної деформації, наприклад, одностороннім стисненням або розтягуванням, під дією якої ізотропні матеріали (скло, пластмаси) набувають властивостей одновісного кристала;
- дії на ізотропні речовини (рідини, аморфні тіла, гази) електричного поля (ефект Керра);
- дії на ізотропні речовини (рідини, скло, колоїди) сильного магнітного поля (ефект Коттона – Мутона).

У перерахованих випадках речовина набуває властивостей одновісного кристала, оптична вісь якого збігається з напрямком деформації, напруженості електричного або магнітного полів. У напрямку, перпендикулярному оптичній осі, виникає різниця показників заломлення звичайного і незвичайного променів. Різниця показників заломлення, як і в анізотропних кристалах слугує мірою оптичної анізотропії.

У ефекті Керра оптична анізотропія речовин під впливом електричного поля пояснюється різною поляризуемістю молекул рідини в різних напрямках. Це практично безінерційно, т. е. час переходу речовини з ізотропного стану в анізотропне при включенні поля (і назад) становить приблизно 10^{-10} с. Тому осередок Керра служить ідеальним світловим затвором і застосовується в процесах, що швидко протікають (швидкісна фото- і кінозйомка, вивчення швидкості поширення світла тощо), в оптичній локації, в оптичній телефонії тощо.

Обертання площини поляризації

При проходженні плоскополяризованого світла через деякі речовини має місце поворот площини поляризації світла на певний кут навколо напрямку

поширення світла. Такі речовини (до них відносяться кварц, цукри та багато органічних сполук) називаються оптично активними.

В оптично активних речовинах, наприклад, кварці, скипидарі, водному розчині цукру, спиртовому розчині камфори та ін. при виході з речовини вектори $\vec{E}$ і $\vec{H}$ складають кут з початковим напрямком, в якому вони коливалися при вході в речовину.

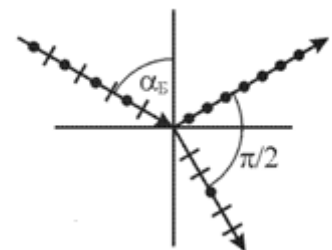
Досвід показує, що всі речовини, що оптично активні в рідкому стані, мають таку ж властивість і в кристалічному стані. Однак, якщо речовини активні в кристалічному стані, то не завжди активні в рідкому (наприклад, розплавлений кварц). Оптична активність обумовлюється як будовою молекул речовини (їх асиметрією), так і особливостями розташування частинок в кристалічній решітці.

Оптично активні речовини в залежності від напрямку обертання площини поляризації поділяються на право- і лівообертальні. Обертання площини поляризації було пояснено О. Френелем (1817). Відповідно до теорії Френеля, швидкість поширення світла в оптично активних речовинах різна для променів, поляризованих по колу вправо та вліво.

Обертання площини поляризації виникає й в оптично неактивних тілах під дією магнітного поля. Це явище отримало назву ефекту Фарадея (або магнітного обертання площини поляризації).

Приклади розв'язання задач

Пр. 7.1. Яка швидкість поширення світла в алмазі, якщо природне світло, що падає на грань алмазу, розміщеного в воді ($n_{\text{в}} = 1,33$), і відбите під кутом $61^\circ 12'$, є повністю поляризованим?



Умови	Розв'язок
$n_{\text{в}} = 1,33$ $\alpha = \alpha_{\text{Бр}} = 61^{\circ}12'$	Згідно з законом Брюстера, при повній поляризації відбитого променя кут між відбитим і заломленим променями дорівнює $\frac{\pi}{2}$. При цьому, як видно з рисунка, $\alpha + \beta = 90^{\circ}$ $\operatorname{tg} \alpha_{\text{Бр}} = \frac{n_{\text{ал}}}{n_{\text{в}}}$ $n_{\text{ал}} = n_{\text{в}} \operatorname{tg} \alpha_{\text{Б}} = 2,42$ $n_{\text{ал}} = \frac{c}{v}, \quad v = \frac{c}{n_{\text{ал}}}, \quad v = \frac{3 \cdot 10^8}{2,42} = 1,24 \cdot 10^8$ <u>Відповідь:</u> $v = 1,24 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$
v	

Пр. 7.2. Скільки відсотків складає інтенсивність поляризованого світла, що пройшло через 10 поляризаторів, от інтенсивності природного світла, якщо площини пропускання всіх поляризаторів повернуті відносно одна одної на кут 10° ?

Умови	Розв'язок
$N = 10$ $\varphi = 10^{\circ}$	Вважаємо поляризатори ідеальними. На перший поляризатор падає природне світло. При цьому через нього проходить половина світла: $I_1 = \frac{1}{2} I_{\text{np.}}$ Інтенсивність світла при проходженні через кожний наступний поляризатор змінюється за законом Малюса: $I = I_0 \cos^2 \varphi,$ – де I_0 інтенсивність світла, що падає на даний поляризатор.
$\frac{I_{10}}{I_{\text{np.}}}$	

Для наступних поляризаторів одержимо:

$$I_2 = I_1 \cos^2 \varphi = \frac{1}{2} I_{\text{np.}} \cos^2 \varphi,$$

$$I_3 = I_2 \cos^2 \varphi = \frac{1}{2} I_{np} \cos^2 \varphi \cdot \cos^2 \varphi = \frac{1}{2} I_{np} \cos^4 \varphi,$$

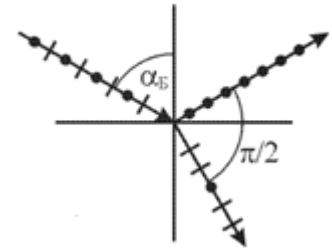
$$I_4 = \frac{1}{2} I_{np} \cos^6 \varphi,$$

$$I_{10} = \frac{1}{2} I_{np} \cos^{2 \cdot (N-1)} \varphi$$

$$\frac{I_{10}}{I_{np}} = \frac{\frac{1}{2} I_{np} \cos^{2 \cdot (N-1)} \varphi}{I_{np}} = \frac{\cos^{18} \varphi}{2} = 0,38$$

Відповідь: інтенсивність світла, що пройшло, складає 38%

Пр. 7.3. Пучок світла переходить з повітря в рідину. При цьому відбитий пучок повністю поляризований. Кут падіння $\alpha = 54^\circ$. Визначити кут заломлення.



Умови	Розв'язок
$\alpha = \alpha_{\text{Бр}} = 54^\circ$	Відбитий пучок світла буде повністю поляризований, якщо світло падає на межу поділу двох середовищ під кутом Брюстера. При цьому кут між відбитим та заломленим променем дорівнює 90° .
β	
	$\beta = 180^\circ - \alpha - 90^\circ = 90^\circ - \alpha$ $\beta = 90^\circ - 54^\circ = 46^\circ$
	<u>Відповідь</u> : $\beta = 46^\circ$

Пр. 7.4. Яким буде кут Брюстера $\alpha_{\text{Бр}}$ при падінні променя з повітря на поверхню рідини, для якої граничний кут повного внутрішнього відбиття на межі цієї рідини з повітрям дорівнює $\alpha_{\text{гр}} = 43^\circ$.

Умови	Розв'язок
$\alpha_{\text{гр}} = 43^\circ$	У випадку повного внутрішнього відбиття світло переходить з речовини з показником заломлення $n_1 = n$ у повітря з показником заломлення $n_2 = 1$. Кут повного внутрішнього відбиття на межі розділу рідини і повітря визначається з умови:
$\alpha_{\text{Бр}}$	

$$\frac{\sin \alpha_{\text{гр}}}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{1}{n}$$

$$\beta = 90^\circ, \quad \sin \beta = 1.$$

$$\sin \alpha_{\text{гр}} = \frac{1}{n} = 0,682, \quad n = 1,47$$

У випадку повної поляризації відбитого променя світло переходить з повітря з $n_1 = 1$ у речовину з $n_2 = n$, відповідно кут Брюстера визначиться з умови:

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{Бр}} = n = 1,47$$

$$\alpha_{\text{Бр}} = 55^\circ 45'$$

Відповідь: $\alpha_{\text{Бр}} = 55^\circ 45'$

Пр. 7.5. Визначити коефіцієнт відбиття природного світла при його падінні з повітря на скло під кутом Брюстера. Показник заломлення скла $n = 1,6$.

Умови	Розв'язок
$n = 1,6$	Коефіцієнт відбиття показує, яку долю від потоку (інтенсивності) світла, що падає, складає потік (інтенсивність) відбитого світла:
$\alpha = \alpha_{\text{Б}}$	
ρ	$\rho = \frac{\Phi_{\text{відб.}}}{\Phi_{\text{пад.}}} = \frac{I_{\text{відб.}}}{I_{\text{пад.}}}$ Світло, що відбивається під кутом Брюстера повністю поляризоване.

