Василь Стадник

ОПТИКА Елементи атомної та ядерної фізики

В. Й. Стадник

ОПТИКА ЕЛЕМЕНТИ АТОМНОЇ ТА ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ

Рекомендовано Міністерством освіти і науки України як навчальний посібник для студентів вищих навчальних закладів

> Львів Видавничий центр ЛНУ ім. Івана Франка 2008

Рецензенти:

О. *Г. Сливка*, д-р фіз.-мат. наук, проф. (Ужгородський національний університет);

М. П. Трубіцин, д-р фіз.-мат. наук, проф. (Дніпропетровський національний університет);

М.О. Романюк, д-р фіз.-мат. наук, проф. (Львівський національний університет імені Івана Франка);

С.В. Мягкота, д-р фіз.-мат. наук, проф. (Львівський державний аграрний університет).

Рекомендовано Міністерством освіти і науки України як навчальний посібник для студентів вищих навчальних закладів Лист № 1.4/18–Г–1589 від 28. 09. 2007 р.

Стадник В.Й.

Оптика: навч. посібн. – Львів: Видавничий центр ЛНУ ім. Івана Франка, 2008 – 360 с.

Викладено основні закони поширення і взаємодії світла з середовищем. Розглянуто закономірності та практичне застосування основних оптичних ефектів: інтерференції, дифракції, дисперсії та поляризації світлових променів. Значну увагу приділено розгляду квантових властивостей світла та їхньому застосування у біології, медицині та моніторингу довкілля.

Для студентів нефізичних природничих факультетів вищих навчальних закладів.

© Стадник В.Й., 2008

© Львівський національний університет імені Івана Франка, 2008

ISBN

Львів - 2008

ПЕРЕДМОВА

Цей посібник написаний відповідно до чинної програми на підставі понад десятилітнього досвіду читання лекцій студентам біологічного факультету Львівського національного університету імені Івана Франка.

Останнім десятиліттям отримано важливі наукові результати у фізичній і прикладній оптиці. Оптичні методи і прилади щораз глибше проникають у різні галузі науки і техніки й відіграють значну роль в прискоренні науковотехнічного прогресу. Знання основ оптики необхідне майбутнім спеціалістам з огляду на щораз більше застосування оптичних методів у дослідженнях і практиці. На поєднанні фізики з біологією ґрунтуються діагностична, лікувальна та профілактична апаратури. Засвоєння курсу повинно дати цілісне уявлення про досягнення і принципи оптики та роль оптичних процесів у функціонуванні біологічних систем.

Потреба в посібнику зумовлена також бурхливим розвитком лазерів – принципово нових джерел когерентного випромінювання. Застосування лазерного випромінювання стрімко розширюється й охоплює не тільки всю експериментальну фізику, а й багато інших ділянок техніки і технології фізичного напряму. Лазери привели до виникнення нових сучасних напрямів, таких як нелінійна оптика і голографія.

У цьому посібнику, поряд з класичними розділами оптики (геометрична оптика, інтерференція, дифракція, поляризація та дисперсія світла) детально розглянуто використання різноманітних оптичних методів дослідження в біології. У першому розділі, присвяченому питанням геометричної оптики, значну увагу приділено будові ока, поширенню світла, ефектам міопії (короткозорість) та гіперметропії (далекозорість).

У розділах, присвячених квантовим властивостям світла, описано ефекти, суміжні з біологією. Це, насамперед, люмінесценція та фотохімічна дія світла. Світлова енергія здатна зумовити різні дії – привести до фотосинтезу;

уможливити реакцію полімеризації, а також утворення простих молекул; стимулювати розклад полімерних і простих молекул на складові компоненти.

Багато уваги приділено дослідженню впливу ультрафіолетового випромінювання на біологічні молекули, особливо на ДНК і РНК, а також на білкову молекулу.

Детально розглянуто люмінесценцію, зумовлену флуорохромами; спектральні методи вивчення структури і характеру зв'язків білків; використання спектрів комбінаційного розсіювання світла для дослідження хромоформ та металопротеїнів, структури нуклеїнових кислот, мембран і вуглеводів.

Висловлюємо щиру подяку канд. фіз.-мат. наук, доцентові О. В. Бовгирі та аспірантам кафедри фізики твердого тіла М.Р. Тузяку і О.З. Чиж за допомогу в технічному оформленні посібника.

Вступ

Головні етапи розвитку оптики та її місце у природознавстві

Оптика – це вчення про фізичні явища, пов'язані з поширенням і взаємодією коротких електромагнітних хвиль, довжина яких є в межах 10⁻⁴ – 10⁻⁹ м, з речовиною. У цій ділянці спектра є вузький інтервал хвиль від 400 до 700 нм, що його безпосередньо сприймає людське око. Зазвичай ці хвилі називають *світлом*.

В оптиці ЛО світлових широкі ліапазони зачисляють також електромагнітних хвиль, суміжних i3 видимими: короткі хвилі, або ультрафіолетове проміння, м'яке рентгенівське проміння та довгі хвилі, інфрачервоне випромінювання аж до міліметрових радіохвиль. Ці хвилі об'єднує однакова природа випромінювання, подібні фізичні властивості та специфічні методи дослідження.

Електромагнітна теорія світла виникла внаслідок тривалого розвитку погляду на природу світла.

Ще послідовник атомістів Епікур (342–270 рр. до н.е.) обстоював теорію про витікання з тіл тонких плівок "примар", які, досягаючи ока, зумовлюють відчуття. Інші, зокрема Евклід (300 р. до н.е.), дотримувались теорії зорових променів, які виходять з ока і ніби обмацують тіла. Евклід розвинув учення про прямолінійне поширення зорових променів, відкрив закон їхнього відбивання. Однак проти теорії зорових променів рішуче виступав Арістотель, який ставив заперечливе запитання: чому б нам не бачити в темряві, якщо зір залежить від світла, що виходить з ока, наче з ліхтаря?

Наукові теорії про природу світла, які спирались на дослідні факти, були сформульовані лише наприкінці XVII на початку XVIII ст. Голландський фізик X. Ґюйгенс у праці "Трактат про світло" (1690) обґрунтував теорію про хвильову природу світла, в якій уподібнював його з поздовжньою хвилею, що поширюється в особливому середовищі – світловому ефірі. Учений

сформулював принцип, за яким будь-яку точку простору, до якої дійшла хвиля, можна вважати вторинним джерелом світла; обвідна поверхня до вторинних хвиль визначає нове положення фронту хвилі через час Δt . Теорія Ґюйгенса успішно пояснювала явища інтерференції і дифракції, але стикалася з труднощами в поясненні прямолінійності поширення світла.

Усупереч хвильовій теорії І. Ньютон у праці "Оптика" (1704) розвинув теорію про корпускулярну природу світла. Він розглядав світло як потік особливих частинок, що їх випромінює світне тіло. І. Ньютон уважав, що різним кольорам відповідають різні частинки: найменші – фіолетовим, найбільші – червоним. Для пояснення заломлення світла припускали, що в разі переходу в задане середовище це середовище втягує корпускули і збільшує нормальну складову її швидкості, тому світловий промінь зміщується ближче до перпендикуляра.

Хоча теорія І. Ньютона не давала змоги просто пояснити відомі світлові явища, все ж з огляду на високий авторитет автора вона тривалий час домінувала. Хвильову теорію світла обстоювали М. Ломоносов (1711–1765) і Й. Ейлер (1707–1783): вони запропонували факт про відсутність взаємодії між перехресними пучками світла. ЩО суперечило корпускулярній теорії. О. Френель (1788–1827) виконав класичні досліди з інтерференції і дифракції світла, які незаперечно підтверджували хвильові властивості світла; він пояснив дифракцію та прямолінійність поширення світла. В дослідах з поляризованим світлом О. Френель та Д. Араго (1786–1853) довели, що світлові хвилі є поперечними. Хвильова теорія світла отримала загальне визнання.

Хоча цю теорію довели до високого ступеня досконалості, в ній виникли деякі принципові труднощі, пов'язані з припущенням про існування світлоносного *ефіру*. Незадовільність хвильової теорії виявлялась насамперед у тому, що для пояснення виявлених оптичних явищ ефір потрібно було наділяти доволі екзотичними і суперечливими властивостями, несумісними з законами механіки. У середині XIX ст., на підставі головно експериментальних праць М. Фарадея (1791–1867) в галузі електричних і магнітних явищ, Д. Максвелл (1831–1879) сформулював систему рівнянь електродинаміки. Найважливішим наслідком рівнянь Д. Максвелла є можливість існування електромагнітних хвиль, що поширюються у вакуумі зі швидкістю, значення якої дорівнює електродинамічній сталій *с*, що збіглася зі швидкістю світла у вакуумі. Цей збіг навів Д. Максвелла на думку, що світло – це електромагнітні хвилі.

Отже, незважаючи на очевидні відмінності в способах збудження і реєстрації електромагнітних хвиль різних діапазонів, усі хвилі мають однакову природу, а закони їхнього поширення описують одні й ті ж диференціальні рівняння – рівняння Д. Максвелла.

Коротко схарактеризуємо електромагнітні хвилі різних частотних діапазонів і способи їхнього збудження та реєстрації.

Електромагнітне випромінювання виникає в разі прискореного руху електричних зарядів. Електромагнітні хвилі (за винятком світла) не простежували до 1887 р., коли Г. Герцу (1857–1894) вдалось генерувати хвилі довжиною від 10 до 100 м за допомогою іскрового розряду між зарядженою і заземленою металевими кулями. Головний недолік такого випромінювача – час коливань і велика ширина спектра частот випромінюваних хвиль. За допомогою сучасних методів можна генерувати монохроматичні електромагнітні хвилі з частотами до 10^{14} Гц. Цей інтервал частот простягається від радіо- до мікрохвиль. Діапазон радіохвиль використовують для радіомовлення (довгі, середні й короткі), телебачення і космічного зв'язку (ультракороткі хвилі). Радіолокація використовує мікрохвильовий діапазон.

Для збудження випромінювання з частотами вище межі мікрохвильового діапазону традиційні електронні методи не прийнятні. В лабораторному експерименті випромінювання оптичного діапазону отримують за допомогою методів, що ґрунтуються на таких фізичних явищах:

1) Світіння розжарених твердих чи рідких тіл (теплове випромінювання), що забезпечує випромінювання суцільного спектра. Воно особливо ефективне в ближній інфрачервоній ділянці. Найліпшими джерелами суцільного випромінювання у видимій і ближній ультрафіолетовій ділянках є електрична дуга між електродами й електричний розряд в лампах високого тиску;

2) Світіння збуджених газів, зумовлених квантовими переходами зовнішніх електронів в атомах і молекулах з вищих енергетичних рівнів на нижчі. Це випромінювання є дискретним, тобто складається з вузьких спектральних ліній. Ртутна лампа низького тиску – приклад джерела лінійного спектра, окремі лінії якого можна виділити за допомогою фільтрів. Значного поширення набули також безелектродні лампи, збуджувані низькочастотним розрядом;

3) Світіння різних тіл під впливом випромінювання (фотолюмінесценція) або бомбардування електронним пучком (катодолюмінесценція).

Усі перелічені вище джерела оптичного випромінювання принципово i відрізняються від радіонизькочастотного джерел діапазонів. Випромінювання електромагнітних хвиль радіодіапазону відбувається під час прискореного руху електронів в антені радіопередавача. Всі електрони в антені рухаються узгоджено: вони роблять вимушені коливання з однаковою фазою. Оскільки ці коливання можна підтримувати дуже довго і з досить високою постійною частотою, то хвилі, які в цьому разі випромінюються, можна вважати монохроматичними (когерентними). Будь-яке зі згаданих вище джерел - це скупчення великої кількості збуджених атомів, що випромінюють хвильові цуги кінцевої довжини. Навіть у випадку, коли ці цуги можна характеризувати однією й тією ж довжиною хвилі через незалежність актів спонтанного випромінювання світла окремими атомами, співвідношення фаз між цугами хвиль досить випадкові й безперервно змінюються. Випромінювання звичайних джерел світла, таких як розжарені тіла, збуджені електричним розрядом гази тощо – це накладання великої кількості неузгоджених між собою цугів хвиль,

тобто фактично «світловий шум» (хаотичні, некогерентні коливання електромагнітного поля).

Надзвичайно високі можливості надає застосування в оптичних експериментах принципово нових джерел світла – лазерів (оптичних квантових генераторів). Завдяки використанню вимушеного випромінювання в такому джерелі всі збуджені атоми випромінюють електромагнітні хвилі узгоджено. Унаслідок цього утворюється світлова, практично монохроматична хвиля. Особливі властивості таких джерел полягають у здатності концентрувати енергію в спектрі, з часом і в просторі.

Найважливіші способи реєстрації електромагнітних хвиль оптичного діапазону ґрунтуються на вимірюванні потоку енергії, що його переносить хвиля. Для цього використовують фотоелектричні явища (фотоелементи, фотопомножувачі, електронно-оптичні перетворювачі, фоторезистори і фотодіоди), фотохімічні явища (фотоемульсії), фотолюмінесценцію (різноманітні люмінесціювальні екрани), термоелектричні явища (болометри).

Розділ 1 ГЕОМЕТРИЧНА ОПТИКА

1. 1. Головні принципи і закони геометричної оптики

Геометрична оптика ґрунтується на таких принципах:

1. Принцип прямолінійного поширення світла полягає в тому, що світловий промінь в однорідному середовищі з точки А в точку В завжди поширюється по прямій лінії.

2. Принцип незалежності світлових пучків передбачає таке: якщо світловий промінь, що поширюється з точки А в точку В, перетинається зі світловим променем, що поширюється з точки С в D, то ці промені не впливають один на одного.

3. Закон відбивання світла. Кут відбивання світлового променя *і* від будь-якої поверхні дорівнює куту падіння *і* (рис. 1.1).



Рис. 1.1. Закон відбивання світла.

4. Закон заломлення світла. Нехай світло падає на межу поділу двох середовищ з показниками заломлення n_1 і n_2 , відповідно, причому $n_1 < n_2$ (співвідношення швидкості світла у вакуумі до швидкості світла в цьому середовищі називають показником заломлення

цього середовища). Розкладемо швидкість світла в першому середовищі на горизонтальну і вертикальну складові v_{1x} і v_{1y} . Тоді горизонтальні складові будуть незмінними, тобто $v_{1x} = v_{2x}$, а $v_{1y} \le v_{2y}$. Як випливає з рис. 1.2

$$\sin i = \frac{\upsilon_{1x}}{\upsilon_1}; \ \sin r = \frac{\upsilon_{2x}}{\upsilon_2}. \tag{1.1}$$

Звідси

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{n_2}{n_1}.$$
 (1.2)

Це і є закон заломлення світла.

5. Принцип зворотності світла передбачає, що світло поширюється з точки В в точку А по такому шляху, який воно проходило під час поширення з точки А в точку В.



Рис. 1.2. Закон заломлення світла.

6. Принцип Ферма. Ферма припустив, що поширення світла з однієї точки в іншу відбувається таким шляхом, проходження по якому потребує менше часу, ніж будь-які інші шляхи між цими точками. Згідно з Ферма, цей принцип справджується для променів, відбитих і заломлених на плоских

поверхнях. З принципу Ферма випливають закони відбивання й заломлення світла. За принципом Ферма, промінь, що потребує найменшого часу, лежить у площині падіння, тобто промінь, що падає і заломлений лежать в одній площині – площині падіння.

Принцип Ферма добре пояснює такі ефекти, як "подовження" дня і марево. Відомо, що з віддаленням від поверхні Землі відбувається зниження атмосферного тиску згідно з барометричною формулою

$$p = p_0 e^{-\frac{mgh}{kT}},$$

де p_0 – тиск на поверхні Землі; p – тиск на висоті h; k – стала Больцмана; T – абсолютна температура; g – прискорення вільного падіння; m – середня маса молекул повітря. Відповідно з віддаленням від поверхні Землі зменшується показник заломлення. Тому сонячні промені зранку і ввечері поширюються не по прямій лінії, а по шляху з крутішим нахилом у густих шарах атмосфери, зменшуючи свій шлях у цих шарах. Оскільки предмет завжди видно в напрямі прямолінійного поширення променя, що виходить з нього, то зранку Сонце спостерігають на декілька хвилин раніше, а ввечері – на декілька хвилин пізніше після його заходу. "Подовження" дня внаслідок цих явищ становить 7 – 8 хв.



Рис. 1.3. Пояснення ефекту марева.

Улітку температура повітря над поверхнею моря нижча, ніж у віддалених від його поверхні точках. Іншими словами, температура повітря підвищується з віддаленням від поверхні моря. Нагрівання повітря приводить до його розширення, а це, відповідно – до зменшення показника заломлення. Оскільки світло в теплих шарах проходить швидше, ніж у холодних, то воно поширюється по кривій траєкторії з найменшим часом. Ось чому шлях світлового променя від деякого предмета, що плаває влітку в морі, наприклад човна, викривлений, човен видно так, ніби він зависає у повітрі (рис. 1.3, *a*). З тієї ж причини влітку, коли температура повітря з віддаленням від поверхні Землі знижується, на шосейній дорозі ми бачимо "воду" (насправді – голубе небо), що зникає з наближенням до цього місця (див. рис. 1.3, *б*).

В оптиці оперують поняттям *оптичної довжини шляху*. Під оптичною довжиною шляху розуміють добуток геометричної довжини шляху l в однорідному середовищі на показник заломлення середовища n, в якому поширюється світло, l' = nl. Якщо середовище, в якому поширюється світло, є неоднорідним, то шлях променя можна розділити на такі маленькі ділянки, у межах кожної з яких показник заломлення можна вважати сталим. У такому випадку оптичну довжину можна записати так:

$$l' = \sum_{0}^{k} n_i \Delta l_i , \qquad (1.3)$$

де k – кількість інтервалів розбиття з геометричною довжиною Δl .

1.2. Утворення оптичного зображення

Якщо пучок світлових променів, який виходить з будь-якої точки Р, унаслідок відбивання, заломлення чи огинання в неоднорідному середовищі сходиться в точці Р', то Р' називають оптичним зображенням, або просто зображенням точки Р. Точку Р' називають також фокусом геометричного сходження променів. Зображення Р' вважають дійсним, якщо світлові промені насправді перетинаються в точці Р'. Якщо ж у точці Р' перетинаються продовження променів, проведених у напрямі, протилежному до напряму поширення світла, то зображення називають уявним. Якщо в деякий момент часу напрям поширення магнітного чи електричного векторів змінити на протилежний, то форма променів не зміниться, а напрям поширення зміниться на протилежний. Точка Р' тоді відіграватиме роль джерела світла, а *Р* – його зображення. Тому точки *Р'* і *Р* називають спряженими, або взаємно спряженими. Якщо промені чітко перетинаються в точці Р', то зображення називають стигматичним. Пучок променів, що виходить з одної точки або сходиться в одній точці, називають гомоцентричним. На практиці випадки стигматичних зображень, зазвичай, є винятками. Звичайно промені перетинаються не чітко в одній точці, а в



Рис. 1.4. Поширення променів.

деякому її околі. Зображенням світної точки в цьому випадку на екрані буде не математична точка, а *світла пляма*. Це знижує якість зображення, однак точне зображення світної точки не можна отримати навіть тоді, коли, згідно з законами геометричної оптики, промені перетинаються в одній точці. Через світної точки завжди отримують як

дифракцію світла зображення світної точки завжди отримують як чергування темних і світлих кілець. Задача геометричних зображень зводиться до визначення положення зображення за будь-якого заданого положення предмета. У цьому разі загальні властивості оптичних систем зручно досліджувати за допомогою такого положення: оптичні довжини шляхів всіх променів, що з'єднують спряжені точки P' i P, однакові. Це очевидно, коли зображення P' дійсне, оскільки тоді сферична хвиля, що вийшла з точки P, перетворюється в сферичну хвилю, що збирається в точці P. Оптичну довжину променя вважають додатною, якщо промінь проходить в напрямі поширення світла, і від'ємною в протилежному напрямі. Для доведення сформульованого положення вважатимемо, що промені PAC і PBD на ділянках AC і BD поширюються прямолінійно (рис. 1.4). Їхні продовження перетинаються в точці P', що є уявним зображень матиме форму сфери CD з центром у точці P'. Очевидно, що

$$(PAC) = (PBD), (P'AC) = (P'BD).$$

Почленно виконаємо віднімання, отримаємо

$$(PA) - (P'A) = (PB) - (P'B).$$

Згідно з правилом знаків

$$(PA) - (P'A) = (PA) + (AP') = (PAP');$$

 $(PB) - (P'B) = (PB) + (BP') = (PBP').$

Тобто

$$(PAP') = (PBP'), \tag{1.4}$$

що потрібно було довести.

Описана властивість оптичних довжин еквівалентна твердженню, що світло витрачає один і той же час, поширюючись уздовж різних променів від точкового джерела до його зображення. В такому вигляді це твердження називають *принципом таутохронізму* (рівність часів поширення).

Розглянемо заломлення світла на сферичній поверхні, що розділяє два однорідні середовища з показниками заломлення n_1 і n_2 (рис. 1.5). Оптично однорідні заломлювальні або відбивні середовища, що відділені одне від



Рис. 1.5. Заломлення світла на сферичній поверхні.

одного сферичними поверхнями, центри кривини яких розташовані на одній прямій, називають *центрованими оптичними системами*. Пряму, на якій розташовані центри кривини сферичної поверхні, називають віссю симетрії (пряма *OC*).

Нехай точкове джерело світла Р

знаходиться на оптичній осі системи (див. рис. 1.5). Будь-який промінь PA після заломлення на сферичній поверхні піде по шляху AP'. Позначимо довжини PA і AP' через u і u', відповідно. Ці довжини відраховують від точки і вважають додатними, якщо напрями відліку збігаються з напрямом поширення світла, і від'ємними в протилежному випадку. Можна довести, що

$$\frac{n_1}{u} - \frac{n_2}{u'} = \frac{n_1 \cos \varphi - n_2 \cos \phi}{R}, \qquad (1.5)$$

де *R* – радіус кривини сферичної поверхні. Положення точки *P'* залежить від кута нахилу α падаючого променя до оптичної осі. Обмежимось малими кутами α і припустимо, що кути φ і φ також малі. Промені, що задовольняють такі умови називають *параксіальними* (приосьовими) *променями*. Для них можна прийняти, що

$$\cos \phi = \cos \phi = 1$$
, $AP \approx OP = a$, $AP' \approx OP' = b$.

Тоді формулу (1.5) запишемо так:

$$\frac{n_1}{a} - \frac{n_2}{b} = \frac{n_1 - n_2}{R}.$$
(1.6)

Видно, що положення точки *P'* не залежить від кута α. Відповідно, всі параксіальні промені, що виходять з однієї точки оптичної осі, після



Рис. 1.6. Фокуси сферичної поверхні.

заломлення на сферичній поверхні перетнуться приблизно в одній точці, що також лежить на оптичній осі. Точка *P'* буде оптичним зображенням точки *P* в параксіальних променях.

3 рівняння (1.7) випливає, що при $a = -\infty$

$$b = \frac{n_2 R}{n_2 - n_1} = f_2, \qquad (1.7)$$

при $b = +\infty$

$$a = -\frac{n_1 R}{n_2 - n_1} = f_1 \tag{1.8}$$

Величини f_1 і f_2 , які залежать від радіуса кривини поверхні R і показників заломлення n_1 і n_2 , характеризують заломлювальну поверхню, і їх називають фокусними відстаннями: f_1 – передня фокусна відстань (точка F_1 – *передній фокус*); f_2 – задня фокусна відстань (точка F_2 – задня фокус оберичної поверхні – це точка, в якій сходяться після заломлення паралельні промені, тобто промені, які поширюються від безмежно віддаленої



Рис. 1.7. Заломлення в тонкій лінзі.

точки. Фокуси можуть бути дійсними й уявними. Фокусні відстані сферичної поверхні різні за знаком і абсолютною величиною, тому що $n_2 \neq n_1$. І справді, з формул (1.7) і (1.8) випливає, що

$$f_2/f_1 = -n_2/n_1. \tag{1.9}$$

Найпростіша центрована система складається з двох сферичних поверхонь, що обмежують будь-який прозорий добре заломлювальний матеріал (зазвичай скло або кварц) від навколишнього повітря. Таку систему називають лінзою. Лінза є тонкою, якщо обидві її вершини збігаються, тобто товщина лінзи d є малою порівняно з радіусами кривини обмежувальних поверхонь R_1 і R_2 . На рис. 1.7 для зручності лінза зображена товстою. Однак будемо вважати, що точки S_1 і S_2 зливаються в одну точку S, яку називають *оптичним центром* лінзи. Будь-який параксіальний промінь, що проходить через точку S, практично не зазнає заломлення, тому що для таких променів ділянки обох поверхонь лінзи можна вважати паралельними, так що промінь, проходячи через них, не змінює напряму, а лише зміщується паралельно до самого себе. Промінь, що проходить через оптичний центр, називають віссю лінзи. Вісь, що проходить через центри обох поверхонь, є *головною*.

Заломлення на першій сферичній поверхні без другої сферичної поверхні створило б у суцільному склі з показником заломлення *n* зображення *C* на відстані *SC* = *a*₁ від вершини так, що

$$\frac{n_1}{a} - \frac{n}{a_1} = \frac{n - n_2}{R_1},\tag{1.10}$$

де $a_1 = S_1 P$; R_1 – радіус кривини першої поверхні лінзи. Для другої поверхні *С* є уявним джерелом світла. Побудова зображення цього джерела після заломлення на другій поверхні лінзи дає точку *P'* на відстані b = SP' від лінзи. Для другої поверхні можна записати

$$\frac{n_1}{a} - \frac{n_2}{b} = \frac{n - n_2}{R_2},\tag{1.11}$$

де *R*₂ – радіус другої поверхні.

Оскільки $n_1 = n_2$ (повітря з двох боків), то, додавши рівняння (1.10) і (1.11), можна отримати

$$n_1\left(\frac{1}{b} - \frac{1}{a}\right) = (n - n_1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right),\tag{1.12}$$

або, ввівши відносний показник заломлення $N = n/n_1$,

$$\left(\frac{1}{b} - \frac{1}{a}\right) = (N - 1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right).$$
(1.13)

Це загальна формула лінзи, що придатна як для випуклих, так і для ввігнутих лінз за будь-якого розташування джерела і відповідного розташування фокуса. Потрібно лише брати до уваги знаки a, b, R_1 і R_2 , вважаючи їх додатними, якщо вони відкладені вправо від лінзи, і від'ємними, якщо вони відкладені вліво. Якщо знаки a і b однакові, то одна зі спряжених точок – уявна, тобто в ній перетинаються не самі промені, а їхні уявні продовження.

Якщо світна точка, яка лежить на головній осі, віддаляється від лінзи (*а* зростає за абсолютною величиною), то зображення переміщається. Положення зображення, що відповідає граничному випадку, коли джерело віддалене в безмежність, називають фокусом лінзи. *Фокус лінзи* – це точка, спряжена безмежно віддаленій точці головної осі, або це місце сходження променів, паралельних до головної оптичній осі. Відстань від лінзи до фокуса є фокусною відстанню тонкої лінзи. Площину, яка проходить через фокус перпендикулярно до головної осі, називають *фокальною площиною*.

Якщо промені йдуть з безмежності паралельним пучком, але під кутом до головної осі, то вони перетнуться у відповідній точці фокальної площини. Тобто фокальна площина – це площина, спряжена до безмежно віддаленої площини.

Фокусні відстані визначають з таких умов:

При $a = \infty$

$$b = f_2 = \frac{1}{(N-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)},$$
(1.14)

при $b = \infty$

$$a = f_1 = -\frac{1}{(N-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)}.$$
(1.15)

Звідси

$$f_1 = -f_2. (1.16)$$

Тобто фокусні відстані лінзи рівні за значенням і протилежні за знаком. Якщо лінза розташована так, що з обох боків є середовище з різними показниками заломлення ($n_1 \neq n_2$), то формула ускладнена. В цьому випадку фокусні відстані співвідноситимуться як $f_1/f_2 = -n_1/n_2$.

Залежно від знака і значення R_1 і R_2 , а також від знака (N-1) значення f_1 може бути додатним або від'ємним, тобто фокус може бути *уявним* або *дійсним*. Так само і для f_2 , причому якщо перший фокус – уявний, то й другий також буде уявним, і навпаки. Якщо фокуси дійсні, тобто паралельні пучки після заломлення в лінзі сходяться, то лінзу називають збиральною, якщо ж пучки розходяться, то лінза – *розсіювальна*.

Побудова зображення в тонкій лінзі відбувається за допомогою параксіальних променів, оскільки для них зображення стигматичне, тобто для побудови достатньо знайти точку перетину двох будь-яких променів.



Найпростіша побудова – за допомогою променів, показаних на рис. 1.8. Один з них – це промінь CF_2A_2 , спряжений з променем B_1C , паралельним до головної

Рис. 1.8. Побудова зображення в тонкій лінзі.

оптичної осі, цей промінь проходить через задній фокус F_2 . Другий – промінь DA_2 , паралельний до головної оптичної осі і спряжений з променем B_1F_1D , проведеним через передній фокус F_1 . Третій промінь B_1SA_2 проходить

через оптичний центр лінзи (точку S) без заломлення. Будь-який інший промінь, що проходить через точку B_1 , потрібно було б будувати за допомогою закону заломлення, що набагато складніше.

Уведемо поняття *поперечного збільшення* як співвідношення геометричних розмірів зображення до геометричних розмірів предмета:

$$V = \frac{A_2 B_2}{A_1 B_1} = \frac{y_2}{y_1}.$$
 (1.17)

Тоді з рис. 1.8 можна знайти, що

$$V = \frac{SA_2}{SA_1} = \frac{b}{a}.$$
 (1.18)

Для дійсних зображень V > 0, тобто зображення обернене, а для уявних V < 0, тобто зображення пряме.

Головними площинами лінзи є ті спряжені площини, для яких V = 1. Для тонкої лінзи ці площини зливаються в одну, яка проходить через оптичний центр перпендикулярно до оптичної осі (a = b = 0). Тобто фокусні відстані лінзи, які потрібно відраховувати від головних площин, у випадку тонкої лінзи можна відраховувати від її поверхні.

Тонка лінза як система двох центрованих поверхонь є найпростішою оптичною системою, що дає доволі недосконале зображення. Здебільшого використовують складніші оптичні системи, що мають багато заломлювальних поверхонь і не обмежені потребою близькості цих поверхонь. Однак навіть тонкі лінзи мають важливе значення для практики, головно як окуляри. В більшості випадків окуляри – це звичайні тонкі лінзи.

У разі класифікації скла для окулярів використовують поняття оптичної сили лінзи. Оптична сила лінзи – це величина, обернена до заднього фокуса лінзи, її вимірюють у *діоптріях*:

$$\Phi = \frac{1}{f}.$$
(1.19)

Для збірних лінз оптична сила додатна, а для розсіювальних – від'ємна.

1.3. Аберації оптичних систем

За наявності непараксіальних променів, а також якщо нема осьової симетрії оптичної системи (наприклад, циліндрична лінза) сферична хвиля, яка



Рис. 1. 9. Перетин каустичної поверхні.

виходить зі світної точки, після проходження через оптичну систему перестає бути сферичною. Унаслідок цього оптична система вже не відображатиме світну точку у вигляді точки. Пов'язані з цим викривлення оптичних зображень називають *геометричними*, або *променевими*, *абераціями* оптичних систем. Крім

променевих, є ще *хроматична аберація*, тобто поява забарвлених країв в зображенні, коли воно утворюється в білому світлі, а також хвильові, або *дифракційні, аберації*, зумовлені дифракцією світла.

Поверхню, що огинає сукупність променів заломленого пучка, називають *каустичною поверхнею (каустикою)* (рис. 1.9), а її переріз будь-якою площиною, яка проходить через промінь, – *каустичною кривою*. Якщо промінь у разі проходження через оптичну систему зберігає гомоцентричність, то каустика вироджується в точку, яка є вершиною гомоцентричного пучка. Порушення гомоцентричності означає незначне спотворення каустичної поверхні. Розрізняють різні типи аберацій за характером зниження симетрії каустичної поверхні.

Сферична аберація. Припустимо, що на осі оптичної системи є світна точка S, яка посилає широкий пучок світла на оптичну систему (лінзу \mathcal{J}) (рис. 1.10). Параксіальний пучок світла I через центральний отвір дає зображення точки в точці A_1 ; пучки, які проходять через віддаленіші зони лінзи (промені 2, 3 і так далі), дадуть зображення в точках A_2 , A_3 , ... Тобто в разі значної ширини пучка стигматичність зображення порушена і зображення точки утворюється розмитим. Такий різновид похибок називають сферичною аберацією, хоча він характерний не лише для сферичних аберацій. За значення сферичної аберації приймають відстань між сусідніми точками A_1 і A_2 для



Рис. 1.10. Сферична аберація та її графічне зображення.

відповідних зон (поздовжня аберація). Сферична аберація залежить від кривини поверхні лінзи і показника заломлення, а також від того, якою з поверхонь несиметрична лінза повернута до джерела.

Характерною особливістю

сферичної аберації є те, що вона зберігається навіть у разі положення світної точки на осі системи, коли всі інші аберації в монохроматичному світлі зникають. Додатні (збиральні) лінзи дають аберацію, зображену на рис. 1.10, тоді як від'ємні (розсіювальні) мають аберацію протилежного знаку. Тому, комбінуючи такі прості лінзи, сферичну аберацію можна значно виправити. Для виправлення сферичної аберації дзеркал їм звичайно надають не сферичну форму, а вигляд параболоїда обертання, розташовуючи джерело у фокусі. Добре виправленими можуть бути відбивачі, обидві поверхні яких сферичні, але різної кривини; задня, покрита шаром срібла, має меншу кривину.

Кома. Якщо світна точка, яка посилає широкий пучок, міститься не на осі системи, то каустика набуває складнішого вигляду – розмитої плями, яка нагадує комету з хвостом. Звідси виникла назва цього виду аберацій (кома $\chi o\mu\alpha$ – копна волосся). Деколи кома має складніший вигляд. Відповідним підбором сукупності частин системи кома може бути значно послаблена.

Астигматизм похилих пучків. Якщо пучок світла виходить з точки і падає на систему, утворюючи з віссю кут, то він втрачає гомоцентричність. Для того, щоб чіткіше уявити собі характер спотворення, яке простежується в цьому випадку, введемо додаткові позначення. Площини, які проходять через вісь системи, називають меридіональними площинами. Відповідно, промені, які лежать у меридіональній площині, також називають меридіональними, а промені, розташовані у перпендикулярній площині, - сагітальними (рис. 1.11).



Пучки в разі достатнього нахилення до осі не дають стигматичного зображення точки L. Зображенням точки L є дві фокальні лінії. Одна з них $(L_s L_s)$ утворюється внаслідок заломлення сагітальних променів та орієнтована в меридіональній площині; інша $(L_m L_m)$, яка утворюється в разі заломлення меридіональних променів, орієнтована в перпендикулярній площині. Фокальні площини (I i III), у яких лежать ці два прямолінійні зображення, розташовані на різних відстанях від головної площини системи. Тобто точка L буде зображена колом розсіювання, форма якого залежить від положення екрана. В площині І фігура розсіювання має вигляд відрізка прямої, що перпендикулярна до меридіональної площини; у площині ІІІ фігура розсіювання вироджена в пряму, розташовану в меридіональній площині; у площині II, яка розташована посередині між площинами І і ІІІ, фігура розсіювання має вигляд кола, в проміжних площинах – вигляд еліпсів різного ексцентриситету.

Якщо джерелом слугує не точка, а відрізок лінії, то її зображення буде задовільним в одній з площин – І або III – залежно від орієнтації зображуваного відрізка. Зображення відрізків, розташованих у меридіональних площинах, будуть чіткими в площині III; відрізки у вигляді дуг (кілець), які лежать у площині, перпендикулярній до осі, дають хороше зображення в площині І. В

Астиг-

похилих

меридіо-

переріз;

лi-

лівому куті рис. 1.11 зображена сітка, зручна для демонстрації описаних явищ. У разі розташування сітки так, щоб точка *О* була на осі, ми отримаємо в площині I більш-менш задовільне зображення концентричних кілець, а в площині II – радіальних ліній. Радіальні й колові лінії центральної частини сітки зображені однаково різко в одній площині.

Зображення сітки, показане на рис. 1.11, дає змогу спостерігати одночасно з втратою стигматичності ще одну особливість, пов'язану з похилими пучками. За певного положення екрана різкість зображення різних кілець (або різкість радіусів уздовж своєї довжини) може бути різна. Переміщенням екрана можна отримати зображення одних ділянок. спотворюючи зображення інших. У цьому випадку зображення є не площиною, перпендикулярною до оптичної осі, а вигнутою поверхнею, причому ступінь вигину для меридіональних і для сагітальних пучків різний. На рис. 1.12 показано характер цього викривлення: QO – вісь системи, MH_1 – осі похилих невикривленого пучків, O_s – площина зображення, яка відповідає параксіальному променю, OS_m і OS_s – викривлені поверхні зображення, зумовлені меридіональними і сагітальними похилими пучками, відповідно.



Рис. 1.12. Викривлення площини зображення.

Астигматизм системи виправляють шляхом спеціального підбору конструктивних елементів системи, тобто радіусів поверхонь, показників заломлення і відстаней між поверхнями.

Астигматизм, зумовлений асиметрією системи, простежується тоді, коли симетрія системи щодо пучка порушена з огляду на конструкцію самої системи. Нехай на шляху пучка, який виходить з джерела L, розміщена циліндрична лінза, тобто лінза, одним з перетинів якої є прямокутник, а іншим – коло. Тобто циліндрична лінза має лише дві площини симетрії – вертикальну і горизонтальну, але немає осі симетрії, яка властива падаючому променю. У разі проходження через таку систему осьова симетрія заломленого пучка також порушиться й утвориться астигматичне зображення.

Астигматичний промінь у випадку перетину його площинами, перпендикулярними до осі, дає низку прямокутних перетинів (рис. 1.13). У точках P_s і P_m ці прямокутники переходять у прямі (фокальні лінії), паралельні до площин симетрії системи.





Такий астигматизм часто властивий людському окові, що виявляється в його нездатності однаково чітко бачити систему взаємно перпендикулярних смуг. Для виправлення цього недоліку використовують циліндричні окуляри, які компенсують природній астигматизм ока. Астигматизм виявляється в разі заломлення розбіжного пучка, який падає на плоску межу, а також у випадку проходження променя через призму.

Дисторсія зображення простежується тоді, коли промені утворюють великі кути з її оптичною віссю. Вона зумовлена тим, що збільшення V такої системи за великих кутів падіння променя залежить від кута між осями пучка й системи і, відповідно, змінюється від центра зображення до периферії. Цей різновид аберації називають дисторсією, і він приводить до того, що зображення не є подібним до предмета. Типові вигляди дисторсії (подушко- і бочкоподібна) показані на рис. 1.14.



Рис. 1.14. Дисторсія зображення: *а* – неспотворене зображення; *б* – подушкоподібна дисторсія; *в* – бочкоподібна дисторсія.

Хроматична аберація зумовлена дисперсією (залежністю показника заломлення *n* призми від довжини хвилі λ) падаючого світла (див. розділ 5) і приводить до того, що пучки світла різної довжини хвилі мають різну фокусну відстань. У цьому разі точка на осі буде зображена кольоровими кільцями, відносні розміри яких залежать від місця розташування екрана. Найменшу фокусну відстань мають хвилі фіолетового кольору, зі збільшенням довжини світлової хвилі фокусна відстань зростає: $f \sim \lambda^2$.

Ахроматизацію – усунення хроматичної аберації – виконують за допомогою підбирання лінз з різними показниками заломлення та різною дисперсією.

Найпростішу ахроматичну лінзу показано на рис. 1.15. До двовипуклої лінзи з крону відповідно приєднана розсіювальна лінза з флінту. Додаткова



Рис. 1.15. Ахроматична лінза.

лінза подовжує фокусні відстані першої лінзи. В цьому разі більше зростають фокусні відстані променів, які були сильніше заломлені (менша довжина світлової хвилі), так що фокус O_{ϕ} відсувається більше, ніж фокус O_{q} . За допомогою відповідно вибраних параметрів, можна домогтися збігу фокусів двох (або навіть трьох) довжин хвиль.

1.4. Око як оптична система

Розглянемо спрощено будову ока (рис. 1.16). Це майже сферичний зоровий орган з передньою опуклою і задньою сплюснутою поверхнями. Стінка ока складається з трьох шарів: зовнішній (*склера*) $1 \, \epsilon$ білковою оболонкою, яка в передній частині ока перетворюється на прозору опуклу *рогівку* 4, що за оптичними властивостями ϵ найбільше заломлювальною частиною ока (показник заломлення рогівки n = 1,376). Середній шар – середня судинна оболонка, що прилягає до склери, а її внутрішня поверхня вистелена шаром темних пігментних клітин, які перешкоджають внутрішньому дифузному розсіянню світла в оці. Дві третини середнього шару (задня частина) займає власне судинна оболонка (*хореїдея*) 2, багата на судини (і пігменти), що



Рис. 1. 16. Будова людського ока.

переходить у передню третину, поступово розширюючись У війкове тіло 3. Війкове тіло має м'яз, війковий який регулює силу кришталика оптичну 7. Кришталик це прозоре безколірне тіло, ЩО нагадує двовипуклу лінзу, передня поверхня якої менше випукла, ніж задня. Він складається з шарів різної густини, що мають волоконну будову. Показник заломлення зовнішнього шару -

1,429, середнього – 1,454, ядра – 1,454. Оболонка спереду тонша; цю частину

називають *райдужкою 6*. Вона визначає забарвлення ока. Посередині райдужки розташований круглий отвір – *зіниця*. Діаметр зіниці здатний змінюватися від 2 до 8 мм, він визначає кількість світла, що потрапляє в око. Внутрішній шар 9 – це *сітківка*, яка слугує екраном ока, на якому утворюється зменшене і перевернуте зображення предметів. Сітківка містить кінцеві апарати зорових нервів, у яких світлове подразнення перетворюється на збудження. Світлочутливі елементи (*колбочки і палички*) сітківки найгустіше розміщені в ділянці *жовтої плями 10* (вона розташована в центральній частині сітківки і в її центрі є лише колбочки, а на краях – лише палички). Загальна довжина палички – 0,06–0,08 мм, колбочки – близько 0,035 мм. Кількість колбочок в оці досягає 7 млн., паличок – до 130 млн. Кількість колбочок на площі жовтої плями – 13–15 тисяч.



Рис. 1.17. Щодо визначення сліпої плями ока.

У тому місці, де всередину ока входить *зоровий нерв 11*, на сітківці немає ні паличок, ні колбочок. Це місце називають *сліпою плямою*. Її легко визначити, якщо заплющити ліве око, а правим дивитись на

хрестик (рис. 1.17). Якщо око наближати до рисунка, то на відстані 15–17 см кільце стає невидимим. Це виникає тоді, коли зображення кільця потрапляє на сліпу пляму. Палички значно чутливіші до світла, ніж колбочки. Вночі і в сутінках за освітленості до 1 лк, зорове відчуття зумовлене подразненням одних лише паличок. Проте колбочки здатні розрізняти кольори, а палички – ні. Практично бачення кольорів починається з освітленостей ≈ 1 лк. За освітленості понад 10^2 – 10^3 лк зір забезпечують тільки колбочки. Деталі предмета чіткіші, коли його зображення отримують на жовтій плямі й особливо на центральній ямі сітківки. Це так званий *фовіальний зір*, на відміну від *периферійного зору*, за якого зображення предмета отримують далеко від центральної ями. У разі

периферійного зору людина бачить предмети менш чітко. Завдяки наявності на периферії в невеликій кількості колбочок, у випадку периферійного зору є відчуття кольорів, проте за умови, що яскравість світла достатньо велика, щоб його сприймали колбочки.

Жовта пляма й особливо її центральна частина є найчутливішими місцями сітківки. Зображення точки простору завжди приводиться до середини центральної ямки. Пряма, що проходить через цю точку і задню вузлову точку ока, разом з паралельною до неї прямою, яка проходить через передню вузлову точку, визначає так звану *лінію прямого зору*. Вона дещо не збігається з віссю симетрії ока, оскільки заломлювальні властивості поверхні ока не зовсім симетричні й центровані. Щоб отримати різке (чітке) зображення предмета, око треба перевести в таке положення, щоб зображення падало на жовту пляму. Між райдужкою і рогівкою міститься *передня камера* ока 15, заповнена рідиною, що за оптичними властивостями близька до води (*водяниста волога*). Внутрішня частина ока заповнена прозорим напіврідким драглистим *склистим тілом* 8, що має показник заломлення приблизно такий же, як і водяниста волога (*n* = 1,336).

Щоб досягти сітківки, світлові промені проходять через декілька заломлювальних середовищ. Основне заломлення світла, як зазначено вище, відбувається на зовнішній межі рогівки, оптична сила якої приблизно дорівнює 40 діоптрій, і кришталика з оптичною силою 20 діоптрій. Віддалені на різні відстані предмети повинні давати зображення на сітківці. Це досягається в оці зміною кривини заломлювальних середовищ. Таке пристосування ока до чіткого бачення предметів, які перебувають на різних відстанях, називають *акомодацією*. Найвіддаленіша межа, яку око може бачити чітко за умов повністю розслабленого м'язі, називають *дальньою*, а ближню межу, яку воно може бачити за максимально напруженого м'яза, – *ближньою точкою ясного зору*. В ненапруженому стані нормальне око акомодоване на розгляд безмежно віддалених предметів, тобто воно збирає паралельні промені на сітківці. Отже,

дальня точка для нормального ока перебуває на безмежності. У віці до десяти років ближня точка нормального ока розташована попереду на відстані 7–8 см від ока. До 30 років ця відстань збільшується приблизно до 15 см, до 40–45 років – до 25 см. Зміна кривини кришталика в разі акомодації відбувається внаслідок скорочення м'язів війкового тіла. При максимальній акомодації оптична сила ока збільшується до 70–75 діоптрій і тоді на сітківці можна отримати чітке зображення предметів, що перебувають у ближній точці ясного бачення. У разі значного наближення предмета до ока, незважаючи на скорочення війкового м'яза, кришталик вже не змінює своєї форми – настає межа акомодації, і зображення ближчих предметів втрачає чіткість. Відстань, на якій середнє око дає чітке зображення предметів без надмірного напруження акомодації, називають *відстанню найліпшого зору* (у людини ~ 25 см).

Здатність оптичної системи ока в стані спокою заломлювати паралельні промені і збирати їх в одній точці (фокусі) називають *рефракцією*. На відміну від акомодації, рефракція не є результатом активної діяльності ока. Вона може бути нормальною (*ememponiя*) і ненормальною (*amemponiя*). Аметропію поділяють на *mioniю* (*короткозорість*), *гіперметропію* (*danekosopicmь*), анізометропію і астигматизм.

На рис. 1.18, *а* показана еметропія, а на рис. 1.18, δ – міопія і гіперметропія відповідно та їхнє усунення (корекція) за допомогою розсіювальної (двовгнутої) та збиральної (двоопуклої) лінз. Як бачимо з рис. 1.18, у разі нормальної рефракції фокус паралельних променів після їхнього заломлення оптичною системою ока збігається з сітківкою. У випадку короткозорості (див. рис. 1.18, δ) фокус збирає паралельні промені перед сітківкою і для корекції потрібна розсіювальна лінза, а в разі далекозорості (див. рис. 1.18, ϵ) око збирає паралельні промені поза сітківкою і для корекції необхідна збиральна лінза. Якщо ненормальна рефракція властива тільки одному оку, то маємо *анізометропію*. Як зазначено вище, астигматизм – це такий різновид ненормальної рефракції, коли світлові промені, заломлюючись в оптичних середовищах ока, не потрапляють в одну точку. Найчастіше це буває внаслідок неоднакової кривини рогівки.

Далекозорість, яка з'являється з віком, зумовлена втратою кришталиком природної еластичності та зниженням ефективності акомодації. Вікову далекозорість компенсують окулярами зі збиральними лінзами. Далекозорість у людини настає близько 40 років.



Короткозорість може бути зумовлена більшою, а далекозорість – меншою довжиною ока порівняно з довжиною нормального ока. Відхилення довжини ока від нормальної навіть у межах одного міліметра вже може приводити до помітної

Рис. 1.18. Схема коротко- і далекозорості.

коротко- чи далекозорості. Це, а також інші недоліки можуть виникати через неправильні значення кривини заломлювальних поверхонь кришталика і рогівки, несиметричності цих поверхонь, неправильного положення кришталика тощо.

Термін "далекозорий" досить невдалий, оскільки з ним асоціюється помилкове поняття, що далекозорість дає змогу чітко бачити віддалені предмети. Ніяких переваг над нормальним оком далекозоре око не має, оскільки вся ділянка перед оком, яку чітко видно далекозорим, чітко видно і нормальним оком. Проте ділянка між ближніми точками ясного бачення недоступна для далекозорого ока. Короткозорому оку, навпаки, недоступна ділянка, розташована за дальньою точкою ясного бачення нормального ока. Як уже зазначено, з віком (головно через те, що кришталик втрачає можливість стискатись) ближня точка ясного бачення віддаляється від ока. Для нормального ока це віддалення до 50 років становить близько 50 см. Читати на такій відстані вже важко. Згодом ця точка відходить ще дальше, віддаляючись у безмежність і близько 65 років перестрибує на протилежний бік. Потім вона починає наближатись до ока, але вже з протилежного боку. Це явище називають старечою далекозорістю.

Розмір зображення на сітківці залежить не тільки від розмірів предмета, а й від його віддалення від ока, тобто від кута, під яким видно предмет (*кута зору*). Для характеристики роздільної здатності ока використовують найменший кут зору – кут, за якого людське око ще здатне розрізняти дві точки предмета. Роздільну здатність ока оцінюють *гостротою зору*. Око зі зрачком діаметром 6 мм може розрізняти два точкові джерела світла ($\lambda = 600$ нм), які будуть розташовані на кутовій відстані

$$\alpha = \frac{1,22 \cdot 6 \cdot 10^{-7} \,\mathrm{M}}{6 \cdot 10^{-3} \,\mathrm{M}} = 1,2 \cdot 10^{-4} \,\mathrm{pag}, \text{ або 25''}.$$

З'ясовано, що реальна роздільна здатність ока людини приблизно дорівнює цьому значенню. Про око, яке може розрізняти два точкові джерела, розташовані на кутовій відстані $3 \cdot 10^{-4}$ рад, або 1', кажуть, що воно має нормальну гостроту зору, і її приймають за одиницю. В 1671 р. Р. Гук першим помітив, що око людини може розрізняти компоненти подвійної зірки, якщо вони розділені кутом 1'. У разі відхилень гострота зору в стільки разів менша від норми, у скільки разів найменший кут зору більший від хвилини. Наприклад, якщо найменший кут зору дорівнює 2', то гострота зору дорівнює 1:2 = 0,5.

Роздільна здатність ока залежить від розподілу світлочутливих елементів сітківки, а також від дифракційних ефектів. Якщо два точкові джерела розділяються, то зображення на сітківці не можуть викликати однакові відгуки у сусідніх колбочках. Натомість між цими двома колбочками повинна бути одна незбуджена, яка і дає кінцевий ефект. Середній діаметр колбочки становить 1,5 мкм. Відповідно, відстань між центрами двох збуджених колбочок, розділених однією незбудженою, дюрівнюватиме 3 мкм. Кутове розділення цих колбочок, яке визначають з центра кришталика ока, буде $\alpha = 3 \text{ мкм}/23 \text{ мм} = 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ рад, що досить близьке до дифракційної межі.}$

Поле зору, що відповідає жовтій плямі, невелике. На цю пляму одночасно може проектуватись картина з кутовими розмірами близько 6° у горизонтальному напрямі й близько 4° у вертикальному. Поле зору центральної ями ще менше – близько 1° по вертикалі й горизонталі. Така обмеженість поля зору компенсована тим, що живе око може повертатись в очній впадині, скануючи всі точки розглядуваного предмета за дуже короткий проміжок часу. Завдяки цьому поле зору ока розширюється до 150° по горизонталі й 120° по вертикалі.

Систематичні вимірювання дали змогу визначити середні значення всіх параметрів нормального ока. Сукупність цих даних дає змогу визначити параметри так званого *схематичного ока*. В табл. 1.1 наведено ці параметри, як їх визначив Р. Гульстранд. Оскільки показники заломлення просторів предметів (n = 1) і зображень (n' = 1,336) різні, то передня f і задня f' фокусні точки збігаються за значенням (f'/f = -1,336). Задня вузлова точка розташована всередині ока на відстані f від заднього фокуса F', тобто від сітківки. Якщо лінійний розмір предмета дорівнює l, то його видно з точки знаходження ока під кутом зору $\alpha = l/L$.

Тому лінійний розмір зображення на сітківці буде $l' = f\alpha = fl/L$, або в разі розгляду віддалених предметів $\approx 17\alpha$ мм.

Оку притаманні всі аберації звичайних оптичних систем: геометричні, хроматичні й дифракційні. Однак геометричні й хроматичні аберації мало помітні, оскільки око використовує особливі засоби зменшення їхньої шкідливої дії. З'ясовано, що колбочки мають форму хвилеводів, будова кожного з яких така, що промені, які пройшли через периферійну зону зіниці, впливають на колбочку слабше від центральних променів. В оці використовують асферичні заломлювальні поверхні, а кришталик є лінзою,

показник заломлення якої безперервно зростає до центра. Це приводить до концентрації світла переважно поблизу центрів кіл розсіювання.

Таблиця 1.1.

-		
Параметр	У разі роз- слабленого зо- рового м'яза	У разі макси- мального на- пруження
	1	м'яза
Відстань до задньої поверхні рогівки	0,5	0,5
Відстань до передньої поверхні кришталика	3,6	3,2
Відстань до задньої поверхні кришталика	7,2	7,2
Радіус передньої поверхні рогівки	7,7	7,7
Радіус задньої поверхні рогівки	6,8	6,8
Радіус передньої поверхні кришталика	10	5,33
Радіус задньої поверхні кришталика	-6	-5,33
Оптична сила ока в діоптріях	58,64	70,57
Відстань до передньої головної площини	1,348	1,772
Відстань до задньої головної площини	1,602	2,086
Відстань до переднього фокуса	-15,707	-12,397
Відстань до заднього фокуса	24,387	21,016
Передня фокусна відстань	17,055	14,169
Задня фокусна відстань	-22,785	-18,930
Відстань до центральної ямки	24	24
Відстань до вхідної зіниці	3,047	2,668
Відстань до вихідної зіниці	3,667	3,212
Збільшення в зіницях	0,909	0,941
Відстань до ближньої точки		102,3

Схематичне нормальне око за Р. Гульстрандом

Примітка: всі довжини – в міліметрах, всі відстані – від вершини рогової оболонки.

Тому в разі не дуже яскравого освітлення краї кіл розсіювання мають малу інтенсивність. За яскравого освітлення зіниця ока сильно звужена, а тому коло розсіювання ще зменшується. Все це послаблює сферичну аберацію і кому. Астигматизм похилих пучків і дисторсія майже непомітні, тому що внаслідок рухливості ока зображення кожної точки підсвідомо наводиться в найзручніше місце сітківки – центральну ямку. Викривлення поверхні зображення компенсоване сферичною формою сітківки.

Хроматична аберація майже непомітна, з огляду на чутливість сітківки тільки до порівняно вузької частини спектра.

Розглянемо теорію колірного бачення Юнга-Гельмгольца. Ця теорія грунтується на експериментально визначеному факті, що відчуття будь-якого кольору можна отримати змішуванням спектрально чистих випромінювань червоного, зеленого і синього кольорів. У ній припускають, що в оці є лише три типи світлочутливих приймачів, які відрізняються між собою ділянками спектральної чутливості. Червоний колір впливає переважно на приймачі другого, синій першого типу, зелений _ _ третього. Складанням випромінювання таких трьох кольорів у різних кількостях можна отримати будь-яку комбінацію збуджень усіх трьох приймачів, а це фізіологічно еквівалентне отриманню будь-якого колірного відчуття.



Рис. 1.19. Спектральна чутливість ока (світлова ефективність).

Трапляються люди (близько 1% серед чоловіків і близько 0,1% серед жінок), зір яких не має приймачів одного з трьох перелічених типів. Таких людей називають *дихроматами* (*дальтоніками*). Дихромат не розрізняє кольори всіх випромінювань, які люди з нормальним зором розрізняють у міру збудження приймача. Ще рідше
виявляють *монохроматів* (приблизно одна людина на мільйон), у яких є приймачі тільки одного типу. Такі люди зовсім не розрізняють кольорів.

Візуальний метод реєстрації випромінювання грунтується на чутливості людського ока до світла різної довжини від 400 до 700 нм. У межах цього інтервалу чутливість ока не однакова. Закон її зміни відображає крива спектральної чутливості ока (рис. 1.19) (по осі ординат відкладена відносна чутливість ока, тобто величина, обернена до потужності монохроматичного випромінювання, що викликає однакове зорове відчуття). Незважаючи на суб'єктивність таких оцінок, крива мало змінюється в разі переходу від одного спостерігача до іншого. На видиму ділянку спектра припадає значна частка енергії випромінювання Сонця (понад 40 %). У цьому немає нічого надзвичайного, адже особливості людського зору зумовлені тривалим пристосуванням органів чуття людини до умов, що склались на нашій планеті, де найважливішим джерелом світла було Сонце. А вісь збіжності видимої для ока ділянки спектра з одним із «вікон прозорості» земної атмосфери, що також відіграє винятково важливу роль у повсякденному житті, варто розглядати як подарунок природи.

Як видно з рис. 1.19, крива спектральної чутливості має максимум при 555 нм. У сутінках, коли працює лише паличковий апарат, крива зберігає свій загальний вигляд, проте зміщується в короткохвильову ділянку спектра з максимумом при 510 нм. У цьому разі максимальна чутливість сітківки зміщується на 10–20° у бік від центральної ямки.

Ще 1825 р. Е. Пуркін'є (1787–1869) спостерігав, що випромінювання різного кольору, які око сприймає як однаково яскраві, змінюють свою видиму яскравість не однаково, якщо їх послаблювати в одну і ту ж кількість разів. Яскравість випромінювання з більшою довжиною хвилі зменшується швидше, ніж з коротшою довжиною хвилі.

Зрозуміло, що ділянка, доступна для зорового сприйняття ока, не обривається різко за довжин хвиль 400 і 760 нм. При $\lambda = 400$ нм спектральна

чутливість приблизно в 2 500 разів, а при λ = 760 нм – у 20 000 разів менша, ніж у максимумі. За умов темнової адаптації око може бачити інфрачервоні промені з довжинами хвиль до 950 нм, а ультрафіолетові – до 300 нм.

Випромінювання Сонця біля поверхні Землі практично обривається на довжині хвилі 290 нм (коротші хвилі затримує шар озону в атмосфері), проте око повинно захищати себе від ультрафіолетових променів. Ці промені здебільшого хімічно розкладають органічні речовини і можуть вбивати живі мікроорганізми й клітини. Особливо шкідливе потрапляння ультрафіолетових променів на сітківку ока. Чутливість сітківки до ультрафіолетових променів достатньо велика і, як довів С.І. Вавілов, має різкий максимум при $\lambda = 380$ нм. Однак від довгохвильових ультрафіолетових променів (290 < λ < 400 нм), які пропускає атмосфера Землі, око захищене власними засобами. Поглинання таких променів сильне всередині сітківки, особливо в кришталику, і лише дуже незначна їхня частина доходить до сітківки. Цим і зумовлено різке спадання кривої чутливості на межі і в ділянці ультрафіолету. Унаслідок хірургічного видалення кришталика, якщо око продовжує функціонувати, його чутливість до ультрафіолетових променів зростає. Ультрафіолетові промені, потрапляючи в око, спричиняють його флуоресценцію, перетворюючись у синювате світло, що його сприймає сітківка. У цьому разі навколишнє повітря видається наповнене синюватим туманом, що нагадує цигарковий дим.

В інфрачервоній ділянці спектра око також має незначну чутливість, що зумовлено його тепловим випромінюванням. Якби чутливість ока в інфрачервоній ділянці спектра була б такою ж, як і в жовто-зеленій, то власне теплове інфрачервоне випромінювання ока затьмарило б не тільки розсіяне випромінювання неба, а й пряме сонячне випромінювання. Робота ока як органа зору була б абсолютно неможливою. В цьому, на думку С.І. Вавілова, одна з причин відсутності зору в інфрачервоній ділянці спектра. Інша причина полягає в малій енергії інфрачервоних квантів світла. Процес зору повинен початись або хімічними, або фотоелектричними діями, а їх спричиняють окремі кванти світла, вони не можуть відбуватись, якщо енергія кванта менша від деякого мінімального значення.

Для збудження світлочутливих рецепторів необхідно, щоб вони поглинали світло. Зазвичай, чутливість рецептора до світла певної довжини хвилі повинна бути тим вищою, чим сильніше він поглинає світло тієї ж довжини. Світлочутливим пігментом у сітківці ока є *родопсин* – речовина, яка розкладається (вицвітає) на світлі і знову відновлюється в темноті. Спектральна крива поглинання родопсину близька до сутінкої кривої спектральної чутливості.

Людське око здатне пристосовуватись до освітленостей, що змінюються надзвичайно широких межах. Прямі сонячні промені створюють В освітленості близько 10⁵ лк, а в повній темноті око здатне відрізняти від темноти предмети з освітленістю 10⁻⁶ лк. Око може сприймати світлові потоки в межах 10⁻¹⁷-10⁻⁵ Вт. За підвищеної яскравості відбувається світлова, а за зниженої – темнова адаптація ока. У разі переходу від яскравості ~ 1 000 кд/м² до темноти чутливість ока впродовж години зростає в 10 мільйонів разів. Спочатку чутливість зростає дуже швидко, потім цей процес сповільнюється. Світлова адаптація відбувається набагато швидше. За середніх яскравостей вона триває 1-3 хв. Зміна чутливості до світлового сприйняття в таких широких межах властива паличкам. Темнова адаптація колбочок відбувається набагато швидше. В стані максимальної світлової адаптації око може витримувати порівняно великі яскравості (наприклад, яскравості білих матових поверхонь, освітлених прямим сонячним світлом). У випадку великих яскравостей необхідний штучний захист очей. Наприклад, за сонячним затемненням можна спостерігати лише через затемнене скло. В горах на великій висоті необхідно користуватись темними окулярами. Тут окуляри також необхідні для захисту від ультрафіолетових променів, які на великих висотах досягають значних інтенсивностей і шкідливо діють на очі.

Адаптація ока відбувається автоматично. У разі різкого збільшення яскравості світла зіниця звужується майже миттєво. Зі зменшенням інтенсивності до попереднього рівня зіниця знову розширяється. Відбувається також зміна чутливості самих рецепторів.

Фототерапія. Світлолікування, або фототерапія, – розділ фізіотерапії, який вивчає і застосовує з лікувальною і профілактичною метою штучно одержану променеву енергію оптичної ділянки спектра.

Для одержання оптичного спектра використовують два головні джерела світла: теплові (інфрачервоне і видиме випромінювання) і нетеплові, люмінесцентні (ультрафіолетове випромінювання). Міжнародна комісія з освітлення прийняла детальну класифікацію оптичного спектра (табл. 1.2), де встановлені межі коротко- (*A*), середньо- (*B*) і довгохвильового (*C*) випромінювань.

У фототерапії застосовують короткохвильове (ІЧ-А) випромінювання. Воно проникає в тканини приблизно до 3–4 см, прогріваючи їх на 7–8 см. Решту ІЧ-випромінювання (ІЧ-В, ІЧ-С) практично поглинають підшкірна клітковина і вода. Кванти енергії ІЧ-випромінювання, поглинуті тканинами організму, трансформуються в теплову енергію.

Таблиця 1.2.

		Промені	
Ділянка	Інфрачервоні	Видимі	Ультрафіолетові
спектра			
A	780–1 400	400–520	315–400
В	1 400–3 000	520-620	280–315
С	3 000-1 000 000	620–780	100–300

Хвилі оптичного спектра, нм.

Виникає судинна реакція, яка є результатом дії тепла і збудження терморецепторів. Імпульси від них надходять у терморегуляційні центри, терморегуляційні реакції. Склад i кількість Зумовлюючи оптичного випромінювання, яке можна отримати від штучних джерел, залежить від ступеня їхнього нагрівання. Відомо, що тіло, нагріте до 100 °С, випромінює невидимі інфрачервоні промені. Якщо його температуру підняти до 500 °С, то воно стає червоним (до випромінювання приєднуються видимі червоні промені), а якщо його нагріти до 1 200-1 400 °С – випромінювання має повний спектр теплових променів. При 2 200 °С і вище починають інтенсивно випромінюватися інфрачервоні промені.

1.5. Поширення світла в середовищі

У разі вивчення поширення електромагнітних світлових хвиль у середовищі потрібно враховувати, що будь-яка речовина складається з електронів і ядра, які є у складі атомів і молекул. Під дією електричного поля падаючої хвилі заряди середовища починають виконувати коливний рух і самі стають джерелами електромагнітних хвиль. Ці вторинні хвилі від усіх елементів об'єму речовини накладаються один на одного і разом з падаючою хвилею утворюють повне електромагнітне поле в середовищі, яке зумовлює вимушений рух зарядів, які є в речовині.

Головні уявлення про поширення світла в речовині можна систематизувати в рамках класичної електронної теорії, яка набула найбільшого розвитку в працях П.К.Л. Друде і Х. Лоренца на початку ХХ ст. В цій теорії електричні властивості речовини пояснюють на засадах простої моделі атома.

Згідно з цією теорією, речовину розглядають як сукупність заряджених частинок, розміщених у вакуумі на відстанях, більших від розмірів самих частинок. Електромагнітне поле сильно змінюється на відстані між зарядженими частинками, що є в складі речовини. Однак ці швидкі зміни поля в просторі за звичайних умов на досліді не спостерігають. Дослід засвідчує, що світло поширюється в речовинах переважно так само, як і у вакуумі, тобто мікроскопічно ці речовини є неперервними й однорідними. Тому інтерес становлять лише середні значення фізичних величин, що характеризують речовину, таких як густина заряду чи струму і напруженості електричного поля. Усереднення потрібно виконувати за елементами об'єму, що містять мікроскопічно більшу кількість атомів або молекул, тобто більше порівняно з середньою відстанню між частинками.

Коли вивчають поширення світла у середовищі то беруть до уваги, що електрони в атомах перебувають у безперервному русі, проте їхня швидкість υ є набагато меншою від швидкості світла *c*. Тому пропорційна до υ/c сила Лоренца, що діє на електрон з боку магнітного поля світлової хвилі, є достатньо малою порівняно з силою, що діє з боку електричного поля. Крім того, внутрішні електричні поля в атомах, створювані зарядами ядер і електронів, є значно більшими від напруженості поля випромінювання. Тому за звичайних умов випромінювання несуттєво збурює стани електронів у речовині. Такі збурення можна розглядати в лінійному наближенні.

Уперше поширення електромагнітної хвилі вдалось описати Д. Максвеллу, який для цього в другій половині XIX ст. запропонував рівняння, від того часу названі його ім'ям. Для однорідного (діелектрична є і магнітна µ проникності є сталими) ізотропного середовища *рівняння Максвелла* мають такий вигляд:

$$\operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{\mu}{c}\frac{\partial\vec{H}}{\partial t},$$

$$\operatorname{rot}\vec{H} = -\frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\vec{j},$$

$$\operatorname{div}\vec{E} = \frac{4\pi\rho}{\varepsilon},$$

$$\operatorname{div}\vec{H} = 0$$

(1.20)

де \vec{E} і \vec{H} – вектори напруженостей електричного і магнітного полів. Величини є і μ , що характеризують матеріальні властивості середовища, не залежать від часу і координат, а також від векторів \vec{E} і \vec{H} .

3 рівнянь (1.20) можна зробити такі висновки.

1. Електромагнітне поле поширюється у вигляді електромагнітної хвилі зі швидкістю $\upsilon = c/\sqrt{\epsilon\mu}$.

2. Електромагнітні хвилі поперечні, тобто вектори напруженостей електричного і магнітного полів перпендикулярні до напряму поширення самої хвилі: $\vec{v} \perp \vec{H}$ і $\vec{v} \perp \vec{E}$, де v – швидкість поширення хвиль у конкретному середовищі.

3. У плоскій електромагнітній хвилі \vec{E} і \vec{H} взаємно перпендикулярні, а трійка векторів \vec{v} , \vec{H} , \vec{E} утворює правогвинтову систему.

4. Вектори \vec{E} і \vec{H} в біжучій плоскій монохроматичній хвилі коливаються співфазово.

3 рівнянь (1.20) випливає, що

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = 0.$$
 (1.21)

Це рівняння відображає закон збереження заряду в околі будь-якої точки. Справді, якщо проінтегрувати (1.21) в деякій ділянці простору, то можна отримати

$$\frac{d}{dt} \int \rho dV + \int \vec{j} \cdot \vec{n} dS \tag{1.22}$$

(тут ñ – одиничний вектор зовнішньої нормалі, перший інтеграл беруть за об'ємом, а другий – за поверхнею, що обмежує її).

Якщо всі величини, що характеризують поле, не залежать від часу, і нема струмів (j = 0), то поле називають *статичним*. Якщо ці величини не залежать

від часу, але є струми ($j \neq 0$), то поле називають *стаціонарним*. Вектори оптичних полів дуже швидко змінюються з часом.

Якщо рівняння (1.20) доповнити співвідношеннями, що описують поведінку речовини під впливом поля:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E},$$

 $\vec{D} = \varepsilon \vec{E},$ (1.23)
 $\vec{B} = \mu \vec{H}$

(де σ – питома провідність), то отримаємо матеріальні рівняння.

Розглянемо плоску монохроматичну світлову хвилю, що поширюється в додатному напрямі осі *х* в однорідному середовищі:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i(\omega t - kr)) = \vec{E}_0 \exp(i\omega(t - \frac{k}{\omega}x)) = \vec{E}_0 \exp(i\omega(t - \frac{x}{\upsilon})). \quad (1.24)$$

Відомо, що рівняння поверхні однакових фаз має вигляд

$$\omega\left(t - \frac{x}{\upsilon}\right) = \text{const}.$$
 (1.25)

Якщо продиференціювати цей вираз за *t*, то можна знайти швидкість переміщення хвильової поверхні вздовж осі *x*:

$$\upsilon_{\phi} = \upsilon = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = \frac{\lambda}{T}.$$
(1.26)

Цей вираз у фізиці називають фазовою швидкістю.

Монохроматична хвиля має лише фазову швидкість. Однак окремі атоми випромінюють насправді не безмежні з часом монохроматичні хвилі, а світлові імпульси, які можна уявити у вигляді сукупності гармонічних коливань з різними амплітудами, частотами і фазами. Таку світлову хвилю можна вважати монохроматичною з частотою ω_1 , хвильовим вектором k_1 і модульованою амплітудою. Якщо такий модульований за амплітудою імпульс приймає спектральний прилад, то він буде реєструвати дві частоти: ω_1 і ω_2 .

Модульована амплітуда характеризує групу хвиль. Тому поширення імпульсу можна схарактеризувати швидкістю перенесення певного значення

модульованої амплітуди. Цю швидкість називають *груповою швидкістю* хвиль – це швидкість переміщення максимуму амплітуди хвилі. Її визначають з умови

$$\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x = 2\pi m, \qquad (1.27)$$

де *m* = 1, 2, 3,... – будь-яке ціле число.

Якщо продиференціювати останній вираз за t, то можна отримати, що

$$v_{z} = \frac{d\omega}{dk}.$$
(1.28)

На підставі (1.28) і (1.26) можна знайти зв'язок між фазовою і груповою швидкостями:

$$\upsilon_{e} = \upsilon_{\phi} - \lambda \frac{d\upsilon_{\phi}}{d\lambda}.$$
(1.29)

Якщо ж узяти похідну за часом з першого рівняння (1.20) і врахувати друге рівняння, або навпаки, то отримаємо диференціальні хвильові рівняння, що мають однакову форму як для електричного, так і для магнітного полів:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}; \quad \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}. \tag{1.30}$$

З останніх рівнянь бачимо, що фазові швидкості обох векторів однакові й досить просто пов'язані з макроскопічними характеристиками матеріалу – діелектричною є і магнітною µ сталими. Оскільки показник заломлення – це співвідношення швидкості світла у вакуумі до швидкості світла у цьому середовищі, то можна записати, що

$$n = c/\upsilon = \sqrt{\varepsilon\mu} . \tag{1.31}$$

Рівняння електромагнітної хвилі можна записати як

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i(\omega t - \vec{k}\vec{r}));$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \exp(i(\omega t - \vec{k}\vec{r})),$$
(1.32)

де $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильове число, воно відображає кількість хвиль, що вміщається на відстані 2π одиниці довжини; ω – циклічна частота. Напрям $|\vec{k}|$ хвильового вектора збігається з напрямом поширення хвилі. Монохроматична хвиля, описувана рівнянням (1.32), є *плоскою*, тобто геометричне місце точок, що коливаються з однаковою фазою (хвильова поверхня), є площиною. Якщо хвильова поверхня є сферою, то хвилю називають *сферичною*.

1.6. Енергія світлових хвиль.

Електромагнітне поле має енергією. Під час поширення електромагнітних хвиль відбувається перенесення енергії поля в просторі. Питання про перенесення світлової хвильової енергії розглядають на підставі рівнянь Максвелла.

Відомо, що об'ємна густина заряду енергії електричного і магнітного полів задана, відповідно, співвідношеннями, відповідно:

$$\omega_{e} = \frac{\varepsilon_{0}E^{2}}{2}; \ \omega_{M} = \frac{\mu_{0}B^{2}}{2} = \frac{\varepsilon_{0}c^{2}B^{2}}{2}.$$
(1.33)

Звідси можна отримати вираз для швидкості зміни густини енергії електромагнітного поля $\omega = \omega_e + \omega_M$, шляхом диференціювання виразу (1.33):

$$\frac{d(\omega_e + \omega_{\mathcal{M}})}{dt} = \varepsilon_0 \left(\vec{E} \frac{d\vec{E}}{dt} + c^2 \vec{B} \frac{d\vec{B}}{dt} \right).$$
(1.34)

Перетворенням правої частини співвідношення (1.34) можна отримати *рівняння неперервності* для густини енергії електромагнітного поля:

$$\frac{d\omega}{dt} = -\text{div}\vec{S}, \qquad (1.35)$$

де вектор *S* має зміст густини потоку енергії електромагнітного поля, його називають *вектором Пойнтинга*:

$$\vec{S} = \varepsilon_0 c^2 \left[\vec{E} \cdot \vec{B} \right]. \tag{1.36}$$

Рівняння (1.36), отримане як наслідок рівняння Максвелла, виражає закон збереження енергії для електромагнітного поля. Інтегруванням обох частин (1.36) за деяким об'ємом *V*, обмеженим замкненою поверхнею σ, можна отримати

$$\frac{d}{dt} \int_{V} \omega dV = -\oint S d\sigma \,. \tag{1.37}$$

Рівняння (1.37) – це інтегральна форма рівняння неперервності (1.35), з нього випливає, що зміна енергії електромагнітного поля в деякому об'ємі *V*, що не містить зарядів і струмів, дорівнює потоку енергії в цьому об'ємі через замкнену поверхню σ, що охоплює її.

У біжучій електромагнітній хвилі відбувається напрямлене перенесення енергії електромагнітного поля в просторі. Напрям та інтенсивність перенесення енергії характеризує вектор Пойнтинга (1.36). Оскільки для плоских хвиль у вакуумі вектори \vec{E} і \vec{B} в будь-якій точці в будь-який момент часу ортогональні один до одного й утворюють разом з вектором \vec{k} праву трійку векторів, то напрям вектора Пойнтинга \vec{S} в таких хвилях збігається з напрямом хвильового вектора \vec{k} : енергія переноситься в напрямі, перпендикулярному до поверхонь сталої фази. З врахуванням ортогональності векторів \vec{E} і \vec{B} , а також співвідношення між їхніми модулями (E = cB), для модуля густини потоку енергії з (1.36) можна отримати такий вираз:

$$S = c\varepsilon_0 E^2 = c^3 \varepsilon_0 B^2. \tag{1.38}$$

Вираз (1.38) можна записати як добуток повної густини енергії $\omega = \omega_e + \omega_{M}$ електромагнітного поля біжучої хвилі та швидкості хвилі *с*:

$$S = c(\omega_{\rm e} + \omega_{\rm M}) = c\omega. \tag{1.39}$$

У монохроматичній хвилі залежність напруженості електричного поля від координат і часу задають формулою

$$E(\vec{r}, t) = E_0 \cos(k\vec{r} - \omega t + \varphi).$$
 (1.40)

Під $E(\vec{r}, t)$ розуміють будь-яку з проекцій векторів E і B. Амплітуда E_0 і початкова фаза φ плоскої монохроматичної хвилі не залежать від r і t, тобто однакові в усьому просторі в усі моменти часу. Після підставлення останнього виразу в (1.38) можна отримати

$$S(\vec{r},t) = \frac{c\varepsilon_0 E_0^2}{2} \left(1 + \cos 2(\vec{k}\vec{r} - \omega t) \right).$$
(1.41)

За характерних для оптичного діапазону високих частот ($\omega \sim 10^{15} \text{ c}^{-1}$) коливання потоку енергії хвилі в кожній точці, що відбуваються відповідно до (1.41) на частоті 2 ω , не простежуються і фізичний інтерес становить лише середнє за часом значення *S*, яке називають, зазвичай, *інтенсивністю світла*. Якщо в (1.41) виконати усереднення за часом, то можна знайти, що в монохроматичній хвилі середня густина потоку енергії \overline{S} у всіх точках однакова:

$$\overline{S} = \frac{c\varepsilon_0 E_0^2}{2}.$$
(1.42)

У монохроматичній хвилі в кожній точці частоті 2 ω осцилюють густина енергії ω електричного поля, що пропорційна до $E^2(r, t)$, і густина енергії $\omega_{\rm M}$ магнітного поля, що їй дорівнює. Їхні середні за часом значення в усіх точках однакові і пропорційні квадрату амплітуди:

$$\overline{\omega}_{e} = \overline{\omega}_{M} = \frac{\varepsilon_{0}E_{0}^{2}}{4};$$

$$\overline{\omega} = \overline{\omega}_{e} + \overline{\omega}_{M} = \frac{\varepsilon_{0}E_{0}^{2}}{2}.$$
(1.43)

Тому у формулі (1.26) праву частину можна виразити за допомогою (1.43) через середню густину енергії поля хвилі:

$$\overline{S} = c\overline{\omega} . \tag{1.44}$$

Тобто у світловій хвилі енергія, що переходить за 1 с через поверхню 1 м², перпендикулярну до напряму поширення світла, дорівнює добутку швидкості

світла *с* на об'ємну густину енергій електромагнітного поля хвилі. В стоячій хвилі немає напрямленого перенесення енергії.

