

8. КРИСТАЛООПТИКА

8.1. Короткі теоретичні відомості

- Подвійним променезаломленням світла називається явище, пов'язане з тим, що при проходженні світлового променя через деякі анізотропні середовища виникають два промені, які по-різному заломлюються і мають ортогональні поляризації. До таких анізотропних середовищ належать деякі кристали, наприклад, кристал ісландського шпату. Цей кристал має форму ромбоєдра (рис. 8.1).

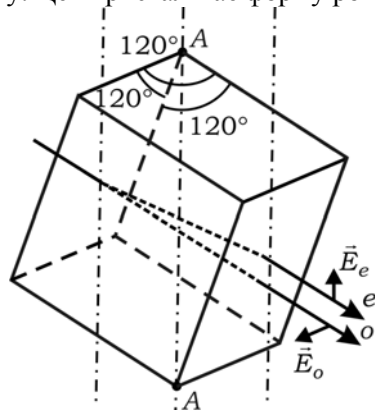


Рис. 8.1. Подвійне променезаломлення та орієнтація оптичної осі, яка збігається з напрямком AA , у кристалі ісландського шпату

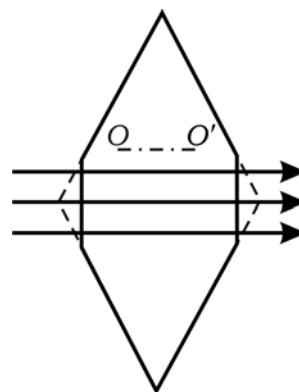


Рис. 8.2. Відсутність подвійного променезаломлення при проходженні світла вздовж оптичної осі OO кристала

- Пряму AA , що проходить через вершини протилежних тупих кутів ромбоєдра і будь-яку іншу паралельну їй пряму, називають *оптичною віссю* кристала. У напрямку цієї осі промінь проходить без подвійного заломлення (рис. 8.1). Існують кристали (напр., слюда, гіпс $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ тощо), які мають дві оптичних осі. Такі кристали називаються *двовісними*. Площина, яка містить падаючий промінь та оптичну вісь кристала, проведена через точку падіння променя на кристал, називається *головним перерізом*, або *головною площиною* кристала відносно цього променя (рис. 8.2).

- В *одновісних кристалах* одна із хвиль (звичайний – *o*-промінь) має площину поляризації, яка перпендикулярна головному перерізу кристала, а друга хвиля (незвичайний – *e*-промінь) має площину поляризації, яка паралельна головному перерізу. Явище подвійного променезаломлення обумовлене залежністю показника

заломлення середовища від напрямку поширення світлової хвилі та її поляризації. При падінні світлової хвилі на анізотропне середовище в ньому виникають дві лінійно поляризовані хвилі із взаємно перпендикулярними площинами поляризації. Швидкість поширення звичайної хвилі (v_o) і показник заломлення (n_o) для неї не залежать від напрямку її поширення, а для незвичайної хвилі відповідні величини (v_e, n_e) – залежать. Для незвичайного променя відомі закони заломлення змінюються: наприклад, він може не лежати у площині падіння. При поширенні світла вздовж оптичної осі подвійне променезаломлення відсутнє $n_e = n_o$.

- Одновісні кристали поділяються на *додатні* та *від'ємні* залежно від знака різниці ($n_e - n_o$). Якщо $n_e > n_o$, то кристал – додатний (кварц, лід, TiO_2 , HgS тощо). Якщо $n_e < n_o$, то кристал – від'ємний (ісландський шпат CaCO_3 , турмалін, апатит, LiNbO_3 тощо). Максимальне значення абсолютної величини різниці ($n_e - n_o$) служить числовою характеристикою подвійного променезаломлення.

Властивості звичайного і незвичайного променів:

1. Кожен із променів утворюється в точці падіння на вхідній поверхні анізотропного кристала.

2. Кожен із променів лінійно поляризований у взаємно перпендикулярних площинах ($\vec{E}_o \perp \vec{E}_e$): звичайний – у площині, яка перпендикулярна до головного перерізу кристала, а незвичайний – у площині головного перерізу.

4. Заломлення *e*-променя відбувається навіть при нормальному падінні світла на межу анізотропного кристала. Незвичайний (*e*-промінь) може не лежати у площині падіння.