При цьому у відбитому промені присутні лише світлові коливання, перпендикулярні площині падіння. З формули Френеля для природного світла :

$$I_{\perp} = 0,5I_0 \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)},$$

з урахуванням, що сума кутів при повній поляризації відбитого світла $\alpha + \beta = 90^\circ$, одержимо:

$$I_{\perp} = 0,5I_0 \cdot \sin^2(\alpha - \beta).$$

Коефіцієнт відбиття дорівнюватиме:

$$\rho = \frac{I_{\perp}}{I_0} = \frac{0,5I_0 \cdot \sin^2(\alpha - \beta)}{I_0},$$

$$\rho = 0,5 \cdot \sin^2(\alpha - \beta),$$

За законом Брюстера знайдемо:

$$\operatorname{tg} \alpha_B = n = 1,6,$$

звідки $\alpha_B = 58^\circ$, $\beta = 90^\circ - 58^\circ = 32^\circ$, $\alpha - \beta = 26^\circ$,

$$\rho = 0,5 \cdot \sin^2 26^\circ = 0,1 = 10\%.$$

Відповідь: $\rho = 10\%$

Задачі для самостійного розв'язання

7.1. Відношення максимальної інтенсивності світла, що пропускається аналізатором, до мінімальної дорівнює 3. Визначити ступінь поляризації Р поляризованого світла.

7.2. Кут між площинами коливань поляризатора і аналізатора становить 30° . Визначити зміну інтенсивності світла, що пройшло через них, якщо кут між площинами стане рівним 45° .

7.3. Визначити кут між площинами коливань поляризатора та аналізатора, якщо інтенсивність світла, що пройшло через поляризатор, удвічі зменшується після проходження аналізатора.

7.4. При проходженні через систему двох поляроїдів природне світло послаблюється в 6 разів. Кут між площинами коливань поляроїдів дорівнює 50° . Визначити коефіцієнт поглинання світла в поляроїдах. Втратою світла під час відбиття знехтувати.

7.5. Кут між площинами коливань поляризатора та аналізатора збільшують на 15° . Як при цьому змінюється інтенсивність світла на виході з аналізатора?

7.6. Світло проходить через два поляризатора, кут між площинами пропускання яких 30° . При цьому в кожному поляризаторі 10% інтенсивності світла, що падає на нього, втрачається за рахунок розсіювання та поглинання. У скільки разів послаблюється інтенсивність світла при проходженні через обидва поляризатора?

7.7. Природне світло падає на систему з трьох поляризаторів, що мають коефіцієнти пропускання 0,9, 0,92 та 0,95 відповідно, а площини пропускання цих поляризаторів становлять між собою кути 20° . Як зміниться інтенсивність світла, що пройшов усі поляризатори, якщо кут повороту останнього поляризатора збільшити на 10° , а кут повороту другого – зменшити на 10° ?

7.8. Під яким кутом на дно скляної посудини ($n_c = 1,5$), у яку налитий сірковуглець, треба направити промінь світла, щоб він випробував повне внутрішнє відбиття, якщо при відображенні від дна під кутом $42^\circ 37'$ світло виявляється повністю поляризованим?

7.9. Промінь світла проходить через систему трьох поляризаторів. Кут між площинами пропускання першого та другого поляризатора $\varphi_1 = 45^\circ$, між площинами пропускання другого та третього поляризатора $\varphi_2 = 30^\circ$. Коефіцієнт поглинання поляризаторів однаковий і дорівнює $k = 0.1$. У скільки разів по відношенню до інтенсивності світла, що падає на систему послаблюється інтенсивність світла, що з системи виходить.

7.10. Світло падає з повітря на кристал кам'яної солі під кутом 57° відбитий промінь повністю поляризований. З якою швидкістю поширюється світло в цьому кристалі?

7.11. Визначте ступінь поляризації променя світла у склі, якщо він падає поверхню скла під кутом Брюстера, а коефіцієнт відбиття світла від скла дорівнює 0,04.

Завдання для самоконтролю

Контрольні питання

7.1. Що являє собою неполяризоване природне світло? Чому природні джерела світла випромінюють неполяризоване світло?

7.2. Що називається поляризацією та які властивості світла вона характеризує?

7.3. У чому відмінність світла природного від поляризованого?

7.4. Яке світло називають плоскополяризованим? Що таке площина коливань і площина поляризації плоскополяризованого світла?

7.5. Поясніть призначення поляризатора й аналізатора.

7.6. Як визначається ступінь поляризації світла?

7.7. Як буде змінюватися інтенсивність світла за аналізатором, що обертається навколо променя світла: природного, лінійно поляризованого, еліптично поляризованого, циркулярно поляризованого, частково поляризованого?

7.8. Як поляризується світло на межі двох прозорих діелектриків?

7.9. Сформулюйте закон Брюстера.

7.10. Яку залежність встановлює закон Малюса?

7.11. За допомогою яких речовин і пристроїв неполяризоване світло можна перетворити у плоскополяризоване світло?

7.12. У чому полягає явище подвійного променезаломлення світла? Як воно пояснюється з погляду хвильової природи світла?

7.13. Як поляризовані після проходження анізотропного кристала звичайний та незвичайний промені?

7.14. Чи можна спостерігати інтерференцію від накладання звичайного та незвичайного променів після їх проходження через анізотропний кристал?

7.15. Як співвідносяться показники заломлення та швидкості поширення звичайного та незвичайного променів у позитивному кристалі?

7.16. В якому напрямі слід спрямувати промінь світла у кристалі для того, щоб звичайний та незвичайний промені світла поширювались, не розділяючись і з однаковою швидкістю?

7.17. За яких умов оптично неактивні речовини можуть обертати площину поляризації?

7.18. Поясніть проходження світла через призму Ніколя. Яке явище використовується для одержання поляризованого світла в цьому приладі?

7.19. Що являють собою поляроїди? Яке їх застосування?

7.20. Вітрове скло й фари автомашин забезпечуються поляроїдними плівками. Як повинні бути орієнтовані площини пропускання цих плівок, щоб водій міг добре бачити дорогу та не засліплюватися світлом фар зустрічних машин?

7.21. Які речовини називають оптично активними?

7.22. Що уявляє з себе індикатриса поляризації?

Тестові завдання

У завданнях 7.1-7.13 з чотирьох відповідей обрати одну правильну або найбільш повну (точну) відповідь.

7.1. На межі поділу двох діелектриків може бути повністю поляризованим:

- а) відбитий промінь;
- б) заломлений промінь;
- в) і заломлений, і відбитий;
- г) поглинутий промінь.

7.2. На межі поділу двох діелектриків:

- а) відбитий промінь завжди повністю поляризований;
- б) заломлений промінь завжди повністю поляризований;
- в) заломлений і відбитий промінь поляризовані;
- г) заломлений і відбитий промінь завжди поляризовані частково.

7.3. Поляризоване світло пропускають через аналізатор. Чи змінюється при цьому його інтенсивність?

- а) не змінюється;
 - б) змінюється пропорційно $\cos^2\varphi$;
 - в) змінюється пропорційно $\sin \varphi$;
 - г) змінюється пропорційно $\cos \varphi$.
- φ – кут між площинами поляризації поляризатора й аналізатора.

7.4. Чи зміниться інтенсивність природного світла після проходження ним ідеального поляризатора? (Поглинанням та розсіюванням світла нехтувати)

- а) не зміниться;
- б) зменшиться у 2 рази;
- в) зменшиться у 4 рази;
- г) буде зменшуватися залежно від кута обертання поляризатора.

7.5. Електричний вектор у відбитому від діелектрика світлі у випадку повної поляризації коливається :

- а) у площині падіння;
- б) перпендикулярно площині падіння;
- в) під довільним, але постійним, кутом до площини падіння;
- г) всі кути між електричним вектором і площиною падіння є рівно імовірними.

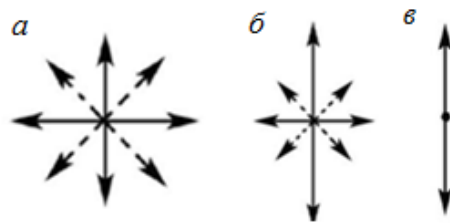
7.6. Кут між площинами поляризації відбитого і заломленого променів на межі діелектрика становить:

- а) 0° ;
- б) 90° ;
- в) 180° ;
- г) може бути будь-яким.

7.7. Як зміниться інтенсивність поляризованого світла після проходження через поляризатор, якщо площини поляризації поляризатора і світла паралельні?

- а) не зміниться;
- б) зменшиться у 2 рази;
- в) зменшиться у 4 рази;
- г) зменшиться до нуля.

7.8. Яка схема коливань вектора напруженості електричного поля відповідає поляризованому світлу?



- а) а;
- б) б;
- в) в;
- г) б і в.

7.9. Яка з наведених формул відповідає закону Малюса?

а) $R = \pi \cdot B$; б) $I = I_0 \cdot \cos^2 \varphi$; в) $P = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}}$; г) $\text{tg} \theta_B = \frac{n_2}{n_1}$.

7.10. Оптична вісь кристала, це:

- а) нормаль до будь-якої грані кристалу;
- б) напрямок у кристалі, вздовж якого спостерігається подвійне променезаломлення;
- в) напрямок у кристалі, вздовж якого швидкості поширення звичайного і незвичайного променів однакові;
- г) вісь, вздовж якої у даній роботі розташовані прилади.

7.11. При подвійному променезаломленні поляризованим виявляється:

- а) лише звичайний промінь;
- б) лише незвичайний промінь;
- в) обидва промені;
- г) звичайний промінь поляризований частково, а незвичайний повністю.