Способи реєстрації електромагнітних хвиль оптичного діапазону грунтуються на вимірюванні перенесеного потоку енергії хвилі. Всім приймачам світла притаманна інерційність, яку характеризує деяка стала часу т. Коливання інтенсивності світла, що відбуваються за час, менший т, приймач не в змозі розділити.

Щоб розділити миттєве значення напруженості електричного поля в світловій хвилі, приймач повинен мати час розділення, менший від періоду світлових коливань. Для видимого світла цей період приблизно становить 10^{-15} с. Найменш інерційні приймачі оптичного випромінювання побудовані на фотоелектричному ефекті. Вони можуть мати час розділення до 10^{-10} с. Цей час набагато більший від періоду оптичних коливань. Тому всі приймачі випромінювання оптичного діапазону можуть виміряти лише ті значення, які є квадратичні за напруженістю поля й усереднені за часом, який не менший від часу розділення приймача. Тому їх іноді називають квадратичними детекторами.

Для вимірювання інтенсивності випромінювання за допомогою будь-якої довжини хвилі можна використовувати теплову дію випромінювання. Поглинуту чутливим елементом такого приймача потужність випромінювання, що падає на нього можна виміряти за перевищенням температури чутливого елемента над температурою навколишнього середовища. Стаціонарний стан з певною різницею температур усталюється, коли в кожний відрізок часу внаслідок випромінювання чутливий елемент отримує стільки ж енергії, скільки він втрачає через теплопровідність чи інші причини.

1.7. Основи фотометрії

Розділ оптики, пов'язаний з вимірюванням світлових потоків, називають фотометрією.

Потік випромінювання Φ_{σ} – це потужність випромінювання, усереднена за проміжок часу, що значно перевищує період коливань, яку електромагнітні хвилі переносять через деяку поверхню σ . Його вимірюють у ватах (Вт), він пов'язаний з середньою за часом поверхневою густиною потоку енергії *S* таким співвідношенням:

$$\Phi_{\sigma} = \int_{\sigma} \overline{\Phi} d\sigma \,. \tag{1.45}$$

Енергетична освітленість (*опроміненість*) *Е* деякої поверхні – це співвідношення потоку випромінювання, що припадає на елементарну ділянку поверхні, до площі цієї ділянки (рис. 1.20):

$$E = \frac{d\Phi}{d\sigma}.$$
 (1.46)

Коли випромінювання падає перпендикулярно до поверхні, то



Енергетична експозиція Н –

це повна енергія випромінювання, що падає на поверхню площею 1 м² за час t. Цією величиною визначають почорніння фотоемульсії у разі фотографічної реєстрації випромінювання, що широко використовують у багатьох спектральних приладах. Експозицію вимірюють у джоулях на метр квадратний (Дж/м²). За незмінної освітленості

$$H = Et. \tag{1.47}$$



Рис. 1.20. Схема для обчислення освітленості поверхні.

Енергетичною силою світла, або *силою випромінювання I*(θ , ϕ), у деякому напрямі, заданому кутами ϕ і θ сферичної системи координат, називають співвідношення потоку випромінювання $d\Phi$ в елементарний тілесний кут $d\Omega$, що містить цей напрям, до цього кута:

$$I(\theta, \varphi) = \frac{d\Phi}{d\Omega} \,. \tag{1.48}$$

Силу випромінювання вимірюють у ватах на стерадіан (стерадіан – це одиниця вимірювання тілесного кута) (Вт/ср).

Повний потік випромінювання, тобто потік через замкнену поверхню, що оточує джерело, можна отримати шляхом інтегрування енергетичної сили за всіма напрямами:

$$\Phi = \int I d\Omega = \int_{0}^{2\pi} d\varphi \int_{0}^{\pi} I(\theta, \varphi) \sin \theta d\varphi .$$
(1.49)



Рис. 1.21. Схема для визначення яскравості випромінювальної поверхні.

Якщо джерело випромінює рівномірно в усіх напрямах, то сила світла I не залежить від θ і ϕ й тоді $\phi = 4\pi I$. Повний потік випромінювання характеризує це джерело, його не можна збільшити ніякими оптичними системами. Дія таких систем зводиться лише до перерозподілу випромінювання потоку В просторі, ЛО збільшення його концентрації по деяких напрямах. У цьому разі сила світла зростає в одних напрямах і зменшується в інших.

Створена випромінюванням точкового джерела освітленість поверхні обернено пропорційна до відстані *r* між джерелом і поверхнею

$$E = I \frac{d\Phi}{d\sigma} = \frac{I \cos \alpha}{r^2}, \qquad (1.50)$$

де α – кут, утворений перпендикуляром до поверхні з напрямом на джерело (рис. 1.21).

Для характеристики розмірного джерела вводять поняття яскравості й світності. Нехай $d\Phi$ – потік випромінювання, що виходить з поверхні $d\sigma$ джерела в тілесний кут $d\Omega$ у напрямі, який утворює кут θ з нормаллю до поверхні (див. рис. 1.21). Тоді співвідношення цього потоку до тілесного кута і видимої в цьому напрямі площі виділеної ділянки називають *енергетичною яскравістю* джерела:

$$B(\theta) = \frac{d\Phi}{d\sigma \cdot \cos\theta d\theta} \,. \tag{1.51}$$

Енергетична яскравість вимірюють у [Вт/(м²·ср)].

З усіх фотометричних характеристик джерела яскравість безпосередньо пов'язана з зоровими відчуттями, оскільки освітленість зображення джерела світла на сітківці ока пропорційна до яскравості випромінювальної поверхні в напрямі спостереження.

Якщо сила випромінювання $I(\theta)$, що характеризує елемент $d\sigma$ поверхні протяжного джерела, пропорційна до видимої в заданому напряму площі цього елемента $d\sigma$ cos θ , то кажуть, що джерело задовольняє *закон Ламберта*. Яскравість ламбертового джерела $B(\theta)$ не залежить від θ , тобто є однакова в усіх напрямах. Прикладом такого випромінювача може бути чорне тіло (див. розділ 6). Практично не відрізняється від ламбертового джерела Сонце – яскравість його поверхні практично не залежить від напряму. Тому Сонце виглядає як плоский диск майже рівномірної яскравості.

Енергетична світність R – це співвідношення потоку випромінювання, що виходить з елемента поверхні джерела в усіх напрямах, до площі цього елемента. Її вимірюють у ватах на сантиметр квадратний [Bt/cm²]. Вираз для світності можна отримати, якщо проінтегрувати потік енергії за всіма напрямами в межах тілесного кута 2π :

$$R = \int B(\theta) \cos\theta d\Omega = \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\pi/2} B(\theta) \cos\theta \sin\theta d\theta. \qquad (1.52)$$

Для джерела, що задовольняє закон Ламберта, B = const, зв'язок між світністю і яскравістю стає дуже простим:

$$R = \pi B. \tag{1.53}$$

Найпростіший метод вимірювання енергії випромінювання у видимій ділянці спектра – візуальний. Тут приймачем випромінювання є око, а головним кількісних вимірювань – візуальне рівняння яскравості двох методом фотометричних полів: стандартного і вимірювального. У разі таких вимірювань провідну роль відіграє та частина енергії випромінювання, яка безпосередньо зумовлює світлове відчуття. Чутливість середнього ока до монохроматичного випромінювання різних довжин хвиль характеризують спектральною світловою ефективністю, або видністю. Очевидно, що для вимірювань енергії світлового випромінювання, які ґрунтуються на зорових відчуттях, звичайні енергетичні характеристики випромінювання виявляються недостатніми. В таких випадках застосовують спеціальні світлові величини, що ґрунтуються на використанні міжнародного стандартного джерела – світлового еталона з певним розподілом енергії по спектру. Як еталонний обрано випромінювання абсолютно чорного тіла за температури затвердіння чистої платини (2 042 К). Головною світлотехнічною одиницею є одиниця світла І 1 кандела (від лат. candela – свічка). Кандела (кд) – це сила світла, що випромінюється з 1/60 поверхні еталонного джерела в напрямі нормалі.

За одиницю світлового потоку прийнято *люмен* (лм) – світловий потік від точкового джерела силою світла 1 кд, що поширюється в межах тілесного кута 1 ср. Одиниця освітленості *люкс* (лк) – це освітленість поверхні, в якій на 1 м² припадає світловий потік 1 лм. Точкове джерело силою світла 1 кд створює освітленість 1 лк на поверхні, що розташована на відстані 1 м від нього перпендикулярно до променів.

Для того, щоб склалось чітке уявлення про люкс, наведемо деякі цифри. Освітленість від Сонця поза земною атмосферою на середній відстані Землі від Сонця становить 1,35·10⁵ лк. Освітленість в 0,1–0,2 лк створює вночі повний Місяць. Безхмарне зоряне небо дає вночі освітленість у тисячні частки люкса. За освітленості близько 1 лк можна читати. Зі зростанням освітленості до 50 лк швидкість читання різко збільшується.

Яскравість $B(\theta)$ – це яскравість плоскої поверхні, сила світла якої в перпендикулярному напрямі становить 1 кд з кожного 1 м², її виражають у канделах на метр квадратний метр (кд/м²). Якщо ж за тих же умов сила світла дорівнює 1 кд з кожного 1 см², то відповідну одиницю називають *стильб* (сб). Очевидно, що 1 сб = 1 кд/см² = 10⁴ кд/м². В табл. 1.3 наведені значення яскравості деяких світних поверхонь.

Одиницею вимірювання світності $R \in$ люмен на метр квадратний (лм/м²).

Таблиця 1.3.

Джерело світла	Яскравість, кд/м ²
Нічне безхмарне небо	$1 \cdot 10^{-4}$
Повний Місяць	$1 \cdot 10^{3}$
Полум'я звичайної свічки	$2,5 \cdot 10^3$
Ясне денне небо	$1,5.10^4$
Спіраль лампи розжарювання	$5 \cdot 10^{6}$
Сонце	1,5·10 ⁹

Яскравості деяких світних поверхонь.

Оскільки чутливість людського ока залежить від довжини світлової хвилі, то світловому потоку 1 лм відповідає різна потужність залежно від спектрального складу випромінювання. Для монохроматичного випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 555$ нм, що відповідає максимальній чутливості ока (див. рис. 1.19), механічний еквівалент світла становить 0,0016 Вт/лм. Це мінімальна потужність випромінювання у ватах, здатна створити світловий потік 1 лм у найсприйнятливішій для людського ока спектральній ділянці. У всіх фотометрах, призначених для візуального порівняння різних джерел, роль ока зводиться до визначення рівності освітленостей двох сусідніх один з одним полів. Для досягнення цієї рівності використовують різноманітні приймачі послаблення освітленості, створювані сильнішим джерелом (зміна відстані, нейтральні фільтри змінної товщини, системи поляризаційних призм). У випадку рівності освітленостей межа між полями зникає і вони зливаються в одне ціле. Коли обидва поля мають однаковий колір, око фіксує рівність їхніх освітленостей з високою точністю.

Контрольні питання

- 1. Що вивчає оптика?
- 2. Сформулюйте основні закони оптики.
- 3. У чому полягає ефект марева і подовження дня?
- 4. Що таке уявне і дійсне зображення точки?
- 5. Які є види аберацій?
- 6. Що таке астигматизм?
- 7. Що таке хроматична аберація?
- 8. Як можна усунути аберації?
- 9. Що таке фокус і фокальна площина лінзи?
- 10.Поясніть поширення світла в оці.
- 11. Як утворюється колірне зображення в оці?
- 12. Що таке міопія і гіперметропія, як їх коригувати?
- 13. Які висновки випливають з рівнянь Максвелла?
- 14. Яка різниця між фазовою і груповою швидкостями поширення хвиль?
- 15. Чому дорівнює густина енергії електромагнітної хвилі?
- 16. Сформулюйте головні поняття фотометрії.
- 17. Що таке 1 кд?
- 18. Що таке 1 лм?
- 19. Дайте визначення головних світлових величин.

Розділ 2 ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА

2.1. Загальні відомості про інтерференцію світла

Хвильові властивості світла найчіткіше виявляються в разі інтерференції та дифракції. Ці явища характерні для хвиль будь-якої природи, їх порівняно легко спостерігати на досліді для хвиль на поверхні води чи для звукових хвиль.

Під *інтерференцією* розуміють широке коло явищ, в яких у разі накладання пучків світла сумарна інтенсивність не дорівнює сумі інтенсивностей окремих пучків.

Світло, що його випромінюють звичайні джерела, не буває чітко монохроматичним. Тому для спостереження інтерференції світло від одного джерела потрібно розділити на два пучки і потім накласти один на одного. Експериментальні методи отримання когерентних пучків з одного світлового пучка можна розділити на два класи. В методі поділу хвильового фронту пучок пропускають, наприклад, через два розташовані поряд отвори в непрозорому екрані. Такий метод придатний лише за досить малих розмірів джерела. В іншому методі пучок поділяють на одну або декілька частково відбивних, пропускних поверхонь. Цей метод поділу амплітуди можна частково застосовувати і для розмірних джерел. Він забезпечує більшу інтенсивність світла і є в основі роботи більшості інтерферометрів. Залежно від кількості променів, інтерферують, розрізняють i багатопроменеві ЩО двоінтерферометри.

Інтерференція монохроматичного світла. Нехай у деяку точку простору надходять хвилі, напруженості електричного поля яких – \vec{E}_1 і \vec{E}_2 . Згідно з принципом суперпозиції, напруженість сумарного поля дорівнює їхній векторній сумі

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$
. (2.1)

Унаслідок накладання двох гармонічних коливань однакової частоти отримуємо коливання такої ж частоти, незмінна з часом амплітуда якого залежить від співвідношення фаз коливань, що накладаються і тому в різних точках спостереження має різне значення. Через досить високу частоту оптичних коливань напруженість \vec{E} неможливо виміряти безпосередньо. Тому експериментально спостережувані значення пропорційні до середнього значення квадрата напруженості електричного поля $\langle E^2 \rangle$ за час, що визначений інерційністю приймача випромінювання:

$$\left\langle E^2 \right\rangle = \left\langle \left(\vec{E}_1 + \vec{E}_2\right)^2 \right\rangle = \left\langle \vec{E}_1^2 \right\rangle + \left\langle \vec{E}_2^2 \right\rangle + 2\left\langle \vec{E}_1 \ \vec{E}_2 \right\rangle.$$
(2.2)

Останній член формули (2.2) $2\left\langle \vec{E}_1 \, \vec{E}_2 \right\rangle$ називають *інтерференційним членом*; у випадках, коли він дорівнює нулю, сумарна інтенсивність дорівнює сумі інтенсивностей і інтерференції нема.

Скалярний добуток E_1E_2 рівний нулю, коли інтерферуючі хвилі лінійно поляризовані в ортогональних напрямках. Відсутність інтерференції променів, поляризованих у взаємно перпендикулярних напрямах, була виявлена О. Френелем і Д. Араго в 1816 р. і інтерпретована Т. Юнгом у 1817 р. як доказ поперечності світлових променів. Електромагнітна теорія повністю підтвердила цей висновок.

Розглянемо випадок, коли в точці спостереження, положення якої задається радіусом-вектором \vec{r} , накладаються дві плоскі монохроматичні хвилі з частотою ω і хвильовими векторами $\vec{k_1}$ і $\vec{k_2}$:

$$E_{1} = a_{1} \cos\left(\vec{k}_{1}\vec{r} - \omega t + \delta_{1}\right) = a_{1} \cos\left(-\omega t + \varphi_{1}\right);$$

$$E_{2} = a_{2} \cos\left(\vec{k}_{2}\vec{r} - \omega t + \delta_{2}\right) = a_{2} \cos\left(-\omega t + \varphi_{2}\right).$$
(2.3)

Використано співвідношення $\phi_1 = \vec{k}_1 \vec{r} + \delta_1$ і $\phi_2 = \vec{k}_2 \vec{r} + \delta_2$. У разі накладання двох гармонічних коливань однакової частоти отримаємо

гармонічне коливання такої ж частоти $E = a \cos(-\omega t + \varphi)$. Його амплітуду *а* найпростіше знайти за допомогою векторної діаграми (рис. 2.1):

$$a^{2} = a_{1}^{2} + a_{2}^{2} + 2a_{1}a_{2}\cos(\varphi_{2} - \varphi_{1}) = a_{1}^{2} + a_{2}^{2} + 2a_{1}a_{2}\cos(\vec{K}\vec{r} + \delta_{2} - \delta_{1}),$$

$$\vec{K} = \vec{k}_{2} - \vec{k}_{1}$$
(2.4)



Якщо ввести інтенсивності хвиль, пропорційні до квадратів їхніх амплітуд, то для інтенсивності сумарного коливання отримаємо

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\vec{K}\vec{r} + \delta_2 - \delta_1) . (2.5)$$

Рис. 2.1. Складання гармонічних коливань за допомогою векторної діаграми. радіусом-в

Інтенсивність залежить від положення точки спостереження, яку характеризують радіусом-вектором *r*. Поверхні однакових інтенсивностей визначені рівнянням

 $\vec{K}\vec{k} = \text{const}$ і є площинами, що перпендикулярні вектору

$$\vec{K} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1. \tag{2.6}$$

2.2. Когерентність хвиль

Випромінювання світлових хвиль пов'язане з коливаннями атомів, які не є гармонічними – кожен акт коливання відбувається впродовж проміжку часу близько 10⁻⁸ с. Різні акти коливань одного й того ж атома, як і одночасні коливання різних атомів, відбуваються незалежно один від одного, тобто відповідні коливання не пов'язані фазою й мають різні початкові фази. Тоді результат підсумування (2.5) теж не залежить від часу. Тому потрібно усереднити (2.5) за часом спостереження:

$$I = I_1 + I_2 + 2 \left\langle \sqrt{I_1 I_2} \cos(\vec{K}\vec{r} + \delta_2 - \delta_1) \right\rangle.$$
 (2.7)

Щоб отримати середнє значення інтенсивності, потрібно знайти середнє значення косинуса різниці фаз:

$$\left\langle \cos(\vec{K}\vec{r} + \delta_2 - \delta_1) \right\rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \cos(\vec{K}\vec{r} + \delta_2 - \delta_1) dt \,. \tag{2.8}$$

де τ – час спостереження. Як видно з (2.8), зміна середнього значення інтенсивності залежить від різниці фаз коливань, які додають.

Розглянемо два часткові випадки.

Нехай $\vec{K}\vec{r} + \delta_2 - \delta_1 = \text{const.}$ Тоді, згідно (2.8),

$$\left\langle \cos(\vec{K}\vec{r}+\delta_2-\delta_1)\right\rangle = \frac{1}{\tau}\cos(\vec{K}\vec{r}+\delta_2-\delta_1)\int_0^{\tau} dt = \cos(\vec{K}\vec{r}+\delta_2-\delta_1) = \text{const} \quad (2.9)$$

Iз (2.5) i (2.9) випливає

$$I \neq I_1 + I_2. \tag{2.10}$$

Вираз (2.10) означає, що у випадку сталості різниці фаз між коливаннями сумарна інтенсивність буде відрізнятись від суми інтенсивностей окремих коливань, тобто виникне інтерференція. Коливання, що задовольняють умову сталості різниці фаз називають *когерентними*.

Нехай різниця початкових фаз коливань змінюється довільно. Тоді різниця фаз буде також хаотично змінюватись і з однаковими ймовірностями набуватиме однакових додатних і від'ємних значень, а її середнє значення за час спостереження дорівнюватиме нулю, тобто

$$\left\langle \cos(\vec{K}\vec{r}+\delta_2-\delta_1)\right\rangle = 0.$$
 (2.11)

Відповідно,

$$I = I_1 + I_2. (2.12)$$

Як видно з (2.12), у разі хаотичної зміни різниці фаз відбувається просте складання інтенсивностей, тобто інтерференції не буде. Такі коливання називаються *некогерентними*.

Реальні джерела світла не випромінюють строго монохроматичного світла. Це пов'язано, передусім, із загасанням випромінювання атомів через втрату енергії на випромінювання. Крім того, якщо навіть окремі атоми джерела випромінювали б ідеально монохроматичні хвилі в стані спокою, то наявність неперервного хаотичного руху приводила б до хаотичної модуляції коливань унаслідок ефекту Х. Доплера – атоми, що наближаються і віддаляються до точки спостереження, випромінюють різні частоти, Розкид частот тим більший, чим більший розкид швидкостей окремих атомів. Немонохроматичність випромінювання атомів зумовлена також зіткненнями атомів. Усе це приводить до того, що випромінювання реальних джерел хаотично модульовані за амплітудою і фазою коливань:

$$E = E_0(t)\cos(\omega t - \varphi(t)). \tag{2.13}$$

Два коливання, описувані так:

 $E_1 = E_{01}(t)\cos(\omega t - \varphi_1(t))$

$$E_2 = E_{02}(t)\cos(\omega t - \varphi_2(t))$$
 (2.14)

будуть когерентними, якщо їхні амплітуди змінюються пропорційно одна щодо одної:

$$E_{01}(t) = b_1 E_0(t)$$

$$E_{02}(t) = b_2 E_0(t),$$
(2.15)

де *b*₁ і *b*₂ – сталі.

Крім того, у випадку суперпозиції двох когерентних хвиль з напруженостями \vec{E}_1 і \vec{E}_2 , які напрямлені одна щодо одної довільно, для середньої інтенсивності маємо

$$\vec{E}^{2} = \vec{E}_{1}^{2} + \vec{E}_{2}^{2} + \left\langle \left(\vec{E}_{1} \ \vec{E}_{2} \right) \right\rangle.$$
(2.16)

Як бачимо, суперпозиція інтенсивностей ($\vec{E}^2 = \vec{E}_1^2 + \vec{E}_2^2$) виникає тоді, коли $\langle \left(\vec{E}_1 \, \vec{E}_2 \right) \rangle = 0$, тобто середнє значення скалярного добутку векторів \vec{E}_1 і \vec{E}_2 дорівнює нулю. Це означає, що інтерференції когерентних хвиль нема, якщо в усій досліджуваній ділянці простору і в будь-який момент часу вектори \vec{E}_1 і \vec{E}_2 перпендикулярні один до одного. Тобто інтерференція в цій ділянці простору буде лише тоді. коли

$$\left(\vec{E}_1 \, \vec{E}_2\right) \neq 0 \,. \tag{2.17}$$

Умова (2.17) є необхідною і достатньою умовою інтерференції когерентних хвиль. Для випадку лінійної поляризації дві когерентні хвилі інтерферують у разі зустрічі, якщо їхні поляризації такі, що вектори \vec{E}_1 і \vec{E}_2 взаємно не перпендикулярні. Тобто *когерентними* називають коливання, що відбуваються з однаковою частотою (довжиною хвилі), поляризацією, амплітудою і сталою різницею фаз між ними.

Інтенсивність, як випливає з (2.5), визначена різницею фаз. Відповідно, дослідження інтерференції хвиль зводиться до визначення різниці фаз у точці їхньої зустрічі.

Розглянемо випадок інтерференції хвиль від двох однакових



Рис. 2. 2. Інтерференція хвиль, яку випромінюють джерела *S*₁ і *S*₂.

монохроматичних точкових джерел S_1 і S_2 , що розміщені на відстані d одне від одного. Якщо відстань l до екрана, де спостерігають інтерференційні смуги, набагато більша, ніж відстань між джерелами (l >> d), то амплітуди обох хвиль у точці спостереження практично однакові і для напруженості поля в точці Р можна записати:

$$E = E_0 \cos(kr_1 - \omega t) + E_0 \cos(kr_2 - \omega t) =$$

= 2E_0 \cos[k(r_2 - r_1)/2] \cos[k(r_2 - r_1)/2 - \omega t]; (2.18)

де r_1 і r_2 – відстань від джерел до точки спостереження Р (рис. 2.2). Величину $\Delta = r_2 - r_1$ називають *різницею ходу* інтерферуючих хвиль. Інтенсивність сумарного коливання пропорційна до квадрата амплітуди, тому

$$I = 4I_0 \cos^2(k\Delta/2) = 2I_0(1 + \cos k\Delta), \qquad (2.19)$$

де I_0 – інтенсивність коливань від одного джерела. Положення максимумів визначене умовою

$$k\Delta = \pm 2\pi m, \qquad (2.20)$$

де ціле число *m* = 0, 1, 2, … називають порядком інтерференції. Оскільки

$$k = 2\pi/\lambda, \tag{2.21}$$

то умову максимумів можна записати у вигляді

$$\Delta = m\lambda. \tag{2.22}$$

Тобто різниця ходу дорівнює цілому числу довжин хвиль.

У тому випадку, коли світло поширюється не у вакуумі, а в середовищі з показником заломлення n, у формулі (2.19) під Δ треба розуміти не геометричну, а *оптичну різницю ходу* інтерференційних хвиль:

$$\Delta = n(r_2 - r_1). \tag{2.23}$$

Для того, щоб знайти залежність освітленості екрана від координати x (див. рис. 2.2), потрібно різницю ходу Δ виразити через координату x точки спостереження P. Для зручності введемо кут θ , утворений напрямом на точку P з перпендикуляром до лінії, яка з'єднує джерела. Для випадку малих кутів ($\theta << 1$) різницю ходу можна записати як $\Delta \approx d\theta$. Оскільки

$$\theta \approx \frac{x}{l},\tag{2.24}$$

то

$$\Delta \approx \frac{xd}{l}.$$
 (2.25)

З урахуванням (2.22) отримаємо умову знаходження максимумів інтерференційної картини

$$x_m = \frac{ml\lambda}{d} \,. \tag{2.26}$$

Відповідно, мінімуми будуть визначені з умови

$$x'_m = \frac{(2m+1)l\lambda}{2d}.$$
 (2.27)

З умов симетрії випливає таке: інтерференційна картина – це сукупність паралельних смуг, що розташовані на певних відстанях від центра екрана і визначені співвідношеннями (2.26) і (2.27). У центрі екрана міститься головний (нульовий) максимум. Угору і вниз від нього на однакових відстанях один від

одного розташовані максимуми (і мінімуми) першого, другого, третього порядків і т.д. Інтерференційні смуги розташовані під прямим кутом до лінії S_1S_2 .

Підставимо Δ у (2.19), отримаємо

$$I(x) = 2I_0 \left[1 + \cos\frac{kdx}{l} \right].$$
(2.28)

При x = 0 є максимум, який відповідає нульовій різниці ходу. Для нього порядок інтерференції m = 0. Він є *центром інтерференційної картини*. Відстань між сусідніми максимумами або мінімумами (просторовий період інтерференційної картини) Δx визначають з умови

$$\frac{kd\Delta x}{l} = 2\pi.$$
 (2.29)

Звідси

$$\Delta x = \frac{2\pi l}{kd} = \frac{\lambda l}{d} \,. \tag{2.30}$$

Якщо ввести кут сходження променів $\alpha \approx d/l$, тобто кут, під яким видно джерела з точки спостереження, то вираз для Δx можна записати так

$$\Delta x \approx \frac{\lambda}{\alpha}.$$
 (2.31)

Як видно з (2.30), ширина інтерференційних смуг не залежить від порядку інтерференції і є сталою за даних l, d і λ . У разі сталих l і λ зменшення відстані між джерелами d приводить до розширення інтерференційної смуги, тобто картина стає чіткішою. Оскільки для видимого світла $\lambda \sim 10^{-7}$ м, то чітка інтерференційна картина, доступна для візуального спостереження, буде місце при $d \ll l$. Тому в усіх методах отримання когерентних джерел необхідно брати d якомога меншим.

Для оцінки якості отриманої інтерференційної картини вводять *параметр контрастності* (видності) *V*:

$$V = \frac{I_{\text{MAKC}} - I_{\text{MiH}}}{I_{\text{MAKC}} + I_{\text{MiH}}}.$$
(2.32)

де *I*_{макс} і *I*_{мін} – інтенсивності світлих і темних смуг інтерференційної картини поблизу точки спостереження. Якщо інтенсивність темної смуги рівна нулю, то

 $V = \frac{I_{\text{макс}}}{I_{\text{макс}}} = 1$, тобто контрастність найбільша. За рівномірної освітленості $I_{\text{макс}} =$

 $I_{\text{мін}}$, відповідно, V = 0, тобто контрастність найменша.

освітленості Зазначимо, середнє значення по ЩО екрану В інтерференційній картині, згідно з формули (2.28), дорівнює подвоєній освітленості від одного джерела. Це означає, що в разі інтерференції відбувається лише перерозподіл енергії в просторі, а повний потік енергії не змінюється. Насправді ця умова наближена і виконується тим точніше, чим більшим є співвідношення d/l. Коли ж відстань між джерелами набагато менша від довжини хвилі ($d \ll l$), то в усіх точках простору від обох джерел відбувається накладання коливань з практично однаковими фазами. Це означає, що всюди інтенсивність сумарних коливань, і, відповідно, повний потік енергії, майже в чотири рази більший, ніж у разі одного джерела. Однак це не суперечить закону збереження енергії, оскільки близько розташовані джерела, взаємодіючи через створюване ними поле випромінювання, разом випромінюють більше енергії, ніж у тому випадку, коли вони перебувають далеко один від одного.

2.3. Часткова когерентність світла

Інтерференція немонохроматичного світла створює картину, що складається з сукупності максимумів і мінімумів, які відповідають різним λ . Якщо λ має різні значення, то, згідно формул (2.26) і (2.27), будь-якій точці екрана відповідає більша чи менша інтенсивність конкретної довжини світлової хвилі. Відповідно, в будь-якій точці екрана є значна освітленість. Якби в джерелі світла різні довжини хвилі світла мали однакову інтенсивність, а приймач однаково чутливий до всіх довжин світла, то виявити інтерференційну картину було б неможливо.

Для виявлення інтерференційної картини потрібно, щоб спектр світла був обмежений інтервалом від λ до $\lambda + \Delta \lambda$. За допомогою формули (2.26) можна знайти інтервал $\Delta \lambda$. Справді, інтерференції не буде, якщо максимум *m*-го порядку для ($\lambda + \Delta \lambda$) збігається з максимумом (m + 1)-го порядку для λ . За цих умов весь провал між сусідніми максимумами буде заповнений максимумами довжин хвиль, яких не можна розділити (рис. 2.3). Умову, за якої інтерференційна картина не розділена, знаходять зі співвідношення

 $(m+1)\lambda = m(\lambda + \Delta \lambda).$

Звідси

Рис. 2.3. Розподіл інтенсивності світла в разі інтерференції немонохроматичного світла.

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda}{m}.$$
 (2.34)

(2.33)

Інтерференційна картина за даних значень $\Delta\lambda$ і λ матиме високу контрастність, якщо обмежуватися спостереженням інтерференційних смуг, порядок яких набагато менший від значення $m = \lambda/\Delta\lambda$. Тобто чим вищий порядок інтерференції *m*, тим вужчим повинен бути спектральний

інтервал, у якому її спостерігають.

Монохроматизацію світла можна досягти за допомогою світлофільтра або спектрального приладу. Роль монохроматора може відіграти людське око завдяки його здатності розрізняти кольори: під час спостереження оком можна чітко відрізнити максимум одного кольору від іншого. Однак ця здатність людського ока також обмежена, хоча й перевищує вибіркову здатність деяких фізичних фотоприймачів. Особливо важко людському оку відрізняти відтінки за наявності неперервного переходу. За цих умов око може розділити відмінності, якщо довжина світлової хвилі λ змінюється менше ніж на декілька нанометрів. Д. Релей вважав, що можна розрізнити відтінки, які відповідають двом компонентам жовтої лінії натрію, що відрізняються на 0,6 нм. Це, напевно, гранична чутливість ока до відтінків, що виявляється в разі спостереження двох близьких, але дискретних спектральних ділянок.

Немонохроматичність пов'язана з механізмом випромінювання. Випромінювання відбувається у вигляді цугів кінцевої довжини, внаслідок чого атом випромінює не монохроматичний пучок світла, а цілий спектр частот, ширина інтервалу якого обернено пропорційна до довжини цуга. Оскільки довжини цугів, що їх випромінює один і той же атом у різні моменти часу, взаємно не скорельовані, то очевидно, що інтерференція відбудеться тільки в разі повного або часткового перекриття хвиль, утворених з одного й того ж цугу. У підсумку спостерігають більш чи менш чітку інтерференційну картину, тобто виникає місце так звана *часткова когерентність*. Чіткість картини залежатиме від ступеня часткової когерентності двох цугів, отриманих з одного початкового.

Для характеристики часткової когерентності вводять поняття часу когерентності т_{ког} або довжини когерентності,

$$l_{\rm KOF} = c\tau_{\rm KOF}.$$
 (2.35)

Час когерентності – це тривалість цугу, а *довжина когерентності* – просторова довжина цугу. Час когерентності пов'язаний з шириною спектрального інтервалу ∆v:

$$\tau_{\rm KOT} = \Delta t = \frac{1}{\Delta v} \,. \tag{2.36}$$

З (2.36) можна визначити довжину когерентності *l*_{ког}, яка дорівнює відстані, на яку поширюється хвиля за час когерентності:

$$l_{\rm kor} = c\tau_{\rm kor} = \frac{c}{\Delta v}.$$
 (2.37)

Оскільки $\lambda = c/v$, то

$$\left|\Delta\lambda\right| = \frac{c\Delta v}{v^2} = \frac{\lambda^2 \Delta v}{c}.$$
 (2.38)

Якщо середню довжину спектрального інтервалу позначити через λ_0 , то отримаємо

$$l_{\rm kor} = \frac{c}{\Delta v} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda} \quad i \quad \tau_{\rm kor} = \frac{\lambda_0^2}{c\Delta \lambda} \,. \tag{2.39}$$

Довжина когерентності для нелазерних джерел світла становить приблизно десятки сантиметрів і менше. Для випадку лазерних джерел довжина когерентності може досягати 1 км і більше.

Обмеження, що його накладає на інтерференцію різниця ходу, пов'язане з довжиною когерентності. Якщо оптична різниця між інтерференційними променями такого ж порядку або більше від довжини когерентності, тобто $\Delta d \ge l_{\text{ког}}$, то інтерференційної картини не спостерігають. Для отримання чіткої інтерференційної картини необхідно, щоб різниця ходу була Δd мала порівняно з довжиною когерентності, тобто $\Delta d \le l_{\text{ког}}$. Значна контрастність буде при $\Delta d \ll l_{\text{ког}}$.

Залежність чіткості інтерференційної картини від різниці ходу, а різниці ходу від довжини когерентності дає змогу експериментально визначити довжину і час когерентності. Суть цього методу полягає у визначенні граничної різниці ходу

$$\Delta d \le c\tau_{\text{KOF}} = l_{\text{KOF}},\tag{2.40}$$

за якої інтерференцію ще спостерігають. Знайдена гранична різниця ходу дає змогу визначити довжину когерентності, звідки можна обчислити час когерентності.



Рис. 2.4. Вплив розмірів джерела на вигляд інтерференційної картини.

Після відповідних експериментів для червоної лінії кадмію ($\lambda = 654$ нм), Майкельсон з'ясував, що інтерферонційна картина зберігає видність аж до різниці ходу $\Delta d \sim 30$ см. Це означає, що в цьому випадку довжина когерентності становить дещо більше 30 см. Якщо

виконати відповідні досліди з одночастотними газовими лазерами, то чітка інтерференційна картина буде за різниці ходу близько 1 км і більше. Це означає, що довжина когерентності в цьому випадку набагато більше 30 см, а час когерентності значно перевищує $\Delta d/c = 10^{-7}$ с.

Для практично всіх інтерференційних дослідів важливе значення мають розміри джерела світла. Якщо розміри джерела значно менші від довжини світлової хвилі, то утворюється чітка інтерференційна картина, оскільки різниця ходу від будь-якої точки джерела до будь-якої точки інтерференційного поля завжди буде однаковою. Проте, насправді розміри джерела значно перевищують довжину світлової хвилі. Завжди інтерферують між собою хвилі, що виходять з точок, які є зображеннями однієї й тієї ж точки джерела. Тому у випадку джерела, розміри якого сумірні з відстанню між відповідними точками, отримують накладання багатьох інтерференційних картин, створюваних багатьма парами когерентних джерел. Ці картини зсунуті одна щодо одної так, що сумарна картина стає розмитою і за значної ширини джерела світла зникає.

Вплив розмірів джерела на чіткість інтерференційної картини можна виразити кількісно на підставі загальної інтерференційної схеми, зображеної на рис. 2.4, і за допомогою співвідношення між шириною джерела 2*b* й апертурою інтерференції 2ω.

Нехай AB – протяжне джерело світла шириною 2b. Інтерференційні максимуми, отримувані від точки S (середини джерела) на екрані, будуть розташовані в точках S_0 , S_1 , S'_1 та інших, утворивши смуги шириною B. Інтерференційні максимуми від краю джерела (наприклад, точка A) будуть розташовані в точках A_0 , A_1 , A'_1 та інших, зміщених на S_0A_0 , що залежать від розмірів джерела і параметрів схеми. Зміщення рівне

$$S_0 A_0 = SA \frac{PM}{SP}.$$
(2.41)

Якщо ввівши наведені вище позначення, то

$$S_0 A_0 = b \frac{d \sin \omega}{l} = \frac{bd}{l} \sin \omega \,. \tag{2.42}$$

Оскільки відстань 2*l* може бути досить значною і ширина смуги змінюється з віддаленням від центра картини, то ширина смуги

$$B = \frac{d \cdot \lambda}{2l}.$$
 (2.43)

Якщо зміщення однієї системи смуг (від *S*) щодо другої (від *A*) досягає половини ширини смуги ($S_0A_0 = 1/2B$), то інтерференційна картина від однієї половини джерела повністю розмиває картину від іншої половини, і тоді інтерференції не спостерігають. У разі великого зміщення ($S_0A_0 > \frac{1}{2}B$) максимуми не виникають. При $S_0A_0 = \frac{1}{2}B$ (збігання максимумів) вони знову стають чіткішими, однак загальний світлий фон підсилюється, картина стає менш контрастною і з подальшим збільшенням ширини джерела поступово зникає.

Інтерференційна картина є достатньо різкою, якщо S_0A_0 не перевищує приблизно ¹/₄ ширини смуги ($S_0A_0 \le {}^{1}\!\!/ 4 B$). Тоді умову чіткого спостереження інтерференції від протяжного джерела можна записати у вигляді

$$\frac{bd}{l}\sin\omega \le \frac{1}{4}\frac{d\lambda}{2l},\tag{2.44}$$

або

$$2b\sin\omega \le \frac{1}{4}\lambda. \tag{2.45}$$

Ця умова є в основі розрахунків допустимих розмірів джерела. Умова (2.45) – це умова, що пов'язує апертуру інтерференції та розміри протяжного джерела, за яких ще можливе спостереження чіткої інтерференційної картини. Якщо апертура інтерференції досягає 180° ($\omega = 90^{\circ}$), тобто промені, які повинні інтерферувати, йдуть приблизно в перпендикулярних напрямах, то розмір джерела повинен бути меншим від ¹/4 довжини хвилі.

Високу когерентність має лазерне випромінювання. Для того, щоб переконатись у цьому, проведено дослід Т. Юнга з лазерним джерелом світла. Випромінювання лазера виходило через два отвори на його торці й було спрямоване на екран, розташований на певній відстані від джерела. З'ясовано, що на екрані з'являлась чітка стійка в часі інтерференційна картина, а це свідчить про високу когерентність випромінювання, яке виходить від просторово розділених точок.

Розглянутий вище механізм випромінювання дає змогу отримати когерентні промені. Для досягнення когерентності необхідно один і той же світловий пучок розділити на два і примусити їх зустрітись так, щоб різниця ходу між інтерференційними променями була меншою від довжини когерентності. Залежно від способу розбиття пучка є два методи отримання когерентних джерел: *метод поділу хвильового фронту* і *метод поділу амплітуди*.

У методі поділу амплітуди хвильового фронту, що придатний тільки для достатньо малих джерел, пучок світла, який виходить від джерела, поділяється на два: або проходячи через два поряд розташовані отвори, або відбиваючись від дзеркальних поверхонь. У другому методі, що придатний як для малих, так і великих протяжних джерел, пучок ділиться на два в разі проходження і відбивання від напівпрозорої пластинки. Головною перевагою другого методу є можливість отримання пучків великої інтенсивності.

2.4. Класичні методи реалізації когерентних джерел

Для спостереження інтерференції світла потрібні спеціальні умови: світло від одного й того ж джерела потрібно розділити на два пучки (або декілька пучків) і потім накласти один на одний. 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. Уперше експеримент з демонстрації інтерференції світла провів Т. Юнг



Рис. 2.5. Схема досліду Юнга.

на початку XIX ст. Яскравий пучок сонячного світла освітлює екран з малим отвором S (рис. 2.5). Світло, ШО проходить через отвір. унаслідок дифракції утворює розбіжний пучок, який падає на інший екран з отворами S_1 і S₂, розташованими недалеко один від одного на однакових відстанях від S. Ці

отвори діють як вторинні точкові джерела з однаковою фазою, а промені, що виходять з них, перекриваються й утворюють інтерференційну картину, яку можна спостерігати на екрані. Відстань Δx між сусідніми смугами обчислюють за формулою (2.30).

Труднощі спостереження інтерференції світла в такому випадку пов'язані з тим, що довжина хвилі видимого світла дуже мала. При $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см і відстані d = 0,5 мм між джерелами S_1 і S_2 ширина інтерференційних смуг становить тільки 1 мм у разі віддалення екрана *E* на 1 м від отворів. Під час вимірювання ширини інтерференційних смуг Т. Юнг 1802 р. уперше визначив довжину світлової хвилі для різних кольорів.

За допомогою схеми досліду Т. Юнга можна з'ясувати, наскільки когерентні між собою коливання в перерізі світлового пучка, що досягає щілин S_1 і S_2 . Якщо змінювати відстань між щілинами S_1 і S_2 й одночасно вимірювати контрастність інтерференційної картини на екрані, то можна дослідити когерентність коливань на всій площі перерізу світлового пучка, що освітлює екран зі щілинами. Для кількісної характеристики таких досліджень у перерізі світлового пучка, перпендикулярного до напряму його поширення, вводять поняття *просторової когерентності*.

Кількісні результати визначення контрастності інтерференційної картини в схемі Юнга залежно від відстані між щілинами S₁ і S₂ дають змогу визначити просторову когерентність уздовж одного з діаметрів поперечного перерізу світлового пучка. Завдяки подібним вимірюванням у разі іншої орієнтації щілин S_1 і S_2 та розсовуванню їх уздовж іншого діаметра світлового пучка можна з'ясувати просторову когерентність уздовж іншого діаметра пучка і т.д.

Якщо світловий пучок створений точковим джерелом світла, то просторова когерентність по всьому перерізу світлового пучка однакова і дорівнює одиниці, що відповідає максимальній контрастності інтерференційної картини за умови використання монохроматичного світла. Якщо світловий пучок випромінюваний протяжним джерелом, наприклад, диском, розташованим симетрично щодо щілин S_1 і S_2 , то просторова когерентність буде максимальною поблизу центра перерізу пучка. Крім того, з віддаленням диска від площини екрана зі щілинами S_1 і S_2 просторова когерентність зростатиме.

У сучасній демонстраційній модифікації досліду Юнга як джерело світла використовують лазер. У цьому випадку для когерентного збудження вторинних джерел S_1 і S_2 немає потреби в допоміжному отворі S, оскільки в лазерному випромінюванні світлові коливання когерентні по всьому поперечному перерізу пучка (висока просторова когерентність лазерного випромінювання), а щілини вводять безпосередньо в пучок лазерного випромінювання.

Інший інтерференційний дослід, подібний до досліду Юнга, однак більше світлосильний і менше ускладнений явищем дифракції, провів О. Френель 1816 р. (*бідзеркала Френеля*). Дві когерентні світлові хвилі отримані внаслідок відбивання від двох дзеркал, площини яких нахилені під невеликим кутом б один до одного (рис. 2.6).

Джерелом слугувала вузька яскраво освітлена щілина *S*, паралельна до ребра між дзеркалами. Відбиті від дзеркал пучки падають на екран, і в тій його частині, де вони перекриваються, виникає інтерференційна картина.


Рис. 2.6. Бідзеркала Френеля.

Рис. 2.7. Біпризма Френеля.

Для розрахунку освітленості I(x)екрана вважають, що інтерференційні хвилі випромінювані вторинними джерелами S_1 і S_2 , які є уявними зображеннями щілини S у дзеркалах. Тому інтенсивність I(x)визначатиме формула, подібна до (2.28):

$$I(x) = 2I_0 \left[1 + \cos \frac{2ka\delta x}{a+b} \right], \qquad (2.46)$$

де a – відстань від джерела S до ребра дзеркал; b – відстань від ребра до екрана. Відстань d між джерелами, як видно з рис. 2.6, $d \approx 2a\delta$. Тоді ширина інтерференційної смуги на екрані

$$\Delta x \approx \frac{\lambda(a+b)}{2a\delta} \,. \tag{2.47}$$



паралельна до заломлювального ребра біпризми (рис. 2.7). У цьому випадку утворюються два близько розташовані уявні зображення S₁ і S₂ джерела S. Кожна половина біпризми відхиляє промені на невеликий кут:

$$\alpha = (n-1)\beta. \tag{2.48}$$



Рис. 2.8. Білінза Бійє.

V білінзі Бійє роль відікогерентних джерел дійсні зображення грають яскраво освітленої щілини, які утворюються, коли збірну лінзу розрізати по діаметру, а половинки розсунути (рис. 2.8).

У всіх описаних дослідах з первинним монохроматичним джерелом *S* інтерференційні смуги можна спостерігати

в будь-якому місці в ділянці перекриття розбіжних пучків від джерел S₁ і S₂.

2.5. Стоячі світлові хвилі. Світловий вектор

Потрібною умовою отримання стійкої інтерференційної картини є наявність хоча б двох взаємодійних когерентних променів. Як з'ясовано вище, головні методи отримання когерентних хвиль полягають у тому, щоб розщепити падаючу хвилю на дві й накласти їх одна на одну. Простим методом накладання двох когерентних хвиль є відбивання хвилі, що падає нормально на стінку; відбита в цьому разі хвиля поширюється в зворотному напрямі через ті самі ділянки середовища. У цьому випадку отримують інтерференційну картину, яка залежить від співвідношення фаз двох хвиль. Нехай рівняння падаючої хвилі

$$E_1 = E_0 \sin(\omega t - kx), \qquad (2.49)$$

тоді рівняння відбитої хвилі в точці x = 0

$$E_2 = E_0 \sin(\omega t + kx + \delta), \qquad (2.49)$$

де $k = 2\pi/\lambda$. Зміна знака при x відповідає зміні напряму поширення, а при δ – зміні фази в разі відбивання. Сумарна хвиля

$$E = E_1 + E_2 = 2E_0 \cos(kx + \frac{1}{2}\delta)\sin(\omega t + \frac{1}{2}\delta).$$
(2.50)

Формула (2.50) відображає, що амплітуда коливань дорівнює $2E_0\cos(kx + \frac{1}{2}\delta)$, тобто різна для різних точок середовища й змінюється від точки до точки за простим гармонічним законом. Множник $\sin(\omega t + \frac{1}{2}\delta)$ відповідальний за періодичну зміну з часом і не залежить від координати.

Той факт, що амплітуда змінюється за гармонічним законом засвідчує, що знак амплітуди залишається незмінним у межах півхвилі і змінюється на протилежний у разі зміни x на $\frac{1}{2}\lambda$, тобто на переході від однієї півхвилі до іншої. В межах однієї півхвилі всі E додатні, а в межах сусідньої – від'ємні. Можна сказати, що *стояча хвиля* – це хвиля, у якій фаза коливань є сталою в межах півхвилі і змінюється на π в разі переходу від однієї півхвилі до іншої.

Стояча хвиля має вузли і пучності. Вузли – точки, у яких амплітуда дорівнює нулю. Їх визначають з умови $kx + \frac{1}{2}\delta = \frac{1}{2} n\pi$ (n = 1, 3, 5, ... – непарні числа), вони розташовані на відстані півхвилі одна від одної. Пучності – це точки, у яких амплітуда є максимальною ($2E_0$), їх визначають з умови $kx + \frac{1}{2}\delta = \frac{1}{2} n\pi$ (n = 0, 2, 4, ... – парні числа).

Втрата півхвилі зумовлена тим, що в разі відбивання зміна напряму поширення хвилі приводить до зміни напряму векторів \vec{E} і \vec{H} на протилежний. Тобто один з векторів \vec{E} і \vec{H} , змінивши напрям на протилежний, повинен отримати додаткову зміну фази на π або втратити півхвилю.

У стоячій хвилі немає безперервного переміщення енергії в напрямі поширення хвилі, як у біжучих хвилях. Енергія стоячої хвилі локалізована й переходить від ділянки пучності \vec{E} (де вона має форму електричної) до ділянки пучності \vec{H} (перетворюється в магнітну) і зворотньо. Тобто замість протікання енергії насправді є її коливання, що супроводжуються переходом енергії з однієї форми в іншу. Ця обставина зумовила появу поняття "стояча хвиля".

Зміна фази електричного вектора *п* приводить до того, що його вузли в стоячій хвилі збігаються з пучностями магнітного вектора і навпаки, тобто

вузли й пучності електричного вектора зсунуті на чверть довжини щодо вузлів і пучностей магнітного вектора.

Викладене вище дає змогу експериментально визначити, який з двох векторів – електричний чи магнітний – чинить світлову дію на приймач (око, фотоплівку, фотоелементи тощо). Це зумовлено тим, що за певних умов експерименту можна передбачити положення вузлів і пучностей електричного та магнітного векторів.

Уперше дослід зі стоячими світловими хвилями провів *Вінер* 1890 р. (рис. 2.9). Плоске металеве (покрите срібним шаром) дзеркало освітлювали паралельним пучком монохроматичного світла, що падає нормально.



Рис. 2.9. Схема досліду Вінера.

Плоска пластина, якої тонка скляна поверхня покрита тонким шаром (товщиною менше 1/20 півхвилі падаючого світла) прозорої фотографічної емульсії, розташована на металевому дзеркалі ММ під невеликим кутом ф до його поверхні. Відбитий від дзеркала пучок інтерферує з пучком, що падає, унаслідок утворюється чого система стоячих світлових хвиль. Згідно з теорією відбивання світла від металевої поверхні, перший найближчий до дзеркала вузол електричного вектора розташований на поверхні дзеркала, оскільки за такого відбивання

саме електричний вектор змінює фазу на протилежну. Тобто перший вузол магнітного вектора буде розташований на відстані в чверть довжини світлової хвилі від дзеркала. Отже, перед дзеркалом виникне система вузлів і пучностей електричного та магнітного векторів, зміщених один щодо одного на чверть довжини хвилі.

Під впливом світла відбувається розклад бромистого срібла, що є в складі фотоемульсії на пластині. Якщо дія світла пов'язана з впливом електричного вектора, то поблизу поверхні дзеркала, де розташований вузол електричного вектора, не повинно виникнути почорніння, а перший чорний шар має утворюватись на пластині на відстані в чверть довжини світлової хвилі від поверхні дзеркала (в пучності електричного вектора). Надалі чорні (а також світлі) шари повинні бути розташовані один від одного на відстані λ/2.

Якщо світловий вплив зумовлений магнітним вектором, то повинна простежуватись зворотна картина, тобто перший чорний шар повинен бути розташований біля поверхні дзеркала. Як засвідчив дослід Вінера (на рис. 2.9 штриховою лінією позначені пучності електричного вектора), перший чорний шар розташований не біля поверхні дзеркала, а на відстані $\lambda/4$ від нього. Це є експериментальним доказом того, що світлова дія зумовлена саме електричним, а не магнітним вектором. Описаний дослід пов'язаний з труднощами визначення досить малої, близької до $\lambda/4$ відстані між вузлами і пучностями. Щоб подолати цю трудність, Вінер запропонував використовувати малий нахил пластини з емульсією до дзеркала, що дає змогу збільшити відстань між місцями почорніння. Справді, як випливає з рис. 2.9

$$AB = \frac{AC}{\sin\phi} = \frac{\lambda}{2\sin\phi},$$
 (2.51)

де AB – відстань між місцями почорніння. Вінер у дослідах брав $\phi \sim 1'$ і $AB \cong 1 - 2$ мм, що лише на чотири порядки більше від довжини видимого світла.

2.6. Інтерференція в тонких плівках. Локалізація інтерференційних смуг

Інтерференцію за методом поділу амплітуди спостерігати легше, ніж за методом поділу хвильового фронту. Розглянемо інтерференцію світла, відбитого двома поверхнями плоскопаралельної пластини, коли точка спостереження перебуває на безмежності. Тоді спостереження ведуться або оком, акомодованим на безмежність, або на екрані, розташованому у фокальній площині збиральної лінзи. В цьому випадку обидва промені, що йдуть від *S* до

P, утворені одним падаючим променем і після відбивання від передньої і задньої поверхонь пластин паралельні один до одного (рис. 2.10).

Оптична різниця між ними в точці спостереження буде визначатись наступним чином:



Рис. 2.10. Інтерференція в тонкій плівці.

де
$$n$$
 – показник заломлення
матеріалу пластини. Вважають, що
над пластиною міститься повітря
 $(n_1 \approx 1)$. Оскільки $|AB| = |BC| = \frac{2h}{\cos r}$,
 $|AD| = 2nhtgrsini$ (h – товщина плас-
тини, i i r – кути падіння і
заломлення на верхній поверхні;
sin $i = n$ sin r), то для різниці ходу

 $\Delta = n(|AB| + |BC|) - |AD|, \quad (2.52)$

$$\Delta = 2nh\cos r \,. \tag{2.53}$$

Оскільки в разі відбивання хвилі від верхньої поверхні пластини її фаза, згідно з формулами Френеля, змінюється на *π*, то сумарна різниця фаз у точці спостереження:

$$\delta = \frac{4\pi nh\cos r}{\lambda_0} \pm \pi = \frac{4\pi h\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}{\lambda_0} \pm \pi , \qquad (2.54)$$

де λ₀ – довжина хвилі у вакуумі.

Різниця фаз δ визначена кутом *i*, який однозначно пов'язаний з положенням точки *P* у фокальній площині лінзи. Вона не залежить від положення джерела *S*, якщо джерело перемістити, то різниця фаз двох хвиль в точці *P* залишиться попередньою. Звідси випливає, що при використанні протяжного джерела інтерференційні смуги будуть настільки ж чіткими як і для точкового джерела: кожний елемент протяжного джерела створює у фокальній площині лінзи свою інтерференційну картину, причому розташування смуг у

всіх цих картинах практично однакове. В такому випадку говорять, що смуги *локалізовані*. В наведеному вище випадку вони локалізовані на безмежності.

Згідно з формулою (2.53), положення світлих смуг визначає умова

$$2nh\cos r \pm \frac{\lambda}{2} = m\lambda, \qquad (2.55)$$

де *m* = 1, 2, 3...– порядок інтерференції. Смуга, що відповідає заданому порядку інтерференції, зумовлена світлом, що падає на пластину під певним кутом *i*. Тому такі смуги називають *інтерференційними смугами однакового нахилу*, вони мають вигляд концентричних кілець.

Смуги однакового нахилу можна спостерігати не тільки у відбитому світлі, а й у світлі, що пройшло через пластину. В цьому випадку один промінь проходить прямо, а інший – після двох відбивань на внутрішньому боці пластини.

У білому світлі інтерференційні плівки забарвлені. Тому таке явище інколи називають *кольорами тонких плівок*. Його легко спостерігати на мильних бульбашках, на тонких плівках бензину, що плаває на поверхні води, на плівках окислів, що виникають на поверхні металів у разі їхнього загартування.

Вище розглянуто випадок, коли падаючий промінь є монохроматичним. Якщо падаюче світло не монохроматичне, то кожна складова утворює свою систему інтерференційних смуг, зміщених одна щодо одної. Яскравими прикладами інтерференції в тонких плівках у разі падіння на них білого (немонохроматичного) світла є різнокольорова картина у мильних бульбашках, тонких шарах мастила чи бензину на поверхні води, забарвлення поверхонь полірованих сталевих виробів тощо.

У випадку виникнення інтерференційної картини суттєву роль відіграє товщина пластини. Інтерференцію від пластини можна спостерігати до певної товщини. Визначимо залежність положення інтерференційних смуг від товщини пластини. Для цього запишемо умову знаходження сусідніх максимумів:

$$2nh\cos r_m \pm \frac{\lambda}{2} = m\lambda, \ 2nh\cos r_{m+1} \pm \frac{\lambda}{2} = (m+1)\lambda.$$
 (2.56)

Звідси можна знайти

$$r_m^2 - r_{m+1}^2 = \frac{\lambda}{hn} \,. \tag{2.57}$$

Тобто так звана кутова відстань $r_m^2 - r_{m+1}^2$ між сусідніми максимумами за заданої довжини хвилі обернено пропорційна до товщини пластини – зі збільшенням



Рис. 2.11. Інтерференція від пластини змінної товщини.

товщини пластини максимуми і мінімуми зближаються один з одним і за певної товщини інтерференційна картина зникає.

Розглянемо поверхню прозорої пластини змінної товщини *ABCD* (оптичний клин), яку освітлює джерело світла, розташоване на достатньо великій відстані, так що пучок падає

2.11). Довільний промінь, нормально (рис. ЩО падає від джерела монохроматичного світла, частково відбивається від верхньої поверхні, частково проходить усередину пластини й після відбивання від нижньої поверхні виходить назовні (промені 2 і 2'). Оскільки промені 1, 2 та 1' і 2' когерентні між собою, то вони будуть інтерферувати залежно від конкретного значення різниці ходу між ними виникатимуть максимуми і мінімуми. Запишемо різницю ходу між інтерференційними променями 1, 2 та 1' і 2', припустивши, що промені 1 і 2 дають *m*-максимум, а промені 1' і 2' – (*m*+1) максимум:

$$2d_1\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda}{2} = m\lambda;$$

$$2d_2\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda}{2} = (m+1)\lambda.$$
 (2.58)

Якщо відома відстань між сусідніми максимумами Δ*x*, то можна знайти кут α клиноподібної пластини:

$$\alpha = \frac{\lambda}{2n\Delta x}.$$
(2.59)

За достатнього віддалення джерела від поверхні пластини кути падіння променів на пластину можна вважати однаковими. Тоді різниця ходу між інтерференційними променями буде визначена товщиною пластини в точках *М* чи *N*. Звідси випливає, що всім точкам поверхні пластини однакової товщини відповідає одна й та ж інтерференційна картина. Відповідно, максимуми (мінімуми) однакової інтенсивності відповідають точкам поверхні, у яких товщина пластини має одне і те ж значення. Звідси виникла назва "*смуги, або лінії, однакової товщини*". Залежно від форми пластини змінюється і форма інтерференційних смуг. Зокрема, для оптичного клина, вони мають вигляд прямих, паралельних до ребра клина.

Інтерференційна картина від пластини змінної товщини простежується в тому випадку, коли на екран за допомогою лінзи проектують зображення верхньої поверхні самої пластини. Картина зникає, коли на екран проектують зображення джерела. Оскільки смуги однакової товщини видно на поверхні пластини (у разі фокусування на поверхню), то таку інтерференційну картину називають локалізованою на поверхні пластини.



Рис. 2.12. Кільця Ньютона.

Інтерференцію смуг однакової товщини можна спостерігати на вертикально розташованій мильній плівці. В такому положенні внаслідок стікання рідини вниз під дією сил гравітації плівка потовщується внизу, тобто має змінну товщину.

Якщо спостереження проводити в монохроматичному світлі, то

інтерференційна картина є чергуванням світлих і темних смуг. У разі спостереження в білому світлі плівка забарвлюється в різні кольори, у цьому випадку відхилення від паралельності поверхні пластини повинно бути 80 незначним. Незначне відхилення від паралельності приводить до значного зближення смуг однакової товщини, що сприяє злиттю смуг інтерфернційної картини, які відповідають різним довжинам хвиль.

Кільця Ньютона. Кільцеві смуги однакової товщини, які спостерігають у повітряному прошарку між випуклою сферичною поверхнею лінзи малої кривини і плоскою поверхнею скла, що дотикаються, називають кільцями Ньютона (рис. 2.12). Якщо на систему нормально до поверхні пластини падає пучок монохроматичного світла, то світлові хвилі, відбиті від верхньої і нижньої меж повітряного прошарку, будуть інтерферувати між собою. У цьому разі виникає така картина: в точці дотику видно чорну пляму, оточену рядом концентричних світлих і чорних кілець, товщина яких зменшується.

Їхній загальний центр розташований у точці дотику. У відбитому світлі центр темний, оскільки за товщини повітряного прошарку, набагато меншої від довжини світлової хвилі λ , різниця фаз хвиль, що інтерферують, приблизно дорівнює π (рис. 2.13). Товщина *h* повітряного прошарку пов'язана з відстанню *r* до точки дотику:

$$h = R - \sqrt{R^2 - r^2} = R \left(1 - \sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}} \right) \approx \frac{r^2}{2R}.$$
 (2.60)

Радіус *г*_т т-темного кільця визначають зі співвідношення

$$r_m = \sqrt{mR\lambda} \ (m = 0, 1, 2, ...),$$
 (2.61)

а радіуси світлих кілець

$$r_m = \sqrt{R\lambda\left(m - \frac{1}{2}\right)} \tag{2.62}$$

При спостереженні в прохідному світлі втрати півхвилі немає і тому темні і світлі кільця міняються місцями. При спостереженні в монохроматичному світлі виникає чергування темних і світлих кілець. В білому ж світлі внаслідок залежності радіуса кільця від довжини хвилі виникають кольорові смуги, так звані кольори Ньютона.



Рис. 2.13. Кільця Ньютона у відбитому (*a*) і пройденому світлі (б).

Кожна смуга починається від центра фіолетовим і закінчується червоним кольором.

Легко довести, що, тоді як радіус кільця пропорційний до квадратного кореня з відповід-

ного порядку, то відстань між сусідніми кільцями зменшується зі зростанням *m*:

$$\Delta r_m = r_{m+1} - r_m \approx \frac{\sqrt{R\lambda}}{2\sqrt{m}}.$$
(2.63)

Тобто під час спостереження в білому світлі на деякій відстані від центра буде накладання різних порядків інтерференції. Тому з віддаленням від центра екран стає щораз рівномірніше освітленим. Для спостереження максимумів високих порядків потрібно користуватись світлофільтрами. З віддаленням лінзи від пластини, тобто зі збільшенням товщини повітряного прошарку, кільця Ньютона стискаються і кожного разу при зі збільшенням відстані на півхвилю одне з них зникає.

Установка Ньютона дає змогу простим методом приблизно визначити довжину світлової хвилі. Для цього, як випливає з формули (2.61), достатньо визначити радіус *m*-темного кільця за відомого радіуса кривини лінзи *R*.

2.7. Багатопроменева інтерференція. Інтерферометри, їхні характеристики та застосування

За умов відбивання світла від поверхонь прозорих пластин унаслідок малого коефіцієнта відбивання не брали до уваги промені, відбиті два або більше разів. Однак коли інтенсивності багаторазово відбитих променів близькі одна до одної, то їхній внесок у загальну інтенсивність потрібно враховувати.

Реалізація цього випадку – випадок багатопроменевої інтерференції – залежить від значень коефіцієнтів відбивання і пропускання.



У випадку інтерференції від паралельної плоско пластинки було розглянуто лише два промені 1 і 2, інтенсивність яких мало відрізняється одна від одної (рис. 2.14). Оскільки промінь 3 зазнає триразового відбивання, що приводить до значного послаблення його інтенсивності, то його внеском у загальну інтенсивність можна знехтувати. Для

Рис. 2.14. Багатопроменева інтерференція.

спостереження чіткої інтерференційної картини у відбитому світлі поверхні пластини повинні мати низький коефіцієнт відбивання. Інтерференцію можна також спостерігати у пройденому світлі (промені *l'*, *2'*, *3'* та ін.). За малого коефіцієнта відбивання внаслідок великої різниці між інтенсивностями променів *l'* і *2'* контрастність інтерференційної картини в пройденому світлі дуже мала. Інтерференційна картина в цьому випадку стає чіткою, якщо поверхні мають великий коефіцієнт відбивання. Відповідно, за низького коефіцієнта відбивання чітка інтерференційна картина простежується у відбитому, а за його високого значення – у світлі, яке пройшло. Через наявність додаткової різниці ходу, зумовленої відбиванням і такої, що дорівнює половині довжини хвилі, інтерференційні картини у відбитому і пройденому світлі взаємно доповнюють одна одну, тобто світлим смугам однієї картини відповідають темні смуги іншої.

Нехай плоска монохроматична світлова хвиля падає під кутом *i* на поверхню плоско паралельної пластини. Показники заломлення пластини і навколишнього середовища, відповідно, дорівнюють *n* і *n*₀. Коефіцієнти

відбивання і пропускання за інтенсивністю позначимо, відповідно, через R і T. Якщо поглинанням усередині пластини знехтувати, то R + T = 1. Унаслідок багаторазового відбивання на межі поділу виникає сукупність паралельних променів, що пройшли і відбились від пластини. Очевидно, що різниця ходу між двома сусідніми променями, які вийшли з пластини,

$$\Delta d = 2hn\cos r \,, \tag{2.64}$$

де *h* – товщина пластинки; *r* – кут заломлення. Цій різниці ходу відповідає різниця фаз:

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} 2hn \cos r , \qquad (2.65)$$

де λ – довжина падаючої хвилі у вакуумі.

Інтерференційну картину характеризують різкістю смуг. Цей параметр вимірюють півшириною смуги. Півширина смуг дорівнює відстані між точками, що відповідають половині максимального значення інтенсивності. Як *параметр різкості* Φ інтерференційної картини беруть співвідношення відстані між сусідніми смугами до півширини δ. Згідно з визначенням півширини смуги,

$$\frac{I_{\rm np}}{I_{\rm nag}} = \frac{1}{2}.$$
 (2.66)

Це виконується при $\Delta \phi = m \cdot 2\pi \pm \frac{\delta}{2}$. Оскільки відстань між сусідніми смугами відповідає зміні $\Delta \phi$ на 2π , то для різкості смуг Φ отримаємо

$$\Phi = \frac{2\pi}{\delta} = \sqrt{\frac{\pi R}{1 - R}} \,. \tag{2.67}$$

Під час спостереження багатопроменевої інтерференції в білому світлі смуги забарвлюються в різні кольори. Смуги, що належать різним довжинам хвиль, у білому світлі розділені чіткіше.

Двопроменеві інтерферометри. Інтерферометри – це прилади, дія яких грунтується на явищі інтерференції світла. Вони призначені для точного вимірювання довжин, кутів, характеристик оптичних поверхонь, показників заломлення середовищ або їхніх змін, спектрального складу досліджуваного випромінювання. Інтерферометри, де використано два просторово розділені промені, називають двопроменевими. Є багато різновидів інтерферометрів.

Інтерферометр Майкельсона складається з двох плоских дзеркал M_1 , M_2 і прозорої пластини Π_1 . На одну з поверхонь пластини нанесено відбивний шар з коефіцієнтом відбивання $R \approx 0.5$. Промінь, що падає на цю пластину,



Рис. 2.16. Хід променів в інтерферометрі Майкельсона.

поділяється на два (промені *l* і *2*) з приблизно однаковими інтенсивностями (рис. 2.16).

Промені 1 і 2 після відбивання від дзеркал M₁ і M₂ виходять з пластини й потрапляють в зорову трубу. Як видно з рис. 2.16 промінь *1* проходить через пластину один раз, тоді як промінь 2 – тричі. Тому на шляху променя 1 поміщають пластину Р₂, що має таку ж товщину, як i пластина P_1 . Віл повітряного прошарку, утвореного дзеркалом M_1 і зображенням дзеркала

 M_2 , в пластині P_1 простежують інтерференційну картину. Залежно від відносного розташування дзеркал M_1 і M_2 буде інтерференція смуг однакового нахилу або однакової товщини. Переміщенням одного з дзеркал (зазвичай за допомогою спеціального мікрометра) паралельно до нього ж змінюють різницю ходу, яка дорівнює подвоєній відстані між попереднім і новим положеннями дзеркала. Залежно від напряму переміщення дзеркал максимуми і мінімуми будуть розходитись або сходитись до центра. Зміщення інтерференційної смуги можна оцінити з точністю до величини порядку 1/50 смуги. Інтерферометр Майкельсона використовують для досить точних (порядку $\approx 10^{-7}$ см) вимірювань довжин; за його допомогою проведено важливий експеримент (Майкельсона–Морлі), що довів відсутність ефірного вітру, а також виконано систематичне вивчення тонкої структури тонких ліній. Він відіграв важливу роль у підтвердженні теорії відносності.

Інтерферометр Жамена складається з двох однорідних однакових плоско паралельних пластин товщиною h, які виготовлені з матеріалу з показником заломлення n (рис. 2.17). Промінь із точкового джерела S, падаючи під кутом i_1 на першу пластину, буде частково відбиватись від верхньої поверхні (промінь 1) і частково проходити всередину й відбиватись від нижньої поверхні (промінь 2). Отже на другу пластину, що є під кутом φ до першої, будуть падати два промені. Кожний з цих променів після відбивання у другій пластині подвоюється, і в підсумку отримаємо чотири паралельні промені. Когерентні промені 2' і 3 будуть інтерферувати.

Різниця ходу променів в інтерферометрі Жамена визначена зі співвідношення

$$\Delta = 2hn(\cos r_1 - \cos r_2). \tag{2.68}$$

За досить малого кута падіння φ між пластинами можна прийняти $r_1 \sim r_2$. З урахуванням закону заломлення світла $n \sin r = \sin i$ можна довести, що різниця ходу в інтерферометрі Жамена

$$\Delta = 2hn\sin\delta r \cong h\varphi\sin i . \tag{2.69}$$

Як видно з формули (2.69), різниця ходу в інтерферометрі Жамена залежить від товщини пластин *h*, кута між ними *q* і кута падіння променя на пластину *i*.

Умова виникнення максимумів в інтерферометрі Жамена має вигляд

$$h\varphi\sin i = m\lambda. \tag{2.70}$$

Ширина інтерференційної смуги залежить від кута φ . Справді, у разі переходу до сусіднього максимуму різниця ходу променів змінюється на λ , тому, позначивши через Δi відповідну зміну кута падіння, можна знайти кутову ширину інтерференційної смуги

$$\Delta i = \frac{\lambda}{h\varphi\cos i}.\tag{2.71}$$



Рис. 2.17. Інтерферометр Жамена.

3 формули (2.71) бачимо, що чим менший кут ф, тим ширша інтерференційна смуга. Тобто для отримання чіткої інтерференційної картини між пластинами КУТ повинен бути мінімальним. У разі паралельного розташування пластин $\phi = 0$, різниця ходу $\Delta d = 0$. Оскільки цьому випадку ширина В інтерференційної смуги більша від піл яким ведуть кута, інтерференційної спостереження картини, то все поле зору буде

забарвлене в один колір, якщо світло монохроматичне, і рівномірно забарвлене, якщо світло біле. Щоб у цьому випадку спостерігати інтерференційну картину, потрібно на поверхню першої пластини скерувати розбіжний пучок світла. У разі такого освітлення пластини буде видно інтерференцію смуг однакового нахилу.

Інтерферометр Жарена має деякі недоліки: досить важко виготовити досить однорідну товсту пластину; зменшення товщини пластини приводить до розмиття інтерференційної картини; внаслідок поглинання склом ультрафіолетових променів виникає потреба виготовляти пластин з кварцу, що є надзвичайно трудомістким і дорогим процесом.

За допомогою інтерферометра можна визначити незначні зміни показника заломлення прозорих тіл (газів, рідин і твердих тіл) залежно від зміни зовнішніх чинників (температури, тиску, посторонніх домішок тощо). Для цього на шляху інтерференційних променів встановлюють кювети завдовжки l (рис. 2.18). Одна кювета заповнена газом з відомим (n_0), а інша – з невідомим (n_x) показниками заломлення. Внаслідок ідентичності кювет додаткова різниця ходу, що виникає між інтерференційними променями,

$$\Delta d = l(n_x - n_0). \tag{2.72}$$

Зміна різниці ходу приведе до відповідного зсуву інтерференційних смуг.



Зсув смуг можна характеризувати відношенням додаткової різниці ходу до довжини хвилі:

$$m_0 = \frac{\Delta d}{\lambda} = \frac{l(n_x - n_0)}{\lambda}, \qquad (2.73)$$

Рис. 2.18. Схема інтерференційного рефрактометра.

де *m*₀ відображає, на яку частину ширини інтерференційної смуги

змістилась інтерференційна картина. Очевидно, що значення m_0 можуть бути як дробовими, так і цілими числами. Якщо виміряти m_0 за відомих l, n_0 , λ , то можна обчислити

$$n_x = n_0 + \frac{m_0 \lambda}{l}. \tag{2.74}$$

Інтерферометри, які слугують для вимірювання показників заломлення, називають *інтерференційними рефрактометрами*.

Можна оцінити ступінь точності вимірювань, виконаних інтерферометрами типу Жамена. Як видно з (2.74), зміна показника заломлення

$$\delta n = \frac{m_0 \lambda}{l}.\tag{2.75}$$

При l = 10 см, $m_0 = 0,1$, $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см отримаємо $\delta n \sim 5 \cdot 10^{-7}$. Отже, подібні інтерферометри дають змогу виміряти зміну показника заломлення з точністю до одної мільйонної, що свідчить про високу чутливість інтерференційних вимірювань.

Інтерферометр Рождественського складається з двох дзеркал \mathcal{A}_1 і \mathcal{A}_2 , та двох напівпрозорих пластин Π_1 і Π_2 (рис. 2.19). Коефіцієнти відбивання пластин Π_1 і Π_2 підбирають так, щоб інтенсивність світлових променів 1 і 2 була приблизно однакова. Для того, щоб можна було працювати в ультрафіолетовій ділянці спектра пластини виготовляють з кварцу.

Напрямлений на пластину Π_1 промінь розбивається на два, які напрямлені на дзеркала Λ_1 і Λ_2 . Відбиті від дзеркал промені *1* і *2* частково проходять у



Рис. 2.19. Схема інтерферометра Рождественського.

пластину Π_2 , а частково зазнають відбивання, у підсумку промені l' і 2'потрапляють на щілину спектрографа або інтерференційну картину спостерігають безпосередньо. Зміною відстані між Π_1 і \mathcal{I}_1 можна отримати потрібне розходження променів l' і 2'.

Багатопроменеві інтерферометри. Інтерферометр Фабрі–Перо складається з двох скляних або кварцових пластин (рис. 2.20). Їхні внутрішні поверхні плоскі, строго паралельні одна до одної й частково покриті прозорою плівкою з високою відбивною здатністю ($R \approx 0,9-0,99$). Для усунення шкідливого впливу світла, відбитого зовнішніми поверхнями пластин, їх роблять так, щоб вони утворювали невеликий кут з внутрішніми поверхнями. Пластини можна пересовувати в перпендикулярному напрямі одна щодо одної. Якщо відстань між пластинами чітко фіксована, тобто пластини нерухомі, то такий інтерферометр називають еталоном Фабрі–Перо.

Розбіжний пучок світла від протяжного джерела падає на інтерферометр. У цьому разі виникає інтерференційна картина, що є набором кривих однакового нахилу – концентричними колами. Щоб спостерігати цю картину, локалізовану на екрані, потрібно встановити збиральну лінзу так, щоб її фокальна площина збігалася з площиною екрана. Чіткість інтерференційної картини буде залежати від коефіцієнта відбивання нанесеної на пластини плівки. Умова інтерференції для інтерферометра Фабрі–Перо така:

$$2l\cos r = m\lambda \tag{2.76}$$



Рис. 2.20. Інтерферометр-Перо.

відстань ле *l* – між пластинами. Згідно 3 формулою (2.76),за незмінної відстані між пластинами порядок збільшуінтерференції 3i ється зменшенням кута заломлення r. Найбільше можливе значення *т* отримуємо

при cos*r* = 1 (при *r* = 0), тобто найбільший порядок інтерференції буде в центрі картини. Тоді для *m* отримаємо

$$m = \frac{2l}{\lambda}.$$
 (2.77)

Як видно з (2.77), чим більша відстань l (зазвичай вона змінюється від 1 до 100 мм), тим вищий порядок інтерференції, який спостерігають у центрі картини. Наприклад, для $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см і l = 5 см порядок інтерференції $m \approx 200\ 000$.

Кутова ширина інтерференційних смуг

$$\delta r = -\frac{\lambda}{2l\sin r} \tag{2.78}$$

тим менша, чим більше значення *l*.

Інтерферометр (пластина) Люммера–Герке складається з плоско паралельної скляної або кварцової однорідної пластини товщиною 3–10 мм і довжиною 10–30 см (рис. 2.21). Промені світла від джерела надходять на зрізаний кінець пластини так, щоб на межу поділу промінь падав під кутом,

трохи меншим від граничного. Таке падіння променя забезпечує приблизно однакову інтенсивність 10–15 променів, що виходять з пластинки.



Це зумовлено тим, що в разі кожного відбивання від внутрішньої поверхні пластини із системи виходить досить мала частина падаючої світлової енергії (оскільки $R \approx 1$).

У фокальній площині збиральної лінзи утворю-

Рис. 2.21. Інтерферометр (пластина) Люмера–Герке.

ються інтерференційні смуги однакового нахилу, які відповідають променям, що виходять з нижньої і верхньої поверхонь пластини. Кількість ефективних променів обмежена довжиною пластини. На пластині Люммера–Герке спостерігають інтерференційні смуги дуже високого (десятки тисяч) порядку Це дає змогу використовувати її в поєднанні з іншим спектральним приладом головно для дослідження структури спектральних ліній.

Форма інтерференційної картини, положення максимумів і мінімумів залежать від товщини і форми пластин, кута між їхніми поверхнями, стану підставі Відповідно, й поверхні. на вивчення форми положення інтерференційних смуг можна зробити висновок про властивості досліджуваної інтерференційні Тобто явища можна поверхні. використовувати лля вимірювання фізичних параметрів прозорих тіл. Цінність інтерференційного методу полягає в тому, що він чутливий до малої зміни параметрів, оскільки довжина світлової хвилі має порядок 10-7 м.

У всіх сучасних оптичних пристроях застосовують багаторазові відбивні поверхні. Під час кожного відбивання інтенсивність пройденого світла і його світлосила зменшуються. Явище інтерференції дає змогу звести до мінімуму коефіцієнт відбивання поверхонь різних елементів оптичної системи – досягти *просвітлення* оптики. Для цього на поверхню елемента, наприклад лінзи, методом напилення у вакуумі наносять тонкі плівки з меншим коефіцієнтом заломленням, ніж у матеріалу лінзи.

