

## Лекція №2. Дифракція світла. Дисперсія та поглинання світла.

### 62. Дифракція світла. Принцип Гюйгенса-Френеля

*Дифракцією називається сукупність явищ, пов'язаних із хвильовою природою світла, що спостерігаються під час поширення світла в середовищі з різкими неоднорідностями (поблизу границь непрозорих або прозорих тіл, через малі отвори) і які пов'язані із зміною напрямку поширення світлових хвиль (порівняно з напрямком, передбаченим геометричною оптикою).*

Дифракція, зокрема, приводить до огинання світловими хвилями перешкод і проникнення світла в область геометричної тіні, проникнення через невеликі отвори в екранах тощо.

Явище дифракції пояснюється за допомогою **принципу Гюйгенса**, згідно з яким *кожна точка, до якої доходить хвиля, служить центром вторинних хвиль, а обвідна цих хвиль дає положення хвильового фронту в наступний момент часу.*

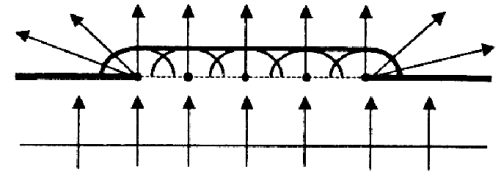


Рис. 86

Як приклад застосування принципу Гюйгенса розглянемо падіння плоскої хвилі на перешкоду з отвором (рис. 6). Коли хвильовий фронт доходить до перешкоди, то кожна точка отвору стає джерелом вторинних хвиль, а обвідна цих хвиль задає фронт хвилі, що пройшла через отвір. Цей фронт плоский лише в середній частині, а біля границі отвору відбувається загинання хвильового фронту, тобто хвиля проникає в область геометричної тіні, огинаючи краї перешкоди.

Принцип Гюйгенса – суто геометричний спосіб побудови хвильових поверхонь – розв'язує лише задачу про напрямок поширення хвильового фронту, але не зачіпає, по суті, питання про амплітуду, а отже, і про інтенсивність хвиль, що поширюються в різних напрямках. Френель вклав у принцип Гюйгенса фізичний зміст, доповнивши його ідеєю інтерференції вторинних хвиль.

**Принцип Гюйгенса-Френеля** можна виразити такими положеннями:

- 1) під час розрахунку амплітуди світлових коливань, що збуджуються джерелом  $S_0$  в довільній точці  $M$ , джерело  $S_0$  можна замінити еквівалентною йому системою вторинних джерел – малих ділянок  $dS$  будь-якої замкненої допоміжної поверхні  $S$ , проведеної так, щоб вона охоплювала джерело  $S_0$  і не охоплювала розглядувану точку  $M$ ;
- 2) вторинні джерела, які еквівалентні джерелу  $S_0$  когерентні між собою, тому вторинні хвилі, збуджені ними, інтерферують, і розрахунок інтерференції найбільш простий, якщо  $S$  – хвильова поверхня для світла джерела  $S_0$ , оскільки

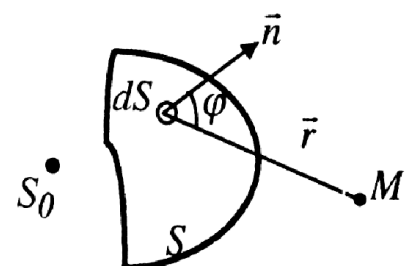


Рис. 87

при цьому фази коливань всіх вторинних джерел однакові;

- 3) амплітуда  $dE_0$  коливань, що збуджуються в точці  $M$  вторинним джерелом, пропорційна до площі  $dS$  відповідної ділянки хвильової поверхні, обернено пропорційна до відстані  $r$  від неї до точки  $M$  і залежить від кута  $\varphi$  між зовнішньою нормаллю до хвильової поверхні і напрямком від елемента  $dS$  до точки  $M$  (рис. 7):

$$dE_0 = f(\varphi) \frac{a}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0) dS.$$

де  $(\omega t + \varphi_0)$  – фаза коливань в місці розміщення хвильової поверхні,  $a$  – величина, яка пропорційна до амплітуди первинних хвиль в точках елемента  $dS$ ;  $f(\varphi)$

монотонне спадає від 1, при  $\varphi = 0$  до 0, при  $\varphi \geq \frac{\pi}{2}$  (вторинні джерела не

випромінюють назад); кут  $\varphi$  називається **кутом дифракції**.

Урахування амплітуд і фаз вторинних хвиль дозволяє в кожному конкретному випадку знайти амплітуду результуючої хвилі в довільній точці простору, тобто визначити закономірності поширення світла.

Результуюче коливання в точці  $M$  являє собою суперпозицію коливань  $dE_0$ , взятих для всієї хвильової поверхні  $S$ :

$$E_{0M} = \int_S f(\varphi) \frac{a}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0) dS.$$

Ця формула є аналітичним виразом принципу Гюйгенса-Френеля.

## 63. Метод зон Френеля. Прямолінійне поширення світла. Дифракція Френеля на круглому отворі і диску

За допомогою принципу Гюйгенса-Френеля можна обґрунтувати з хвильових властивостей світла **закон прямолінійного поширення світла в однорідному середовищі**. Френель розв'язав цю задачу, розглянувши взаємну інтерференцію вторинних хвиль, і застосував прийом, який отримав назву **методу зон Френеля**.

Знайдемо в довільній точці  $M$  амплітуду світлової хвилі, що поширюється в однорідному середовищі від точкового джерела  $S_0$ .

Згідно з принципом Гюйгенса-Френеля замінимо дію джерела  $S_0$  дією уявних джерел, розміщених на допоміжній поверхні  $S$ , що є поверхнею фронту хвилі, яка йде з  $S_0$  (поверхня сфери з центром в  $S_0$  (рис. 8). Френель розбив хвильову поверхню  $S$  на кільцеві зони такого розміру, щоб відстані від країв зони до  $M$  відрізнялись на  $\frac{\lambda}{2}$ , тобто

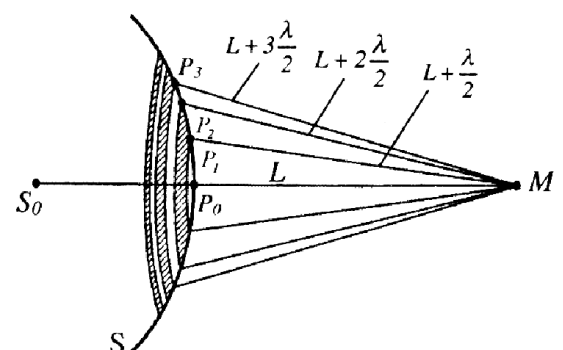


Рис. 88

$$P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \frac{\lambda}{2}.$$

Подібне розбивання фронту хвилі на зони можна виконати, провівши з точки  $M$  концентричні сфери радіусами

$$L + \frac{\lambda}{2}; \quad L + 2\frac{\lambda}{2}; \quad L + 3\frac{\lambda}{2}; \quad \dots; \quad L + m\frac{\lambda}{2}.$$

Точки сфери  $S$ , що лежать на відстанях  $L + \frac{\lambda}{2}; \quad L + 2\frac{\lambda}{2}; \quad L + 3\frac{\lambda}{2}$  і т.д. від точки  $M$ , утворюють межі 1-ї, 2-ї, 3-ї і т.д. зон Френеля.