7.12. Промені, що утворились при подвійному заломленні:

- а) не поляризовані;
- б) поляризовані, причому площини їх поляризації паралельні;
- в) поляризовані, причому площини їх поляризації перпендикулярні;
- г) поляризовані, причому площини їх поляризації орієнтовані хаотично.

7.13. Чи залежить швидкість поширення променів, що утворилися при подвійному заломленні, від кута падіння на кристал?

- а) не залежить;
- б) залежить лише для звичайного променя;
- в) залежить лише для незвичайного променя;
- г) у рівній мірі залежить для обох променів.

У завданнях 7.16 – 7.17 обрати всі правильні відповіді.

7.14. На межі поділу двох діелектриків:

- а) відбитий промінь може бути повністю поляризованим;
- б) заломлений промінь може бути повністю поляризованим;
- в) заломлений і відбитий промінь поляризовані;
- г) поляризованим є тільки відбитий промінь;
- д) поляризованим є тільки заломлений промінь.

7.15. При подвійному променезаломленні після проходження через кристал:

- а) звичайний і незвичайний промені поляризовані;
- б) звичайний і незвичайний промені поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах;
- в) незвичайний промінь поляризований, а звичайний не поляризований;
- г) звичайний і незвичайний промені йдуть паралельно один одному;
- д) звичайний і незвичайний промені йдуть у різних напрямках.

8. ВЗАЄМОДІЯ СВІТЛА З РЕЧОВИНОЮ

8.1. Дисперсія світла

Дисперсією світла називають сукупність оптичних явищ, які обумовлені залежністю показника заломлення (швидкості поширення світла) в середовищі від довжини (частоти) світлової хвилі. Цю залежність можна охарактеризувати функцією:

$$D = \frac{dn}{d\lambda} \quad (D = \frac{dn}{d\nu}). \quad (8.1)$$

Цю величину називають дисперсією речовини.

Вперше залежність абсолютного показника заломлення частоти світла була вивчена Ньютоном. Внаслідок дисперсії відбувається розкладання білого немонахроматичного світла на монохроматичні складові, кожна з яких має певну частоту (довжину хвилі) (спектральне розкладання білого світла) (рис. 8.1).

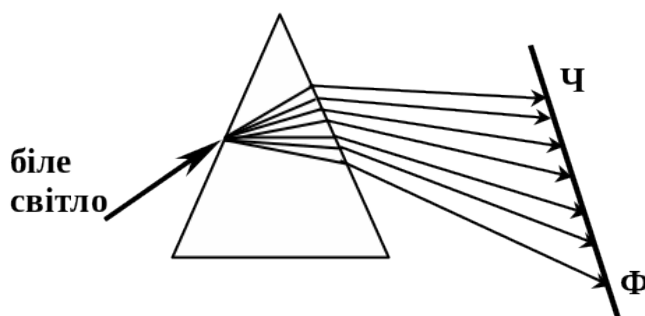


Рис. 8.1. Розкладання білого світла в спектр

Середовища, у яких спостерігається дисперсія називають диспергуючими. Різні речовини мають різну за величиною та за формою дисперсію.

Для прозорих безкольорових речовин в досліджуваній області спектра абсолютний показник заломлення збільшується зі зростанням частоти (зменшенням довжини хвилі) (рис. 8.2).

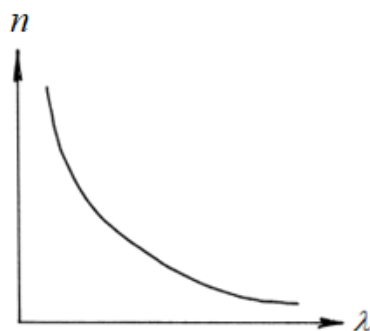


Рис. 8.2. Нормальна дисперсія

Таку дисперсію називають *нормальною* (від'ємною).

$$\frac{dn}{d\lambda} < 0 \quad \left(\frac{dn}{d\nu} > 0\right).$$

Якщо речовина поглинає частину променів, поблизу області поглинання показник заломлення зменшується зі зменшенням довжини хвилі.

$$\frac{dn}{d\lambda} > 0 \quad \left(\frac{dn}{d\nu} < 0\right).$$

Таку дисперсію називають *аномальною* (позитивною) (рис. 8.3).

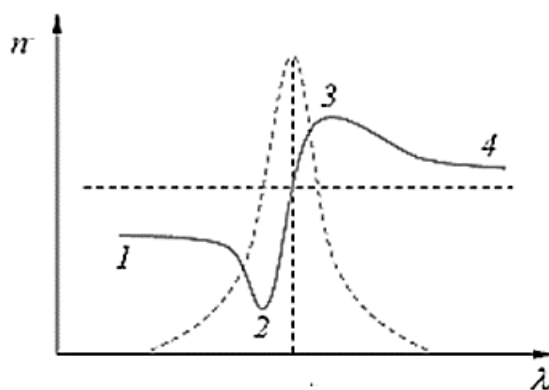


Рис. 8.3. Нормальна дисперсія (1-2, 3-4); аномальна дисперсія (2-3)

У спектрі поглинання (рис. 8.4) темні лінії – це лінії поглинання.



Рис. 8.4. Спектр поглинання

Теоретично явище дисперсії можна пояснити виходячи з електромагнітної природи світла та електронної теорії будови речовини в рамках гіпотези про існування всередині атомів та молекул електронів, які утримуються там квазіпружними силами (Х. Лоренц, 1880).

8.2. Фазова та групова швидкості світла

Під фазовою швидкістю розуміють швидкість поширення фази ідеально монохроматичної хвилі (див. формулу 2.10), тобто синусоїдальної хвилі, безмежної в просторі і в часі.

Насправді ми завжди маємо справу з більш або менш складним імпульсом, що обмежений у просторі та часі. Спостерігаючи такий імпульс, можна відшукати властиву йому точку, переміщення якої характеризуватиме поширення імпульсу. Будь-який імпульс можна подати як суму великої кількості близьких за частотою монохроматичних хвиль (рис. 8.5).

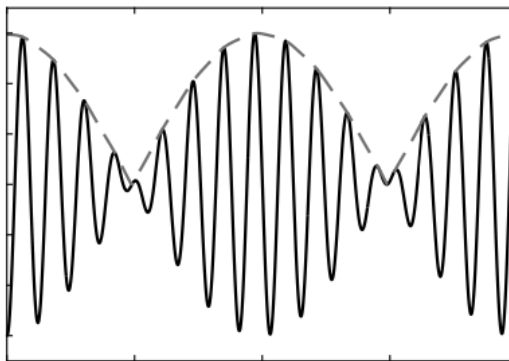


Рис. 8.5. Імпульс (пакет хвиль)

Суперпозицію хвиль, що мало відрізняються по частоті, називають хвильовим пакетом. У межах пакету хвилі посилюють одна одну, за межами – практично повністю одна одну гасять.

Якщо всі ці монохроматичні хвилі поширюються з однаковою фазовою швидкістю (в середовищі немає дисперсії), швидкість переміщення імпульсу дорівнює фазовій. При цьому форма імпульсу не змінюється.

Проте будь-яке середовище, крім вакууму, можна вважати бездисперсійним лише умовно, оскільки електромагнітні хвилі різної довжини поширюються в них з різними фазовими швидкостями.

При незначній дисперсії, коли ще можна спостерігати за місцем максимального зміщення визначають швидкість переміщення імпульсу (груп хвиль), яка відрізнятиметься від фазових швидкостей складових його монохроматичних хвиль. Таку швидкість називають груповою. Групова швидкість є швидкістю переміщення амплітуди (центру пакету), а отже, і енергії, яку переносе рухомий імпульс.

Групова швидкість визначається виразом:

$$u = \frac{d\omega}{dk}, \quad (8.2)$$

де $k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}$ — хвильове число.

Між груповою і фазовою швидкістю, яка визначається відношенням $\frac{\lambda}{T}$, (λ — довжина хвилі, T — період коливань), існує такий зв'язок:

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}, \quad (8.3)$$

$$\text{або} \quad u = v \left(1 + \frac{\lambda}{v} \frac{dv}{d\lambda} \right). \quad (8.4)$$

При нормальній дисперсії $u < v$, групова швидкість u менша від фазової швидкості v . «Горби» і «впадини» усередині пакету біжать швидше максимуму пакету. На початку пакету постійно з'являються нові «горби» і «впадини».

При аномальній дисперсії $u > v$, групова швидкість більша за фазову. «Горби» і «впадини» усередині пакету біжать у напрямку, протилежному руху пакету («відстають» від руху максимуму пакету).

Отже у середовищі:

1) немає дисперсії $\frac{dn}{d\lambda} = 0$ за умови $\frac{dv}{d\lambda} = 0$;

- 2) спостерігається нормальна дисперсія $\frac{dn}{d\lambda} < 0$ за умови $\frac{dv}{d\lambda} > 0$;
- 3) спостерігається аномальна дисперсія $\frac{dn}{d\lambda} > 0$ за умови $\frac{dv}{d\lambda} < 0$;

Чим більша дисперсія середовища, тим більша різниця між фазовою та груповою швидкостями.