Контрольні питання

- 1. Що таке інтерференція світла?
- 2. Чому дорівнює сумарна напруженість та інтенсивність електричного поля двох інтерференційних хвиль?
- 3. Які хвилі називають когерентними?
- 4. Що таке оптична різниця ходу двох променів?
- 5. Чим зумовлена немонохроматичність випромінювання?
- 6. Чи можуть інтерферувати немонохроматичні хвилі?
- 7. Що таке час і довжина когерентності?
- 8. Чи впливають розміри джерела на інтерференційну картину?
- 9. У чому полягає інтерференція за методом поділу хвильового фронту?
- 10. У чому полягає інтерференція за методом поділу амплітуди?
- 11. Які є способи отримання когерентних джерел світла?
- 12. Що таке стояча світлова хвиля?
- 13. Що таке смуги однакового нахилу й однакової товщини?
- 14. Як виникають кільця Ньютона?
- 15. Що таке інтерферометр?

Розділ З ДИФРАКЦІЯ СВІТЛА

3.1. Принцип Ґюйгенса–Френеля

У явищах дифракції, як і в інтерференції, на першому плані є хвильові властивості світла. Під дифракцією світла звичайно розуміють відхилення від простих законів поширення світла, описуваних геометричною оптикою. Дифракцію можна спостерігати, коли на шляху променя є перешкода: чи то непрозоре тіло довільної форми, ЧИ отвори в екранах. Зa законом прямолінійного поширення світла геометричної оптики, в цьому випадку на екрані повинна бути тінь або освітлена частина екрана, що різко відмежована від тих місць, де світло потрапляє. Однак дослід засвідчує, що замість чіткої межі між світлом і тінню утворюється доволі складна картина розподілу освітленості, що складається з темних і світлих ділянок – дифракційних смуг. Дифракція виявляється тим чіткіше, чим менші розміри перешкод, і чим більша довжина світлової хвилі.

Явище дифракції з погляду хвильової оптики вперше пояснив О. Френель. Він врахував можливість взаємної інтерференції вторинних хвиль, доповнивши принцип Ґюйгенса, який пізніше отримав назву принципу Ґюйгенса–Френеля.

Розглянемо монохроматичну світлову хвилю довжиною λ , що поширюється в однорідному середовищі з джерела *S* у деяку точку спостереження *P*. У загальному випадку можна охопити джерело замкнутою поверхнею довільної форми. Для простоти нехай це буде сферична поверхня радіусом *R* (рис. 3.1).

Згідно з принципом Ґюйгенса–Френеля, кожну ділянку світної поверхні (хвильового фронту) розглядають як центр вторинного джерела. Якщо між джерелом S і точкою спостереження є непрозорий екран з отвором, то в усіх точках екрана амплітуда вторинних хвиль дорівнює нулю. Якщо між джерелом S і точкою спостереження міститься непрозора перешкода AB, то допоміжну

93

поверхню вибирають такою, щоб непрозора частина екрана збігалася з відповідною частиною хвильового фронту. Амплітуди коливань у тій частині поверхні, що відповідає перешкоді, зберігаються такими, як і тоді, коли її нема.

Нехай між джерелом і точкою спостереження є непрозорий екран з перешкодою. Сумарне збурення в точці спостереження можна знайти *методом зон Френеля*. Згідно з цим методом, фронт хвиль (світна поверхня) ділиться на кільцеві зони з центром у точці M_0 так, щоб прямі, які з'єднують краї кільцевих зон з точкою спостереження, відрізнялись на $\lambda/2$. Тоді коливання від сусідніх зон будуть надходити в точку спостереження з протилежними фазами. В цьому разі сумарна амплітуда в точці спостереження



 $E_0 = E_{01} - E_{02} + E_{03} - E_{04} + ... \mp E_{0i}$.(3.1) Знак "+" перед E_{0i} відповідає непарному, а "–" – парному номеру зон. E_{0i} – амплітуда збурення, зумовлена *i*-ю зоною Френеля

$$E_{0i} = f(\alpha_i) \frac{E_0}{r_i} \Delta s_i \qquad (3.2)$$

Рис. 3.1. Побудова зон Френеля.

і залежить від площі Δs_i *i* - зони, кута дифракції α_i та відстані r_i між *i*-ю зоною і

точкою спостереження.

Площу і-ї зони можна знайти зі співвідношення

$$\Delta s_i = \pi \frac{ab}{a+b} \lambda, \qquad (3.3)$$

де a – відстань від джерела до *i*-ї зони; а b – відстань від зони до точки спостереження. Як видно з формули (3.3), площа зон Френеля не залежить від їхнього номера. Зі зростанням номера зони відповідні їм амплітуди в точці спостереження монотонно зменшуються, тобто $E_{01} > E_{02} > E_{03} > E_{04} > ...$ Монотонне зменшення амплітуди E_{0i} дає змогу виразити амплітуду середньої зони через амплітуду сусідніх зон приблизно так:

$$E_{0i} = \frac{1}{2} \Big(E_{0(i-1)} + E_{0(i+1)} \Big). \tag{3.4}$$

Вираз (3.4) допомагає значно спростити вираз (3.1), а саме:

$$E_0 = \frac{E_{01}}{2} \pm \frac{E_{0i}}{2}, \qquad (3.5)$$

де знак "+" відповідає непарному, а "–" – парному номеру зон Френеля (*i* – кількість зон Френеля, що накладаються на отвір екрана).

Нехай в отворі непрозорого екрана вміщається тільки одна зона Френеля. Якщо радіус отвору поступово збільшувати, то кількість активних зон Френеля в точці *P* буде безперервно зростати, набуваючи послідовно парних і непарних значень. Унаслідок такої зміни радіуса отвору сумарна інтенсивність у точці *P* буде періодично зменшуватись і збільшуватись.

Як випливає з формули (3.5), у разі повністю відкритого фронту амплітуда сумарного коливання в точці спостереження дорівнює половині амплітуди коливань, створюваних лише першою зоною. Сумарна амплітуда в точці спостереження визначена не лише амплітудою коливання першої зони, а й амплітудою останньої зони. Залежно від загальної кількості зон вплив останньої зони може бути помітним, або ним можна знехтувати. Наприклад, при *i* >> 1 амплітудою останньої зони можна знехтувати.

Метод зон Френеля для обчислення сумарної амплітуди приводить до таких висновків

- У разі повністю відкритого фронту хвилі сумарна інтенсивність дорівнює 1/4 частини інтенсивності, створюваної в цій же точці лише першою зоною Френеля.
- Якщо площа круглого отвору на непрозорому екрані така, що на ньому накладається лише перша зона Френеля, то інтенсивність світла в точці спостереження буде в чотири більшою від відповідної інтенсивності в разі повністю відкритого фронту.

- Якщо закрити всі парні (або ж усі непарні) зони, то сумарна амплітуда буде $E_{0B} = E_{01} + E_{03} + E_{05} + \dots$ (бо ж $E_{0B} = E_{02} + E_{04} + E_{06} + \dots$), тобто інтенсивність значно збільшується порівняно з тою, яка була без перекриття.
- Якщо змінити фази усіх парних (або непарних) зон на протилежні, то $E_{0B} = E_{01} + E_{02} + E_{03} + E_{04} + E_{05} + \dots$, тобто отримаємо ще більше підсилення інтенсивності.

Пластину, виготовлену з прозорих і непрозорих кілець радіусами

$$r_m = \sqrt{m \frac{ab}{a+b}} \lambda \,, \tag{3.6}$$

які послідовно чергуються, називають зонною пластиною Френеля. Зонна пластина поводиться подібно до лінзи з безмежною кількістю фокусів. Її можна виготовити за допомогою картини кілець Ньютона, оскільки послідовність радіусів кілець Ньютона підпорядкована формулі (3.6). Тому зонні пластини Френеля матимуть вигляд, як на рис. 2.13, де *а* відповідає відкритим непарним зонам, а δ – відкритим парним зонам.

Якщо пластину, показану на рис. 2.13, помістити у відповідне місце сферичної хвилі, тобто розташувати на відстані a від точкового джерела і на відстані b від точки спостереження на лінії, що з'єднує ці дві точки, то для світла з довжиною хвилі λ вона прикриє всі парні зони і залишить вільними всі непарні, починаючи з центральної. Хвильовий фронт даватиме в точці P сумарну амплітуду, що значно більша, ніж у разі повністю відкритого фронту.

Оскільки до точки спостереження доходить світло більшої інтенсивності ніж без пластини, то зонна пластина діє подібно до збиральної лінзи. За допомогою формули збиральної лінзи

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$
(3.7)

і співвідношення (3.6) можна знайти фокусну відстань такої лінзи:

$$f = \frac{r_m^2}{m\lambda}.$$
(3.8)

96

Відповідно, за заданого положення джерела завжди можна знайти точку, де міститься його зображення. А саме: якщо на пластину падає плоска хвиля ($a = \infty$), то зображення буде в точці, віддаленій від зонної пластини на відстань b = f. Можливі й уявні зображення, якщо a < f. Однак, на відміну від лінзи, зонна пластина дає не одне, а декілька зображень джерела.

Питання про дію світлової хвилі в точці, як і багато інших аналогічних питань, досить зручно розглядати, користуючись графічним методом складання коливань, що мають деяку різницю фаз. Для того, щоб графічно зобразити дію цілої зони, потрібно розбити її на однакові, настільки малі ділянки, щоб фаза коливань, збурюваних у точці Р різними джерелами, була практично сталою. Тоді дію всієї ділянки можна виразити вектором, довжина якого дає сумарну амплітуду, а напрям визначає фазу, зумовлену цією ділянкою. Дію сусідньої ділянки можна виразити іншим вектором, дещо повернутим щодо першого, оскільки фаза, визначена сукупністю джерел другої ділянки, дещо відрізнятиметься від фази, заданої першою ділянкою. Довжина цього вектора практично не буде відрізнятись від першого, оскільки амплітуда коливання, зумовленого рівновеликими ділянками фронту, відрізняється тільки внаслідок зміни нахилу фронту хвилі до лінії, що проведена до точки, а для двох сусідніх



Рис. 3.2. Графічне складання амплітуд у разі дифракції.

ділянок ця зміна надзвичайно мала.

Отже, векторну діаграму, що визначає дію низки ділянок, які утворюють цілу зону, відображає ламана крива (рис. 3.2). Якщо зону розбити на безмежно велику кількість малих ділянок, то ламана крива перетвориться в дугу, і

кожній зоні відповідатиме одне півколо. У підсумку в разі врахування всіх зон утвориться спіраль з фокусом у точці N (рис. 3.2 б). Кут, який становить

сумарний вектор з заданим напрямом, відповідає фазі сумарного коливання в точці спостереження. Побудована таким способом векторна діаграма дає змогу визначити амплітуду і фазу сумарного коливання для довільної кількості активних зон Френеля. Можна довести, що дія половини першої зони (*OR*) більша від половини дії цілої першої зони ($ON = \frac{1}{2} E_{01}$). Фаза сумарного коливання відрізняється від діючого коливання.

3.2. Дифракція Френеля

Використання методу Френеля дає змогу проаналізувати поширення світла через перешкоди різної геометричної форми. У цьому разі застосуємо *гіпотезу Френеля* про те, що частина фронту світлової хвилі, прикрита непрозорим екраном, не діє зовсім, а неприкриті ділянки фронту діють так, якби зовсім не було екрана. Для випадків, коли розміри отвору значно більші від довжини хвилі λ, метод Френеля достатньо добре описує явище дифракції.

Дифракція на круглому отворі. Нехай хвиля, що поширюється з точки *L*, на шляху натрапляє на екран з круглим отвором (рис. 3.3). Допоміжна поверхня



Рис. 3.3. Дифракція на круглому отворі.

Френеля буде доторкатись до екрана. Розбивання на зони Френеля засвідчує, що залежно від розмірів отвору в ньому вміщається більша чи менша кількість зон. У разі невеликого розміру отвору і відповідних відстаней від точки *L* до *A* можна врахувати лише обмежену кількість активних зон. Якщо отвір відкриває лише одну зону або непарну кількість зон, то дія в точці *A* буде більшою, ніж без екрана. Максимум дії відповідає

розмірові отвору в одну зону. Якщо ж отвір відкриває парну кількість зон, то світлове збудження в точці *А* буде меншим, ніж у випадку вільної хвилі.

За допомогою графічного методу, описаного вище, можна отримати діаграми, що визначають збудження в точці *A*, залежно від кількості зон, що вміщаються в отворі. Аналогічна картина буде для будь-якої точки, що лежить на лінії *MN*. Розрахунок картини для точок, що лежать у площині, перпендикулярній до *MN*, у бік від цієї лінії, дещо складніший. Однак легко можна довести, що внаслідок симетричності всього розташування навколо лінії *MN* розподіл світла у цій площині повинен бути симетричним, тобто ділянки однакової освітленості повинні бути розташовані кільцеподібно навколо точки *A*.

Якщо падаюче світло було строго монохроматичне, то кількість максимумів і мінімумів повинна бути достатньо великою. Однак насправді поширюється не монохроматичне світло, а цуги хвиль, довжина яких визначає ширину спектра. Чим менша довжина цугу, тим більша ширина спектра, тобто тим більше відхилення від монохроматичності. З віддаленням по поверхні екрана від точки *В* когерентність світлових коливань від різних точок поверхні зменшується. В кінці дифракційна картина зникне.

Дифракція на круглій перешкоді. Нехай між точковим джерелом S і екраном спостереження є кругла непрозора перешкода (рис. 3.4). Розв'язування задачі дифракції в цьому випадку зводиться до визначення кількості зон Френеля, перекритих перешкодою, і кількості відкритих зон. Формула (3.5) в цьому разі виконуватиметься, якщо замість амплітуди першої зони E_{01} в ній буде амплітуда першої активної зони $E_{0(m+1)}$, де m – кількість зон Френеля, що закриті перешкодою Π . Внаслідок того, що $i \to \infty$, можна отримати

$$E_{0B} = \frac{E_{0(m+1)}}{2}.$$
(3.9)

Як випливає з цього виразу, у разі дифракції від круглої непрозорої перешкоди інтенсивність у центрі екрана (точка *B*) відрізняється від нуля. Далі навколо точки *B* розташуються концентричні кола максимумів і мінімумів.

Згодом Пуассон передбачив, а Д. Араго виявив, що в центрі тіні маленького диску повинна бути світла пляма, яку назвали *плямою Пуассона*. Вона простежується тоді, коли краї непрозорого екрана не збігаються точно з краями зон Френеля.

Дифракція на краю непрозорого екрана. Нехай світло з точкового



Рис. 3.4. Дифракція на круглій перешкоді.

джерела *А* падає на непрозорий екран *D*, що має прямолінійний край і простягається безмежності вліво. Спостереження ДО ведуть на екрані *LK* (рис. 3.5). Оскільки хвильовий фронт обмежений прямолінійним краєм півплощини, то простедифракція. Для оцінки жується дифракційної картини екрані *LK* на необхідно фронт хвилі розбити на зони

Френеля. Однак, як видно з рис. 3.6, у цьому випадку півплощина зрізає половину кожної зони, унаслідок чого половина кожної зони буде незадіяна, а врахування дії частково відкритих зон утруднює розв'язування задачі дифракції. Тому використовують інший спосіб поділу фронту хвилі на зони, який значно спрощує розв'язування. Сферичний фронт хвилі ділять площинами, які проходять через A і точки M_1 , M_1' , M_2 , M_2' і так далі паралельно до ребра екрана (припускають, що край екрана перпендикулярний до площини рисунка) так, щоб виконувалась умова

 $M_1B - M_0B = M_2B - M_1B = ... = M_1'B - M_0B = M_2'B - M_1'B = ... = \lambda/2$ Лінії $M_1'B$, M_1B , $M_1'B$ тощо розташовані в площині рисунка. Такий поділ хвильового фронту дещо подібний до поділу поверхні Землі меридіанами на пояси. Однак, на відміну від поділу меридіанами, у нашому випадку $M_0M_1 > M_1M_2 > M_2M_3 > ...$ і т.д. Тому площі зон зменшуються з віддаленням від

центра. Таке зменшення відбувається спочатку швидко, а потім повільніше.

Системи отворів і екранів дадуть повністю подібні дифракційні картини, якщо розташування джерела світла, ока і розміри отворів та екранів є такими, що їм відповідає однакова кількість зон Френеля та їхніх частин. Справді, характер дифракційної картини визначений саме кількістю зон Френеля, а не абсолютними розмірами екранів і отворів. У випадку плоскої хвилі (безмежно віддалене джерело) площа зон Френеля дорівнює $\pi b\lambda$, (b – відстань до точки спостереження), а радіус зони $r = \sqrt{b\lambda}$. Тобто для рівності кількості зон потрібно вибрати відстань b такою, щоб

$$\frac{x}{r} = \frac{x}{\sqrt{b\lambda}},\tag{3.10}$$

де x – розмір отвору, має одне і те ж саме значення.



Рис. 3.5. Дифракція світла на краю непрозорого екрану. Розбиття на зони Френеля.



Рис. 3.6. Перетин зон Френеля екраном з прямолінійним екраном.

Співвідношення (3.10) є умовою подібності дифракційних картин. Як бачимо, у разі двох подібних об'єктів розміром x_1 і x_2 можна спостерігати подібні дифракційні картини, якщо вибрати відстані до місця їхнього спостереження такими, щоб виконувалось співвідношення

$$\frac{b_1}{b_2} = \frac{x_1^2}{x_2^2}.$$
(3.11)

Для того, щоб знайти розподіл інтенсивності світла на екрані *KL*, потрібно використати графічний метод складання амплітуд. Як доведено вище, таке складання дає криву у вигляді спіралі. Оскільки в цьому випадку площі зон не дорівнюють одна одній, то крива буде складнішою – похила, яка поступово переходить в спіраль (рис. 3.7). Це зумовлено тим, що площі сусідніх

зон спочатку різко відрізняються, а потім стають практично однаковими. Отриману таким методом клотоїду називають *спіраллю Корню*. Симетричність правої і лівої частин кривої зумовлена симетричним розташуванням правої і лівої частин фронту хвилі щодо точки *B*. Точка *O* – точка перегину.



У будь-якій точці *К*, розташованій правіше від точки *В* (див. рис. 3.5), сумарна амплітуда

$$\vec{E}_{0K} = \sum_{i}^{n} \Delta \vec{E}_{0i} + \sum_{i}^{\infty} \Delta \vec{E}_{0j} , \qquad (3.12)$$

де *n* – кількість активних зон, розташованих ліворуч від точки *К*. Другий доданок визначає вплив безмежної кількості зон, розташованих праворуч від точки спостереження. Права половина частини спіралі на рис. 3.7 зумовлена

Рис. 3.7. Спіраль Корню.

доданком у (3.12). При $n \to \infty$ (безмежне віддалення точки спостереження від краю екрана) перший доданок в (3.12) приводить до появи лівої частини спіралі. Перший доданок у (3.12) дорівнює нулю для точки *B*, розташованої безпосередньо під краєм екрана *D*. Сумарна амплітуда для цієї точки задана лінією OF_+ . У випадку переміщення точки *B* по екрану праворуч кількість активних зон з правого боку буде безмежною, а ліворуч виникатимуть нові активні зони (внесок першого доданка в (3.12) збільшується). Це відповідає переміщенню по спіралі вліво від точки *O*.

Деякі зауваження щодо принципу Ґюйґенса–Френеля. Аналітичні графічні розрахунки, виконані на підставі постулату Френеля, дають правильне значення розподілу інтенсивності в разі явищ дифракції, тобто дають змогу відшукати амплітуду сумарної хвилі, якщо розміри перешкод і отворів значно більші від довжини світлової хвилі. Однак у цьому випадку виникають деякі зауваження.

По-перше, під час розрахунку результатів інтерференції елементарних хвиль потрібно припускати, що амплітуда, зумовлена допоміжними джерелами, залежить від кута нахилу ф між нормаллю до відповідної ділянки допоміжної поверхні та напрямом на точку *B*, для якої виконують розрахунки. Амплітуда випромінених хвиль тим менша, чим більший кут між нормаллю до поверхні й напрямом на точку спостереження *B*. Вона має найбільше значення на радіусі, що збігається з нормаллю ($\varphi = 0$), і перетворюється в нуль при $\varphi = \pi/2$.

По-друге, постулат Френеля неправильно визначає фази коливань. Для того, щоб отримати справжній результат, потрібно допоміжним джерелам приписати фазу, більшу на π/2.

По-третє, формулювання Френеля не усуває труднощів, що виникли з принципу Ґюйґенса, а саме: наявність двох хвиль – однієї, яка поширюється вперед від джерела світла і другої, яка поширюється назад до джерела. Заперечення наявності зворотної хвилі полягає в припущенні Френеля про залежність амплітуди вторинних хвиль від кута ф між нормаллю до допоміжної поверхні і напрямом на точку спостереження. Згідно з цим припущенням, амплітуда зменшується зі зростанням кута ф і дорівнює нулю, коли абсолютне значення ф дорівнює або більше 90°.

Розрахунки, виконані за методом Френеля, і порівняння їх з експериментальними даними засвідчують, що гіпотезу Френеля потрібно дещо змінити: ввести додатковий чинник, який враховує нахил допоміжної поверхні до напряму дії та змінити початкову фазу вторинних хвиль на π/2.

3.3. Дифракція Фраунгофера

Вище розглянуто дифракція сферичної хвилі. Оскільки цей процес детально дослідив О. Френель, то його названо дифракцією Френеля. Дифракцію в паралельних пучках детально дослідив Й. Фраунгофер, тому її називають дифракцією Фраунгофера.

Схематично дослід Фраунгофера показано на рис. 3.8. Точкове джерело S розташоване у фокусі лінзи \mathcal{J}_1 . Між лінзами \mathcal{J}_1 і \mathcal{J}_2 розташований непрозорий екран з отвором у вигляді щілини. Дифраговані під різним кутом промені лінза \mathcal{J}_2 збере на екрані E_2 , розташованому у фокальній площині лінзи \mathcal{J}_2 .

Завдання дифракції полягає в знаходженні розподілу інтенсивності світла залежно від кута дифракції ф. Розподіл інтенсивності по екрану залежить також від форми і розмірів отвору. Найбільше використовують дифракцію від щілини. Щілина – це прямокутний отвір, що має незначну ширину і майже безмежну довжину. Прямокутний отвір завдовжки в декілька міліметрів і завширшки 0,01–0,02 мм практично можна вважати щілиною. У разі падіння плоского фронту хвиль на таку щілину відбувається дифракція в обидва боки від щілини. Унаслідок зображення розтягнеться у смугу з максимумами і мінімумами перпендикулярно до щілини.



Рис. 3.8. Схема досліду Фраунгофера.

від Дифракція щілини. Розглянемо дифракцію монохромнатичної світлової хвилі від щілини шириною b. Будемо вважати, що світлова хвиля довжиною λ падає щілини. нормально до площини Паралельний світла. пучок пройшовши через щілину, дифрагує під різними кутами в різні боки. Лінза

Л збирає паралельні пучки дифрагованих променів у відповідних точках екрана MM, що розташований у її фокальній площині (рис. 3.9). Промені, що не дифрагували, зберуться в точці B_0 , а ті, що дифрагували, – у точці B_0 .

Оскільки паралельний пучок світла падає нормально до площини щілини, то фронт хвилі буде збігатиметься з площиною щілини, тобто всі точки фронту хвилі в площині щілини будуть коливатись з однаковою фазою. Тоді фронт хвилі в площині щілини від точки F до точки E можна розбити на смужки рівної ширини, паралельні до країв щілини. Кожна смужка буде відігравати роль вторинного джерела. Внаслідок ідентичності смужок амплітуди хвиль у площині щілини будуть однаковими. Задачу дифракції в цьому випадку можна розв'язати двома методами – графічним і аналітичним. Розглянемо аналітичний метод і для цього ширину елементарної смужки позначимо через *dx*. Тоді збурення, спричинене кожною смужкою в площині щілини, можна записати як

$$dE_0 = \frac{E_0}{b} dx \cos \omega t \,. \tag{3.13}$$

Оскільки лінза не вносить додаткової різниці ходу, то розподіл фази в точці B_{ϕ} буде таким, як у площині, що утворює з площиною щілини кут ϕ .



Рис. 3.9. Дифракція на одній цілині.

Унаслідок когерентності збурень від усіх смужок знаходження сумарної амплітуди в довільній точці B_{ϕ} зводиться до розв'язування задач інтерференції. Можна довести, що сумарне збурення в точці B_{ϕ} матиме амплітуду:

$$E_{\varphi} = \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda}\sin\varphi\right)}{\frac{\pi b}{\lambda}\sin\varphi}.$$
 (3.14)

Інтенсивність прямо пропорційна до амплітуди, тому розподіл інтенсивності на

екрані спостереження залежно від кута дифракції матиме вигляд

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)^2},$$
(3.15)

де *I*₀ – інтенсивність світла, що йде від усієї щілини в напрямі φ = 0, тобто в напрямі початкового кута.

3 формули (3.15) випливає, для значення кута дифракції ϕ , яке задовольняє умову $\sin \phi = \frac{m\lambda}{b}$, де m = 1, 2, 3, ..., освітленість дорівнює нулю.



Розподіл амплітуди (суцільна лінія) та інтенсивності (штрихова крива) на екрані залежно від кута дифракції, згідно з формулами (3.14) і (3.15), показано на рис. 3.10. Умовно прийнято, що $E_0 = 1$. Як видно з рис. 3.10, інтенсивності вторинних максимумів швидко зменшуються. Розрахунки засвідчують, що інтенсивності головного і наступних максимумів співвідносяться як 1:0,047:0,008:0,005 і так далі, тобто головна частина світлової енергії сконцентрована в центральному максимумі (в ділянці між правим і лівим мінімумами, що визначені умовами sin $\varphi = -\lambda/b$ і sin $\varphi = +\lambda/b$). Приблизно 5 % енергії припадає на перші, а 2 % – на другі максимуми.

На рис. 3.10 описано розподіл інтенсивності та амплітуди для монохроматичного світла. Однак насправді падаюче світло не є строго монохроматичним. Як випливає з формули (3.15) у разі падіння немонохроматичного світла, максимуми і мінімуми (за винятком центрального максимуму) відповідних довжин хвиль будуть зміщені один щодо одного. У цьому випадку чим більша довжина світлової хвилі, тим більше зміщення відповідних максимумів і мінімумів щодо центра. Нульові максимуми для всіх довжин хвиль збігаються. Якщо падає біле світло, то в центрі спостерігають білу смужку, яка поступово переходить у кольорову. Потім повинні йти забарвлені в різні кольори (ближче до центра – фіолетові, далі від центра – червоні) максимуми. Однак ці максимуми сильно розпливаються. Тому у разі дифракції від однієї щілини неможливо побачити чіткого розділення для різних довжин хвиль. На дифракційну картину суттєво впливають розміри щілини. Як видно з рис. 3.11, збільшення ширини щілини приводить до зближення максимумів і



Рис. 3.11. Розподіл інтенсивності світла для щілин різної ширини.

мінімумів щодо центра. Оскільки зі збільшенням щілини ширини збільшується загальний світловий то інтенсивність потік, V разі більших отворів повинна бути більшою. Зі зменшенням ширини центральний щілини максимум розпливається. $b = \lambda$. При ЩО відповідає sin $\phi = 1$, тобто $\phi = \pi/2$, центральний максимум розпли-

вається в безмежність, що приводить до рівномірного освітлення екрана. Подальше зменшення ширини щілини $(b < \lambda)$ приводить до відхилення від теорії Френеля. Цей випадок не має змісту, оскільки простежується монотонне зменшення інтенсивності пройденого світла. Збільшення ширини щілини $(b > \lambda)$ приводить до звуження центрального максимуму і збільшення яскравості. При $b >> \lambda$ в центрі отримуємо різке зображення джерела світла, тобто є прямолінійне поширення світла.

На дифракційну картину також впливають розміри джерела. Нехай джерело світла має деякий кутовий розмір 2α (кут, за якого видно джерело світла, в разі спостереження його з центра щілини). Тоді можна довести, що сумарна інтенсивність дифракційної картини залежить від співвідношення між кутом дифракції ϕ і кутом α . Якщо щілина настільки широка, що ϕ суттєво менше α , то зображення джерела геометрично подібне до самого джерела. З подальшим зменшенням ширини щілини, ϕ збільшується і зображення стає розпливчастим. Якщо ширину щілини зменшити, так щоб ϕ стало значно більше від α , то дифракційна картина, яка утвориться, мало відрізнятиметься
від картини, отриманої від точкового джерела. Тобто чим вужча щілина, тим менше розміри джерела впливають на сумарну дифракційну картину.

Дифракція від двох щілин. Розподіл інтенсивності на екрані в разі дифракції плоскої світлової хвилі визначений напрямом дифрагованих променів. Це означає, що переміщення щілини паралельно до самої себе ліворуч чи праворуч по екрану *EF* (див. рис. 3.9) не приводить до будь-якої зміни дифракційної картини. Відповідно, якщо на екрані зробити ще одну щілину, паралельну до попередньої, шириною *b*, то картини, що утворені на екрані *MM* кожною щілиною зокрема, будуть однаковими. В тих напрямах, у яких жодна щілина не поширює світла, простежуватимуться мінімуми з нульовим значенням інтенсивності. Проте максимуми не будуть у всіх тих напрямах, у яких раніше вони виникали в разі однієї щілини. Внаслідок взаємної інтерференції світлових променів, що їх посилають дві щілини, у деяких напрямах ці промені будуть взаємно компенсуватись. Тобто у випадку двох щілин виникають додаткові мінімуми. Додаткові мінімуми з нульовими значеннями інтенсивності будуть зафіксовані в тих напрямах, яким відповідає різниця ходу $\lambda/2$, $3\lambda/2$, $5\lambda/2$,....Тоді умову додаткових мінімумів визначатиме

$$d\sin\varphi = (2m+1)\frac{\lambda}{2},\qquad(3.17)$$

а головних максимумів –

$$d\sin\varphi = (m+1)\lambda. \tag{3.18}$$

Тобто у випадку двох щілин між сусідніми максимумами утворюється один додатковий мінімум. Легко переконатись, що для трьох щілин між сусідніми максимумами буде два додаткові мінімуми і т.д. Очевидно, що у випадку N щілин кількість додаткових мінімумів між головними максимумами стане N-1.

3.4. Дифракційна ґратка та її характеристики

Систему паралельних щілин однакової ширини, розділених однаковими непрозорими проміжками, називають дифракційною граткою (рис. 3.12). Суму ширини прозорої (b) і непрозорої (a) смуг називають сталою ґратки (d):

$$d = a + b . \tag{3.19}$$



Умова виникнення головних дифракційних максимумів така

$$d\sin\varphi = m\lambda.$$
 (3.20)

Рис. 3.12. Дифракційна гратка.

У такій гратці прозорість (амплітудний коефіцієнт пропускання) т уздовж ґратки буде змінюватись стрибкоподібно від $\tau = 0$ до $\tau = 1$.

Усі коливання, що поширюються від різних щілин у напрямі $\phi = 0$, мають однакові амплітуди і фази. Відповідно, всі вектори амплітуд будуть напрямлені вздовж однієї лінії, а сумарна амплітуда

$$E_0 = N E_{01}, \tag{3.21}$$

де E_{01} – амплітуда коливання, що відповідає одній щілині. Інтенсивність в напрямі $\phi = 0$ буде визначена як

$$I_0 = cN^2 E_{01}^2, (3.22)$$

де *с* – коефіцієнт пропорційності. Як бачимо, у випадку дифракції від *N* щілин інтенсивність у напрямі $\phi = 0$ зростає прямо пропорційно до квадрату числа, що відповідає кількості інтерферуючих променів *N*. Мінімум буде тоді, коли коливання, що йдуть від першої та останньої щілини, відрізнятимуться за фазою на 2π , тобто $N\delta = 2\pi$ (δ – різниця фаз коливань від відповідних ділянок сусідніх щілин). Тоді умову додаткових мінімумів, розташованих між головними максимумами запишемо так:

$$d\sin\varphi = m\lambda + \frac{p\lambda}{N}.$$
(3.23)

де $p = 1, 2, 3, \dots N - 1$.

Можна довести, що інтенсивність світла для дифракційної ґратки з N щілинами

$$I_{\varphi} = I_0 \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2 \left(\frac{\sin N\alpha}{\sin\alpha}\right)^2, \qquad (3.24)$$

де I_0 – інтенсивність світла, що його випромінює одна щілина в напрямі $\phi = 0$, а

$$u = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi; \quad \alpha = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi .$$
 (3.25)

Множники $\left(\frac{\sin u}{u}\right)^2$ і $\left(\frac{\sin N\alpha}{\sin \alpha}\right)^2$ у (3.24) задають розподіл інтенсивності

для дифракції кожної щілини й інтерференцію між *N* пучками, що виходять з усіх щілин.

Як видно з (3.24) у разі дифракції на ґратці з *N* правильно розташованих щілин інтенсивність зростає не прямо пропорційно до числа, що відповідає кількості щілин, а прямо пропорційно до квадрата цього числа, що є підсумком перерозподілу повної, яка пройшла через усі щілини, світлової енергії, внаслідок інтерференції дифрагованих променів.

Дифракційні гратки бувають пропускними і відбивними. Перші прості пропускні дифракційні гратки виготовив Й. Фраунгофер у 1821 р. На два паралельно розташовані гвинти був намотаний дріт, просвіти між яким утворили систему щілин (до 136 щілин на 1 мм). Пізніше дифракційні гратки створено нанесенням штрихів безпосередньо на скло. Прозорі ділянки на склі відігравали щілин. Найліпша між штрихами роль ґратка, створена Й. Фраунгофером містила 320 штрихів на 1 мм. Важливий крок у цьому напрямі зробив Роуленд (80-ті роки XIX ст.), який створив спеціальні подільні машини для виготовлення досконаліших (до 800 штрихів на 1 мм) граток. Тепер виготовляють дифракційні гратки до декількох тисяч штрихів на 1 мм.

Гратки, у яких площина кожної щілини збігається з площиною гратки, і,



відповідно, не виникає ніякої різниці фаз під час проходження плоскої хвилі через ґратку, називають амплітудними. В *амплітудних ґратках* чергування

Рис. 3.13. Профільована дифракційна ґратка.

плоских прозорих і непрозорих ділянок уздовж ґратки веде до зміни амплітуди вздовж напряму перпендикулярно до штрихів ґратки. Оскільки в разі дифракції головна частина світлової енергії зосереджена в спектрі нульового порядку і під час переходу до вищих порядків різко зменшується, то виникла потреба в зміні розподілу енергії в спектрах різного порядку. Це досягають внесенням додаткової різниці ходу в межах кожного штриха ґратки шляхом нанесення профільованих штрихів. Під час проходження чи відбивання (рис. 3.13) світла виникає різниця фаз від одного краю профілю до іншого. Такі ґратки, у яких під час проходження чи відбивання світла простежується зміна фази, називають *фазовими*. Фазові ґратки можуть бути відбивними і пропускними. Ідеально відбивні ґратки зумовлюють періодичну зміну фази і не ведуть до зміни амплітуди. Якщо ж ґратка одночасно змінює амплітуду і фазу, то її називають *амплітудно-фазовою*.

Східцеві тратки (ешелон Майкельсона) – це різновид прозорої фазової гратки. Вони містять ряд (30–40) строго плоскопаралельних скляних пластинок у вигляді східців з виступами однакової ширини (рис. 3.14). Пластини виготовлені з матеріалу, що має високий ступінь однорідності й однакової товщини (від 1 до 2 мм). Паралельний світловий пучок, що падає на ешелон Майкельсона, дифрагує на краях сходинок. Дифраговані під певними кутами промені, які інтерферують між собою, дають відповідні максимуми і мінімуми. Різниця ходу між окремими променями залежить не лише від коефіцієнта заломлення скла n, а й від ширини h, довжини l і кута дифракції φ . Різниця ходу між сусідніми променями

$$\Delta = l\sin\varphi + h(n - \cos\varphi). \tag{3.26}$$

111



Оскільки кут дифракції малий,

то sinφ ~ φ i cosφ ~ 1. Тодi умова головних максимумів набуде вигляду

$$h(n-1) = m\lambda. \tag{3.27}$$

Звідси можна знайти порядок інтерференції *m*:

$$m = \frac{h(n-1)}{\lambda}.$$
 (3.28)

Рис. 3.14. Східцева дифракційна ґратка (ешелон Майкельсона).

Якщо підставити h = 1 см,

n = 1,5 і $\lambda = 500$ нм, то можна отримати, що $m = 10^4$.

Характеристики дифракційної тратки:

Дисперсія дифракційної тратки. Спектральні прилади слугують для виявлення випромінювання й аналізу його розподілу по довжинах хвиль. Окремим довжинам хвиль відповідає певний максимум. Контур максимумів залежить від характеристик спектрального приладу. Залежно від контуру розташовані поряд максимуми можуть утворювати один сумарний контур, перекриваючись один з одним. Очевидно, для заданої форми кривої інтенсивності відстань між максимумами сусідніх довжин хвиль потрібно прийняти за параметр, що характеризує спектральний прилад. Залежно від цього параметра, який називають дисперсією приладу, сусідні лінії можна спостерігати як самостійні, або як одну лінію. Оскільки положення спектральних ліній у приладі визначене напрямом променів, а на екрані – відстанню між сусідніми спектральними лініями, то вводять такі характеристики, як кутова (D) і лінійна (D') дисперсії.

Кутова дисперсія – це відношенням кутової відстані ліній, що відрізняються у довжині на δλ, до цього інтервалу:

$$D = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda}.$$
 (3.29)

112

За відомої фокусної відстані *F* лінзи, що проектує дифрагований спектр на екран, можна знайти *лінійну дисперсію*

$$D' = FD. \tag{3.30}$$

Припустимо, що кутова відстань між сусідніми лініями λ_1 і λ_2 дорівнює бф. Оскільки положення максимумів визначене співвідношенням (3.20), то, продиференціювавши його, отримаємо

$$d\cos\varphi\delta\varphi = m\delta\lambda \tag{3.31}$$

і тоді

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d\cos\varphi}.$$
(3.32)

Як випливає з (3.32), кутова дисперсія прямо пропорційна до порядку дисперсії й обернено пропорційна до відстані між сусідніми штрихами. Тобто для збільшення дисперсії необхідно збільшити кількість штрихів на одиницю довжини. Цим зумовлена потреба виготовляти дифракційні гратки з якомога великою кількістю штрихів на 1 мм.

Роздільна здатність. Велика дисперсія оптичних приладів є необхідною, але недостатньою умовою для окремого спостереження двох розташованих поряд ліній. Залежно від крутості кривої інтенсивності сусідні максимуми довжин хвиль λ_1 і λ_2 можна спостерігати як два самостійні або як один максимум. Важливим чинником для розділення цих ліній є достатня різкість спадання до нуля кривих інтенсивності для λ₁ і λ₂. Щоб схарактеризувати здатність приладу розрізняти дві розташовані поряд лінії, уводять поняття здатності. Критерій розділення роздільної двох спектральних ліній сформулював Д. Релей: дві розташовані поряд спектральні лінії з однаковими інтенсивностями і симетричними контурами розділяються, якщо максимум лінії λ_1 збігається з мінімумом лінії λ_2 , і навпаки, або "провал" інтенсивності між максимумами становить 80% інтенсивності кожної лінії (рис. 3.15).

Якщо різницю довжин хвиль $\lambda_2 - \lambda_1$ між двома сусідніми максимуми позначити як $\delta\lambda$, а середню довжину хвилі, що відповідає центру провалу між ними, – як λ , то кількісною характеристикою роздільної здатності є величина

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}.$$
 (3.33)

Припустимо, що максимуми *m*-порядку для довжин хвиль λ_1 і λ_2 простежуються під кутами ϕ_1 і ϕ_2 , тоді

Оскільки в разі переходу від максимуму до

$$d \sin \varphi_1 = m\lambda_1; d \sin \varphi_2 = m\lambda_2.$$
(3.34)

Рис. 3.15. Розділення ліній.

сусіднього мінімуму різниця ходу змінюється на λ/N , де N – загальна кількість штрихів, то положення *m*-мінімуму для довжини хвилі λ_1 буде задовольняти умову

$$d\sin\varphi = m\lambda_1 + \frac{\lambda_1}{N}.$$
 (3.35)

Зі співвідношень (3.33)–(3.35) знаходимо, що роздільна здатність для дифракційної ґратки

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN . \tag{3.36}$$

Максимальна роздільна здатність

$$R_{\rm make} = \frac{Nd}{\lambda} = \frac{l}{\lambda}, \qquad (3.37)$$

де l – робоча довжина дифракційної ґратки. Як випливає з (3.37), дифракційні ґратки з різними сталими й однаковою робочою довжиною, мають однакову роздільну здатність. За однакової роздільної здатності ліпшою є та ґратка, в якій більше штрихів на одиницю довжини. Відповідно, у разі заданої сталої ґратки d ліпшою є та, в якої довжина робочої ділянки більша. Тому намагаються виготовляти дифракційні ґратки доволі великих розмірів з робочою довжиною l = 10-20 см.



Дисперсійна область. Кожний спектральний прилад характеризують максимальною шириною спектрального інтервалу, за якої ще немає перекриття максимумів сусідніх порядків, що відповідають початку і кінцю інтервалу. Цю ширину спектрального приладу називають дисперсійною областю $G = \Delta \lambda$ спектрального приладу.

Якщо на дифракційну ґратку падає світловий імпульс шириною $\Delta\lambda$, то умовою його розділення буде накладання (m + 1)-го максимуму довжини хвилі λ з m-м максимумом довжини хвилі $\lambda + \Delta\lambda$. Тоді дисперсійна область дифракційної ґратки

$$G = \Delta \lambda = \frac{\lambda}{m}.$$
 (3.38)

Оскільки для дифракційної ґратки m = 2, 3, то $G = \lambda/2, \lambda/3$.

3.5. Дифракційна ґратка як прилад для розкладу світла в спектр

Будь-який спектральний прилад виконує *гармонічний аналіз* випромінювання, що падає на нього, тобто фізичний розклад випромінювання на монохроматичні складові. У разі математичного розкладу деякої функції в інтеграл Фур'є знаходять амплітуду і фази складових його гармонічних коливань. У спектральному приладі задають розподіл інтенсивності енергії досліджуваного випромінювання по частотах, тобто знаходять інтенсивності окремих монохроматичних складових.

Спектральні прилади можна класифікувати за характером завдань, які вони виконують. Прилад для фотографічної реєстрації спектра досліджуваного випромінювання називають *спектрографом*. Розподіл енергії по спектру вимірють за допомогою *спектрофотометра*. Основна частина спектрального приладу – *диспергуючий елемент* – виконує просторовий розподіл випромінювання різних довжин хвиль, відхиляючи його на певні кути. В *призмових спектральних приладах* використано залежність показника світла, що пройшло через призму, від довжини його хвилі. Диспергуючим елементом дифракційних приладів є дифракційна гратка. Залежність положення мінімумів і максимумів від довжини світлової хвилі падаючого світла дає змогу для розкладу складного імпульсу в спектр використовувати дифракційну ґратку. У разі розкладу складного імпульсу на складові в спектр дифракційна ґратка вирішує також завдання, яке можна виконати математично шляхом розкладу в ряд (лінійний спектр) або інтеграл Фур'є (складний спектр). Спектральний прилад, що слугує для розкладу складного імпульсу на монохроматичні компоненти, складовою частиною якого є дифракційна ґратка, називають *дифракційним спектрографом*. Крім дифракційної ґратки, ці прилади мають фокусувальну оптику, що забезпечує



Рис. 3.16. Схема дифракційного спектрографа.

• *ФП*

чітке зображення вхідної щілини (рис. 3.16).

Щілина є однією з суттєвих частин спектральних приладів. Вона слугує для отримання спектральних ліній – максимумів дифракційної картини, що відповідають заданій довжині світлової хвилі. Принцип дії щілини ґрунтується на явищі фраунгоферової дифракції від однієї щілини, де подальше її звуження веде до розмиття зображення

цілини. Кожний максимум дифракційної картини називають спектральною лінією, що відповідає заданій довжині хвилі λ.

Промені світла, що виходять зі щілини шириною b, розташованою у фокальній площині лінзи \mathcal{J}_1 , падають на дифракційну гратку Γ . Якщо падаючий промінь монохроматичний, то цій довжині хвилі буде відповідати низка максимумів дифракційної картини, так звані *спектральні лінії різних порядків*. Якщо ж падає складне світло, то кожній довжині відповідатиме своя сукупність спектральних ліній, у цьому разі спектральні лінії, що відповідають різним довжинам хвиль, будуть зсунуті одна щодо одної. Робоча ділянка спектра дифракційного спектрографа доволі широка: від ділянки вакуумного ультрафіолету до ділянки з міліметровими значеннями довжин хвиль.

3.6. Дифракція на багатовимірних структурах

Дифракція на двовимірній гратці. Гратку, штрихи якої нанесено у взаємно перпендикулярних напрямах в одній і тій же площині, називають двовимірною. Припустимо, що штрихи нанесено в площині *xy* перпендикулярно до осей *x* і *y*. Сталі ґратки у відповідних напрямах позначимо через d_1 і d_2 . Спрямуємо на таку ґратку паралельний пучок монохроматичного світла довжиною λ . Вісь *z* спрямуємо перпендикулярно до площини двовимірної ґратки. Кути між падаючими і дифрагованими променями й осями *x*, *y*, *z* позначимо, відповідно, через α_0 , β_0 , γ_0 і α , β , γ . Очевидно, що α , β , γ – кути, які доповнюють кути дифракції до 90°. Спрямуємо пучок перпендикулярно до площини ґратки, тобто вздовж осі *z*. У цьому випадку $\alpha_0 = \beta_0 = 90°$ і $\gamma_0 = 0$. Тоді умову максимумів уздовж осей *x* і *y* запишемо так:

$$d_1 \sin(90^0 - \alpha) = d_1 \cos \alpha = m_1 \lambda;$$

$$d_2 \sin(90^0 - \beta) = d_2 \cos \beta = m_2 \lambda,$$
(3.39)

де m_1 і m_2 набувають значення 0, 1, 2, 3, ... Кут γ пов'язаний з кутами α і β так:

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1. \tag{3.40}$$

Вирази (3.39) і (3.40) дають змогу за відомих d_1 , d_2 і λ визначити кути α , β і γ (напрями дифрагованих променів) для максимумів того чи іншого порядку.

У разі достатньо великої кількості щілин максимуми для кожної з них будуть доволі гострими, причому на них буде припадати і суттєва частина падаючої світлової енергії. В підсумку на екрані отримаємо дифракційну картину у вигляді чітких симетрично розташованих світлових плям. За освітлення білим світлом відбуватиметься розклад у неперервний спектр по напрямах x і y.

Якщо штрихи в двох напрямах становлять кут, відмінний від 90°, і промінь падає під деяким кутом до гратки, то загальний характер дифракційної картини не зміниться. Однак порушення строгої періодичності щілин приведе

до суттєвої зміни самої картини – простежуються симетричні розмиті інтерференційні кола, зумовлені дифракцією світла на окремих частинках.

Дифракція на тривимірній структурі. Найбільше практичне значення має дифракція на просторових неоднорідностях. У цьому випадку хвиля поширюється не в однорідному середовищі, а в середовищі, в якому містяться ділянки, де швидкість хвилі відрізняється від швидкості в інших ділянках середовища. Якщо середовище однорідне, тобто показник заломлення деякої ділянки приблизно дорівнює показнику заломлення іншої ділянки, то світлова хвиля буде поширюватись у середовищі без зміни показника заломлення. Якщо ж показники заломлення відрізняються, то на таких неоднорідностях



Рис. 3.17. Схема дифракції на тривимірній ґратці.

виникатимуть дифракційні явища, і частина світла буде дифрагувати.

Такі явища досить часто простежуються в природі. Це насамперед, поширення світла в тумані. Явище дифракції на просторових неоднорідностях відіграє важливу роль в природі, зумовлюючи появу кілець навколо Місяця (*гало*).

Розгляд дифракції на просторових неоднорідностях – доволі складне завдання. Обмежимось простим випадком, коли неоднорідності є правильно періодичні, тобто є граткою.

Припустимо, що наше середовище уздовж осі X – це періодична структура з періодом d_1 , уздовж осі Y – з періодом d_2 , уздовж осі Z – з періодом d_3 , причому d_1 , d_2 ,

 $d_3 > \lambda$. Обмежимось випадком ромбічних структур, для яких ребра в елементарній комірці є взаємно перпендикулярними один до одного. Напрям

поширення світла заданий трьома кутами між хвильовою нормаллю й осями координат α₀, β₀, γ₀ для падаючого та α, β, γ – для дифрагованого світла.

Нехай світло падає уздовж осі Z, тобто $\alpha_0 = \beta_0 = \pi/2$ і $\gamma_0 = 0$. Розглянемо будь-який прошарок, паралельний до площини XY (z = const), який є двовимірною ґраткою, і світло, пройшовши через нього, зазнає дифракції. Для кожної довжини хвилі λ отримаємо максимуми по напрямах, заданих значеннями кутів α , β , γ і визначених з умов (3.39) і (3.40).

Однак у цьому випадку є сукупність таких двовимірних ґраток, розташованих періодично вздовж Z з періодом d_3 . Якщо кожний прошарок ґратки достатньо прозорий, то частина світла зазнає дифракції на першому прошарку, а частина проходить до наступного і частково дифрагує і т.д. Отже, по знайденому вище напряму (α , β , γ) поширюватиметься декілька когерентних хвиль з відомою різницею ходу, які будуть інтерферувати.

Результат легко отримати з рис. 3.17, де OZ – напрям падаючої хвилі; AM, BN, CQ,... – напрями хвиль, які дифрагували на окремих прошарках, схематично зображених маленькими площадками P_1 , P_2 , P_3 ; напрями AM, BN,...утворюють кут γ з напрямом OZ. Відстані $AB = BC = CD = ...d_3$ є третім періодом цієї структури. Між кожною парою променів виникає різниця ходу

$$(AB - AM) = (BC - BN) = (CD - CQ) = \dots$$

Для того, щоб хвилі, відхилені в заданому напрямі кожним прошарком, взаємно підсилювали одна одну, необхідно, щоб ця різниця ходу дорівнювала цілому числу, що відповідає кількості хвиль, тобто

$$d_3 - d_3 \cos\gamma = m_3 \lambda \tag{3.41}$$

Тобто у випадку дифракції на просторовій структурі з періодами *d*₁, *d*₂, *d*₃ будуть максимуми світла лише в напрямах, які задовольняють такі умови:

$$d_{1} \cos \alpha = m_{1}\lambda;$$

$$d_{2} \cos \beta = m_{2}\lambda;$$

$$d_{3}(1 - \cos \gamma) = m_{3}\lambda,$$

(3.42)

де *m*₁, *m*₂ і *m*₃ – цілі числа. Співвідношення (3.42) – це дифракційні умови, а геометрична умова така

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1. \tag{3.43}$$

Як видно зі співвідношень (3.42), не можна для будь-якої хвилі отримати напрям (α, β, γ), для якого виконуються всі ці умови. Справді, вилучивши з цих рівнянь α, β, γ, знайдемо співвідношення

$$\frac{m_1^2 \lambda^2}{d_1^2} + \frac{m_2^2 \lambda^2}{d_2^2} + \frac{(d_3 - m_3^2 \lambda)^2}{d_3^2} = 1, \qquad (3.44)$$

яке відображає, які значення повинна мати довжина хвилі λ для того, щоб у цій структурі за заданого початкового напряму поширення світла утворились чіткі дифракційні максимуми. Тобто, на відміну від дифракції на лінійній і поверхневій гратках, дифракція на просторовій гратці дає максимум не для всіх довжин хвиль, а лише для тих, які задовольняють умову (3.44).

Отже, якщо спрямувати паралельний пучок білого світла на лінійну гратку, то отримаємо максимуми для кожної довжини хвилі, розташовані вздовж лінії, перпендикулярної до штрихів гратки (спектр). Якщо паралельний пучок білого світла падає на двовимірну гратку, то отримаємо максимуми для всіх довжин хвиль, розташовані певним способом в площині, паралельній до площини гратки (кольорові плями). Якщо ж спрямувати на просторову гратку світло всіх довжин хвиль, то отримаємо дифракційні максимуми лише для деяких довжин хвиль. Хвилі інших довжин формують дифракційний максимум нульового порядку.

Контрольні питання

- 1. Що таке дифракція світла?
- 2. У чому полягає метод зон Френеля у поясненні явища дифракції світла?
- 3. У чому полягає принцип Ґюйгенса–Френеля?
- 4. Що таке зонна пластина Френеля?

- 5. Поясніть графічне складання амплітуд у разі дифракції.
- 6. Поясніть умови виникнення дифракції на круглому отворі, круглій перешкоді та краю непрозорого екрана.
- 7. Що таке спіраль Корню?
- 8. Яка різниця між дифракцією Фраунгофера і Френеля?
- 9. Чи впливають розміри щілини і джерела на дифракційну картину?
- 10. Що таке дифракційна гратка і яких різновидів вона буває?
- 11. Запишіть умову виникнення головних максимумів у разі дифракції на дифракційній гратці.
- 12. У чому полягає ідея використання дифракційної ґратки в спектральних приладах?
- 13. Як дифрагують промені на двовимірній структурі?
- 14. Сформулюйте головні характеристики дифракційної гратки.
- 15. Сформулюйте критерій розділення двох сусідніх спектральних ліній.
- 16. Які особливості дифракції світла на двовимірній структурі?
- 17. Чи завжди можна отримати дифракцію на тривимірній структурі?

Розділ 4 ПОЛЯРИЗАЦІЯ СВІТЛА

4.1. Поперечність світлових хвиль

Перші досліди з виявлення поляризованого світла виконав Е. Малюс. На кристал турмаліну T_1 , вирізаного паралельно до оптичної осі O_1O_1' , він спрямував світло перпендикулярно до його поверхні. Під час обертання



Рис. 4.1. Схема досліду Малюса.

 T_1 кристала навколо oci променя він не помітив зміни інтенсивності пройденого світла. Якщо ж на шляху променя поставити інший, ідентичний і паралельний до першого кристал турмаліну (рис. 4.1), то під час обертання одного з них oci променя інтеннавколо

сивність пройденого світла через ці пластини змінюватиметься залежно від кута ϕ між осями O_1O_1' і O_2O_2' кристала згідно з законом

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \tag{4.1}$$

де I_0 і I – інтенсивності падаючого і пройденого світла. Співвідношення (4.1) назвали законом Малюса. Спостережувані явища легко пояснити, якщо припустити, що світло є поперечною хвилею, і кристал турмаліну пропускає світло, коливання електричного вектора якого відбуваються в напрямі паралельному до осі кристала, поглинаючи в цьому разі світло з коливаннями електричного вектора в перпендикулярному до осі кристала напрямі. Світло з однаково ймовірними коливаннями електричного вектора в усіх можливих напрямах називають *природним світлом*. У світлі, що вийшло з кристала турмаліну, коливання електричного вектора відбуваються в одному напрямі. Таке світло називають *лінійно* або *плоско поляризованим*. Припустимо, що електричний вектор \vec{E}_0 у світловому промені, що



Рис. 4.2. Розподіл амплітуд світлових променів у досліді Малюса.

вийшов з першого кристала, був напрямлений так, як показано на рис. 4.2. Очевидно, що електричний вектор світла, яке пройшло через другий кристал, $E = E_0 \cos \varphi$. Оскільки інтенсивність є величиною пропорційною до квадрата амплітуди ($I \sim E^2$), то отримаємо закон Малюса (4.1).

Зазначимо, що перший кристал турмаліну T_1 , який перетворив природне світло у лінійно поляризоване, називають *поляризатором*. Інший кристал, за допомогою якого аналізували світло, що вийшло з першого кристала називають *аналізатором*. Такий поділ є відносним. Якщо пропускати світло у зворотному напрямі, то кристал T_2 буде поляризатором, а кристал T_1 – аналізатором.

Цей та подібні експерименти легко пояснити, припустивши, що світлові хвилі поперечні, і тоді виникає така модель світлового пучка. Окремі атоми випромінюють поперечні хвилі в різних неузгоджених напрямах з різним напрямом коливань, з відмінним початком та кінцем цугу хвиль, з різною початковою фазою. Якщо жодна з цих умов не є виділеною, то говорять про природне світло. Якщо напрями коливань певним чином упорядковані, узгоджені між собою для різних цугів, то світло *поляризоване*. Збереження сталості певної різниці фаз двох пучків – умова їхньої часової когерентності. Отже, рівномірність заселення напрямів коливань для заданого напряму поширення світла відповідає природному світлу, переваги у заселеності певного напряму коливань – частково поляризованому світлу, коливання лише в одній площині – лінійно поляризованому пучку. є і складніші види впорядкування. Якщо кінець електричного вектора рухається по гвинтовій лінії кругового циліндра, то світло *циркулярно поляризоване*. Тут можливі два випадки – правий і лівий гвинт, і відповідно, права та ліва кругова (циркулярна) поляризація. Якщо світловий вектор зміняють у просторі й часі за правим або лівим гвинтом на еліптичному циліндрі, то говорять про праву або ліву *еліптичну поляризацію*. Ця поляризація може мати ще набір співвідношень великої та малої осей еліпсів. Такі види поляризації можна отримати складанням двох взаємно перпендикулярних коливань з різними амплітудами і фазами. Лінійні коливання можна отримати складанням двох циркулярних коливань з різним напрямом обходження по колу.

У класичній фізиці права поляризація променя, що поширюється назустріч спостерігачу (і потрапляє в око), відповідає руху вектора *E* вправо, за годинниковою стрілкою, у квантовій фізиці – за правилом правого гвинта: гвинт просувається по ходу променя, а напрям руху ручки гвинта вказує напрям повертання вектора *E*.

Якщо спрямувати промінь природного світла на межу поділу двох діелектриків (наприклад, повітря і скло), то частина світла відіб'ється, а частина заломиться і буде поширюватись в іншому середовищі. За допомогою встановлення аналізатора почергово на шляху відбитого і заломленого променів з'ясовано, що вони частково поляризовані, тобто електричні й магнітні вектори цих променів, залишаючись у площині, перпендикулярній до напряму поширення світла, виконують переважно коливання в одному напрямі. За деякого строго визначеного для заданої пари середовищ значення кута падіння відбите від межі поділу світло буде повністю лінійно поляризованим. Такий кут падіння ф називають кутом Брюстера, або кутом повної поляризації, його визначають 3a співвідношенням:

$$tg\phi = n. \tag{4.2}$$

124

Ця умова відома як *закон Брюстера*. За цього кута наступає повне затемнення поля зору в разі схрещених (перпендикулярних) площин падіння світла на межі поділу середовищ. Для скла з показником заломлення n=1,53 кут Брюстера становить ~ 57° .

Звернемо увагу на поляризацію світла за кута Брюстера. Це зрозумілий і доступний спосіб з'ясування напряму коливань електричного вектора світлової хвилі. Це єдиний спосіб розв'язування цієї задачі, оскільки ні око, ні фотоелектричні приймачі світла практично не реагують на орієнтацію електричного вектора світлової хвилі. Зрозуміло, це не прецизійний метод, однак якщо маємо поляризатор, то цим методом можна наближено визначити напрям коливань у ньому (з точністю 10–20°) за потемнінням поля зору відбитого пучка світла, що падав на поверхню діелектрика під кутом Брюстера або близьким до нього. Надалі за допомогою поляризаційного мікроскопа або кристала з прямим загасанням така установка робиться з точністю до хвилин.

Фізичний зміст закону Брюстера. Відбивання і заломлення світла є



Рис. 4.3. Вектори падаючого, відбитого і заломленого світла.

наслілком взаємодії світла 3 середовищем. Падаюча світлова хвиля середовищі збуджує В коливання електронів, які стають джерелами вторинних ХВИЛЬ. Цi хвилі, інтерферуючи між собою, дають відбиті й заломлені хвилі. Замінимо електричного вектора в коливання падаючому природному світлі сукупністю двох взаємно перпендикулярних складових (рис. 4.3), одна з яких лежить в площині падіння (\vec{E}_{02}), інша

(\vec{E}_{01}) – перпендикулярна їй (зображена точками). Оскільки складова

електричного вектора, перпендикулярна площині падіння, рівноправна в падаючій, заломленій і відбитій хвилях, то подібні коливання з однаковою ймовірністю можуть відбуватись як у заломленому (\vec{E}_{21}) так і у відбитому (\vec{E}_{11}) променях. Складова електричного вектора, еквівалентна вектору \vec{E}_{02} , у заломленому світлі буде напрямлена по \vec{E}_{22} і не буде паралельною до \vec{E}_{02} . Це зумовлено поперечністю електромагнітної хвилі і тим, що кут падіння ф не дорівнює куту заломлення r. Тобто шукана друга складова електричного вектора в заломленому промені (\vec{E}_{22}), розташована в площині падіння, повинна бути напрямлена перпендикулярно до заломленого променя. Щоб знайти другу складову електричного вектора у відбитому світлі, розташовану в площині падіння, потрібно розкласти \vec{E}_{12} на дві складові, напрямлені вздовж відбитого променя \vec{E}''_{12} і перпендикулярно до нього \vec{E}'_{12} . Оскільки світлова хвиля є поперечною, то у відбитому світлі може бути лише одна складова вектора \vec{E}_{12} , напрямлена перпендикулярно променю. Це означає, що у відбитому світлі взаємно перпендикулярні складові електричного вектора \vec{E}_{11} і \vec{E}'_{12} не рівноцінні – переважний напрям коливань збігається з *Е*₁₁. Отже, відбите світло частково поляризоване з переважним напрямом коливань (\vec{E}_{11}) перпендикулярно до площини падіння. Якщо падаючий промінь спрямувати на межу поділу під таким кутом, щоб відбитий і заломлений промені становили кут 90°, тобто так, щоб відбитий промінь поширювався вздовж вектора \vec{E}_{12} перпендикулярно до напряму поширення заломленого променя, то, очевидно, що коливання у відбитому світлі відбуватимуться лише по \vec{E}_{11} . Тоді відбитий промінь буде повністю лінійно поляризованим і коливання відбуватимуться перпендикулярно до площини падіння.

Оскільки закону Брюстера відповідає умова $\varphi + r = 90^{\circ}$, то в цьому випадку кут між відбитим і заломленим променем також дорівнює 90° (див. рис. 4. 3).

4.2. Подвійне променезаломлення кристалів

У 1670 р. Е. Бартоліні виявив роздвоєння променя (*подвійне променезаломлення*) під час проходження світла через кристал ісландського



Рис.4.4. Явище двопроменезаломлення в кристалі CaCO₃.

шпату (один з різновидів CaCO₃). Було виявлено, що промені, які вийшли з кристала паралельні між собою і з падаючим променем (незалежно від кута падіння променів на поверхню кристала), лінійно поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах і мають однакові інтенсивності (рис. 4.4) (стрілка – напрям повертання кристала).

Один з цих променів задовольняє звичайний закон світла, і його називають *звичайним променем* (позначають буквою "*o*", від англ. "ordinary"). Другий промінь не задовольняє закону заломлення світла, і його називають *незвичайним* (позначають буквою "*e*" від англ. extraordinary). Крім того, у разі обертання кристала навколо осі променя незвичайний промінь описує циліндричну поверхню навколо звичайного променя.

З'ясовано, що в кристалі ісландського шпату є лише один напрям, уздовж якого подвійного променезаломлення не спостерігають. Такі кристали називають *оптично одновісними*, а напрям, уздовж якого не спостерігають подвійного променезаломлення, – *оптичною віссю*. Пізніше виявлено, що всі кристали, які належать до гекса-, тетра-, тригональної сингоній, мають лише одну оптичну вісь. Крім того, визначено, що в кристалах (триклинна, моноклинна і ромбічна сингонії) є два напрями, уздовж яких не спостерігають явища подвійного променезаломлення, тобто вони мають дві оптичні осі. Такі кристали називають *оптично двовісними*. В кристалах кубічної сингонії подвійного променезаломлення не спостерігають.

Площину, що містить падаючий промінь і оптичну вісь одновісного кристала, називають *головним перерізом*, або *головною площиною*, кристала. В двовісних кристалах під головним перерізом розуміють площину, що проходить через дві оптичні осі.

Величину, що дорівнює різниці показників заломлення, називають *величиною подвійного променезаломлення* Δ*n_i*. Для одновісного кристала:

$$\Delta n_i = n_o - n_e, \tag{4.3}$$

де *i* – напрям поширення світлового променя. Для одновісних кристалів може бути два випадки: $n_o < n_e$, що відповідає співвідношенню між швидкостями поширення звичайного і незвичайного променів $v_o > v_e$, такі кристали називають *оптично додатними*; $n_e < n_o$, або $v_o < v_e$, такі кристали називають *оптично від'ємними*. Для двовісного кристала таких різниць три: $(n_g - n_p)$, $(n_g - n_m)$ і $(n_m - n_p)$ $(n_g, n_p$ і n_m – це найбільший, найменший і середній показники заломлення кристала, відповідно).

Аналіз поляризації засвідчив, що електричний вектор у звичайному промені розташований перпендикулярно до головного перерізу, а в незвичайному – лежить у самому перерізі, тобто звичайний промінь поляризований у головному перерізі одновісного кристала, а незвичайний – у площині, перпендикулярній до головного перерізу. Якщо один з променів спрямувати на подвійно променезаломлювальний одновісний кристал, то кожний з них подвоюється. Тобто подвійне променезаломлення виникає у разі падіння на кристал звичайного й поляризованого світла. Різниця полягає лише в тому, що в першому випадку інтенсивності обох променів однакові, а в другому – вони залежать від кута між площиною коливань падаючого лінійно поляризованого світла і площиною головного перерізу кристала.

4.3. Поляризаційні пристрої

Природними поляризаторами, які впорядковують напрями коливань електричного вектора природного світла є анізотропні кристали. У цьому разі виникають два промені, які потрібно розділити і один з них екранувати. Часто й сьогодні так чинять, коли потрібно отримати лінійно поляризований короткохвильовій частині ультрафіолету, y оскільки наявні пучок поляризатори не завжди достатньо прозорі в цій ділянці спектра. Прозорість пов'язана використаного 3 чистотою кристала, для виготовлення поляризаторів. У такому випадку достатньо пропустити промінь під великим кутом до оптичної осі (де максимальне подвійне променезаломлення) і після виходу з кристала один промінь екранувати.

Фактично всі варіанти схем поляризаторів (їх часто називають *ніколями* на честь автора, який виготовив перший такий пристрій) зводяться до того, щоб прилади пропускали тільки один промінь, мали велику апертуру поляризації, малі розміри та не зміщали променя.

Є кристали, які сильно поглинають один промінь (турмалін, герапатит) навіть у тонких шарах. Нанесення таких орієнтованих кристаликів на плівку целулоїду дає змогу отримати поляризатори великих площ, не доступних на базі монокристалів. Такі плівки називають поляроїдами. З'ясовано, що така плівка товщиною 0,1 мм селективно пропускає один з променів. Тобто на виході маємо лише один промінь. Поляроїди масово використовують у техніці, наприклад, для захисту водія світла зустрічного транспорту. автомобіля від Ліпші їхні моделі застосовують в оптичних приладах. Вони мають значний апертурний кут ~ 180°, можуть мати великі розміри, їх легко виготовити. На жаль, поляроїди дають певне забарвлення поля зору, недосконалу поляризацію, не є достатньо стійкими. Один з недоліків поляроїдів – їхня недостатня прозорість і селективність поглинання за різних довжин хвиль.

Для виготовлення поляризаторів використовують кристали кальциту, які мають велике подвійне променезаломлення, або кристали кварцу, добре прозорі в ультрафіолетовій ділянці спектра. Кристал розрізають під певним кутом до оптичної осі на два однакові блоки, які після полірування склеюють або ставлять на контакт з повітряним проміжком. Так створюють межу поділу, на якій один з променів повинен зазнати повного внутрішнього відбивання, а інший – пройти через цю межу і стати бажаним поляризованим пучком. Зрозуміло, що для забезпечення повного внутрішнього відбивання повинні бути певні межі кутів падіння та певні співвідношення показників заломлення. Цим визначена геометрія та просторова орієнтація призми щодо осей оптичної індикатриси. Бажано, щоб робочий промінь не змінював напряму після виходу з призми, бо це спрощує користування поляризатором. Потрібно, щоб умова повного внутрішнього відбивання для одного з променів виконувалась для якомога більшого набору кутів падіння, що дає змогу користуватись збіжним пучком без втрати чистоти поляризації. Максимальне значення кута конуса променів на вході у ніколь, за якого ще ϵ



Рис. 4.5. Орієнтація поверхонь та хід променів у призмі Ніколя.

повне внутрішне відбивання одного з променів, називають апертурою повної поляризації.

Апертура, зрозуміло, залежить від довжини хвилі, і про це треба пам'ятати під час роботи у широкій ділянці спектра, особливо у невидимих її ділянках.

На рис. 4.5 показано контури призми Ніколя на фоні природних граней кристала кальциту. Природні грані утворюють кут 71°, далі їх шліфовують до кута 68° і перпендикулярно до

нових граней роблять розріз кристала. Коротка діагональ (оптична вісь кристала) утворює кут 64° з природною гранню. Показники заломлення

кальциту для $\lambda \sim 589$ нм такі: $n_0 = 1,658, n_e = 1,486$, канадського бальзаму – 1,550. Оскільки $n_0 > n_{\kappa\delta}$, то звичайний промінь зазнає повного внутрішнього відбивання. Для усунення нагрівання призми звичайний промінь виводять з неї за допомогою приклеєної призмочки (штрихові лінії). Незвичайний промінь виходить з кристала паралельно до грані АС, дещо змістившись щодо променя, який падає на кристал. Максимальний кут розходження падаючого променя (апертурний кут), за якого простежується поляризація, для призми Ніколя становить 29°.

Призма Глана–Фуко складається 3 двох прямокутних призм, ісландського виготовлених 3 кристала шпату, оптичні oci якого перпендикулярні до площини рисунка. Призми розділені тонким повітряним прошарком (рис. 4.6). Звичайний промінь зазнає повного внутрішнього відбивання, а незвичайний проходить через обидві призми. Унаслідок дворазового проходження незвичайного променя через межу поділу повітряісландський шпат його інтенсивність зменшується. Для зменшення цього ефекту Тейлор запропонував інший варіант призми (рис. 4.7).

Оптичні осі призми паралельні до граней АВ і А1В1, завдяки чому максимальна інтенсивність пройденого поляризованого світла досягає 90%



від падаючого. Апертурний кут таких призм становить 8°. Є багато інших різновидів поляризаційних призм, що складаються з двох склеєних одна з одною трикутних призм. Залежно від спектральної ділянки призми склеюють гліцерином (близька ультрафіолетова ділянка), канадським бальзамом або іншими оліями.

Рис. 4.6. Призма Глана-Фуко.

На рис. 4.8 зображено призму Волластона, складену двома призмами з ісландського шпату зі взаємно перпендикулярними оптичними осями. Склеювання виконано по гіпотенузах. У першій призмі *ABC* звичайний і незвичайний промені поширюються в напрямі падаючого променя. Оскільки оптичні осі призм *ABC* і *ADC* взаємно перпендикулярні, то звичайний промінь у першій призмі стане незвичайним у другій, і навпаки.



Рис.4.7. Призма Тейлора.

Рис. 4.8. Призма Волластона.

Завдяки цьому відносні показники заломлення для звичайного і незвичайного променів у першій призмі на межі поділу призм будуть n_e/n_o і n_o/n_e . Для ісландського шпату $n_e < n_o$, тому лінійно поляризовані промені на виході з призми Волластона, заломлюючись, будуть поширюватись симетрично у різних напрямах щодо напряму падіння. На рис. 4.9 зображено *призму Рошона*, головна відмінність якої від призми Волластона полягає в тому, що оптична вісь першої призми паралельна до падаючого променя. Незважаючи на те, що в призмі Рошона кут розбіжності між звичайним і незвичайним променями менший, ніж у призмі Волластона, проходження одного з променів (звичайного) у почаковому напрямі деколи є необхідним.

На рис. 4.10 зображено призму, виготовлену з ісландського шпату і скла. Оскільки показники заломлення скла $n_{ck} = 1,490$ і незвичайного променя $n_e = 1,486$ є досить близькими, то незвичайний промінь проходить через призму, практично, не заломлюючись, тоді як звичайний сильно відхиляється.





Рис. 4.9. Призма Рошона.

Рис. 4.10. Призма зі скла і кристалу.

Пластина турмаліну також є поляризаційним пристроєм, оскільки в ній відбувається подвійне променезаломлення. Однак через значне селективне поглинання звичайного променя за певного підбору товщини (1 мм і більше) через пластину проходить лише незвичайний промінь. Досить великий апертурний кут створює певні переваги у випадку використання турмаліну. Пластина турмаліну також селективно поглинає світло різних довжин хвиль, крім жовто-зеленого, тому сама має такий колір. Тобто пластину турмаліну можна також використати як світлофільтр у жовто-зеленій ділянці спектра.

Відбивні поляризатори світла. Будова цих пристроїв ґрунтується на законах відбивання світла. У разі падіння світла на зразок під кутом Брюстера очікують стовідсоткової поляризації, якщо не враховувати впливу поверхневих шарів та реальної будови поверхні,

$$P = \frac{I_{\perp} - I_0}{I_{\perp} + I_0}, \tag{4.4}$$

де *I* – інтенсивність паралельної та перпендикулярної компонент відбитого пучка. Насправді кожна відбита компонента – це витягнутий і малоінтенсивний еліпс. Заломлений пучок, зрозуміло, теж частково поляризований. Щоб отримати високий ступінь поляризації і високу інтенсивність, використовують кілька пластин (біля десяти) (див. рис. 4.11). Поляризаційна здатність *p* системи з *m* пластин визначена формулами

$$p = \frac{1 - \left(\frac{2n}{n^2 + 1}\right)^{4m}}{1 + \left(\frac{2n}{n^2 + 1}\right)^{4m}},$$
(4.5)

або

$$p = \frac{m}{m + \left(\frac{2n}{n^2 - 1}\right)^2}.$$
 (4.6)

Формула (4.5) описує випадок, коли на детектор потрапляє одна компонента, формула (4.6) – сумарну інтенсивність усіх відбитих променів, у тім числі відбитих багаторазово. Зрозуміло, що ступінь поляризації тут



нижчий. Для стопи з шести пластин хлориду срібла (дванадцять поверхонь) у разі m = 6, n = 2,007 ($\lambda = 2$ мкм) отримуємо p = 99,0 та 77,3 % відповідно за формулами (4.5) та (4.6).

Рис. 4.11. Стопа Столєтова (поляризація при проходженні світла через пластини).

Клиноподібні пластини мають кут між гранями близько 1° і певні кути між собою, внаслідок чого жоден з відбитих променів не потрапляє на шлях головного пучка. Стопи з пластин хлористого срібла придатні для роботи в інтервалі 1–20 мкм. Ступінь поляризації 85–95 %, можна досягти 99–99,5 % завдяки сукупності додаткових пластин, щілин, діафрагм, які затримують непрямі пучки.

Поляризатори для видимої ділянки спектра виготовляють зі скла та органічних полімерів. Зокрема, з 15 покрівельних скелець для мікроскопа, розташованих віялом, досягають ступінь поляризації близько 95 %. У ділянці кварцового ультрафіолету використовують плавлений кварц або вікор.

4.4. Інтерференція поляризованих променів

Описані зміни подвійного променезаломлення у разі зміни напряму поширення світла в кристалі експериментально реєструють як певні інтерференційні ефекти, залежні від різниці фаз променів, що взаємодіють. Якщо розглядати кристалічну пластину в паралельному світлі, то виникає різниця фаз, залежна лише від довжини хвилі (товщина стала). Якщо проводити такий експеримент у збіжному світлі, то матимемо ефекти, зумовлені зміною товщини, подвійного променезаломлення та його спектральною залежністю. Сукупність точок, яким відповідає однакова різниця ходу, утворює певну фігуру, яка в разі зміни довжини хвилі зберігає форму, а не розміри. Картина повторюється у випадку зміни різниці ходу, доки не поблякне в білому світлі вищого порядку, як наслідок перекриття картин різних порядків. Для ока – це п'ять–шість порядків.

Для того, щоб передбачити форму таких картин для кристалів, потрібно знайти вираз для відповідної різниці ходу. У випадку головної різниці показників заломлення ($n_o - n_e$) для одновісного кристала за кута падіння променів φ щодо оптичної осі кристала можна отримати вираз

$$\delta = \frac{2\pi d}{\lambda_0} (n_o - n_e) \sin^2 \varphi, \qquad (4.7)$$

який дає змогу розрахувати різницю фаз за відомим головним значенням подвійного променезаломлення ($n_o - n_e$) та геометричною довжиною шляху променя в кристалі $d = \frac{l}{\cos \Psi}$.

У разі двовісного кристала аналогічна формула має вигляд:

$$\delta = \frac{2\pi d}{\lambda_c} \left(n_g - n_p \right) \sin \varphi_1 \sin \varphi_2, \qquad (4.8)$$

де φ_1 , φ_2 – кути хвильової нормалі з оптичними осями кристала, $(n_g - n_p)$ – найбільша різниця показників заломлення кристала.

Інтерференційні фігури, які утворюють збіжні промені, що пройшли через кристал, називають коноскопічними фігурами кристалів. Для їхнього спостереження потрібно мати сильно збіжні світлові пучки та схрещені поляризатори. Ці фігури складаються з двох типів елементів: інтенсивність І одних залежить від напрямів коливань світла у певних точках кристала (α = 0 або 90°), інших _ від різниці фаз δ відповідно формули ЛО $I = I_0 \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\delta}{2}$. Перші з них називають *ізогирами*, другі – *ізохромами*. Ізогири мають форму хреста в одновісних кристалах та форму гіпербол у двовісних. Оптичні осі виходять у центрі хреста та у вершинах гіпербол. Кольорові частини – кільця в одновісних та лемніскати ("вісімки") у двовісних кристалах.

Такі фігури утворюються, коли зразок вирізаний перпендикулярно до оптичної осі одновісного або до гострої бісектриси кута між оптичними осями двовісного кристалла (рис. 4.12).



Рис. 4.12. Коноскопічні фігури: двовісний кристал, зріз, перпедикулярний до гострої бісектриси для фіолетового (*a*) і червоного (б) світла; одновісний кристал, зріз, перпендикулярний до оптичної осі (*в*).

Унаслідок нахиляння оптичної осі чи гострої бісектриси щодо поверхні зразка фігура деформується, проте її легко ідентифікувати. На зразках, вирізаних паралельно до оптичної осі одновісного чи до гострої бісектриси двовісного кристала, коноскопічні фігури мають форму гіпербол. Під час розгляду інтерференції світла з'ясовано, що електричні вектори пучків, які інтерферують, не можуть бути ортогональними. Нижче розглянемо інтерференцію пучків, які вийшли з кристалів, де набули певної різниці фаз і взаємно ортогональної поляризації. Це один з доступних методів отримання сталої різниці фаз, проте він потребує двох поляризаторів для зведення коливань в одну площину. Тут поляризатор забезпечує одну орієнтацію електричного вектора світла, що падає на кристал, кристал створює сталу різницю фаз між двома променями, які виходять з нього з ортогональною поляризацією і тому не можуть інтерферувати, аналізатор вибирає складові цих компонент на один напрям, як це передбачено умовою інтерференції. Якби не було поляризатора, то за кристалом все одно було б два промені, проте інтерференції не було б через накладання безлічі картин.