Оскільки коливання від сусідніх зон проходять до точки  $M$  відстані, які відрізняються на  $\frac{\lambda}{2}$ , то в точку  $M$  вони надходять з протилежними фазами і при накладанні ці коливання будуть взаємно ослаблюватися. Тому амплітуда результуючого коливання в точці  $M$ :

$$E_{0M} = E_{01} - E_{02} + E_{03} - E_{04} + \dots \pm E_{0m},$$

де  $E_{01}, E_{02}, \dots, E_{0m}$  – амплітуди коливань, що збуджуються 1-ю, 2-ю, ...,  $m$ -ю зонами. В цей вираз всі амплітуди непарних зон входять зі знаком “+”, а від непарних зон – зі знаком “-”.

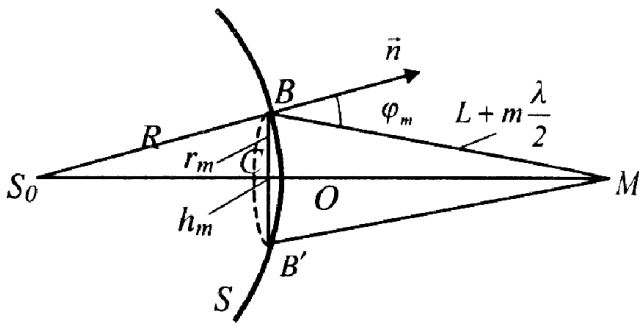


Рис. 89

Величина  $E_{0M}$  залежить від площі  $\sigma_m$   $m$ -ї зони і кута  $\varphi_m$  між зовнішньою нормаллю до поверхні зони в якій-небудь її точці і прямою, яка напрямлена з цієї точки в точку  $M$ . На рис. 9 точки  $B$  і  $B'$  відповідають зовнішній границі  $m$ -ї зони:  $BC = r_m$  – радіус зовнішньої границі  $m$ -ї зони,  $CO = h_m$  – висота кульового сегмента  $BOB'$ .

Побудова зон Френеля розбиває поверхню сферичної хвилі на рівні за площею зони.

Згідно з припущенням Френеля дія окремих зон в точці  $M$  тим менша, чим більший кут  $\varphi_m$ , тобто дія зон поступово зменшується від центральної зони до периферійної. Крім того, інтенсивність випромінювання в напрямку точки  $M$  зменшується із зростанням  $m$  і внаслідок збільшення відстані від зони до точки  $M$ . Враховуючи обидва ці фактори, можемо записати:

$$E_{01} > E_{02} > E_{03} > E_{04} \dots$$

Загальна кількість  $N$  зон Френеля, які вміщуються на частині сфери, яка повернена до точки  $M$ , дуже велика.

Тому можна вважати, що в межах не дуже великих змін  $m$  залежність  $E_{0M}$  від  $M$  є лінійною, і амплітуда коливань, яка викликана якою-небудь  $m$ -ю зоною, дорівнює півсумі амплітуд, що викликані  $m-1$ -ю і  $m+1$ -ю зонами. Тобто

$$E_{0M} = \frac{1}{2}(E_{0M-1} + E_{0M+1}).$$

Тоді амплітуда результуючого коливання в точці  $M$  матиме такий вигляд:

$$E_{0M} = \frac{E_{01}}{2} + \left( \frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \left( \frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2} \right) + \dots = \frac{E_{01}}{2},$$

оскільки усі вирази, що стоять у дужках, дорівнюють нулю. Амплітуда, що створюється в довільній точці  $M$  сферичною хвильовою поверхнею, дорівнює половині амплітуди, що створюється однією центральною зоною. Отже, дія всієї хвильової поверхні на точку  $M$  зводиться до дії її малої ділянки, меншої, ніж центральна зона. Радіус зовнішньої границі  $m$ -ї зони Френеля

$$r_m = \sqrt{2Rh_m} = \sqrt{\frac{m\lambda RL}{R+L}}.$$

При  $R=L=10\text{см}$  і  $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}\text{см}$   $r_1 = 0,016\text{см}$ . Отже, поширення світла від  $S_0$  до  $M$  відбувається так, немовби світловий потік поширюється всередині дуже вузького каналу вздовж  $S_0M$ , тобто **прямолінійно**. У такий спосіб хвильовий принцип Гюйгенса-Френеля дозволяє пояснити прямолінійне поширення світла в однорідному середовищі.

## 64. Дифракція на круглому отворі

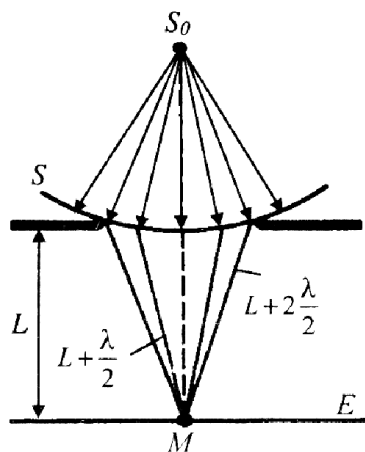


Рис. 90

Сферична хвиля, що поширюється з точкового джерела  $S_0$ , зустрічає на своєму шляху екран з круглим отвором (рис. 10). Дифракційну картину спостерігаємо на екрані  $E$  в точці  $M$ , що лежить на лінії, яка з'єднує  $S_0$  з центром отвору. Екран  $E$  паралельний до площини отвору і знаходиться від нього на відстані  $L$ . Вигляд дифракційної картини залежить від кількості зон Френеля, які укладаються в отворі. Якщо в отворі укладається  $m$  зон Френеля, то згідно з формулами

$$E_{0M} = E_{01} - E_{02} + E_{03} - E_{04} + \dots \pm E_{0m} \quad \text{і}$$

$$E_{0M} = \frac{1}{2}(E_{0m-1} + E_{0m+1})$$

амплітуда  $E_{0M}$  результуючих коливань у точці  $M$  залежатиме від парності або непарності  $m$ .