5. У середині кристала звичайний і незвичайний промені поширюються з різними швидкостями – $v_o(\varphi) = c / n_o = \text{const}$ і $v_e(\varphi) = c / n_e(\varphi) \neq \text{const}$. Тільки вздовж оптичної осі кристала обидва променя поширюються з однаковою швидкістю $v_e = v_o$. У напрямку, що перпендикулярний до оптичної осі кристала, обидва променя мають максимальну різницю швидкостей $|v_o - v_e|$ і показників заломлення $|n_o - n_e|$, але при цьому поширюються в одному напрямку, без просторового розділення.

6. Звичайний промінь підпорядковується закону заломлення Снеліуса $\sin \varphi / \sin \varphi_o = n_o = \text{const}$, де φ – кут падіння променя на кристал; φ_o – кут заломлення звичайного променя в кристал; n_o – показник заломлення кристала для звичайного променя.

Щодо незвичайного променя правомірність застосування закону Снеліуса визначається тим, що позначати через кут φ_e . Якщо за кут φ_e приймати кут, який визначає напрямок поширення незвичайного променя (це кут між вектором Умова–Пойнтінга \vec{S}_e і нормаллю до межі поділу двох середовищ: ізотропне середовище – кристал), то незвичайний промінь не підпорядковується закону заломлення Снеліу-

са. Проте, якщо за кут φ_e прийняти кут, який визначає напрямок поширення хвильового фронту незвичайного променя (кут між хвильовим вектором \vec{k}_e і нормаллю до межі поділу), то закон Снеліуса можна використовувати для опису заломлення незвичайного променя. Це справедливо навіть з урахуванням того факту, що показник заломлення незвичайного променя змінюється залежно від напрямку падаючого променя.

7. Якщо на кристал падає промінь природного світла інтенсивністю $I_{\text{пр}}$, то його інтенсивності на виході з кристала визначаються формулами:

$$I_o = \frac{1}{2} T_o I_{\text{пр}}; \quad I_e = \frac{1}{2} T_e I_{\text{пр}}, \quad (8.1)$$

де T_o і T_e – коефіцієнти пропускання кристалом звичайного та незвичайного променів, відповідно.

8. Якщо на анізотропний кристал падає лінійно поляризований промінь з інтенсивністю I_1 , то їх інтенсивності на виході з кристала визначаються формулами:

$$I_e = I_1 \cos^2 \alpha; \quad I_o = I_1 \sin^2 \alpha, \quad (8.2)$$

де α – кут між площиною поляризації падаючого променя та оптичною віссю кристала.

9. Для звичайного променя анізотропний кристал поводить себе як ізотропне середовище: $n_o(\varphi) = \text{const}$, хвильова поверхня для o -променів від точкового джерела має форму сфери. Щодо незвичайного променя анізотропний кристал характеризується змінним показником заломлення: $n_e(\varphi) \neq \text{const}$. Наприклад, для жовтого світла $n_e = 1,486 \leq n_e(\varphi) \leq n_o = 1,658$ для ісландського шпату або $n_o = 1,54 \leq n_e(\varphi) \leq n_e = 1,55$ для кварцу.

Максимальне і мінімальне значення показника заломлення одновісного кристала (n_e , n_o) називаються *головними показниками заломлення* такого кристала (див. запитання 8.3.5).

Хвильова поверхня для e -променів від точкового джерела має форму еліпсоїда обертання (рис. 8.3).

10. Для o -хвилі напрямок променя і нормалі до хвильового фронту збігаються, а для e -хвилі їх напрямки можуть бути різними. Тому e -промінь може виходити з площини падіння.

11. Знаючи головні показники заломлення одновісного кристала n_e та n_o , за формулою (8.3) можна знайти показник заломлення $n_e(\varphi)$ для незвичайної хвилі, а

значить і її швидкість $v_e = \frac{c}{n_e(\varphi)}$ для будь-якого напрямку в кристалі:

$$n_e(\varphi) = \frac{n_e \cdot n_o}{\sqrt{n_e^2 \cdot \cos^2 \varphi + n_o^2 \cdot \sin^2 \varphi}}, \quad (8.3)$$

де φ – кут між хвильовим вектором \vec{k}_e незвичайної хвилі та оптичною віссю кристала (рис. 8.3). Формула (8.3) справедлива як для додатних, так і для від'ємних кристалів.

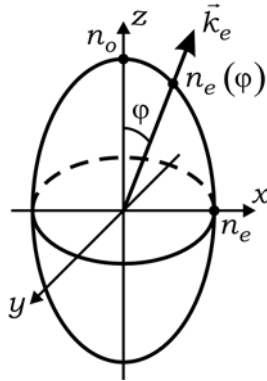


Рис. 8.3. Еліпсоїд показника заломлення в одновісному кристалі: \vec{k} – хвильовий вектор світлової хвилі; z – напрямок оптичної осі кристала

- *Фазовою пластинкою (ФП)* називається плоско-паралельна пластинка, виготовлена з одновісного кристала, оптична вісь якого паралельна поверхні пластинки. На виході ФП утворюються звичайний і незвичайний промені, які поширюються в одному напрямку й мають різницю фаз

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)d, \quad (8.4)$$

де λ – довжина хвилі; d – товщина фазової пластинки.