Розглянемо схему відповідної установки (рис. 4.13) та робочі співвідношення.

Нехай *E*₀ – амплітуда електричного вектора світлової хвилі після поляризатора. Нагадаємо, що навіть непоглинальний поляризатор зменшує інтенсивність пучка відповідно до виразу

$$I = \frac{I_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos^2 \alpha d\alpha = \frac{1}{2}.$$
 (4.9)

Компонента поля на вісь x (показник заломлення n_1) дорівнює $E_0 \cos \alpha$, на вісь y (показник заломлення n_2) – $E_0 \sin \alpha$, проекції на вісь y, відповідно, будуть $E_0 \cos \alpha \cos \beta$ та $E_0 \sin \alpha \sin \beta$, а різницю фаз між ними описує вираз (4.8). Маємо два коливання по одній прямій з відомою різницею фаз. Квадрат їхньої амплітуди

$$E^{2} = E_{0}^{2} \left\{ \cos^{2}(\beta - \alpha) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^{2} \frac{\delta}{2} \right\}.$$

$$(4.10)$$

Компонента cos²(β – α) не залежить від характеристик матеріалу, а залежить лише від напряму відповідних коливань, тому створює непотрібний фон. Її можна усунути вибором напрямів коливань у поляризаторах, зробивши їх

взаємно перпендикулярними ($\beta - \alpha = 90^{\circ}$), що відоме як *схрещення поляризаторів*. Тоді отримуємо часто вживану формулу

$$E^{2} = E_{0}^{2} \sin^{2} 2\alpha \sin^{2} \frac{\delta}{2}.$$
 (4.11)

Маємо два множники, один з яких не залежить від параметрів кристала,



Рис. 4.13. Схема установки для отримання інтерференції поляризованих променів та орієнтація напрямів коливань електричних векторів у поляризаторах (Π , A) і в кристалі K (n_1 , n_2) у площині, перпендикулярній до напряму поширення світла.

інший залежить від а та подвійного товшини променезаломлення i особливості визначає інтерференційної картини. Оптимальний варіант експерименту – діагональне положення зразка $(\alpha = 45^{\circ}).$ За змінами інтенсивності розраховують зміни різниці ходу, її спектральну залежність і прояви інших впливів.

Коноскопічні фігури дають можливість легко визначити просторову орієнтацію кристалофізичних осей. Їх найкраще спостерігати з допомогою поляризаційного мікроскопа.

4.5. Поляризаційний та електронний мікроскопи. Метод фазового контрасту

Перш ніж ознайомитися з поляризаційним мікроскопом, розглянемо будову і принцип дії сучасного мікроскопа.

Мікроскоп – це комбінація оптичних систем – об'єктива й окуляра, розміщених на значній відстані. Малий об'єкт *АВ* розміщують біля переднього фокуса *F*₁ об'єктива *Об*, що дає його збільшене перевернуте

зображення A_1B_1 , яке розглядають крізь окуляр $O\kappa$, розташований так, щоб збільшене дійсне зображення утворювалось на відстані найліпшого зору (~25 см) (рис. 4.14). Об'єктив розташовують так, щоб зображення A_1B_1 утворювалось між об'єктивом і його переднім фокусом F₂. Для формування широкого пучка світла, що надходить від предмета до об'єктива, використовують спеціальний освітлювальний пристрій – конденсор, фокус якого площині предмета. Об'єктив мікроскопа повинен лежить У задовольняти умову апланатизму для точок предмета поблизу фокуса (бути виправленим від похибок сферичної аберації та коми) і бути добре ахроматизованим. Високоякісні об'єктиви складаються з декількох лінз. Окуляр і об'єктив мікроскопа змінні, так що можна застосовувати різні їхні комбінації, пам'ятаючи, що деталі зображення формує об'єктив.

Для побудови зображення предмета в мікроскопі використовують традиційні правила побудови зображення в лінзі, викладені в розділі 1.



Рис. 4.14. Оптична схема та хід променів у мікроскопі.

Зображення, яке утворює окуляр, об'єктив розглядає як предмет. Після проходження променів в об'єктиві утворюється кінцеве зображення A_2B_2 . Як видно з рис. 4.14, у мікроскопі утворюється збільшене, уявне і перевернуте зображення.

Збільшення мікроскопа дорівнює добутку збільшень об'єктива й окуляра, і його визначають за таким співвідношенням:

$$\gamma = \frac{\Delta \cdot d}{f_1 f_2},\tag{4.12}$$

де f_1 – фокусна відстань об'єктива; f_2 – фокусна відстань окуляра; d – відстань найліпшого зору; Δ – відстань між заднім фокусом об'єктива і переднім фокусом окуляра, цю відстань називають *оптичною довжиною мікроскопа*.

Поляризаційний мікроскоп відрізняється від звичайного наявністю поляризаційних пристроїв (поляризатора, аналізатора та лінз Бертрана і Лазо, які застосувують під час коноскопічних досліджень).

У поляризаційному мікроскопі можливі дві схеми дослідження – ортоскопічна та коноскопічна (рис. 4.15). Під час ортоскопічного дослідження безпосередньо розглядають об'єкт, під час коноскопічного – картину, що виникає внаслідок інтерференції променів. У цьому випадку джерело світла проектується безпосередньо на фокальну площину конденсора *1*. З конденсора на об'єкт *2* потрапляють паралельні пучки променів, кут нахилу яких щодо оптичної осі конденсора залежить від того, з якої точки фокальної площини конденсора вони виходять. У зразку виникає залежність різниці ходу від напряму поширення світла, яка й визначає результат інтерференції у фокальній площині об'єктива *3*. Цю інтерференційну картину розглядають за допомогою слабкого мікроскопа, утвореного лінзою Бертрана *13* та окуляром *14*.

Електронний мікроскоп. Для вивчення структури найдрібніших живих організмів необхідні мікроскопи з великим збільшенням і доброю роздільною здатністю. Оптичний мікроскоп, який використовує середній діапазон видимого світла, обмежений збільшенням у 800 разів і має роздільну здатність не більше 250 нм. Ці значення не придатні для дослідження дрібних деталей клітин.

Роздільна здатність мікроскопа б задана формулою

$$\delta = \frac{0,61\lambda}{A}.,\qquad(4.13)$$

де *А* – числова апертура. Роздільну здатність можна підвищити, збільшуючи апертурне число або зменшуючи довжину хвилі λ.

Нажаль, будова мікроскопів не дає змоги досягнути значень *A*, суттєво більших від *l*, тому потрібно зосередити увагу на зменшенні λ. Уже створено мікроскопи, які використовують короткохвильове ультрафіолетове світло. Однак значнішого збільшення можна досягти, застосовуючи хвильові



Рис. 4.15. Схема поляризаційного мікроскопа: ортоскопічне (a) та коноскопічне (δ) спостереження.

иожна досягти, застосовуючи хвильові властивості матеріальних частинок, особливо електронів.

Якщо замість світла в мікроскопі використовувати потік електронів, то матимемо перевагу, яка полягає в тому, що електрони несуть заряд, який дає змогу спрямувати і фокусувати їх за допомогою електричного і магнітного полів. Оскільки довжина хвилі швидкого електрона дуже мала, то дифракційного ефекту, який обмежує використання оптичних мікроскопів, немає. Отже. електронний мікроскоп має переваги перед оптичним мікроскопом.

Дебройлівська довжина хвилі електрона, якого розігнали зі стану

спокою до потенціалу U В,

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2emU}}.$$
(4.14)

Цей вираз не враховує релятивістських ефектів і, відповідно, справджується тільки для прискорювальних потенціалів до 50 кВ. Для типового значення U = 50 кВ в електронному мікроскопі можна отримати $\lambda = 0,0055$ нм. Це у 10^5 разів менше від довжини хвилі видимого світла і в 50–100 разів менше, ніж міжатомні відстані в твердому тілі. Тому може здатись, що електронний мікроскоп з потенціалом 50 кВ здатний розрізнити всі можливі деталі атомної та молекулярної структури речовини.

Однак електричні й магнітні лінзи, які використовують для фокусування електронів у мікроскопі, як і оптичні лінзи, утворюють аберацію. Найсерйозніша проблема в електронному мікроскопі – сферична аберація. Єдиний ефективний спосіб зменшення цього дефекту полягає в тому, щоб якомога наблизити траєкторії електронів до тої лінії, яку в оптичному мікроскопі можна назвати центральною віссю. Більшість електронних мікроскопів мають значення A від 0,01 до 0,001. Значення A у спеціальних приладах високої роздільної здатності повинно дорівнювати 0,02. Тоді роздільна здатність (для U = 50 кВ) буде рівна

$$\delta = \frac{0.61\lambda}{A} = \frac{0.61 \cdot 0.055 \cdot 10^{-10} \text{ M}}{0.02} = 0.17 \text{ HM}.$$



В електронних мікроскопах електронні й магнітні лінзи використовують так, як і скляні лінзи для фокусування світла в оптичних





Рис. 4.16. Схема електричної лінзи.

електронів, що зондують зразок. Більшість приладів оснащена магнітними лінзами для фокусування потоку після того, як він покине електронну гармату. В деяких електронних мікроскопах застосовують тільки електричні



Рис. 4.17. Будова електронного мікроскопа.

лінзи.

Принцип роботи електричних i магнітних лінз Ha зрозуміти неважко. рис. 4.16 а зображено схему електричної лінзи. Дві циліндричні трубки розділені вузькою щілиною. Електрони i3 пушки 3 прискоренням влітають усередину трубки, а потім рухаються в ній 31 сталою швидкістю (всередині трубки, за винятком кінців, де немає поля). Коли електрони досягають точки А, на них діє електричне поле E_A , спрямоване ліворуч угору. Оскільки електрони заряджені негативно, на них діє сила, напрямлена праворуч униз, що й показано на рис. 4.16. Це триває доти, поки вони не опиняться в центрі щілини. У точці В на електрони діє поле Е_в, напрямлене униз. У цьому разі електрони діятиме на
сила, напрямлена праворуч угору. Проте в точці *В* електрони мають більшу енергію, ніж у точці *A*, тому що вони долають більшу різницю потенціалів. Відповідно, у правій частині щілині електрони відхилятимуться слабше і сфокусуються в точці *F*. Зазначимо, що рис. 4.16, *б* є оптичним аналогом електричної лінзи, показаної на рис. 4.16, *a*. Ліва частина поля в щілині діє аналогічно до сильної збиральної лінзи, а права – аналогічно до слабкої розсіювальної лінзи.

На рис. 4.17 показано систему лінз в електронному мікроскопі. Електрони емітують із розжареної спіралі, покритої оксидом, і зазнають прискорення потенціалом до 50 кВ у бік анода. Конденсувальні магнітні лінзи збирають промінь на поверхні зразка. Великі деталі зразка розсіюють більше електронів з потоку, ніж дрібні. Тому після розсіювання перетворені промені мають просторові відмінності густини, які відповідають характеристакам зразка. Кінцевий вигляд отримують після двох етепів підсилення. Об'єктив і проміжні лінзи створюють дійсне проміжне зображення, а лінзи окуляра формують кінцеве зображення, яке можна спостерігати на флуоресціювальному екрані або сфотографувати на спеціальну електронно-чутливу пластинку. Збільшення, яке дає електронний мікроскоп, може досягати порядку 10⁶. Однак так само, як і в оптичного мікроскопа, роздільна здатність залежить головно від конструкції приладу (сильне збільшення можна отримати шляхом збільшення фотографій з негативів). Звичайно біологічні зразки спостерігають зі збільшенням у діапазоні від 10^3 до 10^5 і за роздільних здатностей приблизно від 0,5 до 5,0 нм.

Ще ефективніші зображення можна отримати в разі використання сучасних сканувальних електронних мікроскопів (СЕМ). У СЕМ промінь пробігає по зразку так, як і електронний промінь по поверхні електроннопроменевої трубки. Мікрофотографії, отримані таким способо, мають прекрасний тривимірний вигляд.

Метод фазового контрасту використовують, щоб отримати зображення прозорих та безбарвних об'єктів (наприклад, безбарвних живих тканин). Суть методу полягає в тому, що світлова хвиля, пройшовши через об'єкт M і середовище, зазнає різної зміни за фазою навіть за малої різниці їхніх показників заломлення, набуваючи так званого фазового рельєфу (рис. 4.18). Фазові зміни за допомогою спеціальної фазової пластинки Φ



зумовлюють зміну яскравості (амплітудний рельєф). Цю фазову пластинку розташовують поблизу заднього фокуса об'єктива.

У мікроскопі ми отримуємо уявне зображення через те, що проміжне дійсне зображення, яке дає об'єктив,

Рис. 4.18. Метод фазового контрасту.

розміщене поблизу переднього фокуса окуляра. Якщо перемістити окуляр так, щоб зображення, яке створює об'єктив, було на меншій відстані, ніж фокусна відстань окуляра, то він дасть дійсне зображення, яке можна спостерігати на екрані або зафіксувати на плівці. У цьому випадку окуляр відіграватиме роль проекційної лінзи. Такий самий результат отримаємо, якщо змістимо весь тубус відносно предмета. Можна також вилучити окуляр і проектувати на екран або фотоплівку дійсне зображення, що його дає об'єктив.

4.6. Еліптична і колова поляризація світла

Розглянемо взаємодію двох когерентних хвиль із взаємно перпендикулярними електричними векторами, що поширюються вздовж однієї прямої. Нехай світло з точкового джерела S проходить через призму Ніколя N і пертворюється в лінійно поляризоване (рис. 4.19). Пластина Π

товщиною d, вирізана з одновісного кристала паралельно до оптичної осі,



Рис. 4.19. Отримання еліптично поляризованого світла.

розташована так, шоб лінійно поляризоване світло падало на неї перпендикулярно. В загальному випадку електричний вектор лінійно поляризованого світла, яке вийшло з пластини, утворює певний кут α з оптичною віссю кристала ОВ. Згідно з побудовою Гюйгенса, 3 кристала виходитимуть звичайний і незвичайний промені, поляризовані V взаємно

перпендикулярних площинах і поширюються в тому ж напрямі, що й падаючий промінь. Коливання електричного вектора в незвичайному промені відбуваються вздовж оптичної осі кристала, а в звичайному – уздовж осі, що ϵ перпендикулярною до оптичної осі. Якщо амплітудне значення електричного вектора в промені, що падає на кристал, позначити через E_0 , то амплітудні значення електричних векторів у звичайному і незвичайному променях, що пройшли через пластинку, будуть такі:

$$x = E_0 \cos \alpha \cos \omega t = a \cos \omega t;$$

$$y = E_0 \sin \alpha \cos(\omega t - \delta) = b \cos(\omega t - \delta).$$
(4.15)

Траєкторію сумарного коливання отримаємо вилученням з (4.15) часу t. Тоді

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab}\cos\delta = \sin^2\delta.$$
(4.16)

Маємо рівняння еліпса (рис. 4.20). Тобто в цьому випадку за умов накладання двох взаємно перпендикулярних світлових коливань, що поширюються вздовж однієї прямої, утворюється світлова хвиля, в якій проекція кінця електричного вектора на площину перпендикулярно до напряму поширення світла описує еліпс, форма та орієнтація осей якого щодо кристалофізичних осей x та y залежать від значень α та δ .

Розглянемо характерні випадки.

Нехай
$$\Delta = l(n_1 - n_2) = \frac{\lambda}{4}$$
, або $\left(m + \frac{1}{4}\right)\lambda$, де $m = 1, 2, 3$ … На практиці є випадок $m > 1$, бо таку пластину легше виготовити (для жовтої лінії натрію товщина слюдяної пластини, яка створює різницю ходу $\lambda/4$, становить ~ 8,6·10⁻⁴ мм). Останнім часом увага зосереджують на тонких плівках (просвітлена оптика, інтерференційні фільтри, оптоелектроніка), тобто

наближаємось до випадку $m \to 0$.

Отож, при $\delta = 90^{\circ}$ маємо рівняння еліпса в головній системі координат

$$\frac{x^2}{a_2} + \frac{y^2}{b^2} = 1,$$
(4.17)

де величини осей *a* і *b* задані кутом α (див. рис. 4.20). При $\alpha = 45^{\circ} a = b$ і еліпс вироджуєтья в коло $x^2 + y^2 = a^2$, маємо колову (циркулярну) поляризацію. Залежно від орієнтації осей пластинки $\lambda/4$ щодо осей *x* та *y* (вісь більшого показника заломлення n_1 збігається з віссю *x* чи з віссю *y*) матимемо рух сумарного вектора світлової хвилі за стрілкою годинника чи проти неї, тобто праву чи ліву кругову поляризацію. Знак поляризації



Рис. 4. 20. Еліптично поляризоване світло.

визначають так.

Якщо дивитись назустріч променю і вважати з того, що в певний момент часу $E_y = \max$, а $E_x = 0$, то з часом E_y буде зменшуватись, а E_x – зростати: маємо рух за стрілкою годинника (праворуч). Якщо у

вихідному стані $E_x = \max$, а $E_y = 0$, то за аналогією до попередніх міркувань з'ясовуємо, що рух відбуватиметься проти стрілки годинника, ліворуч. Випередження *x*- чи *y*-компоненти визначене її фазою, тобто воно буде більшим у разі більшої швидкості або за меншого показника заломлення. Розглянемо інший варіант. Нехай $\Delta = \lambda/2$ (півхвильова пластинка), тоді еліпс вироджується у пряму лінію

$$\frac{x}{a} + \frac{y}{b} = 0, \qquad (4.18)$$

світло стає лінійно поляризованим, а напрям коливань електричного вектора визначений співвідношенням

$$\frac{b}{a} = -\frac{y}{x} = -\frac{E_0 \sin \alpha}{E_0 \cos \alpha} = -tg\alpha, \qquad (4.19)$$

тобто він переходить у сусідні квадранти поля зору щодо тих, які утворював напрям коливань падаючого лінійно поляризованого пучка, і повертається там на кут α.

Якщо пластина створює різницю фаз $\delta = 2\pi$ або $2m\pi$, то еліпс теж вироджується у пряму, однак тепер вона зберігає орієнтацію вектора *E* в падаючому пучку:

$$\frac{x}{a} - \frac{y}{b} = 0. \tag{4.20}$$

Це зрозуміло з огляду на інтерференцію: різниця фаз 2*m* π не повинна впливати на результат, якщо довжина когерентності достатня.

Зрозуміло, що викладені міркування справджуються для будь-якої довжини хвилі, однак спектральна залежність n та $(n_1 - n_2)$ потребує набору компенсаторів, що ускладнює спектральні дослідження, тому такі вимірювання проводять переважно у монохроматичному світлі.

4.7. Аналіз поляризованого світла

Передусім потрібно з'ясувати, чи світло має якусь поляризацію. Для цього достатньо розглядати пучок через лінійний поляризатор і стежити за змінами його інтенсивності в разі повертання поляризатора. Якщо інтенсивність не змінюється, то світло природне (неполяризоване) або поляризоване по колу (циркулярно). Якщо ж є часткові зміни інтенсивності, то світло частково поляризоване або поляризоване еліптично. За умов якщо тепер перед поляризатором поставити компенсатор $\lambda/4$, то у природному світлі не простежуватиметься жодних змін під час повертання компенсатора у своїй площині, якщо ж світло поляризоване циркулярно, то не залежно від орієнтації осей компенсатора після нього виникне лінійна поляризація

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab} \cos\left(90^\circ \pm 90^\circ\right) = \sin^2\left(90^\circ \pm 90^\circ\right). \tag{4.21}$$

Цю ситуацію можна перевірити повертанням аналізатора: у випадку схрещення напрямів коливань у світловому пучку та в аналізаторі повинна настати темнота, яка зникає внаслідок виведення пластинки $\lambda/4$ з ходу променів. Аналогічна операція дає змогу розрізнити еліптично і частково поляризоване світло, однак тут потрібно сумістити напрями коливань у пластині з осями еліпса поляризації досліджуваного світлового пучка, які відповідають екстремальним значенням інтенсивності в разі повертання аналізатора у відсутності компенсатора. Після цього пробуємо отримати затемнення поля зору повертанням аналізатора у його площині. Якщо таке затемнення існує, то маємо еліптично поляризований пучок, якщо його немає – досліджуване світло частково поляризоване.

Різницю ходу Δ між лінійно поляризованими променями можна визначити різними методами, проте головні з них такі три, залежні від її числового значення: $\Delta < \lambda/4$, $\lambda \leq \Delta \leq 4\lambda$, $\Delta >> \lambda$. Вони грунтуються на дослідженні інтенсивності пучка, що пройшов через систему схрещених поляризаторів і досліджуваний зразок між ними. Найпростіший – метод компенсації, за якого досліджувана різниця ходу компенсована (зрівноважена) відомою, і тоді сумарне значення $\Delta = 0$, тобто у білому світлі (за наявності різних довжин хвиль) матимемо темноту ($\Delta = 0$). Як компенсатори можна використовувати пластини змінної товщини (клин), плоско паралельні пластини, здатні повертатись на певні кути та ін.

Досить широко для аналізу поляризованого світла застосовують компенсатор Бабіне (рис. 4.21). Він складається з двох клинів, виготовлених з кварцу із взаємно перпендикулярними оптичними осями. Промінь світла проходить у клинах різні шляхи: d_1 і d_2 . Оскільки оптичні осі взаємно перпендикулярними в кварцових клинах, то звичайний промінь у першому клині стає незвичайним у другому, і навпаки. Тоді додаткова різниця ходу між звичайним і незвичайним променями

$$\Delta = (n_o - n_e)d_1 + (n_e - n_o)d_2 = (n_o - n_e)(d_1 - d_2).$$
(4.22)

Додаткова різниця фаз, що відповідає різниці ходу (4.2), буде рівна

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) (d_1 - d_2) \,. \tag{4.2}$$

Відповідно, знаючи товщини d_1 і d_2 , можна знайти додаткову різницю фаз.



Рис. 4.21. Поширення поляризованого світла через компенсатор Бабіне.

Отже, еліптично чи циркулярно поляризоване світло, що потрапляє на компенсатор Бабіне, після виходу з нього набуває поляризації різного типу. Як видно з формули (4.23), для компенсатора Бабіне потрібно працювати з дуже вузьким пучком світла, що є його суттєвим недоліком. Цей недолік був усунутий в компенсаторі Солейля.

Компенсатор Солейля також складається з двох кварцових клинів, оптичні осі яких паралельні між собою і перпендикулярні до оптичної осі кварцової пластинки. Верхній клин може переміщатись паралельно до самого себе по поверхні другого клина. Внаслідок такого переміщення клина можна підібрати сумарну товщину клинів d_1 , яка дорівнює або відмінна від товщини d_2 плоскопаралельної пластини.

4.8. Повертання площини поляризації та її застосування в біології

У 1811 р. Д. Араго провів такий експеримент. Паралельний пучок світла він направив на систему, що складалася зі схрещених ніколів N_1 і N_2 , між якими були світлофільтр Φ і кристалічний кварц K, оптична вісь якого збігалася з напрямом променя (рис. 4.22). Оскільки вздовж оптичної осі не простежується подвійного променезаломлення, то за схрещених ніколів світло не повинно проходити через систему. Однак, під час експерименту проходить світло через таку систему. Це можливо лише за умови, що пластина кварцу повертає площину поляризації світла. Повертанням ніколя N_2 навколо осі променя на такий же кут у протилежному напрямі вдалось домогтися компенсації повертання площини поляризації, що виявлялось у появі повного затемнення.



Рис. 4.22. Схема досліду Араго.

Це явище отримало назву *повертання площини поляризації*, або *оптична активність*. Речовини, здатні повертати площину поляризації світла без зовнішніх чинників, називають *оптично активними* (скипидар, камфорна олія, розчин цукру, кіновар, біологічні макромолекули тощо). Повертання називають правим (додатним), якщо площина поляризації повертається за годинниковою стрілкою для спостерігача, і лівим (від'ємним), – якщо проти годинникової стрілки.

З'ясовано, що для певної довжини світлової хвилі кут повертання площини поляризації пропорційний до довжини шляху променя в оптично активному середовищі:

$$\varphi = \varphi_0 l, \tag{4.24}$$

де l – довжина шляху променя в оптично активному середовищі; φ – кут повертання площини поляризації світла; φ_0 – коефіцієнт пропорційності, що залежить від виду речовини, температури і довжини світлової хвилі. Величина φ_0 – це кут повертання площини поляризації світла речовиною завтовшки 1 мм.

Біо визначив, що для розчинів

$$\varphi = [\varphi_0] ld, \tag{4.25}$$

де *d* – концентрація розчину; [ϕ_0] – питома повертаюча здатність.

П.К.Л. Друде довів, що

$$\left[\varphi_{0}\right] = \sum \frac{A}{\lambda^{2} - \lambda_{i}^{2}}.$$
(4.26)

де *A* – стала величина; λ_{*ι*}– довжина світлової хвилі, що відповідає власним коливанням системи.

Явище повертання площини поляризації світла вперше пояснив О. Френель (1817). Повертання площини поляризації світла зумовлене особливим типом подвійного променезаломлення, за якого хвилі поляризовані праворуч і ліворуч по колу, поширюються з різною швидкістю в оптично активному середовищі. Знак кута повертання площини поляризації світла визначений співвідношенням швидкостей циркулярно поляризованих хвиль v_{π} (для хвилі по лівому колу) і $v_{\pi p}$ (для хвилі по правому колу). При $v_{\pi p} > v_{\pi}$ оптично активну речовину, за О. Френелем, називають правообертовою (або просто "правою"), якщо ж $\upsilon_{np} < \upsilon_n$, то лівообертовою (або "лівою"). Кут повертання площини поляризації

$$\varphi = \frac{\varphi_{\Pi p} - \varphi_{\Pi}}{2}. \tag{4.27}$$

Якщо кути ϕ_{np} і ϕ_{n} виразити через час *t* і довжину *l* в оптично активному середовищі, то можна отримати кінцеве співвідношення для ϕ :

$$\varphi = \frac{\omega l}{2} \left(\frac{1}{\upsilon_{\pi}} - \frac{1}{\upsilon_{\Pi p}} \right).$$
(4.28)

Оскільки фазові швидкості поширення лівої і правої хвиль можна записати через показники заломлення ($\upsilon_{np} = c/n_{np}$ і $\upsilon_{,n} = c/n_{,n}$) і прийняти до уваги, що $\omega/c = 2\pi/\lambda_0$, (де λ_0 – довжина хвилі у вакуумі), то



Рис. 4.23. Призма Френеля.

$$\varphi = \frac{\pi l}{\lambda_0} (n_{\pi} - n_{\pi p}). \qquad (4.29)$$

Як видно з виразу (4.29), при $n_{np} > n_{\pi}$ ($\upsilon_{np} < \upsilon_{\pi}$) кут ϕ є від'ємним, тобто повертання площини поляризації відбувається ліворуч, а при $n_{np} < n_{\pi}$ ($\upsilon_{np} > \upsilon_{\pi}$) –

праворуч.

О.Френель підтвердив цю гіпотезу за допомогою спеціальної складної лінзи (рис. 4.23), яка складається з трьох кварцових призм, одна з яких (середня) є лівоповоротною, а дві інші – правоповоротні. Оптичні осі всіх трьох призм (на рис. 4.23 зображені стрілками) напрямлені однаково – паралельно до падаючого променя. У разі нормального падіння променя на поверхню першої призми за наявності різниці в показниках заломлення циркулярно поляризованих ліворуч і праворуч хвиль роздвоєння не простежено. Оскільки для правоповоротного кварцу $n_{\rm np} < n_{\rm n}$, а для лівоповоротного $n_{\rm np} > n_{\rm n}$, то на межі поділу призм I і II промінь роздвоється.

Ще більше промені розійдуться на межі між призмами II і III. Одже, з призми III вийдуть два промені з правою і лівою поляризаціями. Такі два циркулярно поляризованих промені були отримані Френелем.

Колове подвійне променезаломлення можна пояснити на засадах протяжності самої молекули середовища, тобто якщо прийняти до уваги ефекти, які залежать від співвідношення r/λ , де r – розмір молекули; а λ – довжина хвилі. У разі врахування протяжності молекул середовища електромагнітне поле світлової хвилі, що впливає на неї, не можна вважати однорідним і необхідно зважати на зміну фази хвилі в межах однієї молекули.

Оптична активність середовища виявляється двояко: у коловому подвійному променезаломленні, тобто в різних швидкостях поширення світла в речовині, поляризованого по колу ліворуч і праворуч, і в коловому дихроїзмі, тобто в різних коефіцієнтах поглинання для світла правої і лівої колових поляризацій. Ці два явища відображають один і той же фізичний процес взаємодії світлової хвилі з речовиною, тому знаючи одну з величин, можна знайти іншу.

Мірою оптичної активності є $(n_{np} - n_{n})$ для колового подвійного променезаломлення і $(\alpha_{np} - \alpha_{n})$ для колового поглинання. Ці різниці дуже малі у порівняно з абсолютними середніми значеннями показника заломленя

$$n_c = \frac{1}{2}(n_{\rm II} + n_{\rm IIP}) \tag{4.30}$$

і коефіцієнта поглинання

$$\alpha_c = \frac{1}{2} (\alpha_{\pi} + \alpha_{\pi p}). \tag{4.31}$$

Насправді $(n_{np} - n_{\pi}) \sim 10^{-8} - 10^{-10}$, а $(\alpha_{np} - \alpha_{\pi}) \sim 10^{-2} - 10^{-4}$, тобто оптична активність – це дуже мала різниця значень двох величин.

Наявні сьогодні рефрактометричні методи дають змогу вимірювати зміну показника заломлення порядку 10⁻⁸. Відповідно, їхня чутливість

недостатня для вимірювання колового подвійного променезаломлення за різницею показників заломлення для світла, що поляризоване по колу праворуч і ліворуч. Тому для вимірювання оптичної активності речовин використовують іншу методику й апаратуру – спектрополяриметр для вимірювання кута повертання площини поляризації.

Оптичну активність виявляють як кристалічні речовини, так і їхні розчини та розплави. Кристали зі спіральною структурою ґратки теж можуть бути оптично активними. Проте оптична активність невластива їхнім розчинам та розплавам. Наприклад, кварц виявляє оптичну активність лише в пластинках; розплавлений кварц оптично неактивний.

Оптично активні кристали завжди мають вигляд двох структур, одна з яких є дзеркальним відображенням іншої. Унаслідок дослідів з'ясовано, що розчини цукру, білки, амінокислоти, нуклеїнові кислоти повертають площину поляризації праворуч.

Отримані синтетичним способом аналогічні речовини, наприклад цукор, не є оптично активними. Синтетично отримана суміш завжди містить однакову кількість право- і лівообертових молекул.

Якщо з такою сумішшю взаємодіє жива істота, то вона засвоює лише одну зі структур, яка відповідає характеру оптичної активності елемента живої речовини. Наприклад, якщо в розчин синтетичного цукру помістити бактерії, які живляться цукром, то вони засвоюватимуть лише правообертовий цукор. Через деякий час лівообертового цукру в розчині стане більше, ніж правообертового, що виявляється в повертанні площини поляризації.

З часом бактерії засвоять із суміші весь правообертовий цукор і почнуть голодувати, хоча в розчині є певна маса лівообертового цукру, але організм живих істот його не засвоює.

Асиметрія оптичної активності характерна лише для живих істот і продуктів органічного походження. Наприклад, нафта виявляє оптичну

активність, що свідчить про її органічне походження. Причини асиметрії оптичної активності в живих істотах не досліджені.

Поляризоване світло застосовують у таких напрямах:

1. регулювання інтенсивності світлових пучків на підставі закону Малюса, вимірювання інтенсивності, гасіння шкідливого фону, запобігання засліплення водіїв світлом зустрічного транспорту;

2. модуляція інтенсивності світлових пучків, записування та індикація інформації, записування швидкозмінних процесів, акустооптика;

3. поляризаційні світлофільтри. Дослідження наявності та розподілу напружень у прозорих матеріалах та моделях складних деталей і споруд;

4. швидкісне знімання, стробоскопія;

5. дослідження властивостей молекул і міжмолекулярних взаємодій: поляризована люмінесценція, дихроїзм, оптична активність, оптична анізотропія, двійникова будова кристалів;

 застосування у біології для дослідження ДНК, старіння організму за зростанням ступеня рацемізації важливих біологічних сполук (амінокислоти, білки, нуклеїнові кислоти тощо, які в живих організмах чисто дисиметричні);

7. дослідження атмосфери, метеорологія, магнітні поля на Сонці та ін.

4.9. Рідкі кристали

Рідкі кристали – це особливий стан речовини, в якому вона одночасно виявляє властивості кристала і рідини. Добре відомо, що більшість речовин може перебувати лише в трьох станах: твердому, рідкому і газоподібному. Однак деякі органічні речовини можуть утворювати четвертий – рідкокристалічний – стан. Унаслідок плавлення цих кристалів утворюється нова фаза, яка триває від температури плавлення до деякої вищої температури, за якої кристал переходить у рідкий стан. Цю температуру

називають температурою просвітлення, а температурний інтервал між цими температурами – *мезофазою*.

Першим рідкі кристали виявив австрійський ботанік Рейнитцер. Під час дослідження нової, синтезованої ним речовини холестерилбензоату, учений виявив, що за температури 145 °С кристали цієї речовини розплавлялись, утворюючи мутну сильно розсіювальну рідину. З нагріванням до 179 °С речовина просвітлювалась і поводила себе як звичайна рідина. Рейнитцер, розглядаючи цю мутну фазу під поляризаційним мікроскопом, виявив, що вона має подвійне променезаломлення. А явище подвійного променезаломлення – це типово кристалічний ефект, який полягає в тому, що швидкість світла в кристалі залежить від орієнтації площини поляризації світла і визначена анізотропією властивостей кристала. Існування подвійного променезаломлення в рідині, яка повинна бути ізотропною, виявилось парадоксальним. Найвірогіднішим на той час поясненням цього ефекту було існування в мутній фазі нерозплавлених малих частинок кристала чи кристалітів. Однак подальші дослідження засвідчили, що мутна фаза насправді є новим фазовим станом речовини, якому дали назву "рідкий кристал".

Як і рідини, рідкі кристали набувають форми посудини, в яку вони поміщені; як і для кристалів – для них характерне просторове впорядкування молекул, яке однак є неповним. Орієнтація складних органічних молекул у рідкому кристалі задане одиничним вектором *n* – *директором*, який визначає напрям їхніх довгих осей.

Залежно від упорядкування осей молекул рідкі кристали поділяють на два види: *нематичні* та *смектичні*, а нематичні, відповідно, – на власне нематичні та *холестеричні*.

Схематично молекули нематика зображають у вигляді паличок. Це зумовлено тим, що молекули, які утворюють рідкий кристал, є типовими органічними речовинами з великою молекулярною масою, протяжність яких в одному напрямі в два-три рази більша, ніж в іншому. Тоді структуру молекули типового нематика можна зобразити як "рідину однаково орієнтованих паличок", центри тяжіння яких розташовані й рухаються хаотично, як у рідині, а орієнтація однакова і незмінна (рис. 4.24). Нагадаємо, що в звичайній рідині центри тяжіння молекул рухаються хаотично, проте орієнтації вибраних напрямів молекул цілком випадкові й не корелюють між собою.

Вибраними напрямами в молекулі можуть бути різні величини, наприклад, електричний дипольний момент, магнітний момент або, як у нашому випадку, анізотропія форми, яку характеризують вибраними напрями (осями). З огляду на це, рідина, яка складається з анізотропних молекул, завжди ізотропна.

Напрями паличок у нематику задають переважно усереднену орієнтацію, а молекули виконують хаотичні орієнтаційні коливання навколо цього напряму усередненої орієнтації. Амплітуда відповідних орієнтаційних коливань молекул зростає з міру наближенням температури нематика до температури фазового переходу. В точці фазового переходу орієнтаційне впорядкування молекул повністю зникає і орієнтаційні рухи молекул так само, як і трансляційні, стають повністю хаотичними.



У нематику напрями великих осей молекул практично збігаються, а центри їхніх мас розміщені хаотично (це своєрідна текстура), а в холестерику поряд з

Рис. 4. 24. Нематична (а) та холестерична (б) мезофази.

цим маємо певні закручення шарів з характерним для нематика впорядкуванням, з'являється спіральне впорядкування (див. рис. 4.24). Холестерична фаза складається з ацентричних молекул, що може приводити до оптичної активності.

Найупорядкованішими є смектичні кристали. Центри мас їхніх молекул розташовані у шарах, проте директор не лежить у площині цього шару, а утворює з ним певний кут. Якщо директор перпендикулярний до поверхні шару, то маємо смектик типу A, якщо ж він паралельний до поверхні шару, то є смектик типу C.

Нематики і смектики типу A – це оптично одновісні додатні кристали. Смектики типу C є оптично двовісними кристалами. Типові значення показників заломлення нематиків та смектиків у видимій ділянці спектра – у межах 1,4–1,9, як і в більшості діелектричних кристалів, а подвійне променезаломлення досить суттєве – $\Delta n \sim 0,5$. Спектральна залежність показників заломлення подібна до відомої для твердих тіл.

Холестерики – оптично одновісні, від'ємні кристали. Вони мають велику оптичну активність. З'ясовано, що значення [φ_0] для рідких кристалів у сотні й тисячі разів може перевищувати це значення для найактивніших кристалів, наприклад, кварцу. Крім того, спектральна залежність повертання площини поляризації в рідких кристалах досить незвичайна. По-перше, їх не можна класифікувати на право- чи лівообертові – знак повертання залежить від довжини світлової хвилі (для коротких довжин хвиль значення [φ_0], наприклад, може бути додатним, а для більш довгохвильових – від'ємним). По-друге, для них характерна зміна знака повертання площини поляризації залежно від довжини світлової хвилі – інверсія знака оптичної активності.

Кут повертання площини поляризації для холестериків обчислюють за таким співвідношенням:

$$\rho = -\frac{\pi}{4\lambda^2} a^3 n^4 \eta^2, \qquad (4.32)$$

де *a* – крок спіралі; *n* – показник заломлення; $\eta = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1}$ – анізотропія діелектричної проникності.

Наявність шаруватої структури приводить до низки інших оптичних ефектів, які визначені співвідношенням довжини світлової хвилі у кристалі та кроку спіралі структури. Це, насамперед, стосується відбивання від холестерика.

Оскільки холестерик – це система практично ідентичних шарів, скручених один щодо одного на певний сталий кут, то від шару до шару змінюється кут між напрямом коливань електричного вектора падаючого пучка й осями індикатриси відповідного шару. Тобто змінюються значення і просторова орієнтація компонент електричного вектора падаючої хвилі, що можна трактувати як повертання площини поляризації під час поширення світла нормально до шарів холестерика.

Через певну кількість шарів $k = \pi/\psi$ (ψ – кут між осями індикатриси сусідніх шарів) структура кристала повторюватиметься, тому промені, відбиті від найближчих однаково орієнтованих шарів, даватимуть синхронізовані пучки, які підсилюватимуться. Матимемо підсилення відбитого променя з певною поляризацією вектора \vec{E} . Таке явище називають *селективним відбиванням*. Відбиваються хвилі одного знака поляризації зі знаком спіральної структури. Зрозуміло, що коли йдеться про синхронізацію, то мають на увазі не лише просторову орієнтацію векторів \vec{E} , відбитих від різних шарів, а й фазову. Тобто ефект простежимо не для всіх довжин хвиль. Якщо позначити товщину одного шару через *b*, а середній його показник заломлення – через \vec{n} , то умова максимуму набуде вигляду

$$2b\overline{n}k = 2b\overline{n}\frac{\pi}{\psi} = m\lambda_0. \tag{4.33}$$

3 огляду на те, що крок спіралі $a = \frac{2\pi b}{\psi}$ і при m = 1, отримаємо

$$\overline{n}a = \lambda_0. \tag{4.31}$$

Тобто, довжина світлової хвилі, яка максимально відбивається від холестеричного кристала в разі нормального падіння, дорівнює кроку спіралі *а*. Цим пояснюють забарвлення таких кристалів, а також його залежність від температури, яка, зрозуміло, передусім впливає на *а*.

Оскільки відбивання є селективним, то у вузькій ділянці спектра інтенсивність світла має різкий максимум, а по обидва боки від неї зафіксоване її коливне спадання (багатопроменева інтерференція).

У випадку похилого падіння на холестерик будуть подібні ефекти, лише кутом падіння можна регулювати ефективне значення кроку спіралі змінювати забарвлення кристала.

За умов падіння світла на нематик простежуватиметься сильне розсіювання, що зумовлено нерегулярним порушенням оптичної однорідності в цих кристалах. Якщо нематик розташувати між схрещеними ніколями в схемі подібно до рис. 4.24, то в пройденому світлі отримаємо сукупність чудернацьких ліній, що перетинаються. Ці лінії, або нитки (з грец. пєщо – нитка), є зображеннями меж поділу між однодоменними ділянками. Найліпше, описану картину, з огляду на дуже малі розміри ділянок за орієнтацією спостерігати однаковою директора, 3 допомогою поляризаційного мікроскопа.

Оптичні властивості рідких кристалів сильно змінюються під впливом електричного поля. Загалом, зміну оптичних властивостей кристалів, передусім показників заломлення, називають *електрооптичним ефектом*. У рідких кристалах виявлено низку електрооптичних ефектів, які не мають аналогів у твердих тілах та рідинах. Це пов'язано з великою рухливістю структури рідких кристалів, унаслідок чого порівняно слабкі електричні поля приводять до значних змін директора рідкого кристала. По суті, йдеться про орієнтаційні електрооптичні ефекти, а не про зміни показників заломлення за незмінної орієнтації кристалофізичних осей, характерної для цих кристалів. У сильних полях в нематичних кристалів виникає електродинамічна нестійкість, яка приводить до утворення вихрових трубок, що виявляються як система циліндричних лінз, які мають форму паралельних світлих і темних смужок. Зі зростанням поля ці смужки розбиваються на відрізки, орієнтовані щодо вихідної смужки як голки хвої щодо гілки (шеврони), а далі їхнє упорядкування ще більше порушується, що приводить до сильного розсіювання світла. Цей ефект відомий як *динамічне розсіювання*.

У разі розгляду електрооптичного ефекту в рідких кристалах важливо знати орієнтацію дипольного моменту молекули щодо її директора, оскільки це визначатиме здатність поля впливати на її орієнтацію (поле ефективніше орієнтує молекули, якщо воно паралельне до їхнього дипольного моменту). Орієнтаційні ефекти досить інерційні й тривають певний час після зміни поля. У цьому їхня очевидна відмінність від електрооптичного ефекту в кристалах та рідинах. Наростання і спадання різниці фаз у разі зміни поля на зразку відбувається за експоненціальним законом.

Прикладання електричного поля веде як до розкручування спіралі холестерика, подібно до нематика, так і до змін текстури кристала.

Розкручування спіралі зумовлює зміну її кроку та спектральне зміщення максимуму селективного відбивання. Якщо поле прикладене вздовж осі спіралі, то її крок зменшується і максимум відбивання зміщується в короткохвильову ділянку спектра, у разі ортогонального розташування цих векторів – у червону ділянку. У випадку зміни текстури холестерика в електричному полі потрібно враховувати те, що орієнтація спіралі задана віссю спіралі. a не директора, який розташований V площині. перпендикулярній до цієї осі, і має цілий спектр орієнтації.

Сьогодні відомі рідкі кристали, що мають різноманітні температури плавлення та просвітлення: від –60 °С до +470 °С. Різноманітними бувають і температурні інтервали існування мезофаз – від ~ 100 °С до ~ 0,01 °С. На одних кристалах мезофаза виникає і під час плавлення, і під час охолодження

ізотропної рідини, на інших – лише в разі охолодження. Відповідно, мезофаза кристала може проходити кілька перетворень, унаслідок яких ступінь упорядкування зменшується з підвищенням температури зразка.

Зразки рідких кристалів є переважно так званими плоскими капілярами – в'язкою рідиною між предметним та покривним склом. Товщина таких препаратів становить 5–100 мкм. Під час розглядання такого препарата за допомогою поляризаційного мікроскопа спостерігають велику різноманітність картин, зумовлених орієнтацією директорів окремих ділянок поля зору, наявність різноманітних блоків, зумовлених великою оптичною активністю і тощо.

Рідкі кристали широко застосовують у техніці й побуті.

Монітори на рідких кристалах. Тут використано сендвічеві структури, у яких поряд з шаром рідкого кристала є шар фото напівпровідника. Причому запис зображення в рідкому кристалі відбувається за допомогою світлового променя. Принцип запису зображення полягає в такому. Якщо нема відсутності підсвічування фото напівпровідника, то його провідність дуже мала, тому практично вся різниця потенціалів на цьому шарі фото напівпровідника спадає. У такому разі стан рідкокристалічного шару відповідає стану, коли на ньому нема напруги. За умов підсвічування фото напівпровідника його провідність різко зростає, оскільки світло створює в ньому додаткові носії струму (вільні електрони і дірки). Унаслідок цього відбувається перерозподіл електричної напруги в комірці – тепер практично напруга спадає на рідкокристалічному шарі, а його оптичні вся характеристики змінюються відповідно до поданої напруги. Так змінюються оптичні характеристики рідкокристалічного шару внаслідок дії світла. Важливо є те, що зміна оптичних характеристик рідкокристалічного шару відбувається локально – у точці засвічування фото напівпровідника.

Просторово-часові модулятори світла дають змогу виділяти контур проектованого на них зображення. Якщо контур переміщається, то можна

візуалізувати його рух. З їхньою допомогою візуалізують інфрачервоне випромінювання, або за допомогою видимого світла модулюють пучки інфрачервоного випромінювання, або створюють зображення В інфрачервоній ділянці спектра. В іншому режимі роботи модулятори світла можуть виділяти ділянки, піддані нестаціонарному освітленню. У цьому випадку з усього його зображення виділяються світлові точки, які або або переміщаються по зображенню, миготять. Модулятори світла використовують як підсилювачі яскравості світла. Функціональні можливості оптичних модуляторів дають підстави застосовувати їх для багатоманітних завдань опрацювання оптичної інформації, таких як розпізнавання об'єктів, усунення перешкод, спектральний і кореляційний аналіз, інтерферометрія, у тому числі запис голограм у реальному масштабі часу тощо.

Оптичний мікрофон. У системах оптичного опрацювання інформації і зв'язку виникає потреба перетворення в світлові сигнали не лише світлових, а й інших зовнішніх чинників, зокрема тиску, звуку, температури, деформації та ін. Перевага застосування в цьому випадку рідких кристалів у тому, що за їхньою допомогою в оптичний сигнал можна перетворювати будь-який зовнішній вплив, обминувши проміжні ланки. Інша перевага рідкокристалічних елементів полягає в тому, що вони сумісні з вузлами волоконно-оптичних пристроїв.

Оптичний мікрофон дає змогу безпосередньо перетворювати акустичний сигнал в оптичний. Його активним елементом є орієнтований шар нематика. Звукові коливання створюють періодичні з часом деформації шару, що спричиняє переорієнтування молекул і модулювання поляризації (інтенсивності) поляризованого світлового потоку. Виявлено, що майже в усьому температурному інтервалі існування нематичної фази його акустооптичні характеристики практично не змінюються.

Стереотелевізор. Ідея стереотелебачення ґрунтується на тому, що кадр зображення на екрані формується рядками, причому так, що спочатку висвічуються непарні, а потім парні рядки. Якщо ж тепер за допомогою окулярів з рідкокристалічними фільтрами зробити так, щоб праве око бачило, наприклад, парні рядки, а ліве – непарні, то зображення на екрані буде сприйматись почергово то одним то іншим оком і в цьому разі утвориться ефект стереозображення. Для цього використовують систему окулярів з рідкокристалічними фільтрами-затворами зі звичайними поляроїдами. Стереоефекту досягають за допомогою рікокристалічної плівки, нанесеної на екран телевізора, яка пропускає від парних рядків світло однієї лінійної поляризації, а від непарних – іншої лінійної поляризації, перпендикулярної до першої.

Контрольні питання

- 1. Сформулюйте закон Малюса.
- 2. Яке світло називають поляризованим?
- 3. Що таке кут Брюстера?
- 4. У чому полягає фізичний зміст закону Брюстера?
- 5. Що таке подвійне променезаломлення?
- 6. Що таке звичайний і незвичайний промінь?
- 7. Яка різниця між оптично одновісними та двовісними кристалами?
- 8. Які кристали називають оптично додатними та від'ємними?
- 9. Які є поляризаційні призми?
- 10. Чому дорівнює різниця фаз у разі проходженні світлових променів через анізотропні середовища?
- 11. Що таке коноскопічна картина?
- 12. Поясніть поширення променів у мікроскопі.
- 13. Що таке поляризаційний мікроскоп?
- 14. Що таке електронний мікроскоп?
- 15. На чому ґрунтується принцип роботи електронного мікроскопа?

- 16. У чому полягає метод фазового контрасту?
- 17. Що таке еліптична і колова поляризація світла, які умови їхнього виникнення?
- 18. Як можна проаналізувати поляризоване світло?
- 19. Що таке оптична активність?
- 20. Чим зумовлене повертання площини поляризації кристалами?
- 21. Як застосовують поляризоване світло?
- 22. Яка відмінність між рідким кристалом та іншими станами речовини?
- 23. Класифікація рідких кристалів.
- 24. Чим зумовлена особливість оптичних властивостей рідких кристалів?
- 25. Які можливості практичного використання рідких кристалів?

Розділ 5 ДИСПЕРСІЯ СВІТЛА

5.1. Загальні відомості про дисперсію світла

Дисперсія світла – це явище, зумовлене залежністю показника заломлення речовини від частоти (або довжини) світлової хвилі:

$$D = \frac{dn}{dv}.$$
 (5.1)

На підставі багатьох вимірювань з'ясовано, що в ділянці прозорості матеріалів показники заломлення зменшуються на переході в довгохвильову ділянку спектра, а у разі наближення до зони поглинання вони різко зростають, однак на підході до максимуму поглинання знову зменшуються, в ділянці прозорості $\frac{dn}{d\lambda} \leq 0$, в ділянці поглинання $\frac{dn}{d\lambda} \geq 0$. Тобто якщо $\frac{dn}{d\nu} \geq 0$ $(\frac{dn}{d\lambda} \leq 0)$, то маємо випадок *нормальної*, якщо ж $\frac{dn}{d\nu} \leq 0$ $(\frac{dn}{d\lambda} \geq 0) - аномальної дисперсії. Аномальну дисперсію зручно спостерігати в газах та парах металів, густину (і поглинання) яких можна легко змінювати тиском у камері або температурою. Наявність аномальної дисперсії світла наштовхнула на думку про зв'язок між дисперсією показника заломлення та поглинанням світла відповідним матеріалом.$

Уперше експериментально дисперсію світла виявив І. Ньютон (1672). Вона проявлялась у появі різнокольорового спектра на екрані в разі проходження світла через дві схрещені призми.

Електромагнітна теорія Д. Максвелла не пояснювала дисперсії світла, а лише пов'язала швидкість світла з діелектричною та магнітною проникністю речовини $n^2 = \varepsilon \mu$ і дала змогу з'ясувати, що швидкість світла у вакуумі дорівнює відношенню електромагнітної та електростатичної одиниць сили струму. Частотної залежності швидкості світла у речовині вона не давала.

Константи є і µ вводили як феноменологічні, вони були зв'язані з параметрами речовини.

Коші, використовуючи ідеї О. Френеля про врахування впливу молекул речовини на частинки ефіру, запропонував формулу, що пов'язує показник заломлення речовини *n* з довжиною світлової хвилі λ:

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \frac{D}{\lambda^6} + \dots$$
 (5.2)

Астрономічні дослідження засвідчили, що у вакуумі немає дисперсії світла, оскільки спостереження затемнень подвійних далеких зірок не виявили змін кольорів у наприкінці затемнення та на початку виходу з тіні. Д. Араго довів, що відмінність швидкостей c_0 фіолетових і червоних променів у вакуумі не перевищує $10^{-5} c_0$.

Для опису частотної залежності діелектричної проникності потрібною була певна модель взаємодії світла з речовиною.

5.2. Електронна теорія дисперсії світла

У моделі взаємодії світла з речовиною активна переважно електрична компонента електромагнітної хвилі, найбільші зміни під впливом хвилі відбуваються в електронній підсистемі речовини. Атом трактують як гармонічний осцилятор, активним елементом якого є електрон масою *m* та зарядом е. Вважають, що існує квазіпружна сила електричного походження, яка утримує електрон на стаціонарній орбіті в точці x, а також певна сила "тертя", яка гальмує рух електрона і в першому наближенні пропорційна до його швидкості \dot{x} . Енергія електрона може бути витрачена: як на випромінювання, оскільки він рухається прискорено (орбіта не прямолінійна), так і на взаємодію атомів між собою, що веде до перетворення частини коливної енергії у теплову. Ці втрати загалом досить малі (близько 10⁻⁶ за період), тому можна прийняти лінійну залежність їх від швидкості руху. За таких припущень рівняння руху електрона матиме вигляд

$$m\ddot{x} + kx + g\dot{x} = eE, \qquad (5.3)$$

де крапки над буквами означають похідні за часом.

Якщо поле світлової хвилі

$$E = E_0 \exp(-i\omega t), \tag{5.4}$$

то подібний вигляд повинні мати стаціонарні коливання електрона

$$x = x_0 \exp(-i\omega t - \varphi). \tag{5.5}$$

Якщо підставити у (5.5) вираз для x та похідних \dot{x} та \ddot{x} , то отримаємо рівняння

$$\ddot{x} + \frac{g}{m}\omega\dot{x} + \omega_0^2 x = eE, \qquad (5.6)$$

де $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ – квадрат частоти власних коливань електрона, звідки

знаходимо

$$x = \frac{eE}{m\left[\left(\omega_0^2 - \omega^2\right) - i\gamma\omega\right]},\tag{5.7}$$

яке описує зміщення електрона зі стану рівноваги. Це зміщення визначає дипольний момент однієї частинки p = ex, а для системи N частинок в одиниці об'єму сумарний дипольний момент

$$P = Np = \frac{e^2 E}{m} \left[\left(\omega_0^2 - \omega^2 \right) - i\gamma \omega \right]^{-1} = N\alpha E = \eta E , \qquad (5.8)$$

де α – поляризовність атома, що дорівнює його об'єму, η – діелектрична сприйнятливість.

Далі з відомого зв'язку $D = \varepsilon E + 4\pi P$ отримаємо

$$\varepsilon = n^{2} = 1 + \frac{4\pi N e^{2}}{m} \left(\omega_{0}^{2} - \omega^{2} - i\gamma\omega\right)^{-1}.$$
 (5.9)

При $\gamma = 0$ одержимо відоме рівняння

$$n^{2} = 1 + \frac{4\pi N e^{2}}{m(\omega_{0}^{2} - \omega^{2})},$$
(5.10)

яке описує нормальну дисперсію світла в ділянці прозорості матеріалу. Як бачимо, у будь-якому середовищі n > 1, а при $\omega = \omega_0$ отримаємо $n \to \infty$, що не має фізичного змісту і є наслідком припущення, що $\gamma = 0$ навіть за умови резонансу $\omega = \omega_0$.

З'ясовано, що показник заломлення пропорційний до густини речовини і, відповідно, до кількості електронів в одиниці об'єму N_0 . Можна вважати, що $N = N_0 f$ (де f - силаосцилятора, що відображає, яка частина електронів бере участь у цьому процесі). У випадку одного електрона під f треба розуміти ймовірність його участі в цьому процесі. Це фізичний зміст сили осцилятора.

Для груп з кількох частинок, які рухаються і мають різні заряди й маси, вираз для n^2 треба записати як суму складових (5.10) по всіх частинках

$$n^{2} = 1 + \sum_{i} \frac{4\pi N_{0i} f_{i} e_{i}^{2}}{m_{i} \left(\omega_{0i}^{2} - \omega^{2}\right)}.$$
(5.11)

З урахуванням загасання виникають якісно нові залежності. Для цього вводять комплексний показник заломлення

$$\overline{n} = n(1-i\kappa)$$
 abo $\overline{n} = n-i\kappa$, (5.12)

де *n* і *k* – дійсні величини.

Розділенням дійсної та уявної частин виразів (5.9) і (5.12) можна отримати

$$n^{2}(1-k^{2}) = 1 + 4\pi N_{0} \frac{e^{2}f}{m} \frac{\left(\omega_{0}^{2}-\omega^{2}\right)}{\left(\omega_{0}^{2}-\omega^{2}\right)^{2}+\omega^{2}\gamma^{2}},$$
(5.13)

$$2n^{2}k = 4\pi N_{0} \frac{e^{2}f}{m} \frac{\omega\gamma}{\left(\omega_{0}^{2} - \omega^{2}\right)^{2} + \omega^{2}\gamma^{2}}.$$
 (5.14)

Ці залежності схематично зображені на рис. 5.1. Як бачимо з рис. 5.1, дисперсійна крива показника заломлення (залежність n від ω) складається з ділянок *aб* і *вг*, де n збільшується (ділянка нормальної дисперсії), і *бв*, де n різко зменшується (ділянка аномальної дисперсії) зі зростанням частоти світла. Ділянка аномальної дисперсії збігається зі смугою поглинання, середина якої відповідає власній частоті коливань електрона.



Рис. 5.1. Частотні залежності показників заломлення n та поглинання k в районі резонансу ω_0 .

Частота власного коливання електрона (резонансна частота) для вільних атомів зазвичай є за короткохвильовою видимої дічастиною лянки – в ультрафіолетовій ділянці спектра. Тому поглинанням y видимій ділянці спектру можна знехтувати. В цьому випадку (при

 $\gamma = 0$), як випливає з (5.9), показник заломлення є уявним. Прозорі у видимій ділянці спектра тіла (скло, кварц та ін.) не мають смуг поглинання у цій ділянці, для них $\omega_0 > \omega$, наприклад, для скла навіть у фіолетовій ділянці спектра $\omega_0/\omega > 1$. Тому вдалині від власної частоти поглинання можна знехтувати доданком $\gamma^2 \omega^2$ порівняно з $(\omega_0^2 - \omega^2)^2$ та уявним доданком у формулі (5.9), тоді отримаємо рівняння (5.10).

5.3. Поляризовність і рефракція речовини

У теорії дисперсії світла важливу роль відіграє поляризовність характерних елементів речовини. Для прикладу розглянемо одноелектронний атом, ґрунтуючись на його планетарній будові (рис. 5.2).

Нехай колова орбіта електрона лежить у площині, нормальній до площини рисунка, і має радіус *r*, а зовнішнє електричне поле *E* напрямлене нормально до площини орбіти. Це поле зміщує електрон та ядро у

протилежні боки на відстань l, індукуючи дипольний момент p = el, де e - lзаряд електрона. Оскільки формально $p = \alpha E$, то

$$\alpha = \frac{el}{E} \,. \tag{5.15}$$

3 рис. 5.2 для умови рівноваги випливає

$$\frac{eE}{m\omega^2 r} = \frac{l}{r},\tag{5.16}$$

де *m* – маса електрона, ω – циклічна частота, звідси

$$\alpha = \frac{e^2}{m\omega^2}.$$
(5.17)

дорівнює Оскільки рівновазі В без поля відцентрова сила відцентровому притяганню:

$$\frac{e^2}{r^2} = m\omega^2 r, \qquad (5.18)$$

то зрозуміло, що поляризовність має розмірність об'єму. Приймемо, що



радіус атома $r \sim 10^{-8}$ см, знайдемо $\alpha \sim 10^{-24}$ см³. Отже, зі спектральних залежностей показника заломлення можна отримати інформацію про лінійні розміри актуальних елементів зразка.

Рис. 5.2. Поляризовність молекул.

Досі враховували ΜИ не взаємодію частинок та її вплив на поляризовність зразка. Взаємодію частинок можна врахувати, якщо визначити поле, яке діє на дану частинку, що не тотожне з полем світлової хвилі. Для кубічних кристалів можна записати

$$E' = E + \frac{4\pi}{3}P,$$
 (5.19)

де E' – поле, яке діє; E – зовнішнє поле; P – поляризація середовища. Тепер у рівнянні руху гармонічного осцилятора діючим буде поле E', а не поле світлової хвилі E, внаслідок чого навіть без урахування загасання рівняння руху електрона запишемо у складнішій формі, подібній до (5.3):

$$m\ddot{x} + kx = eE' = eE + \frac{4\pi}{3}P$$
. (5.20)

Після множення (5.20) на *eN* та визначення *P* = *eNr* можна отримати формулу *Лоренц–Лорентца*

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = N_0 \frac{4\pi N e^2 f}{3m(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$
(5.21)

Оскільки для заданої речовини і частоти ω значення *e*, *m*, ω₀ сталі, то можна записати

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{N_0} = \text{const.}$$
(5.22)

Увівши густину речовини ρ , пропорційну до числа частинок в одиниці об'єму N_0 , отримуємо

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = R_n = \text{const} \,.$$
(5.23)

Звідси поляризовність речовини:

$$\alpha = \frac{3}{4\pi N} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$
 (5.24)

Величину R_n називають *питомою рефракцією* речовини. Добуток питомої рефракції R_n на атомну або молекулярну масу речовини називають атомною

або молекулярною рефракцією R, відповідно. Експериментально визначено, що рефракцію суміші R можна розрахувати за відомими рефракціями компонент R_{ni} та їхнім відсотковим вмістом c_i у суміші відповідно до співвідношення

$$100R = c_1 r_1 + c_2 r_2 + \dots = c_i r_i \,. \tag{5.25}$$

Подібно можна розрахувати молекулярну рефракцію.

На підставі квантових уявлень мікромеханізм показника заломлення полягає в такому. Падаюча хвиля, яку не поглинуло середовище, поширюється в ньому зі швидкістю світла у вакуумі с₀. Частина пучка, яку поглинуло середовище, переводить частину електронів у збуджений стан. Реакція середовища настане через деякий час (близько 10⁻⁸ с), коли почнуть випромінювати збуджені частинки. За цей час частина первинної хвилі, яка не взаємодіяла з речовиною, пройде шлях близько 3·10¹⁰-1·10⁸ см, тобто вийде за межі розглядуваного середовища. Від часу близько 10⁻⁸ с після падіння світла на речовину, з'явиться вторинна хвиля, яка, взаємодіючи з тою, що є, формує відбитий і заломлений пучки. Швидкість заломленого пучка визначена показником заломлення середовища. Вона залежить від ступеня запізнення вторинної хвилі порівняно з первинною, зсуву фаз між ними. Сказане вже стосується стаціонарного стану, який настає через близько 10⁻⁸ с після початку падіння світла на речовину. Якщо час життя у стаціонарному стані приблизно дорівнює 10⁻⁸ с, то у станах, далеких від стаціонарного, він значно менший, тому раніше з'явиться вторинна хвиля, зменшиться зсув фаз між первинною і вторинною хвилями та показник заломлення. Це відповідає нормальній дисперсії світла. Якщо поглинута енергія перетворюється в інші форми (збудження інших частот), то інтерференції не відбудеться, тобто речовина не впливає на швидкість поширення пучка (тому n = 1), хоча зменшує його інтенсивність.

Квантова теорія не описує окремий атом, а дає статистичну характеристику всієї їхньої сукупності. За домовленістю переходу на вищі рівні відповідає додатне значення сили осцилятора, на нижні – від'ємне. З огляду на це, у формулах для дисперсії показника заломлення з'явиться ще одна можливість зміни знака доданка з силою осцилятора, чого не було в класичному варіанті теорії дисперсії світла.

У випадку конденсованих систем взаємодія між частинками значна. Описані вище співвідношення фактично зберігаються, проте відповідні смуги розширюються внаслідок різних взаємодій і це призводить до ускладнення розрахунків. Однак на практиці ж користуються формулами типу (5.11), у які вводять ефективні параметри осциляторів. Такі залежності відомі як *формула Зельмейєра*

$$n^{2} = 1 + \frac{B_{1}\lambda_{01}^{2}\lambda^{2}}{\lambda^{2} - \lambda_{0i}^{2}} + \frac{B_{2}\lambda_{02}^{2}\lambda^{2}}{\lambda^{2} - \lambda_{02}^{2}},$$
(5.26)

де B_1 , B_2 – певні сталі; λ_{01} , λ_{02} – довжини хвиль максимумів смуг поглинання. Для напівпровідникових матеріалів λ_{01} та λ_{02} зачисляють до двох смуг поглинання в ультрафіолетовій ділянці спектра, для діелектриків λ_{02} стосується інфрачервоного осцилятора, і тоді цей доданок від'ємний у разі дослідження у видимій та ультрафіолетовій ділянках спектра. Сталі B_1 і B_2 пов'язані з мікроскопічними параметрами матеріалу:

$$B_1 = \frac{Ne^2 f}{\pi c_0^2 m}.$$
 (5.27)

Оптичні коливання кристалічної тратки також впливають на дисперсію світла, оскільки в цьому випадку відбувається періодична зміна дипольного моменту певного об'єму кристала. Для кристалів такою найменшою частиною є елементарна комірка. Головні риси теорії дисперсії кристалічних коливань можна виявити вже під час розгляду коливань однієї комірки. Звичайно, в ділянці прозорості матеріалу можуть бути смуги поглинання домішок та дефектів. Оскільки таких центрів небагато порівняно з елементами головної сполуки, то ці смуги суттєво не впливають на показники заломлення, у разі прецизійних вимірювань вдається виявити аномальну дисперсію показника заломлення.

5.4. Рефрактометрія та її застосування

Показники заломлення широко використовують у техніці, зокрема в класичних оптичних приладах і сучасних оптичних та оптико-електронних виробах: модуляторах світла, світлопроводах, оптичних діодах, елементах пам'яті, зчитування, зберігання та індикації інформації з великою швидкодією та місткістю.

Частину оптики, яка вивчає методи вимірювання показників заломлення називають *рефрактометрією*. Основою для вимірювання показників заломлення слугують кути мінімального відхилення променів призмою, кути повного внутрішнього відбивання світла та інтерференційні методи вимірювання різниці ходу променів, які проходять через відомий та досліджуваний зразки. Розглянемо ці методи.

Найпоширенішим методом визначення показників заломлення є *імерсійний метод*, що зводиться до порівняння показників заломлення досліджуваного кристала і відомої рідини. Проходження променів у цьому випадку задовольняють правило: на межі двох середовищ промені відхиляються в бік середовища з більшим показником заломлення. Світлу смужку на краю зразка називають *смужкою Бекке*, вона переміщається на речовину з більшим показником заломлення. За великої різниці в показниках заломлення смужка Бекке є далеко від краю кристала й кристал здається чітким і темним. Якщо ці різниці зменшуються, то смужка Бекке переміщається до краю зразка.

Метод призми. Розглянемо проходження світлового променя крізь призму (рис. 5.3). На одну з поверхонь призми, показник заломлення якої щодо повітря дорівнює *n*, під кутом *i* падає промінь. Побудуємо хід променя в призмі на підставі закону заломлення світла. Кут між заломлювальними поверхнями δ називають *заломлювальним кутом* призми. Під кутом відхилення ϕ розуміють кут, утворений перетином продовжень променів, що падають на призму та виходять з неї.



Рис. 5.3. Проходження світлового променя крізь призму.

З'ясовано, що кут φ може набувати мінімального значення за деякого кута заломлення *r*, так що $d\varphi / dr = 0$. Ця умова можлива лише у випадку симетричного проходження променів через призму, тобто коли кути *i* та *r'* дорівнюють один одному, а отже, дорівнюють один одному кути *r* та *i'*. З рис. 5.3 видно, що

$$\varphi = (i + r') - (i' + r) = i + r' - \delta.$$
(5.28)

Скористаємось законом заломлення світла для визначення кутів i та r':

$$\sin i = n \sin r; \ \sin r' = n \sin i' = n \sin(\delta - r). \tag{5.29}$$

За умови симетричного проходження променів з цього виразу можна знайти показник заломлення призми:

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin \frac{\delta + \varphi_{\min}}{2}}{\sin \frac{\delta}{2}}.$$
(5.30)

Кут б визначено за моментом зміни напряму відхилення заломленого пучка під час повертання призми (у разі зміни кута падіння *i*). У випадку вимірювання кутів *i* та δ з точністю порядку секунд забезпечена точність визначення *n* порядку 1·10⁻⁵. Цей метод називають *гоніометричним*.

Метод рефрактометра (рефрактометр Аббе). У разі переходу з одного оптичного середовища в інше внаслідок зміни швидкості поширення промені заломлюються. Абсолютний показник заломлення речовини



Рис. 5.4. Хід променів при їх проходженні з оптично густішого в оптично менш густе середовище.

співвідношення визначають ЯК швидкості світла у вакуумі до швидкості світла у середовищі n = c/v. Прилади, призначені для вимірювання показників заломрідин лення, називають рефрактометрами. Принцип їхньої дії ґрунтується на явищі повного внутрішнього відбивання. У разі проходження світлом межі поділу двох середовищ з боку

густішого середовища з показником заломлення n_2 для кутів падіння $r < r_{cp}$ світло буде частково проникати в оптично менш густе середовище з показником n_1 , а частково – відбиватись. За кутів падіння $r_{cp} < r$ маємо явище повного внутрішнього відбивання: заломленого променя нема. Граничний кут r_{cp} відповідає кутові заломлення $i = 90^\circ$ і згідно із законом заломлення світла

$$\sin r_{2p} = n_1/n_2.$$
 (5.31)

Для визначення показника заломлення речовин за допомогою *рефрактометра Аббе* можна користуватись двома методами.

Розглянемо хід променів під час роботи за методом ковзного променя (рис. 5.5). Шар досліджуваної рідини, нанесений на поверхню призми, освітлюють широким пучком світла. Промені різних напрямів, заломившись на межі поділу рідина–скло, входять у призму. Світло може падати на призму під різними кутами. Якщо воно падає під кутом 90° (ковзний промінь *DO*), то

$$\sin i'_{ep} = \sin \alpha \cdot \sqrt{n_2^2 - n_1^2} - n_1 \cos \alpha \,. \tag{5.32}$$





3a кутів падіння *i* < 90° промені виходять з призми під кутами $i > i'_{rp}$. Згідно з формулою (5.32), граничний кут залежить від показника заломлення речовини n_1 (n₂ і α є сталими). Якщо ці величини відомі, то можна обчислити показник заломлення У досліджуваної речовини. фокальній площині зорової труби простежується межа поділу світла і темноти. Промені, які йдуть під кутами, більшими від граничного, дають зобра-ження, а які піл меншими – зображення не дають. Отже, одна частина поля зору

буде темною, а інша – світлою.

У випадку використання методу пов**розко**авнумержань овог вадбивання тіпромені, п визначена кутом r_{rp} . Звичайно вимірюють не r_{rp} , а кут виходу граничного променя з призми i_{rp} , показник заломлення речовини обчислюють за формулою (5.32).

Рефрактометр Релея. Основою приладу є прямокутна призма Π з відомою спектральною залежністю показника заломлення $N(\lambda)$ та пристрій для вимірювання кутів. Для певної довжини світлової хвилі λ знаходять граничний кут повного внутрішнього відбивання ϕ та вимірюють кут виходу


променя з призми *r*', який відповідає межі світлої і темної ділянок поля зору (рис. 5.6). У рефрактометрі типу ІРФ-23 це світла смужка на темному фоні. З рис. 5.6 зрозуміла така низка рівностей:

$$\frac{\sin\varphi}{\sin r} = \frac{N}{n}, \quad \frac{\sin\varphi'}{\sin r'} = \frac{1}{N}, \quad \varphi' = 90^\circ - r ,$$

$$\varphi = 90^{\circ},$$
 (5.33)

Рис. 5.6. Проходження променів у призмі рефрактометра Релея.

звідки показник заломлення досліджуваного зразка

$$n = \sqrt{N^2 - \sin^2 r} \,. \tag{5.34}$$

Описаний випадок стосується вимірювання показника заломлення рідин. Якщо досліджуємо твердотільний зразок, то між зразком і призмою повинен бути шар рідини з таким співвідношенням показників заломлення: $N > n_p > n_{3p}$. Отримуємо робочу формулу (5.34), у яку не входить показник заломлення імерсійної рідини n_p .

Під час дослідження кристалів ребра зразків повинні бути орієнтовані паралельно до кристалофізичних осей, а промінь у зразку повинен поширюватись вздовж однієї з них.

Інтерференційні методи полягають у вимірюванні різниці ходу, яка виникає внаслідок внесення в одне з пліч інтерферометра досліджуваного зразка товщиною l_2 з невідомим показником заломлення n_2 . Зразок з відомою товщиною l_1 та показником заломлення n_1 уводять у друге плече для того, щоб була чітка інтерференційна картина і не виникало великого зміщення пучків по ходу променя (для лазерних пучків з великою довжиною когерентності ця вимога не є критичною). Отриману різницю ходу Δ можна поміряти компенсатором

$$\Delta = l_2 n_2 - l_1 n_1, \tag{5.35}$$

звідки знаходимо n_1 .

В основі *інтерференційного методу Обреїмова* є той факт, що в разі проходження паралельного світлового пучка вздовж межі плоскопаралельної кристалічної пластинки і зовнішнього середовища з показником заломлення n_{cp} виникає різниця ходу

$$\Delta = d(n_{\rm kp} - n_{\rm cp}), \tag{5.36}$$

де *n*_{кр}, *d* – відповідно, показник заломлення і товщина досліджуваного зразка. Вздовж геометричної тіні від краю досліджуваного зразка світлові пучки, які пройшли через зразок і середовище, частково перекриваються внаслідок дифракції та інтерферують. Тоді показник заломлення досліджуваного кристала

$$n_{\rm kp}(\lambda, T) = 1 + k\lambda/d(T). \tag{5.37}$$

Важливим є плоскопаралельність зразка, прямі кути між робочими гранями, відсутність вищерблень граней на шляху променя. Кристалічні зразки повинні бути орієнтовані вздовж кристалофізичних осей, падаючий пучок – лінійно поляризований з орієнтацією електричного вектора світлової хвилі паралельно до головних осей оптичної індикатриси.

Під час дослідження показника заломлення тонких плівок практично незамінними є інтерференційні методи. Мала товщина плівок дає змогу виконувати вимірювання в ділянці поглинання. У цьому випадку потужним методом є еліпсометрія, коли параметри кристала розраховують за відомими кутами падіння, поляризацією падаючого і параметрами відбитого пучка. Він менш точний, проте коли йдеться про властивості поверхневих шарів, процеси на поверхні, її старіння тощо, то він є незамінним.

Вимірювання показників заломлення в ділянці поглинання ускладнене різкими втратами інтенсивності пучка. У методі призми заломлений кут повинен бути дуже малим (порядку дугових хвилин), щоб призма була тонкою та пропускала достатньо світла для вимірювання кутів. Це призводить до великих відносних помилок та різкого зменшення роздільної здатності призми. Зрозуміло, що тут найліпшим є інтерференційний метод, у якому товщина зразка повинна бути малою. Цей метод ґрунтується на схрещенні дисперсій двох спектральних приладів. Використання інтерферометра та дифракційного спектрографа дає лінійні залежності між показником заломлення і положенням відповідної точки на спектрограмі.

Контрольні питання

- 1. Що таке дисперсія світла?
- 2. Що таке нормальна й аномальна дисперсія світла?
- 3. На чому ґрунтується електронна теорія дисперсії світла?
- 4. Як показник заломлення та коефіцієнт поглинання залежать від частоти падаючого світла?
- 5. Що таке поляризовність молекул?
- 6. Чим зумовлена поляризовність молекул?
- 7. Що таке питома і молекулярна рефракції?
- 8. У чому полягає двоосциляторна модель дисперсії світла?
- 9. Що таке рефрактометрія?
- 10.У чому полягає явище повного внутрішнього відбивання?
- 11. Що таке рефрактометр?
- 12. Які є методи вимірювання показників заломлення?
- 13. У чому полягає метод призми вимірювання показників заломлення?
- 14. На чому ґрунтуються інтерференційні методи вимірювання показників заломлення?

Розділ 6 ТЕПЛОВЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ТІЛ

6.1. Випромінювальна та поглинальна здатності тіл

Уведемо головні поняття, що характеризують теплове випромінювання тіл.

Потужність випромінювання з одиниці площі поверхні тіла в одиничному інтервалі частот називають *випромінювальною здатністю тіла*. Якщо потужність випромінювання в інтервалі частот від v до v + dv з одиниці площі позначити через $dW_{v,v+dv}$, то випромінювальну здатність можна записати так:

$$E(\mathbf{v},T) = \frac{dW_{\mathbf{v},\,\mathbf{v}+d\mathbf{v}}}{d\mathbf{v}}.$$
(6.1)

Оскільки випромінювальна здатність залежить не тільки від температури, а й від частоти, то її називають спектральною густиною поверхневого випромінювання.

Поглинальна здатність тіла — це відношення кількості поглинутої поверхнею тіла енергії в інтервалі частот від v до v + dv і загальної кількості випромінювання, що падає в тому ж інтервалі частот:

$$A(\mathbf{v},T) = \frac{dW_{\mathbf{v},\mathbf{v}+d\mathbf{v}}^{\Pi\Gamma\Gamma\Pi}}{dW_{\mathbf{v},\mathbf{v}+d\mathbf{v}}^{\Pi}}.$$
(6.2)

Тіла, здатні поглинати все випромінювання довільної довжини, що падає на них, за будь-якої температури, називають *абсолютно чорними тілами*. Для всіх абсолютно чорних тіл A(v, T) = 1 за всіх довжин хвиль і за будь-якої температури.

У природі не існує абсолютно чорних тіл. Однак можна знайти тіла, близькі за властивостями до абсолютно чорного тіла (сажа, чорний оксамит). Сильні поглинальні властивості цих тіл пояснюють їхньою пористістю. Під час падіння випромінювання на ці матеріали відбувається багаторазове відбивання в численних порах. У разі кожного відбивання частина енергії



Рис. 6.1. Приклад абсолютно чорного тіла. випромінювання поглинається, і в підсумку інтенсивність світла, що вийшла з матеріалу, практично дорівнює нулю.

Прикладом абсолютно чорного тіла може бути порожнина з ідеально відбивними внутрішніми стінками, у якій зроблено отвір діаметром 0,01 діаметра поржнини (рис. 6.1). Якщо в цей отвір

входить пучок світла, то всередині порожнини він зазнаватиме багаторазового відбивання і розсіювання, внаслідок чого падаюче випромінювання буде повністю поглинуте.

6.2. Закони теплового випромінювання

Закон Кірхгофа. Прево (1809) довів таке, якщо два різні тіла поглинають різну кількість енергії, то випромінювання також буде різним. Зазначимо, що за однакової температури спектральний склад випромінювання теж буде різним. Правило Прево дає тільки якісне уявлення про випромінювання і поглинання.