Якщо кількість  $m$  зон Френеля непарна, то

$$E_{0M} = \frac{1}{2}E_{01} + \left( \frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \left( \frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2} \right) + \dots + \left( \frac{E_{0m-1}}{2} - E_{0m} + \frac{E_{0m}}{2} \right) + \frac{1}{2}E_{0m} = \frac{E_{01}}{2} + \frac{E_{0m}}{2}.$$

Якщо у отворі укладається парна кількість  $m$  зон, то

$$E_{0M} = \frac{1}{2}E_{01} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2}\right) + \left(\frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2}\right) + \dots + \left(\frac{E_{0m-2}}{2} - E_{0m-2} + \frac{E_{0m-1}}{2}\right) + \frac{1}{2}E_{0m-1} - E_{0m} = \frac{E_{01}}{2} + \frac{E_{0m}}{2} - E_{0m}.$$

Отже, коли отвір відкриває непарну кількість зон Френеля, то амплітуда в точці  $M$  буде більша, ніж при вільному поширенні хвилі – у точці  $M$  буде інтерференційний максимум. Якщо  $m$  – парна, то у точці  $M$  – інтерференційний мінімум. Амплітуди від двох сусідніх зон практично однакові. Тому

$$\frac{1}{2}E_{0m-1} - E_{0m} = -\frac{1}{2}E_{0m}.$$

В результаті  $E_{0m} = \frac{E_{0m}}{2} \pm \frac{E_{0m}}{2}$ , де знак “+” стосується непарної, а знак парної кількості зон Френеля.

Якщо в отворі вкладається одна зона Френеля, то в точці  $M$  амплітуда  $E_{0M} = E_{01}$ , тобто вдвоє більша, ніж за відсутності непрозорого екрана з отвором.

Якщо в отворі вкладаються дві зони Френеля, то їх дія в точці  $M$  практично компенсована через інтерференцію. Таким чином, дифракційна картина від круглого отвору поблизу точки  $M$  матиме вигляд темних і світлих кілець з центрами в точці  $M$  (якщо  $m$  – непарне, то в центрі буде світлий круг (рис. 11), коли  $m$  – парне – темний (рис. 12)), причому інтенсивність  $I = A^2$  максимумів зменшується з відстанню від центра картини.

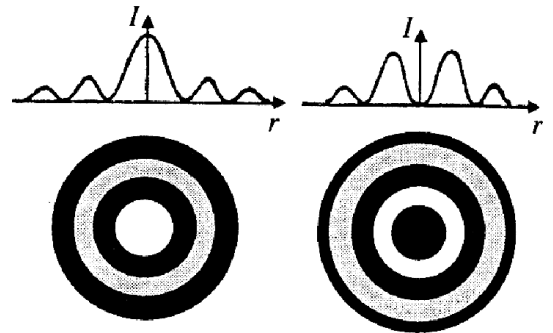


Рис. 91

Рис. 92

У випадку, коли діаметр отвору великий, так що  $E_{0M} \ll E_{01}$ , то ніякої дифракційної картини на екрані не буде спостерігатись – світло в цьому випадку поширюється прямолінійно.

Якщо отвір освітлюється не монохроматичним, а білим світлом, то кільця будуть мати кольорове забарвлення, бо кількість зон Френеля, які вкладаються в отворі, залежить від довжини хвилі світла.

## 65. Дифракція на диску

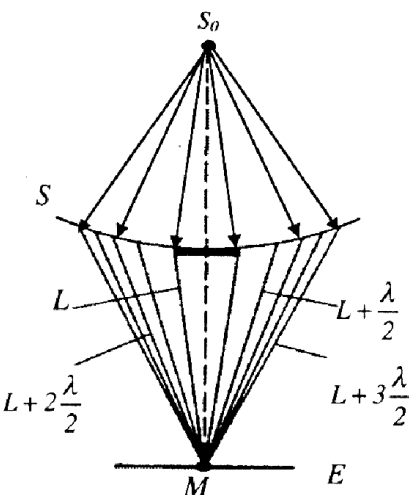


Рис. 93

Нехай сферична хвиля, яка поширюється від точкового джерела  $S_0$ , зустрічає на своєму шляху диск. У такому разі закрити диском ділянку фронту хвилі треба виключити з розгляду і будувати зони Френеля потрібно, починаючи з країв диска. На рис. 13 показано побудову цих зон для точки  $M$  екрана  $E$ , яка лежить навпроти центра диска. Амплітуда  $E_{0M}$  в точці  $M$  визначається спільною дією всіх відкритих зон, починаючи з першої:

$$E_{0M} = E_{01} - E_{02} + E_{03} - E_{04} + \dots = \frac{E_{01}}{2} + \left( \frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \\ + \left( \frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2} \right) + \dots = \frac{E_{01}}{2}.$$

Отже, в точці  $M$  завжди буде інтерференційний максимум, який відповідає половині дії першої відкритої зони Френеля. Центральний максимум оточений концентричними темними і світлими інтерференційними кільцями, що чергуються.

Зміна інтенсивності світла  $I$  із відстанню  $r$  від точки  $M$  наведена на рис. 11. Зі збільшенням радіуса диска перша відкрита зона віддаляється від  $M$  і збільшується кут  $\varphi$ , між нормаллю до поверхні цієї зони в якій-небудь її точці і напрямком випромінювання в бік точки  $M$ . Тому інтенсивність центрального максимуму послаблюється при збільшенні розмірів диска. Якщо радіус диска набагато більший за радіус закритої ним центральної зони Френеля, то за диском буде звичайна тінь з дуже слабкою інтерференційною картиною в її межах.

## 66. Дифракція Фраунгофера на одній щілині і на дифракційній ґратці

Дифракцію плоских світлових хвиль, або дифракцію в паралельних променях вперше розглянув І. Фраунгофер. Дифракція Фраунгофера спостерігається в тому випадку, коли джерело світла і точка спостереження нескінченно віддалені від перешкоди, яка викликала дифракцію. Щоб здійснити цей тип дифракції, потрібно джерело світла помістити у фокусі збірної лінзи, а дифракційну картину досліджувати у фокальній площині другої збірної лінзи, встановленої за перешкодою.