- *Еліптично поляризоване світло* можна отримати, якщо пропускати природне світло через систему, яка складається з поляризатора і ФП (рис. 8.4).

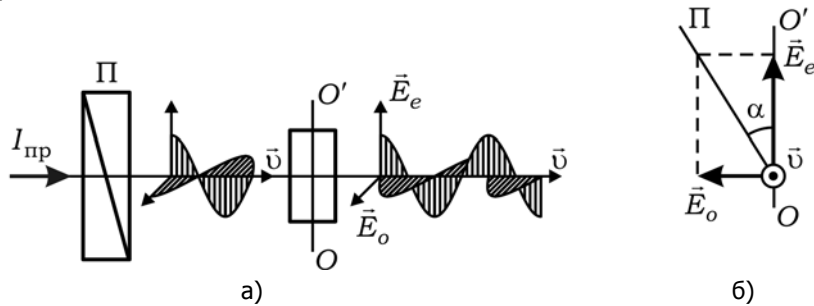


Рис. 8.4. Схема отримання еліптично поляризованого світла:
а) оптична система; б) векторна діаграма

У результаті складання двох світлових хвиль однієї частоти, які лінійно поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах і мають різницю фаз δ , утворюється еліптично поляризоване світло, що описується рівнянням

$$\frac{y^2}{E_e^2} + \frac{z^2}{E_o^2} - 2\frac{yz}{E_e E_o} \cos \delta = \sin^2 \delta. \quad (8.5)$$

Це рівняння еліпса, який вписаний у прямокутник зі сторонами $2E_e$ і $2E_o$, а

$$E_e = E_1 \cos \alpha, \quad E_o = E_1 \sin \alpha,$$

де α – кут між головною площиною фазової пластинки і площиною пропускання поляризатора (рис. 8.4, б).

Часткові випадки еліптичної поляризації залежно від різниці фаз показано на рис. 8.5.

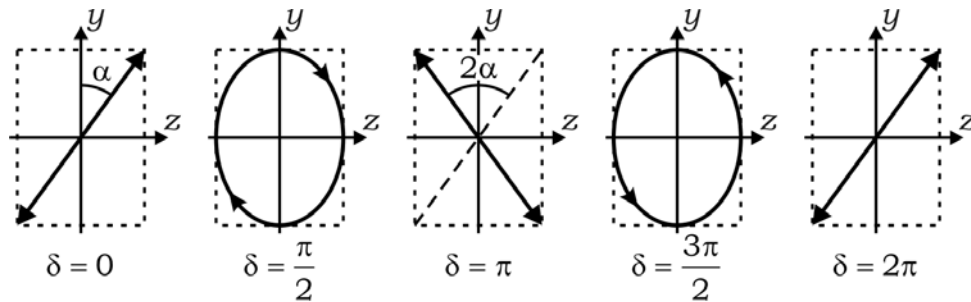


Рис. 8.5. Часткові випадки еліптичної поляризації світла (з аналізу рівняння (8.5))

- Чвертьхвильовою фазовою пластинкою ($\left(\frac{\lambda}{4}\right)$ -ФП) вважається така ФП, для товщини якої виконується умова

$$d = \frac{\lambda}{4}(1 + 4m) \frac{1}{n_e - n_o}, \quad \text{де } m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (8.6)$$

$\left(\frac{\lambda}{4}\right)$ -ФП може перетворити лінійно поляризоване світло на світло, поляризоване по колу, або, як кажуть, циркулярно поляризоване світло. Це можна показати з (8.5): якщо вибрати товщину ФП $d = \frac{\lambda}{4}(4m + 1) \frac{1}{n_e - n_o}$ і кут $\alpha = 45^\circ$, то це приведе

до $\delta = \frac{\pi}{2}(4m + 1)$, а рівність $E_e = E_o$ остаточно перетворить (8.5) на рівняння кола.

Умова (8.6) може набувати іншого вигляду: різниця фаз між o - і e -променями на виході з $\left(\frac{\lambda}{4}\right)$ -ФП дорівнює $\delta = \frac{\pi}{2} + 2\pi m = \frac{\pi}{2}(1 + 4m)$, оптична різниця ходу між цими променями дорівнює $\Delta = \frac{\lambda}{4} + \lambda m = \frac{\lambda}{4}(1 + 4m)$.