У 1859 р. Г. Кірхгоф виявив кількісний зв'язок між випромінювальною і поглинальною здатностями тіл. Згідно з законом Кірхгофа, співвідношення випромінювальної і поглинальної здатностей для всіх тіл є універсальною функцією частоти і температури:

$$E(v, T)/A(v, T) = f(v, T).$$
 (6.3)

Принципово, що функція f(v, T), яку називають функцією Кірхгофа, не залежить від природи тіл.

Якщо випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла позначити через $\varepsilon(v, T)$, то, оскільки A(v, T) = 1, отримаємо

$$E(v, T)/A(v, T) = \varepsilon(v, T)/1 = f(v, T), \tag{6.4}$$

або

$$\varepsilon(\mathbf{v}, T) = f(\mathbf{v}, T). \tag{6.5}$$

Тобто універсальна функція Кірхгофа – це є випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла.

Тоді закон Кірхгофа можна сформулювати так: відношення випромінювальної здатності до поглинальної для всіх тіл дорівнює випромінювальній здатності абсолютно чорного тіла за тієї ж температури й частоти:

$$E(\mathbf{v}, T)/A(\mathbf{v}, T) = \varepsilon(\mathbf{v}, T). \tag{6.6}$$

Г. Кірхгоф вивів цей закон на засадах другого принципу термодинаміки, згідно з яким теплова рівновага, що усталилась в ізольованій системі, не може бути порушена простим обміном тепла між окремими частинами системи.

Нехай усередині порожнини з ідеально відбивними стінками, непроникними для електромагнітних хвиль, є два тіла: *В* – абсолютно чорне і



Рис. 6.2. Виведення закону Кірхгофа.

C – довільне нечорне тіло (рис. 6.2). Зрозуміло, що з часом усталиться термодинамічна рівновага між випромінюванням усередині порожнини і тілами *B* і *C*, що мають однакову температуру *T*. Тобто кожне тіло буде поглинати стільки енергії, скільки випромінює. Оскільки абсолютно чорне тіло *B* з одиниці поверхні за одиницю часу в інтервалі частот dv випромінює енергію $\varepsilon(v, T)$, то очевидно, що на одиницю поверхні кожного з тіл (*B* і *C*) за одиницю часу в тому ж інтервалі частот

надходить енергія в кількості, рівній $\varepsilon(v, T)dv$. Якщо випромінювальну і поглинальну здатності тіла *C* позначити, відповідно, через E(v, T) і A(v, T), то кількості енергій, що їх випромінює і поглинає одинична поверхня за одиницю часу в інтервалі частот dv, будуть E(v, T)dv і A(v, T)dv, відповідно. Оскільки усталилась динамічна рівновага, то ці кількості енергії

$$E(v, T)dv = A(v, T) \varepsilon(v, T)dv.$$
(6.7)

Звідси випливає, що

$$E(\mathbf{v}, T)/A(\mathbf{v}, T) = \varepsilon(\mathbf{v}, T). \tag{6.8}$$

Закон Стефана–Больцмана. В 1879 р. Й. Стефан з'ясував, що інтегральна випромінювальна здатність тіл прямо пропорційна четвертому степеню абсолютної температури:

$$E(T) = \int_{0}^{\infty} E(\mathbf{v}, T) d\mathbf{v} = \sigma T^{4} , \qquad (6.9)$$

де σ – стала.

Пізніше експериментально було виявлено, що формула (6.9) справджується не для всіх тіл, а лише для абсолютно чорних тіл, і коефіцієнт пропорційності $\sigma = 5,672 \cdot 10^{-12} \text{ Bt/cm}^2 \cdot \text{град}^4$.

У 1884 р. Л. Больцман, використавши термодинамічний метод, довів, що випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла пропорційна четвертому степеню його абсолютної температури:

$$\varepsilon(T) = \sigma T^4 \tag{6.10}$$

Вираз (6.10) назвали законом Стефанам-Больцмана.

Розглянемо рівноважне випромінювання всередині циліндра, що містить поршень з непроникними для електромагнітних хвиль стінками. Наявність поршня дає змогу змінювати об'єм, що займає випромінювання. У вихідному положенні випромінювання має об'єм *V*, тиск *P* і температуру *T*.

Згідно з першим і другим принципами термодинаміки можна записати

$$TdS = dW + PdV. \tag{6.11}$$

Тут dS, dW i dV – зміна ентропії, внутрішньої енергії та об'єму системи. Оскільки внутрішня енергія є функцією об'єму і температури, то можна записати

$$dW = \left(\frac{\partial W}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial W}{\partial V}\right)_T dV.$$
(6.12)

Підставимо (6.12) в (6.11), отримаємо

$$dS = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial W}{\partial T} \right)_V dT + \frac{1}{T} \left(\frac{\partial W}{\partial V} \right)_T dV + \frac{P}{T} dV \,. \tag{6.13}$$

Звідки

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{V} = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial W}{\partial T}\right)_{V};$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_{T} = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial W}{\partial V}\right)_{T} + P \right].$$

$$(6.14)$$

Продиференціюємо перший вираз у (6.14) за V, а другий – за T:

$$T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_{V} = \left(\frac{\partial W}{\partial V}\right)_{T} + P.$$
(6.15)

У разі ізотермічної зміни об'єму густина енергії випромінювання не зміниться, тобто W = W(T). Тоді за заданого значення об'єму випромінювання його енергія стане рівною $W = \omega(T)V$. Оскільки випромінювання є ізотропним, то тиск, який воно чинить на стінки циліндра, дорівнюватиме 1/3 ω . Тоді співвідношення (6.15) можна записати

$$T\frac{d\omega}{dT} = 4\omega. (6.16)$$

Якщо проінтегрувати останній вираз, прийнявши до уваги, що об'ємна густина випромінювання прямо пропорційна випромінювальній здатності, то можна отримати

$$\varepsilon(T) = \operatorname{const} T^4. \tag{6.17}$$

Тобто отримано формулу Стефана-Больцмана.

Закон Віна. У 1893 р. М. Він на підставі законів електродинаміки і термодинаміки, визначив характер залежності випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла від частоти і температури. Згідно за Віном, випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла прямо пропорційна до куба частоти і є функцією відношення v/T:

$$\varepsilon(\mathbf{v}, T) = \alpha \mathbf{v}^3 F(\mathbf{v}/T), \tag{6.18}$$

де α – стала; *F* – деяка функція, вигляд якої не був відомий М. Віну. З цього закону випливають деякі важливі наслідки.

За правилом зміщення, довжина хвилі, яка відповідає максимальній випромінювальній здатності, прямо пропорційна абсолютній температурі. Щоб довести це, введемо функцію $\varepsilon(\lambda, T)$. Очевидно, що $\varepsilon(\nu, T)d\nu$ і $\varepsilon(\lambda, T)d\lambda$ – світловий потік, який припадає на інтервал частот $d\nu$ або довжин хвиль $d\lambda$. Оскільки

$$\varepsilon(v, T)dv = \varepsilon(\lambda, T)d\lambda, \qquad (6.19)$$

то

$$\varepsilon(\lambda, T) = \varepsilon(\nu, T) \cdot d\nu/d\lambda. \tag{6.20}$$

Приймемо до уваги

$$\frac{dv}{d\lambda} = -\frac{c}{\lambda^2},\tag{6.21}$$

тоді з формул (6.21) і (6.20) знайдемо

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{c}{\lambda^5} F\left(\frac{c}{\lambda T}\right). \tag{6.22}$$

Вираз (6.22) – це формула Віна, наведена у довжинах хвиль.

Для того, щоб знайти λ , за якого величина $\varepsilon(\lambda, T)$ є максимальним, потрібно продиференціювати (6.22) за λ і прирівняти до нуля. Розв'язавши отримане диференціальне рівняння, можна отримати такий вираз:

$$\lambda_{\rm M}T = b. \tag{6.23}$$

Як випливає з (6.23), довжина хвилі, що відповідає максимальній випромінювальній здатності, обернено пропорційна до абсолютної температури. Відповідно, зі зниженням температури розжареного чорного тіла максимум енергії його випромінювання зміщується в довгохвильову ділянку спектра, тобто починає переважати довгохвильове випромінювання, що узгоджується з експериментальними даними.



Рис. 6.3. Спектральна залежність випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла.

3 використанням співвідношення (6.23) можна визначити довжини які хвиль, на припадають максимуми енергії випромінювання за різних темпе-ратур. Наприклад, за темпе-ратур до 4 000 випромінювальної К максимуми здатності абсолютно чорного тіла є межами видимої інфраза В червоній ділянці спектра. При T = 3 000 К значення $\lambda_{\rm M}$ = 960 нм (рис. 6.3). Зa температури 5 000 K

макси-мум випромінювання відповідає жовто-зеленому кольору ($\lambda_{\rm M} = 580$ нм), а за температур понад 6 000 К переміщає в ультрафіолетову ділянку спектра.

Оскільки максимум кривої залежності $\varepsilon(\lambda)$ зміщується зі зміною температури, то співвідношення (6.23) називають законом зміщення Віна.

Із закону Віна випливає, що максимальна випромінювальна здатність прямо пропорційна до п'ятого степеня абсолютної температури:

$$\varepsilon_{MAKC} = \frac{c^4}{\lambda_M^5} F\left(\frac{c}{\lambda_M}T\right) = \frac{c^4}{b^5} T^5 F\left(\frac{c}{b}\right) = aT^5, \qquad (6.24)$$

де $a = \frac{c^4}{b^5} F\left(\frac{c}{b}\right) -$ стала.

З формули Віна випливає таке, що якщо відомий розподіл енергії випромінювання в спектрі за одної температури, то можна визначити аналогічний розподіл за будь-якої іншої температури. Закон Віна виконується у разі великих частот і низьких температур.

Закон Релея–Джинса. У всіх розглянутих вище випадках використано термодинамічний підхід до вивчення теплового випромінювання. Д. Релей

уперше застосував статистичний підхід до пояснення ефектів теплового випромінювання. Рівноважне електромагнітне випромінювання в закритій порожнині зі сталою температурою стінок, він розглядав як систему стоячих хвиль різної частоти, що поширюються в усіх напрямах. Частоти утворених стоячих хвиль повинні задовольняти ті ж умови, що й частоти стоячих пружних хвиль у стрижні. Під час коливань пружного стрижня на його закріплених кінцях утворюються вузли зміщення і на довжині стрижня *L* вміщається кількість півхвиль, що дорівнює цілому числу з частотою коливань

$$\mathbf{v} = m(\mathbf{v}/2L),\tag{6.25}$$

де v – швидкість поширення хвилі.

Згідно Д. Релеєм, кількість власних частот, що вміщуються в інтервалі (v, v + dv), прямо пропорційна до об'єму порожнини *V*, квадрата частоти і ширини інтервалу, тобто $dN \sim Vv^2 dv$. З використанням закону рівномірного розподілу енергії рівноважної системи Д. Релей отримав такий вираз для випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла:

$$\varepsilon(\mathbf{v}, T) \approx \mathbf{v}^2 k T, \qquad (6.26)$$

k – стала Больцмана.

За допомогою ідеї Д. Релея Джинс виконав точні розрахунки і, визначивши коефіцієнти пропорційності, довів, що

$$\varepsilon(\mathbf{v},T) = \frac{2\pi v^2}{c^2} kT \,. \tag{6.27}$$

Вираз (6.27) називають формулою Релея–Джинса.

Однак досліди засвідчили, що формула Релея–Джинса узгоджується з експериментальними даними лише в ділянці достатньо малих частот і великих температур. Крім того, виявилось, що спроба отримати закон Стефана–Больцмана з формули Релея–Джинса приводить до так званої ультрафіолетової катастрофи. Насправді

$$\varepsilon(T) = \int_{0}^{\infty} \frac{2\pi v^{2}}{c^{2}} kT dv = \frac{2\pi kT}{c^{2}} \int_{0}^{\infty} v^{2} dv = \infty!$$
(6.28)

Рівність інтегральної випромінювальної здатності безмежному значенню означає, що рівновага між тілом і його випромінюванням усталиться лише за температури тіл, що дорівнює абсолютному нулю. Це суперечить експериментальним даним, оскільки тіла перебувають у рівновазі з випромінюванням за довільної, відмінної від нуля температури.

6.3. Формула Планка

На рис. 6.4 показано експериментальний спектральний розподіл енергії випромінювання абсолютно чорного тіла за сталої температури (крива *1*) і теоретичну криву Релея–Джинса (крива *2*). В рамках класичної фізики не



Рис. 6.4. Спектральний розподіл енергії випромінювання абсолютно чорного тіла за сталої температури (1) і теоретична крива Релея–Джинса (2).

теоретично вдається описати всю експериментальну тобто криву, неможливо визначити явний вигляд функції Кірхгофа 3a будь-якої температури і частоти. Це завдання успішно виконав М. Планк (1900).

М. Планк застосував термодинамічний підхід для знаходження функції Кірхгофа, узявши до уваги тотожність рівноважного випромінювання і системи сукупності лінійних гармонічних

осциляторів з можливими власними частотами від нуля до безмежності. Йому вдалося знайти емпіричний вираз

$$\varepsilon(\mathbf{v},T) = \frac{a_1 \mathbf{v}^3}{e^{\frac{a_2 \mathbf{v}}{T}} - 1},\tag{6.29}$$

який добре узгоджувався з експериментальними даними за будь-якої частоти і температури. Тут *a*₁ і *a*₂ – сталі.

Для обґрунтування формули (6.29) М. Планк висунув геніальну гіпотезу, що суперечила принципам класичної фізики.

Як відомо, у класичній фізиці енергія будь-якої системи може змінюватись неперервно. Згідно з квантовою гіпотезою, яку висунув М. Планк, енергія осцилятора може набувати лише дискретних значень, що дорівнюють найменшій порції енергії квантів – енергії *E*₀:

$$E_n = nE_0 \ (n = 1, 2, 3, ..). \tag{6.30}$$

Випромінювання і поглинання відбувається під час переходу осцилятора з одного дискретного енергетичного стану на інший.

Можна довести, що в разі дискретного розташування енергетичних рівнів середня енергія осцилятора

$$E = \frac{E_0}{e^{E_0/kT} - 1}.$$
 (6.31)

Тоді для випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла можна отримати

$$\varepsilon(\mathbf{v},T) = \frac{2\pi v^2}{c^2} E = \frac{2\pi v^2}{c^2} \cdot \frac{E_0}{e^{E_0/kT} - 1}.$$
 (6.32)

Якщо врахувати, що

$$E_0 = h\nu, \tag{6.33}$$

(де *h* = 6,626·10⁻³⁴ Дж·с – стала Планка), і підставити (6.33) в (6.32), то для випромінювальної здатності абсолютно чорних тіл можна отримати

$$\varepsilon(\mathbf{v},T) = \frac{2\pi \mathbf{v}^2}{c^2} \cdot \frac{h\mathbf{v}}{e^{h\mathbf{v}/kT} - 1}.$$
(6.34)

Вираз (6.34) називають формулою Планка, що описує експериментальну криву (крива *1* на рис. 6.3) розподілу енергії випромінювання абсолютно чорних тіл по довжинах хвиль або частотах.

3 формули (6.33) випливає, що:

a) елементарна порція енергії гармонічного осцилятора є прямо пропорційна до частоти коливань;

б) мінімальна енергія світлового кванта, поглинутого або випроміненого під час переходу осцилятора з одного стану в інший, прямо пропорційна до частоти випроміненого або поглинутого світла.

Формула (6.34) отримана на підставі квантової теорії, згідно з якою випромінювання і поглинання світла відбувається порціями – *квантами*. Згодом А. Айнштайн висловив гіпотезу про те, що не тільки поглинання і випромінювання, а також поширення світла відбувається дискретно, порціями, які отримали назву *фотонів*.

А. Айнштайн висловив також другу гіпотезу, за якою саме електромагнітне випромінювання складається з окремих "корпускул" (квантів) – фотонів з енергією $E_0 = hv$ та імпульсом p = hv/c. Гіпотеза А. Айнштайна надалі підтверджена багаточисленними фактами і стала основою пояснення ряду оптичних явищ, з якими не могла впоратись хвильова теорія світла.

Як випливає з формули (6.34), середнє значення енергії осцилятора, що припадає на кожен ступінь вільності, не є сталим, а залежить від частоти. Зі збільшенням частоти ця енергія зменшується, що є причиною усунення "ультрафіолетової катастрофи".

6.4. Оптична пірометрія як метод вимірювання температури

Температура – це величина, що описує теплову енергію і рівновагу двох систем у тепловому контакті. Для термометрії виконується нульовий закон термодинаміки: якщо три (або більше) системи зведені в тепловий контакт і перебувають у стані теплової рівноваги, то будь-які дві із них, окремо взяті, також перебувають у тепловій рівновазі одна щодо одної. Тобто можна уявити собі, що одна з таких систем, яку назвемо термометром, зведена в тепловий контакт з іншими системами, вдається визначити, є вони в однакових чи різних теплових станах.

Головне завдання термометрії – вимірювання температури фізичної

системи з максимально можливою точністю та визначення шкали температур.

Одну з перших температурних шкал створив Р. Гук (1664). За цією шкалою кожний градус відповідав зміні об'єму робочої рідини в термометрі на 1/500 (що еквівалентно ~ 2,4 °С). Шкала Гука починалась від -7 (найбільший зимовий холод) і закінчувалась на +13 градусах (найбільше літнє тепло). Вона була нанесена на різноманітні термометри, проградуйовані за методом Р. Гука. Першим, хто навчився виготовляти надійні ртутні термометри, був Фаренгейт. У 1724 р. він запропонував шкалу, у якій однією з фіксованих точок слугувала температура людського тіла, яку він прийняв за 96 градусів, іншою – температура танення льоду (32 градуси). Приблизно в тоді ж французький учений Г. Амонтон розробив газовий термометр сталого об'єму. Цей учений дійшов висновку, що найнижча температура повинна відповідати нульовому тиску газу. Це можна вважати першим кроком на шляху до вивчення поняття температури. Висновок з праць Ж. А. Ц. Шарля, Дж. Дальтона, Ж. Гей-Люссака про те, що всі гази мають майже однаковий коефіцієнт об'ємного розширення, наштовхнув на думку про можливість створення температурної шкали, яка ґрунтується на одній фіксованій точці. Згідно з рівнянням $p(t)=p(0)[1+\alpha t]$, одна фіксована точка потрібна для відшукання *p*(0), інша – для відшукання α.

Перша міжнародна температурна шкала прийнята в 1927 р. Вона грунтувалась на наборі певних реперних точок. Інтерполяція між точками в цій шкалі була різною в трьох інтервалах температур: від – 190 до 660 °C, від 660 до 1063 °C і понад 1063 °C. У нижньому інтервалі шкали температура визначена за платиновим термометром опору, а між 660 і 1063 °C – платинородієвою термопарою, проградуйованою в точках затвердіння стибію, срібла і золота (T_3 (Sb) = 444,6; T_3 (Ag) = 960,5 і T_3 (Au) = 1063 °C). У 1948 р. зроблено корективи, згідно з якими нижньою точкою шкали прийнято температуру –182,97 °C, а верхньою точкою градуювання термопари – температуру затвердіння стибію – 630,5 °С.

У 1960 р. прийняли пропозицію У. Томсона (лорда Кельвіна (1854)) про те, що одиницю термодинамічної температури потрібно визначати інтервалом від абсолютного нуля до температури потрійної точки води. Температуру потрійної точки води прийняли на 0,01 К вище від точки плавлення льоду, якій, відповідно, приписали значення 273,15 К. Одиницю температури визначили як 1/273,16 частини термодинамічної температури потрійної точки води і назвали кельвін (К).

Нова міжнародна практична температурна шкала прийнята 1968 р. Її умовно розділили на чотири інтервали: від 13,81 до 273,15 К; від 0 до 630,74 °C; від 630,74 до 1064,43 °C і понад 1064,43 °C.

Сьогодні, крім *шкал А. Цельсія* (С) і *Кельвіна* (К), є також шкали Фаренгейта (F), Реомюра (R) і Ранкіна (Ra). Взаємозв'язок між ними відображає таке співвідношення:

 $n \,^{\circ}\text{C} = n\text{K} - 273 = (1,8n + 32) \,^{\circ}\text{F} = 0,8n \,^{\circ}\text{R}$ i $n\text{K} = 1,8n \,^{\circ}\text{Ra}$. (6.35)

Які ж можливі температури є у Всесвіті? Температуру Всесвіту через 10^{-35} с після його виникнення теоретично оцінюють як ~ 10^{28} К. Ядра найгарячіших зірок мають температуру 10^{10} К; ядра зірок (червоних гігантів) – ~ 10^9 К; під час реакції розщеплення і синтезу ядер температура досягає ~ 10^8 К, під час спалаху на Сонці – ~ $3 \cdot 10^7$ К, сонячна корона має температуру ~ 10^6 К, поверхня гарячих зірок – ~ 10^5 К, поверхня Сонця – 6 300 К, сонячні плями – 4 800 К, рідкий азот – 77 К, рідкий гелій – 4,2 К, температура Всесвіту становить – 3 К, фазовий перехід у системі ядерних спінів міді – ~ 10^{-7} К. Найжаркіші місця на Землі – Долина смерті в Каліфорнії (США), там зафіксована температура + 56,7 °C, а також пустеля Сахара, де рекордна плюсова температура становила + 63°C. Найхолодніші місця на Землі – Якутія і Гренландія, де температура опускається до -70°C. Рекорд зафіксовано в Антарктиді: -94,5°C. На такому морозі метал стає крихким, а нафта перетворюється в густу тістоподібну масу і не спалахує внаслідок дії з

відкритим вогнем.

Розглянемо практичні питання вимірювання температури.

Газова термометрія. Важливість газового термометра ґрунтується на тому, що більшість газів поводиться майже як ідеальні. Невеликі відхилення від ідеальності описані достатньо простими залежностями від густини і температури. Для ідеального газу

$$PV = NRT, \tag{6.36}$$

де *P* – тиск; *V* – об'єм; *N* – кількість газу і *R* – універсальна газова стала. Для реального газу рівняння (6.45) звичайно записують у вигляді віріального розкладу за степенями густини:

$$PV = NRT[1 + B(T)(N/V) + C(T)(N/V)^{2} + ...],$$
(6.37)

де B(T) і C(T) – відповідно, другий і третій віріальні коефіцієнти.

Відмінність рівнянь ідеального газу і віріального розкладу зумовлена наявністю сил взаємодії між молекулами.

У газовій термометрії найпоширеніші два методи: термометрія за абсолютними *PV*-ізотермами і менш надійний — метод газового термометра сталого об'єму. Інтерполяція отриманої ізотерми до нульової густини дає шукану температуру. Метод газового термометра сталого об'єму ґрунтується на простому співвідношенні, яке для незмінної кількості газу має вигляд

$$P/P_r = T/T_r. \tag{6.38}$$

Отже, вимірюючи співвідношення тисків *P*/*P_r* за різних температур експерименту, можна отримати значення відповідних температур.

Акустична термометрія. Під час адіабатичного стиснення і розширення в газі поширюються поздовжні звукові хвилі, що мають швидкість υ:

$$\upsilon^2 = B_s / \rho, \tag{6.39}$$

де *B*₅ – адіабатичний об'ємний модуль пружності газу; ρ – його густина. Оскільки

$$\rho = NM/V = MP/RT, \tag{6.40}$$

$$\upsilon_0^2 = \gamma RT/M. \tag{6.41}$$

Термодинамічну температуру можна обчислити, якщо відомі γ , R і M, а значення v_0 виміряне експериментально. Щоб урахувати ефекти, зумовлені неідеальністю газу, вираз (6.48) звичайно записують у формі віріального розкладу за степенями тиску:

$$\upsilon_0^2 = A_0(T) + A_1(T)P + A_2(T)P^2 + \dots,$$
(6.42)

де $A_0(T)$, $A_1(T)$ і $A_2(T)$ – відповідно, нульовий, перший і другий акустичні віріальні коефіцієнти. Сьогодні швидкість звуку найточніше вимірюють за допомогою акустичного інтерферометра з циліндричним резонатором. Акустичні хвилі в трубі збуджує випромінювач, розташований на одному її кінці; довжину хвилі визначають вимірюванням переміщень відбивача між сусідніми резонансними максимумами. В газовій термометрії вимірювані величини (об'єм і тиск) є статичними, а в акустичній вони – динамічними.

Магнітна термометрія. Температурну залежність сприйнятливості парамагнітної речовини можна обчислювати, припустивши, що вона складається з окремих невзаємодійних диполів, і перший збуджений стан достатньо далекий від основного.

Газова термометрія, що трунтується на вимірюванні діелектричної проникності. Для ідеального газу справджується рівняння Клаузіса–Моссоті:

$$(\varepsilon_r - 1)/(\varepsilon_r + 2) = \alpha/V_m, \tag{6.43}$$

де ε_r – діелектрична проникність ($\varepsilon_r = \varepsilon / \varepsilon_0$); V_m – молярний об'єм; α – молярна поляризовність. Або

$$P = R/\alpha \left(\varepsilon_{\rm r} - 1\right) / \left(\varepsilon_{\rm r} + 2\right) T. \tag{6.44}$$

Рівняння (6.44) лежить в основі первинного методу термометрії, якщо відома молярна поляризовність та експериментально відшукані значення є_г. Метод, що ґрунтується на визначенні діелектричної проникності, відрізняється від акустичного тим, що треба знати значення молярної поляризовності, яку не

вдається отримати з теорій. Для цього методу необхідна одна градуювальна точка з відомою температурою, і якщо використати температуру потрійної точки води, то метод можна застосовувати як первинний.

Газова термометрія з вимірюванням показника заломлення. Є тісний взаємозв'язок між газовою термометрією, що ґрунтується на визначенні діелектричної проникливості, і газовою термометрією, що ґрунтується на визначенні показника заломлення n. Для високих частот у рівнянні (6.43) ε_r можна записати як n^2 . Для малих густин виконується таке співвідношення:

$$n-1 \approx \rho, \tag{6.45}$$

де ρ – густина газу. Цей вираз називають *законом Гладстона–Дела*. Отже, якщо в одному з плечей інтерферометра Майкельсона розташувати комірку з газом, то з підвищенням тиску зростатиме оптична довжина шляху *l*, так що

$$\delta l/l = n - l \approx \rho. \tag{6.46}$$

Будь-який з цих методів, що достатньо строго грунтується на термодинамічних принципах, можна взяти за основу в разі створення інтерполяційного термометра.

Методи вимірювання високих температур, що ґрунтуються на законах випромінювання (залежність спектральної теплового та інтегральної випромінювальної здатностей від температури тіл), називають оптичною пірометрією. Прилади, які використовують для цього, називають пірометрами випромінювання. Залежно від того, який тепловий закон використовують під час вимірювання температури нагрітих тіл, розрізняють три температури – радіаційну, колірну та яскравісну.

Радіаційна температура. Якщо виміряти інтегральну випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла, то за відомим значенням σ можна визначити температуру тіла на підставі закону Стефана–Больцмана:

$$T = \sqrt[4]{\varepsilon(T)/\sigma} . \tag{6.47}$$

Як відомо, сірі тіла не підлягають закону Стефана–Больцмана. Однак на практиці для вимірювання інтегральної випромінювальної здатності сірого тіла закон Стефана–Больцмана використовують. Визначену таким способом температуру сірого тіла називають його радіаційною температурою. Зрозуміло, що *радіаційна температура* сірого тіла – це така температура абсолютно чорного тіла, за якої його інтегральна випромінювальна здатність $\varepsilon(T)$ дорівнює інтегральній випромінювальній здатності E(T) цього сірого тіла. Радіаційна температура сірого тіла є меншою від його істинної температури. Якщо застосувати закон Кірхгофа до сірих тіл, то можна довести, що

$$T_{\rm p} = T \sqrt[4]{a}$$
 (6.48)

Оскільки a < 1, то $T_p < T$.

Пірометр, яким визначають радіаційну температуру,



Рис. 6.5. Схема радіаційного пірометра.

радіаційним пірометром (рис. 6.5). Оптична система пірометра дає змогу сфокусувати різке зображення віддаленого джерела Д на приймачі П так, щоб зображення обов'язково перекривало всю пластину приймача. За цієї умови

називають

енергія випромінювання джерела, що надходить за одиницю часу на приймач, не буде залежати від відстані між джерелом і приймачем. Тоді температура нагрівання пластини приймача і термоелектрорушійна сила в колі батареї термопар залежатимуть лише від інтегральної випромінювальної здатності E(T) тіла, температуру якого визначають. Шкалу мілівольтметра, приєднаного в коло термопар, градуюють за випромінюванням абсолютно чорного тіла в градусах. Відповідно, цей пірометр дає змогу визначити радіаційну температуру довільного нечорного тіла. *Колірна температура*. У разі відомого розподілу енергії випромінювання в спектрі абсолютно чорного тіла можна визначити температуру за законом зміщення Віна на підставі розташування максимуму випромінювальної здатності:

$$T = b/\lambda_{\rm max}.\tag{6.49}$$

Обчислена таким методом середня температура Сонця становить приблизно 6 000 К.

За формулою (6.49) визначають температуру лише деяких нечорних тіл, до яких не можна застосувати закон Віна. Температуру абсолютно чорного тіла, за якої випромінювання абсолютно чорного тіла близьке кольором до випромінювання сірих тіл, називають колірною температурою сірого або дуже близького за розподілом енергії до нього тіла. Тобто

$$T_{\text{кол}} = b/\lambda_{\text{max}},\tag{6.50}$$

де λ_{max} – довжина хвилі, що відповідає максимальній випромінювальній здатності $E(\lambda, T)$ тіла, температуру якого потрібно визначити. Колірна температура є вищою від істинної температури тіла.



Рис. 6.6. Схема оптичного пірометра.

Крім умовно прийнятих колірної і радіаційної температур тіл, використовують також поняття яскравісної температури. Яскравісна температура – це така температура абсолютно чорного тіла, за якої його випромінювальна здатність ДЛЯ певної довжини хвилі дорівнює випромінювальній здатності досліджуваного тіла. Тобто

$$\varepsilon(\lambda_0, T_{\mathfrak{s}}) = E(\lambda_0, T), \quad (6.51)$$

де *T* – істинна температура тіла. Із застосуванням закону Кірхгофа для досліджуваного тіла за довжини хвилі λ₀ отримаємо

$$A(\lambda_0, T) = \varepsilon(\lambda_0, T_{\mathfrak{g}})/\varepsilon(\lambda_0, T).$$
(6.52)

Оскільки для всіх нечорних тіл $A(\lambda_0, T) < 1$, то $\varepsilon(\lambda_0, T_s) < \varepsilon(\lambda_0, T)$, відповідно $T_s < T$.

Яскравісну температуру можна визначити за допомогою пірометра з ниткою, що зникає (рис. 6.6). Принцип дії цього пірометра полягає в такому. Об'єктивом O зображення світної поверхні нагрітого тіла, температуру якого визначають, суміщають з площиною нитки розжарювання лампи Л. Яскравість розжарення нитки регулюють реостатом R. Нитку і зображення нитки спостерігають через окуляр O_1 . Світлофільтр Φ , розташований перед окуляром, пропускає лише вузьку смугу довжин хвиль у ділянці спектру 660 нм. За допомогою реостата підбирають таке значення струму I, за якого для довжини хвилі 660 нм випромінювальна здатність нитки розжарення лампи дорівнюватиме випромінювальній здатності досліджуваного тіла. У разі виконання цієї умови нитки не буде видно на фоні світної поверхні тіла, тобто нитка нібито зникає. Якщо міліамперметр попередньо проградуювати в градусах за випромінюванням абсолютно чорного тіла, то, очевидно, він покаже яскравісну температуру, яка буде меншою від дійсної.

Контрольні питання

- 1. Що таке випромінювальна та поглинальна здатність тіл?
- 2. Які тіла називають абсолютно чорними?
- 3. Сформулюйте та запишіть закон Кірхгофа.
- 4. Сформулюйте та запишіть закон Віна.
- 5. Сформулюйте та запишіть закон зміщення Віна.
- 6. Сформулюйте та запишіть закон Стефана-Больцмана.
- 7. Сформулюйте та запишіть закон Релея-Джинса.
- 8. Що таке "ультрафіолетова катастрофа"?
- 9. Запишіть та поясніть формулу Планка.
- 10. Що таке температура?

- 11. Які є методи вимірювання температури?
- 12. Що таке оптична пірометрія?
- 13. Які температури розрізняють у пірометрії?
- 14. Що таке пірометр?
- 15. Опишіть принцип дії пірометра.

Розділ 7

КВАНТОВІ ВЛАСТИВОСТІ СВІТЛА. ФОТОЕФЕКТ

7.1. Поняття про кванти

Гіпотезу М. Планка про квантування енергії осцилятора розвинув А. Айнштайн. Він перший дійшов висновку, що, крім теплового випромінювання, є інші явища, які можна пояснити на підставі квантової гіпотези, а саме: поведінку теплоємності твердих тіл за низьких температур (відхилення від закону Дюлонга-Пті) можна пояснити, якщо для середньої енергії осцилятора використати квантовий вираз (6.35).

А. Айнштайн припустив, що дискретність притаманна не лише процесам випромінювання і поглинання, а й самому світлу. Однак уявлення про світло як потік класичних корпускул несумісне з хвильовими властивостями світла. А Айнштайн зробив висновок, ЩО "природа випромінювання повинна бути не такою, якою ми її вважаємо на цей момент". Такі слова є тим, що тепер називають корпускулярно-хвильовим випромінювання дуалізмом. Корпускулярний аспект найчіткішій V короткохвильовій ділянці спектра, а хвильовий – у довгохвильовій. Жоден з цих аспектів не дає повного уявлення про випромінювання. Закон випромінювання M. Планка, який охоплює граничні випадки, ЩО відповідають корпускулярному і хвильовому аспектам, є діалектичним синтезом двох нібито несумісних теорій і одночасно знімає суперечності між НИМИ.

В основі квантово-механічних уявлень є ідея про те, що вільний атом може перебувати лише в стаціонарних станах з певною енергією $E_1, E_2, E_3...$ Згідно з Н. Бором, перехід атома з одного стаціонарного стану в інший може відбуватися стрибком, унаслідок поглинання або випромінювання, у цьому для такого елементарного процесу виконується закон збереження енергії:

$$h\nu_{mn} = E_m - E_n,\tag{7.1}$$

де v_{mn} – частота електромагнітного випромінювання, поглинутого (випроміненого) під час переходу атома з енергетичного рівня E_m на рівень E_n . Якщо атом переходить з вищого енергетичного рівня на нижчий (m > n), то



Рис. 7.1. Схема переходів між енергетичними рівнями.

відбувається випромінення. Якщо ж перехід відбувається з нижчого енергетичного рівня на вищі (*n* > *m*), то фіксують поглинання енергії. Переходи, пов'язані з випромінюванням або поглинанням, називають *оптичними переходами*.

Якщо вільний атом у довільний момент часу *t* перебуває у збудженому енергетичному стані E_2 , то через інтервал часу dt цей атом може або залишитись в тому ж стані, або спонтанно (довільно) перейти на нижній основний стан з енергією Е₁. У цьому випадку виникає фотон з енергією $hv_{21} = E_2 - E_1$. Випромінювання світла атомами під час їхнього довільному переходу зі збуджених рівнів на нижчі енергетичні рівні називають випромінюванням. У який спонтанним момент часу відбудеться випромінювання, точно сказати неможливо. Момент випромінювання фотона - величина випадкова і є статистичною. Відповідно, у цьому випадку можна говорити лише про ймовірність такого переходу за одиницю часу, яку позначимо як А21. Значення А21 не залежить від часу, оскільки спонтанний перехід є випадковим процесом.

Для сукупності дуже великої кількості однакових атомів, які утворюють розріджений газ, взаємодією між атомами можна знехтувати. Нехай у момент часу t в першому збудженому стані E_2 перебувають N_2 атомів. За проміжок часу від t до t + dt частина з них спонтанно перейде в основний стан. Неможливо назвати, які саме атоми перейдуть, проте, знаючи ймовірність переходу A_{21} , можна визначити середню кількість dN_{21} таких переходів:

$$dN_{21} = A_{21}N_2dt. (7.2)$$

Якщо в цьому разі не відбувається ніяких процесів збудження атомів, то зміна кількості N_2 збуджених атомів за проміжок часу від t до t + dt така

$$dN_2 = -A_{21}N_2dt. (7.3)$$

Коефіцієнт Айнштайна A₂₁ характеризує атом і не залежить від часу. Тоді розв'язок рівняння (7. 3) матиме вигляд

$$N_2(t) = N_{20} \exp(-t/\tau),$$
 (7.4)

де N_{20} – кількість збуджених атомів при t = 0.

Тобто без відсутності зовнішніх впливів, унаслідок спонтанного випромінювання кількість збуджених атомів зменшується за експоненціальним законом. Проміжок часу $\tau = 1/A_{21}$, упродовж якого N_2 зменшується в *е* разів, називають *середнім часом життя* атома у збудженому стані. За таким же експоненціальним законом (7.4) повинне зменшуватися з часом свічення газу збуджених атомів.

Статистичність, випадковість процесів спонтанного випромінювання приводить до того, що фази, напрями поширення і стан поляризації світлових хвиль, випромінюваних окремими атоми, не узгоджені один з одним. Це означає, що спонтанне випромінювання є некогерентним.

В електромагнітному полі, крім спонтанного випромінювання, відбуватимуться і процеси збудження атомів, тобто переходи з основного стану в збуджений з поглинанням енергії $hv = E_2 - E_1$. Імовірність такого переходу за одиницю часу пропорційна до густини енергії електромагнітного поля γ на частоті переходу ω і деякого коефіцієнта B_{12} , що характеризує ймовірність збудження атома. Середня кількість переходів з основного стану в збуджений за проміжок часу від t до t + dt пропорційна також до кількості N_1 атомів в основному стані:

$$dN_{12} = B_{12}N_1\gamma dt. (7.5)$$

Коефіцієнт Айнштайна B_{12} залежить від вибраних станів E_1 і E_2 атома, його можна розрахувати методами квантової механіки. Тут його можна розглядати як феноменологічну сталу. Цей коефіцієнт не залежить від спектральної густини енергії γ поля. Пропорційність кількості dN_{12} актів поглинання (7.5) значенню γ простежено тоді, коли спектральна густина γ плавно залежить від частоти ω поблизу частоти переходу.

Якщо атоми перебувають у термодинамічній рівновазі з полем випромінювання, то кількість переходів з випромінюванням фотонів повинна дорівнювати кількості фотонів з поглинанням. На підставі цього можна прирівняти співвідношення (7.2) і (7.5) і знайти вигляд функції спектральної густини енергії рівноважного випромінювання у.

А. Айнштайн вперше припустив, що електромагнітне поле зумовлює не лише переходи з основного стану в збуджений, а й зворотні переходи зі збудженого стану в основний, що супроводжується випромінюванням фотонів. Такі переходи під впливом зовнішнього поля, на відміну від спонтанних, отримали назву *індукованого*, або *вимушеного*, *випромінювання*.

кількість вимушених переходів dN_{21} за проміжок часу від t до t + dt пропорційна до спектральної густини енергії поля γ на частоті переходу, кількості N_2 атомів у збудженому стані E_2 і деякого коефіцієнта B_{21} , що характеризує ймовірність такого переходу в атомі. З урахуванням випромінювання повна кількість переходів за dt зі збудженого стану в основний

$$dN_{21} = N_2(A_{21} + B_{21}\gamma)dt.$$
(7.6)

Для випадку термодинамічної рівноваги потрібно прирівняти праві частини виразів (7.5) і (7.6) і врахувати, що заселеність рівнів E_1 і E_2 пов'язана співвідношенням Больцмана:

$$N_2/N_1 = \exp(-(E_2 - E_1)/(kT)) = \exp(-h\nu/kT).$$
(7.7)

Можна довести, що для цієї пари рівнів коефіцієнти Айнштайна $B_{12} = B_{21}$. Справді, за дуже високої температури густина енергії γ стає

настільки великою, що у формулі (7.6) можна знехтувати першим доданком порівняно з другим. Це означає, що у випадку рівноваги за високої температури вимушене випромінювання домінує над спонтанним. З'ясовано, що рівність $B_{12} = B_{21}$ справджується завжди, навіть якщо нема теплової рівноваги. Коефіцієнти Айнштайна B_{12} і B_{21} залежать тільки від властивостей атома і не залежать від зовнішніх умов, у яких відбуваються переходи. Вони характеризують переходи між рівнями енергій E_1 і E_2 конкретного атома під впливом падаючого випромінювання, спектральна густина якого γ майже стала в межах контуру спектральної лінії, що відповідає цьому переходу.

За довільної температури з урахуванням $B_{12} = B_{21}$ для спектральної густини рівноважного випромінювання можна отримати

$$\gamma = \frac{A_{21}/B_{21}}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$
(7.8)

Цей вираз збігається з формулою Планка (6.36) за умови, що

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{2\pi h v^3}{c^2}.$$
(7.9)

Один із найважливіших результатів з формули Планка – це висновок про існування вимушеного випромінювання. Тільки в такому випадку теорія А. Айнштайна не суперечить законам теплового випромінювання. При $h\nu/kT >> 1$ у (7.8) можна знехтувати одиницею і тоді (7.8) перейде у формулу Віна Фізично це означає, при *hv/kT* >> 1 ШО лля підтримання рівноваги практично термодинамічної достатньо спонтанного випромінювання. Вимушене випромінювання в таких випадках є суттєво меншим від поглинання, оскільки при hv >> kT термічно збуджених атомів мало. Навпаки, у разі низьких частот і високих температур, коли $h\nu/kT \ll 1$, у тепловій рівновазі переходи з вимушеним випромінюванням відбуваються так само часто, як і переходи з поглинанням.

П. Дірак 1927 р. довів, що в кожному акті випромінювання відбувається збільшення на одиницю кількості фотонів у тій моді випромінювання, під дією якої відбувся перехід. Усі фотони однієї моди тотожні. Частота, фаза, напрям поширення і поляризація хвиль, випромінювання яких відбувається під час вимушених переходів, такі самі, як у випадку випромінювання, що зумовило переходи.

7.2. Фотоефект, його види і застосування

Корпускулярні властивості світла найчіткіше виявляються в разі фотоефекту – явища виривання електронів з поверхні металу під дією квантів світла.

Вплив світла на електричні процеси вперше відкрив Г. Герц, який 1887 р. спостерігав прискорення процесу розряду цинкових пластин за умов



Рис. 7.2. Схема для дослідження фотоефекту.

освітлення їх ультрафіолетовими променями. Вперше принципово нові результати (1888–1890) отримав А. Столєтов.

А. Столєтов узяв два електрода (один у вигляді сітки, інший – плоский) у вакуумі й під'єднав їх до батареї (рис. 7.2). Він помітив, що в разі

освітлення металевої пластинки П світлом різних довжин хвиль через кварцове вікно в колі виникає струм (*фотострум*), величину якого можна виміряти амперметром *A*.

Учений дійшов висновку, що найефективніше впливають ультрафіолетові промені і сила фотоструму є прямо пропорційна до його інтенсивності. Пізніше Ленард і Томсон методом відхилення зарядів в електричному і магнітному полях виміряли питомий заряд частинок, що вириваються з поверхні катода. Отримане значення $e/m = 1,75 \cdot 10^{11}$ Кл/кг збігалося з відомим значенням питомого заряду електрона, що підтвердило такий факт: під впливом світла відбувається виривання електронів з поверхні металу.

Визначено такі закони фотоефекту.

 Фотоефект – безінерційний, тобто через час τ ~ 10⁻⁸ с після дії світла фотострум зникає.

2. Сила фотоструму насичення прямо пропорційна до світлового потоку, що падає на катод, у разі незмінного спектрального складу.

3. Максимальна енергія фотоелектронів лінійно залежить від частоти падаючого світла і не залежить від його інтенсивності.

4. Для кожного металу є максимальна довжина хвилі світла (мінімальна частота), за якої ще відбувається виривання електронів, цю довжину хвилі називають *червоною межею* фотоефекту λ_ч.

З погляду класичних уявлень про природу світла сам факт виривання електронів з металу не ставлять під сумнів, оскільки електромагнітна хвиля, яка падає на поверхню катода, зумовлює вимушені коливання електронів у металі. Електрон, поглинаючи енергію хвилі, може накопичити її в такій кількості, що цієї енергії буде достатньо для подолання потенційного бар'єра і виконання роботи виходу з поверхні. Однак тоді енергія фотоелектрона повинна бути прямо пов'язана з інтенсивністю падаючого світла. Проте дослід засвідчив, що енергія фотоелектронів зовсім не залежить від інтенсивності світла. Зростання інтенсивності приводить лише до пропорційного збільшення кількості фотоелектронів. Енергія ж окремого фотоелектрона залежить лише від частоти падаючого світла.

Дослідження вольт-амперної характеристики (залежність фотоструму від різниці потенціалів між електродами) фотоефекту (рис. 7.3) дало змогу визначити таке: а) фотострум виникає не лише при $V_A - V_K = 0$, а й при $V_A - V_K < 0$; б) фотострум відмінний від нуля до чітко визначеного для цього металу від'ємного значення різниці потенціалів $V_A - V_K = V_3$, яку називають затримувальним потенціалом; в) затримувальний потенціал залежить від



Рис. 7.3. Вольт-амперна характеристика фотоефекту.

частоти падаючого світла і не залежить від його інтенсивності; д) фотострум зростає зі зменшенням абсолютного значення затримувального потенціалу і зростанням $V_A - V_K$; е) величина струму насичення зростає зі збільшенням інтенсивності падаючого світла.

У 1905 р. А. Айнштайн пояснив експериментальні закономірності фотоефек-

ту на підставі гіпотези про світлові кванти. Якісна картина полягає в такому. Падаюче монохроматичне світло розглядають як потік фотонів, енергія й імпульс яких

$$E_0 = hv;$$

$$\vec{p} = \frac{hv}{c} \vec{k}_0, \qquad (7.10)$$

де \vec{k}_0 – одиничний вектор, напрямлений уздовж хвильового вектора. Під час поглинання фотона його енергія повністю передається одному електрону, і якщо ця енергія достатня, то він може вийти за межі поверхні металу. Ймовірність одночасного поглинання двох фотонів одним електроном мала, тому кожний фотоелектрон отримує енергію від одного фотона.

Згідно з квантовими уявленнями, загальна кількість вивільнених електронів пропорційна до кількості поглинутих фотонів, тобто сила струму насичення пропорційна до інтенсивності. Проте енергія окремого фотоелектрона визначена енергією поглинутого фотона E = hv. Звідси зрозуміло, що енергія фотоелектронів лінійно залежить від частоти падаючого світла і не залежить від його інтенсивності.

Набута електроном енергія E = hv частково витрачається на вивільнення його з металу. Мінімальну енергію *A*, необхідну для виривання електрона з поверхні металу, називають *роботою виходу*. На підставі цього А. Айнштайн запропонував рівняння, яке є законом збереження енергії в елементарному акті поглинання фотона:

$$h\mathbf{v} = A + \frac{m\mathbf{v}^2}{2} \,. \tag{7.11}$$

Тобто енергія кванту світла витрачається на виконання роботи виходу електрона з поверхні металу і на надання йому кінетичної енергії.

Як випливає з (7.11), фотоефект у металах може виникати лише при $hv \ge A$, у протилежному випадку енергія фотона буде недостатньою для виривання електрона з поверхні металу. Найменша частота світла v_{\min} , у разі дії якої виникає фотоефект, визначена з умови $hv_{\min} = A$. Звідси можна знайти, що

$$\mathbf{v}_{\min} = A/h. \tag{7.12}$$

Частоту світла, визначену співвідношенням (7.12), називають "червоною межею" фотоефекту. Для більшості металів "червона межа" є в ультрафіолетовій ділянці спектра.

Максимальну кінетичну енергію фотоелектронів $mv^2/2$ вимірюють на експерименті за значенням затримувальної напруги, яку потрібно прикласти між анодом і катодом для повного припинення фотоструму:

$$\frac{mv^2}{2} = eV_3. \tag{7.13}$$

Якщо підставити цей вираз у (7.11), то можна знайти

$$V_3 = \frac{h}{e}v - \frac{A}{e}.$$
(7.14)

Тобто затримувальний потенціал не залежить від інтенсивності, а тільки від частоти падаючого світла.

Формула Айнштайна для фотоефекту у неметалах така:

$$hv = A + A_1 + \frac{mv^2}{2}.$$
 (7.15)

Наявність доданка A_1 (робота відриву зв'язаного електрона від атома всередині неметалів) зумовлена тим, що, на відміну від металів, електрони у неметалах перебувають у зв'язаному з атомами стані. Відповідно, у разі падіння світла на неметали частина світлової енергії витрачається на фотоефект в атомі – на відривання електрона від атома, а решта – на роботу виходу електрона і надання йому кінетичної енергії.

Крім розглянутого вище зовнішнього фотоефекту, що супроводжується вириванням електронів з поверхні металу, розрізняють ще два інші фотоефекти: внутрішній (фотопровідність) і вентильний.

Внутрішній фотоефект (фотопровідність) – це явище виникнення всередині напівпровідника надлишкових носіїв зарядів під впливом світлових квантів. У простішому випадку власного напівпровідника випромінювання збуджує валентні електрони в зоні провідності, де вони перебувають у вільному стані і можуть брати участь у процесі перенесення заряду. Внесок у провідність роблять також дірки, що виникають у валентній зоні. В домішковому напівпровіднику *n*-типу, крім власного фотоефекту, можливе ще збудження електронів зі зв'язаних станів на донорних центрах у зону провідності. Подібно до цього в напівпровідниках *p*-типу можливе збудження електронів з зони на акцепторні рівні, унаслідок чого виникають рухомі дірки. Як і зовнішній, внутрішній фотоефект можливий в однорідному матеріалі в разі дії зовнішнього електричного поля.

Вентильний фотоефект – це явище виникнення електрорушійної сили (e.p.c.) за умов освітлення контакту двох різних напівпровідників або провідника-металу за наявності зовнішнього електричного поля. Найефективніше вентильний ефект виявляється в разі використання двох напівпровідників з p- і n-типами провідності, тобто на p-n-переході. У випадку освітлення переходу в p-ділянці утворюються електронно-діркові пари. Електрони і дірки дифундують до p-n-переходу. Електрони під впливом контактного поля перейдуть в n-ділянку, а дірки залишаться в pділянці, оскільки не зможуть подолати потенційний бар'єр. У підсумку *р*ділянка зарядиться позитивно, а *n*-ділянка – негативно і в *p*–*n*-переході виникне додаткова різниця потенціалів, яку називають фотоелектрорушійною силою (фото-е.р.с).

Застосування фотоефекту. Фотоелектричні приймачі випромінювання, що перетворюють світловий сигнал в електричний, розроблені практично для всього оптичного діапазону, їх широко використовують у науці і техніці. Будову найпростішого вакуумного



Рис. 7.4. Схема фотоелемента.

фотоелемента показано на рис. 7.4. Половина невеликого повністю відкачаного скляного або кварцового балона всередині покрита тонким шаром металу, який слугує фотокатодом. Для видимої і близької ультрафіолетової ділянок спектра застосовують сурм'яно-

цезієві фотокатоди, що мають максимум чутливості в синьо-фіолетовій ділянці спектра ($\lambda \sim 450$ нм), для червоної і ближньої інфрачервоної – срібнокиснево-цезієві з максимумом при $\lambda \sim 800$ нм. У разі освітлення фотокатода в ланці виникає струм. Застосування фотоелемента для фотометричних вимірювань ґрунтується на строгій пропорційності сили струму насичення і потоку випромінювання.

7.3. Тиск світла.

Поглинання, відбивання і заломлення світла супроводжуються появою механічних сил, що діють на речовину, які прийнято називати *тиском світла*.

Першим гіпотезу про існування тиску світла висловив Кеплер, пояснюючи форми кометних хвостів. Експериментально тиск світла виявив і виміряв П. Лебедєв 1900 р. У дослідах П. Лебедєва використано легкий підвіс на тонкій пружній нитці, з одного боку якого були прикріплені тонкі й легкі дзеркальні металеві крильця, а з іншого – затемнені. Підвіс знаходився у посудині, з якої відкачано повітря, утворюючи чутливі крутильні ваги. Виявилось, що тиск світла на дзеркальні крильця приблизно вдвічі більший, ніж на затемнені, що й приводить до відповідного закручування підвісу в разі освітлення. Його вимірювання дало значення, що узгоджується з теорією з точністю до 20%.

Нехай на деяку поглинальну поверхню нормально падає світлова хвиля, яка буде взаємодіяти з електричними зарядами середовища. Електричне і магнітне поле діють на заряд *q* з силою

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\left[\vec{\upsilon}\vec{B}\right],\tag{7.16}$$

де $\vec{\upsilon}$ – швидкість руху заряду. Другий доданок у (7.16) – це зумовлена магнітним полем сила Лоренца.

Виразимо в останній формулі індукцію магнітного поля через напруженість електричного поля. Для цього введемо одиничний вектор \vec{n} уздовж напряму поширення хвилі, тобто $\vec{B} = \frac{[\vec{n}\vec{E}]}{c}$. Тоді вираз для сили Лоренца

$$F_{\pi} = \frac{q}{c} \vec{n} (\vec{\upsilon} \vec{E}).$$
(7.17)

Тут узято до уваги, що вектор швидкості \vec{v} напрямлений по одній лінії з вектором напруженості *E* електричного поля світлової хвилі, оскільки саме електричне поле збуджує рух зарядів у речовині. Добуток сили *qE* на швидкість \vec{v} дорівнює потужності *P*, яку електромагнітна хвиля віддає заряду. Тоді формулу (7.17) можна записати як

$$F_{\pi} = \frac{\vec{n}P}{c}.$$
(7.18)

Як видно з (7.18) напрям середньої сили, що діє на заряд, збігається з напрямом хвилі. У випадку усереднення за часом повної сили, що діє на

заряд з боку електромагнітного поля світлової хвилі, внесок сили *qE* дорівнює нулю, тоді як сила Лоренца приводить до виникнення світлового тиску.

Д. Максвел на підставі електромагнітної теорії обчислив тиск *p*, що його чинить плоска електромагнітна хвиля на будь-яке тіло, яке є на її шляху:

$$p = \varpi(1+R)\cos\alpha, \tag{7.19}$$

де *π* – об'ємна густина енергії поля, *R* – коефіцієнт відбивання; *α* – кут падіння хвилі на тіло.

Тиск світла можна також визначити на підставі квантових уявлень. З погляду фотонів тиск світла на поверхню відбувається внаслідок передавання світлом імпульсу в разі поглинання і відбивання поверхнею.

Нехай монохроматична світлова хвиля з частотою v нормально падає на плоску поверхню. Якщо позначити через Φ енергію світлового потоку, то можна знайти кількість фотонів N, що припадає на одиничну поверхню за одиницю часу,

$$N = \Phi/h\nu. \tag{7.20}$$

Оскільки кожний фотон, який падає на цю поверхню, має імпульс $h\nu/c$, то імпульси, що їх отримують одиничні абсолютно поглинальна й абсолютно відбивна поверхні за одиницю часу, будуть такі:

$$p_{\text{погл}} = N \frac{hv}{c} = \frac{\Phi}{c};$$

$$p_{\text{відб}} = 2N \frac{hv}{c} = 2\frac{\Phi}{c}.$$
(7.21)

Формула (7.21) – це тиск світла на повністю поглинальну і повністю відбивну поверхні, відповідно.

Якщо поверхня має деякий коефіцієнт відбивання R, то із загальної кількості N фотонів, які падають, поглинається (1 - R)N, а відбивається RN фотонів. У цьому разі тиск, що його чинить світло на поверхню,

$$p = (1 - R)N\frac{hv}{c} + 2RN\frac{hv}{c} = \frac{\Phi}{c}(1 + R).$$
 (7.22)
С. Вавілов висловив таку ідею: якщо світловий потік – це сукупність окремих фотонів, то згідно з законами статистичної фізики він повинен флуктувати, тобто кількість фотонів в одиниці об'єму повинна з часом змінюватись довільно.

Для того. щоб підтвердити наявність флуктуацій таких експериментально, використано цікаву властивість людського ока існування різкого порога зорового відчуття. Тобто якщо енергія світла, що падає на сітківку людського ока, є меншою від деякого значення, то око зовсім не чутливе до світла.

С. Вавілов оцінив, що приблизна кількість фотонів, які необхідні для виникнення зорового сприйняття ока, адаптованого на повну темноту, становить близько 200. Зменшення кількості фотонів приблизно на 10



Рис. 7.5. Схема досліду С. Вавілова.

призводить зорового сприйняття для світла цієї довжини.

цілковитого

зникнення

до

Учений запропонував і виконав такий дослід для спостереження флуктуацій (рис. 7.5). Світло, що виходить від джерела, яскравість якого можна регулювати, падає на

людське око, проходячи діафрагму й отвір у диску, що обертається з фіксованою кутовою швидкістю. Для експерименту вибрано світло зеленого кольору, до якого людське око найчутливіше. Обертання диска з певною частотою приводить до того, що тривалість світлового спалаху, який пройшов через отвір, становить 0,1 с (0,9 с око відпочиває). Спостерігач фіксує спалах натисканням на кнопку таймера. За достатньої яскравості джерела спостерігач бачить і відмічає кожний спалах. Зі зменшенням яскравості джерела (відповідно, і яскравості спалаху) спостерігач бачить не всі спалахи, які йдуть від джерела: у разі послабленої яскравості фіксують лише спалахи, зумовлені флуктуацією кількості фотонів у пучку, яка збільшує миттєве значення яскравості цього пучка. Відповідно, зі зниженням інтенсивності світла кількість фотонів у цьому пучку флуктує настільки сильно, що падаючий пучок стає то видимим, то невидимим.

Описані досліди С. Вавілова підтвердили фотонну природу світла.

7.4. Фотохімічна дія світла

Під впливом світла можуть відбуватись різноманітні хімічні реакції. Світлова енергія здатна зумовити різні дії: спричинити фотосинтез (перетворення поглинутої сонячної енергії в організмі в хімічну, необхідну для його росту); забезпечити реакцію полімеризації (утворення великих полімерних молекул з вихідних атомів і малих молекул, а також утворення простих молекул); призвести до розкладу полімерних і простих молекул на складові компоненти (наприклад, розкладу в зелених частинах рослин вуглекислоти); породити селективну хімічну реакцію тощо.

Багато уваги приділено дослідженню впливу ультрафіолетового випромінювання на біологічні молекули, особливо на молекули дезоксирибонуклеїнової (ДНК) і рибонуклеїнової (РНК) кислот, а також на білкову молекулу. Як відомо, ДНК є носієм спадкової інформації, різні види РНК виконують різні функції – переносять спадкові інформації від ДНК до білків, відіграють роль матриць для синтезу білків тощо. Білки, як відомо, є будівельним матеріалом в організмі й теж виконують різні функції.

В основі хімічної та біохімічної дії світла є явище взаємодії світла з речовиною. Залежно від конкретного об'єкта поглинання світла може зумовити ту чи іншу дію. На підставі цього сформульовано *перший закон фотохімії* (*закон еквівалентності*): фотохімічну реакцію може зумовити тільки поглинуте молекулою світло. Якщо поглинання світла не відбулось, то хімічна реакція не можлива.

Другий закон фотохімії (закон Айнштайна) стверджує, що поглинання світла не обов'язково закінчується фотохімічною реакцією, однак якщо вона

відбулась, то для хімічної зміни кожної молекули потрібен тільки один фотон. Записують цей закон так:

$$n = \eta N, \tag{7.23}$$

де *n* – кількість молекул (атомів), які зазнали хімічної реакції; η – квантовий вихід (ефективність) хімічної реакції; *N* – кількість поглинутих фотонів.

Причини виникнення фотохімічної реакції полягають у такому. Електрони атомів, що перебувають у різних енергетичних станах, мають різні енергії. Відповідно, для відривання електронів (іонізації атомів), що перебувають на різних енергетичних рівнях, потрібно різну кількість енергії, яка з віддаленням електрона від ядра зменшується. Будь-яка хімічна реакція атомів зв'язана з поведінкою валентних (оптичних) електронів. Поглинання світлової енергії атомами може змінити стан валентних електронів або відірвати їх від атома, відповідно, змінити реакційну здатність атомів.

Атоми всередині молекули зв'язані між собою хімічними зв'язками. Залежно від природи сил взаємодії між атомами ці зв'язки бувають ковалентними (гомеополярними), гетерополярними та ін. Кожному зв'язку між атомами відповідає певна енергія – енергія хімічного зв'язку. Оскільки в молекулах, на відміну від атомів, можливі ще два рухи – коливний і обертальний, то поглинута енергія в цьому випадку, крім електронних переходів, може створювати коливні й обертальні. Поглинута молекулами світлова енергія, будучи локалізована в окремих хімічних зв'язках, може їх розірвати, що призведе до повного або часткового розпаду молекули.

Енергія поглинутого світла не завжди приводить до хімічної реакції. Це зумовлено тим, що вона, перетворившись у внутрішню енергію збудження молекули, може зазнавати надалі низки різноманітних перетворень – частково або повністю випромінюватись внаслідок люмінесценції; зазнавати теплового розсіювання в разі зіткнення молекул одна з одною. Незмінність кольору речовин у випадку їхнього освітлення свідчить про те, що енергія не залишається надовго в поглинутій молекулі. Тобто збуджені молекули досить швидко повертаються в основний стан, у якому вони знову можуть поглинати світло тих довжин хвиль, що й до освітлення.

7.5. Явище фотосинтезу

Усі необхідні для живих клітин органічні матеріали продукуються в процесі фотосинтезу. Для перетворення атмосферного двоокису вуглецю в органічні сполуки достатньо сонячної енергії та води, що слугує джерелом електронів. Рівняння фотосинтезу записується як

$$n\mathrm{H}_{2}\mathrm{O} + n\mathrm{CO}_{2} \rightarrow n\mathrm{C}_{6}\mathrm{H}_{12}\mathrm{O}_{6} + n\mathrm{O}_{2}.$$

$$(7.24)$$

Енергію сонячного світла безпосередньо використовують хлоропласти, які ефективно синтезують аденозинтрифосфат (АТФ) з аденозиндифосфату (АДФ) і неорганічного фосфату. Енергія перетворюється за допомогою хеміосмоса. У цьому процесі задіяні багаті на енергію електрони, збуджені сонячним світлом. Такі електрони проходять через низку сполук білкової природи, вмонтованих у мембрану, проникну для іонів, і утворюють так званий електротранспортний ланцюг, просуваючись по якому, електрони послідовно переходять на щораз нижчі енергетичні рівні. За допомогою енергії, яку віддають електрони, відбувається перекачування протонів з внутрішньої мембрани зовнішню. Внаслідок на цього утворюється електрохімічний протонний градієнт, енергію якого можуть використати інші білки, вмонтовані в ту ж мембрану.

Хлоропласти постачають енергію для метаболізму тільки вдень. Уночі вони зупиняють процес синтезу органічних сполук, і протягом цього періоду рослини отримують АТФ унаслідок діяльності мітохондрій.

Реакції фотосинтезу можуть бути світлозалежними і темновими. У світлозалежних реакціях променева енергія збуджує електрони в молекулах хлорофілу, що робить можливим перенесення цих електронів по окисному ланцюгу в мембрані. У цьому разі високоенергетичні електрони відновлюють

НАДФ до НАДФ·Н₂ (НАДФ – нікотинамідаденіндинуклеотид-фосфат, НАДФ·Н₂ – окиснена форма).

Джерелом електронів, що беруть участь у цих реакціях, слугує окиснення води, у процесі якого виділяється молекулярний кисень.

У темнових реакціях відбувається перетворення CO_2 у вуглеводи (фіксація вуглецю), причому джерелом енергії і відновлювальним агентом є АТФ і НАДФ·H₂, синтезовані під час світлових реакцій. Хоча вони залежать від продуктів світлових реакцій, їх називають темновими, оскільки вони не потребують прямої участі світла. Тобто утворення кисню на світлі і перетворення CO_2 у вуглеводи – це два окремі процеси (рис. 7.6).



Однією з найскладніших форм фотосинтезу є нециклічне фотофосфорилювання – утворення АТФ і НАДФ·Н₂. У цьому разі електрон послідовно зазнає збудження у двох послідовних фотосистемах, перша з яких історично названа *фотосистемою* II (ФС II). У ній чотири електрони, отримані з води за допомогою певного ферменту, заповнюють утворені під дією світла дирки в хлорофілі реакційного центру, унаслідок чого утворюється молекулярний кисень:

$$2H_2O \rightarrow 4H^+ + 4e^- + O_2$$
 (7.25)

Унаслідок розщеплення однієї молекули води утворюється два сильні донори електронів і затрачається два світлові кванти. Потім сильні донори передають свої електрони на ланцюг носіїв, що в кінцевому підсумку приводить до синтезу АТФ. Друга фотосистема ФС I приймає електрони, утворені під дією світла дірки в хлорофілі її реакційного центру.



У цьому разі електрон, активований двома квантами світла, переходить на настільки високий енергетичний рівень, що два такі електрони здатні відновити НАДФ до НАДФ·H₂. Для характеристики процесу перенесення електронів уводять поняття *редокс-*, або *окисно-відновного*, *потенціалу*, який слугує мірою спорідненості молекули-носія до електронів. Таку пару, як H₂O і $1/2O_2$, з реакції вигляду (7.25) називають спряженою окисно-відновною парою, оскільки один з членів пари перетворюється в інший, якщо додати один чи декілька електронів та один чи декілька протонів (протони завжди наявні в будь-якому розчині):

$$1/2O_2 + 2H^+ + 2e^- = H_2O.$$
 (7.26)

нециклічного фотофосфорилювання Унаслідок на кожну пару електронів, що переходять з H_2O на $HAJ\Phi H^+$ з утворенням молекули НАДФН, синтезується трохи більше однієї молекули АТФ. Однак для фіксування вуглецю АТФ необхідно у значно більших кількостях, аніж НАДФН. Хлоропласти здатні синтезувати цей додатковий АТФ, оскільки вони мають ще один шлях використання світлової енергії, що забезпечує синтез АТФ. Цей процес називають циклічним фотофосфорилюванням: у цьому разі утворюється замкнутий потік електронів, коли електрони, збуджені у ΦC I, не переходять на НАД $\Phi \cdot H^+$, а надходять В електротранспортний ланцюг на одній із його ділянок. Перенесення електронів по ланцюгу супроводжується перекачуванням протонів через мембрану, і електрохімічний градієнт, що виникає, забезпечує синтез АТФ.

Тобто в процесі циклічного фотофосфорилювання бере участь тільки ΦC I. Відносна інтенсивність циклічного і нециклічного перенесення електронів визначатиме, яка частина світлової енергії витрачатиметься на утворення НАД $\Phi \cdot H_2$, і яка перетвориться в енергію фосфатних зв'язків АТ Φ . Частково цей баланс регульований автоматично. Щоразу, коли акумулюється НАД $\Phi \cdot H_2$ і, відповідно, знижується рівень НАД $\Phi \cdot H^+$, виникають сприятливі передумови для протікання фотосинтезу за циклічною схемою.

7.6. Люмінесценція, її види і застосування в біології та хімії

Люмінесценція (від лат. *luminis* – світло і *esent* – слабка дія) – це випромінювання, надлишкове над тепловим, тривалість якого дорівнює або більша від періоду світлових коливань (10⁻⁹ с). Вона відрізняється від інших видів світіння наявністю післясвітіння, наприклад, розсіювання світла.

Розрізняють декілька видів люмінесценції за джерелами зовнішнього збудження: *фотолюмінесценція* (збудження світлом); *катодолюмінесценція* (збудження потоком електронів з енергіями $10^2 - 10^5$ eB); *електро*-

люмінесценція (збудження електричним полем); радіолюмінесценція (збудження продуктами радіоактивного розпаду); рентгенолюмінесценція (збудження рентгенівським випромінюванням); хемілюмінесценція (внаслідок екзотермічних хімічних реакцій); біолюмінесценція (перебіг хімічних процесів у живих організмах) та ін.

Залежно від тривалості світіння τ люмінесценцію поділяють на флуоресценцію ($\tau = 10^{-8} - 10^{-9}$ с) і фосфоресценцію ($\tau > 10^{-7}$ с). Тривалість післясвітіння речовин визначена характером їхньої зонної структури і наявністю електронних уловлювачів, а також залежить від температури.

Речовини, здатні до люмінесценції, називають *фосфорами*, або *люмінофорами*. Серед речовин, які здатні фосфоресціювати і мають широке практичне застосування, важливе місце посідають напівпровідники зі спеціальними домішками (активаторами), які називають *кристалофосфорами*.

Розглянемо механізм виникнення фотолюмінесценції в напівпровідниках. На рис. 7.8 зображено енергетичну діаграму кристалофосфору.



Рис. 7.8. Енергетична діаграма кристалофосфору.

Коли світло падає на поверхню флуоресціювальної речовини, то частину фотонів з енергією hvпоглинають атоми унаслідок активатора, чого електрони з енергетичного рівня А переходять у зону провідності (перехід l) і стають електронами провідності, тобто виникає

внутрішній фотоефект. Фотоелектрони, що блукають по кристалу, можуть зіткнутися з якимись іншими іонами активатора. У цьому разі відбувається їхня рекомбінація, а це означає, що електрони із зони провідності перейдуть на домішковий рівень A (перехід 2). Унаслідок кожного такого переходу випромінюватиметься один фотон флуоресцентного світіння. Цей процес відбувається за мільярдні частки секунди. Розглянутий тип переходів $1 \rightarrow 2$ відповідає механізму виникнення короткочасного світіння, тобто флуоресценції.

Люмінесценція кристалофосфорів зумовлена великою кількістю електронних переходів, а також наявністю, крім активаторів, ще й таких центрів, які відіграють роль електронних уловлювачів (центрів захоплення).

У кристалофосфорах нормальному (незбудженому) стану активатора відповідають енергетичні рівні поблизу валентної зони, а рівні збуджених станів розміщені ближче до зони провідності. Ще вище, біля дна зони провідності є локальні рівні уловлювачів електронів (рівні захоплення), утворені дефектами кристалічної ґратки.

Розглянемо механізм виникнення фосфоресценції в кристалофосфорі. Атом активатора, що поглинув фотон, збуджується, далі зазнає рекомбінації, яка супроводжується поверненням електрона на нижчій рівень. У цьому разі випромінюється фотон. Під дією світла електрон атома активатора переходить у зону провідності; мігруючи по гратці, він стикається з іншим іоном домішки, піддається рекомбінації, внаслідок чого випромінюється фотон. Відбувається збудження атома активатора з переходом електрона в зону провідності, де він вільно блукає по кристалу; його може захопити уловлювач. У такому стані електрон здатний рекомбінувати з іоном активатора.

Вивільнення електрона (переведення в зону провідності) може відбуватись тільки в разі затрати відповідної кількості енергії. Наприклад, електрон з уловлювача може перейти у зону провідності внаслідок теплового руху навколишніх частинок або поглинання кванта інфрачервоного випромінювання. Потрапивши в зону провідності і блукаючи по кристалу,

він може бути або знову захоплений уловлювачем, або рекомбінувати з іоном активатора. В останньому випадку випромінюється фотон (рис. 7.9).



Електрон з валентної зони завдяки фотону переходить у провідності. зону Вивільнений електрон у зоні провідності й дірка у валентній зоні переміщаються по кристалу доти, доки не рекомбінують у ділянці домішкового центра.

Рис. 7.9. Механізм виникнення фосфоресценції.

Процес 4 може бути сповільнений унаслідок захоплення електрона провідності уловлювачем.

Англійський фізик Д. Стокс, вивчаючи закони фосфоресценції, 1853 р. сформулював правило, згодом назване законом Стокса. Цей закон визначає зв'язок між спектрами збудження і випромінювання: випромінювання люмінесценції завжди має більшу довжину хвилі, ніж випромінювання, що збуджує світіння люмінофора.

Кількісними характеристиками процесів люмінесценції є квантовий і енергетичний виходи та час післясвітіння.

Квантовий вихід $B_{\kappa B}$ — це співвідношення кількості випромінених світлових квантів (q_{π}) до загальної кількості поглинутих квантів (q_{π}) за той самий проміжок часу зі сталою енергією за одиницю часу:

$$B_{\rm KB} = \frac{q_{\rm II}}{q_{\rm II}}.\tag{7.27}$$

Квантовий вихід може бути менший, дорівнювати або бути більшим від одиниці залежно від частоти падаючого світла і структури

люмінесціюючої молекули. Якщо $B_{\rm KB} < 1$, то це означає, що не кожний поглинутий квант зумовлює випромінювання; $B_{\rm KB} = 1$ означає, що кожному поглинутому кванту відповідає один квант люмінесценції, хоча також є втрата енергії ($E_{\rm n} < E_{\rm n}$); $B_{\rm KB} > 1$ тоді, коли для збудження використовується короткохвильове (ультрафіолетове, рентгенівське чи γ -промені) випромінювання, енергія якого достатня для збудження більш ніж одного центра світіння.

Енергетичний вихід $B_{\rm e}$ – це співвідношення енергії люмінесценції $E_{\rm n}$ до енергії збудження $E_{\rm n}$, поглинутої люмінесціювною речовиною:

$$B_{\rm e} = \frac{E_{\rm \pi}}{E_{\rm \pi}} = \frac{q_{\rm \pi} h v_{\rm \pi}}{q_{\rm \pi} h v_{\rm \pi}} = B_{\rm KB} \frac{v_{\rm \pi}}{v_{\rm \pi}}, \qquad (7.28)$$

де v_{π} – це частота випромінювання люмінесценції; а v_{π} – частота поглинутого світла.

Час загасання фосфоресценції змінюється в широкому інтервалі – від 10⁻⁷ с до декількох годин.

Застосування люмінесценції. Люмінесцентний аналіз використовують для виявлення самих об'єктів (виявлення невидимих чи старовинних написів, неоднорідностей об'єкта, що видається однорідним у видимому світлі), кількісного і якісного визначення їхнього хімічного складу; у палентології (дослідження деталей відбитків рослин і тварин, археології (дослідження старовинних рукописів) та біології. Люмінесцентний аналіз дає змогу виявити наявність той чи інший атом або хімічну сполуку в складному з'єднанні за спектром та інтенсивністю їхнього світіння, а також визначити їхній кількісний вміст.

На підставі люмінесцентного аналізу можна отримати інформацію про концентрацію в речовині відповідних хромофорів, про параметри електронних і коливних станів, стереохімію структурних комплексів досліджуваних речовин, інформацію про структурні зміни. Окремим напрямом є дослідження люмінесценції, зумовленої *флуорохромами* – спеціальними флуоресцентними барвниками, які спеціально вводять у досліджуваний об'єкт для специфічного зв'язування з тими атомами чи структурними групами, які підлягають аналізу.

Одним з перспективних методів дослідження впливу на рослини різних чинників середовища є вимірювання їхніх спектрів флуоресценції. Флуоресцентні характеристики рослин – це відображення їхнього фізіологічного стану, що змінюється протягом життя. З огляду на це, флуоресценція рослин є, з одного боку, відображенням адаптації організму до умов зовнішнього середовища, а з іншого, – відображенням онтогенетичних (індивідуальних) змін фізіологічного стану рослин.

Для збудження флуоресценції найчастіше використовують лазер з довжиною хвилі генерації $\lambda = 377$ нм. Його випромінювання спрямовують під кутом 45° до поверхні досліджуваного об'єкта (зеленого листка). Індуковане лазером випромінювання флуоресценції об'єкта, що є в інтервалі довжин хвиль, більших від довжини хвилі збуджувального лазерного випромінювання, проходить через коліматор і фокусується на вхідну щілину монохроматора (рис. 7.10).

Спектри флуоресценції мають такі максимуми: у червоній ділянці спектра на довжинах хвиль 680–690 нм та 720–735 нм, притаманних формам хлорофілу *a* і в синій – з головним максимумом близько 480 нм і мінорними максимумами при 420–440 нм та 510–520 нм, зумовленими суперпозицією комплексу речовин, що флуоресціюють, – відновлених, зв'язаних і вільних форм піридиннуклеотидів, флавінів, фенольних сполук і полісахаридів.

Флуоресцентний аналіз використовують також для вивчення процесу фотосинтезу. Внаслідок освітлення адаптованих до темряви зелених рослин інтенсивним світлом простежується індукція флуоресценції, що супроводжується складними змінами в часі квантового виходу. Хоча флуоресценція зумовлена випромінюванням молекул хлорофілу, які не

беруть участь у фотоперенесенні електрона, вона може відображати перебіг первинних фотопроцесів. З фотохімічною активністю пов'язана тільки змінна частина флуоресценції, яку випромінюють хлорофіли фотосистеми II. Функціонально у флуоресценції хлорофілу розрізняють дві компоненти: фонову флуоресценцію F_0 , вихід якої мало змінюється внаслідок освітлення об'єкта і не пов'язану з перенесенням електронів, однак відображає стан антенного хлорофілу, і змінну флуоресценцію F_{3M} , що дає інформацію про функціонування фотосинтетичного апарата.



Рис. 7.10. Схема дослідження спектрів флуоресценції: 1 – лазер; 2 – фокусуюча лінза; 3 – зразок; 4 – конденсор; 5 – вхідна щілина монохроматора; 6 – монохроматор; 7 – вихідна щілина монохроматора; 8 – фотоелектронний помножувач.

Метод індукції флеоресценції хлорофілу дає змогу досліджувати роботи фотосинтетичного порушення апарату, спричинене різними екстремальними впливами, а також зменшення активності фотосинтетичного апарату, зумовлене старінням рослин. Зокрема, метод змінної флуоресценції хлорофілу сьогодні застосовують як засіб діагностування стійкості рослин до впливу різних негативних чинників зовнішнього середовища. На підставі порівняльних вимірювань кінетики флуоресценції хлорофілу можна визначити індекс життєвості рослин R_{id}, максимальне значення якого засвідчує оптимальні умови місцезростання. Цей параметр фотосинтетичної активності визначають співвідношенням

$$R_{fd} = F_d / F_s, \tag{7.29}$$

де $F_d = F_{\text{max}} - F_s$ – зниження флуоресценції хлорофілу від максимального значення F_{max} до стаціонарного F_s унаслідок активації ферментів вуглецевого циклу фотосинтезу; F_s – фонова флуоресценція, що відображає стан хлорофілу.

Контрольні питання

- 1. Що таке квант світла?
- 2. У чому полягає гіпотеза А. Айнштайна?
- 3. Що таке спонтание та вимушене випромінювания?
- 4. Що таке зовнішній фотоефект?
- 5. Що таке вентильний фотоефект?
- 6. Сформулюйте основні закони фотоефекту.
- 7. Запишіть та поясніть рівняння Айнштайна.
- 8. Які можливі використання явища фотоефекту?
- 9. Що таке "червона межа" фотоефекту?
- 10. Чим спричинений тиск світла?
- 11. Чим зумовлені флуктуації світла?
- 12. У чому полягаї фотохімічна дія світла?
- 13. Що таке фотосинтез?
- 14. Які реакції фотосинтезу відбуваються у хлоропласті?
- 15. Що таке люмінесценція?
- 16. Що таке квантовий і енергетичний виходи люмінесценції?
- 17. Сформулюйте закон Стокса.
- 18. Як досліджують спектри флуоресценції?