Розглянемо дифракцію Фраунгофера від нескінченно довгої щілини. Нехай паралельний пучок монохроматичного світла падає нормально на непрозорий екран  $E$ , в якому прорізано вузьку щілину  $BC$ , має сталу ширину  $a=BC$  і довжину  $l \gg a$  (рис. 14). За принципом Гюйгенса-Френеля точки щілини є вторинними джерелами хвиль, які коливаються в одній фазі, бо площа щілини збігається з фронтом падаючої хвилі.

У побічному фокусі лінзи  $F_\varphi$  збираються всі паралельні промені, які падають на лінзу під кутом  $\varphi$  до її оптичної осі  $OF_0$ , перпендикулярної до фронту падаючої хвилі. Оптична різниця ходу  $\Delta$  між крайніми променями  $CN$  і  $BM$ , які йдуть від щілини в цьому напрямі, дорівнює  $\Delta = CD = a \sin \varphi$ , де  $BO$  – перпендикуляр, який опущений з точки  $B$  на промінь  $CN$ .

Щілину  $BC$  можна розбити на зони Френеля, які мають вигляд смуг, паралельних до ребра  $B$  щілини. Ширина кожної зони вибирається так, щоб різниця ходу

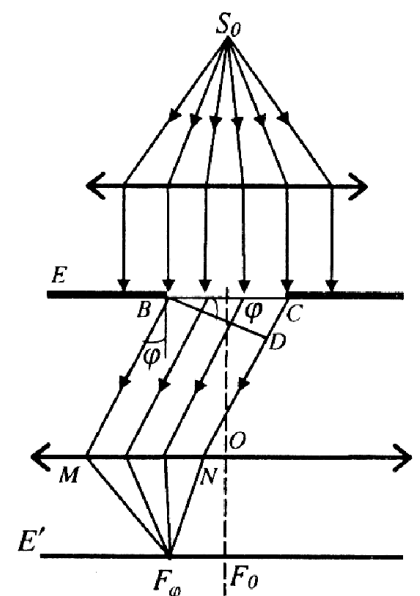


Рис. 94

від країв цих зон дорівнювала  $\Delta_1 = \lambda/2$ , тобто разом на ширині щілини

поміститься  $n = \frac{\Delta}{\Delta_1} = \frac{\Delta}{\lambda/2}$  зон.

Результат інтерференції світла в точці  $F_\varphi$  визначиться тим, скільки зон Френеля вкладається в щілині. Якщо кількість зон парна, то

$$a \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}$$

і в точці  $F_\varphi$  отримується **дифракційний мінімум**. Знак “-” у правій частині відповідає променям світла, які поширюються від щілини під кутом  $-\varphi$  і збираються в побічному фокусі  $F_{-\varphi}$  лінзи, який симетричний  $F_\varphi$  відносно головного фокусу  $F_0$ . Якщо кількість зон непарна, то

$$a \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$$

і в точці  $F_\varphi$  буде **дифракційний максимум**, який відповідає дії однієї зони Френеля.  $k$  – порядок дифракційного максимуму.

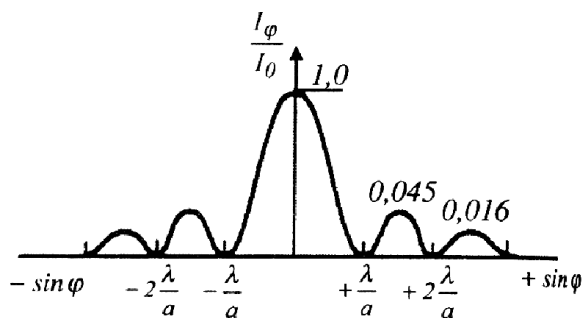


Рис. 95

У напрямку  $\varphi = 0$  спостерігатиметься найінтенсивніший центральний максимум нульового порядку; коливання, які спричинюються в точці  $F_0$  всіма ділянками щілини, здійснюються в одній фазі.

Залежність відношення  $\frac{I_\varphi}{I_0}$  від  $\sin \varphi$

зображено на рис.15.

Розрахунок показує, що інтенсивності центрального і наступних максимумів співвідносяться як

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 0,045 : 0,016 : 0,0083 \dots,$$

тобто основна частина світлової енергії зосереджена в центральному максимумі.

**Шириною дифракційного максимуму** на екрані  $E'$  називають відстань між двома найближчими до нього дифракційними мінімумами.

Ширина максимуму нульового порядку дорівнює відстані між двома мінімумами

першого порядку, тобто  $l = 2 \frac{\lambda}{a}$ .

Для  $a = \lambda \left( \sin \varphi = 1, \varphi = \frac{\pi}{2} \right)$  головний максимум

охоплює всю область екрана, тобто екран освітлений рівномірно. При збільшенні ширини щілини ( $a > \lambda$ ) диф-

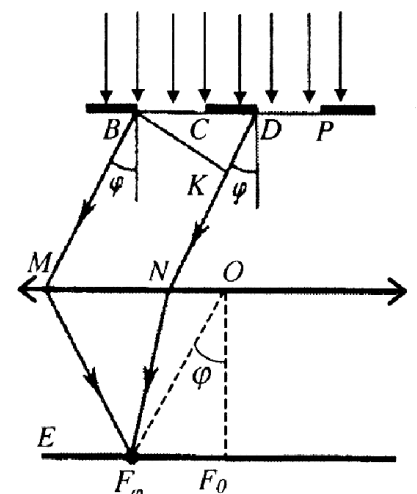


Рис. 96

ракційні смуги стають вужчими, а кількість мінімумів  $k = \frac{a}{\lambda} \sin \varphi$  зростає.

Дифракційна картина стає яскравіша, оскільки через ширшу щілину проходить більший світловий потік. Коли щілина досить широка ( $a \gg \lambda$ ), то в центрі дифракційної картини буде чітке зображення джерела світла, що відповідає прямо-лінійному поширенню світла.

Розглянемо дифракцію світла, зумовлену дією **дифракційної ґратки**. Цей випадок дифракції найважливіший, бо його широко використовують у багатьох експериментальних методах спектрального аналізу світла.

*Найпростіша дифракційна ґратка – це система з великої кількості однакових за шириною і паралельних одна до одної щілин, що лежать в одній площині і відокремлені непрозорими проміжками, однаковими за шириною.*  $BC=DP=a$ ;  $CD=b$ ;  $d=a+b$  – період дифракційної ґратки (рис. 16).