З часом пакет розмивається, його ширина збільшується. При великій дисперсії пакет швидко розмивається й поняття групової швидкості втрачає сенс.

8.3. Поглинання та розсіювання світла

Поглинання світла

При проходженні світла крізь речовину частина його енергії, що йде на збудження електронів, випромінюється у вигляді вторинних хвиль, а частина енергії переходить в енергію хаотичного коливального руху атомів (внутрішню енергію), тобто відбувається *поглинання (абсорбція)* світла речовиною (рис. 8.6).

При резонансних частотах вимушені коливання посилюється, процес поглинання стає найбільш інтенсивним і супроводжується аномальною дисперсією.

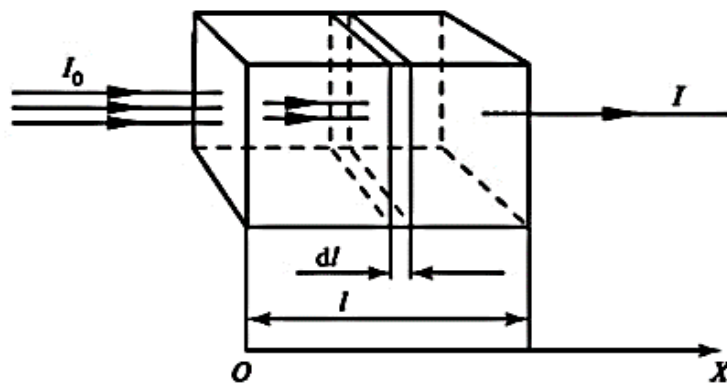


Рис. 8.6. Поглинання світла при проходженні через речовину

Інтенсивність світла при проходженні крізь речовину зменшується за експоненціальним законом (Бугера-Ламберта-Бера, який часто називають просто законом Бугера):

$$I = I_0 \cdot e^{-\kappa l}, \quad (8.5)$$

де I_0 – інтенсивність світла на вході в шар, що поглинає світло;

l – товщина шару, що поглинає світло;

κ – коефіцієнт поглинання, що залежить від властивостей речовини (хімічної природи та стану) та довжини (частоти) хвилі світла і не залежить від інтенсивності світла.

Коефіцієнт поглинання числено рівний величині, оберненій до товщині шару, на якій інтенсивність світла зменшується в e разів. Знак мінус у формулі означає, що інтенсивність світла зменшується.

Розсіяння світла

Процес розсіювання світла полягає в запозиченні молекулою або часткою деякої частки енергії у електромагнітної хвилі, що поширюється в середовищі, і випромінюванні цієї енергії в навколишній простір. Процес розсіювання можна уявити наступною схемою:

$$\text{розсіювання} = \text{збудження} + \text{перевипромінення}.$$

Внаслідок цього можуть відбуватися зміни характеристик потоку випромінювання: просторового розподілу інтенсивності, частотного спектру, поляризації.

Розсіяння світла є результатом дифракції світлових хвиль на дрібних неоднорідностях середовища.

В однорідному середовищі вторинні хвилі, що випромінюються збудженими електронами, є когерентними. При накладанні вони гасять одна одну в усіх напрямках, крім напрямку первинного променя, тому розсіяння не відбувається.

Розсіювання, що відбувається на оптичних неоднорідностях середовища, може бути пов'язана з присутністю в ній диспергованих частинок. Однак через хаотичний тепловий рух молекул локальні неоднорідності неминуче присутні навіть у середовищах, які з макроскопічної точки зору можна вважати однорідними (чисті гази, рідини або тверді тіла). У малих об'ємах у даний малий проміжок часу міститься різна кількість частинок, тобто в середовищі мають місце флуктуації густини, що стає причиною розсіювання світла. У розчинах, крім флуктуацій густини розчинника, виникають флуктуації концентрації розчиненої речовини. В результаті середовище стає оптично неоднорідним, і світло на цих неоднорідностях розсіюється.

За видом неоднорідностей розділяють розсіювання світла в мутних середовищах (*явище Тендаля*) та молекулярне розсіювання.

Мутне середовище – це таке, що містить крупні неоднорідності: дими (тверді частинки, завислі в газах); тумани (рідкі крапельки, завислі в газах); суспензії (тверді частинки, завислі в рідині); емульсії (рідкі крапельки, завислі в іншій рідині); матові середовища.

При проходженні крізь мутне середовище світло частково поглинається, а частково розсіюється. Інтенсивність зменшується за законом:

$$I = I_0 \cdot e^{-(\kappa + \chi)l}, \quad (8.6)$$

де κ – коефіцієнт поглинання, χ – коефіцієнт екстинкції (розсіювання).

Молекулярне розсіювання – це розсіювання на неоднорідностях (флуктуаціях) густини середовища або внаслідок анізотропії його властивостей, обумовленої тепловим рухом молекул чи атомів.

Теорія Релея (1871). Якщо лінійні розміри частинки менше, ніж приблизно $1/15$ довжини падаючої хвилі, то розсіювання називається релеєвським. У цьому граничному випадку всі елементарні диполі розсіювальної частинки випромінюють когерентно, в одній фазі.

Інтенсивність розсіяного світла змінюється залежно від довжини хвилі за законом Релея:

$$I_{\text{роз}} \sim \frac{1}{\lambda^4}. \quad (8.7)$$

Теорія Мі. Крім інтерференції хвиль, розсіяних у різних областях частки, при розсіянні Мі необхідно враховувати перевипромінювання первинної хвилі елементарними диполями. В результаті елементарні розсіювачі знаходяться всередині частинки вже не в однакових електромагнітних полях. Якщо розміри частинок, що розсіюють, стають порівнянними з довжиною хвилі, залежність інтенсивності розсіяного світла від довжини хвилі стає менш помітною в порівнянні з залежністю в теорії Релея. Переважним стає розсіювання вперед (у напрямку падаючого пучка). Хоча спочатку розвинена Г. А. Мі теорія належала лише до сферичних частинок, термін «розсіяння Мі» використовується і для частинок неправильної форми.

Молекулярне розсіяння пояснює:

- Голубій колір неба, оскільки ми бачимо його і розсіяному світлі, де згідно з законом Релея переважають короткохвильові сині кольори.

- Червоно-помаранчеві кольори сходу і заходу, оскільки ми бачимо прямі сонячні промені, де переважають довгохвильові червоні кольори, а короткохвильові сині розсіюється.

- *Критичну опалесценцію*, коли світло практично не проходить (розсіюється) крізь речовину, що знаходиться в критичному стані, який характеризується високим ступенем неоднорідності густини.

Розсіювання світла на флуктуаціях щільності речовини у критичному стані було досліджено польським фізиком М. Смолуховським

Розсіяне світло є поляризованим. При цьому промені, що перпендикулярні первинному променю, поляризовані повністю, а промені що йдуть під кутами $0 < \alpha < \frac{\pi}{2}$ — частково.

При проходженні світла крізь неоднорідне середовище розсіювання по різних напрямках не буде однаковим. Крива, що графічно відображає залежність інтенсивності розсіяного світла від кута розсіювання називається індикатрисою розсіювання. Її також називають діаграмою спрямованості випромінювання. У загальному випадку індикатриса розсіювання не виражається явною функцією і описується за допомогою таблиць або у вигляді діаграм у полярних чи сферичних координатах (рис. 8.7).

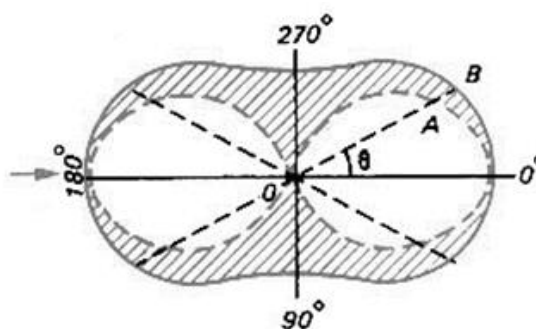


Рис. 8.7. Індикатриса розсіювання для природного світла

Всім розглянутим вище видам розсіювання світла властиво те, що частота випромінювання при розсіянні не змінюється, тобто розсіювання є когерентним.

Комбінаційне розсіювання світла. При вивченні спектрів розсіяного світла було показано, що в спектрі розсіяного світла, крім ліній, що характеризують падаюче світло, присутні додаткові лінії-супутники, що супроводжують кожну лінію первинного спектра. Їх виявлення можливе у випадку, якщо падаюче світло не є суцільним, а уявляє сукупність окремих монохроматичних ліній.

Розсіювання Мандельштама–Бріллюена – це розсіювання оптичного випромінювання конденсованими середовищами. Причиною є взаємодія випромінювання з власними пружними коливаннями в середовищі. Розсіювання супроводжується зміною частот (довжин хвиль), що характеризують випромінювання.

Приклади розв'язання задач

Пр. 8.1. Для різних довжин світла $\lambda_1 = 509 \text{ нм}$, $\lambda_2 = 534 \text{ нм}$, $\lambda_3 = 574 \text{ нм}$ показники заломлення сірковуглецю дорівнюють відповідно $n_1 = 1,647$, $n_2 = 1,640$, $n_3 = 1,630$. Знайти: а) фазову швидкість для другої довжини хвилі λ_2 ; б) групову швидкість хвильового пакету з максимумом поблизу довжини хвилі λ_2 .