Розділ 8

ОСНОВИ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛІЗУ

8.1. Загальні положення про спектри. Будова атома й атомні спектри

Виникнення спектрів випромінювання і поглинання речовини завжди пов'язане зі зміною внутрішньої енергії її атомів чи молекул. Частинки (атоми, молекули), які мають мінімальний запас внутрішньої енергії, називають *незбудженими*, а стан, у якому вони перебувають – *нормальним*, або *основним*. У разі дії зовнішніх чинників речовині можна надати додаткової енергії, поглинувши яку, вона перейде з нормального стану в *збуджений*. Як зазначено в розділі 7, енергія атомів і молекул не може змінюватись безперервно, а лише стрибкоподібно (дискретно). Для атомів кожної речовини є перервний ряд можливих енергетичних станів. Тому вони можуть випромінювати чи поглинати енергію чітко фіксованими порціями. Частинка, поглинаючи чи випромінюючи порцію енергії, переходить з одного можливого енергетичного рівня на інший.

Умовно енергетичні рівні атомів чи молекул можна зобразити у вигляді горизонтальних ліній – енергетичних рівнів (рис. 8.1). Найнижчий рівень – нульовий або основний, E_0 відповідає основному стану частинки. Над ним розташовані рівні E_1 , E_2 , E_3 і так далі, кожний з яких відповідає певному збудженому станові. Чим вищий енергетичний рівень, тим вищий запас внутрішньої енергії атома чи молекули.

Енергію, яку потрібно надати частинці, щоб перевести її з основного рівня на збуджений, називають *енергією збудження*, її вимірюють в електрон-вольтах (1 електрон-вольт (eB) – це така енергія, якої набуває електрон, рухаючись в електричному полі за різниці потенціалів в 1 B, 1 eB = $= 1,602 \cdot 10^{-19}$ Дж).

Частинки речовини можуть поглинати і випромінювати енергію порціями, які дорівнюють різниці енергій двох рівнів. Під час поглинання і випромінювання енергії вигляді квантів У електромагнітного утворюються спектри поглинання і випромінювання, випромінювання відповідно. Процес поглинання речовини зображають стрілками, напрямленими вгору, випромінювання – навпаки (рис. 8.1).

Кожний перехід потребує кванта певної частоти (довжини хвилі), яку можна обчислити, якщо відома енергія рівнів, між якими відбувається перехід:

$$v_{mn} = \frac{E_m - E_n}{h}; \ \lambda_{mn} = \frac{hc}{E_m - E_n}, \tag{8.1}$$

де *m*, *n* – номери енергетичних рівнів, між якими відбувається перехід.



Рис. 8.1. Схема енергетичних рівнів атома. Стрілками показані можливі переходи.

Теоретично будь-яка речовина поглинати кванти стількох може різних частот (або довжин хвиль), скільки для нього є можливих різних переходів між енергетичними рівнями. Ці частоти і становлять спектр поглинання речовини. Спектр випромінювання речовини це сукупність ycix частот (довжин хвиль), що їх молекули (атоми) цієї

речовини можуть випромінювати, переходячи з вищих енергетичних рівнів на нижчі. Зрозуміло, що в спектрі випромінювання є такі самі частоти, як і в спектрі поглинання.

Під час поглинання чи випромінювання змінюється внутрішня енергія атома – енергія його ядер і електронів. Якщо атом не збуджений, то його ядро й електрони перебувають у таких енергетичних станах, що внутрішня енергія ядра має мінімальне значення. Збудити атом можна, надавши йому додаткової енергії. Для збудження ядра потрібно енергії близько 10⁵ eB, що відповідає квантам γ-випромінювання. Тому для отримання оптичних спектрів енергія ядер незмінна, а внутрішня енергія залежить лише від енергетичних станів електронів.

Для збудження і відривання електронів із зовнішніх і незаповнених внутрішніх оболонок, які значно слабко зв'язані з ядром, потрібна енергія в декілька електрон-вольт. Таку енергію мають фотони видимого, ультрафіолетового та інфрачервоного випромінювання і саме таку енергію отримують атоми в джерелі світла для оптичного емісійного аналізу.

Спектри хімічних елементів лінійні. Кожен елемент має індивідуальний спектр, який відрізняється від спектрів інших елементів кількістю ліній, їхніми довжинами хвиль та інтенсивностями. Структура спектра елемента визначена можливими значеннями внутрішньої енергії його атомів, яка залежить тільки від енергії оптичних електронів і може змінюватись лише дискретно.

Кожному стану оптичного електрона відповідає певна внутрішня енергія атома, певний енергетичний рівень. Тому перехід оптичного електрона з одного можливого стану в інший супроводжується відповідною зміною енергетичного рівня атома. Кількість енергетичних станів оптичних електронів та їхня енергія, а відповідно, і структура спектра повністю залежать від будови атома: від заряду ядра, будови внутрішніх електронних оболонок, кількості й стану оптичних електронів.

Атоми одного елемента мають однакову будову, і тому однаковий набір можливих станів оптичних електронів. Атоми різних елементів мають різну будову і тому їхні рівні та спектри відрізняються один від одного.

Найнижчий рівень E_0 відповідає незбудженому стану – електрон найміцніше зв'язаний з ядром. Умовно приймають, що внутрішня енергія незбудженого атома дорівнює нулю. У разі збудження електрон віддаляється від ядра, переходячи зі стану з n = 1 у стани з n = 2, 3, 4, 5... З віддаленням

електрона від ядра перехід його на вищі енергетичні рівні полегшується, тому що зменшується різниця енергій сусідніх рівнів. Найвищий рівень відповідає енергії, яку потрібно надати атому для відривання від нього електрона. Цей процес називають *іонізацією*, а необхідну для цього енергію – *енергією іонізації*.

У разі збудження атома електрон може приймати енергію тільки певними порціями, які дорівнюють різниці двох рівнів. У випадку іонізації він може приймати будь-яку енергію, частина якої піде на іонізацію, а частина – на енергію поступального руху вільного електрона.

Під час переходів електрона між дискретними рівнями, що супроводжуються виділенням чи поглинанням фотонів, утворюється лінійний спектр. Довжина хвилі кожної лінії визначена різницею енергій двох рівнів, між якими відбувається перехід.

Лінії, нижній рівень яких E_0 , називають *резонансними лініями*.

Кожна лінія в емісійному спектрі має енергію збудження, яка є енергією верхнього рівня лінії. Лінії з однаковою енергією збудження називають *гомологічними*. Гомологічні лінії одного елемента мають однаковий верхній рівень і різні нижні.

Усі лінії в спектрі водню згруповані в серії. У ліній однієї серії один і той же нижній рівень і різні верхні. Лінії з нульовим нижнім рівнем становлять головну серію. Інші серії ліній, для яких нижнім є другий, третій і так далі рівні, називають побічними серіями. Відстані між нижніми рівнями найбільші, тому лінії головної серії розташовані у вакуумному ультрафіолеті (їхні довжини менші від 200 нм). Лінії першої серії (нижній рівень E_1) більш довгохвильові й розташовані у видимій, а лінії другої серії – в ІЧ ділянці спектра.

Як і хімічні, спектральні властивості елементів (енергія іонізіції, енергія збудження спектральних ліній та їхня довжина) періодично залежать від порядкового номера елемента в періодичній системі (заряду ядра). Атоми елементів однієї групи періодичної системи мають однакову кількість оптичних електронів і однакову *мультиплетність* (максимальна кількість підрівнів, на яку може розщеплюватись рівень за заданого значення сумарного спінового квантового числа), тому їхні спектри подібні за кількістю спектральних ліній і структурою.

Однак між ними є деякі відмінності. Зі збільшенням порядкового номера елемента в межах групи зростає загальна кількість електронів і оптичні електрони віддаляються від ядра; зазвичай, взаємодія оптичних електронів з ядром зменшується; відповідно, зменшується енергія збудження та іонізації. Лінії в спектрах зміщуються в довгохвильову ділянку спектра. Одночасно зі збільшенням номера елемента зростає міжелектронна взаємодія, що приводить до сильнішого розщеплення рівнів на підрівні, відстань між підрівнями одного рівня зростає.

Під час переміщення по періоду зліва направо змінюється кількість оптичних електронів і їхній стан. Тому елементи одного періоду мають спектри, що відрізняються за кількістю ліній і структурою.

8.2. Спектральні прилади

Спектральні прилади класифікують за способом розкладання в спектр випромінювання джерела світла. Найпоширеніші дисперсійні спектральні прилади, у яких випромінювання розкладають у спектр за допомогою призми або дифракційної ґратки. Дисперсійні прилади, відповідно, класифікують за ділянкою спектра, в якій вони працюють. Залежно від диспергуючого елемента розрізняють призмові і дифракційні прилади. За способом реєстрації прилади поділяють на візуальні, фотографічні й фотоелектричні. Прилади з візуальною реєстрацією спектра називають спектроскопами, їх, Прилади відповідно поділяють i на стилоскопи стилометри. 3 фотоелектричною реєстрацією спектра називають спектрометрами і спектрофотометрами, а з фотографічною – спектрографами.

Дисперсійним приладом у спектрометрі може бути *монохроматор* або *поліхроматор*. Монохроматор дає змогу виділити на приймачі світло вузького діапазону хвиль. Поліхроматор одночасно виділяє світло на декілька фотоелектричних приймачів, причому на кожний – світло певного вузького інтервалу довжин хвиль.

Усі дисперсійні прилади ґрунтуються на одній схемі (рис. 8.3).



Рис. 8.3. Принципова схема спектрального приладу: S – щілина, L_1 – об'єктив коліматора; D – диспергуючий елемент; L_2 – фокусуючий об'єктив; P – фокальна поверхня фокусувального об'єктива.

Світло від джерела входить у спектральний прилад через вузьку щілину і від кожної точки цієї щілини у вигляді розбіжних пучків потрапляє на об'єктив коліматора, який перетворює розбіжні пучки в паралельні. Щілина й об'єктив коліматора становлять коліматорну частину приладу. Паралельні пучки з об'єктива коліматора потрапляють на диспергуючий елемент – призму або дифракційну ґратку, де відбувається розклад світла по довжинах хвиль. З диспергуючого елемента світло однієї довжини хвилі, яке поширюється від однієї точки щілини, виходить паралельним пучком і потрапляє на фокусувальний об'єктив, що збирає кожний паралельний пучок у певній точці фокальної поверхні. З окремих точок складаються численні монохроматичні зображення щілини.

Якщо в джерелі випромінюють окремі атоми, то за достатньо вузької щілини на фокальній поверхні фокусувального об'єктива утворюється ряд окремих монохроматичних зображень у вигляді вузьких ліній – лінійний спектр. Кількість ліній залежить від складності спектра випромінювальних елементів і умов їхньо збудження. Якщо в джерелі світяться окремі молекули, то близькі за довжиною хвилі лінії утворять смугастий спектр.

У спектральних приладах використовують тригранні призми з прозорих матеріалів. Якщо на призму під певним кутом *i* спрямувати світло складного спектра, то на виході отримаємо ряд пучків, які містять паралельні промені однієї довжини хвилі, що зумовлено дисперсією показника заломлення призми (рис. 8.4, *a*). У призмі світло заломлюється двічі на її заломлювальних гранях і виходить з неї, відхилившись від початкового напряму на кут відхилення Θ (див. рис. 8.4, *б*). Кут відхилення Θ залежить від кута падіння *i* довжини хвилі світла. За певного кута *i* світло проходить паралельно до основи. Після заломлення на другій призмі кут розходження між ними $\Delta\Theta$ стає ще більшим.



Рис. 8.4. Хід променів в тригранній призмі.

Мірою ефективності розкладу світла в спектр по довжинах хвиль у призмі є її кутова дисперсія, яка відображає, як сильно змінюється кут між двома найближчими променями в разі зміни довжини хвилі:

$$D = \frac{\Delta\Theta}{\Delta\lambda} = \frac{d\Theta}{d\lambda}, \qquad (8.3)$$

де $\Delta \Theta$ – різниця кутів відхилення променів близьких довжин хвиль λ_1 і λ_2 ; $\Delta \lambda$ – різниця довжин хвиль $\Delta \lambda = \lambda_1 - \lambda_2$.

Можна сказати, що *кутова дисперсія* – це співвідношення кутової відстані ΔΘ між двома променями близьких хвиль до різниці цих хвиль.

Передусім кутова дисперсія призми залежить від матеріалу, з якого виготовлена пизма, оскільки кожний матеріал має певну дисперсію показника заломлення $dn/d\lambda$, яка відображає, як змінюється показник заломлення в конкретній ділянці спектра в разі зміни довжини хвилі на $d\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$. Чим більша дисперсія показника заломлення, тим більша кутова дисперсія. Кутова дисперсія залежить від довжини хвилі: в короткохвильовій ділянці спектра вона більша, ніж у довгохвильовій. Для заданого матеріалу призми кутова дисперсія тим вища, чим більший її кут заломлення.

Матеріал для виготовлення призм підбирають, головно, за його оптичними характеристиками – достатньою дисперсією показника заломлення і прозорістю в досліджуваній ділянці спектра. Для роботи у видимій ділянці спектра застосовують призми зі спеціальних оптичних стекол з великим показником заломлення, наприклад з флінту або крону; в УФ ділянці спектра – з кристалічного або плавленого кварцу.

Спектральний прилад можна вважати ідеальним, якщо розподіл енергії на виході не залежить від його особливостей, а визначений лише властивостями джерела випромінювання. Насправді будь-який спектральний прилад і будь-який приймач випромінювання вносять у спектр спотворення.

Розглянемо спочатку ідеальний випадок – спектр випромінювання складається лише з декількох спектральних ліній. На виході реального приладу замість відповідних цьому випромінюванню безкінечно вузьких спектральних ліній простежуватимуться лінії, що мають кінцеву ширину. Розширення ліній, створене спектральним приладом, зумовлене такими причинами:

- спостережувана спектральна лінія є зображенням вхідної щілини, що має кінцеву ширину;
- дифракційні явища в диспергуючому елементі розширюють геометричне зображення щілини;
- аберації оптичної системи і дефекти диспергуючого елемента також розширюють зображення;
- система реєстрації зображення теж додатково розширяє лінію (через кінцеві розміри діафрагми фотоприймача або зерна емульсії).

Відносний внесок кожної з цих причин залежить від конструктивних особливостей приладу. Однак будь-який реальний прилад, реєструючи монохроматичне випромінювання, дає деякий контур кінцевої ширини, описуваний функцією $f(\lambda)$. Ця функція визначена властивостями спектрального приладу, і її називають апаратною функиією. або інструментальним контуром. Кожній довжині світлової хвилі λ в приладі відповідає деякий кут відхилення ф і певна точка х фокальної площини камерного об'єктива. Тому інструментальний контур можна також записати у вигляді $f(\phi)$ або f(x). Ця функція визначає розподіл інтенсивності у фокальній площині приладу, створюваний монохроматичним джерелом.

Апаратний контур характеризує ті викривлення, які спричиняє прилад у спектрі монохроматичного випромінювання. У випадку немонохроматичного випромінювання, спектральний розподіл інтенсивності якого характеризує деяка функція $I(\lambda)$, його можна уявити як сукупність окремих взаємно некогерентних монохроматичних компонент. Відгук спектрального приладу на кожну з цих компонент описується апаратним контуром, який пропорційний до інтенсивності лінії з центром при відповідній їй довжині хвилі.

Мета спектральних вимірювань полягає в знаходженні істинного, а не спотвореного приладом викривлення енергії в спектрі досліджуваного випромінювання.

Випадкові помилки вимірювань зумовлені не лише недоліками вимірювальних приладів, а й природою вимірювальної величини – світлової енергії, випромінювання і поглинання якої є квантовим. Для точного спектрального розподілу енергії потрібно вимірювання зменшити спектральну ділянку $\Delta\lambda$, однак у цьому разі зростають статистичні похибки результатів вимірювань. Похибки зростають також зі зменшенням часу та інтенсивності вимірюваної величини. Нехай у виділеній ділянці спектра Δλ за час вимірювання реєструють в середньому n квантів. Відхилення Δn кількості зареєстрованих квантів в окремому вимірюванні від середнього значення становить \sqrt{n} . Тому відносна похибка $\Delta n/n = 1/\sqrt{n}$ є малою при *n* >> 1, однак при *n* ~ 1 вона наближається до 100%. Це зумовлює суттєві обмеження на точність вимірювання розподілу $I_{cnoct}(\phi)$.

8.3. Оптичні характеристики спектральних приладів

Робоча ділянка спектра – це ділянка можливої роботи спектрального приладу, забезпечена тим, що всі оптичні деталі виготовлені з прозорого матеріалу, диспергуючий елемент має достатню кутову дисперсію, а реєструвальна частина – достатню чутливість до вибраного діапазону довжин хвиль.

Збільшення — це співвідношення лінійних розмірів геометричного зображення щілини (спектральної лінії) до лінійних розмірів щілини. Збільшення спектрального приладу дорівнює співвідношенню фокусної відстані фокусувального об'єктива f_2 до фокусної відстані об'єктива коліматора f_1 :

$$\Gamma = \frac{f_2}{f_1}.\tag{8.4}$$

Якщо відоме збільшення спектрального приладу, то можна розрахувати висоту, геометричну ширину і площу спектральної лінії.

Лінійна дисперсія спектрального приладу – це співвідношення лінійної відстані Δl між двома спектральними лініями близької довжини хвилі до різниці їхніх довжин хвиль $\Delta \lambda$.

Відстань Δl між двома лініями близької довжини хвилі λ_1 і λ_2 можна обчислити, знаючи, що з фокусувального об'єктива промені, які відповідають цим лініям, виходять під кутом $\Delta \Theta$:

$$\Delta l = f_2 \operatorname{tg} \Delta \Theta = f_2 \Delta \Theta. \tag{8.5}$$

Якщо розділити обидві частини рівняння (8.14) на Δλ, то можна



Рис. 8.5. Один і той же спектр, отриманий на приладах з різною роздільною здатністю: $a - лінії \lambda_1$ і λ_2 розділені; $\delta - лінії \lambda_1$ і λ_2 не розділені.

отримати вираз для лінійної дисперсії приладу:

$$D_{\pi} = \frac{\Delta l}{\Delta \lambda} = \frac{dl}{d\lambda} = \frac{\Delta \Theta}{\Delta \lambda} f_2. \quad (8.6)$$

Лінійна дисперсія спектрального приладу дорівнює добутку кутової дисперсії диспергуючого елемента на фокусну відстань фокусувального об'єктива. Лінійна дисперсія призмового приладу збільшується в зі зменшенням довжини хвилі.

Роздільна здатність спектрального приладу – це здатність приладу давати роздільне зображення ліній близької довжини. Роздільну здатність записують як

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda},\tag{8.7}$$

де $\Delta\lambda$ – різниця двох сусідніх ліній, які прилад ще здатний розділити; λ – середня довжина хвилі розділених приладом ліній $\lambda = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$. Як видно з (8.9), роздільна здатність – величина безрозмірна.

На рис. 8.5 показані спектрограми, отримані на різних спектральних приладах за однакових умов проведення експерименту і для однакових проб

тіл. Як бачимо, залежно від роздільної здатності, в одному випадку лінії розділяються (*a*), а в іншому – ні (*б*). Роздільна здатність приладу тим більша, чим вужчі лінії і чим більші відстані між їхніми центрами можна отримати на цьому приладі.

Спектральна ширина ліній. Кожна спектральна лінія займає у фокальній площині спектрального приладу деяку ділянку, на якій за дуже вузької щілини розмістились би лінії з довжинами хвиль від λ_1 до λ_2 . Інтервал довжин хвиль $\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, що його перекривають геометричне зображення щілини за заданої її ширини, називають спектральною шириною щілини. Відстань, яка відповідає геометричній ширині спектральної лінії, є геометричною шириною лінії:

$$\Delta \lambda = S_{uu} N \frac{d\lambda}{dl} \,. \tag{8.8}$$

Спектральна ширина щілини дорівнює добутку геометричної ширини лінії на величину, обернену до лінійної дисперсії. Чим ширшою є щілина, тим більша її спектральна ширина і тим гірше розділення спектральних ліній. За нормальної ширини щілини досягається її найменша спектральна ширина.

Світлосила спектрального приладу визначає ефективність використання енергії випромінювання, яка падає на спектральний прилад. Світлосилу можна оцінювати за світловим потоком, який бере участь у побудові спектральної лінії у фокальній площині приладу, а також за освітленістю ліній. Прилад з більшою світлосилою дає змогу отримати більше інформації про склад досліджуваної сполуки, а також зменшити час аналізу і кількість досліджуваної речовини.

8.4. Загальні положення про спектральний аналіз. Аналіз за спектрами випромінювання і поглинання

Кожна речовина має свій набір енергетичних рівнів і відрізняється від інших речовин кількістю рівнів і різницею їхніх енергій. Тому спектри речовин відрізняються одна від одної, як частотами випромінених чи поглинутих квантів, так і їхньою кількістю. Отже, кожна речовина має свій, тільки їй властивий спектр випромінювання чи поглинання. На підставі вивченого спектра речовини можна однозначно зробити висновок про її будову.

Спектральний аналіз можна класифікувати за різними ознаками.

1. Атомний і молекулярний. Методами якісного молекулярного аналізу можна визначити природу сполуки, розшифрувати структуру її молекул, з'ясувати, які чисті речовини є в складі суміші. Концентрацію чистих речовин у цій суміші визначають методами кількісного молекулярного аналізу.

2. Залежно від різновиду електромагнітного випромінювання, яке поглинається чи випромінюється, розрізняють такі методи спектрального аналізу:

а) *рентгеноспектральні методи* ґрунтуються на вивченні спектрів поглинання і випромінювання речовини, що розташовані в рентгенівській ділянці електромагнітного випромінювання;

б) *радіоспектральні методи* аналізу дають змогу вивчати спектри молекул радіохвильового діапазону довжин хвиль;

в) до *оптичних методів* належать методи, у яких досліджують спектри, які є в ультрафіолетовій, видимій та інфрачервоній ділянках спектра.

3. Аналіз можна виконувати за спектрами поглинання і випромінювання. Аналіз за спектрами випромінювання поділяють на *емісійний* і *флуоресцентний*, які відрізняються тільки способом збудження. В емісійному аналізі частинки речовини збуджуються в джерелі світла

(полум'я, газовий розряд тощо). У флуоресцентному аналізі частинки речовини збуджувані квантами електромагнітного випромінювання, яке направляють на досліджувану речовину.

Аналіз за спектрами випромінювання. Для отримання спектра випромінювання частинки речовини потрібно спочатку збудити, надавши їм додаткової енергії. В емісійному аналізі пробу для цього поміщають у джерело світла, де відбувається нагрівання, випаровування проби, дисоціація молекул більшості речовин на атоми і збудження окремих атомів та іонів. Тому емісійний аналіз у більшості випадків г'– атомний. У флуоресцентному аналізі атоми і молекул збуджують, опромінюючи пробу відповідним світлом. Для атомного флуоресцентного аналізу пробу попередньо випаровують і атомізують.



Рис. 8.6. Типи спектрів: *а* – лінійний; *б* – смугастий і *в* – суцільний.

У збудженому стані частинки речовини перебувають досить короткий час $\tau \sim 10^{-7} - 10^{-8}$ с; спонтанно повертаючись у нормальний стан, вони випромінюють надлишкову енергію у вигляді квантів світла. й які становлять спектр випромінювання проби.

Щоб зробити можливим вивчення й аналіз спектра проби, потрібно в просторі розкласти випромінювання за частотами – *розкласти світло в спектр*. Це виконують за допомогою спектральних приладів, головним елементом яких є призма або дифракційна гратка. На виході спектрального приладу утворюється спектр (рис. 8.6).

Розрізняють такі види спектрів:

 лінійний – складається з окремих ліній, які розміщені на певних відстанях одна від одної. Цей спектр утворюється в разі випромінювання світла окремими атомами, що не взаємодіюють між собою;

- смугастий складається з широких смуг, кожна з яких є сукупністю певної кількості розташованих близько спектральних ліній. Характерний для молекул;
- неперервний (суцільний) велика кількість ліній, що злились одна з одною в суцільну широку смугу.

Аналіз за спектрами поглинання ґрунтується на використанні законів поглинання світла атомами і молекулами речовини.

Нехай монохроматичний пучок світла інтенсивністю I_0 падає на деяке середовище товщиною l (рис. 8.7). Унаслідок поглинання світла атомами і молекулами речовини, на виході отримаємо пучок світла інтенсивністю I. Можна довести, що інтенсивності світла на вході і виході з речовини будуть пов'язані між собою співвідношенням



де α – коефіцієнт поглинання, що залежить від довжини хвилі падаючого світла і концентрації поглинальних частинок. Це рівняння є математичним записом *закону Бугера–Ламберта*.

 $I = I_0 e^{-\alpha l},$

Рис. 8.7. Проходження світла через речовину.

На практиці найчастіше користуються:

а) пропусканням

$$\tau = \frac{I}{I_0},\tag{8.10}$$

б) коефіцієнтом пропускання

$$T = \frac{I}{I_0} \cdot 100\%, \qquad (8.11)$$

в) оптичною густиною

$$D = \lg \frac{I_0}{I}.$$
(8.12)

Якщо прологарифмувати співвідношення (8.9) і перейти від натуральних до десяткових логарифмів, то можна отримати

(8.9)

$$\lg \frac{I_0}{I} = \alpha' I, \qquad (8.13)$$

де $\alpha' = \frac{\alpha}{2.3}$.

Вираз (8.13) також є законом Бугера–Ламберта, проте в логарифмічній формі.

Бер з'ясував, що коефіцієнт α' прямо пропорційний до концентрації поглинальної речовини в розчині. Якщо концентрацію записати в молях на літр, то можна довести, що $\alpha' = \varepsilon C$ (де k – молярний коефіцієнт поглинання).

Після підставляння значення α' в рівняння (8.13) отримаємо

$$\lg \frac{I_0}{I} = kCl \,. \tag{8.14}$$

Цей вираз – це математичний запис основного закону спектрофотометрії – закону Бугера–Ламберта–Бера.

Значення коефіцієнта поглинання k і, відповідно, всіх величин, що характеризують поглинання (α , τ , T), залежать від довжини хвилі світла. Цю залежність називають спектром поглинання речовини, її реєструють за допомогою спектрофотометрів.

Молекулярні спектри поглинання широко використовують для якісного і кількісного аналізу. Якісний аналіз ґрунтується на тому, що кожна речовина має індивідуальний спектр поглинання. Тому для визначення якісного складу проби записують її повний спектр поглинання й ідентифікують смуги поглинання.

Кількісний аналіз за молекулярними спектрами поглинання передбачає використання закону Бугера–Ламберта–Бера. Він охоплює такі операції: на спектрофотометрі записують повний спектр досліджуваної речовини; знаходять довжину хвилі, що відповідає максимуму поглинання світла – аналітичну довжину хвилі, і для неї визначають коефіцієнт поглинання декількох розчинів порівняння. Концентрацію знаходять за градуювальним графіком, побудованим у координатах концентрація-поглинання, або обчислюють за формулою

$$C = \frac{D}{kl}.$$
(8.15)

8.5. Спектральний аналіз біологічних об'єктів

Вивчення структури білків. В аналітичних дослідженнях широко використовують коливні спектри поглинання. В більшості випадків їх отримують за кімнатної температури, коли кінетична енергія частинок є меншою від енергії збудження навіть найнижчих коливних рівнів. Коливні спектри підпорядковані правилу відбору, яке дає змогу переходи на сусідній рівень. Відповідно, найймовірнішим є перехід з незбудженого рівня на перший збуджений $E_0 \rightarrow E_1$, якому відповідає основна смуга поглинання в спектрі речовини. Частота основної смуги поглинання дорівнює частоті коливань атомів у молекулі.

У випадку простих сполук (мікромолекул) коливні спектри відрізняються від спектрів у видимій і УФ ділянках спектра тим, що вони зазвичай сформовані з доволі вузьких смуг. Однак у разі переходу до дослідження макромолекул ситуація ускладнюється. У макромолекулах кількість типів зв'язків і різних конформацій є такою великою, що кожна смуга, яка відповідає окремій мікромолекулі, зміщується залежно від її положення в макромолекулі. Унаслідок цього смуги перекриваються, і в спектрі з'являється низка порівняно широких смуг.

Однак є ефективні методики дослідження складних біологічних структур, таких як білки, ліпіди, мембрани тощо.

Типовий приклад використання коливної спектроскопії – визначення відносного вмісту α-спіралі, β-структури і невпорядкованого клубка в білках за інтенсивністю різних амідних смуг, наприклад, смуги І. Така можливість зумовлена тим, що хвильове число максимуму смуги Амід I є різним для αспіралі, β-структури і невпорядкованого клубка: – 1650 і 1658 см⁻¹ для αспіралі і невпорядкованого клубка, відповідно, та 1632 і 1685 см⁻¹ для βструктури. Найбільшу чутливість ІЧ спектр виявляє щодо β-форми. Форми нормальних коливань Амід I і Амід II для *N*-метилацетаміду показано на рис. 8.8. В амідні коливання I основний внесок робить валентне коливання C=O, тоді як в амідні коливання III – площинні деформаційні коливання N–H.

Іншим напрямом досліджень є визначення кількості S–S-зв'язків у білках. Метод ґрунтується на тому, що зв'язки S–S і S–H дають характерні лінії з частотами v_{max} . Найчастіше для цього використовують метод комбінаційного розсіювання світла (КРС).

Дослідження хромоформ та металопротеїнів. Хоча білки не поглинають світла в діапазоні 300–750 нм, вони часто бувають зв'язані з групами, що світло в цьому діапазоні поглинають інтенсивно. Це створює можливості для їхнього дослідження методом спектроскопії комбінаційного розсіювання. Розглянемо виникнення спектрів комбінаційного розсіювання.



Рис. 8.8. Нормальні коливання Амід I і Амід III для N-метилацетаміду

Під час проходження монохроматичного світла через непоглинальну речовину невелика частина світлового потоку розсіюється в різні боки. Розсіяне світло має таку саму частоту, що й падаюче, та світлові хвилі більших і менших частот, другі з яких становлять спектр комбінаційного розсіювання. Для комбінаційного розсіювання (КРС) найважливішою характеристикою є різниця $\Delta \omega$ між лініями КРС і лінією збуджувального світла, яка не залежить від частоти збуджувального світла, а визначена тільки природою розсіювальної речовини і є його індивідуальною характеристикою. Частота ліній КРС є комбінацією частоти падаючого світла з частотою коливань молекул речовини.

Є білки, що містять три типи природних хромофорів:

- хромофори на основі тетрапірольного циклу (наприклад, у гемопротеїнах);
- 2. полієнові структури (наприклад, у зорових пігментах);
- 3. зв'язані з білками іони металів (металопротеїни).

Розглянемо, наприклад, вивчення спектрів КРС металопротеїнів. У їхніх молекулах іон металу зв'язаний з білком завдяки координації з боковими амінокислотними групами. Іноді виникає додаткова координація і з основним поліпептидним ланцюгом. Окремі металопротеїни, передусім ті, у складі яких є іони міді та заліза, мають у видимій чи ближній УФ ділянках спектра інтенсивні смуги поглинання, зумовлені переходами з перенесенням заряду з ліганду на атом металу. Завдяки цим переходам виникає резонансне збільшення інтенсивності ліній у спектрі КРС. Ефект резонансного КРС дає змогу значно збільшити чутливість і селективність спектральних досліджень білків та інших біохімічних систем. Спектр КРС хромофора, зв'язаного з білком, можна реєструвати за концентрацій хромофора, за яких отримати звичайний КРС неможливо. Тому спектр методом спектроскопії резонансного КРС можна селективно вивчати хромофори, оскільки у спектрі нема ліній, зумовлених білками чи їхнім розчинником. Оскільки часто біологічна дія білків визначена властивостями хромофорів, то спектр КРС може допомогти вивченню їхніх функцій.

Існують білки, що мають залізо-сіркове ядро. Залізо може перебувати в формі Fe (III) і Fe (II). Збудження у межах смуги перенесення заряду S \rightarrow Fe спричиняє збільшення інтенсивності мод коливань залізо-сірка. Наприклад, окиснений рубредоксин, у складі якого є один атом Fe (III), оточений чотирма атомами сірки з цистеїнових залишків у вигляді спотвореного тетраедра, має спектр KPC, у якому лінії при 314 і 368 см⁻¹ зумовлені симетричними та асиметричними коливаннями FeS₄, а лінії при 150 і 126 см⁻¹ відповідають деформаційним коливанням.

"Блакитні" білки, що містять мідь, отримали назву з огляду на наявність у них одного або декількох центрів, у складі яких є атом міді, унаслідок чого в їхніх спектрах поглинання наявні дуже інтенсивні смуги в ділянці 600 нм. Існує щонайменше три типи Cu (II) в білках:

- тип міді І "синя" мідь (ІІ) з тетраедричною конфігурацією, як у стелаціаніні, азурині тощо;
- тип міді II "тетрагональна" (не "синя") мідь (II) в гелактооксидазі й амінооксидазах;
- тип міді III взаємодійні пари, як у гемоціаніні й тирозиназі.

В окремих білках можуть бути суміші різних типів міді II.

Дослідження структури нуклеїнових кислот, мембран і вуглеводів. Використання коливної спектроскопії для дослідження вуглеводів ускладнене внаслідок переважання в їхній структурі зв'язків С–С і С–О, що мають подібні механічні характеристики. Тому нормальні коливання делокалізовані і внесок у них роблять багато ядер. Тому для з'ясування кореляції між спектральними характеристиками і структурою вуглеводів необхідні складні детальні розрахунки коливної системи. Ефективним методом ідентифікації зв'язаних коливань О–Н і С–Н в глюкозі, мальтозі і тощо є застосування лейтерозаміщення.

Відомо, що мембрани складаються з подвійного шару фосфоліпідів, усередині або поблизу якого, відповідно, розташовуються внутрішній

(інтегральний) і зовнішній (периферійний) білки. У спектрах КРС фосфоліпідів домінують лінії, зумовлені коливаннями вуглеводних ланцюгів.

Чудовим модельним об'єктом для дослідження довгого вуглеводного ланцюга виявився поліетилен. Під час аналізування його коливного спектра доцільно розглядати коливання цілого ланцюга: нормальне коливання охоплює цілий ланцюг, а не локалізоване в межах кількох атомів.

Унаслідок цього в коливних спектрах полімерів, у тому числі й мембран, можна спостерігати поперечні та поздовжні фонони. У цьому разі оптичних фононах атоми в одній хімічній одиниці коливаються один щодо одного.



Рис. 8.9. Схема коливань, що відповідають оптичним (а) і акустичним (б) фононам.

В акустичних фононах повторювані одиниці (наприклад, CH₂) самі заміщуються одна щодо одної (рис. 8.9).

Відповідно, зі збільшенням довжини хвилі акустичних фононів коливні рухи починають відповідати пульсаціям чи деформаційним коливанням цілого полімера. Наприклад, у спектрах кристалічних вуглеводів з короткими ланцюгами в ділянці, нижчій від 600 см⁻¹, простежують лінії, хвильові числа яких змінюються обернено пропорційно до довжини ланцюга вуглеводу. Ці лінії зумовлені поздовжніми акустичними фононами, за яких зигзаподібний ланцюг полімеру розтягується і стискається. Аналіз таких коливань дає змогу оцінювати зміну ефективної довжини ланцюга вуглеводу під впливом різноманітних чинників. Такий підхід є ефективним і в разі вивчення ліпідів.

Дослідження спектрів відбивання рослин. Вимірювання спектрів відбивання рослин, зважаючи на безпосередній зв'язок їхніх оптичних властивостей з процесами життєдіяльності, становлять значний практичний і науковий інтерес.

У польових дослідженнях оптичні властивості системи ґрунт– рослинність визначені властивостями кожної з компонент, які залежать від великої кількості різних чинників. У променевому потоці, відбитому від рослинного покриву, наявні дві складові: одна утворена відбиванням від грунту; інша – відбиванням від рослинного шару. Поза смугою поглинання хлорофілу помітну роль у формуванні оптичних властивостей системи ґрунтрослинність відіграють процеси багаторазового відбивання променевого потоку між ґрунтом і рослинним покривом. Завдяки ефекту багаторазового відбивання у променевому потоці, відбитому від системи ґрунт-рослинність, окрім складових, утворених безпосередньо відбиванням від ґрунту і рослинного шару, наявна складова, яка виникає внаслідок оптичної взаємодії грунту і рослинного шару. Оптичні властивості листя не залежать від того, чи воно опромінене світлом із суцільним спектром, чи світлом різної інтенсивності з дискретних ділянок спектра, що пов'язано з перегрупуванням або переорієнтацією хлоропластів.

Контрольні питання

- 1. Що таке енергія збудження та енергія іонізації?
- 2. Як класифікують спектральний аналіз?
- 3. Які є види спектрів?
- 4. Сформулюйте та запишіть закон Бугера–Ламберта–Бера.
- 5. Як пов'язані будова атома і його спектри?
- 6. Що таке резонансні лінії?
- 7. Які серії виникають у спектрі атома водню?
- 8. Як класифікують спектральні прилади?
- 9. Що таке кутова та лінійна дисперсії спектрального приладу і від чого вони залежать?
- 10. Що таке апаратна функція спектрального приладу?
- 11. Що таке роздільна здатність?
- 12. Як визначають спектральну ширину ліній?
- 13. Яким чином вивчають структуру білків?
- 14. Як можна дослідити хромоформи та металопротеїни?
- 15. В чому полягає дослідження структури нуклеїнових кислот, мембран і вуглеводів?

Розділ 9

ОПТИЧНІ КВАНТОВІ ГЕНЕРАТОРИ ТА ЕЛЕМЕНТИ НЕЛІНІЙНОЇ ОПТИКИ

9.1. Принцип роботи лазерів

Принцип роботи лазера (laser – light amplication by stimulated emission of radiation – підсилення світла індукованим випромінюванням), або оптичного квантового генератора (ОКГ), ґрунтується на трьох фундаментальних ідеях. Перша ідея пов'язана з використанням вимушеного випромінювання світла атомними системами, відкритого А. Айнтшайном в 1917 p. під час теоретичного вивчення некогерентного теплового випромінювання. Як довів Дірак, фотони, випускання яких у цьому разі відбувається, не відрізняються від тих, що спричинили випромінювання. Друга ідея полягає в застосуванні термодинамічно нерівноважних систем, у яких можливе підсилення, а не поглинання світла. Третя ідея – використання додатного зворотного зв'язку для перетворення підсилювальної системи в генератор когерентного випромінювання.

Перші квантові генератори, що працюють у мікрохвильовому діапазоні (мазери), створені 1954 р. Н.Г. Басовим і А.М. Прохоровим в СРСР і Гордоном, Цайгером і Ч. Таунсом у США. Активним середовищем у них був аміак. 3a розробку нового принципу підсилення i генерування електромагнітних хвиль і створення перших молекулярних генераторів когерентного мікрохвильового випромінювання Н. Басову, А. Прохорову і Ч. Таунсу присуджено Нобелівську премію з фізики (1964). Перший оптичний квантовий генератор (лазер), що працює в імпульсному режимі, створений 1960 р. Мейманом. Активним середовищем у ньому був рубін, збуджуваний світлом від лампи-спалаху. Через рік сконструйовано перший газовий лазер неперервної дії.

Сьогодні є багато типів лазерів, які відрізняються способом збудження активного середовища, спектральною ділянкою довжин хвиль генерування, потужністю, часовими і спектральними характеристиками випромінювання.

Рівноважна квантова система поглинає енергію зовнішнього випромінювання, тобто в разі рівноймовірних індукованих переходів загальна кількість переходів з нижніх рівнів на верхні перевищує кількість зворотних переходів, бо кількість частинок внизу є більшою, ніж угорі.

Підсилення густини енергії поля зовнішнього випромінювання в квантовій системі відбувається за умови інверсії заселення. Системи квантових точок, у яких верхній рівень енергії заселений більше від нижнього, називають системами з *інверсним заселенням*, або системами з *від'ємною температурою*.

Уведення другого терміна є формальним наслідком застосування розподілу Больцмана для нерівноважних частинок. Загальний розподіл частинок по рівнях можна записати так:

$$n_2 = n_1 \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right),$$
 (9.1)

де *n*₂, *n*₁ – відповідно, кількість частинок на рівнях 2 і 1; *k* – стала Больцмана.

При $E_2 > E_1$ умова $n_2 > n_1$ буде виконуватись, якщо T < 0.

Системи з інверсним заселенням є системами з від'ємним поглинанням, тобто з підсиленням.

Для створення інверсії заселення необхідний додатковий зовнішній вплив, який повинен долати процеси, спрямовані на відновлення рівноважного заселення. Перешкоджати цьому можна, лише витрачаючи енергію – енергію нагнітання, що надходить із зовнішнього джерела живлення. Сукупність квантових точок з інверсним заселенням називають *активним середовищем*. Відповідно до розподілу Больцмана для дворівневої системи, що перебуває при температурі *T*, коефіцієнт поглинання визначений співвідношенням

$$\alpha = \frac{n\lambda^2}{4\pi^2} \frac{1}{\Delta v_{\pi} \tau_0}, \qquad (9.2)$$

де $n = n_1 + n_2$ – загальна кількість частинок на обох рівнях енергії; λ – довжина хвилі випромінювання; τ_0 – спонтанний час життя частинки на верхньому рівні; Δv – ширина спектральної лінії переходу.

Для зворотного зв'язку додатного частина генерованого випромінювання повинна залишатись усередині робочої речовини і зумовлювати вимушене випускання щораз новими збудженими атомами. Для цього активне середовище поміщають в оптичний резонатор, утворений двома паралельними плоскими або сферичними дзеркалами, одне з яких напівпрозоре. Резонатор, подібно до маятника годинника або коливального контура в генераторі незагасаючих коливань, є важливою частиною лазера. Стаціонарні стани поля, як і у випадку резонатора з плоскими паралельними дзеркалами, – це стоячі електромагнітні хвилі, тобто коливання напруженості поля (моди) з певними дискретними частотами. Частоти мод визначені з умови циклічності: у разі подвійного проходження резонатора фаза хвилі змінюється на значення кратне 2π , тобто на подвійній довжині резонатора вміщається ціла кількість т довжин хвиль:

$$2L = m\lambda_m. \tag{9.3}$$

Звідси можна знайти, що

$$\omega_m = \frac{m\pi c}{L}.$$
(9.4)

Світлова хвиля, що виникає внаслідок спонтанного випромінювання збудженого атома, підсилюється завдяки вимушеному випусканню під час поширення через активне середовище. Ефективно підсилюються лише ті хвилі, напрям поширення яких збігається з віссю резонатора, оскільки за всіх інших напрямів хвиля швидко залишає межі активного середовища. Перед напівпрозорим дзеркалом, хвиля частково виходить назовні, а частково відбивається назад. Відбита хвиля, пройшовши вздовж резонатора від одного дзеркала до іншого шлях L через активне середовище, підсилюється в exp(- αL) разів; відбившись від другого дзеркала, вона знову підсилюється в exp(- αL) разів і падає на напівпрозоре дзеркало. Оскільки на подвійній довжині резонатора поміщається ціла кількість довжин хвиль, то цим забезпечено додатний зворотний зв'язок — у разі всіх наступних проходжень через резонатор хвиля узгоджена по фазі з вихідною. Всі елементарні хвилі, що виникають у різні моменти часу під час вимушених переходів атомів, розташованих у різних точках активного середовища, утворюють одну когерентну хвилю. Тобто оптичний резонатор підсилює ефективну відстань, яку проходить хвиля вздовж його осі в активному середовищі, і сприяє формуванню когерентного монохроматичного випромінювання, що виходить через напівпрозоре дзеркало.

Оптичний резонатор можна розглядати як коливну систему, у якій власні нормальні коливання мають вигляд стоячих електромагнітних хвиль з вузлами на дзеркалах, частоти яких визначені співвідношенням (9.4). Тому лазер є автоколивною системою, у якій можливі незагасаючі коливання на одній з власних частот резонатора.

Хвиля, що падає на напівпрозоре дзеркало і виходить з оптичного



Рис. 9.1. Спектральний контур лінії підсилення.

резонатора є генерований лазером пучок світла. Генерування можливе лише тоді, коли хвиля, що падає на напівпрозоре дзеркало, після чергового проходження має енергію не меншу, ніж під час попереднього падіння. Це означає, що підсилення світла в активному середовищі повинно бути достатньо великим і перевищувати деяке значення, яке називають пороговим.

Спектральна лінія, яка відповідає переходу між робочими рівнями атомів активного середовища, має певну ширину. Причинами розширення ліній є зіткнення і тепловий рух атомів, а також збурення енергетичних рівнів атомів. Ширина лінії $\Delta \omega$ набагато менша від частоти ω_0 , що відповідає центру лінії. Звичайно в межах контуру підсилення вміщається декілька власних частот резонатора (рис. 9.1). Якщо поступово збільшувати ступінь збудження активного середовища, тобто інверсію заселення рівнів робочого переходу, то першою досягає порога мода, частота якої розташована ближче до центра спектральної лінії. На ній і починається генерування. Подальше збільшення рівня збудження приводить до досягнення порога іншими модами. Тоді стає можливим генерування випромінювання одночасно на декількох частотах.

9.2. Основні типи ОКГ, їхні особливості

Рубіновий лазер. Як твердотільний лазер розглянемо лазер на кристалі рубіну. Рубін – це кристал корунду (оксид алюмінію Al_2O_3), у якому невелика частина іонів алюмінію (~ 0,5 %) заміщена при вирощуванні іонами Cr^{3+} . Домішкові іони Cr^{3+} заміщають іони Al^{3+} , які містяться лише в пустотах октаедрного типу. Октаедрна порожнина – це порожнина, в яку можна вписати правильний октаедр, шість вершин якого дотикаються до шести кисневих кульок. У такій порожнині шість іонів кисню утворюють сильне поле кубічної симетрії.

Чистий кристал корунду у видимій ділянці спектра прозорий і провідну роль у роботі лазера відіграють іони хрому. Спрощена схема енергетичних рівнів іона хрома показана на рис. 9.2. Інверсія заселення виникає між основним станом E_1 і рівнем E_2 . Цьому переходу відповідає довжина хвилі випромінювання $\lambda = 694,3$ нм у червоній ділянці спектра. Вище рівня E_2 лежать широкі смуги енергетичних рівнів E_3 і E'_3 . Переходам на ці рівні з основного стану відповідають дві широкі смуги поглинання в зеленій і синій ділянках спектра. З цим поглинанням пов'язане рожеве забарвлення рубіна. В потужних рубінових лазерах застосовують круглі стрижні діаметром 2–



Рис. 9.2. Енергетичні рівні іона хрому в рубіні.

3 см і довжиною 20–30 см. В звичайних умовах росту вісь с кристала становить кут 90...60° з віссю стрижня. Випромінювання такого лазера \vec{E} лінійно поляризоване. Вектор поля випромінювання перпендикулярний ДО площини, яка проходить через вісь с і вісь стрижня. Якість кристала суттєво визначає розбіжність його параметри лазера,

випромінювання, поріг самозбудження, режим роботи тощо. Висока теплопровідність рубіна дає змогу працювати в імпульсно-періодичному режимі з високою частотою повторення. Високоякісні кристали працюють за кімнатної температури в неперервному режимі.

Стрижень рубіна освітлюють потужним імпульсом білого світла тривалістю 1 мс від лампи-спалаху, що обгортає його у вигляді спіралі. Найекономічніші ксенонові лампи, к.к.д яких досягає 50 %, ефективна температура в зеленій ділянці становить 6 500 К, у фіолетовій – 10 000 К. Наявність у схемі рівнів рубіну широких смуг поглинання дає змогу використати для оптичного накачування в трирівневій схемі отримання інверсії немонохроматичне випромінювання. По суті, в рубіновому лазері відбувається перетворення світлової енергії високотемпературного джерела випромінювання суцільного спектра в монохроматичне випромінювання. За достатньої енергії спалаху велика частина іонів хрому, поглинаючи світло, 10^{-8} переходить у стани E_3 і E'_3 . Потім іони хрому за час с безвипромінювально переходять на рівень Е2, передаючи надлишок енергії коливанням кристалічної ґратки. Час життя іонів хрому у збудженому стані Е2 становить декілька мілісекунд, що на декілька порядків перевищує характерні часи життя збуджених станів ($10^{-7}-10^{-8}$ с). Збуджені рівні з таким великим часом життя називають *метастабільними*. За недостатньої енергії спалаху на рівні E_2 є менше половини всіх іонів хрому. Тоді їхній зворотній перехід в основний стан відбувається спонтанно (за час ~ 1 мс) і супроводжується випромінюванням на довжині хвилі 694,3 нм.

Якщо ж унаслідок поглинання світла спалаху і наступних безвипромінювальних переходів на рівні E_2 накопичиться більше половини всіх іонів, то між рівнями E_1 і E_2 виникне інверсія заселення ($n_2 > n_1$). Такий механізм її утворення називають *оптичним накачуванням*. Якщо рубіновий стрижень поміщений у зовнішній оптичний резонатор або має посрібнені плоскопаралельні торці, то в ньому виникає короткий імпульс лазерної генерації на довжині хвилі 694,3 нм. Лазерний імпульс має складну часову структуру і складається з нерегулярної послідовності окремих імпульсів тривалістю близько 1 мкс. Через малу тривалість імпульсу (~1 мс) потужність рубінового лазера досягає декількох кіловатів.

Потужність випромінювання в імпульсі можна підвищити, якщо домогтися скорочення його тривалості. Для цього використовують *режим модульованої добротності*, суть якого полягає в такому. Генерування в лазері починається, коли інверсія заселення перевищує порогове значення, яке залежить від втрат у резонаторі. Можна затримати початок розвитку генерування й отримати вищу концентрацію збуджених іонів хрому в освітленому кристалі рубіна, якщо на першому етапі збудження підвищити поріг штучним збільшенням втрат, тобто виключенням зворотного зв'язку. Для цього одне із дзеркал резонатора заміняють швидкоповоротною призмою повного відбивання. Включення зворотного зв'язку і зниження порогу генерування відбувається лише за певного положення призми. До цього моменту лампа-спалах забезпечує переведення значної частини іонів хрому у збуджений стан, і внаслідок цього розвивається дуже короткий (до 10⁻⁷ с) імпульс генерування з потужністю до 10⁷ Вт. Ще коротші імпульси можна

отримати, якщо добротність резонатора модулювати за допомогою оптичного затвору, що грунтється на ефекті Керра (*ефект Керра* – це виникнення оптичної анізотропії в зовнішньому електричному полі). Мала інерційність ефекту Керра дає змогу отримати імпульси генерування тривалістю до 10⁻⁸ с. У разі використання послідовних каскадів підсилювачів світла можна ще більше скоротити тривалість імпульсу, оскільки за достатньої потужності вже початкова частина імпульсу задавання зумовлює вимушене висвічування всіх збуджених іонів у підсилювачах. Таким методом отримують наносекундні гігантські імпульси світла потужністю 10⁴ МВт і вище.

Гелій-неоновий лазер. У газовому середовищі досягнути інверсії заселення досить легко через відносну повільність релаксаційних процесів у газах. Для газів характерне передавання енергії збудження від частинок одного сорту частинкам іншого під час непружних зіткнень між ними. Таке передавання тим ефективніше, чим точніше збігаються енергетичні рівні молекул, що співударяються.

Резонансне передавання енергії збудження можливе за умови:

$$|E_N - E_n| \ll kT, \tag{9.5}$$

де *N* і *n* – кількість частинок донорів енергії збудження й акцепторів, відповідно.

Цей процес відбувається в два етапи. Спочатку збудження зазнають молекули допоміжного газу – носія надлишкової енергії та донора енергії збудження. Потім у процесі непружних зіткнень енергія передається частинкам робочого газу – акцептора енергії збудження, заселяючи їхній верхній рівень, який повинен мати великий час життя, щоб добре накопичувати енергію.

Розглянемо принцип роботи газових лазерів на прикладі гелійнеонового. Це типовий лазер на нейтральних атомах, у якому використовують суміш гелію Не і неону Ne у співвідношенні 10:1, якщо загальний тиск у газорозрядній трубці близько 130 МПа. Першими такий лазер на довжині хвилі випромінювання 1,15 мкм створили А. Джаван, У. Беннет і Д. Харріот 1960 р. Найбільший інтерес до газових лазерів сформувався після відкриття генерації гелій-неонового лазера на червоній лінії 632,8 нм.

Індуковане випромінювання створюють атоми неону, а атоми гелію беруть участь лише в передаванні енергії до атомів неону. У випадку збудження газової суміші електричним струмом (постійним або змінним із частотою до 30 МГц) у ній виникає тліючий розряд. В електричному розряді частина атомів неону переходить з основного рівня $1S_0$ на збуджені рівні з великим часом життя 2S і 3S (рис. 9.3). Інверсія заселення виникає завдяки значному заселенню цих рівнів порівняно з рівнем nP, який має малий час життя. В чистому неоні створенню інверсії перешкоджає метастабільний рівень 1S, тому в робочу суміш необхідно вводити атоми гелію.



Рис. 9.3. Схема енергетичних збуджених рівнів гелію і неону: прямі стрілки вгору – збуджені рівні, хвилясті – передавання енергії збудження від гелію до неону, похилі – випромінювання атомами неону.

Під дією електричного розряду частина атомів гелію іонізується й утворюється плазма, яка містить електрони з великою кінетичною енергією. Ці електрони, зіштовхуючись з атомами гелію, переводять їх з основного стану $1S_0$ на збуджені рівні з великим часом життя 2^1S_0 і 2^3S_0 , які досить близькі до рівнів 2S і 3S неону. Тому в процесі зіткнення збуджених атомів гелію з незбудженими атомами неону виникає велика ймовірність

резонансного передавання збудження, внаслідок якої атоми неону опиняються на рівнях 2*S* і 3*S*, а атоми гелію повертаються в основний стан.

Імовірність збудження атомів неону до рівнів 1*S* і *nP* унаслідок зіткнень з атомами гелію мала, оскільки енергія цих станів відрізняється від енергії рівнів $2^{1}S_{0}$ і $2^{3}S_{1}$ гелію. Отже, використання допоміжного газу – гелію – дає змогу реалізувати додаткове заселення потрібних енергетичних рівнів неону й отримати інверсію заселення між рівнями 3*S* і 2*S*, *nP*. Оскільки рівні неону *nP* мають малий час життя, то на переходах 3S-3P і 2S-2P можна отримати безперервне генерування. Переходам $3S_{2}-3P_{4}$ та $2S_{2}-2P_{4}$ відповідає генерування у близькій інфрачервоній ділянці з довжиною хвилі 3,39 та 1,15 мкм, а переходу $3S_{2}-2P_{4}$ – у червоній ділянці видимого спектра з довжиною хвилі 632,8 нм. Кожен з рівнів $2S_{2}$, $3S_{2}$, $2P_{4}$ складається з декількох підрівнів, тому спектр гелій-неонового лазера може мати велику кількість спектральних ліній. Потрібну спектральну лінію виділяють підбором оптичного резонатора та введенням у резонатор диспергуючого або селективно поглинального елемента.

У гелій-неоновому лазері робоча суміш міститься в газорозрядній трубці ($l \sim 0,6-1,0$ м), виготовленій з високоякісного скла або кварцу. Потужність генерування суттєво залежить від діаметра трубки: збільшення діаметра приводить до зростання об'єму робочої суміші, що сприяє збільшенню потужності генерування. Для зменшення втрат торці газорозрядної трубки закриті плоскопаралельними пластинами, які розміщені під кутом Брюстера до осі трубки. Газорозрядна трубка поміщена в оптичний резонатор, створений дзеркалами з інтерференційним покриттям. Збудження газової суміші відбувається за допомогою високочастотної напруги з блока живлення.

Важливе місце серед газових лазерів посідають *молекулярні лазери*, тобто лазери, у яких активним середовищем є молекулярні гази. Молекулярні спектри суттєво складніші порівняно з атомними спектрами, що значно спрощує вибір рівнів енергії, придатних для створення активного середовища.

Наявність декількох коливних мод у багатоатомних молекулах, відмінність у їхніх частотах і локалізації забезпечує існування багатьох каналів релаксації енергії збудження; релаксація відбувається з різною швидкістю по різних каналах, що дає змогу полегшити умови створення й утримання інверсії заселення підбиранням тиску і складу газової суміші.

Прикладом таких лазерів є CO₂-лазер з високим к.к.д. – близько 30%, що значно перевищує к.к.д. всіх інших лазерів. У безперервному режимі для цього лазера отримано великі потужності – у декілька десятків кіловатів, в імпульсному режимі – у декілька гігаватів. Довжина хвилі випромінювання CO₂-лазера (є в діапазоні 9–10 мкм) потрапляє у вікно прозорості атмосфери і збігається з резонансними частотами поглинання багатьох молекул, що робить можливим його використання для дослідження резонансного впливу лазерного випромінювання на речовину. Отже, CO₂-лазер – це лазер на суміші вуглекислого газу, азоту і гелію, де CO₂ забезпечує випромінювання, азот – накачування верхнього рівня, а гелій – спустошення нижнього рівня. Гелій також зумовлює виникнення і підтримку тлільного розряду, оскільки збудження молекул азоту, які, відповідно, передають енергію збудження несиметричному валентному коливанню молекул CO₂, що має великий час життя і є верхнім лазерним рівнем, відбувається за допомогою саме тлільного розряду.

Чотирирівневі лазери. Поряд з рубіновим лазером, що працює за трьирівневою схемою, значного поширення набули чотирирівневі лазери на іонах рідкісноземельних елементів (неодим, самарій), уведених в кристалічну (флюорит кальцію) або скляну матрицю. Ці іони мають надзвичайно зручну для лазерів структуру енергетичних рівнів (рис. 9.4). За кімнатної температури різниця $E_2 - E_1$ в декілька разів перевищує kT, тому рівень E_2 практично порожній. За допомогою сильного світла лампи накачування іони

неодиму збуджуються у широку смугу рівнів E_4 . Час життя іона в стані E_4 дуже малий, оскільки з великою ймовірністю відбувається безвипромінювальний перехід у метастабільний стан E_3 . Інверсії заселення між рівнями E_2 і E_3 лазерного переходу досягти досить легко, тому що нижній рівень E_2 практично не заселений.

Лазер на неодимовому склі генерує випромінювання на довжині хвилі 1,06 мкм у вигляді імпульсів з дуже великими енергіями (близько 1 кДЖ). За



Рис. 9.4. Енергетична діаграма чотирирівневого лазера.

широкій лінії підсилення.

чотирирівневою схемою працює лазер безперервної лії ітрійкристалі на алюмінієвого гранату $Y_3Al_5O_{12}$ $(IA\Gamma)$ 3 домішкою неодиму, вихідну що має потужність до 1 кВт. Неодимові лазери працюють у широкому діапазоні режимів генерування: від безперервного ДО імпульсного з тривалістю до 0,5 пс, що методом синхронізації мод у досягають

Розглянемо твердотільний лазер у режимі модуляції добротності. Головний вузол цього лазера – оптичний генераторний блок, який містить активне середовище 2 з резонатором; пристрій 3 збудження активного середовища (звичайна газорозрядна лампа з відбивачем) і модулятор добротності 4 (рис. 9.5).



Рис. 9.5. Блок-схема твердотільного лазера: 1 – оптичний генераторний блок; 2 – активне середовище; 3 – пристрій збудження; 4 – модулятор добротності; 5 – керуючий пристрій; 6 – джерело живлення; 7 – реєструюча система; 8 – оптичний квантовий підсилювач; 9 – оптичний перетворювач. Перемикання модулятора добротності й синхронізація роботи джерела накачування 3 забезпечує пристрій керування 5. В оптичному тракті між оптичним генераторним блоком і передавальним телескопом можуть бути ввімкнені один або декілька оптичних квантових підсилювачів 8, оптичний перетворювач 9 (зазвичай, подвоювач частоти) або обидва ці вузли разом. Джерела з підсилювачами лазерного випромінювання чи помножувачами частоти називають багатоелементними, або багатокаскадними.

9.3. Властивості лазерного випромінювання.

Монохроматичність лазерного випромінювання. Енергетичні рівні мають певну ширину, причому в кристалі через взаємний вплив атомів ця ширина є більшою, ніж у газі. Внаслідок цього вимушене випромінювання, як і накачування, відбувається не за однієї строго фіксованої ширини, а в деякому інтервалі частот. Розширення полегшує практичне генерування світла. Розширення ширини енергетичного рівня дає змогу використовувати більшу частину випромінювання лампи накачування для створення інверсного заселення, тобто збільшити коефіцієнт корисної дії лампи накачування.

У світлі цих міркувань незрозумілою є висока монохроматичність лазерного випромінювання. Це можна пояснити так. Згідно з формулою (9.3), стоячі хвилі виникають лише при m = 1, 2, 3,...(коливання, що відповідають різним значенням m, називають модами). У резонаторі теоретично може виникнути до 10^5 мод. Однак насправді виникають не всі моди, а лише ті, які одночасно задовольняють умову, що пов'язує частоту випромінювання з різницею енергетичних рівнів атома активного середовища і з урахуванням ширини цих рівнів. Декілька таких мод є дуже вузькими лініями, частоти яких відстають одна від одної на

$$\Delta v = \frac{c}{2L}.$$
(9.8)

267

Висока монохроматичність лазерного випромінювання зумовлена також і тим, що в разі вибору спеціального режиму генератора з можливих мод відбирають тільки ті, яким відповідають досить малі числа *m* (оптичні квантові генератори, які дають одну моду, називають *одномодовими*, або одночастотними).

Напрямленість спектрального випромінювання. Вузьку напрямленість лазерного випромінювання пояснюють як властивістю індукованого випромінювання, так і впливом резонатора. Кут розбіжності для газових лазерів становить 1'–2', для рубінових 7'–9', для напівпровідникових 1°–2°. Діаметр розбіжності таких променів біля поверхні Місяця в разі її локації – всього 3 км.

Інтенсивність лазерного випромінювання. Зі збільшенням потужності накачування збільшується інтенсивність лазерного випромінювання. Однак таке збільшення має межу. Це зумовлено тим, що зі зростанням кількості метастабільному стані посилюються процеси атомів V спонтанного випромінювання, унаслідок чого зменшується інверсія заселення, що приводить зменшення інтенсивності випромінювання. Енергія до випромінювання рубінових лазерів порівняно з газовими більша і може понад 10 Дж, що пов'язано з більшою концентрацією активних атомів у рубіні, ніж у газі. Лазерне випромінювання може створювати поле порядку 10^{8} В/см. напруженістю Для порівняння, напруженість мікроскопічного поля, що діє на електрон атома, дорівнює 10⁹ В/см, тобто за порядком відповідає напруженості поля лазерного випромінювання.

9.4. Застосування лазерів у біології

Унікальні властивості лазерів – монохроматичність, когерентність, невелика розбіжність і можливість у разі фокусування отримувати дуже високу густину потужності на опроміненій поверхні – забезпечили їхнє широке застосування у різних галузях науки і техніки.

268

Сучасні напрями застосування лазерів у медицині й біології можна умовно розділити на дві групи. До першої групи належать напрями використання лазерного випромінювання як інструмента дослідження – лазер тут відіграє роль джерела світла під час спектральних досліджень, наприклад, лазерна мікроскопія тощо. До другої групи – напрями використання лазерів як інструмента впливу на біологічні об'єкти. Можна виділити три типи такого впливу (рис. 9. 6).



Рис. 9.6. Схема застосування лазерного випромінювання.

Перший тип об'єднує застосування лазерів у дерматології й онкології для опромінення патологічних тканинних утворень, що приводить до їхньої *коагуляції* ("приварювання"), другий тип – хірургічне застосування лазерів, наприклад, розрізання тканин, коли під впливом випромінювання лазера безперервної або частотно-періодичної дії частина тканини випаровується, і в ній виникає дефект. У цьому випадку потужність випромінювання може перевищувати використовувану під час коагуляції на два порядки і більше.

Третій тип – фізіотерапевтичний вплив (вплив низькоенергетичного лазерного випромінювання на тканини й органи), що не спричиняє очевидних морфологічних змін, а призводить лише до певних біохімічних і фізіологічних змін в організмі.

Незважаючи на всю умовність схеми, вона дає уявлення про ті головні ефекти, яких досягають за допомогою лазерного випромінювання і практично використовують у біології та медицині. Головне завдання з дослідження механізму біологічної дії лазерного випромінювання – вивчення тих процесів, які є в основі інтегральних ефектів, викликаних опроміненням – коагуляції тканин, біостимуляційних змін в організмі.

Лазери в офтальмології. Офтальмологія – це галузь медицини, що досліджує захворювання ока. Історично вона є першою галуззю, в якій лазери отримали найбільшого поширення. Сьогодні інтенсивно розвивається такий напрям у медицині, як лазерна мікрохірургія ока.

Можна виділити такі найсерйозніші захворювання ока: глаукома, катаракта, відшарування сітківки, діабетична ретинопатія, злоякісна пухлина судинної оболонки.

Одне з головних завдань ранньої діагностики важких паталогічних змін органів зору – дослідження судинної системи і гемодинаміки очного дна.

Найбільшого поширення для дослідження гемодинаміки набули флуоресцентна ангіографія (одночасне збудження люмінесцентного барвника, введеного в кров, і фотореєстрація зображення очного дна) та ангіоскопія очного дна.

Джерело світла повинно мати в потрібному діапазоні випромінювання якомога вузьку ширину спектра і випромінювати на одній лінії максимального поглинання відповідного барвника. Тому як джерело світла

270

використовують лазер з перебудованою частотою, довжину хвилі якого вибирають у смузі максимального поглинання використовуваного барвника.

Перші застосування лазерів у офтальмології пов'язані з лікуванням відшарування сітківки. Всередину ока через зіницю спрямовують світлові імпульси від рубінового лазера (енергія імпульсу 0,01–0,1 Дж, тривалість близько 0,1 с). Імпульси вільно проходять і їх поглинає сітківка. Фокусуючи випромінювання на ділянки сітківки, що відшарувались, проводять "приварювання" сітківки до очного дна внаслідок коагуляції.

Найбільше втрат зору пов'язано з *глаукомою* (глаукома – це затримання і накопичення внутрішньоочної рідини в оці, що приводить до підвищення її тиску і виникнення гострих больових відчуттів). Це захворювання виявляють у 2–3 % людей у віці після 40 років. Традиційні хірургічні методи лікування глаукоми надзвичайно складні. Тому застосовують лазерний імпульс короткої дії (~10⁻⁷ с) – "пробивають" протоки в райдужці й так відновлюють її дренажні властивості, створюючи нормальний відтік внутрішньоочної рідини. Вплив таких імпульсів на очні тканини дає мінімальні коагуляційні й запальні ефекти.

Сьогодні лазерну мікрохірургію застосовують для лікування всіх очних захворювань. У разі лікування діабетної ретинопатії використовують коагуляцію сітківки зелено-голубим променем аргонового лазера. Лазерокоагуляцією також лікують катаракти і ліквідовують внутрішньоочні пухлини.

Лазерний скальпель – це CO₂-лазер неперервної дії потужністю в декілька десятків ватів. Випромінювання потрапляє в світлодіод – систему порожнистих розсувних трубок, по яких поширюється світло, відбиваючись від дзеркал (рис. 9.7). По світлодіоду світло потрапляє в оптичну головку, а потім у вихідну трубку, з якої виходить назовні у вигляді достатньо інтенсивного світлового променя.

271

Як хірургічний скальпель, лазерний промінь має низку переваг: порівняно безкровний розріз, оскільки одночасно з розрізом тканин він коагулює краї рани, "заварюючи" їх; розтин тканин відбувається на відстані, без будь-якого механічного тиску; промінь лазера діє локально, випаровування тканин відбувається в точці фокуса; абсолютна стерильність, висока стабільність.



Рис. 9.7. Лазерний скальпель: 1 – СО₂-лазер не-перервної дії; 2 – дзеркала; 3 – світлодіод; 4 – оптична головка; 5 – вихідна трубка; 6 – фокусувальна лінза.

Лазерний скальпель використовують в операціях на внутрішніх органах: оперують стравохід. ним кишківник, нирки, печінку, останнім часом серце; для розрізання і зшивання Розрізання тканин. виконують сфокусованим променем. За потужності 29 Вт випромінювання i діаметра сфокусованої лазерної плями 1 MM досягають інтенсивності 2,5 кВт/см². Випромінювання проникає в тканину на глибину 50 мкм. Відповідно, об'ємна густина потужності випромінювання, яке

витрачається на нагрівання тканини, становить 500 кВт/см³. Для біологічних тканин це величезне значення. Природно, що відбувається розігрівання і випаровування тканини, тобто є ефект розрізання тканини лазерним променем. Якщо ж лазерний промінь розфокусувати і знизити його інтенсивність до 25 Вт/см², то тканина не буде випаровуватись, а відбудеться її поверхневе "заварювання". Біологічне заварювання відбуається завдяки коагуляції рідини, що міститься в розрізаних стінках органа і спеціально витиснена в проміжок між з'єднувальними ділянками тканини.

В онкологічних дослідженнях і клінічній практиці використовують: СО₂-лазер у неперервному режимі потужністю до 100 Вт, гелій-неоновий лазер у неперервному режимі потужністю до 30 мВт, гелій-кадмієвий лазер у неперервному режимі потужністю до 40 мВт ($\lambda = 0.44$ мкм), імпульсний лазер на азоті потужністю імпульсу 1,5 кВт і середньою потужністю випромінювання 10 мВт ($\lambda = 0,34$ мкм). Розроблено і застосовувані три лазерного випромінювання на методи впливу пухлини: 1) лазерне опромінення – опромінення пухлини розфокусованим лазерним променем, що веде до загибелі ракових клітин, втрати здатності розмножуватись; 2) лазерокоагуляція – руйнування пухлин несильно розфокусованим променем; 3) лазерна хірургія – вирізання пухлин разом з поряд рзташованими тканинами розфокусованим лазерним променем.

9.5. Лазерний моніторинг довкілля

Оперативний контроль за станом атмосфери має значення для вирішення таких великомасштабних завдань як прогноз погоди і боротьба із забрудненням навколишнього середовища.

Сьогодні активно розвивають такі методи дистанційного зондування атмосфери: акустичний, радіолокаційний і *метод лазерного зондування*. Домінує метод лазерного зондування, що зумовлено широким набором явищ взаємодії лазерного випромінювання з атмосферою, переріз яких має найбільше значення в оптичному діапазоні шкали електро-магнітних хвиль. Насамперед потрібно назвати такі явища, як аерозольне послаблення, молекулярне резонансне і комбінаційне розсіювання, флуоресценція та резонансне молекулярне поглинання.

Використання перелічених явищ забезпечує принципову можливість лазерного зондування практично будь-якого параметра атмосфери: температури, густини, тиску, вологості, вмісту газових компонент атмосфери, характеристик турбулентності, оптичних параметрів (коефіцієнта послаблення, індикатриси розсіювання, компоненти матриці розсіювання) і

273

макрофізичних характеристик (спектри розмірів, концентрація, комплексний показник заломлення і форма частинок).

Методи лазерного зондування мають значні переваги за часовим і просторовим розділенням. Просторове розділення визначене тривалістю зондувальних лазерних імпульсів і можуть досягати одного або декількох метрів під час роботи локатора в аналоговому режимі. Часове розділення залежить від частоти поширення зондувальних імпульсів, яка може досягати 10^3-10^4 Гц.



Рис. 9.8. Типи оптичної взаємодії, які використовують у лазерному зондуванні: λ^d , λ^l , λ^a – довжини хвиль детектувального, лазерного і поглинутого випромінювання.

Розрізняють такі напрями дослідження за проблемою лазерного моніторингу довкілля:

- поглинання лазерного випромінювання атмосферними газами (спектроскопія атмосфери);
- розсіювання лазерного випромінювання на аерозолях атмосфери (хмари, тумани, дим, опади тощо);
- поширення лазерного випромінювання у випадково-неоднорідних середовищах.

Результати дослідження з названих трьох напрямів є основою для вирішення зворотних завдань оптики і пов'язаних з ними методів лазерного зондування атмосферних параметрів. Цей четвертий напрям досліджень охоплює такі проблеми:

- •розроблення алгоритмів відновлення профілів фізичних параметрів атмосфери з конкрктного лазерного зондування;
- •розроблення апаратури, методик вимірювання й отримання даних лазерного зондування довкілля.

Розвиток лазерів і методів модулювання добротності дав змогу генерувати дуже короткі окремі лазерні імпульси й виконувати просторове розділення подібно до радарів: інтервал між початком лазерного променя і часом його повернення на приймач розсіяного сигналу можна пов'язати з відстанню.

Звідси виникла назва *лідар* (*світловий локатор*, light detection and ranging). Наступний розвиток лазерної технології, а саме: створення методів генерування другої гармоніки (див. параграф 9.6), лазерів на азоті й перебудованих лазерів на барвниках, відкрив нові можливості лазерного дистанційного зондування завдяки використанню поглинання і флуоресценції. Адекватно тепер слово *лідар* розшифровують як "оптична ідентифікація, знаходження і локація".

За допомогою лазера можна зареєструвати досить малі концентрації чи її зміни частинок або аерозолів.

Резонансне розсіювання (атомна чи резонансна флуоресценція) також має великий переріз, проте гасіння із складовими атмосфери приводить до значного послаблення сигналу. Тому цей метод може працювати лише в разі дослідження малих складових атмосфери.

Комбінаційне розсіювання можна розглядати як непружний процес, за якого лазерне випромінювання зумовлює перехід молекули на віртуальний рівень з наступним миттєвим (< 10⁻¹⁴ с) випромінюванням на довжині, відмінній від лазерної. Різниця енергій падаючого і випроміненого фотона є характеристикою розсіювальної молекули і звичайно відповідає зміні коливного квантового числа на одиницю.

Функціональна схема і принцип роботи лідара показано на рис. 9.9.

Інтенсивний лазерний імпульс передають в напрямі мішені. Оптичний блок лазерного передавача може вирішувати три завдання: поліпшувати колімацію пучка, виконувати просторове фільтрування і відсікати небажане випромінювання. Випромінювання, зібране приймальною оптикою, потрапляє в спектроаналізатор. Він слугує для виділення інтервалу довжин



Рис. 9.9. Принципова схема лідара (біаксіальна схема з телескопом Ньютона). хвиль, у якому проводять спостереження і, відповідно, відсікання фонового світіння на інших довжинах хвиль. *Спектроаналізатор* – це моно- або поліхроматор та набір вузькосмугових фільтрів, у тім числі фільтра відсікання випромінювання на довжині хвилі лазерного передавача. Вибір фотодетектора визначений спектральною ділянкою спостереження.

Є дві головні схеми лазерної системи дистанційного зондування. В *бістатичній схемі* передавач і приймач рознесені на помітну відстань для того, щоб досягнути хорошого просторового розділення. Сьогодні цю схему використовують зрідка, оскільки тепер лазери з наносекундними імпульсами дають змогу забезпечити розділення декілька метрів з використанням *моностатичної схеми*. В цій схемі передавач і приймач розташовані в одному місці. Моностатичний лідар може мати як коаксіальне, так і біаксіальне розташування. В *коаксіальній системі* вісь лазерного пучка збігається з оптичною віссю приймача, тоді як у *біаксіальній* системі лазерний пучок входить у поле зору приймача тільки на певній попередньо визначеній відстані.

Вигляд рівняння, яке використовують у кожній окремій ситуації, зумовлений типом взаємодії лазерного випромінювання з середовищем. Складність інтерпретації інформації, що надходить від лідара, значно залежить від геометрії завдання, ступеня перекриття площі, освітлюваної лазером, і поля зору приймальної оптичної системи, а також особливостей конструкцій телескопа.

У випадку імпульсної системи, що працює в моностатичному режимі, зростання потужності сигналу $\Delta P(\lambda, R)$, яку сприймає детектор у хвильовому діапазоні ($\lambda, \lambda + \Delta \lambda$) від елемента в інтервалі ($R, R + \Delta R$), визначають так

$$\Delta P(\lambda, R) = \int J(\lambda, R, r) \cdot \Delta \lambda \cdot \Delta R \cdot p(\lambda, R, r) \cdot dA(R, r).$$
(9.9)

Тут $J(\lambda, R, r)$ – індукована лазером спектральна густина енергетичної яскравості на довжині λ елемента площі об'єкта, положення якого визначене радіусом r у сфері одиничної товщини, що перебуває на відстані R від лідара;

dA(R, r) – елемент площі об'єкта в положенні r на відстані R від лідара; $p(\lambda, R, r)$ – імовірність потрапляння випромінювання з довжиною λ , що виходить з елемента площею dA(R, r) на детектор. На цю ймовірність впливають різні чинники, які послаблюють вплив атмосфери, оптику приймача, характеристики спектрального пропускання. Більшість цих впливів можна розділити і записати:

$$p(\lambda, R, r) = \frac{A_0}{R^2} \cdot T(\lambda, R) \cdot \xi(\lambda) \cdot \xi(R, r), \qquad (9.10)$$

де A_0/R^2 – тілесний кут, в якому оптична система приймає сигнали (A_0 – площа лінзи чи дзеркала об'єктива); $T(\lambda, R)$ – коефіцієнт пропускання атмосфери для довжини λ на шляху R; $\xi(\lambda)$ – коефіцієнт спектрального пропускання приймальної оптичної системи; $\xi(R, r)$ – ймовірність того, що випромінювання елемента площі поверхні об'єкта, положення якого визначене вектором r і відстанню до об'єкта R, досягне детектора випромінювання. Величину $\xi(R, r)$ називають коефіцієнтом перекрития, або геометричним форм-фактором.

З огляду на те, що миттєва потужність, яка потрапляє на детектор пов'язана з приростом радіаційної енергії на довжині λ , реєстрованої детектором в інтервалі часу ((t, $t+\tau_d$), τ_d – період інтегрування детектора, t = 2R/c), можна отримати вираз для розсіяної енергії лазера, яку реєструють за час відгуку детектора τ_d :

$$E(\lambda, R) = E_L \xi(\lambda) \cdot T(R) \cdot \xi(R) \cdot \frac{A_0}{R^2} \cdot \beta(\lambda_L, \lambda, R) \cdot \frac{c\tau_d}{2}, \qquad (9.11)$$

де E_L – вихідна енергія лазерного імпульсу; $J(\lambda, R, r)$ – спектральна густина енергетичної яскравості об'єкта, I(R, r) – поверхнева густина потоку випромінювання на відстані R в області r; $\beta(\lambda_L, \lambda, R, r)$ – об'ємний коефіцієнт оберненого розсіювання.