- Півхвильова фазова пластинка ($\left(\frac{\lambda}{2}\right)$ -ФП), для якої різниця фаз між o - і e -променями на виході з такої ФП дорівнює $\delta = \pi$, має товщину $d = \frac{\lambda (2m+1)}{2 n_e - n_o}$. $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$ -ФП повертає площину поляризації лінійно поляризованого світла на кут 2α .

Інтерференцію звичайного і незвичайного променів можна спостерігати при проходженні світла через систему поляризатор–фазова пластинка–аналізатор (рис. 8.6). З аналізатора виходять два когерентних промені, які поляризовані в одній площині ($\vec{E}_{e2} \parallel \vec{E}_{o2}$) і мають різницю фаз δ , що визначається формулою (8.4).

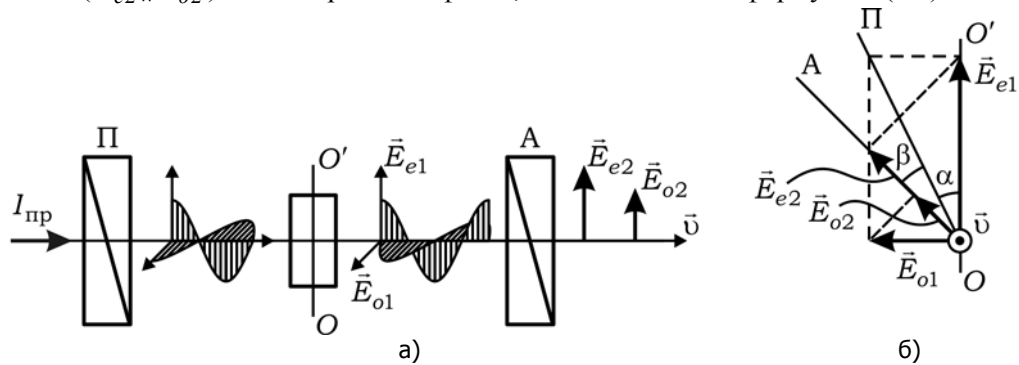


Рис. 8.6. Схема оптичної системи для спостереження інтерференції поляризованих променів

Результуюча інтенсивність поляризованих променів, що інтерферують, дорівнює

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{п}} \left[\cos^2 \beta - \sin 2\alpha \sin 2(\alpha - \beta) \sin^2 \frac{\delta}{2} \right], \quad (8.7)$$

де β – кут між площинами пропускання поляризаторів Π_1 і Π_2 ; α – кут між площиною пропускання поляризатора Π_1 і оптичною віссю фазової пластинки.

На практиці часто зустрічаються випадки, коли $\alpha = 45^\circ$, а площини пропускання поляризаторів Π_1 і Π_2 паралельні ($\beta = 0^\circ$), тоді

$$I_{\parallel} = \frac{1}{2} I_{\text{п}} \cos^2 \frac{\delta}{2}, \quad (8.8)$$

або площини пропускання поляризаторів Π_1 і Π_2 взаємно перпендикулярні ($\beta = 90^\circ$), тоді

$$I_{\perp} = \frac{1}{2} I_{\text{п}} \sin^2 \frac{\delta}{2}. \quad (8.9)$$

Із (8.8) та (8.9) видно, що при нерівномірній товщині ФП інтерференційні карти-ни при $P_1 \parallel P_2$ та $P_1 \perp P_2$ є взаємодоповнювальними, тобто при спостереженні інтерференції в монохроматичному світлі місця максимумів інтенсивності світла в першому випадку обертаються на місця мінімумів інтенсивності світла в другому випадку. У випадку спостереження в білому світлі кольори у вказаних вище випадках отримуємо різними, і називаються вони *взаємодоповнювальними*.

8.2. Методичні вказівки та поради

1. Звернемо увагу на два можливі способи опису поширення електромагнітних хвиль в анізотропних середовищах: перший – у термінах показників заломлення n_o та n_e ; другий – у термінах фазових швидкостей $v_o = \frac{c}{n_o}$ та $v_e = \frac{c}{n_e}$. Ці два способи опису ні в якому разі не можна плутати, оскільки їх застосування має суттєво різні зовнішні прояви: як видно з рис. 8.7, велика піввісь еліпса v_e не збігається з великою піввіссю еліпса n_e , а перпендикулярна до неї. (Це викликано тим, що величини n_o та v_o (n_e та v_e) пов'язані між собою обернено пропорційною залежністю).