Умови	Розв'язок
$\lambda_1 = 509 \text{ нм}$ $\lambda_2 = 534 \text{ нм}$ $\lambda_3 = 574 \text{ нм}$ $n_1 = 1,647$ $n_2 = 1,640$ $n_3 = 1,630$	Фазову швидкість находимо з визначення показника заломлення: $v_2 = \frac{c}{n_2}; \quad v_2 = \frac{3 \cdot 10^8}{1,64} \approx 1,83 \cdot 10^8.$ Для знаходження групової швидкості скористуємося рівнянням $u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}.$
$v, \quad u$	

З урахуванням $v = \frac{c}{n}$ одержимо:

$$u = \frac{c}{n} \left(1 + \frac{\lambda dn}{n d\lambda} \right).$$

Для розрахунку дисперсії показника заломлення необхідно знати функціональну залежність показника заломлення від довжини хвилі $n = f(\lambda)$. Оскільки ця функція не задана, знайдемо дисперсію як середню зміну показника заломлення на одиницю довжини хвилі. Для цього порівняємо зміни показника заломлення для заданих діапазонів довжин хвиль:

$$\left\langle \frac{\Delta n}{\Delta \lambda} \right\rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta n_{12}}{\Delta \lambda_{12}} + \frac{\Delta n_{32}}{\Delta \lambda_{32}} \right), \quad \left\langle \frac{\Delta n}{\Delta \lambda} \right\rangle = 2,65 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$$

Групова швидкість:

$$u = \frac{c}{n_2} \left(1 + \frac{\lambda_2}{n_2} \left\langle \frac{\Delta n}{\Delta \lambda} \right\rangle \right), \quad u = 1,99 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Відповідь: $v_2 = 1,83 \cdot 10^8$, $u = 1,99 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$.

Пр. 8.2. При проходженні в певному середовищі шляху l інтенсивність світла зменшується вдвічі. У скільки разів зменшиться інтенсивність світла при проходженні в тому ж середовищі шляху $3l$?

Умови	Розв'язок
$\frac{I_1}{I_0} = \frac{1}{2}$ $l_1 = l$ $l_2 = 3l$	При поглинанні світла виконується закон Бугера: $I = I_0 \cdot e^{-\kappa l},$ де I_0 – інтенсивність світла перед входом у шар, що поглинає; I – інтенсивність світла, що пройшло через шар; κ – коефіцієнт поглинання; l – товщина шару.

У першому випадку одержимо: $\frac{I_0}{I_1} = e^{\kappa l} = 2$.

У другому випадку: $\frac{I_0}{I_2} = e^{\kappa 3l} = e^{\kappa l^3} = 2^3 = 8$.

Відповідь: Інтенсивність зменшиться у вісім разів.

Задачі для самостійного розв'язання

8.1. Розрахувати групову та фазову швидкості світла з довжиною хвилі 643,8 нм у воді, якщо відомо, що показник заломлення для цієї довжини хвилі дорівнює 1,3311.

8.2. Розрахувати різницю між фазовою та груповою швидкостями для світла з довжиною хвилі 0,768 мкм в склі, якщо відомо, що показник заломлення для цієї довжини хвилі дорівнює 1,511, а для хвилі довжиною 0,656 мкм він дорівнює 1,514.

8.3. Знайти відношення групової швидкості до фазової для світла з довжиною хвилі 0,6 мкм у середовищі з показником заломлення 1,5 і дисперсією -10^4 м^{-1} .

8.4. Знайти залежність між груповою швидкістю u та фазовою v для випадку: $v = \frac{a}{\sqrt{\lambda}}$, де a – постійна.

8.5. Через пластинку з прозорої речовини товщиною $l = 4,2$ см проходить половина світлового потоку, що на неї падає. Визначити натуральний показник поглинання цієї речовини. Розсіянням світла в платівці знехтувати; вважати, що 10% падаючої світлової енергії відбивається від поверхні.

8.6. Як зміниться інтенсивність світла, якщо товщина шару речовини, котрий воно пройшло, дорівнює 2 x . При проходженні в тій самій речовині шляху x інтенсивність зменшується утричі.

8.7. У деякому середовищі поширюється плоска монохроматична світлова хвиля. Коефіцієнт поглинання для даної довжини хвилі $\kappa = 1.00 \text{ м}^{-1}$. На скільки відсотків зменшується інтенсивність світла при проходженні хвилею шляху, що дорівнює: а) 5,00 мм; б) 10,00 мм; в) 1,00 м; г) 4,60 м?

8.8. При визначенні концентрації розчину кров'яної сироватки проводиться градування фотоелектроколориметра. Довжина кювети з розчином 5 см. Визначити натуральний монохроматичний показник поглинання розчину, якщо він поглинає 40% світлового потоку, що входить до нього. Розсіянням світла та його поглинанням стінками кювети знехтувати.

8.9. З деякої речовини виготовили дві пластинки: одну товщиною $d_1 = 38$ мм, а іншу товщиною $d_2 = 90$ мм. Ввівши по черзі в ці пластинки пучок монохроматичного світла, виявили, що перша пластинка пропускає $\tau_1 = 0,84$ світлового потоку, а друга $\tau_2 = 0,70$. Знайти коефіцієнт поглинання цієї речовини. Світло падає нормально. Вторинними відбиттям знехтувати.

8.10. Дві пластинки однакової товщини, але зроблені з різного матеріалу, пропускають відповідно $\frac{1}{3}$ та $\frac{1}{5}$ частини падаючого потоку світлової хвилі. Чому дорівнює відношення коефіцієнтів поглинання цих пластин Відбиттям світла від границь знехтувати.

8.11. Для випромінення з довжиною хвилі $\lambda = 770$ нм коефіцієнт поглинання води $\kappa = 0,0024 \text{ мм}^{-1}$. Визначити середню глибину проникнення світла у воду. (Середньою глибиною називають товщину шару, при проходженні якого інтенсивність монохроматичного пучка світла буде послаблена в $e = 2,7$ разів (на 37%) у порівнянні з початковим значенням.

Завдання для самоконтролю

Контрольні питання

- 8.1. Яке явище називається дисперсією світла?
- 8.2. Чим відрізняється нормальна дисперсія від аномальної?
- 8.3. За якими признаками можна відрізнити спектри, що одержані за допомогою призми та дифракційної решітки?
- 8.4. Що називається фазовою та груповою швидкістю поширення світла?
- 8.5. У яких випадках поняття групової швидкості втрачає сенс?
- 8.6. Як пов'язані фазова та групова швидкості при поширенні в диспергуючому середовищі?
- 8.7. Яким є механізм втрати енергії випромінювання, що проходить через середу?
- 8.8. Яким є фізичний зміст коефіцієнта поглинання в законі Бкгера?
- 8.9. Від яких величин залежить коефіцієнт поглинання середовища? Чи залежить він від інтенсивності падаючого світла?
- 8.10. Назвіть види розсіювання світла.
- 8.11. У чому полягає явище розсіювання світла та яким законам воно підпорядковується?
- 8.12. Чим відрізняються розсіювання Тіндаля та Релея?
- 8.13. Сформулюйте закон Релея для розсіювання світла.

8.14. Що таке індикатриса розсіювання і що вона характеризує?

8.15. Наведіть приклади явищ, які пояснюються законами розсіювання світла.

Тестові завдання

У завданнях 8.1-8.15 з чотирьох відповідей обрати одну правильну або найбільш повну (точну) відповідь.

8.1. Дисперсія – це залежність показника заломлення від:

- а) фази світлової хвилі;
- б) частоти хвилі;
- в) амплітуди хвилі;
- г) швидкості поширення хвилі.

8.2. Який з недоліків оптичних систем зумовлений явищем дисперсії?

- а) сферична аберація;
- б) хроматична аберація;
- в) дисторсія;
- г) астигматизм.

8.3. При нормальній дисперсії показник заломлення із збільшенням частоти:

- а) не змінюється;
- б) зменшується;
- в) збільшується;
- г) спочатку збільшується, потім зменшується.

8.4. При аномальній дисперсії показник заломлення із збільшенням частоти:

- а) не змінюється;
- б) зменшується;
- в) збільшується;
- г) спочатку збільшується, потім зменшується.

8.5. З груповою швидкістю поширюється:

- а) максимальна амплітуда хвилі;
- б) фаза хвилі;
- в) амплітуда і фаза одночасно;
- г) фронт хвилі
- д) енергія випромінювання.

8.6. При якому співвідношенні фазова і групова швидкості збігаються?

- а) $\frac{dn}{d\lambda} = 0$;
- б) $\frac{dn}{d\lambda} < 0$;
- в) $\frac{dn}{d\lambda} > 0$;
- г) $\frac{dn}{d\lambda} = \infty$.

8.7. При якому співвідношенні фазова швидкості більша ніж групова?

- а) $\frac{dn}{d\lambda} = 0$;
- б) $\frac{dn}{d\lambda} < 0$;
- в) $\frac{dn}{d\lambda} > 0$;
- г) $\frac{dn}{d\lambda} = \infty$.

8.8. При якому співвідношенні групова швидкості більша ніж фазова?