Рівняння (9.11) називають *основним лідарним рівнянням*. Якщо центри одного типу домінують у розсіюванні й воно є ізотропним, то лідарне рівняння набуде вигляду:

$$E(\lambda, R) = E_L \xi(\lambda) \cdot T(R) \cdot \xi(R) \cdot \frac{A_0}{R^2} \cdot N(R) \cdot \frac{\sigma^2(\lambda_L, \lambda)}{4\pi} \frac{c\tau_d}{2}, \qquad (9.12)$$

де N(R) – концентрація центрів розсіювання; $\sigma^{s}(\lambda_{L}, \lambda)$ – загальний поперечний переріз розсіювання на довжині λ для падаючого випромінювання з λ_{L} . Рівняння (9.19) – це основне лідарне рівняння з одним типом центрів розсіяння.

9.6. Головні нелінійно-оптичні ефекти та їхнє застосування

Створення лазерів сприяло бурхливому розвитку нелінійної оптики, яка об'єднує коло явищ, зумовлених залежністю оптичних параметрів середовища від інтенсивності світла.

Такі оптичні характеристики середовища, як показник заломлення, коефіцієнт поглинання, не залежать від інтенсивності світла, якщо реакцію середовища на електричне поле світлової хвилі описує лінійне матеріальне рівняння

$$\vec{P} = \varepsilon \chi_0 \vec{E} \,. \tag{9.13}$$

Тобто поляризація світла пропорційна до напруженості поля, а коефіцієнт пропорційності – сприйнятливість χ – залежить лише від властивостей середовища. Однак це матеріальне рівняння є наближеним, тому що воно справджується лише за напруженості *E* електричного поля світлової хвилі, малої порівняно з напруженістю *E_a* внутрішньоатомних електричних полів (*E_a* ~ 10⁸–10⁹ В/см).

У нелазерних пучках світла значення напруженості поля не перевищують 0,1–10,0 В/см і лінійні матеріальні рівняння досить добре виконуються. В інтенсивних лазерних пучках світла напруженість поля E може досягати 10⁶–10⁷ В/см. У таких полях модель гармонічного осцилятора

для опису поведінки оптичного електрона атома вже непридатна і зв'язок поляризації середовища 3 напруженістю поля світлової хвилі стає нелінійним. Унаслідок виникає залежність оптичних характеристик інтенсивності випромінювання, середовища від яка приводить ЛО принципово нових ефектів, що не виявляються в лінійній оптиці. Нелінійна оптика суттєво розширює уявлення про взаємодію світла з речовиною.

Оптичні явища можна задовільно описувати розкладом вектора поляризації в ряд за малим параметром *E*/*E_a* < 1:

$$P = \chi_1 E + \chi_2 E + \chi_3 E + \dots, \qquad (9.14)$$

де χ₁, χ₂, χ₃ – нелінійні сприйнятливості першого, другого, третього порядків. Нелінійні сприйнятливості, подібно до лінійних, також визначені фізичними властивостями середовища.

Різноманітних нелінійні оптичні ефекти можна класифікувати, аналізуючи окремі члени у формулі (10.2). Оскільки кожний наступний член приблизно в E_a разів менший від попереднього, то ймовірність виявлення нелінійних ефектів, зумовлених відповідними членами розкладу вищих порядків, досить мала. Цим зумовлена неможливість виявлення багатьох нелінійних ефектів до появи потужних лазерів.

Перший нелінійний ефект відкрили С.І. Вавілов і В.Л. Лєвшен 1925 р. – їм вдалось спостерігати невелике зменшення (до 1,5 %) коефіцієнта поглинання уранового скла в разі збільшення інтенсивності світла. Виникнення цього нелінійного *ефекту насичення* зумовлене вирівнюванням заселення двох рівнів енергій, між якими відбуваються квантові переходи з поглинанням і випусканням світла. У випадку великої інтенсивності падаючого світла ймовірність вимушених переходів може наближатись до ймовірності релаксаційних спонтанних переходів, за допомогою яких збуджені атоми чи молекули позбавляються надлишку енергії і повертаються в основний стан. Зі збільшенням інтенсивності зростання поглинутої потужності сповільнюється і вона наближається до деякої межі.

280

Зменшення частини поглинутої потужності зі зростанням інтенсивності світла, тобто просвітлення нелінійного поглинального середовища під час проходження сильних світлових пучків, застосовують у лазерній техніці для модулювання добротності оптичних резонаторів, щоб генерувати надкороткі потужні імпульси.

В активному середовищі з інверсним заселенням ефект насичення приводить до зменшення коефіцієнта підсилення зі збільшенням інтенсивності світла і тим самим – до усталення стаціонарного режиму генерування в лазерах.

Генерування другої гармоніки. Нехай монохроматична світлова хвиля з частотою ω падає на середовище вздовж деякої осі *x*, тобто

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - k_1 x),$$
 (9.15)

де $k_1 = \frac{n\omega}{c}$ – хвильове число; *n* – показник заломлення середовища, в якому поширюється світло. Щоб знайти перевипромінене поле, запишемо вираз (9.14) з урахуванням (9.15):

$$P = \chi_1 E_0 \cos(\omega t - k_1 x) + \chi_2 E_0^2 \cos^2(\omega t - k_1 x) + \chi_3 E_0^3 \cos^3(\omega t - k_1 x) + \dots$$
(9.16)

Перепишемо другий доданок виразу (9.16) у вигляді

$$P_2^{\rm H} = \chi_2 E_0^2 \cos^2(\omega t - k_1 x) = \frac{1}{2} \chi_2 E_0^2 + \frac{1}{2} \chi_2 E_0^2 \cos^2(2\omega t - 2k_1 x). \quad (9.17)$$

Як видно з (9.17), відповідна частина поляризації середовища складається з двох частин – сталої і змінної з подвоєною частотою. Оскільки електрони середовища перевипромінюють накопичену ними від поля, що діє, енергію з тією ж частотою, з якою вони коливаються, то перший сталий член не буде приводити до перевипромінювання, а приведе лише до перетворення відповідної частини світлової енергії в енергію сталої поляризації електричного поля. Тобто відбудеться випрямлення (детектування) високочастотного електромагнітного поля світлової хвилі.

Другий доданок у співвідношенні (9.17) зумовлений виникненням змінної поляризації з частотою 2ω і амплітудою, прямо пропорційною до добутку інтенсивності падаючого світла на нелінійну сприйнятливість χ_2 . Електрон, якому нададуть коливання з такою частотою, стане джерелом випромінювання електромагнітної хвилі з частотою, яка в два рази більша від частоти падаючого світла:

$$E = E'_{0}\cos(2\omega t - k_{2}x), \qquad (9.18)$$

де $E'_0 = \frac{1}{2} \chi_2 E_0^2$, $k_2 = \frac{2\omega}{\upsilon_{\phi}(2\omega)}$ – хвильове число; $\upsilon_{\phi}(2\omega)$ – фазова швидкість

випромінювання з частотою 2ω. Цей ефект називають генеруванням другої



Рис. 9.10. Схема для виявлення генерування другої гармоніки:

1 – лазер, *2* і *4* – фільтри, *3* – кристал, *5* –

фотоприймач.

гармоніки, і його вперше виявив Франкен 1961 р. на пластині з кварцу.

Схема установки для дослідження генерування другої гармоніки показана на рис. 9.10.

З лазера 1 виходить

випромінювання з довжиною хвилі $\lambda_1 = 694,3$ нм, яке фокусується на кристал 3, розташований між двома фільтрами 2 і 4, прозорими тільки для випромінювання з довжинами хвиль λ_1 і $\lambda_2 = \lambda_1/2$. Дослід засвідчив, що з кристала виходять випромінювання попередньої частоти (червоне випромінювання лазера) й ультрафіолетове випромінювання ($\lambda_2 = 347$ нм) з частотою, що дорівнює подвоєній частоті рубінового лазера. Надалі виконано велику кількість дослідів на різних матеріалах, що підтвердили можливість отримання генерування другої гармоніки.

Виникнення в будь-яких точках середовища другої гармоніки ще не означає, що воно приведе до ефективного утворення відповідної хвилі. Це зумовлено дисперсією світла, оскільки показники заломлення світла двох хвиль будуть різними ($n(\omega) \neq n(2\omega)$), то різними будуть і їхні фазові швидкості. Внаслідок такої відмінності вторинні хвилі, які виникають у різних точках середовища, набудуть різних запізнень за фазою й не будуть когерентними між собою. Такі розбіжності за фазою перешкоджають перекачуванню енергії від первинної хвилі до другої гармоніки. Обмін енергіями між ними буде максимальним, якщо різниця ходу між хвилею поляризації і другою гармонікою підтримувана постійною на достатньо великих відстанях усередині кристала. Через наявність дисперсії світла в середовищі різниця фаз $\Delta \phi$ буде сталою за умови $\Delta \phi = 0$.

За відомих хвильових чисел k_1 і k_2 різниця фаз на відстані l між хвилею поляризації і другою гармонікою

$$\Delta \varphi = l(k_2 - 2k_1). \tag{9.19}$$

Рівність $\Delta \phi = 0$ виконуватиметься за умови, що

$$k_2 = 2k_1,$$
 (9.20)

а це означає, що

$$\upsilon_{\phi}(\omega) = \upsilon_{\phi}(2\omega). \tag{9.21}$$

У разі виконання умов (9.20) і (9.21) обидві хвилі – хвиля поляризації і друга гармоніка – мають однакові фази в довільній точці простору. Тому умову (9.21) називають *умовою фазового синхронізму*.

Умова фазового синхронізму може виконуватись лише тоді, коли нема дисперсії середовища. Оскільки для всіх реальних середовищ дисперсія ϵ , то умова синхронізму виконуватиметься лише на обмежених відстанях. Уважають, що фазові співвідношення не виконуються, якщо зсув фаз дорівнює або перевищує за значенням π , тобто $\Delta \phi \geq \pi$. Тоді зі співвідношення (9.19) можна отримати довжину

$$l_{\text{KOF}} \ge \frac{\pi}{2(k_2 - k_1)} = \frac{\lambda_1}{4(n_2 - n_1)},$$
(9.22)

яку називають когерентною. Це така довжина шляху променя в середовищі, у межах якої зберігається фазове співвідношення між хвилями поляризації і другою гармонікою. Можна сказати, що когерентна довжина – це така мінімальна відстань у диспергуючих середовищах, на якій відбувається накопичення нелінійних ефектів.

Вимірювання засвідчили, що інтенсивність другої гармоніки зазнає осциляції в міру зміни довжини оптичного шляху (у разі нахиляння пластини до осі лазерного пучка). Ці осциляції пояснюють зміною довжини шляху пучка в пластині: коли ця довжина дорівнює непарному числу, що відповідає кількості довжин $l_{\text{ког}}$, то інтенсивність другої гармоніки максимальна.

Однак коефіцієнт перетворення енергії головного пучка в енергію другої гармоніки в описаному досліді був надзвичайно малий (~ 10⁻⁸). Для кварцу у випадку $\lambda = 694,3$ нм $n(\omega) - n(2\omega) = 0,025$ і $l_{\text{ког}} = 10\lambda = 0,7 \cdot 10^{-2}$ мм, тобто ефективна відстань, на якій енергія основного пучка передається другій гармоніці, є дуже малою – лише декілька довжин хвиль.

Як видно з (9.22), коли показники заломлення на частотах ω і 2 ω однакові, то когерентна довжина $l_{\text{ког}}$ перетворюється в безмежність. У цьому випадку уздовж усього шляху в нелінійному середовищі простежується перехід енергії від вихідної хвилі до другої гармоніки. Так відбувається тому, що при $n(\omega) = n(2\omega)$, тобто $2k_1 = k_2$, вихідна хвиля, що створює нелінійну поляризовність середовища на частоті 2 ω , і вторинні хвилі, які випромінює середовище на цій же частоті, поширюються з однаковою фазовою швидкістю і фазові співвідношення між ними всюди однакові. Все нелінійне середовище діє як об'ємна фазова гратка елементарних диполів з максимумом випромінювання в напрямі поширення.

Інтенсивність другої гармоніки визначають за таким співвідношенням:

$$I_2 \approx \chi_2^2 I_0^2 z^2 \left[\frac{\sin(\Delta n\omega/c)}{\Delta n\omega/c} \right]^2, \qquad (9.23)$$

де $\Delta n = n(2\omega) - n(\omega)$, *z* – глибина проникнення другої гармоніки в нелінійне середовище і її визначають з умови $(k_2/2 - k_1)z = m\pi (m - ціле число)$.

У разі виконання умови фазового синхронізму $\Delta n\omega z/c = 0$ для всіх z, і тоді

$$\frac{\sin(\Delta n\omega/c)}{\Delta n\omega/c} = 1.$$
(9.24)

За цих умов відбувається просторове накопичення ефекту обміну енергією, і інтенсивність другої гармоніки пропорційна до квадрата товщини нелінійного середовища.

Як видно з (9.23), інтенсивність другої гармоніки прямо пропорційна до квадрата інтенсивності падаючого світла I_0 і квадрата нелінійної сприйнятливості першого порядку χ^2 та обернено пропорційна до величини $(n(2\omega) - n(\omega))^2$. Відповідно, потужність другої гармоніки можна збільшити



Рис. 9.11. Переріз поверхонь показників заломлення n_o і n_e кристала KDP і напрям фазового синхронізму.

наступним чином: завдяки збільшенню потужності випромінювання; падаючого завдяки вибору нелінійного кристала з великим значенням χ^2 ; завдяки зменшенню різниці показників заломлення (фазових швидкостей) на частотах ω і 2ω.

Виявилось, що найефективнішим є зменшення різниці між показниками заломлення $n(2\omega) - n(\omega)$, або зведення її до

нуля. Для ізотропного середовища виконання умови $n(2\omega) = n(\omega)$ неможливе, оскільки в ділянці його прозорості показник заломлення монотонно зростає зі збільшенням довжини світлової хвилі (нормальна дисперсія). Однак фазового синхронізму можна досягти між звичайним і незвичайним променями в деяких кристалах. На рис. 9.11 показані перерізи поверхонь, що відображають залежність показників заломлення n_o і n_e від напряму

хвильової нормалі для негативного одновісного кристала КН₂PO₄ (KDP). Суцільні лінії відповідають частоті ю, штрихові – подвоєній частоті 2ю. Як бачимо поверхня $n_o(\omega)$ перерізається з поверхнею $n_e(2\omega)$. Тому для звичайної хвилі з частотою ю і незвичайної хвилі з частотою 2ю, що поширюються під певним кутом θ до оптичної осі, який відповідає напряму з центра на точку перетину $n_o(\omega)$ і $n_e(2\omega)$, виконується умова просторового синхронізму. Незважаючи на різний напрям поляризації цих хвиль, виявляється можливою їхня нелінійна взаємодія, оскільки в анізотропному середовищі квадратична сприйнятливість є тензором χ_{imn} . Електричне поле вихідної звичайної хвилі, напруженість якого напрямлена перпендикулярно до оптичної осі, зумовлює зміщення зарядів на подвоєній частоті та в інших напрямах, породжуючи хвилю другої гармоніки, поляризовану в площині головного перерізу. В разі правильного вибору напряму вихідної хвилі так вдається більшу частину її енергії перевести у другу гармоніку. Для інфрачервоного випромінювання гелій-неонового лазера ($\lambda = 1,15$ мкм) в кристалі КDP напрям синхронізму утворює кут $\theta = 41.5^{\circ}$ з оптичною віссю. Інтенсивність другої гармоніки спадає майже до нуля в разі відхилення напряму вихідної хвилі в кристалі від кута в всього на 3'.

Самофокусування світла. Опишемо ефекти, які виникають під час поширення в нелінійному середовищі інтенсивного світлового пучка, який має обмежений поперечний переріз. Розглянемо лише ту частину електромагнітного поля в середовищі, яка змінюється з частотою ω падаючої світлової хвилі. У феноменологічному матеріальному рівнянні (9.16) внесок у поляризацію середовища на частоті ω роблять перший і третій члени, які містять лінійну і кубічну сприйнятливості. Наявність члена з χ^3 в поляризації на частоті ω еквівалентна появі в діелектричній прониності $\varepsilon(\omega)$ і, відповідно, в показнику заломлення $n(\omega)$ доданка, пропорційного до квадрата амплітуди E_0 , тобто інтенсивності світлової хвилі:

$$n(\omega) = n_0 + n_2 E_0^2, \qquad (9.25)$$

де n_0 – показник заломлення, що фігурує в лінійній оптиці, тобто в разі малих інтенсивностей світла; $n_2(\omega)$ – залежний від умов середовища коефіцієнт, який виражають через кубічну сприйнятливість χ^3 . З (9.25) випливає, що обмежений інтенсивний пучок робить середовище оптично неоднорідним. У межах пучка, де $E_0 \neq 0$, показник заломлення буде іншим, ніж поза ним, де E = 0.

Як відомо, промінь у неоднорідному середовищі відхиляється від прямолінійного в бік більших значень показника заломлення. Унаслідок



Рис. 9.12. Щодо явища самофокусування.

цього виникають явища *самофокусування* (n₂ > 0) і *дефокусування* (при n₂ < 0).

Розглянемо пучок світла з однаковою амплітудою по всьому перерізу, який входить в однорідне середовище (рис. 9.12). Тоді в середовищі під впливом пучка утворює нібито стрижень з вищим (при $n_2 > 0$) коефіцієнтом заломлення. Промені,

які поширюються всередині такого стрижня під невеликим кутом до його осі, зазнають повного внутрішнього відбивання. Граничний кут променя з віссю пучка θ₀, за якого відбувається повне відбивання, визначають з умови

$$(n_0 + n_2 E_0^2) \cos \theta_0 = n_0.$$
 (9.26)

За малих значень цього кута

$$\theta_0^2 \approx \frac{2n_2 E_0^2}{n_0}.$$
(9.27)

Нахилені до осі пучка промені виникають унаслідок дифракції в разі обмеження діафрагмою його поперечних розмірів, причому максимальний кут відхилення $\theta_{\mu\mu\phi}$ за порядком величини $\lambda/a = \lambda_0/(n_0a)$, де a – поперечний розмір пучка; λ_0 – довжина хвилі у вакуумі. При $\theta_{\mu\mu\phi} > \theta_0$ пучок світла буде

розширюватись через дифракцію, але це відбувається повільніше, ніж у лінійному середовищі. При $\theta_{\mu\mu\phi} = \theta_0$ повне відбивання повністю компенсує дифракцію і площа перерізу пучка не змінюється, тобто пучок залишається незмінним і нібито створює в середовищі світловод, у якому світло поширюється без дифракційної розбіжності. Такий режим називають *самоканалізацією* світлового пучка. Прирівнюванням виразів для $\theta_{\mu\mu\phi}$ і θ_0 можна знайти порогове значення амплітуди

$$E_{0\min}^2 = \frac{\lambda_0^2}{2n_0 n_2 a^2}.$$
 (9.28)

Звідси за відомим значенням n_2 для цього нелінійного середовища можна оцінити потужність світлового пучка, необхідну для спостереження описуваного явища. Для випадку сірководню і рубінового лазера $P_{\min} \approx 20$ кВт. Для деяких сортів скла $P_{\min} \approx 1$ кВт, що дає змогу спостерігати це явище навіть у малоінтенсивних пучках лазерів неперервної дії.

У реальних світлових пучках інтенсивність і, відповідно, показник заломлення зростають від країв до осі пучка. Тому в разі перевищення порогової потужності промені викривляються в бік осі і концентруються в інтервалі більшої інтенсивності, тобто нелінійне середовище подібне до об'ємної збиральної лінзи, фокус якої є на деякій відстані від входу пучка в середовище, пропорційній до початкового радіуса пучка й обернено пропорційний до квадратного кореня його інтенсивності. З наближенням до фокуса промені щораз більше викривляються, тобто самофокусування є лавиноподібним. У потужному світловому пучку відразу ж за першим фокусом може виникнути низка наступних, причому зі зростанням потужності їхня кількість збільшується і вони наближаються до місця входу пучка в нелінійне середовище. У випадку коротких світлових імпульсів фокуси можуть переміщатись зі швидкостями, близькими до швидкості світла. Багатофотонні явища. Вище розглянуто лише деякі оптичні явища, зумовлені відповідними нелінійними коефіцієнтами сприйнятливості. Однак цим не вичерпуються явища, до яких приводять коефіцієнти розкладу χ_2 , χ_3 та ін. А саме: нелінійна сприйнятливість χ_2 приводить до трифотонного, χ_3 – до чотирифотонного параметричного розсіюванню світла, χ_2 і χ_3 – до ефектів параметричного підсилення світла тощо. Нелінійні сприйнятливості вищих порядків також ведуть до відповідних нелінійних ефектів. Наприклад, нелінійна сприйнятливість третього порядку приводить до генерування четвертої, четвертого порядку до генерування п'ятої гармонік і т.д.

Перепишемо третій доданок у виразі (9.16) так:

$$P_{3} = \chi_{3}E_{0}^{3}\cos^{3}(\omega t - k_{1}x) = \frac{3}{4}\chi_{3}E_{0}^{2}E_{0}\cos^{3}(\omega t - k_{1}x) + \frac{1}{4}\chi_{3}E_{0}^{2}E_{0}\cos^{3}(\omega t - k_{1}x).$$
(9.29)

Перший доданок у (9.29) приводить до зміни показника заломлення, який у цьому випадку

$$n^2 = \varepsilon_0 + \varepsilon_2 E_0^2, \qquad (9.30)$$

де $\varepsilon_0 = 1 + 4\pi \chi$, $\varepsilon_2 = 3\pi \chi_3$, а другий доданок – до перевипромінювання з частотою 3 ω , тобто *генерування третьої гармоніки*. Експериментально це генерування виявлено 1963 р.

Генерування четвертої гармоніки експериментально виявив 1974 р. С.А. Ахманов. Генерування різних порядків дають змогу шляхом багатокаскадного множення частот підійти до якнайкоротшої ділянки спектра електромагнітних хвиль.

З погляду квантової фізики всі ці ефекти є багатофотонними процесами, за яких у кожному елементарному акті взаємодії беруть участь декілька (три у випадку генерування другої гармоніки, чотири у випадку третьої гармоніки і т.д.) фотонів. Наприклад, у разі генерування другої
гармоніки одночасне "зникнення" двох фотонів з частотами ω кожного приводить до миттєвого "виникнення" одного фотона з частотою 2ω.

Одним із яскравих прикладів таких процесів є *двофотонне поглинання* – поглинання, за якого система (атом чи молекула) переходить з основного (незбудженого) рівня на збуджений унаслідок одночасного поглинання двох фотонів. Двофотонне поглинання, яке можливе лише в разі великих потужностей, є нелінійним процесом. Це випливає з того, що в цьому випадку коефіцієнт поглинання пропорційний до квадрата напруженості електричного поля лазерного випромінювання. Крім того, за умов збудження внаслідок двофотонного (з енергією кожного фотона hv) поглинання система здатна в разі зворотного переходу випромінювати один квант з енергією hv' = 2hv, тобто внаслідок "зникнення" двох фотонів "виникає" один. Двофотонне поглинання може відбуватись також і в разі одночасного "зникнення" двох фотонів з різними енергіями. Важливо є те, що сума енергій поглинутих фотонів відповідає різниці енергій між збудженим і основними станами, тобто $hv + hv = E_2 - E_1$ і $hv_1 + hv_2 = E_2 - E_1$.

В квантовій механіці не завжди можливі переходи з поглинанням одного фотона між двома станами, якщо навіть енергія фотона дорівнює різниці енергій між цими рівнями. В такому випадку говорять, що такі переходи є *забороненими*. Перевага двофотонного поглинання та, що цей процес можливий і в тому випадку, якщо навіть перехід між відповідними станами заборонений. Тому, досліджуючи двофотоне поглинання, можна виявити рівні, між якими однофотонний перехід заборонений.

Необхідність великих потужностей випромінювання для спостереження двофотонного поглинання зумовлена тим, що ймовірність однофотонного (резонансного) поглинання на декілька порядків перевищує ймовірність двофотонного. Наприклад, якщо однофотонне поглинання (перехід частинки з основного стану у збуджений) може відбуватись у середньому через кожні 10⁻⁷–10⁻⁸ с, то двофотонне – не частіше, ніж раз у

290

10⁻³ с і менше. Відповідно, щоб досягти двофотонного поглинання, потрібно створити великий потік фотонів, тобто потрібний набагато інтенсивніший пучок світла, ніж у разі однофотонного поглинання.

Можливі процеси, за яких у кожному акті поглинання одночасно беруть участь більше двох (три і більше) квантів. Такі процеси називають багатофотонним поглинанням. Зрозуміло, що зі збільшенням кількості фотонів, які одночасно беруть участь в одному акті поглинання, ймовірність відповідного процесу зменшується. Тому для спостереження процесів вищого порядку (наприклад, трифотонне поглинання) потік енергії падаючого світла повинен бути значно більшим, ніж у випадку двофотонного. В дуже сильних світлових полях, що утворюються під час фокусування випромінювання потужних лазерів. іноді відбувається одночасне поглинання десяти і більше фотонів. У такому разі багатофотонне поглинання приводить до відривання електрона від атома, тобто іонізації. Цим пояснюють виникнення іскри – пробою внаслідок фокусування випромінювання потужного лазера в повітрі.

Параметричне перетворення частоти. Під час поширення В середовищі двох монохроматичних хвиль з частотами ω₁ і ω₂ в спектрі вимушених оптичних електронів коливань завдяки квадратичному ангармонізму, крім основних і кратних частот, можуть виникати сумарна та різницева частоти. Таку нелінійну взаємодію хвиль можна трактувати як наслідок зміни оптичних параметрів середовища під впливом сильного поля однієї з хвиль на її основній частоті ω₁. Унаслідок цього виникає модуляція з частотою ω₁ фази другої хвилі, яка має частоту ω₂, що еквівалентно появі хвиль на бокових частотах $\omega_1 + \omega_2$ і $\omega_1 - \omega_2$. Ці процеси аналогічні до вищерозглянутого генерування другої гармоніки. Вони також зумовлені квадратичною сприйнятливістю середовища, яка може бути відмінна від нуля в кристалах без центра симетрії. По суті, генерування другої гармоніки – це частковий випадок генерування сумарної частоти, коли сумарні частоти ω₁ і ω₂ однакові й узяті від одного джерела.

Змішенням випромінювання двох лазерів у нелінійному середовищі можна отримати когерентне випромінювання в ділянці спектра, відмінній від вихідної, тобто розширити спектральний діапазон доступних джерел когерентного випромінювання. Важливим застосуванням процесу складання частот є можливість створення чутливих і малоінерційних детекторів інфрачервоного випромінювання. Перетворення частоти ω_1 сигнальної хвилі від слабкого джерела можливе в разі її взаємодії в нелінійному середовищі з сильною хвилею накачування з частотою ω_2 . Нелінійна поляризація середовища

$$P_{i}^{H} = \sum_{m,l} \chi_{m,l} E_{1,m} \cos(\vec{k}_{1}\vec{r} - \omega_{1}t) E_{2,l} \cos(\vec{k}_{2}\vec{r} - \omega_{2}t) \qquad (9.31)$$

містить доданки на частоті

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2. \tag{9.32}$$

Якщо припустити, що напрями напруженостей електричних полів обох хвиль однакові, то ці доданки можна записати так:

$$P_{i}^{H} = \frac{1}{2} \chi_{2} E_{1} E_{2} \cos(\vec{k}_{1} + \vec{k}_{2}) \vec{r} - (\omega_{1} + \omega_{2}) t). \qquad (9.33)$$

Тобто в середовищі виникає вторинна хвиля з сумарною частотою (9.32). Інтенсивність цієї хвилі зростає в міру поширення, якщо її фазова швидкість і напрям такі самі, як і в збуджувальній хвилі поляризації P^{μ} . Тобто для ефективного переходу енергії сигнальної хвилі та хвилі нагнітання до хвилі з сумарною частотою ω_3 повинна виконуватись така векторна *умова просторового синхронізму*:

$$\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2. \tag{9.34}$$

В ізотропному прозорому середовищі в ділянці з нормальною дисперсією задовольнити цю умову одночасно з $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ неможливо. Просторовий синхронізм, як і у випадку генерації другої гармоніки, можна

отримати в деяких кристалах, якщо використовувати звичайні та незвичайні хвилі. Умови синхронізму для різних процесів (подвоєння частоти, генерування сумарної і різницевої частот) не збігаються, що дає змогу реалізувати на досліді якийсь один нелінійний процес за повного пригнічення інших.

Процес *параметричної взаємодії* в нелінійному середовищі трьох хвиль, частоти яких пов'язані співвідношенням (9.32), можна використати для підсилення слабкої хвилі частотою ω_1 або ω_2 завдяки енергії потужної хвилі нагнітання з більшою частотою ω_3 (рис. 9.13).

Для цього на нелінійний прозорий кристал *Кр*, поляризацію якого описує вираз (9.31), направляють потужну хвилю нагнітання з частотою $\omega_{\rm H}$. У цьому випадку підсилюються ті з усіх можливих усередині кристала пар хвиль, сумарна частота яких задовольняє умову синхронізації (9.34). Якщо в кристалі поширюється лише одна сигнальна хвиля з частотою ω_1 , то в середовищі автоматично виникає інша хвиля з частотою $\omega_2 = \omega_{\rm H} - \omega_1$ і



Рис. 9.13. Схема *параметричного генератора світла*.

відбувається їхн€ одночасне підсилення. Для отримання підсилення неліефективного нійний кристал розташовують між двома дзеркалами Д₁ і Д₂, які мають достатньо високі коефіцієнти відбивання для підсилюваних (ω_1 і ω_2) хвиль, але малі – для хвилі нагнітання.

Взаємодія сильної хвилі

нагнітання з частотою ω_3 і слабкою сигнальною хвилею з частотою ω_1 завдяки квадратичній сприйнятливості χ_2 приводить до появи в нелінійній поляризації осциляцій на різницевій частоті $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$. У разі виконання векторної умови просторового синхронізму $\vec{k}_2 = \vec{k}_3 - \vec{k}_1$, вторинні хвилі, які поширюються в напрямі k_2 з частотою ω_2 , складатимуться співфазово в усьому об'ємі нелінійного середовища. Унаслідок цього енергія сильної хвилі нагнітання частоти ω_3 ефективно передається хвилі з різницевою частотою $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$ і сигнальній хвилі з частотою ω_1 , яка спричинила її підсилення.

Квантовою мовою параметричне підсилення можна розглядати як процес вимушеного розпаду фотона хвилі нагнітання з енергією $\hbar\omega_3$ на два фотони з енергіями $\hbar\omega_1 i \hbar\omega_2$. Тому в разі проходження деякої відстані в нелінійному середовищі збільшення густини потоку фотонів у сигнальній і неробочій хвилях є однаковим і дорівнює зменшенню густини потоку фотонів хвилі нагнітання. Співвідношення $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ є законом збереження енергії в такому процесі. Умову просторового синхронізму (9.34) можна розглядати як закон збереження імпульсу

$$\hbar \vec{k}_3 = \hbar \vec{k}_1 + \hbar \vec{k}_2 \tag{9.35}$$

для елементарного акту розпаду.

У випадку зміни орієнтації кристала або його температури, чи в разі накладання постійного електричного поля частоти ω_1 і ω_2 змінюються. Цю обставину можна використовувати для плавної перебудови частоти параметричного генератора. Смуга перебудови частот генерування визначена діапазоном частот, для якого в цьому нелінійному кристалі можливим є просторовий синхронізм. Досить жорсткі вимоги ставлять до джерела накачування. Його випромінювання повинно мати високу монохроматичність і малу кутову розбіжність.

Контрольні питання

- 1. Які головні ідеї є в основі роботи лазера?
- 2. Що таке інверсне заселення?
- 3. Яка функція оптичного резонатора?

- 4. Що таке активне середовище?
- 5. Що таке оптичне накачування?
- 6. Опишіть принцип роботи гелій-неонового лазера.
- 7. Опишіть принцип роботи твердотільного лазера.
- 8. Які головні властивості лазерного випромінювання?
- 9. Що таке одномодовий лазер?
- 10. Яка роль лазерів в офтальмології?
- 11. Що таке лазерний скальпель?
- 12. Які напрями досліджень з проблеми лазерного моніторингу довкілля?
- 13. Що таке лідар?
- 14. У яких випадках переходять від лінійної до нелінійної оптики?
- 15. Що таке ефект насичення?
- 16. У чому полягає ефект генерування другої гармоніки?
- 17. Сформулюйте умову фазового та просторового синхронізму.
- 18. У чому полягає самофокусування світла?
- 19. Поясніть явище двофотонного поглинання світла.
- 20. У чому полягає параметричне перетворення частоти?

Розділ 10 ЕЛЕМЕНТИ АТОМНОЇ ТА ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ

10.1. Модель атома за Резерфордом

Кожен атом має негативно заряджену електронну оболонку і позитивно заряджене атомне ядро. В ядрі зосереджена майже вся (99,95 %) маса атома. З погляду атомних масштабів ядрам властиві надзвичайно малі розміри і величезна міцність. Розміри ядер мають порядок 10⁻¹⁵ м, тоді як для зовнішніх електронних оболонок характерні віддалі порядку 10⁻¹² м. Для відривання обох електронів від атома гелію достатньо затратити енергію 79 еВ, а для розриву ядра гелію на складові частини необхідна в сотні тисяч разів більша енергія.

Така відмінність масштабів є причиною якісного розмежування явищ атомної та ядерної фізики. В атомній фізиці беруть до уваги настільки великі відстані, що ядро майже завжди можна розглядати просто як заряджену матеріальну точку. В ядерній фізиці маємо справу з такими високими енергіями, що майже завжди можна знехтувати впливом процесів, які відбуваються в електронних оболонках, на структуру ядра і перебіг ядерних реакцій. Отже, електронну оболонку і ядро необхідно розглядати як одне ціле.

На початку XX ст. було відомо, що атоми – це складні частинки, у складі яких є електрони. Висловлено різні гіпотези про будову атома. Одна з перших моделей атома запропонована Дж. Дж. Томсоном (1901). Згідно з цією моделлю, найпростіший атом – це рівномірний сферичний розподіл позитивного заряду з одним електроном у центрі. Для складніших атомів уважали, що електрони занурені всередину позитивного заряду і взаємодіють з елементами позитивно зарядженого середовища за законом Кулона. У разі відхилення електрона від стану рівноваги виникають сили, які намагаються повернути його в цей стан. Унаслідок цього виникають коливання електронів, які й зумовлюють випромінювання атомів.

Поряд з моделлю Томсона була *планетарна модель атома*, запропонована Кельвіном і X Нагаока (Японія) 1903 р. Згідно з цією моделлю позитивний заряд розташований у центрі атома, а навколо нього, подібно до планет рухаються електрони. Обидві моделі були якісними, вони створювали труднощі в поясненні стійкості атома.

Яка будова атома насправді, можна було визначити за допомогою експерименту. Такий дослід провів Е. Резерфорд (1911). Завдання полягало в тому, щоб визначити розподіл електричного заряду в атомі. Для цього використано той факт, що закони розсіювання атомами заряджених частинок залежать від розподілу в них заряду.

У дослідах Е. Резерфорда досліджено розсіювання α-частинок атомами. Вузький пучок важких α-частинок (їхня маса приблизно на три порядки перевищувала масу електронів, а заряд був позитивний і вдвоє більший від заряду електрона) спрямовували на металеву фольгу.

Згідно з законами класичної механіки, траєкторія α -частинки є гіперболою, у фокусі x_0 якої перебуває ядро атома (рис. 10.1). З рис. 10.1 видно,



Рис. 10.1. Щодо пояснення досліду Е. Резерфорда.

ЩО

$$\varepsilon = b/\sin\theta;$$

$$q = b(1/tg\theta + 1/\sin\theta); \quad (10.1)$$

$$q/b = (1 + \cos\theta) / \sin\theta,$$

де *a* і *b* – півосі гіперболи; ε – відстань від початку координат до точки x_0 ,; *q* – відстань від ядра (x_0) до вершини (x_1).

На підставі законів збереження моменту імпульсу й енергії можна записати, що

$$mv_0 b = mv_1 q,$$

$$\frac{mv_0^2}{2} = \frac{mv_1^2}{2} + \frac{2Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 q},$$
(10.2)

де v_0 і v_1 швидкості α -частинки далеко від ядра і в точці x_1 ; m – маса α частинки, її заряд +2e, а заряд атома – Ze. На підставі з цих рівнянь після деяких перетворень можна отримати таке співвідношення:

$$b = K tg \theta$$
 also $b = K ctg \varphi/2.$ (10.3)

Узято до уваги, що $\phi/2 + \theta = \pi$, а значення $K = \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 m \upsilon_0^2}$ за однакових умов

експерименту є сталим.

Завдання полягало в тому, щоб знайти зв'язок між кутом ϕ і числом $dn \alpha$ частинок, розсіяних у певному тілесному куті $d\Omega$, обмеженому двома конічними поверхнями з кутами при вершині 2ϕ і $2(\phi + d\phi)$. Позначимо через nкількість α -частинок у вихідному пучку, які пролітають через одиничну площину перерізу пучка за одиницю часу. Тоді кількість розсіяних α -частинок в одиниці тілесного кута

$$\frac{dn}{d\Omega}\sin^4\frac{\varphi}{2} = \text{const}$$
(10.4)

Отримане співвідношення називають формулою Резерфорда. Параметри *n*, *m* і v_0 характеризують пучок α -частинок, і їх можна визначити безпосередньо з експерименту. Підрахунок кількості α -частинок, розсіяних тією чи іншою металевою фольгою, дає змогу знайти величину заряду:

$$Z^{2} = \frac{4}{n} \left(\frac{2\pi\varepsilon m\upsilon_{0}^{2}}{e^{2}}\right)^{2} \sin^{4}\frac{\varphi}{2}\frac{dn}{d\Omega}.$$
 (10.5)

Цим методом знайдено заряди ядер для міді, срібла і платини: 29,3; 46,3 і 77,3, відповідно. Отримані значення цілком добре узгоджуються з порядковими номерами 29, 47 і 78 цих елементів у періодичній таблиці хімічних елементів. Отже, доведено, що *порядковий номер елемента дорівнює заряду ядра атома*. Це один з найважливіших результатів, отриманих з дослідів Е. Резерфорда.

Інший важливий результат полягає в оцінці розмірів ядер. З рис. 10.1 і наведених вище формул випливає, що величина q, яка дорівнює мінімальній відстані між α -частинкою і ядром, досягатиме найменшого значення при b = 0 ($\varphi = \pi$). А саме:

$$q_{\min} = 2K = \frac{Ze^2}{\pi\varepsilon_0 m \upsilon_0^2} \tag{10.6}$$

і залежить від кінетичної енергії α -частинки. У разі досягнення $q_{\min} \alpha$ -частинка повинна розсіюватись на кут $\varphi = \pi$, тобто відбиватись від металевої фольги. В дослідах Е. Резерфорда, і справді, були випадки розсіювання α -частинок на кут ~ π . Оцінки q_{\min} за формулою (10.6) дали значення $q_{\min} \sim 10^{-13}$ см, що значно менше від розмірів атомів (10⁻⁸ см). Якби позитивний заряд атома відповідно до моделі Томсона мав заряд ~ 10^{-8} см, то на менших відстанях уже б порушувався закон Кулона і не виконувалась би формула (10.4).

Досліди Е. Резерфорда відіграли провідну роль у формуванні уявлень про структуру і будову атома. Завдяки їм з'ясовано, що позитивний заряд сконцентрований у досить малій ділянці атома, яку називають ядром атома. Заряд ядра в одиницях +*e* дорівнює кількості електронів в атомі і збігається з порядковим номером елемента в періодичній таблиці хімічних елементів. Практично вся маса атома зосереджена в його ядрі.

Ядро, маючи позитивний заряд, створює для електронів потенційну яму. Отже, можна очікувати, що електрони атома будуть мати не довільну енергію, а деякі певні значення й утворюватимуть дискретний спектр значень енергії.

Безпосередні підтвердження квантування рівнів енергії електронів в атомі отримані в дослідах Франка і Г. Герца (1913). Ці вчені вивчали залежність анодного струму від прискорювальної напруги в трьохелектродній лампі, заповненій парами ртуті. Вони з'ясували, що за певних значень напруги, пропорційних до 4,9 еВ, відбувається різке зменшення величини анодного струму, що відповідає непружному зіткненню електронів з атомами ртуті. Виявлено, що електрони передають порцію енергії 4,9 еВ атомам ртуті, які переходять у збуджений стан і в цьому разі виникає світіння з довжиною світлової хвилі $\lambda = 253,7$ нм. Світіння нема, доки енергія електронів не досягне 4,9 еВ. Випромінені атомами ртуті кванти світла мають саме енергію 4,9 еВ, тобто внаслідок випускання кванта світла атом ртуті повинен повністю втратити свою енергію збудження. Отже, весь процес відбувається в два етапи: спочатку електрон унаслідок непружного зіткнення переводить атом у збуджений стан, а потім атом віддає енергію у вигляді кванта світла, і в цьому випадку, згідно з законом збереження енергії, повертається у вихідне основне положення.

Загалом можна сказати, що атом поглинає енергію під час переходу з основного у збуджений стан, а в разі переходу зі збудженого в основний – він випромінює квант світла. Переходи можуть відбуватись між двома збудженими станами. Сукупність спектральних ліній, що їх випромінює атом, залежить від відносного розташування енергетичних рівнів атома.



Рис. 10.2. Енергетичні рівні атома водню. Вертикальними стрілками позначені можливі енергетичні переходи: *а* — головна серія (вакуумний УФ); *б*) — серія у видимій ділянці; *в*) — серія в ІЧ ділянці. Розглянемо структуру рівнів і спектр найпростішого атома – атома водню, який має лише один електрон, енергія якого залежить тільки від сили взаємодії його з ядром. У спектрі атома водню виявлені сукупності спектральних ліній, які отримали назву спектральних серій. Історично першою виявлено *серію Бальмера* (1885). Хвильові числа ліній у цій серії можна записати так:

$$\widetilde{v} = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 3, 4, 5, \dots,$$
 (10.7)

де R – стала Ридберга (R = 109 677 см⁻¹). Ця серія найбільше доступна для досліджень, тому що розташована у видимій і ближній ультрафіолетовій ділянках спектра (рис. 10.2). Пізніше виявлено і досліджено серії в ультрафіолетовій (вакуумний ультрафіолет) та інфрачервоній ділянках спектра:

$$\widetilde{v} = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 2, 3, 4, \dots - \text{Лайман}(1906); \quad (10.8)$$

$$\tilde{v} = \frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right), n = 4, 5, 6, \dots$$
 Пашен (1908). (10.9)

Узагальнена формула Бальмера для різних спектральних ліній атома водню має такий вигляд

$$\widetilde{v} = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), \ m = 1, 2, 3, ..., n = m + 1, m + 2,...$$
 (10.10)

Для m = 4 – серія Брекета (1922), m = 5 – серія Пфунда (1924). Перша лінія кожної серії відповідає мінімальному значенню n і має мінімальну частоту. Зі зростанням n лінії кожної спектральної серії ущільнюються, їхня частота збільшується. Межі кожної серії відповідає $n \to \infty$. З короткохвильового боку до межі кожної спектральної лінії примикає суцільний спектр. Інтенсивність суцільного спектра максимальна біля самої межі серії, а потім поступово спадає до нуля.

Формулу (10.10) можна записати по-іншому:

$$\widetilde{\mathbf{v}} = T(m) - T(n) \tag{10.11}$$

де величини $T(m) = R/m^2$, $T(n) = R/n^2$ називають *термами*. З іншого боку можна записати, що

$$hv = hc T(m) - hc T(n) = hcR(1/m^2 - 1/n^2).$$
 (10.12)

З (10.12) випливає, що різниця термів визначає енергію випроміненого кванта або різницю енергій атома до і після випромінення кванта світла. Тобто з точністю до множника *hc* і деякої адитивної сталої, терм визначає запас енергії атома. Числове значення терма визначає положення енергетичного рівня атома.

Межа серії відповідає такій енергії електрона, перевищення якої веде до іонізації атома водню. Отже, терм – це глибина залягання (см⁻¹) енергетичного рівня, відрахована від межі іонізації.

10.2. Модель атома водню за Бором

Закономірності в спектрі атома водню вдалось пояснити за допомогою моделі Бора. Це перша вдала модель для атома водню, яка відіграла надзвичайно важливу роль у розвитку уявлень про будову атома, а також дала змогу передбачити деякі нові ефекти, які не мали аналогів у класичній фізиці. Модель Бора ґрунтується на двох постулатах, які отримали назву *постулатів Бора*.

Перший постулат Бора (постулат стаціонарних станів): в атомі є набір стаціонарних станів, перебуваючи на яких, атом не випромінює електромагнітних хвиль. Стаціонарним станам відповідають стаціонарні орбіти, по яких прискорено рухається електрон. В стаціонарному стані атома електрон, який рухається по коловій орбіті, має певні (квантовані) значення моменту імпульсу:

$$L = m v r = n\hbar \ (n = 1, 2, 3, ...), \tag{10.13}$$

де m – маса електрона; υ – його швидкість; r – радіус n-ї орбіти; $\hbar = h/2\pi$.

Другий постулат Бора (правило частот): у разі переходу атома з одного стаціонарного стану в інший випромінюється або поглинається один фотон. Випромінювання фотона відбувається під час переходу атома зі стану з більшою енергією в стан з меншою енергією. У випадку зворотного переходу фіксують поглинання фотона. Енергія фотона дорівнює різниці енергій у двох станах атома:

$$W_n - W_k = h\nu. \tag{10.14}$$

При $W_n > W_k$ відбувається випромінювання фотона, при $W_n < W_k$ – його поглинання. Співвідношення (10.14), по суті, є законом збереження енергії.

На підставі постулатів Бора побудовано першу вдалу модель атома водню. В цій моделі розрахунок виконано для колових орбіт. Розглянемо цю модель.

Оскільки маса електрона, який обертається навколо ядра, є значно меншою від маси ядра (~ 2000) атома водню, то ядро можна вважати нерухомим. Розташуємо ядро всередині системи координат. Потенціальну енергію електрона на безмежно великій відстані від ядра можна вважати такою, що дорівнює нулю. Тоді повна енергія електрона, що перебуває на відстані r від ядра з зарядом +*Ze*, буде

$$W = -\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r} + \frac{m\upsilon^2}{2}.$$
 (10.15)

Оскільки електрон обертається майже по коловій орбіті, то кулонівську силу притягання зрівноважує відцентрова сила

$$\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r} \,. \tag{10.16}$$

Якщо підставити цей вираз у (10.15), то можна отримати вираз для енергії електрона, який обертається навколо ядра з зарядом *Ze*:

$$W = -\frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}.$$
 (10.17)

Повна енергія електрона залежить від квантового числа n = 1, 2, 3,... На підставі другого постулату Бора (10.14) можна отримати вираз для енергії кванта світла

$$hv = W_k - W_i = \frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2} \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2}\right),$$
(10.18)

де n_k і n_i – квантові числа, які відповідають верхньому W_k і нижньому W_i рівням енергії. Формула (10.18) з точністю до позначень збігається з формулою (10.12), що отримана з аналізу спектрів атома водню. Порівнянням формул (10.12) і (10.18) можна отримати вираз для сталої Рідберга

$$R = \frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^3 c}.$$
 (10.19)

Значення сталої Ридберга, визначене зі спектроскопічних даних і обчислене за формулою (10.18), збіглися $R = 109678 \text{ см}^{-1}$, що було великим успіхом теорії Бора.

Теорія Бора також дала змогу визначити радіуси колових орбіт руху електрона:

$$r = \frac{4\pi\varepsilon_0 \hbar^2}{Ze^2 m} \cdot n^2 \,. \tag{10.20}$$

Якщо прийняти Z = 1, n = 1, то можна отримати радіус $r = r_{\rm b} = 0,0529$ нм, який називають *борівським радіусом*; це мінімальний радіус орбіти електрона в атомі водню, або розміри атома водню.

Вище вважали, що електрон обертається навколо нерухомого ядра. Насправді ж, система електрон–ядро обертається навколо деякого загального центра мас. Тоді енергію електрона, або формулу (10.17), можна записати так:

$$W = -\frac{Z^2 e^4 \mu}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2},$$
 (10.21)

де

$$\mu = \frac{M_{\mathfrak{g}}m}{M_{\mathfrak{g}} + m},\tag{10.22}$$

- зведена маса системи ядро (M_{s})-електрон (m).

Якщо позначити через W_{∞} і R_{∞} енергію електрона і сталу Рідберга для випадку нерухомого ядра, то можна отримати такі співвідношення:

$$W = W_{\infty} \frac{M_{g}}{M_{g} + m}, \ R = R_{\infty} \frac{M_{g}}{M_{g} + m},$$
 (10.23)

з яких випливає, що зміна маси ядра за сталого Z веде до зміщення спектральних ліній у короткохвильову ділянку спектра. Таке зміщення називають *ізотопічним*. Цей висновок підтверджений експериментально. Спектральні лінії ізотопів водню – дейтерію (D) і тритію (T) – зміщені в короткохвильову ділянку спектра.

10.3. Атом водню в квантовій механіці. Рівняння Шрединґера

Теорія Бора була великим кроком до розуміння нових квантових закономірностей. Вона чітко визначила, що класичну фізику не можна використати для опису явищ, які відбуваються всередині атома.

Однак теорія Бора мала значні недоліки. Вона забезпечувала правильне визначення частот спектральних ліній, проте не давала змоги обчислювати їхні інтенсивності, не могла пояснити дублетність спектрів складніших атомів. За межами теорії Бора виявилось також питання поляризації і когерентності хвиль та квантування багатоелектронних систем, унаслідок чого вона не могла пояснити природи сил взаємодії в молекулах.

Сучасні уявлення про будову атома ґрунтуються на квантовій механіці, у якій найважливішу роль відіграє рівняння Шрединґера. Це рівняння має таке ж важливе значення, як рівняння Ньютона в класичній механіці чи рівняння Максвелла в електродинаміці.

Положення частинки в просторі в певний момент часу визначене в квантовій механіці заданням *хвильової функції (псі-функції)* $\psi(x, y, z, t)$.

Ймовірність $d\omega$ того, що частинка міститься в елементі об'єму dV, пропорційна до $|\psi|^2$ і елемента об'єму dV:

$$d\omega = \left|\psi\right|^2 dV, \qquad (10.24)$$

де $|\psi|^2$ – квадрат модуля ψ -функції: $|\psi|^2 = \psi \psi^*$. Тут ψ^* – функція, комплексно спряжена з ψ . Величину $|\psi|^2$ називають густиною ймовірності $|\psi|^2 = \frac{d\omega}{dV} = \rho$, вона визначає ймовірність перебування частинки в заданій точці простору. Інтенсивність хвилі де Бройля визначена величиною $|\psi|^2$.

3 визначення ψ -функції випливає умова нормування ймовірностей: $\int_{V} |\psi|^{2} dV = 1, яка означає, що перебування частинки в будь-якій точці простору є достовірна подія і її ймовірність повинна дорівнювати одиниці.$

Хвильова функція $\psi(x, y, z, t)$ є головною характеристикою стану мікрооб'єктів (атомів, молекул, елементарних частинок). За її допомогою можна обчислити середнє значення фізичної величини, яка характеризує об'єкт, що перебуває в стані, описуваному хвильовою функцією.

Рівняння Шрединґера в загальному вигляді можна записати так:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + U(x, y, z, t)\psi, \qquad (10.25)$$

де $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа, явний вигляд якого залежить від

вибраної системи координат; m – маса частинки. Це рівняння визначає ψ функцію для мікрочастинок, які рухаються в силовому полі зі швидкістю $\upsilon \ll c$ та потенціальною енергією U(x, y, z, t); його ще інколи називають *часовим рівнянням Шредингера*. Рівняння Шрединґера доповнюють умовами, які накладаються на ψ функцію: функція ψ повинна бути скінченною, однозначною і неперервною, а також інтегрованою, тобто інтеграл $\iiint_V |\psi|^2 dV$ повинен бути скінченним.

У випадку, коли функція ψ не залежить від часу $\psi = \psi(x, y, z)$, вона задовольняє *стаціонарне рівняння Шредингера*:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U) \psi = 0, \qquad (10.26)$$

де W – повна енергія частинки. Функції ψ , які задовольняють рівняння Шредінгера за заданого вигляду U = U(x, y, z), називають власними функціями. Вони існують лише за певних значень W, які називають власними значеннями енергії. Сукупність власних значень W утворює енергетичний спектр частинки. Якщо U – монотонна функція і $U \rightarrow 0$ на безмежності, то в ділянці W < 0 власні значення енергії утворюють дискретний спектр. Знаходження власних значень і власних функцій є однією з найважливіших задач квантової механіки.

Досить часто рівняння Шрединґера записують у такому вигляді:

$$H\psi = W\psi, \tag{10.27}$$

де $H = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + U(\vec{r})$ називають оператором Гамільтона, або гамільтоніаном.

Рівняння Шредінґера для руху електрона в кулонівському полі ядра з зарядом Ze записують у вигляді (10.26), де $U(r) = -\frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 r}$ – потенціальна енергія електрона на відстані r; W – повна енергія електрона в атомі, яку необхідно знайти.

Для електрона в центрально-симетричному кулонівському поля ядра розв'зок рівняння Шрединґера приводить до таких результатів:

а) енергія електрона квантована і дорівнює

$$W = -\frac{Z^2 e^4 m_0}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$
(10.28)

307

де *n* – головне квантове число. Як видно з формул (10.28) і (10.21), власні значення енергії, отримані під час розв'язування рівняння Шредингера, збігаються з відповідними значеннями з теорії Бора;

б) момент імпульсу електрона в атомі також квантований згідно з формулою

$$L_l = \sqrt{l(l+1)}\hbar, \qquad (10.29)$$

де l – орбітальне квантове число, яке визначає момент імпульсу і змінюється в межах l = 0, 1, ...(n - 1).

Розв'язок рівняння Шредингера залежить від трьох квантових чисел n, l і m. Енергія електрона в атомі водню, згідно з (10.28), залежить лише від головного квантового числа n і не залежить від l і m. За фіксованого значення n квантове число l може набувати n різних значень. Водночас кожному значенню l відповідає 2l + 1 різних значень квантового числа m. Звідси випливає, що одному енергетичному рівню з деяким фіксованим значенням квантового числа n відповідає декілька наборів квантових чисел l і m. Отже, певному n відповідає певний рівень енергії, а певному рівню енергії — n^2 наборів n, l, m, тобто функцій ψ_{nlm} або різних станів електрона. Магнітне квантове число m визначає проекцію моменту імпульсу на вісь z в одиницях $\hbar : L = m\hbar$.

Залежно від значень орбітального квантового числа прийнято такі позначення станів електрона в атомах: при l = 0 - s-стан; при l = 1 - p-стан; при l = 2 - d-стан; при l = 0 - f-стан і т.д. Стан *s* електрона при n = 1 називають основним станом. Хвильова функція цього стану залежить лише від відстані *r* електрона від ядра ($\psi = \psi(r)$) і має вигляд

$$\psi = \psi(r) = C \exp(-r/a_0),$$
 (10.30)

де C – стала, яку визначають з умови нормування ймовірностей; a_0 – перший борівський радіус. В квантовій механіці електронні орбіти розглядають як геометричне місце точок, у яких з найбільшою ймовірністю можна виявити електрон. А саме: для *s*-стану атома водню такою є перша колова борівська орбіта з радіусом a_0 .

Експериментальним методом також виявлено просторове квантування атомів з одним зовнішнім валентним електроном, який перебуває в *s*-стані (l = 0). У такому стані атомів у них нема моменту імпульсу $(L_0 = 0)$. Просторове квантування, виявлене в таких експериментах, зумовлене *спіном електрона s* – власного механічного моменту електрона, який може набувати двох значень.

Подібно до квантового числа *m*, зв'язаного з *l*, уводять число $m_s = \pm \frac{1}{2}$, яке визначає проекції спіну на виділені напрями.

Отже, крім трьох квантових чисел n, l, m, які характеризують стан електрона в атомі водню, виникає ще четверте квантове число $m_s = \pm \frac{1}{2}$, яке може набувати лише двох значень. Абсолютна величина спінового моменту імпульсу електрона

$$L_s = \sqrt{s(s+1)}\hbar . \tag{10.31}$$

Принцип Паулі (принцип виключення): у будь-якому атомі не може бути двох електронів, які перебувають у двох однакових стаціонарних станах, що визначені набором чотирьох квантових чисел: головного n, орбітального l, магнітного m і спінового m_s .

Для електронів в атомі принцип Паулі записують так:

$$Z_1(n, l, m, m_s) = 0 \text{ abo } 1, \tag{10.32}$$

де $Z_1(n, l, m, m_s)$ – кількість електронів у стані, який характеризує цей набір чисел.

Максимальна кількість *Z*(*n*) електронів, які перебувають в станах, описуваних значеннями головного квантового числа

$$Z(n) = \sum_{l=0}^{l=n-1} Z_3(n) = 2n^2 .$$
 (10.33)

10.4. Х-промені та їхнє застосування в біології та медицині

Під час дослідження катодних променів український учений Іван Пулюй, використовуючи сконструйовані ним трубки, вперше 1887 р. спостерігав особливий різновид випромінювання (*X*-промені). Це випромінювання мало дуже велику проникну здатність і згодом отримало назву рентгенівських променів на честь німецького фізика В. Рентгена, який всебічно їх вивчав. Для рентгенівських променів застосовують спеціальні одержання апарати, основною частиною яких є рентгенівська трубка (рис. 10.3). У цій трубці Хпромені можна одержати під час бомбардування масивного анода А (антикатода) електронами, які отримують розжарюванням катода К. Електрони повинні мати досить високу швидкість (~ 10⁵ км/с). Це забезпечене високою напругою між катодом і анодом (20-30 кВ в трубці й необхідним вакуумом ~ 10⁻⁶ Па). Розрізняють рентгенівські промені двох типів – суцільного і дискретного спектрів. Електрони, які вилітають з катода, розганяються прикладеною між електродами різницею потенціалів U і вдаряються в анод. Якщо W_1 – енергія електрона до зіткнення з анодом, а W_2 – після зіткнення, то енергія $W_1 - W_2$ перетворюється на енергію X-випромінювання з довжиною хвилі



Рис. 10.3. Схема отримання рентгенівських променів.

$$W_1 - W_2 = \frac{hc}{\lambda}.$$
 (10.34)

де $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка; c – швидкість світла у вакуумі. Якщо електрон втрачає всю свою енергію під час одного зіткнення, то мінімальна довжина хвилі (або максимальна частота) випромінювання

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU}.$$
 (10.35)

При *U* = 25 000 В довжина хвилі

дорівнює 0,5 Å. Лише зрідка електрон у разі одного удару витрачає всю енергію. Частіше він зіштовхується почергово з декількома атомами анода. Тоді під час кожного удару він витрачає певну енергію. Таким способом виникає випромінювання декількох довжин хвиль, які більші від λ_{min}.

Отримане в разі гальмування швидких електронів електромагнітне випромінювання коротких довжин хвиль, що має суцільний спектр, подібно до білого світла, називають *рентгенівськими променями суцільного спектра*. Такі промені виникають, якщо енергії електронів не перевищують деякого критичного значення, характерного для цього матеріалу антикатода. Вони мають різку межу з боку коротких хвиль.

Зазначимо, що не завжди гальмування електронів є настільки різким, щоб породити рентгенівське випромінювання. В цьому випадку енергія електронів піде на збільшення внутрішньої енергії анода і виділиться як теплота. На рентгенівське випромінювання перетворюється менш ніж 1 % кінетичної енергії електронів. Ефективність цього перетворення залежить від матеріалу анода і зростає зі збільшенням атомного номера *Z* хімічного елемента, з якого він виготовлений.

Якщо напругу на електродах зробити настільки великою, щоб електрон, який потрапляє на анод, мав достатню енергію для вибиття електрона з внутрішньої оболонки атома анода, то на місце цього електрона в атомі перейде електрон з вищої оболонки, а надлишок енергії виділиться у вигляді *характеристичного Х-випромінювання*. Довжина хвилі випромінювання визначена різницею енергій електронів на цих оболонках, а інтенсивність може в сотні разів перевищувати інтенсивність будь-якої іншої лінії неперервного спектра в цьому ж інтервалі довжин хвиль.

Лінії в рентгенівських спектрах утворюють кілька груп або серій. Найбільш короткохвильову з цих серій називають *К*-серією, наступну в бік довгих хвиль – *L*-серією, далі йдуть *M*-, *N*-, *O*-, *P*-серії, які виявляються лише у випадку важких елементів. Усі ці серії продовжуються в оптичній ділянці спектра, проте відповідні лінії збуджуються лише за особливих умовах. З усіх серій *X*-променів найпростіша за структурою є *К*-серія, яка, відповідно, складається з трьох ліній K_{α} , K_{β} і K_{γ} .

311

Під час дослідження рентгенівських спектрів Г. Мозлі виявив простий закон, який зв'язує частоту спектральних ліній з атомним номером елемента, що випромінює ці лінії. З'ясовано, що квадратний корінь з оберненої довжини хвилі $\sqrt{\frac{1}{\lambda}}$ лінійно зв'язаний з атомним номером. Учений довів, що частота випромінювання для K_{α} -серії

$$\widetilde{\mathbf{v}}_{K_{\alpha}} = R(Z-1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right),$$
 (10.36)

а для *L*-серії

$$\widetilde{v}_L = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right)$$
 (10.37)

де σ – деяке просте число. Тобто *закон Мозлі* для всіх серій рентгенівського випромінювання визначає лінійний зв'язок між квадратним коренем з оберненої величини довжини хвилі спектральних ліній і атомним номером, або зарядом.

Рентгенівське випромінювання має хвильову природу, це електромагнітні хвилі, що охоплюють інтервал довжин хвиль від 4·10⁻⁶ до 10⁻¹² м і перекриваються довгохвильовою ділянкою з ультрафіолетовими променями, а короткохвильовою – з γ-променями.

Дуже малі довжини хвиль рентгенівських променів, сумірні з міжатомними відстанями в твердих і рідких тілах або менші від них, зумовлюють їхні своєрідні властивості – велику проникну здатність та можливість дифрагувати на кристалах. Роль щілини в цьому випадку відіграє елементарна комірка кристала. Цей факт допоміг М. Лауе (1912) дійти висновку, що природні кристали зі сталою близько 10⁻⁸ см є дуже зручними для спостереження дифракції рентгенівських променів. Подібні експерименти дали змогу завдяки вивченню дифракції рентгенівських променів відомої довжини на просторовій ґратці (сукупність атомів чи іонів, розташованих у кристалічних гратках) визначити в них міжатомну відстань.



Рис. 10.4. Схема для вивчення дифракції на кристалах.



Монохроматичне рентгенівське світло К кристалічну i. потрапляє на ґратку дифрагуючи, розсіюється (рис. 10.4). Промені, розсіяні від взаємно паралельних площин, є взаємно когерентними і можуть інтерферувати. З принципу Ґюйгенса випливає, що взаємне підсилення хвиль, розсіяних окремими центрами в межах однієї площини, відбудеться тоді, коли кут падіння дорівнюватиме куту відбивання.

Щоб було підсилення хвиль, які виходять від взаємно паралельних площин, різниця ходу між променями 1 і 2, відбитими від сусідніх площин, повинна дорівнювати цілому числу, що відповідає кількості довжин хвиль (рис. 10.5).

Взаємне підсилення відбудеться тоді, коли

$$d\sin\theta = m\lambda, \qquad (10.38)$$

де m = 1, 2, 3, ..., d – міжплощинна відстань.

Формулу (10.38) називають формулою Вульфа-Брегга. За її допомогою розв'язують дві залачі:

Рис. 10.5. Дифракція на кристалічній гратці.

1. за відомою довжиною рентгенівського випромінювання, вимірюючи θ і *m*, знаходять міжплощинну відстань *d* (рентгеноструктурний аналіз);

2. за відомою кристалічною структурою (d), вимірюючи θ і m, визначають рентгенівського невідому довжину падаючого випромінювання (рентгеноспектроскопія).

Для діагностики i вивчення різних хвороб використовують (просвічування) i рентгенографію рентгеноскопію (виготовлення рентгенівських знімків).

У разі *рентгеноскопії* на флуоресцентному екрані, який світиться під дією Х-променів, візуально можна спостерігати диференційовану тіньову картину досліджуваної ділянки тіла. Кістки сильно поглинають *X*-промені й слабко «світяться» (дають тінь), м'які тканини, що оточують їх, дають напівтінь, органи, що містять повітря, ще прозоріші й світяться яскравіше.

Рентгенографія – це метод одержання рентгенівських знімків ділянки тіла. Її проводять подібно до рентгеноскопії, проте замість екрана використовують рентгенівську плівку, що складається з основи (плівка з ацетат- або нітрат-целюлози), з обох боків покритої світлочутливим шаром емульсії, що містить галоїдне срібло, желатин і барвник. У разі опромінення *X*промені зумовлюють зміни, подібні до тих, які робить у фотоплівці видиме світло. Кістка поглинає *X*-промені в 150 разів більше, ніж м'язи, сухожилля, кров та інші тканини. В місцях перелому рентгенівські промені проходять легко, утворюючи на тіні кістки лінію просвітлення.

У рентгенографічних дослідженнях застосовують також спеціальні методи рентгенодіагностики, які дають змогу виявити такі зміни, яких на звичайній рентгенограмі не видно. До таких методів належать:

- *флюорографія* це рентгенівське дослідження, за якого зображення, одержане на екрані під час просвічування, фотографують;
- *томографія* це одержання пошарових рентгенівських знімків з будьякої частини тіла, які дають змогу визначити глибину паталогічного осередку;
- *томофлюорографія* поєднання флюорографії і томографії за допомогою спеціального апарата томофлюорографа;
- стереорентгенографія одержання об'ємного рентгенівського зображення; роблять два рентгенівські знімки з однієї й тієї ж ділянки зі зміщенням рентгенівської трубки на 6,5 см (середня відстань між зіницями ока людини) і отримують об'ємне зображення;
- рентгенокімографія метод, за допомогою якого можна визначити амплітуду руху контурів органів, що переміщаються під час роботи. Для цього використовують кімограф; рентгенівська касета під час експозиції

переміщається. Цей метод використовують для детального вивчення скорочувальної функції серцевого м'яза, амплітуди коливань кровоносних судин, діафрагми та інших органів;

• *рентгенотерапія* – це використання *X*-променів з лікувальною метою. Різні клітини організму мають неоднакову чутливість до *X*-променів. Найчутливішими є клітини, що розмножуються, і молоді. Клітини, що патологічно швидко розмножуються (наприклад, пухлини), під дією *X*-променів швидко гинуть. На цьому ґрунтується рентгенотерапія.

10.5. Будова ядра. Ядерні сили

Сьогодні загальновизнано, що всі ядра складаються з протонів і нейтронів. Досліди щодо бомбардування речовини електронами з високою енергією (~10⁹ eB) дали змогу визначити розміри ядер багатьох елементів і визначити залежність між радіусом ядра $R_{\rm s}$ довільного елемента та його масовим числом *A*:

$$R_{g} = R_{0}^{3} \sqrt{A} , \qquad (10.39)$$

де $R_0 \cong (1,2-1,5) \cdot 10^{-15}$ м.

Тобто лінійні розміри ядер лежать приблизно в інтервалі від 10^{-15} (для найлегших елементів) до 10^{-14} м (для найважчих ядер з масовим числом $A \sim 200$), а об'єм ядра становить надзвичайно малу частину ділянки, зайнятої цілим атомом. Це дає підстави вважати ядро точковим у разі вивчення властивостей атомів та процесів, що відбуваються в їхніх електронних оболонках.

Символічний запис різновидів атомних ядер складається з хімічного символа ядра X та індексів z (ліворуч знизу, що відображає кількість протонів у ядрі) та A (праворуч зверху, відображає кількість протонів і нейтронів в ядрі), тобто A = Z + N, де N – кількість нейтронів ($_zX^A$). Наприклад:

$$_{1}\text{H}^{1}, _{2}\text{He}^{4}, _{5}\text{B}^{11}, _{82}\text{Pb}^{207}.$$
 (10.40)

Ядра, які мають однакову кількість протонів, називають *ізотопами*. Наприклад, водень ${}_{1}$ Н¹, дейтерій ${}_{1}$ Н², тритій ${}_{1}$ Н³, або для урану ${}_{92}$ U²³⁵, ${}_{92}$ U²³⁸ і т.д. Якщо ядра мають однакові масові числами, то їх називають *ізобарами* (${}_{4}$ Be¹⁰, ${}_{5}$ B¹⁰, ${}_{6}$ C¹⁰). Однакову кількість нейтронів *N* мають *ізотони* (${}_{7}$ N¹⁵, ${}_{8}$ O¹⁶, ${}_{9}$ F¹⁷). В легких ядрах трапляються "дзеркальні пари". Це такі вибрані пари ядер, у яких *Z* і *N* міняються місцями. Ядра дзеркальної пари можна отримати один з одного шляхом заміни кількості протонів і нейтронів. Прикладом можуть бути

$$_{1}\text{H}^{3}$$
 $1p + 2n$ $_{3}\text{Li}^{7}$ $3p + 4n$

або

$$_{2}\text{He}^{3}$$
 $2p + 1n$ $_{4}\text{Be}^{7}$ $4p + 3n$.

Протон (*p*), або ядро атома водню $_{1}$ H¹, є найлегшим ізотопом. У системі атомних мас, де за 12 прийнято масу нейтрального атома вуглецю $_{6}$ C¹², маса протона становить 1,00759 або 1,67·10⁻²⁷ кг.

Нейтрон (*n*) – частинка, що трапляється в природі тільки у складі атомних ядер. Він є нейтральним, маса нейтрона в системі атомних мас дорівнює 1,008982.

Протони і нейтрони можуть перетворюватись один в одного, оскільки кожен з них упродовж певного часу перебуває в стані дисоціації на π-мезон відповідного знака й інший нуклон:

$$p \stackrel{\leftarrow}{\longrightarrow} \pi^+ + n \qquad \qquad n \stackrel{\leftarrow}{\longrightarrow} \pi^- + p. \qquad (10.42)$$

Протон може існувати у вільному стані. Вільний, тобто такий, що перебуває поза атомним ядром, нейтрон самовільно перетворюється на протон, зазнаючи так званого бета мінус розпаду згідно зі схемою:

$$_{0}n^{1} \rightarrow _{1}\mathrm{H}^{1} + e^{-} + \tilde{\nu}.$$
 (10.43)

Період напіврозпаду нейтрона дорівнює 12 хвилин.

Як бачимо, протони і нейтрони здатні до взаємних перетворень.

(10.41)

Маса стабільних ядер M виявляється меншою, ніж сума мас нуклонів, що в них наявні, на значення ΔM , яке слугує мірою енергії зв'язку ядра, тобто тієї енергії, яку треба затратити для розбиття ядра на складові нуклони:

$$E_{36} = \Delta M \cdot c^{2} = (Z \cdot m_{p} + N \cdot m_{n} - M)c^{2}$$
(10.44)

де *m_p*, *m_n* – відповідно, маси протона і нейтрона. У деяких випадках, наприклад, для порівняння стійкості ядер, вигідніше користуватися виразом середньої енергії, яка припадає на один нуклон:

$$E = \frac{E_{_{3B}}}{A} \tag{10.45}$$

Середні енергії зв'язку нуклонів у всіх атомних ядрах є близько декількох мега електрон-вольтів (MeB) на нуклон. Якщо це значення порівняти з енергією зв'язку валентних електронів в атомі, яка дорівнює декільком електронвольтам, то виходить, що енергія зв'язку нуклонів у 10⁶ разів більша. Аномально малу середню енергію зв'язку мають найлегші ядра ${}_{1}\text{H}^{2}$ (E = 1,1 MeB/нуклон), ${}_{1}\text{H}^{3}$ (E = 2,78 MeB/нуклон). А вже наступне за складністю ядро ${}_{2}\text{He}^{4}$ має значно вище значення (E = 7,07 MeB/нуклон).

Середня енергія зв'язку на нуклон не перевищує 1 % від тієї енергії, що відповідає масі спокою нуклона. Тому під час ядерних реакцій, коли одні ядра перетворюються в інші, вивільняється лише частка відсотка від тієї енергії, що пов'язана з масою спокою ядра.

Для характеристики ядер замість енергії зв'язку нерідко наводять значення дефектів мас ΔM і коефіцієнтів упакування Р. *Дефектом маси* називають різницю між значенням маси нейтрального атома і його масовим числом *A*:

$$\Delta M = M - A, \tag{10.46}$$

а коефіцієнтом упакування – співвідношення дефекту маси до масового числа:

$$P = \frac{\Delta M}{A}.\tag{10.45}$$

Дефекти маси можуть бути як додатними, так і від'ємними. Їхнє абсолютне значення невелике (не більше 0,025).

Не зважаючи на значні успіхи в розвитку ядерної фізики, природа ядерних сил ще не до кінця вивчена. Наведемо деякий фактичний матеріал, аналіз якого дає змогу робити висновки про специфічні властивості ядерних сил.

Для найстійкіших ядер співвідношення кількості нейтронів N до кількості протонів Z дорівнює одиниці. Потім воно поступово зростає до 1,6 для найважчих ядер. Ядра, що мають значний надлишок нейтронів (протонно дефіцитні) або протонів (нейтронно дефіцитні) порівняно зі стійкими ядрами зазнають радіоактивних перетворень, продуктами яких у кінцевому підсумку стають стабільні ядра.

Повна енергія ядра пропорційна до кількості нуклонів, з яких воно складається. Це подібно до того, як внутрішня енергія деякого об'єму рідини чи кристала пропорційна до кількості частинок у цьому об'ємі. Тому в певному сенсі ядро може бути уподібнене до рідкої краплі.

Той факт, що енергія зв'язку пропорційна до A, засвідчує відсутність зв'язку кожного нуклона з усіма іншими. Справді, якби кожен нуклон у ядрі був пов'язаний зі всіма іншими нуклонами, то повна енергія була б пропорційна до A(A-1)/2, що у випадку A <<1 прямує до $A^2/2$. Отже, кожен з нуклонів може інтенсивно взаємодіяти лише з декількома близькими сусідами. Подальше збільшення кількості нуклонів не приводить до збільшення сили зв'язку. Отже, ядерні сили вичерпуються аналогічно до того, як це є для валентностей атомів, коли вони з'єднюються з атомами водню.

З огляду на це можна визначити такі якісні особливості ядерних сил:

- ядерні сили є дуже великими, оскільки пов'язані з ними зміни енергії ядер на шість порядків більші, ніж у випадку хімічних сил;
- 2. ядерні сили мають властивості насичення;
- 3. ядерні сили мають малий радіус дії, що випливає з малих розмірів ядер.

318

Для характеристики міжядерних відстаней вводять одиницю вимірювання Фермі (Ф), $1\Phi = 10^{-15}$ м.

У стабільних легких ядрах кількість нейтронів приблизно дорівнює кількості протонів, точніше кажучи, для парних A воно дорівнює кількості протонів і має значення Z/2 (наприклад, $_{2}\text{He}^{4}$, $_{5}\text{B}^{10}$, $_{6}\text{C}^{12}$, $_{8}\text{O}^{16}$). Для непарного A кількість протонів дорівнює ближчому меншому від A/2 цілому числу ($_{4}\text{Be}^{9}$, $_{9}\text{F}^{19}$). Зі збільшенням A відносна кількість нейтронів у ядрах зростає так, наприклад, для ядер свинцю $_{82}\text{Pb}^{208}$ на 82 протони вже припадає 126 нейтронів. У ядрах діють дві головні сили: це власне ядерні сили притягання між нуклонами та сили електростатичного відштовхування між протонами, які прагнуть дисоціювати ядро. Оскільки електростатична енергія пропорційна до Z^2 і обернено пропорційна до радіуса ядра, то вона змінюється дещо повільніше, ніж A^2 . Водночас енергія зв'язку змінюється пропорційно до A. Отже у легких ядрах енергія електростатичного відштовхування є малою порівняно з енергією зв'язку. Іншими словами, у легких ядрах дія ядерних сил виявляється в чистішому вигляді, ніж у важких ядрах.

Однією з перших моделей атомних ядер була модель рідкої краплі, яка грунтувалась на аналогії між ядром і звичайною краплею рідини. Розглянемо головні положення *крапельної моделі*: густина ядерної речовини $\rho \sim 2 \cdot 10^{14} \, \text{г/cm}^3 = \text{const}$, стала для всіх ядер, оскільки об'єм ядра пропорційний до кількості *A* частинок у ядрі (густина рідини також стала і не залежить від об'єму краплі). Аналогічно, середня енергія ядерної взаємодії, що припадає на один нуклон E_{3B}/A , також має стале значення для всіх ядер, за винятком найлегших.

Характер ядерних сил дещо нагадує характер сил молекулярного зчеплення. Відомо, що сили молекулярної взаємодії, які зумовлюють внутрішнє зчеплення в тілах, мають малий радіус дії. Зі збільшенням відстані між молекулами ці сили швидко зменшуються (енергія взаємодії пропорційна до

319

1/*r*⁶). Аналогічна ситуація простежується і для атомного ядра. Сили ядерних взаємодій також є короткодійними силами.

Сьогодні найімовірнішим є припущення, що ядерне насичення зумовлене відштовхуванням нуклонів на близьких відстанях. Якщо відстані r_0 між нуклонами в ядрі відповідають густині $\delta = 0,080$ нуклонів/ $\Phi^3 \sim 10^{38}$ нуклонів/см³, то ядерна речовина знаходиться в стійкому стані.

У краплі звичайної рідини молекули утворюють достатньо конденсований стан речовини з сильною міжмолекулярною взаємодією, і середня довжина вільного пробігу є малою порівняно з лінійними розмірами краплі. В крапельній моделі атомне ядро також розглядають як систему сильно зв'язаних частинок, стягуваних потужними поверхневими силами, для яких окремі нуклони не відіграють суттєвого значення. Приймають, що середня довжина вільного пробігу нуклонів у ядрі також є малою порівняно з діаметром ядра.

Перехід нуклонів (*p*, *n*) з вільного стану в стан ядерної речовини можна ототожнити зі звичайною конденсацією пари в рідину. Енергія зв'язку, що виділяється під час утворення ядра, аналогічна до теплоти, що виділяється в разі конденсації пари. У цьому випадку, енергія, що відповідає ядерним взаємодіям, у мільйони разів перевищує енергію молекулярних взаємодій.

Незважаючи на це, між ядерними і молекулярними взаємодіями існують принципові відмінності:

- сили молекулярної взаємодії за фізичною суттю є силами електромагнітної взаємодії, тоді як ядерні сили – це особливий специфічний різновид сил, які не зводяться тільки до електромагнітних сил;
- рух складових частинок рідини можна описати в рамках класичних уявлень, тоді як рух нуклонів у ядрі є суто квантовим;
- 3) ядерна "рідина" складається з суміші двох "рідин": протонної та нейтронної.

10.6. Радіоактивність

Нині відомо багато процесів, що відбуваються самовільно, спонтанно. Ці процеси називають радіоактивними, оскільки вони відбуваються за законами радіоактивного розпаду. До радіоактивних процесів належать α-розпад, β-розпад і γ-випромінювання, що супроводжує їх, спонтанний поділ важких ядер, а також випускання нейтронів.