Розглянемо дифракцію плоскої монохроматичної хвилі, яка падає нормально на поверхню ґратки. Коливання в усіх точках щілин відбуваються в одній фазі, оскільки ці точки лежать на тій самій хвильовій поверхні. Знайдемо результуючу амплітуду  $E_{OF\varphi}$  коливань у точці  $F_\varphi$  екрана  $E$ , в якій збираються промені від усіх щілин ґратки, що падають на лінзу під кутом  $\varphi$  до її оптичної осі  $OF_0$ .

Очевидно, що в тих напрямках, в яких одна із щілин не поширює світла, воно не буде поширюватися і при двох щілинах, тобто головні мінімуми інтенсивності будуть спостерігатися в напрямках, що визначаються умовою:

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

Оскільки щілини знаходяться одна від одної на однакових відстанях, то різниця ходу променів, що йдуть від двох сусідніх щілин, будуть для даного напрямку  $\varphi$  однакові в межах всієї дифракційної ґратки:

$$\Delta = KD = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi.$$

Крім того, внаслідок взаємної інтерференції світлових променів, які посиляються двома щілинами, в деяких напрямках вони будуть гасити один одного, тобто виникнуть додаткові мінімуми. Ці додаткові мінімуми будуть спостерігатися в тих

напрямках, яким відповідає різниця ходу променів  $\frac{\lambda}{2}, 3\frac{\lambda}{2}, \dots$ , які поширюються від двох щілин.

Отже, з урахуванням  $d \sin \varphi = \Delta$  умова **додаткових мінімумів**:

$$d \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots).$$

Навпаки, дія одної щілини буде підсилювати дію іншої, якщо

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m \lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots).$$

тобто це умова **головних максимумів**.

Якщо дифракційну ґратку освітлюють білим світлом, то для різних значень  $\lambda$  положення всіх головних максимумів, крім цент-

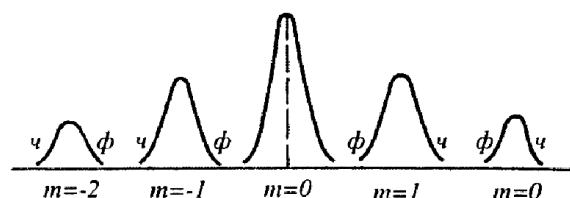


Рис. 97



рального, не збігаються один з одним. Тому центральний максимум має вигляд білої смужки, а всі інші – райдужних смужок, які називають дифракційними спектрами першого, другого і т.д. порядків. У межах кожної смужки забарвлення змінюється від фіолетового біля внутрішнього краю (найближчого до максимуму нульового порядку) до червоного – біля зовнішнього краю. На рис. 17 зображено центральний та два головні максимуми і зазначено їхнє забарвлення.

## 67. Дифракція рентгенівського випромінювання

Як відомо, рентгенівське випромінювання є електромагнітними хвилями, довжина яких лежить в інтервалі  $10^{-10} \div 8 \times 10^{-8} \text{ м}$ . Залежно від умов одержання рентгенівське випромінювання утворює суцільний або лінійчастий (характеристичний) спектр.

Щоб ґратка ефективно розкладала випромінювання у спектр, її період  $d$  має бути того самого порядку, що й довжина хвилі падаючого випромінювання. Для спостереження дифракції рентгенівських хвиль слід мати просторову ґратку, період якої близько  $10^{-10} \text{ м}$ . У природі існують такі просторові структури – кристали, де

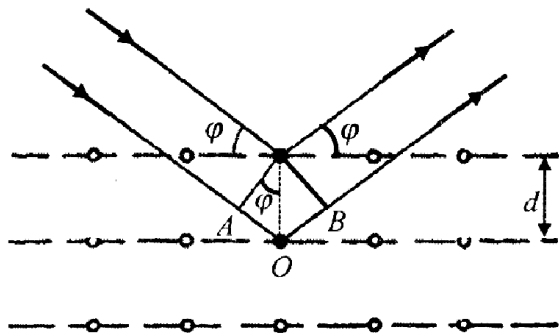


Рис. 98

атоми та іони розміщено на відстанях близько  $10^{-10} \text{ м}$ . Кристалографічні дослідження показали, що у будь-якому кристалі можна виявити певні площини, де атоми або іони, які утворюють його кристалічну ґратку, розміщені найбільш густо. Такі площини відбиватимуть монохроматичне рентгенівське випромінювання, яке може інтерферувати від різних площин. Очевидно, підсилення хвиль при інтерференції відбудеться для тих значень кута  $\varphi$ , коли в

різниці ходу  $\Delta = AO + OB$  (рис. 18) вміщується ціле число довжин хвиль:

$2d \sin \varphi = m\lambda$ , де  $\varphi$  – доповнюючий кут, або кут ковзання;  $m=1, 2, 3, \dots$ ;  $d$  – відстань між площинами.

Співвідношення  $2d \sin \varphi = m\lambda$  є формулою **Вульфа-Брегга**, яка широко застосовується у рентгеноструктурних дослідженнях. Дифракція виникає не в довільному напрямку падіння монохроматичного випромінювання, тому для її спостереження треба повертати кристал так, щоб кут ковзання задовольняв умову  $2d \sin \varphi = m\lambda$ . Якщо обертати кристал або проводити експеримент з полікристалічною системою, в якій окремі кристалики орієнтовані довільно, то можна отримати певну систему інтерференційних картин від усіх можливих типів атомних площин певного кристала.

Розділ фізики і техніки, що використовує рентгенівське випромінювання для вивчення структури твердих тіл, рідин, молекул, називається **рентгеноструктурним аналізом**. Дифракція рентгенівського випромінювання у кристалах використовується також для вивчення рентгенівських спектрів, що дає змогу визначити хімічний склад речовин.

Метод визначення хімічного складу речовин через вивчення їх рентгенівських спектрів називається **рентгеноспектральним аналізом**. Рентгеноструктурний і рент-

геноспектральний аналіз досить широко застосовується у багатьох галузях народного господарства.