- а) $\frac{dn}{d\lambda} = 0$;
- б) $\frac{dn}{d\lambda} < 0$;
- в) $\frac{dn}{d\lambda} > 0$;
- г) $\frac{dn}{d\lambda} = \infty$.

8.9. Коефіцієнт поглинання світла речовиною вимірюється у:

- а) см;
- б) м^{-1} ;
- в) $\text{кг} \cdot \text{м}$;
- г) безрозмірна величина.

8.10. Яка з наведених формул відповідає закону Бугера?

- а) $I = I_0 \cdot e^{-\kappa l}$;
- б) $I = I_0 \cdot \cos^2 \varphi$;
- в) $P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$;
- г) $\text{tg} \Theta_B = \frac{n_2}{n_1}$.

8.11. При проходженні світла через неоднорідне середовище:

- а) вся видима ділянка спектра розсіюється в однаковій степені;
- б) інтенсивніше розсіюється короткохвильова ділянка;
- в) значніше розсіюється довгохвильова частина спектра;
- г) найефективніше розсіюється середня частина спектра.

8.12. Інтенсивність розсіяного світла при молекулярному розсіяні обернено пропорційна:

- а) λ ;
- б) λ^2 ;
- в) λ^3 ;
- г) λ^4 .

8.13. Голубий колір неба в основному зумовлений розсіюванням світла:

- а) на присутніх в атмосфері частинках пилу;
- б) на флуктуаціях густини атмосфери;
- в) на завислих в атмосфері водяних краплинах;
- г) на полярних молекулах.

8.14. Релеївська теорія розсіювання світла поширюється на частинки, розміри яких менші за:

- а) $0,1 \lambda$;
- б) $1,0 \lambda$;
- в) 10λ ;
- г) 100λ .

8.15. При якому куті між первинним пучком і напрямком спостереження природне розсіяне світло стає максимально поляризованим?

- а) 0° ;
- б) 30° ;
- в) 60° ;
- г) 90° .

9. ЕЛЕМЕНТИ ОПТИЧНОЇ АСТРОНОМІЇ

Оптична астрономія – це розділ наглядової астрономії, що займається вивченням світла, яке випромінюють зірки та інші космічні об'єкти.

З допомогою оптичної астрономії можна вивчати склад та відстань до зірок та галактик, аналізувати їх рух та еволюцію, отримати інформацію про хімічний склад, температуру та інші фізичні властивості цих об'єктів. Вона дозволяє вивчати та класифікувати зірки та інші небесні тіла, визначати маси небесних тіл, шукати планети навколо інших зірок та вивчати екзопланети.

Спостереження в оптичній астрономії включають:

- отримання знімків об'єкта;
- фотометрію – вимірювання кількості світла, що виходить від об'єкта, що спостерігається;
- спектроскопію – вивчення розподілу енергії світла, що приходить від об'єкта, по довжинах хвиль (спектр випромінювання, що приходить);
- поляриметрію – вивчення поляризації світла, що приходить.

Відповідно, інструментами оптичної астрономії є:

- телескопи – оптичні інструменти, які дозволяють спостерігати небесні тіла та отримувати дані про їх властивості;
- фотометри – інструменти, які дозволяють вимірювати інтенсивність світла від об'єктів, що спостерігаються, і визначати їх яскравість;
- спектрометри – прилади, які розбивають світло на його кольори і дозволяють аналізувати його характеристики;
- інтерферометри (Фабрі-Перо) – інструменти, які використовують інтерференцію світла для вимірювання відстаней та швидкостей небесних тіл;
- астрометри – прилади для вимірювання точних координат небесних тіл, їх руху та відстаней.

Оптична астрономія використовується як на землі (наземна наглядова астрономія), так і в космосі. Штучні супутники, такі як телескоп Хаббл, дозволяють вивчати космос з більшої відстані та в кращих умовах, ніж це було б можливо за допомогою земних телескопів.

Оптична астрономія також використовується в навігації та геодезії для вимірювання відстаней та напрямків.

Інструменти оптичної астрономії

Основними інструментами оптичної астрономії є телескопи, здатні приймати видиме світло (оптичні телескопи). Вони використовуються для збирання та фокусування світла і дозволяють вивчати космічні об'єкти з більшою точністю, ніж це було б можливо за допомогою неозброєного ока.

Існує кілька різних типів телескопів, кожен з яких має свої особливості та придатний для певних завдань. Найбільш поширеними є рефрактори та рефлектори, які використовувалися протягом кількох століть. В даний час широко використовуються інші типи телескопів, включаючи шифтові, інтерферометричні та інші.

Рефрактором називається телескоп із лінзовим об'єктивом (заломлюючий телескоп) (рис.9.1).

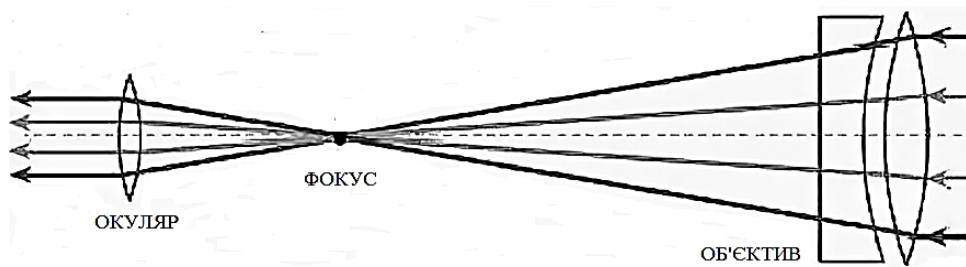


Рис. 9.1. Оптична схема рефрактора

Оскільки світлові промені різних довжин хвиль заломлюються по-різному, то одиночна лінза дає забарвлене зображення (хроматична аберация). Хроматична аберация значною мірою може бути усунена в об'єктивах, складених із двох лінз, виготовлених зі скла з різним коефіцієнтом заломлення (ахроматичний об'єктив або ахромат).

Скло, з якого виготовляються лінзи, поглинає ультрафіолетове та інфрачервоне випромінювання. Фотографічні імпульси та фотоелементи чутливі у більш широкій області спектру, ніж око, і тому хроматична аберация при роботі з цими приймачами позначається сильніше.

Рефлектором називається телескоп, у якому лінзовий об'єктив замінений увігнутим сферичним дзеркалом, яке не дає хроматичної аберации (відбивний телескоп) (рис.9.2).

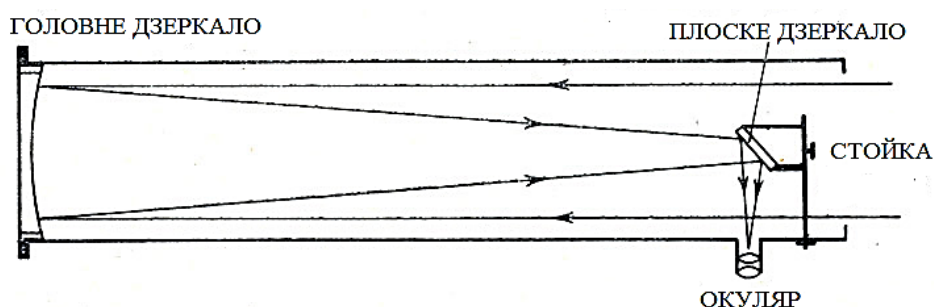


Рис. 9.2. Оптична сема рефлектора

Перший рефлектор (діаметром лише 3 см і довжиною 15 см) був побудований Ньютоном в 1671 році.

Сферичне дзеркало не збирає паралельний пучок променів у точку; воно дає у фокусі дещо розливу пляму (сферична аберація). Але якщо дзеркалу надати форму параболоїда обертання, то сферична аберація зникає. Паралельний пучок, спрямований на такий параболоїд вздовж осі, збирається у фокусі практично без спотворень, якщо не вважати неминучого розмиття через дифракцію. Тому сучасні рефлектори мають дзеркала параболоїдальної або, як найчастіше кажуть, параболічної форми.

Незважаючи на такі переваги рефлекторів, в астрометричних роботах, як і раніше, активно застосовуються рефрактори. Причина цього полягає в тому, що рефлектори дуже чутливі до малих випадкових поворотів дзеркала: оскільки кут падіння дорівнює куту відбиття, то поворот дзеркала на деякий кут β зміщує зображення на кут 2β . Аналогічний поворот об'єктива в рефракторі дає набагато менше зміщення. Оскільки в астрометрії треба вимірювати положення світил з максимальною точністю, то вибір у таких вимірах зроблено на користь рефракторів.

Рефлектор із параболічним дзеркалом буде зображення дуже чітко, проте зображення можна вважати ідеальним, доки воно залишається поблизу оптичної осі. При віддаленні осі з'являються спотворення. Тому рефлектор з одним тільки параболічним дзеркалом не дозволяє фотографувати велики за розміром ділянки неба.

Для спостережень, що вимагають великого поля зору, будують комбіновані дзеркально-лінзові телескопи, в яких аберація дзеркала виправляється тонкою лінзою, часто зі скла, що пропускає ультрафіолетові промені (рис. 9.3).