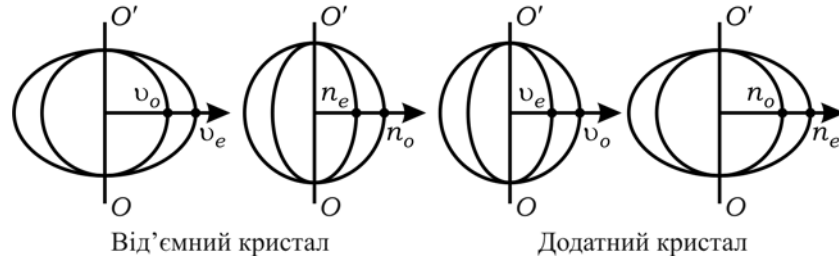


Рис. 8.7. До визначення типів (додатного та від'ємного) анізотропних

У термінах показників заломлення отримують еліпсоїд показника заломлення для незвичайної хвилі $n_e(\varphi)$ (рис. 8.3). Він має таку властивість, що, побудувавши відрізок від центра еліпсоїда вздовж вектора \vec{k}_e , який складає кут φ з оптичною віссю OO' кристала, до його перетину з поверхнею еліпсоїда, можна знайти значення $n_e(\varphi)$ уздовж будь-якого напрямку в кристалі, який визначається кутом φ (рис. 8.3). Це саме значення $n_e(\varphi)$ можна також знайти за допомогою формули (8.3).

2. Другий спосіб опису – через фазові швидкості – дозволяє отримувати напрямки поширення хвильового фронту (хвильового вектора \vec{k}) і напрямки вектора Умова–Пойнтінга \vec{S} (напрямок незвичайного променя) в одновісному анізотропному кристалі, який збігається з нормаллю до поверхні еліпсоїда (рис. 8.8). Цей метод широко використовується при побудовах Гюйгенса і дозволяє визначити на-

9. ПОЛЯРИЗОВАНЕ СВІТЛО

9.1. Короткі теоретичні відомості

- Поляризація світла – це фізична характеристика оптичного випромінювання, яка описує поперечну анізотропію хвиль, тобто нееквівалентність різних напрямків у площині, що перпендикулярна світловому променю. Оскільки вектори \vec{E} і \vec{H} електромагнітного поля перпендикулярні один до одного, то для повного опису стану поляризації світлового променя обирається один із векторів, зазвичай це вектор \vec{E} (світловий вектор).

Таким чином, поляризація світла вказує на упорядкування просторового положення площини коливань світлового вектора \vec{E} відносно деякої початкової в просторі лінії $a - a$, тобто упорядкування характеру зміни значень кута φ (рис. 9.1).

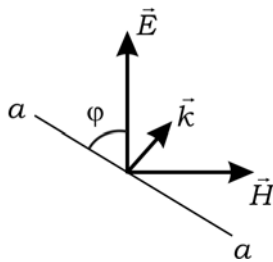


Рис. 9.1. До визначення поляризації світла

Природне світло можна представити у вигляді потоку великої кількості цугів світлових хвиль з випадковим розподіленням орієнтації площин коливань вектора \vec{E} . При цьому кут φ є випадковою величиною, яка рівномірно розподілена в інтервалі від 0 до 2π (рис. 9.2, а). Таке світло називають *неполяризованим*, або *природним*.

- Розрізняють такі види поляризації світла:

- Лінійна, або плоска поляризація: світловий вектор \vec{E} у хвилі коливається в одній незмінній площині ($\varphi = \text{const}$), яка називається *площиною поляризації* (рис. 9.2, б).

- Часткова поляризація: один із напрямків коливань вектора \vec{E} має перевагу (більшу ймовірність) порівняно з іншими напрямками (рис. 9.2, в). Частково поляризоване світло можна розглядати у вигляді суми природного і лінійно поляризованого світла. Під частково поляризованим світлом можуть розуміти також суміш природного світла з еліптично або циркулярно поляризованим світлом. Можна легко уявити собі такі випадки як суміш лінійно та циркулярно поляризованого світла тощо.