Необхідною умовою *радіоактивного розпаду* є його енергетична вигідність – маса радіоактивного ядра повинна перевищувати суму мас ядраосколка і частинок, що вилітають під час розпаду.

Радіоактивний розпад, крім сорту частинок, що вилітають, характеризують також часом його перебігу та енергіями частинок, які випромінюються.

Радіоактивність – це процес статичний. Однакові ядра розпадаються за різний час. Фізичною характеристикою розпаду є середній час життя (або просто час життя). Фізичний інтервал часів життя радіоактивних ядер охоплює проміжки часу від як завгодно великих до таких, що помітно перевищують характерний ядерний час пролітання (від 10⁻⁹ с до 10²² років). Час життя радіоактивного ядра значно залежить від енергії, що виділяється під час розпаду. Якщо ця енергія мала, то час життя різко збільшується.

Процес радіоактивного розпаду завжди екзотермічний, тобто відбувається з виділенням енергії. Енергія, що виділяється під час розпаду, зменшується за таким законом:

$$M_i c^2 = M_f c^2 + \sum M_s c^2 + W_k$$
(10.50)

де M_i , M_f , M_s – відповідно, маси спокою початкового ядра, кінцевого ядра і частинок, що вилітають. Енергія W_k виділяється у вигляді кінетичної енергії продуктів розпаду.

Закон радіоактивного розпаду: якщо в початковий момент t наявні N радіоактивних атомів, то середня кількість атомів dN, які зазнали радіоактивного перетворення за час dt, пропорційна до повної кількості атомів

N, причому коефіцієнт пропорційності λ є характерною константою радіоактивної речовини, його називають *сталою розпаду*:

$$dN = -\lambda N dt \tag{10.51}$$

(знак "–" відображає постійне зменшення кількості *N* радіоактивних атомів). Інтегрування (10.51) дає

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \qquad (10.52)$$

де N_0 – кількість радіоактивних ядер у момент t = 0.

Імовірність розпаду в інтервалі (t, t + dt) дорівнює $exp(\lambda dt)$, а середня тривалість життя τ ядер цього типу

$$\tau = \int_{0}^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}.$$
 (10.53)

Тобто *середня тривалість життя* – це величина, обернена до сталої розпаду, або той проміжок часу, за який початкова кількість ядер зменшиться в *е* разів. Практично частіше використовують іншу величину – період напіврозпаду, або той проміжок часу, упродовж якого в середньому розпадається половина початкової кількості:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \cdot e^{\lambda T}.$$
(10.54)

Очевидно, що T = 0,693 I.

Для радію ${}_{98}$ Ra²²⁶ стала розпаду $\lambda = 1,36 \cdot 10^{11}$ с⁻¹. Це значить, що з 10¹¹ ядер радію за секунду розпадається приблизно одне. Неважко знайти, що Т $_{98}$ Ra²²⁶ = 1 620 років. Період напіврозпаду для різних ядер змінюється в надзвичайно широких межах (від 300 млрд років для ${}_{75}$ Re¹⁸⁷ до десяти мільйонних часток секунди для ${}_{84}$ Po²¹⁶).

Альфа-розпад – це випускання ядрами деяких хімічних елементів α -частинок (атомів гелію ₂He⁴), або властивість важких ядер з масовими числами A > 200 і зарядами ядер Ze > 82. Всередині таких ядер утворюються відокремлені α -частинки, які складаються з двох протонів і двох нейтронів.

Утворена α-частинка зазнає значно більшого впливу кулонівських сил відштовхування від протонів ядра, ніж ізольовані протони. Одночасно αчастинка зазнає меншого ядерного притягання до нуклонів у ядрі, ніж окремі нуклони.

Бета-перетворення. Під цією загальною назвою об'єднують три типи радіоактивних перетворень: електронний розпад (β^- активність), позитронний розпад (β^+) і електронне захоплення (κ).

Випускання ядрами швидких електронів (β⁻) уперше виявлено в природних радіоактивних елементах. В 1934 р. подружжя Жоліо–Кюрі вперше "виготовили" штучні радіоактивні ядра і виявили новий тип β-розпаду, що виявлявся у випусканні ядрами позитронів, відкритих 1932 р у складі космічного випромінювання. Позитивний β-розпад, пов'язаний з перетворенням одного з ядерних протонів у нейтрон прийнято позначати як β⁺-розпад, на відміну від електронного β⁻-розпаду.

Третій тип β -перетворень – електронне захоплення – відкритий 1938 р Альварецом. У разі такого перетворення ядро самовільно захоплює один з електронів, найближчих до ядра оболонки, унаслідок чого один з протонів ядра перетворюється в нейтрон. Найімовірніше так зване *к*-захоплення, за якого відбувається захоплення електрона з *К*-оболонки атома. У випадку *к*-захоплення, як і в разі β^+ -розпаду, *Z* зменшується на одиницю. Після захоплення ядром *к*-електрона вакантне місце в оболонці заповнює один з віддаленіших електронів, унаслідок чого виникає характеристичне рентгенівське випромінювання (*K*, *L*, *M*-серії).

Усі нестабільні ядра мають одну спільну особливість. Вони випускають електрони (або позитрони) не з певною для конкретного ядра енергією, але у вигляді безперервного енергетичного спектра в ділянці від 1 до 2 МеВ.

Паулі припустив, що учасниками β-розпаду є не тільки ядро й електрон (позитрон) а ще й третя частинка, яка виходить разом з електроном і має властивості, які заважають її експериментальному виявленню. Цю частинку

323

назвали "нейтрино". Нейтрино позбавлене заряду, маса його значно менша, ніж електрона, воно не здатне інтенсивно взаємодіяти з атомними ядрами.

10.7. Ядерні взаємодії

Завдяки дії ядерних сил дві частинки (два ядра або ядро і нуклон) у разі наближення на відстані близько 10⁻¹⁵ м вступають між собою в інтенсивну взаємодію, яка приводить до перетворення ядра. Цей процес називають *ядерною реакцією*. Під час ядерної реакції відбувається перерозподіл енергії та імпульсу обох частинок. У цьому разі утворюються інші частинки, що вилітають з місця взаємодії.

Відомо багато різних типів ядерних реакцій. Залежно від частинок, що їх зумовлюють, реакції можна класифікувати на такі, що відбуваються під дією нейтронів, заряджених частинок і під дією γ-квантів (відбуваються під впливом не ядерної, а електромагнітної взаємодії). Однак їх також зачисляють до ядерних реакцій, оскільки взаємодія відбувається в ділянці ядра і приводить до його перетворення.

У загальному вигляді ядерну взаємодію можна записати як

$$a_1 + a_2 \to b_1 + b_2,$$
 (10.55)

де a_1 і a_2 – частинки, які вступають в реакцію; b_1 , b_2 – частинки, які утворюються внаслідок реакції (продукти реакції). Найпоширенішим різновидом реакції є взаємодія легкої частинки a з ядром A, унаслідок чого утворюються легка частинка b і нове ядро B:

$$a + A \to b + B. \tag{10.56}$$

Частинками *a* і *b* можуть бути нейтрони, протони, α -частинки, дейтрони і γ-кванти.

Поділ важких ядер. Відкриття 1932 р. нейтрона привело до нового напряму в ядерних дослідженнях. Виявили, що декілька ядер, поглинаючи нейтрони, стають радіоактивними і розпадаються. Цей результат пояснили дали німецькі вчені Фріш і Мейтнер, які висловили гіпотезу про нестійкість важких ядер щодо зміни їхньої форми, внаслідок чого збуджене під час захоплення нейтрона важке ядро розпадається приблизно на дві однакові частини (осколки поділу), між якими розподіляються нуклони вихідного ядра.

За допомогою аналогії між ядрами і рідкою краплею можна якісно пояснити механізм поділу. Подібно до того, як крапля рідини в разі сильної зовнішньої дії може розділитись на дрібніші краплі, ядро урану, маючи малу стійкість, у разі захоплення нейтрона ділиться на два приблизно однакові осколки. Це, відповідно, приводить до збільшення поверхневої енергії ядра $W_{\text{пов.}}$ Одночасно зі збільшенням $W_{\text{пов}}$ відбувається зменшення електростатичної енергії $W_{\text{кул}}$, оскільки за сферичної форми ядра протони перебувають на мінімально можливих відстанях один від одного. Тому співвідношення електростатичної енергії відштовхування протонів, яка намагається розірвати ядро–краплю, до енергії поверхневого натягу, яка намагається утримати ядро– краплю в попередньому стані, може слугувати в деякому сенсі мірою стійкості ядер до поділу:

$$\frac{W_{\rm Kyn}}{W_{\rm HOB}} = \frac{3}{5} \left(\frac{Z \cdot e}{R}\right)^2 \cdot \frac{1}{4\pi R^2 \sigma} = \frac{3e^2}{2\pi \sigma r \upsilon^2} \cdot \frac{Z^2}{A} \cong {\rm const} \frac{Z^2}{A} \,. \tag{10.57}$$

Як видно, співвідношення $W_{\text{кул}}/W_{\text{пов}}$, залежить тільки від Z^2/A . Ця величина отримала назву *параметра поділу*. Умовою стійкості ядра до поділу є нерівність

$$\frac{Z^2}{A} < 45$$
 (10.58)

Чим більший параметр поділу від 45, тим легше ділиться ядро. Така залежність процесу поділу від цього значення випливає з того, що енергія поділу ядра пов'язана з параметром Z^2/A .
Критичну енергію збудження, за якої простежується поділ ядер, називають порогом поділу. Порогову енергію в рамках моделі рідкої краплі можна визначити з такого наближеного співвідношення:

$$W_{\text{под}} \approx 0.18 A^{\frac{2}{3}} \left(5.2 - 0.12 \frac{z^2}{A} \right) \text{ (MeB)}.$$
 (10.59)

З цього співвідношення бачимо, що в разі досягнення $Z^2/A \approx 45$ ядра стають нестійкими до поділу ($W_{\text{под}} = 0$). Тобто, модель рідкої краплі в загальних рисах дає пояснення поділу важких ядер. Однак модель ядра-краплі передбачає поділ на дві частини, тоді як експериментальні результати засвідчують, що маса одного осколка більша від маси іншого приблизно в 1,5 раза. Дослідження підтвердили, що важливу роль у процесах поділу відіграють оболонкові ефекти у ядрах – продуктах поділу. Вони є вирішальними в останній стадії поділу.

У разі захоплення важкими ядрами нейтрона виділяється в середньому енергія 6–8 МеВ, цієї енергії здебільшого достатньо, щоб відбувся процес поділу. Справді, у випадку ${}_{92}U^{235}$ параметр поділу $Z^2/A = 35,9$. Критична енергія поділу ${}_{92}U^{235}$ дорівнює $W_{\text{пов}} \approx 6,6$ МеВ. Тоді в реакції ${}_{92}U^{235} + n \rightarrow {}_{92}U^{236}$ виділяється енергія 6,8 МеВ.

Якщо під час одного акту поділу виникає більше одного нейтрона, то в принципі стає можливим пришвидшувальний процес ланцюгової ядерної реакції поділу. Наприклад, якщо на кожний акт поділу виникає два нейтрони, то в ідеальному випадку вони можуть зумовити поділ двох інших ядер урану і так далі (розмноження нейтронів).

Перебіг ланцюгового процесу, який себе підтримує, можливий у тому випадку, коли коефіцієнт розмноження нейтронів *k* більший одиниці, тобто

$$k > l$$
 (10.60)

Під k розуміють співвідношення кількості нейтронів, що зумовлюють поділ у цьому і попередньому поколінні. Коефіцієнт k визначений величиною v, яка описує ймовірність різних взаємодій (що приводять і не приводять до поділу) нейтронів з ураном, домішками та розмірами установки. Мінімальні

розміри ядерної установки, за яких ланцюговий процес ще можливий, називають критичними. Аналогічно, мінімальну масу речовини, що ділиться, у якій може відбуватися ланцюгова реакція, називають *критичною масою*. Критичні розміри установки можна зменшити, якщо її оточити так званим відбивачем, тобто шаром матеріалу, що не ділиться і має малий переріз захоплення та великий переріз розсіяння.

Однією з важливих характеристик ланцюгової реакції є швидкість її наростання, яка визначена коефіцієнтом розмноження нейтронів k і часом, що минув між двома послідовними актами поділу, тобто середнім часом життя одного покоління нейтронів τ . Середній час життя одного покоління, або середній проміжок часу між двома послідовними актами поділу, складається з часу поділу, часу запізнення вилітання нейтрона з ядра, яке ділиться, і часу переміщення нейтрона, що вилітає до наступного ядра, яке зазнає поділу.

Для зменшення т, тобто отримання ланцюгової реакції вибухового типу, процес розмноження нейтронів треба вести на моментальних і швидких нейтронах, а для отримання керованої ланцюгової реакції необхідно, щоб час запізнення вилітання і час переміщення нейтронів був якомога більшим. Перша складова визначена механізмом виникнення вторинних нейтронів, друга – характером їхньої взаємодії з навколишніми ядрами після вилітання, тобто процесами сповільнення, дифузії, захоплення.

З огляду на це надзвичайно важливими є відомості про механізми виникнення вторинних нейтронів і про перетини їхньої взаємодії з різними речовинами, які використовують у ядерних установках (ядерне паливо, сповільнювач, відбивач, конструкційні матеріали). Відомості про перетини необхідні в усьому широкому інтервалі енергій, починаючи з тих, з якими вторинні нейтрони вилітають в момент поділу, і закінчуючи тепловими.

Практичний перебіг ланцюгового ядерного процесу. Можливість використання урану для отримання енергії з'явилась після того, як виявили здатність U²³⁵ ділитись під дією теплових нейтронів. Відсутність порога для реакції поділу ${}_{92}U^{235}$ робить процес непружного розсіяння безпечним для розвитку ланцюгової реакції, унаслідок чого вона стає можливою на чистому ізотопі U^{235} . Як відомо, ізотоп ${}_{92}U^{235}$ становить 1/140 частину природної суміші урану.

Вторинні нейтрони, що виникають унаслідок поділу ядра урану (наприклад, під дією космічних променів або спонтанно), сповільнюються до теплової енергії і їх захоплюють ядра ізотопу ${}_{92}U^{235}$, спонукаючи до поділу з утворенням нових вторинних нейтронів, які знову сповільнюються, і т.д.

Пристрій, що дає змогу використовувати енергію, яка вивільняється під час поділу, називають *ядерним реактором*. Перший ядерний реактор створений в США 1942 р. під керівництвом Е. Фермі. Щоб отримати максимальну енергію під час поділу, необхідно, щоб якомога більше нейтронів були використані тільки для поділу, тобто треба звести до мінімуму кількість нейтронів, що зникають унаслідок радіаційного захоплення.

Реактори, у яких ядерне паливо зосереджене в сповільнювачі у вигляді окремих блоків, отримали назву *гетерогенних реакторів*. Реактори, у яких паливо, перебуваючи у твердій або рідкій фазі, повністю змішується з твердим або рідким сповільнювачем, називають *гомогенними реакторами*. Ядерне паливо утворює тепловидільні елементи (ТВЕЛ), в яких виділяється велика кількість тепла. Це тепло пізніше відводиться і перетворюється в електричну або механічну енергію поділу. Відведення тепла, зазвичай, відбувається циркуляцією в реакторі охолоджувальної рідини або газу. В гомогенних реакторах ланцюгова реакція можлива тільки в активній зоні, поза цією зоною нейтронної активності нема. Така система відведення тепла дуже ефективна, оскільки речовина, в якій виділяється тепло, сама безперервно циркулює через теплообмінник.

Теплоносій, відповідно, повинен задовольняти такі вимоги: мати високу теплопровідність і теплоємність, малий переріз захоплення нейтронів, не змінювати хімічні і фізичні властивості під дією опромінення тощо. В енергетичних реакторах ці вимоги найліпше задовольняють такі теплоносії, як вуглекислий газ і гелій. Воду в потужних енергетичних реакторах не використовують як теплоносій через дуже високий тиск її пари навіть за помірних температур. Щоб запобігти вибуху корпусу реактора високого тиску, що може призвести до забруднення навколишнього середовища, необхідно створювати надзвичайно міцні системи.

Іншою дуже важливою проблемою в ядерних реакторах є зведення до мінімуму втрат нейтронів через поверхню активної зони. Цього досягають оточенням активної зони відбивачами. Нейтрони, проникнувши у відбивач, зазнають розсіювання ядрами назад в активну зону реактора. Якщо поперечний переріз поглинання нейтронів у матеріалі відбивача малий, а товщина відбивача велика, то коефіцієнт відбивання нейтронів досягає значення 0,8–0,9. Під коефіцієнтом відбивання розуміють частку нейтронів, що проникли у відбивне середовище і повернулись назад в активну зону. Як відбивач часто використовують воду, важку воду, берилій, графіт та ін.

Крім використання відбивачів, втрати нейтронів через поверхню активної зони можна зменшити також шляхом вибору оптимальних розмірів і форми активної зони.

У сучасних реакторах великої потужності отримують ізотоп трансуранового плутонію ($_{94}$ Pu²³⁹), який за властивостями подібний до $_{92}$ U²³⁵. Його утворення в реакторі відбувається внаслідок радіаційного захоплення швидких нейтронів ураном-238 і двох послідовних процесів β-розпаду:

$${}^{238}_{92} \text{U} + {}^{1}_{0} n \rightarrow {}^{239}_{92} \text{U} \frac{23 \text{ xB}}{\downarrow \beta^{-}} \rightarrow {}^{239}_{93} \text{Np} \frac{2.3 \text{ доби}}{\downarrow \beta^{-}} \rightarrow {}^{239}_{94} \text{Pu} .$$
(10.61)

Отримання ₉₄Pu²³⁹, а також виділення з урану ізотопу ₉₂U²³⁵ дало змогу отримати ланцюговий процес вибухового типу, тобто побудувати атомну бомбу.

Реакції синтезу. Ядерна енергія може вивільнятись не тільки під час поділу важких ядер легші, а й у разі злиття легких ядер у важчі.

Однак злиття атомних ядер не відбувається за звичайних умов, оскільки атомні ядра, які мають позитивні заряди $+Z_1e$ і Z_2e , зазнають сильного відштовхування. Енергія такого відштовхування $U = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$. Зі зближенням двох таких ядер з масовими числами A_1 і A_2 на відстань $R_{12} = 1,4 \cdot 10^{-15} (A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}})$ м починає виявлятись ядерна взаємодія (притягання) нуклонів, що за значенням перевищує електростатичне відштовхування ядер. У цьому випадку два ядра A_1 і A_2 зливаються в одне з більшою енергією зв'язку і відбувається вивільнення енергії.

Підвищення температури приводить до швидкого зростання ймовірності тунельного зближення ядер A_1 і A_2 . Оскільки необхідна для злиття ядер кінетична енергія підводиться до них як енергія теплова, то такі реакції ще називають *реакціями злиття* (*синтезу*).

Між кінетичною енергією частинок і температурою є залежність

$$T_{\rm rpag} = 1,16 \cdot 10^4 \,\,{\rm eB} \tag{10.62}$$

Якщо відома кінетична енергія, необхідна для подолання кулонівського бар'єра, то з попереднього співвідношення можна оцінити температуру, за якої відбуватиметься термоядерна реакція злиття цих ядер.

У випадку зближення двох протонів отримаємо

$$T = 1,16 \cdot 10^4 \cdot 10^6 = 1,16 \cdot 10^{10}$$
 град.

Це дуже висока температура. Насправді ядра водню можуть стикатися і зазнавати злиття за значно нижчих температур ($T \sim 10-100$ млн град.). Під час нагрівання суміші до температури в мільйони градусів ізотопи водню, інші елементи та їхні сполуки перетворюються в плазму.

Прикладами термоядерних реакцій є такі реакції (τ – тривалість реакції в секундах для $T \sim 20.10^6$ град.):

$$\begin{split} D^2 + D^2 &\to T^3 + p' + 4,03 \text{ MeB}, & \tau = 1,9 \cdot 10^{-3} \text{ c}; \\ D^2 + T^3 &\to {}_2\text{He}^4 + n' + 17,6 \text{ MeB}, & \tau = 3,9 \cdot 10^{-3} \text{ c}; \\ \text{Li}^6 + D^3 &\to 2_2\text{He}^4 + 22,4 \text{ MeB}, & \tau = 7,5 \cdot 10^{-3} \text{ c}; \end{split}$$

і т.д.

Отже, щоб відбулася термоядерна реакція злиття легких ядер, необхідно створити високу температуру близько десяти мільйонів градусів і забезпечити, щоби кількість енергії, яка виділяється під час термоядерної реакції, перевищувала енергетичні витрати. Якщо енергетичні витрати перевищуватимуть енергію, яка виділяється, то температура знизиться і термоядерна реакція припиниться. Термоядерні реакції з сумішами інших ядер починаються тільки за вищих температур. Такі високі температури в земних умовах сьогодні можна бути створити тільки вибухом атомної бомби.

Термоядерні реакції у Всесвіті. Опишемо характерні ядерні цикли, які відбуваються у Всесвіті.

Спочатку розглянемо воднево-гелієве середовище. Тут утворення нових елементів треба очікувати в разі зіткнення двох протонів або двох α-частинок:

$$p + p \rightarrow {}_{2}\mathrm{He}^{2} + \gamma; \ \alpha + \alpha \rightarrow {}_{4}\mathrm{Be}^{8} + \gamma.$$
 (10.63)

Однак ізотопи $_{2}\text{He}^{2}$ і $_{4}\text{Be}^{8}$ не існують. Аналогічно через те, що нема ізотопу літію $_{3}\text{Li}^{5}$, не може відбуватися реакція приєднання протона до α -частинки:

$$p + {}_{2}\mathrm{He}^{4} \rightarrow {}_{3}\mathrm{Li}^{5} + \gamma.$$
 (10.64)

Реакції у воднево-гелієвому середовищі відбуваються так

$$p + p \rightarrow {}_{1}^{2}D + e^{+} + v_{e}$$

(W = 0.42 MeB, $\tau = 1.4 \cdot 10^{10}$ років)
 ${}_{1}^{2}D + {}_{1}^{1}H \rightarrow {}_{2}^{3}He + \gamma$ (10.65)
(W = 5.50 MeB, $\tau = 5.7$ c),

унаслідок них утворюється ізотоп $_2$ He³. Ядро $_2$ He³ не може зникнути, просто приєднавши протон, оскільки ізотопу $_3$ Li⁴ не існує:

$$_{2}\text{He}^{3} + p \rightarrow _{3}\text{Li}^{4} + \gamma.$$
 (10.66)

Ядро ₂He³ практично не може також приєднати протон і перетворитись в ізотоп гелію:

$$_{2}\text{He}^{3} + p \rightarrow ^{2}\text{He}^{4} + e^{+} + v_{e}$$
 (10.67)

оскільки така реакція знову відбувається з участю слабкої взаємодії, тому малоймовірна. Згоріти ядро $_2$ He³ може тільки в разі зіткнення з ядрами ізотопів гелію $_2$ He³ і $_2$ He⁴:

$$_{2}\text{He}^{3} + _{2}\text{He}^{3} \rightarrow _{2}\text{He}^{4} + 2p$$
 (10.68)
(W = 12.85 MeB, $\tau = 10^{6}$ років);
 $_{2}\text{He}^{3} + _{2}\text{He}^{4} \rightarrow _{4}\text{Be}^{7} + \gamma$. (10.69)

Якщо ядро $_{2}$ He³ згорає в реакції (10.68), то ланцюг ядерних реакцій завершується: замість вихідних чотирьох протонів отримали ядро ізотопу гелію $_{2}$ He⁴. Якщо ж ядро $_{2}$ He³ вступає в реакцію (10.69), то ланцюг реакцій завершується так

$$_{4}\text{Be}^{7} + e^{-} \rightarrow {}_{3}\text{Li}^{7} + \nu_{e}; {}_{3}\text{Li}^{7} + p \rightarrow 2{}_{2}\text{He}^{4},$$
 (10.70)

або

$$_{3}\text{Be}^{7} + p \rightarrow {}_{5}\text{B}^{8} + \gamma; \ {}_{5}\text{B}^{8} \rightarrow {}_{4}\text{B}^{8} + e^{+} + \nu_{e}; \quad {}_{4}\text{B}^{8} \rightarrow 2{}_{2}\text{He}^{4}.$$
 (10.71)

Ланцюг ядерних перетворень (10.64–10.71) називають водневимо циклом. Результатом цих реакцій є перетворення чотирьох протонів у ядро ізотопу гелію $4p \rightarrow {}_{2}\text{He}^{4}$. У процесі такого перетворення виділяється 26,7 MeB енергії, від 2 до 19% якої виносять нейтрино.

Вуглецевий цикл складається з таких реакцій:

$${}_{6}C^{12} + p \rightarrow {}_{7}N^{13} + \gamma$$
 (a)
(W = 1,945 MeB, $\tau = 13 \cdot 10^{6}$ років);
 ${}_{7}N^{13} \rightarrow {}_{6}C^{13} + e^{+} + \gamma$ (б)
(W = 1,502 MaB, $\tau = 7, 10^{6}$ poків);

$$(W = 1,502 \text{ MeB}, \tau = 7.10^{\circ} \text{ років});$$

$${}_{6}\text{C}^{13} + p \rightarrow {}_{7}\text{N}^{14} + \gamma \qquad (B) \qquad (10.72)$$

$$(W = 7,542 \text{ MeB}, \tau = 2,7.10^{6} \text{ років});$$

$${}_{7}\text{N}^{14} + p \rightarrow {}_{8}\text{O}^{15} + \gamma \qquad (\Gamma)$$

$$(W = 7,347 \text{ MeB}, \tau = 320 \cdot 10^{6} \text{ років});$$

 ${}_{8}\text{O}^{15} \rightarrow {}_{7}\text{N}^{15} + e^{+} + \nu_{e}$ (д)
 $(W = 1,729 \text{ MeB}, \tau = 82 \text{ c});$

$$_{7}N^{15} + p \rightarrow {}_{6}C^{12} + {}_{2}He^{4}$$
 (e)
(W=4,961 MeB, $\tau = 11 \cdot 10^{4}$ pokib)

Результатом вуглецевого циклу, як і у випадку водневого, є перетворення чотирьох протонів у α -частинку $4p \rightarrow {}_{2}\text{He}^{4}$. Це перетворення супроводжується виділенням 26,72 МеВ енергії, з яких 1,7 МеВ виносять нейтрино.

Такі реакції відбуваються як на Сонці, так і на зорях. На Сонці при температурі ≈13·10⁶ К швидкості виділення енергії у водневому і вуглецевому циклах стають однаковими

Після вигорання водню в центральних ділянках, зірка стає різко неоднорідною. Вона буде складатися з гелієвого ядра, у якому не відбуваються ядерні реакції, і багатою на водень оболонки. Зірка перетвориться в червоний гігант.

У міру вигорання водню маса центрального гелієвого ядра збільшується і воно поступово стискається. Коли густина досягає $\approx 10^6$ г/см³, а температура $\approx 10^8$ К, починається ефективне згоряння гелію в реакції потрійного зіткнення α -частинок:

$$3_2 \text{He}^4 \rightarrow {}_6 \text{C}^{12} + 7,65 \text{ MeB.}$$
 (10.73)

Ця реакція відбувається у два етапи. Спочатку дві α-частинки об'єднуються на дуже короткий проміжок часу (≈10⁻¹⁶ с) в нестабільне ядро ізотопу берилію ₄Be⁸:

$${}_{2}\mathrm{He}^{4} + {}_{2}\mathrm{He}^{4} \rightarrow {}_{4}\mathrm{Be}^{8}, \qquad (10.74)$$

після чого з ним реагує нова α-частинка:

$$_{2}\text{He}^{4} + _{4}\text{Be}^{8} \rightarrow _{6}\text{C}^{12} + \gamma.$$
 (10.75)

Коли утвориться достатня кількість вуглецю, гелій буде згорати також у реакції

$$_{2}\text{He}^{4} + {}_{6}\text{C}^{12} \rightarrow {}_{8}\text{O}^{16}.$$
 (10.76)

Після завершення реакцій (10.73) і (10.76) ядро зірки складатиметься з вуглецю ${}_{6}C^{12}$ і кисню ${}_{8}O^{16}$.

Реакції згорання вуглецю і кисню, а також інші реакції становлять значний інтерес для теорії походження елементів.

Космічні промені. Космічними променями називають стабільні високоенергетичні мікрочастинки (протони, α-частинки та ін.) з енергією від десятків мегаелектрон-вольт до ~10²⁰ eB і більше. На шляху до поверхні Землі космічні промені проходять товстий (≈10³ г/см²) шар речовини – атмосферу, у якій зазнають низки складних перетворень. Унаслідок цього на поверхню Землі потрапляє випромінювання, яке за складом не має нічого спільного з тим, що було в космічному просторі. Це випромінювання часто називають вторинним відміну космічним випромінюванням, на від первинного космічного випромінювання, яке створює високоенергетичні мікрочастинки космічного простору.

В околі Землі первинне космічне випромінювання складається з галактичного космічного випромінювання, яке генерується у віддалених від Землі об'єктах, і сонячного випромінювання.

Аналіз хімічного складу первинного космічного випромінювання пов'язаний зі значними механічними труднощами. Незважаючи на це, дані про склад первинного випромінювання є досить повними. Розрізняють такі групи космічних променів:

*– р-*група містить протони, дейтрони;

 $-\alpha$ -група – α -частинки і ядра ізотопу ₂He³;

- *L*-група (легкі ядра) – ядра літію, берилію і бору (Z = 3-5);

– *М*-група (середні ядра) – ядра вуглецю, кисню, азоту і фтору (Z = 6-9);

– *Н*-група (важкі ядра) – ядра з *Z* ≥ 10;

- *VH* (дуже важкі ядра) – ядра з Z ≥ 20.

Іноді вводять групу ще важчих ядер *VVH*, до якої належать ядра з $Z \ge 30$.

Космічні промені складаються, головно, з протонів і α-частинок. Однак у космічних променях простежують підвищений вміст ядер групи *L*. Наприклад, у космічних променях на одне ядро групи *H* припадає близько 700 протонів і α-

частинок, а в середньому по Всесвіті – 3 600–3 800; у космічних променях на одне ядро групи *VH* (куди входять ядра заліза і хрому) припадає близько 2 000 протонів і α -частинок, а в середньому у Всесвіті – 60 000–160 000; і в середньому у Всесвіті на один атом групи *L* припадає 3·10⁸ атомів водню, а в космічних променях – усього 650.

Експериментально електрони в космічних променях виявлені 1961 р. З'ясовано, що потік електронів виносить близько 1,5 % потоку всіх космічних частинок; відповідно, енергія потоку електронів виносить близько 1 % повної енергії космічних частинок. Прямі вимірювання кількості позитронів у космічних променях засвідчили, що позитронів приблизно в п'ять разів менше, ніж електронів.

У космічних променях у невеликій кількості виявлені також γ -кванти (10 фотон/(м²·c)) з $E_{\gamma} \approx 50$ MeB і нейтрино.

Магнітне поле Землі та міжпланетного простору в деяких випадках помітно впливає на первинне випромінювання. Вплив магнітного поля Землі зводиться до того, що воно протидіє входженню в атмосферу порівняно низькоенергетичних частинок у полі магнітного диполя (магнітного поля Землі). Наприклад, мінімальний імпульс $P_{\min}^{e\kappa}$, за якого протон може ввійти в атмосферу на екваторі ($\varphi = 0^{\circ}$), дорівнює 15 ГеВ/с. Навпаки, на магнітному полюсі частинка може досягнути атмосфери з будь-яким імпульсом ($P_{\min}^{пол} = 0$).

Значно менше вивчено вплив міжпланетних магнітних полів. Найсуттєвішими з таких полів є магнітні поля рухомих згустків плазми, які вилітають з поверхні Сонця під час хромосферних сонячних спалахів. Ці магнітні поля рухаються в просторі й періодично змінюють умови проходження космічного випромінювання. Вони є головною причиною різних часових варіацій первинного космічного випромінювання – 11-, 27- і та ін. Уважають, що впливом цих полів зумовлене високоширотне обмеження енергетичного спектра первинного космічного випромінювання. В періоди максимуму сонячної активності за рік відбувається 5–13 хромосферних спалахів, під час яких випускається космічне випромінювання. Зазвичай, сонячні космічні промені мають невелику енергію ≤ 400 MeB, але досить велику інтенсивність ≈

$$10^{6} - 10^{7} \frac{\text{част}}{\text{см}^{2} \cdot \text{с}}$$

Оишемо ще одну особливість руху заряджених частинок у магнітному полі Землі. Для зарядженої частинки з будь-якою, проте не більшою від декількох гігаелектрон-вольт енергією, у магнітному полі Землі існують пастки, тобто зони простору, для яких характерно те, що заряджені частинки не можуть ні влітати в них, ні вилітати з них. Ці електромагнітні пастки мають форму тороїдів, що охоплюють Землю в широтному напрямі. Їхня віддаленість від поверхні Землі визначена енергією частинок: чим вища енергія, тим ближче до Землі повинна бути пастка.

Очевидно, що магнітні пастки є природним резервуаром для накопичення заряджених частинок. Тому поблизу Землі треба очікувати зон з підвищеною концентрацією частинок. Такі зони, що містять головно протони й електрони, справді виявили і назвали радіаційними поясами Землі.

Космічне випромінювання поглинається в атмосфері. Спочатку енергія первинних частинок витрачається на створення невеликої кількості вторинних частинок, а потім кінетична енергія цих частинок іде на іонізацію атмосфери. Зіткнення первинного високоенергетичного (>> 1 ГеВ) протона з атомним ядром має такі особливості: а) протон витрачає приблизно половину своєї енергії; б) основна частка втраченої енергії витрачається на багаторазове народження релятивістських частинок. Для цих частинок є спеціальна назва – частинкові зливи; в) решта втраченої первинним протоном енергії йде на вибивання δ-нуклонів і збудження кінечного ядра (дельта (δ)-нуклонами називають нуклони з енергією ≈160 МеВ).

10.8. Дозиметрія

На практиці використовують дозиметричні одиниці трьох типів: а) одиниці, які описують інтегральний потік частинок; б) одиниці, які описують питоме поглинання енергії речовиною; в) одиниці, які описують інтегральний за часом потік енергії, перенесений частинками через речовину незалежно від ступеня поглинання цього потоку. Для розрахунку біологічної дії випромінювань уводять спеціальні дозиметричні одиниці.

Найпростішою і точною дозою опромінення є *інтегральний потік* – кількість частинок, які пройшли через одиницю площі поперечного щодо пучка частинок перерізу зразка (частинка/см²). Тут зазначають сорт частинок та їхню енергію.

Поглинутою дозою називають енергію іонізувального випромінювання, поглинуту одиницею маси опроміненого середовища. Одиницею поглинутої дози є *pad*: 1 рад = 0,01 Дж/кг = 100 ерг/г. Поняття поглинутої дози вигідне для порівняння між собою дії випромінювання різних видів і енергій на різні матеріали. Проте і воно не завжди вигідне через те, що поглинута доза залежить як від властивостей і геометрії джерела випромінювання, так і від різновиду опромінюваного матеріалу. Зразки різних речовин, опромінених в одному й тому ж пучку протягом одного й того ж часу отримують дози в різне значення рад.

Доза опромінення (експозиційна доза) – ц кількість випромінювання, яке пройшло через речовину. Для X- та γ -випромінювання одиницею дози опромінення є *рентген*. Один рентген (Р) відповідає такій дозі X- або γ -випромінювання, яка у 0,001293 г сухого повітря (тобто в 1 см³ сухого повітря при 0° С і тиску 760 мм рт. ст.) створює іони, що несуть заряд в одну електростатичну одиницю електрики кожного знака. Одиницею дози опромінення в системі СІ є 1 Кл/кг: 1 Р = 2,58 10⁻⁴ Кл/кг.

Для вимірювання дози опромінення іншими, відмінними від ү-квантів частинками використовують одиницю *фер* (*фізичний еквівалент рентгена*):

1 фер відповідає дозі опромінення α -, β -частинками або нейтронами, які зумовлюють таку ж іонізацію, як доза в 1 рентген для γ -випромінювання. Доза в 1 фер відповідає утворенню 2,08 10⁹ пар іонів в 1 см³ повітря при нормальних умовах. Оскільки на утворення однієї пари йонів у повітрі в середньому витрачається енергія 32,5 еВ то енергетично 1 фер відповідає енергії 6,86 10^{10} еВ = 0,11 ерг. Звідси випливає, що в 1 г повітря за дози в 1 фер виділяється 83,8 ерг. Поглинання енергії в тканинах людини є дещо вищим, приймають, що воно дорівнює 93 ерг/г. Це настільки близьке до 100 ерг, що практично в дозиметричних розрахунках величини 1 фер і 1 рад приймають однаковими.

Біологічна дія ядерних випромінювань залежить не тільки від дози опромінення, а і від їхнього різновиду. Тому для дози опромінення живих організмів використовують одиницю *бер* (*біологічний еквівалент рентгена*). Величина D_6 в берах зв'язана з величиною тієї ж дози у ферах D_{ϕ} співвідношенням

$$D_6 = D_{\phi} \cdot BEE, \tag{10.77}$$

де *ВБЕ* – емпіричний коефіцієнт, який називають *відносною біологічною ефективністю*. Величини *ВБЕ*, так само як фер, у фізиці не є точно визначені. Навіть за прийнятої точності до одного знака значення *ВБЕ* одного й того ж різновиду випромінювання для різних біологічних об'єктів є різним.

10.9. Хімічна і біологічна дія радіації

Енергія заряджених частинок, що падають на речовину, і γ-квантів головно витрачається на іонізацію і збудження атомів. Іонізація веде до нагрівання речовини і, зазвичай, не спричиняє незворотних змін. Однак деяка досить значна частина загальної енергії потоку заряджених частинок або γ-квантів, як і значна частина енергії нейтронів, витрачається на незворотні зміни структури речовини. Сукупність цих змін називають *радіаційними пошкодженнями*.

Зміна структури твердого тіла під дією ядерного випромінювання зумовлена такими механізмами:

 а) ударне вибивання атомів з кристалічної гратки. Заряджені частинки і нейтрони вибивають атоми безпосередньо, а γ-кванти – через проміжні фотоелектрони;

б) поява в ґратці нових атомів унаслідок ядерних реакцій з можливими наступними розпадами продуктів реакцій. Такого типу явища, зазвичай, суттєві тільки в разі опромінення нейтронами і практично не виявлені у випадку опромінення електронами і γ-квантами з енергіями до 10–15 МеВ. Нейтрони будь-яких енергій легко захоплювані ядрами, притому продукти розпаду часто виявляються радіоактивними. Унаслідок розпаду цих ізотопів у кристалі утворюються домішкові атоми;

в) вплив на ґратку через іонізацію. Зокрема, негативний іон в іонному кристалі (наприклад, іон хлору в кристалі кухонної солі) в разі вибивання з нього двох електронів стає позитивним і "вистрибує" зі свого місця в ґратці.

Усі ці процеси приводять до створення дефектів ґратки, тобто до зміни мікроструктури кристала. У випадку достатньо потужного опромінення через ці дефекти помітно змінюються різноманітні макроскопічні властивості тіла – механічні, теплові. Зміна ґратки впливає і на структуру електронних енергетичних зон, тобто на електричні й оптичні властивості.

Ядерні випромінювання можуть спричинювати в речовині різні хімічні реакції. Відкриття А. Беккереля, що дало початок усій ядерній фізиці, було зроблене під час спостережень відновлення бромистого срібла під дією αвипромінювання природного урану. Вивчення і використання цих реакцій виокремилось у спеціальний розділ науки – радіаційну хімію.

Механізм радіаційно-хімічних реакцій такий. Потік ядерних частинок зумовлює у середовищі збудження, іонізацію, дисоціацію і дисоціативну іонізацію молекул. Збуджені молекули та іони, які в цьому разі виникають, вступають у хімічні реакції або безпосередньо, або через проміжне утворення хімічно високоактивних вільних радикалів. В останньому випадку в реакцію можуть бути залучені молекули, що не зазнавали безпосереднього опромінення. Оскільки енергії ядерних опромінень значно перевищують енергію будь-яких хімічних зв'язків, то опромінення може розривати і дуже міцні зв'язки. Це веде до утворення таких хімічно високоактивних іонів і радикалів, які не вдається отримати традиційними хімічними методами, що відкриває можливості перебігу сильно ендотермічних реакцій, які заборонені високим активаційним бар'єром.

Інтенсивність радіаційно-хімічної реакції характеризую її виходом G, що дорівнює кількості молекул, які прореагували на 100 еВ поглинутої енергії. Для більшості реакцій характерні виходи G = 4 - 10. У найстійкіших до радіації молекул радіаційний вихід знижується до 0,1. В ланцюгово-хімічних реакціях вихід може досягати $10^5 - 10^6$.

За виходом можна оцінити відносну роль іонізації та збудження, якщо врахувати, що на 100 еВ втрат іонізації у речовині утворюється в середньому три–чотири пари іонів. Якщо порівнювати це значення зі значенням *G*, то можна побачити, що механізми збудження й іонізації в середньому приблизно однаково важливі для радіаційно-хімічних реакцій.

Для реакцій, що відбуваються через іонізацію, майже завжди проміжним етапом є виникнення електрона з енергією 10–1000 еВ. У цьому випадку вихід *G* залежить тільки від поглинутої дози в радах, але не від опромінювальних частинок.

Як приклад неорганічної реакції, наведемо декілька фактів, які стосуються радіолізу води – процесу, який відіграє фундаментальну роль для розуміння будь-яких реакцій, які відбуваються у водних розчинах. Головною трудністю у вивченні механізму радіаційно-хімічних процесів є те, що проміжні іони й вільні радикали живуть дуже короткий час через високу хімічну активність. Дещо довше ці проміжні продукти живуть у парах низького тиску (10⁻³–10⁻⁵мм рт. ст.). У разі опромінення водяної пари електронами з енергією 50 eB було з'ясовано, що різні додатні іони утворюються у таких відносних кількостях:

H_2O^+	OH^+	H^{+}	H_3O^+	O^+	H_2^+
1000	200	200	200	20	5

Цей перелік засвідчує, що загальна картина радіолізу води дуже складна. Як бачимо, навіть у розрідженій парі інтенсивними є вторинні процеси, оскільки іон H_3O^+ у первинному процесі виникнути не може. З іншого боку, ці дані підтверджують гіпотезу про те, що головним первинним процесом впливу опромінення на воду є утворення електронами нестійких іонів води:

$$H_2O + e^- \rightarrow H_2O^+ + 2e^-$$
(10.78)

$$\mathrm{H}_{2}\mathrm{O} + \mathrm{e}^{-} \to \mathrm{H}_{2}\mathrm{O}^{-}. \tag{10.79}$$

Ці іони утворюють вільні радикали ОН і Н:

$$\mathrm{H}_{2}\mathrm{O}^{+} \to \mathrm{OH} + \mathrm{H}^{+} \tag{10.80}$$

$$H_2O \rightarrow OH + H \tag{10.81}$$

Паралельно до (10.78) і (10.79) звичайно відбуваються й інші процеси, наприклад, повний розпад молекули:

$$\mathrm{H}_{2}\mathrm{O} + \mathrm{e}^{\mathrm{-}} \rightarrow 2\mathrm{H} + \mathrm{O}^{\mathrm{-}} \tag{10.82}$$

Далі можлива велика кількість різних реакцій, продуктами яких є водень, кисень, перекис водню і, на решті, знову вода внаслідок різноманітних рекомбінаційних процесів:

$$H+H \rightarrow H_2, O+O \rightarrow O_2, \tag{10.83}$$

 $O+H\rightarrow OH, OH+O\rightarrow HO_2, O_2+H\rightarrow HO_2,$

$$OH+OH \rightarrow H_2, O_2, HO_2+H \rightarrow H_2O_2, 2HO_2 \rightarrow H_2, O_2+O_2$$
(10.84)

$$H+OH \rightarrow H_2O, OH+OH \rightarrow H_2O+O$$
(10.85)

З цього переліку бачимо, що такий найпростіший радіаційно-хімічний процес, як вплив опромінення на мономолекулярну речовину досить простого складу, – це складний клубок багатоступеневих реакцій. Важливо зазначити, що кінцевим продуктом цих реакцій є не тільки кисень і водень, а й перекис водню H₂O₂. Вже звідси видно, що радіаційно-хімічними методами можна

досягати не тільки розкладу опромінених речовин, а й синтезу нових хімічних сполук.

За різних умов ті чи інші реакції (10.83)–(10.85) домінують. Наприклад, у разі опромінення потоками α–частинок води, добре очищеної від розчиненого повітря, достатньо великий відносний і навіть абсолютний вихід перекису водню:

У випадку опромінення такої ж води за допомогою γ -променів перекис водню практично не утворюється, а розклад води відбувається з дуже малим виходом. Однак за наявності вже розчиненого у воді кисню вихід H₂O₂ під дією γ -променів збільшується з підвищенням парціального тиску кисню і доходить до значень G = 1-2.

Усі ці явища задовільно пояснюють описаним вище механізмом радіолізу. Альфа-випромінювання спричиняє дуже шільну іонізацію. утворюючи вздовж своєї траєкторії велику кількість іонів H₂O⁺, тобто радикалів ОН. Ці радикали мають велику ймовірність виявитись близько один до одного, що різко підвищує утворення H₂O₂. Електрони, що виникають у разі первинної іонізації відкидає α-частинка в середньому на 150 Å у бік від його траєкторії і там уже поглинає, створюючи негативні іони H₂O. Продуктом розпаду цих іонів, згідно з (10.83), є атомарний водень, який тут же рекомбінує у молекулярний. Головна ж для рекомбінації води перша з реакцій (10.84) практично не відбувається через те, що радикали Н і ОН утворюються в різних місцях. Навпаки, під дією у-випромінювання іони всіх видів розподілені по об'єму більш однорідніше, що веде до домінування найбільш енергетично вигідної реакції рекомбінації H + OH. За наявності ж у воді кисню O₂ стає суттєвою остання з реакцій (10.84).

У радіаційній хімії вивчають реакції, які відбуваються під дією електронів, ү-квантів, нейтронів та осколків поділу. Як джерела випромінювання використовують електронні прискорювачі, рентгенівські трубки, ядерні реактори, радіоактивні ізотопи, відпрацьовані тепловидільні елементи ядерних реакторів, найпоширенішими є потужні джерела γ -активного кобальту ₂₇Co⁶⁰ й електронні прискорювачі зі струмом до 10 мА і енергіями до 20 MeB.

Гамма-кванти спричиняють хімічні перетворення в головно за допомогою електронів і фотоелектронів. Тому опромінення електронами і γ-квантами приводить до одних і тих же радіаційно-хімічних процесів з однаковими виходами.

На окремий розгляд заслуговують радіаційно-хімічні реакції для полімерів. Виходи для реакцій з полімерами приблизно такі самі, як для низькомолекулярних сполук подібного складу. Важлива особливість реакцій з полімерами полягає в тому, що розриви полімерних молекул і, відповідно, утворення вільних радикалів відбуваються в одних і цих самих місцях, які визначений структурою молекули, а не тим, у якому місці відбувається первинна іонізація або первинне збудження. Це означає, що в проміжку між йонізацією (або збудженням) і розривом заряд та енергія встигають переміститись уздовж молекули на помітну відстань. У цьому разі структури здатні поглинати енергію, не руйнуючись. Таку стійкість до опромінення має, зокрема, бензольне кільце.

Головними радіаційно-хімічними реакціями з полімерами є зшивання, тобто утворення нових зв'язків, і деструкція, тобто розрив наявних зв'язків.

Інші процеси (наприклад, виділення газоподібного водню), зазвичай відіграють значно меншу роль. Виходи зшивання і деструкції позначають, відповідно, через G_3 і G_0 . У всіх полімерів під час опромінення відбуваються обидва процеси, проте з різними виходами. Зокрема, для целюлози переважає деструкція ($G_3 \approx 0, G_0 \approx 11$), а для етилену, навпаки ($G_c = 3, G_0 = 1$).

Під час деструкції зростають розчинність і плинність, зменшується міцність. За достатньо повної деструкції полімер перетворюється у в'язку рідину або крихкий порошок. Тому матеріали, які піддаються деструкції, матеріали не можна використовувати як конструктивні для роботи за умов опромінення.

Зшивання зменшує розчинність і плинність, поліпшує еластичні властивості. За достатньо великої кількості зшивань весь полімер стає ніби однією розгалуженою молекулою, тобто утворює гель. Властивості гелю сильно відрізняються від властивостей звичайного незшитого полімеру. Гель сильно еластичний, стійкий до дії розчинників і високих температур. Наприклад, звичайний поліетилен "тече" вже при 100 °C. Зшитий поліетилен при 150 °C тиску 200 атм витримує 10 000 годин і є прекрасним ізоляційним матеріалом.

Напрям радіаційно-хімічних процесів, зазвичай, слабко залежить від різновиду опромінення, фазового стану і навіть від температури. У разі розчинення полімеру посилюється відносна роль деструкції, оскільки зшивання утруднене через збільшення середньої віддалі між молекулами.

Біологічна дія. Ядерне опромінення виявляє сильну пошкоджувальну дію на всі живі організми – від бактерій і вірусів до ссавців. Характер та інтенсивність пошкоджень залежать від дози опромінення і різновиду частинок. Одне і те ж опромінення по-різному діє на різні органи й організми.

За достатньо великої дози опромінення гине будь-який організм. Мінімальна смертельна доза (точніше, доза, при опроміненні якою гине 50% представників даного виду) змінюється від 50 Р для яєць аксототля, відомого з домашнього акваріуму, до 300 000 Р для деяких видів бактерій. Дози нижче смертельної спричиняють різні захворювання, які об'єднують терміном "променева хвороба".

Структуру живого організму можна розділити на три рівні: а) окремі молекули; б) клітини; в) макроскопічні частини або системи організму (наприклад, тканини м'язів або дихальна система). Уражувальна дія радіації виявляється для всіх трьох рівнів.

Первинною дією опромінення на організм є ушкодження молекул. Виявлено два механізми таких ушкоджень – прямий і опосередкований. У прямому механізмі ядерна частинка впливає або безпосередньо, або через віддачі проміжні електрони ядра на самі макромолекули. В ЧИ опосередкованому механізмі опромінення чинить радіоліз води, продукти якого (головно радикал OH, а також H, HO₂ і перекис водню) вступають у хімічні реакції з макромолекулами. Дослідне визначення відносної ролі обох механізмів утруднене тим, що первинні процеси ураження відбуваються за дуже короткий час. Сьогодні є тенденція вважати, що переважає пряма дія радіації на клітину.

Прямий механізм радіаційного ураження підтверджений тим, що воно відбувається і у висушених живих організмах, таких як висушене насіння рослин, ферментах, спорах бактерій та ін.

Існування опосередкованого механізму підтверджене "ефектом розведення", який полягає у тому, що всередині певних, причому досить широких границь, кількість уражених макромолекул залежить лише від дози опромінення, але не від концентрації цих молекул. У разі прямого впливу треба було б очікувати, що між кількістю пошкоджених молекул і їхньою концентрацією повинна виявлятись пропорційна залежність.

Співвідношення між прямим і опосередкованим механізмами значно залежить від відсотка вмісту води та багатьох інших чинників. Пробіг радикалів – продуктів радіолізу води у живих клітинах – становить близько 20–30 Å, тому дія цих радикалів є ефективною тільки тоді, коли вони утворюються у безпосередній близькості до життєво важливих ділянок макромолекул або клітин. Прямої ж дії зазнає весь об'єм макромолекул або клітин.

Біологічна дія слабко іонізувальних випромінювань (ү-промені, електрони) підсилювана за наявності кисню. Підвищення концентрації кисню в середовищі від 0 до 30–40% утричі підвищує дію ураження. Дія

сильноіонізувальних випромінювань, наприклад, α-частинок, від концентрації кисню не залежить.

Важливу роль у механізмі радіаційного пошкодження відіграє міграція первинно поглинутої енергії по макромолекулі. Прямим підтвердженням існування такої міграції є досліди з α-опромінення гігантських білкових молекул. Радіаційне ушкодження макромолекул виявляється у втраті ними біологічної активності (ферментативної та ін.), в утворенні розривів, зшивань, у радіаційному окисненні тощо.

У деяких випадках в макромолекулах під дією опромінення виникають так звані приховані пошкодження. Без відсутності кисню молекула може перебувати у стані прихованого пошкодження тривалий час (години і навіть доби). У цьому стані молекула ще здатна до ферментативної активності. У разі введення кисню, а в інших випадках під час нагрівання приховане пошкодження переходить у справжнє – молекула втрачає біологічну активність. Методом електронного парамагнітного резонансу з'ясовано, що деколи прихованим ушкодженням макромолекули є електронне збудження, що супроводжується появою неспареного електрона.

Емпірично виявлено, що руйнівну біологічну дію опромінення вдається суттєво послабити введенням в організм до опромінення деяких органічних (зазвичай, таких що містять сірку) речовин. Молекули таких речовин активно втручаються в процеси міграції енергії, відтягуючи на себе значну частину енергії радіації, що різко знижує ураження макромолекул організму. Ці захисні речовини однак є неефективними проти сильноіонізувальних опромінень. Цікаво, що деякі приховані ушкодження вдається усунути шляхом уведення в організм захисних речовин навіть після опромінення.

Деякі клітини і навіть одноклітинні організми гинуть від одиничного акту іонізації. Класичним прикладом такого одноударного об'єкта є кишкова паличка. Проте більшість клітин двоударні і навіть багатоударні, тоді як

властивість одноударності є більше характерне для об'єктів, які менші від клітини, наприклад, ферментів.

Відмінність між одно- і двоударними об'єктами виявляється в тому, що за однакової дози перші є чутливішими до слабкоіонізувального випромінювання, а другі – до сильноіонізувального. Причина такої відмінності очевидна: двоударний об'єкт зазнає руйнування тільки за наявності двох просторово близьких іонізаційних ударів. У одноударних об'єктів навпаки, висока густина іонізації знижує уражувальну дію завдяки високій імовірності передавання енергії іонізації молекулам, що вже загинули. Завдяки багатоударності клітин високоорганізованих біологічних об'єктів сильноіонізувальні опромінення мають високий *ВБЕ* (близько 10), тобто на порядок небезпечніші для людини, ніж слабкоіонізуювальні γ-кванти й електрони.

Різні частини та різні функції клітин по-різному чутливі до однієї й тієї ж дози. Ядро клітини чутливіше, ніж цитоплазма. У разі опромінення тільки ядра клітина гине за дози у десятки разів меншої, ніж у випадку опромінення тільки цитоплазми. З функцій клітини найбільшу радіочутливість має здатність до поділу, а також синтез білків і нуклеїнових кислот. Наприклад, помітно сповільнюється вже за дози у декілька радів. З іншого боку, деякі клітинні функції є стійкими до досить великих доз. Сюди належать, зокрема, дихання і фотосинтез.

Дія радіації на клітину має високу питому (за енергією) ефективність. Для послаблення функції поділу клітин достатня доза, енергія якої в разі переведення її у теплову зумовила б нагрівання всього на тисячну частку градуса. За такої дози в клітині ушкоджується лише одна білкова молекула з мільйона. Механізм такого незвично ефективного впливу радіації на життєві процеси у клітині досі незрозумілий. Прийнято вважати, що причина такої високої ефективності прихована в тому, що в клітині існує невелика кількість деяких особливо чутливих до радіації структур, руйнування яких приводить до

загибелі клітини. Однак про те, які саме структури відіграють тут ключову роль, поки що невідомо.

Радіація чинить уражувальну дію на дуже різноманітні частини і системи організму загалом.

У людини найчутливіші до опромінення кровотворні органи (кістковий мозок, селезінка, лімфатичні залози) і слизова оболонка кишківника. За дози, близької до смертельної, смерть настає внаслідок руйнування клітин кісткового мозку, що виробляють кров (лейкемія). За доз, що значно перевищують смертельну, смерть настає значно швидше внаслідок ураження кишківника. За доз, менших від смертельних, спочатку настає гострий етап хвороби (недокрів'я, виразки, випадання волосся, тяжкі ураження очей, ясен, горла тощо); часто виникають різні хронічні захворювання, які призводять до виснаження і смерті через декілька років після сильного опромінення. В період після гострого перебігу променевої хвороби сильно знижується опір до інфекційних захворювань, можлива поява катаракт і ракових пухлин. Зазвичай, відбувається раннє старіння. Будь-яка незначна доза опромінення може спричинити незворотні генетичні зміни хромосом, що призводить до важких спадкових аномалій у наступних поколіннях.

У разі опромінення невеликої частини тіла доза, що навіть перевищує смертельну, може виявити порівняно слабку дію на стан організму загалом. Однак зафіксовано випадки, коли локальне опромінення виявляло дію на частини організму, які не піддавали опроміненню. Механізм такого впливу не зовсім зрозумілий. Можливо, що тут відіграє роль утворення під час опромінення деяких сильно отруйних речовин. Таке пояснення підтверджене дослідами на тваринах і рослинах, в яких уведення в здоровий організм екстрактів з опроміненої тканини спричинювало низку проявів променевої хвороби.

Дія однієї й тієї ж дози опромінення помітно залежить від того, за який проміжок часу ця доза отримана. Якщо опромінення сильно (на тижні й місяці)

розтягнути у часі, то загальна уражувальна дія буде меншою, ніж у випадку одноразового опромінення сумарною дозою. Ця відмінність особливо виявляється у високоорганізованих організмів, у яких розвинута система відновлювальних і компенсувальних процесів. Однак відновлення майже завжди є неповним, а для деяких процесів, зокрема для генетичних ушкоджень, узагалі неможливе. Тому хронічне опромінення малими дозами також небезпечне.

Сьогодні розроблено ефективні методи лікування променевої хвороби, що дають змогу іноді врятувати життя навіть у разі опромінення смертельною дозою. За великої дози головний метод лікування – переливання крові й пересадка кісткового мозку від здорового організму.

На закінчення пояснимо причини відмінностей *ВБЕ* для різних типів випромінювання. Гамма-випромінювання виявляє дію на живі організми в головно через посередництво комптон-електронів. Тому дія γ -променів і електронів приблизно однакова. Важкі заряджені частинки, тобто протони й α-частинки, створюють високу густину іонізації (через велике значення іонізаційних втрат) і тому з високою ймовірністю вражають двохударні об'єкти, які переважають у високоорганізованих організмах. З огляду на це важкі заряджені частинки на порядок небезпечніші, ніж електрони. Це також справджується і для швидких нейтронів, які діють на організм через посередництво сильноіонізувальних ядер віддачі. Повільні нейтрони впливають на живі тканини переважно через γ -кванти з енергією 2,23 MeB і протони з енергією 0,6 MeB, які виникають, відповідно, в реакціях

$$n + p = d + \gamma;$$
 $n + {}_7N^{14} = {}_6C^{14} + p$

Це приводить до того, що *ВБЕ* для нейтронів має значення, проміжне між його значенням для у-квантів і важких заряджених частинок.

Контрольні питання

- 1. У чому полягала модель атома водню за Дж. Дж. Томсоном?
- 2. У чому полягала планетарна модель атома?
- 3. Які висновки випливають з досліду Е. Резерфорда?
- 4. Як підтверджено квантування рівнів енергії електрона?
- 5. Що таке спектральні серії?
- 6. Який фізичний зміст терма?
- 7. Сформулюйте постулати Н. Бора.
- 8. Сформулюйте недоліки моделі атома водню за Н. Бором.
- 9. Які висновки випливають з рівняння Шредингера?
- 10. Сформулюйте принцип Паулі.
- 11. Як можна отримати Х-промені?
- 12. Поясніть символічний запис атомних ядер.
- 13. Які особливості ядерних сил?
- 14. У чому полягає крапельна модель ядра?
- 15. Сформулюйте закон радіоактивного розпаду.
- 16. Які є різновиди радіоактивного розпаду?
- 17. Наведіть головні одиниці вимірювання радіоактивності.
- 18. Що таке радіаційно-хімічна реакція?
- 19. Яка біологічна дія опромінення?

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- 1. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.А.. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Высшая школа, 1970.
- 2. Березов Т.Т., Коровкин Б.Ф. Биологическая химия. М.: Медицина, 1990.
- 3. Білий М.У. Атомна фізика. К.: Вища школа, 1973.
- 4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
- 5. Бутиков Е.И. Оптика. М.: Высшая школа, 1986.
- 6. Вакарчук І.О. Квантова механіка. Львів: ВЦ ЛНУ ім. І.Франка, 2007.
- 7. Воловик П.М. Курс фізики для університетів. К.; Ірпінь, Перун, 2005.
- 8. Годжаев Н.М. Оптика. М.: Высшая школа, 1977.
- 9. Дежен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир., 1977.
- 10. Смчик Л.Ф., Кміт Я.М. Медична і біологічна фізика. Львів: Світ, 2003.
- 11. *Капустяник В., Мокрий В.* Оптико-спектральні методи в науково-технічній експертизі. Львів.: ВЦ ЛНУ ім. І.Франка, 2004.
- 12. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1983.
- 13. *Куинн Т.* Температура. М.: Мир, 1985.
- 14. *Ландсберг Г.С.* Оптика. М.: Наука, 1976.
- Ливер Э. Электронная спектроскопия неорганических соединений: В 2 т. М.: Мир, 1987.
- Мерион Дж. Общая физика с биологическими примерами. М: Высшая школа, 1986.
- 17. Мурзин В.С. Физика космических лучай. Москва, 1970.
- 18. Романюк М.О. Кристалооптика. К.: ІЗДМ, 1998.
- 19. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. М.: Наука, 1980.
- 20. Ситенко О.Г., Тартаковський В.К.. Теорія ядра. К.; Либідь, 2000.
- 21. Федоров Ф.И. Оптика анизотропных сред. Минск: Изд-во АН БССР, 1958.
- 22. Фрайфелдер Д. Физическая биохимия. М.: Мир, 1980.
- 23. Шпольский Э.В. Атомная физика: В 2 т. М.: Наука, 1974.

ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК

Аберація 21 - дифракційна 21 – променева 21 - сферична 21 - хроматична 21, 26 Абсолютно чорне тіло 184 Акомодація 29 Аметропія 30 Аналіз гармонічний 115 Аналізатор 123 Анізометропія 30 Апаратна функція 115, 240 Апертура поляризації 130 Астигматизм 22 Ахроматизація 26 Бідзеркала Френеля 71 Білінза Бійє 76 Біпризма Френеля 75 Біолюмінесценція 225 Брюстера кут 124 Величини світлові 52 Видність 52 Вихід енергетичний 228 – квантовий 228 Взаємодія параметрична 293 Відбивання селективне 160 Відстань найліпшого зору 30 - фокусна 18 Війчате тіло 30 Вісь лінзи 17 – головна 17 - оптична 130 Видність 54 Випромінювання індуковане 208 спонтание 206, 292 Власна функція 307 Власне значення 307 Волога водяниста 29 Вузол 74 Гало 118 Генерування другої гармоніки 281 третьої гармоніки 289 Герапатит 129 Гіперметропія 30

Гіпотеза Френеля 98 Глаукома 279 Гострота зору 32 Далекозорість 30 Дальтонік 35 Двофотонне поглинання 290 Детектування 306 Дефект мас 317 Дефокусування 287 Директор 157 Дисперсійна область 115 Дисперсія дифракційної гратки 112 – кутова 112, 239 – лінійна 113, 242 – релаксаційна 179 - світла аномальна 167 - - нормальна 167 Дисторсія 25 Дифракційна гратка 109 – – амплітудна 111 – – амплітудно-фазова 111 – – відбивна 111 – – пропускна 111 – – фазова 111 Дифракція від двох щілин 112 на двомірній структурі 116 краю непрозорого екрана 103 круглому отворі 101 перешкоді 102 шілині 107 Фраунгофера 107 Френеля 107 Дихромати 35 Діоптрія 20 Довжина когерентності 65, 283 Доза поглинута 337 опромінення 338 Дозиметрія 337 Дослід Вінера 78 Юнга 73 Еквівалент рентгену біологічний 338 фізичний 338 Експозиція енергетична 49 Електролюмінесценція 225 Елемент диспергуючий 115

Еметропія 30 Електрони оптичні 239 Електрострикція 223 Енергія збудження 232 йонізації 235 Ефір 6 Ефект електрооптичний 161 насичення 280 Ефективність біологічна 338 - спектральна світлова 52 Ешелон Майкельсона 111 Закон Брюстера 125 Бугера-Ламберта-Бера 247 – відбивання світла 10 Віна 188 еквівалентності 220 – заломлення світла 10 затухання люмінесценції 298 зміщення Віна 190 Кірхгофа 185 - Ламберта 51 – Малюса 122 Мозелі 312 радіактивного розпаду 322 Релея-Джинса 191 Стефана-Больцмана 187 Стокса-Ломмеля 295 Закони фотоефекту 211 Заселення інверсне 260 Збільшення 20, 242 Здатність випромінювальна 184 поглинальна 184 Зіниця 28 Зір периферійний 28 - фовіальний 28 Зміщення ізотонічне 305 Зображення оптичне 13 – дійсне 13 - стигматичне 13 - уявне 13 Зонна пластина 96 Зоровий нерв 28 Ізобари 316 Ізогири 136 Ізотопи 316 Ізотони 316

Ізохроми 136 Інтенсивність світла 47 Інтерференція світла 55 багатопроменева 85 Інтерферометр двопроменеві 85 – Жамена 86 – Люммера-Герке 91 – Майкельсона 85 - Рождественського 89 – Фабрі-Перо 89 Камера ока передня 29 Кандела 52 Катодолюмінесценція 225 Каустика 21 Квант 200 Кільця Ньютона 81 Коагуляція 269 Когерентність просторова 70 - хвиль 58 – часова 66 - часткова 65 Коефіцієнт перекриття 278 упакування 318 Колбочки 28 Коливання когерентні 58, 60 – некогерентні 58 Кольори тонких плівок 78 Кома 22 Компенсатор Бабіне 150 - Солейля 150 Контур інструментальний 240 Короткозорість 30 Кристал оптично від'ємний 127 - двовісний 128 – додатній 128 – одновісний 127 – рідкий 156 Кристалолюмінесценція 294 Кристалофосфори 225 Критерій розділення 113 Критична маса 327 Кришталик 27 Кут заломлювальний 177 Кут зору 32 Лазер 255 газовий 261

гелій-неоновий 262 молекулярний 264 неодимовий 266 рубіновий 259 твердотільний 266 хімічний 268 Лазерна хірургія 273 Лазерний скальпель 271 Лазерокоагуляція 271 Лауеграма 123 Лідар 275 Лінза 17 - збиральна 19 - розсіювальна 19 - тонка 17 Лінія гомологічна 235 – прямого зору 29 резонансна 235 Лінійно-поляризоване світло 127 Люкс 52 Люмен 52 Люмінесценція 225 сенсибілізована 292 Люмінофор 225 Максимум головний 62 Марево 11 Мезофаза 157 Метод гоніометричний 178 – зон Френеля 94 - імерсійний 176 - компенсації 149 – лазерного зондування 273 - Обреїмова інтерференційний 181 – поділу амплітуди 69 – – хвильового фронту 69 - призми 178 – радіоспектральний 244 – рентгеноспектральний 244 – рефрактометра 178 - фазового контрасту 145 Метрологія лазерна 288 Мікроскоп 138 – електронний 140 – поляризаційний 140 Мікрофон оптичний 165 Міопія 30 Модель атома Томсона 296

планетарна 297 ядра крапельна 319 Модулятор світла 165 Монохромат 36 Монохроматичність 267 Монохроматор 114, 237 Мультиплетність 236 Накачування оптичне 271 Нейтрон 316 Нематик 157 Ніколь 129 Нитка 161 Око схематичне 33 Опроміненість 49 Оптика 5, Оптична активність 151 – вісь 127 - довжина мікроскопа 140 – – від'ємна 14 - - додатня 14 – – шляху 12 - сила лінзи 20 - система центрована 15 Освітленість енергетична 49 Офтальмологія 270 Палички 28 Параксіальні промені 15 Параметр контрастності 62 поділу 325 – різкості 84 Параметричний генератор світла 293 Переріз головний 128 поглинання 261 Перетворення частоти параметричне 291 Перехід безвипромінювальний 292 оптичний 206 Пірометр 209 випромінювання 201 радіаційний 202 Пірометрія оптична 201 Пляма жовта 28 – Пуассона 99 - світла 16 - сліпа 28

Повертання площини поляризації 151 Поглинання багатофотонне 317 двофотонне 315 Подвійне променезаломлення 127 Подовження дня 11 Пойнтинга вектор 45 Показник заломлення 13 Поле статичне 42 – стаціонарне 43 Поліхроматор 237 Поляризатор 123, 132 Поляризація світла 123 – – еліптична 124 – – при відбиванні 127 Поляризовність атома 172 Поляроїд 129 Порядок інтерференції 61 Постійна розпаду 322 Постулати Бора 302 Потік випромінювання 49 інтегральний 337 Площина головна 131 – меридіональна 23 – сагитальна 23 - фокальна 18 Пляма жовта 31 Пуассона 103 - світла 13 сліпа 31 Правило зміщення Віна 189 Левшина 297 частот 302 Призма Волластона 131 Глана-Фуко 131 Ніколя 130 Рошона 132 Тейлора 132 Френеля 154 Принцип Гюйгенса-Френеля 96 – прямолінійного поширення світла 10 - зворотності світла 11 Паулі 309 - незалежності світлових пучків 10 - таутохронізму 14 - Ферма 11 Природне світло 125 Промені космічні 334 - меридіональний 23

– сагитальний 23 Промінь звичайний 127 – незвичайний 127 Просвітлення оптики 95 Протон 316 Пучність 74 Пучок гомоцентричний 13 Радіоактивність 321 Радіолюмінесценція 226 Радіус борівський 304 Райдужка 28 Реакція синтезу 330 Редокс-потенціал 231 Режим модульованої добротності 261 Резонатор оптичний 257 Рентген 338 Рентгенівські промені 310 Рентгенографія 314 Рентгенокімографія 315 Рентгенолюмінесценція 225 Рентгеноскопія 314 Рентгеноспектроскопія 313 Рентгеноструктурний аналіз 313 Рентгенотерапія 315 Рентгенофлюоресценція 301 Рефрактометрія 176 Рефрактометр Аббе 178 – інтерференційний 88 – Релея 180 Рефракція 30, 173 – молекулярна 173 – питома 173 Рівень метастабільний 271 Рівняння Максвелла 41 – неперервності 45 основне лідарне 278 Шредингера 305 Різниця ходу 60 – оптична 61 Робота виходу 213 Робоча ділянка спектру 241 Рогівка 27 Родопсин 38 Роздільна здатність 118, 243 Розсіювання динамічне 162 - релеєвське 253 Мандельштам-Бриллюена 322

Самоканалізація 288 Самофокусування 286 Світло 5, - еліптично-поляризоване 124 – поляризоване 123 – природнє 122 – циркулярно-поляризоване 124 Світлосила 243 Світність енергетична 51 Свічення рекомбінаційне 292 дискретних центрів 293 Середня тривалість життя 322 Середовище активне 256 Серія Бальмера 301 Брекет 301 Лаймен 301 Пашен 301 Пфунда 301 Сітківка 28 Сила світла енергетична 50 – випромінювання 50 осцилятора 171 фотоелектрорушійна 223 Скальпель лазерний 279 Склера 27 Склоподібне тіло 32 Смектик 157 Смуги локалізовані 78 – однакового нахилу 78 – однакової товщини 80 Смужка Бекке 176 Спектр випромінювання 233 лінійний 246 неперервний 246 смугастий 246 Спектральний аналіз атомний 244 емісійний 245 молекулярний 245 флюуоресцентний 245 прилад призмовий 115 Спектральні лінії різного порядку 116 Спектроаналізатор 276 Спектрограф 115, 237 – дифракційний 116 Спектрометр 237 Спектроскоп 236 Спектрофотометр 115, 237

Спін електрона 309 Спіраль Корню 102 Спряжена точка 16 Стала Ридберга 301 Стан збуджений 232 метастабільний 260 незбуджений 232 нормальний 232 Стереорентгенографія 314 Стереотелевізор 164 Стилометр 237 Стилоскоп 236 Стильб 53 Стопа Столєтова 137 Схема бістатична 277 біаксіальна 277 коаксіальна 277 моностатична 277 Схрещення поляризаторів 138 Температура 195 від'ємна 260 колірна 202 радіаційна 201 яскравісна 203 Теорема Бабіне 100 Теорія світла електромагнітна 5, - хвильова 6 Терм 302 Термометрія акустична 199 газова 198 з вимірюванням показника заломлення 200 магнітна 199 Тіло війкове 27 - склисте 29 Тиск світла 215 Томографія 314 Томофлюорографія 314 Точка ясного зору 29 Триболюмінесценція 294 Турмалін 129 Умова просторового синхронізму 293 фазового синхронізму 283 Фарм-фактор геометричний 278 Фігура коноскопічна 136

Флюоресценція 293 Флюорохроми 227 Флюорографія 124 Фокус 13 – задній 16 – передній 16 - лінзи 18 - - дійсний 19 – – уявний 19 Фонон 322 Формула Віна 196 – Вульфа-Брегга 313 – Зельмейсра 175 – Лоренц-Лорентца 173 – Планка 192 – Резерфорда 298 – Релея-Джинса 198 Фосфоросценція 225 Фотоефект 210 вентильний 214 внутрішній 214 зовнішній 212 Фотоелектрорушійна сила 215 Фотолюмінесценція 225 Фотометрія 49 Фотон 194 Фотопровідність 214 Фотосинтез 221 Фотосистема 223 Фотострум 210 Фототерапія 39 Фотофосфорилювання 224 Функція апаратна 246 Характеристичне Х-випромінювання 121 Хвиля когерентна 60 – монохроматична плоска 45 - - сферична 45 - стояча Хемілюмінесценція 225 Хеміосмос 221 Хлоропласти 221 Холестерик 157 Хореїдея 27 Центр оптичний 17 – інтерференційної картини 62 Цикл водневий 332 вуглецевий 333 Час життя середній 207 – когерентності 65 Червона межа 211 Член інтерференційний 56 Швидкість групова 43 – фазова 43 Ширина ліній спектральна 243 Шкала температур 197 Явище багатофотонне 288 внутрішнього відбивання 178 Ядерна реакція 324 Ядерний реактор 328 Ядерні сили 318 Яскравість енергетична 51

Зміст

Вступ. Основні етапи розвитку оптики та її місце у	
природознавстві	5
Розділ 1. Геометрична оптика	
1.1. Основні принципи і закони геометричної оптики	10
1.2. Утворення оптичного зображення	13
1.3. Аберації оптичних систем	21
1.4. Око як оптична система	27
1.5. Поширення світла в середовищі	40
1.6. Енергія світлових хвиль	45
1.7. Основні поняття фотометрії	49
Розділ 2. Інтерференція світла	
2.1. Загальні відомості про інтерференцію світла	55
2.2. Когерентність хвиль	57
2.3. Часткова когерентність світла	63
2.4. Класичні методи реалізації когерентних джерел	69
2.5. Стоячі світлові хвилі. Світловий вектор	73
2.6. Інтерференція в тонких плівках. Локалізація інтерференційних	
СМУГ	76
2.7. Багатопроменева інтерференція. Інтерферометри, їхні	
характеристики та застосування	82
Розділ 3. Дифракція світла	
3.1. Принцип Гюйгенса-Френеля	93
3.2. Дифракція Френеля	101
3.3. Дифракція Фраунгофера	103
3.4. Дифракційна гратка та її характеристики	109
3.5. Дифракційна гратка як прилад для розкладу світла в спектр	115
3.6. Дифракція на багатовимірних структурах	117
Розділ 4. Поляризація світла, її види, методи отримання та аналізу	
4.1. Поперечність світлових хвиль	122

4.2. Подвійне променезаломлення кристалів	127
4.3. Поляризаційні пристрої	129
4.4. Інтерференція поляризованих променів	135
4.5. Оптичний, електронний мікроскопи. Метод фазового	
контрасту	138
4.6. Еліптична і колова поляризація світла	145
4.7. Аналіз поляризованого світла	148
4.8. Повертання площини поляризації та її застосування	
в біології	151
4.9. Рідкі кристали	156
Розділ 5. Дисперсія світла	
5.1. Загальні відомості про дисперсію світла	167
5.2. Електронна теорія дисперсії світла	168
5.3. Поляризовність і рефракція речовини	171
5.4. Рефрактометрія та її застосування	176
Розділ 6. Теплове випромінювання тіл	
6.1. Випромінювальна та поглинальна здатності тіл	183
6.2. Закони теплового випромінювання	184
6.3. Формула Планка	193
6.4. Оптична пірометрія як метод вимірювання температури	195
Розділ 7. Квантові властивості світла	
7.1. Поняття про кванти світла	205
7.2. Фотоефект, його види і застосування	210
7.3. Тиск світла	215
7.4. Фотохімічна дія світла	219
7.5. Явище фотосинтезу	221
7.6. Люмінесценція, її види і застосування в біології та хімії	224
Розділ 8. Основи спектрального аналізу	
8.1. Загальні положення про спектр. Будова атома та атомні спе	ктри 232
8.2. Спектральні прилади	236
8.3. Оптичні характеристики спектральних приладів	241

8.4. Загальні положення про спектральний аналіз. Аналіз за	
спектрами випромінювання і поглинання	244
8.5. Спектральний аналіз біологічних об'єктів	248
Розділ 9. Оптичні квантові генератори та елементи нелінійної оптики	
9.1. Принцип роботи лазерів	255
9.2. Основні типи ОКГ, їхні особливості	259
9.3. Властивості лазерного випромінювання	267
9.4. Застосування лазерів у біології та медицині	268
9.5. Лазерний моніторинг довкілля	273
9.6. Головні нелінійно-оптичні ефекти та їхнє застосування	279
Розділ 10. Елементи атомної та ядерної фізики	
10.1. Модель атома за Е. Резерфордом	296
10.2. Модель атома водню за Н. Бором	302
10.3. Атом водню в квантовій механіці. Рівняння Шрединґера	305
10.4. Х-промені та їхнє застосування у біології та медицині	309
10.5. Будова ядра. Ядерні сили	315
10.6. Радіоактивність	321
10.7. Ядерні взаємодії	324
10.8. Дозиметрія	337
10.9. Хімічна і біологічна дія радіації	338
Список використаної літератури	351
Предметний покажчик	

Навчальне видання

Василь Йосифович Стадник

ОПТИКА. ЕЛЕМЕНТИ АТОМНОЇ ТА ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ

Навчальний посібник

Редактор М.М. Мартиняк

Технічний редактор С.З. Сеник

Коректор

Підписано до друку Друк Обл.-вид. арк. Формат Гарнітура Тираж Папір друк. Умовн. друк. арк. прим. Зам.

Видавничий центр Львівського національного університету імені Івана Франка 79000, Львів, вул. Дорошенка, 41