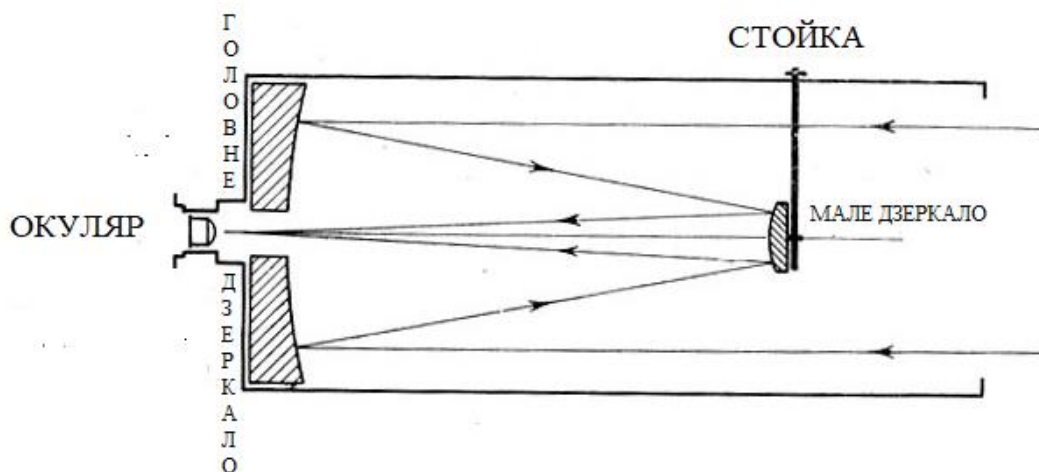


Рис. 9.3. Схема дзеркально-лінзового телескопу

Телескоп-рефлектор, пристосований для спостережень у фокусі параболічного дзеркала, називається рефлектором з прямим фокусом. Часто використовуються складніші системи рефлекторів; наприклад, за допомогою додаткового плоского дзеркала, встановленого перед фокусом, можна вивести фокус у бік за межі труби (система Ньютона). Додатковим опуклим дзеркалом, розташованим перед фокальним, можна подовжити фокусну відстань і вивести фокус в отвір просвердлений в центрі головного дзеркала. Таких складніші системи рефлекторів зручніші, але через додаткові відбивання дають великі втрати світла.

Донедавна широко поширеним хімічним приймачем випромінювання служили фотографічні матеріали, які застосовувалися на багатьох етапах обробки аерокосмічної інформації, починаючи з її реєстрації і закінчуючи представленням кінцевої продукції у вигляді фотознімків.

Тривалі експозиції на високочутливих платівках дозволяють отримувати фотографії дуже слабких об'єктів, у тому числі таких, які практично недоступні для візуального спостереження. На відміну від ока фотографічна емульсія здатна до тривалого накопичення світлового ефекту. Дуже важливою властивістю фотографії є панорамність: одночасно реєструється складне зображення, яке може складатися з великої кількості елементів. Перевагами фотографічного методу у порівнянні з візуальним є незалежність від

індивідуального зорового сприйняття спостерігачем та можливість зберігати інформацію й вивчати знімки в лабораторних умовах.

До недоліків фотографічного методу відноситься нелінійна залежність почорніння плівки від освітленості та вплив умов обробки її обробки.

Астрофотометрія

Астрофотометрія – розділ практичної астрофізики, присвячений вимірюванню фізичних характеристик (переважно енергетичних) електромагнітного випромінювання астрономічних об'єктів. Предмет астрофотометрії становлять: виділення потоку випромінювання від індивідуальних об'єктів, "очищення" його від фонового випромінювання, врахування послаблення потоку земною атмосферою, вимірювання цього потоку в абсолютних енергетичних чи відносних одиницях та інших характеристик випромінювання астрономічних об'єктів.

До фундаментальних завдань астрофотометрії належать дослідження розподілу енергії у спектрах зірок. Розв'язання цього завдання дозволяє визначити хімічний склад, структуру атмосфери, ефективну температуру зірок, величину міжзоряного почервоніння тощо.

Донедавна широко поширеним хімічним приймачем випромінювання служили фотографічні матеріали, які застосовувалися на багатьох етапах обробки аерокосмічної інформації, починаючи з її реєстрації і закінчуючи представленням кінцевої продукції у вигляді фотознімків.

Тривалі експозиції на високочутливих плівках дозволяють отримувати фотографії дуже слабких об'єктів, у тому числі таких, які практично недоступні для візуального спостереження. На відміну від ока фотографічна емульсія здатна до тривалого накопичення світлового ефекту. Дуже важливою властивістю фотографії є панорамність: одночасно реєструється складне зображення, яке може складатися з великої кількості елементів. Перевагами фотографічного методу у порівнянні з візуальним є незалежність від

індивідуального зорового сприйняття спостерігачем та можливість зберігати інформацію й вивчати знімки в лабораторних умовах.

До недоліків фотографічного методу відноситься нелінійна залежність почорніння плівки від освітленості та вплив умов обробки її обробки.

До сучасних методів відноситься оптико-електронний спосіб зйомки. Необхідність оперативної передачі матеріалів зйомки із космосу призвела до інтенсивного розвитку оптико-електронних, сканерних знімальних систем. При значному розмаїтті конструктивних рішень вони ґрунтуються на загальному принципі, який полягає в поелементному зчитуванні вздовж вузької смуги відбитого земною поверхнею випромінювання. При такій зйомці з'являється можливість протягом тривалого часу безперервно отримувати інформацію та оперативно (в режимі реального часу або із затримкою на кілька годин) передавати її на приймальну станцію.

Інтервал освітленостей, що вимірюються в астрофотометрії, величезний. Найяскравіші зірки створюють на поверхні Землі освітленість, приблизно десять мільярдів разів меншу, ніж Сонце, а найбільш слабкі зірки та галактики, доступні вимірам, ще в десятки мільярдів разів меншу, тобто перепад освітленостей становить більш ніж 10^{20} разів. Ці проблеми долаються збільшенням діаметра телескопів, і навіть збільшенням чутливості приймачів випромінювання. Найбільший у світі оптичний телескоп має діаметр 6 м.

Спектральні наземні дослідження

Вперше спектри зірок та планет почав спостерігати у минулому столітті італійський астроном Секкі. Після його робіт спектральним аналізом зайнялися багато астрономів. Спочатку використовувалися візуальний спектроскоп, потім спектри стали фотографувати, а зараз застосовуються також фотоелектричний запис спектра. Спектральні прилади з

фотографічною реєстрацією спектра зазвичай називають спектрографами, і з фотоелектричної – спектрометрами.

Нині поруч із призматичними спектрографами і спектрометрами широко застосовуються й дифракційні. У цих приладах замість призми елементом, що диспергує (тобто розкладає на спектр), є дифракційна решітка. Найчастіше використовуються відбивні решітки.

Відбивною решіткою є алюмінієве дзеркало, на якому нанесені паралельні штрихи. Відстань між штрихами та їх глибина порівняна з довжиною хвилі. Наприклад, дифракційні решітки, що працюють у видимій області спектру, часто робляться з відстанню між штрихами 1,66 мкм (600 штрихів на 1 мм).

РЕКОМЕНДОВАНА ТА ВИКОРИСТАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Венгер І.В., Венгер Є.Ф., Мельничук Л.Ю., Мельничук О.В. Оптичні методи дослідження та їх практичне застосування: лабораторний практикум. Київ : Наук. думка, 2020. 454 с.

2. Водоріз О. С., Любченко О. А., Тавріна Т. В. Оптика, атомна і ядерна фізика: навчальний посібник для студентів усіх спеціальностей та усіх форм навчання. Харків : НТУ «ХП», 2021. 159 с.

<https://repository.kpi.kharkov.ua/server/api/core/bitstreams/c2b8c1a5-b40e-4b7c-9259-be59e472cd44/content>

3. Галушак М. О., Лучицький Р. М., Рувінський Б. М., Нижникевич В. В. Курс загальної фізики. Квантова та атомна фізика: [навч. посіб]. Івано-Франківськ : ІФНТУНГ, 2008. 145 с.