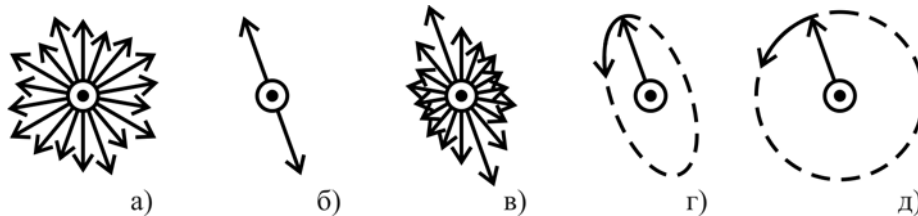


Рис. 9.2. Види поляризації світла: а) природне (неполяризоване) світло; б) лінійна; в) часткова; г) еліптична; д) циркулярна поляризації

3. Еліптична поляризація: площина коливань вектора \vec{E} обертається при поширенні хвилі, а його кінець описує гвинтову лінію навколо напрямку поширення, проекція якої на площину, що перпендикулярна до цього напрямку, є еліпсом (рис. 9.2, г). Площина коливань вектора \vec{E} може обертатися вправо або вліво з круговою частотою хвилі ω .

4. Кругова або циркулярна поляризація: при обертанні площини коливань вектора \vec{E} його кінець описує гвинтову лінію, проекція якої на площину, що перпендикулярна до напрямку поширення хвилі, є колом (рис. 9.2, д). Кругова поляризація є частковим випадком еліптичної.

Поляризація світла відбувається при відбитті та заломленні або при природному подвійному променезаломленні. При падінні природного променя на межу двох діелектриків (n_1, n_2) відбитий промінь стає частково поляризованим з переважним напрямком, що перпендикулярний до площини падіння, а заломлений – частково поляризованим з переважним напрямком, що паралельний до площини падіння (рис. 9.3). Зі зміною кута падіння ступінь поляризації обох променів змінюється.

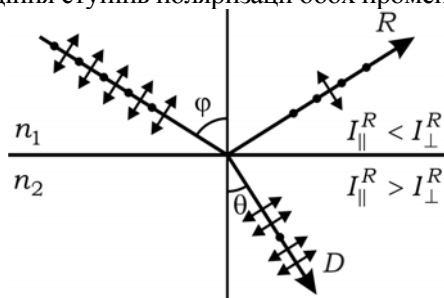


Рис. 9.3. Поляризація світла при відбитті та заломленні

- Азимут поляризації – це кут (α) нахилу вектора \vec{E} до площини падіння.
- Ступінь поляризації характеризує частку лінійно поляризованого світла в частково поляризованому світлі. Ступінь поляризації відбитого R і заломленого D променів розраховується за формулами:

$$P_R = \frac{I_{\max}^R - I_{\min}^R}{I_{\max}^R + I_{\min}^R} = \frac{I_{\perp}^R - I_{\parallel}^R}{I_{\perp}^R + I_{\parallel}^R} = \frac{R_{\perp} - R_{\parallel}}{R_{\perp} + R_{\parallel}}; \quad (9.1)$$

$$P_D = \frac{I_{\max}^D - I_{\min}^D}{I_{\max}^D + I_{\min}^D} = \frac{I_{\parallel}^D - I_{\perp}^D}{I_{\parallel}^D + I_{\perp}^D} = \frac{\frac{1}{2}I_{np}T_{\parallel} - \frac{1}{2}I_{np}T_{\perp}}{\frac{1}{2}I_{np}T_{\parallel} + \frac{1}{2}I_{np}T_{\perp}} =$$

$$= \frac{T_{\parallel} - T_{\perp}}{T_{\parallel} + T_{\perp}} = \frac{(1 - R_{\parallel}) - (1 - R_{\perp})}{(1 - R_{\parallel}) + (1 - R_{\perp})} = \frac{R_{\perp} - R_{\parallel}}{2 - (R_{\perp} + R_{\parallel})},$$

де R_{\perp} і R_{\parallel} – часткові енергетичні коефіцієнти відбиття для перпендикулярної та паралельної складових природного світла:

$$R_{\perp} = \left[\frac{\sin(\varphi - \theta)}{\sin(\varphi + \theta)} \right]^2, \quad (9.3)$$

$$R_{\parallel} = \left[\frac{\operatorname{tg}(\varphi - \theta)}{\operatorname{tg}(\varphi + \theta)} \right]^2, \quad (9.4)$$

де φ – кут падіння природного світла на межу двох діелектриків (n_1, n_2); θ – кут заломлення (рис. 9.3).