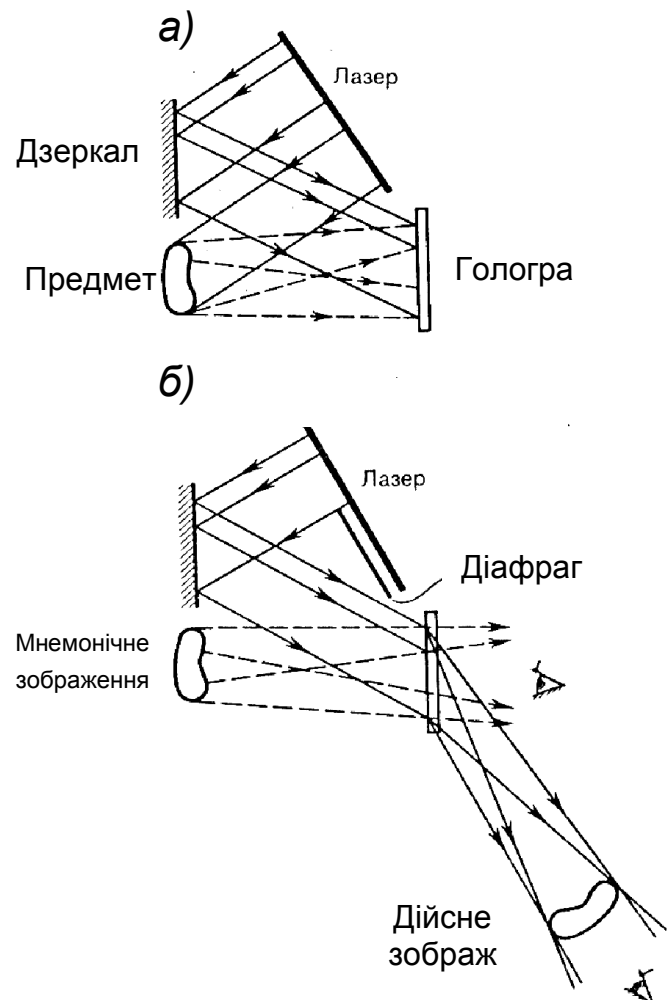
## 68. Голографія

**Голографія (від грецького “повний запис”) – особливий спосіб запису та відновлення хвильового поля, який засновано на реєстрації інтерференційної картини.**

Вона зобов'язана своїм виникненням законам хвильової оптики – законам інтерференції й дифракції. Цей принципово новий спосіб фіксації і відтворення просторового зображення предметів винайшов англ. фізик Д. Габор (1900-1979) у 1947р. (Нобелівська премія 1971р.). Подальша розробка цього способу (радянським ученим Ю.Н. Денисюком у 1962р. та американськими фізиками Е. Лейтом й Ю. Упатнієксом у 1963р.) стала можлива після появи в 1960р. джерел світла високої степені когерентності – *лазерів*.

Розглянемо елементарні основи принципу голографії, тобто реєстрації та відновлення інформації про предмет. Для реєстрації та відновлення хвилі необхідно вміти реєструвати та відновлювати амплітуду і фазу хвилі, яка надходить від предмета. Це в принципі можливо, так як розподіл інтенсивності в інтерференційній картинці,  $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$  (враховуючи, що  $I \sim A^2$ ) визначається як амплітудою хвиль, які інтерферують, так і різницею їх фаз. Тому для реєстрації як фазової, так і амплітудної інформації окрім хвилі, яка надходить від предмету – **предметної хвилі**, використовують ще когерентну з нею хвилю, яка надходить від джерела світла – **опорна хвиля**. Ідея голографування заключається у тому, що фотографується розподіл інтенсивності в інтерференційній картинці, що виникає під час суперпозиції хвильового поля об'єкту й когерентної йому хвилі відомої фази. Дифракція світла на зареєстрованому розподілі почорнінь у фотошарі відновлює хвильове поле об'єкта й допускає вивчення цього поля під час відсутності об'єкта, над яким проводилось спостереження.

Практично ця ідея може бути здійснена за допомогою принципової схеми, яка зображена на рис. (а). Пучок лазера ділиться на дві частини, при чому одна його частина відображається дзеркалом на фотопластинку (опорна хвиля), а друга потрапляє на фотопластинку, відобразившись від предмету (предметна хвиля). Опорна й предметна хвилі, які є когерентними та накладаючись одна на іншу,



утворюють на фотопластинці інтерференційну картинку. Після проявлення фотопластинки і виходить так названа **голограма** – зареєстрована на фотопластинці інтерференційна картинка, утворена шляхом додавання опорної і предметної хвиль.

Для відновлення зображення (рис. б) голограму треба помістити у те ж саме положення, де вона знаходилась до реєстрування. Її освітлюють опорним пучком того ж лазера (друга частина лазерного пучка перекривається діафрагмою). В результаті дифракції світла на інтерференційній структурі голограми відновлюється копія предметної хвилі, утворюючи об'ємне зображення предмета, розміщене у тому ж місці, де предмет знаходився під час голографування. Воно здається настільки реальним, що його хочеться помацати. Крім того, відновлюється дійсне зображення предмету, що має рельєф, обернений рельєфу предмета, тобто випуклі місця замінені ввігнутими, і навпаки (якщо спостереження ведеться справа від голограми).

Методи голографії (запис голограми в трьохмірних середовищах, кольорове й панорамне голографування і т.д.) все більше і більше розвивається. Застосування голографії різноманітні, але найбільш важливим є запис та збереження інформації. Методи голографії дозволяють записувати у сотні раз більше сторінок друкованого тексту, ніж звичайні способи мікрофотографії. За підрахунками, на фотопластинку розміром **32х32 мм можна записати 1024 голограми** (площа кожної з них  $1\text{мм}^2$ ), тобто на одній фотопластинці можна “розмістити” книгу об'ємом вище тисячі сторінок. У якості майбутніх розробок можуть служити ЕОМ з голографічною пам'яттю, голографічний електронний мікроскоп, голографічне кіно та телебачення, голографічна інтерферометрія і т.д.

## 69. Дисперсія світла.

### Області нормальної і аномальної дисперсії

*Дисперсією світла називається залежність показника заломлення  $n$  речовини від асоти  $\nu$  (довжини хвилі  $\lambda$ ) світла або залежність фазової швидкості  $v$  світла в середовищі від його частоти  $\nu$ . Дисперсію світла подають у вигляді залежності  $n=f(\lambda)$ .*

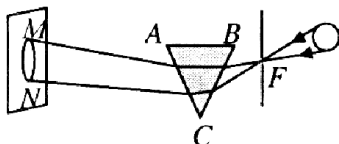


Рис. 99

Наслідком дисперсії є розклад у спектр пучка білого світла при проходженні його через призму.