4. Герасимов О. І, Андріанов І. С. Фізика в задачах: підручник. Одеса, Вид-во ТЭС”, 2017. 564с.

http://eprints.library.odeku.edu.ua/id/eprint/722/1/GerasymovOI_Andrianova_IS_Fizika_v_zadachah_Pidruchnyk_2017.pdf

5. Загальна фізика. Оптика: оглядові лекції для студентів фізикоматематичного факультету спеціальності 014 Середня освіта (Фізика) /Укл. В. М. Кадченко. Кривий Ріг : Криворізький державний педагогічний університет, 2020. 70 с. URL:

https://elibrary.kdpu.edu.ua/bitstream/123456789/4159/1/%D0%94%D0%95%D0%9A%D0%9E%D0%93%D0%9B%D0%AF%D0%94%D0%9E%D0%92%D0%86%20%D0%9B%D0%95%D0%9A%D0%A6%D0%86%D0%87_2.pdf

6. Застосування комп'ютерних симуляцій при вивченні розділу «Оптика». Методичні рекомендації для студентів / Розроб. Т. С. Совкова. Одеса : ПНПУ імені К. Д. Ушинського, 2018. 25 с. URL:

<http://dspace.pdpu.edu.ua/jspui/bitstream/123456789/2572/1/Sovkova%20Tetiana%20Sokrativna.pdf>

7. Збірник задач із загальної фізики [Електронний ресурс] навч. посіб. для студентів інженерно-технічних спеціальностей / Уклад. В. П. Бригінець, І. М. Репалов, Л. П. Пономаренко, Н. О. Якуріна. Київ : КПІ імені Ігоря Сікорського, 2022. 230 с. URL: <https://kzsf.kpi.ua/wp-content/uploads/2023/01/%D0%97%D0%B0%D0%B4%D0%B0%D1%87%D0%BD%D0%B8%D0%BA%20%D0%9A%D0%97%D0%A4%20%D0%9A%D0%9F%D0%86-22.pdf>
8. Колобродов В. Г. Хвильова оптика. Частина 1. Електромагнітна теорія світла та інтерференція: Підручник. КИЇВНТУУ «КПІ ім. І. Сікорського», 2017. 208 с. URL: <https://ooep.kpi.ua/downloads/disc/fo/hvil.pdf>
9. Колобродов В. Г. Хвильова оптика. Частина 2. Дифракція і поляризація світла: Підручник. КИЇВНТУУ «КПІ ім. І. Сікорського», 2018. 230 с.
10. Кучерук І. М., Горбачук І. Т. Загальний курс фізики: навчальний посібник. Т. 3. Оптика. Квантова фізика. Київ: Техніка, 2006. 518 с.
11. Лопатинський І. Є. [та ін.] Збірник задач з фізики з розв'язками: навч. посіб. Львів : ПП «Ощипок М.М.», 2020. 260 с.
12. Пашук І. П., Волошиновський А. С, Вістовський В. В. Задачі з оптики. Львів : ЛНУ, 2020. 326 с.
13. Роганков В. Б. 50 Лекцій з фізики для закладів вищої технічної освіти : підручник. Київ : Освіта України, 2019. 412 с.
14. Романюк М. О., Крочук А. С., Пашук І. П. Оптика: [підручник] Львів : ЛНУ імені Івана Франка, 2012. 564 с.
15. Совкова Т. С. Лабораторний практикум з оптики : методичні рекомендації для студентів. Одеса : ПНПУ імені К. Д. Ушинського, 2019. 79 с. <http://dspace.pdpu.edu.ua/jspui/bitstream/123456789/2574/1/Sovkova%20Tetiana%20Sokrativna.pdf>

16. Стадник В.Й. Оптика: навч. посібн. Львів : Видавничий центр ЛНУ ім. Івана Франка, 2008. 360 с. <https://physics.lnu.edu.ua/wp-content/uploads/OPTYKA.pdf>

Інформаційні ресурси

1. Бібліотека Університету Ушинського : офіційний сайт. URL: <https://library.pdpu.edu.ua/>
2. Електронний архів (репозитарій) Університету Ушинського. URL: <http://dspace.pdpu.edu.ua>
3. Міністерство освіти науки України: офіційний сайт URL: <https://mon.gov.ua/ua>
4. Національна бібліотека України імені В. І. Вернадського: офіційний сайт. URL: <http://www.nbuv.gov.ua/>
5. Одеська національна наукова бібліотека : офіційний сайт. URL: <http://odnb.odessa.ua/>

ДОДАТОК А

Таблиця Д1

Діапазони шкали електромагнітних хвиль

Види хвиль	Довжина хвилі, м	Частота, Гц
Низькочастотні хвилі	$>10^4$	$<3 \cdot 10^4$
Радіохвилі	$10^4 - 10^{-1}$	$3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^{10}$
Ультрарадіохвилі	$10^{-1} - 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{10} - 3 \cdot 10^{12}$
Інфрачервоне випромінювання	$10^{-4} - 7,7 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{12} - 4 \cdot 10^{14}$
Видиме світлове випромінювання	$7,7 \cdot 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{14} - 7,5 \cdot 10^{14}$
Ультрафіолетове випромінювання	$4 \cdot 10^{-7} - 10^{-8}$	$7,5 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{16}$
Рентгенівське випромінювання	$10^{-8} - 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{16} - 3 \cdot 10^{19}$
Гамма-випромінювання	$<3 \cdot 10^{-11}$	$>3 \cdot 10^{19}$

Таблиця Д2

Відповідність частот електромагнітного випромінювання та кольорів

Колір	Діапазон довжин хвиль, нм	Діапазон частот, ТГц	Діапазон енергії фотонів, еВ
Фіолетовий	380—440	790—680	3,26-2,82
Синій	440—485	680—620	2,82-2,56
Голубий	485—500	620—600	2,56-2,48
Зелений	500—565	600—530	2,48-2,19
Жовтий	565—590	530—510	2,19-2,10
Помаранчевий	590—625	510—480	2,10-1,98
Червоний	625—740	480—405	1,98-1,68

Таблиця Д3

Деякі репрезентативні показники заломлення

Матеріал	Показник заломлення	Матеріал	Показник заломлення
Гази при 0°C і 1 атм			
Атмосфера	1.000293	Гелій	1.000036
Діоксид вуглецю	1.001	Водень	1.000132
Рідини, 20 °C			
Ацетон	1.36	Гліцерин	1.4729
Бензин	1.501	Сірковуглець	1.628
Вода	1.330	Рідкий гелій	1.025
Деякі інші речовини			
Лід (з води)]	1.31	Цукор розчин, 25%	1.3723
Рогівка (людина)	1.373 - 1.401	Цукор розчин, 50%	1.4200
Кришталік (людина)	1.386 - 1.406	Цукор розчин, 75%	1.4774
Кристали			
Агат	1.53 - 1.54	Кварц	1.544 - 1.553
Аквамарин	1.564 - 1.596	Опал	1.37 - 1.52
Аметист	1.544 - 1.553	Рубін	1.762 - 1.778
Берил	1.562 - 1.602	Сапфір	1.762 - 1.778
Бірюза	1.61 - 1.65	Топаз	1.609 - 1.643
Діамант	2.417 - 2.419	Турмалін	1.614 - 1.666
Гранат	1.77 - 1.82	Халцедон	1.53 - 1.54
Ізумруд	1.565 - 1.602	Циркон	1.81 - 2.024

Таблиця Д4

Норми освітленості і передача кольорів в приміщеннях
(стандарт ДСТУ EN 13032-4:2019)

Тип приміщення	Освітленість, лк	Рекомендована колірна температура
ЖИТЛОВІ ПРИМІЩЕННЯ		
Передпокої	50	нейтральний
Вітальні	100	теплий
Коридори	50	нейтральний
Сходові прольоти, ескалатори	50	нейтральний
Їдальні	100	теплий
Кімнати відпочинку	100	теплий
Гардероби, ванни, туалети	50	теплий
Лікарняні палати	500	теплий
Медпункти	500	холодний
ПРИМІЩЕННЯ ЗАКЛАДІВ ОСВІТИ		
Класні кімнати	300	теплий
Аудиторія	300	теплий
Дошка	500	теплий
Кімната для праці, майстерня	300	теплий
Класи для занять живописом	500	теплий
Класи для креслення	500	теплий
Комп'ютерні класи	400	теплий
Спортивні зали, басейни	200	нейтральний

Таблиця Д5

Значення коефіцієнту відбиття (альbedo) для деяких поверхонь

Поверхня	ρ
Абсолютно біле тіло	1
Очищена крейда	0,85-0,95
Білий папір для малювання	0,7-0,8
Сніг, який щойно випав	0,78
Пісок	0,25 – 0,3
Чорний оксамит	0,01-0,002
Абсолютно чорне тіло	0

Таблиця Д6

Яскравість деяких типових об'єктів

Джерело світла	Яскравість, $\frac{\text{кД}}{\text{м}^2}$
Поверхня Сонця	1500000000
Ясне небо	1500
Нитка лампи розжарювання, 100 Вт	5500000
Білий папір, освітлений прямим сонцем	22000
Поверхня місяця в повний місяць	2500
Ясне нічне небо (безмісячної ночі)	0,0001
Найменша помітна оком яскравість	0,0000001

Таблиця Д7

Показники заломлення променів різних кольорів для звичайного та незвичайного променів у кристалах з подвійним променезаломленням

Довжина хвилі λ , нм	Колір	Ісландський шпат		Кварц	
		n_e	n_o	n_e	n_o
687	червоний	1,484	1,653	1,550	1,541
656	Помаранчевий	1,485	1,655	1,551	1,542
589	Жовтий	1,486	1,658	1,553	1,544
527	Зелений	1,489	1,664	1,556	1,547
486	Блакитний	1,491	1,668	1,559	1,550
431	Синьо- фіолетовий	1,495	1,676	1,564	1,554
400	Фіолетовий	1,498	1,683	1,568	1,558

Таблиця Д8

Характеристики деяких штучних джерел світла

Лампи розжарювання, Вт	Люмінесцентні лампи, Вт	Світлодіодні лампи, Вт	Світловий потік, лм
20	5–7	2–3	~ 250
40	10–13	4–5	~ 400
60	15–16	6–10	~ 700
7	18–20	10–12	~ 900
100	25–30	12–15	~ 1200
150	40–50	18–20	~ 1800
200	60–80	25–30	~ 2500