• Закон Брюстера: за кута падіння φ природного світла, що дорівнює куту Брюстера (куту повної поляризації)

$$\varphi_B = \arctg\left(\frac{n_2}{n_1}\right), \quad (9.7)$$

відбитий промінь повністю лінійно поляризований у площині, яка перпендикулярна до площини падіння, а заломлений промінь має найбільший ступінь поляризації з переважним напрямком, який паралельний площині падіння (рис. 9.4). При цьому відбитий і заломлений промені взаємно перпендикулярні:

$$\varphi_B + \theta = 90^\circ. \quad (9.8)$$

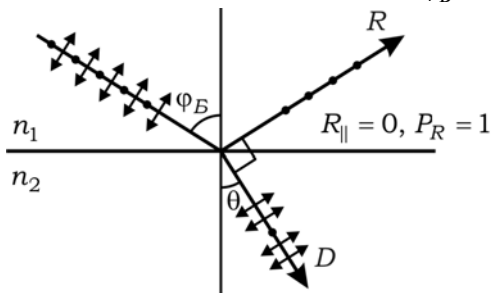


Рис. 9.4. До визначення кута Брюстера

Коли кут падіння дорівнює куту Брюстера, то із формул (9.3), (9.4) і (9.6) випливає, що:

$$R_{\perp B} = \sin^2(\varphi_B - \theta); \quad R_{\parallel B} = 0; \quad R = \frac{1}{2}R_{\perp B}, \quad (9.9)$$

а із формул (9.1) і (9.2):

$$P_R = 1; \quad P_D = \frac{R_{\perp}}{2 - R_{\perp}}. \quad (9.10)$$

- Ступінь поляризації променя, який пройшов через стопу Столетова, що має N плоско-паралельних однакових скляних пластинок, розділених повітряними проміжками, розраховується за формулою

$$P_D = \frac{1 - (1 - R_{\perp})^{2N}}{1 + (1 - R_{\perp})^{2N}}, \quad (9.11)$$

де R_{\perp} визначається формулою (9.9).

- Поляризатор – оптичний елемент, який перетворює світло будь-якого виду поляризації на лінійно поляризоване. Через поляризатор проходять світлові коливання, які паралельні його площині пропускання.
- Аналізатор – поляризатор, який застосовується для аналізу лінійної поляризації світла.
- Аналіз стану поляризації здійснюється за допомогою аналізатора та $\lambda/4$ -пластинки за схемою, наведеною на рис. 9.5.
- Закон Малюса для лінійно поляризованого світла

$$I_A = I_{\text{л.п}} T_A \cos^2 \varphi, \quad (9.12)$$

де I_A – інтенсивність лінійно поляризованого світла на виході аналізатора; $I_{\text{л.п}}$ – інтенсивність лінійно поляризованого світла на вході аналізатора; T_A – коефіцієнт пропускання аналізатора (ураховує відбиття і поглинання світла); φ – кут між площиною поляризації світла, що падає, і площиною пропускання аналізатора.

- Закон Малюса для природного світла: якщо на поляризатор падає природне світло, то інтенсивність I_{Π} лінійно поляризованого світла на виході поляризатора дорівнює

$$I_{\Pi} = \frac{1}{2} T_{\Pi} I_0, \quad (9.13)$$

де T_{Π} – коефіцієнт пропускання поляризатора; I_0 – інтенсивність природного світла на вході поляризатора. Інтенсивність світла на виході системи поляризатор–аналізатор з урахуванням (9.13) дорівнює

$$I_A = \frac{1}{2} T_{\Pi} T_A I_0 \cos^2 \varphi, \quad (9.14)$$

де T_A – коефіцієнт пропускання аналізатора; φ – кут між площинами пропускання поляризатора та аналізатора.

- Чвертьхвильова фазова пластинка $\left(\frac{\lambda}{4}\right)$ -ФП) – оптичний елемент, який у випадку,

коли його оптична вісь становить кут у 45° із площиною поляризації падаючого лінійно поляризованого світла, перетворює його на світло, поляризоване по колу.

10. ШТУЧНА АНІЗОТРОПІЯ. ШТУЧНЕ ДВОПРОМЕНЕЗАЛОМЛЕННЯ. ОПТИЧНА АКТИВНІСТЬ. ЕФЕКТ ФАРАДЕЯ

10.1. Короткі теоретичні відомості

- Штучна анізотропія – це явища, пов'язані зі штучним утворенням анізотропії (яка проявляється, напр., у двоприменезаломленні) у середовищах під дією пружних деформацій, електричного або магнітного полів, охолодженні в зовнішніх полях, освітленні лінійно поляризованим світлом тощо. За своїм походженням ці явища відрізняються від ефектів у природних анізотропних кристалах, але схеми їх спостереження аналогічні, наприклад, схеми на рис. 8.4, у якій замість фазової пластинки встановлено елемент зі штучним двоприменезаломленням (комірка Керра, намагнічений зразок тощо).