Такий дослід вперше виконав у 1672 р. Ньютон. Схема досліду наведена на рис. 19. Промінь світла від Сонця проходить через малий круглий отвір  $P$  у ставні вікна, потім заломлюється в скляній призмі  $ABC$  і падає на аркуш білого паперу. При цьому кругле зображення отвору  $F$  розтягується в кольорову смугу  $MN$ , яку Ньютон назвав спектром.

Розглянемо дисперсію світла у призмі. Нехай монохроматичний пучок світла падає на призму з показником заломлення  $n$  під кутом  $\alpha_1$  (рис. 20),  $\delta$  – заломлюючий кут призми.

Кут відхилення  $\varphi$  зв'язаний із заломлюючим кутом призми  $\delta$  співвідношенням

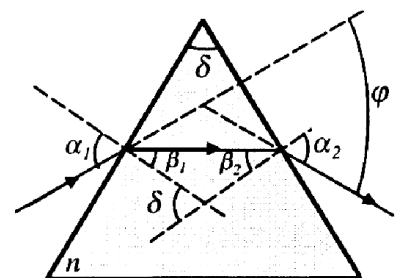


Рис. 100

$$\varphi = \delta(n-1),$$

тобто кут відхилення променів призмою тим більший, чим більший заломлюючий кут призми. Оскільки кут відхилення  $\varphi$  залежить від величини  $n-1$ , а  $n$  є функцією довжини хвилі, то промені різних довжин хвиль після проходження призми виявляються відхиленими на різні кути. Величину

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{d\varphi}{dn} \frac{dn}{d\lambda},$$

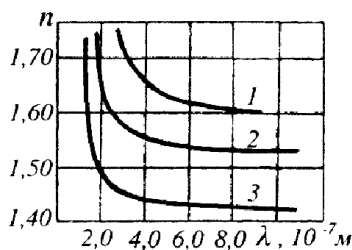
що відповідає постійному значенню кута падіння  $\alpha_1$ , називають **кутовою дисперсією** призми.

За допомогою призми, як і за допомогою дифракційної ґратки, розкладаючи світло у спектр, можна визначити його спектральний склад.

**Розглянемо відмінності в дифракційному і призматичному спектрах:**

**а)** дифракційна ґратка розміщує падаюче світло безпосередньо по довжинах хвиль, тому за вимірними кутами можна обчислити довжину хвилі.

Розклад білого світла в призмі відбувається за значеннями показника заломлення, тому для визначення довжини світла треба знати залежність  $n = f(\lambda)$ .



**Рис. 101**

У дифракційному спектрі кольори розміщуються за порядком зростання довжини хвилі, а в дисперсійному – навпаки. Дифракційною ґраткою червоні промені, що мають більшу довжину хвилі, ніж фіолетові, відхиляються сильніше.

На рис. 21 наведені залежності показника заломлення  $n$  від довжини хвилі  $\lambda$  для скла (1), кварцу (2) і флюориту видно із рис. 21, показник заломлення  $n$  монотонно зростає зі зменшенням довжини хвилі  $\lambda$ . Отже, призмою червоні промені, що мають менший показник заломлення, ніж фіолетові промені, відхиляються на менший кут  $\varphi$ , ніж фіолетові промені;

**б)** дисперсійний спектр білого світла стиснутий у червоній області і розтягнутий у фіолетовій, тому що показник заломлення скла в області коротких хвиль при зміні довжини хвилі випромінювання змінюється швидко, а в області довгих хвиль – повільно. Дифракційний спектр рівномірно розтягнутий на всіх своїх ділянках.

Величина  $D = \frac{dn}{d\lambda}$  – **дисперсія речовини, показує, як швидко змінюється показник заломлення з довжиною хвилі.**

Дисперсію світла в середовищі називають **нормальною, якщо із зростанням частоти  $\nu$  абсолютний показник заломлення  $n$  середовища також зростає:**

$$\frac{dn}{d\nu} > 0 \quad \left( \frac{dn}{d\lambda} < 0 \right).$$

Така залежність показника заломлення  $n$  від  $\nu$  буде в тих областях частот, для яких середовище прозоре. Наприклад, звичайне скло прозоре для видимого світла і в цьому інтервалі частот має нормальну дисперсію.

Дисперсію світла в середовищі називають **аномальною, якщо із зростанням частоти абсолютний показник заломлення середовища зменшується:**

$$\frac{dn}{dv} < 0 \quad \left( \frac{dn}{d\lambda} > 0 \right).$$

Аномальна дисперсія буде в області частот, які відповідають смугам інтенсивного поглинання світла речовиною. Для скла ці смуги лежать в ультрафіолетовій й інфрачервоній частині спектра. Аномальній дисперсії відповідає інтервал довжин хвиль від  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$  (рис. 22), або інтервал частот від  $\nu_1$  до  $\nu_2$  (рис. 23).

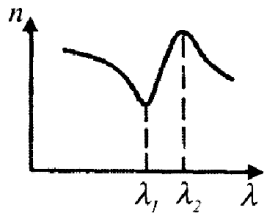


Рис. 102

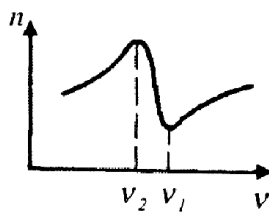


Рис. 103

У довідкових таблицях показники заломлення різних речовин даються для жовтої лінії натрію  $\lambda_D = 0,5893$  мкм і позначаються  $n_D$ . Середня дисперсія визначається за синьою  $\lambda_F = 0,4861$  мкм і червоною  $\lambda_C = 0,6563$  мкм лініях водню і позначається  $n_F - n_C$ . Величина  $\frac{n_F - n_C}{n_D - 1}$  називається **відносною дисперсією**, обернена її величина – **коефіцієнтом дисперсії**.

## 70. Поглинання світла

Під час проходження паралельного пучка світла крізь шар прозорого середовища його інтенсивність зменшується, тобто світло поглинається. Явище поглинання світла пояснюється на основі як класичної, так і квантової теорії. Поглинання світла може приводити до нагрівання, іонізації або збудження атомів і молекул речовини, до деформації та ін. Крім того, поглинання може супроводжуватись розсіянням світла та індуктивним випромінюванням.

Щоб отримати співвідношення, яке виражає закон поглинання світла, розглянемо шар прозорого середовища завтовшки  $l$ , на який падає паралельний пучок променів інтенсивністю  $I_0$ . Виділимо в середовищі нескінченно тонкий шар  $dl$  (рис. 24). Дослід показує, що зменшення інтенсивності світла шаром середовища  $dl$  пропорційне до величини інтенсивності, що входить у цей шар, і товщини його шару, тобто

$$dI = -\alpha I dl,$$

де  $\alpha$  – коефіцієнт пропорційності, який не залежить від інтенсивності світла називається **коефіцієнтом екстинції** або **коефіцієнтом поглинання**. Знак мінус вказує на те, що із збільшенням товщини шару поглинаючого середовища інтенсивність світла, що проходить крізь нього, зменшується.

Після розділення змінних у рівнянні дістаємо

$$\frac{dI}{I} = -\alpha dl.$$

Проїнтегруємо це рівняння:

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\alpha \int_0^l dl.$$

При цьому маємо

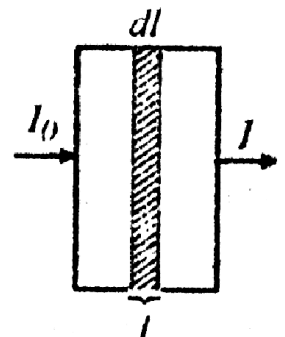


Рис. 104

$$I = I_0 e^{-\alpha l},$$

де  $I$  – інтенсивність світла, що виходить із шару поглинаючого середовища завтовшки  $l$ ;  $I_0$  – інтенсивність світла, що проходить у поглинаюче середовище. При  $l = \frac{I}{\alpha}$

інтенсивність  $I = \frac{I_0}{e}$ , Отже, шар, товщина якого дорівнює  $\frac{I}{2\alpha}$ , зменшує інтенсивність світла в  $e$  разів. Отримане співвідношення було встановлене у 1729 р. П. Бугером і називається **законом Бугера** або **законом Бугера-Ламберта**. А. Бер незалежно від П.Бугера встановив, що поглинання світла розчинами пропорційне молекулярній концентрації  $C_0$ , розчиненої речовини, тобто  $\alpha = \alpha_0 C_0$ , де  $\alpha_0$  – коефіцієнт пропорційності, який залежить від природи розчиненої речовини і не залежить від її концентрації.

Тоді закону Бугера-Ламберта-Бера можна надати вигляду

$$I = I_0 l^{-\alpha_0 C_0 l}.$$

Це співвідношення виражає закон Вугера-Ламберта-Бера, який справедливий для газів і розчинів малих концентрацій. Коефіцієнт поглинання можна виразити через циклічну частоту світла  $\omega$  і показник поглинання середовища:

$$\alpha' = 2 \frac{u''}{c} \propto = 2 \frac{2\pi\nu}{\lambda_0} T \propto = \frac{4\pi}{\lambda_0} \propto.$$

Отже, коефіцієнт поглинання залежить від довжини хвилі  $\lambda_0$  (або частоти  $\omega$ ) і від хімічної природи речовини.

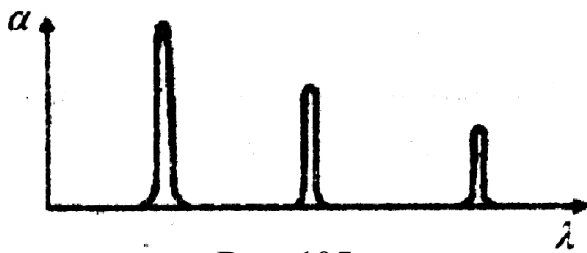


Рис. 105

В одноатомних газах і парах металів, у яких атоми розмішені на значних відстанях один від одного і їх можна вважати ізольованими, коефіцієнт поглинання для більшості довжин хвиль близький до нуля і лише для дуже вузьких спектральних областей спостерігаються різні максимуми (так званий лінійчастий спектр поглинання) (рис.25). Ці лінії відповідають частотам власних

коливань електронів в атомах.

У газів з багатоатомними молекулами є системи тісно розміщених ліній, які утворюють **смуги поглинання**. Структура цих смуг визначається складом і будовою молекул.

Рідкі і тверді діелектрики мають суцільні спектри поглинанням що складаються з порівняно широких смуг поглинання, в межах яких коефіцієнт поглинання змінюється плавно. За межами цих смуг  $\alpha \approx 0$ , тобто діелектрики прозорі.

Метали практично непрозорі для світла. Коефіцієнт  $\alpha$  для них має значення порядку  $10^2 \text{ м}^{-1}$ , в той час як для скла  $\alpha \approx 1 \text{ м}^{-1}$ . Це обумовлено наявністю в металах вільних електронів. Під дією електричного поля світлової хвилі вільні електрони починають рухатись і в металі виникають швидкозмінні структури, що супроводжуються

виділенням теплоти. В результаті енергія світлової хвилі швидко зменшується і перетворюється у внутрішню енергію металу.

Структура спектрів поглинання визначається складом і будовою молекул, тому вивчення спектрів поглинання є одним з основних методів кількісного і якісного дослідження речовин.

## 71. Розсіяння світла

З класичної точки зору процес розсіяння світла полягає в тому, що світло, яке проходить через речовину, викликає коливання електронів в атомах. Електрони, що коливаються, збуджують вторинні хвилі, які поширюються в усіх напрямках. Оскільки вторинні хвилі являються когерентними, то необхідно враховувати їхню взаємну інтерференцію.

У випадку однорідного середовища вторинні хвилі повністю гасять одна одну у всіх напрямках, крім напрямку розповсюдження первинної хвилі.

У випадку неоднорідного середовища, вторинні хвилі не гасять одна одну у бічних напрямках. Дифрагуючи на неоднорідностях середовища, світлові хвилі дають дифракційну картину, яка характеризується рівномірним розподілом інтенсивності світла в усіх напрямках. Тому дифракцію на дрібних неоднорідностях і називають розсіянням світла.

Середовища із дрібними оптичними неоднорідностями називаються «мутними» середовищами. До «мутних» середовищ відносяться: дими, тумани, суспензії, емульсії, перламутри, опали.

Якщо розміри неоднорідностей  $d < 0.1\lambda$  ( $\lambda$  – довжина світлової хвилі), то інтенсивність розсіяного світла:

$$I_{\text{розс}} \sim \nu^4 \sim \frac{1}{\lambda^4}$$

Ця залежність зветься законом Релея.

Якщо розміри неоднорідностей  $d \sim \lambda$ , то:

$$I_{\text{розс}} \sim \nu^2 \sim \frac{1}{\lambda^2}$$

Слід згадати також про молекулярне розсіяння світла – розсіяння на неоднорідностях густини атмосферного повітря. Молекулярним розсіянням пояснюється голубий колір неба.