- Ефект фотопружності. Під дією пружних деформацій зразки ізотропних прозорих твердих середовищ стають анізотропними зі штучним двоприменезаломленням, яке характеризується величиною

$$n_e - n_o = k\sigma = k \frac{F}{A}, \quad (10.1)$$

де k – коефіцієнт пропорційності, що залежить від властивостей матеріалу; σ – внутрішня напруга, створена деформацією; F – сила, яка прикладена до поверхні зразка площею A .

- Ефект Керра. Під дією поперечного електричного поля деякі ізотропні речовини, у т. ч., рідини (напр., нітробензол), стають анізотропними зі штучним применезаломленням, яке дорівнює

$$n_e - n_o = bE_0^2, \quad (10.2)$$

де b – коефіцієнт пропорційності, що залежить від властивостей рідини та довжини хвилі λ світла; E_0 – напруженість зовнішнього поперечного електричного поля. Величину $B = b / \lambda$ називають *сталю Керра*.

- Ефект Покейса. Під дією електричного поля деякі ізотропні кристали стають анізотропними зі штучним двоприменезаломленням, яке дорівнює

$$n_e - n_o = kE_0, \quad (10.3)$$

де k – коефіцієнт пропорційності, який визначається властивостями середовища; E_0 – напруженість зовнішнього електричного поля.

- Оптична активність – це природне явище, яке полягає в тому, що площина поляризації електромагнітної (світлової) хвилі повертається на деякий кут під час проходження світла крізь оптично активні речовини – деякі кристали та рідкі розчини. При цьому ці речовини не розташовані в зовнішніх полях – магнітному, електричному або механічному. Оптична активність цих речовин природна. До оптично активних речовин належать кристалічний кварц, водний розчин цукру тощо.

Кут повороту площини поляризації для оптично активних кристалів дорівнює

$$\psi = \alpha d, \quad (10.4)$$

де α – стала обернання, що залежить від властивостей речовини і довжини хвилі; d – шлях світла в оптично активній речовині.

Якщо розташувати оптично активну речовину між схрещеними поляризаторами (рис. 10.1), то на виході такої системи (без урахування втрат світла в елементах системи) інтенсивність світла визначається за законом

$$I_{\perp} = \frac{1}{2} I_{\text{пр}} \sin^2 \psi, \quad (10.5)$$

де $I_{\text{пр}}$ – інтенсивність природного світла на вході системи.

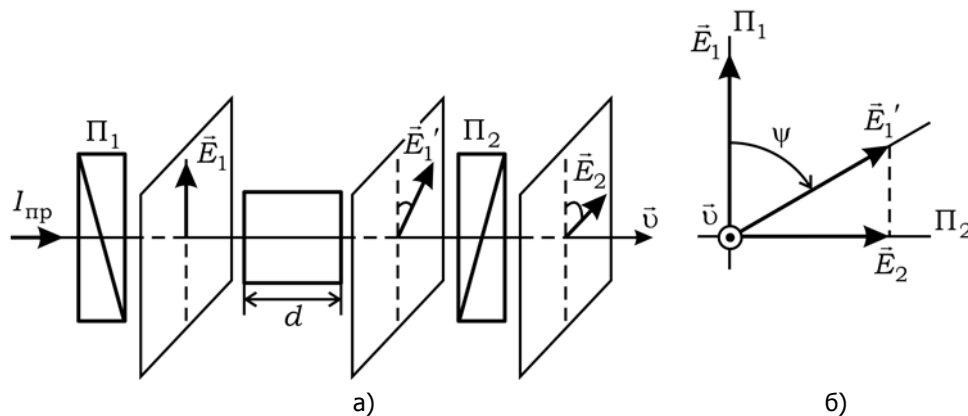


Рис. 10.1. Природне обернання площини поляризації (оптична активність)

У розчинах оптично активних речовин в оптично неактивному розчиннику кут повороту площини поляризації визначається за законом Біо:

$$\Psi = \alpha c d, \quad (10.6)$$

де α – стала обернання, що залежить від властивостей активної речовини та довжини хвилі світла; c – концентрація активної речовини в розчиннику ($\text{кг}/\text{м}^3$); d – шлях світла в оптично активній речовині.

- Магнітне обернання площини поляризації (ефект Фарадея) – це явище, пов'язане з обернанням площини поляризації світла під час його проходження крізь речовину, розміщену в повздовжньому магнітному полі. Це штучне обернання площини поля-

ризації в прозорих, природно оптично неактивних речовинах здійснюється на кут, що дорівнює

$$\Psi = VH_0d, \quad (10.7)$$

де V – стала магнітного обертання (стала Верде), яка залежить від властивостей речовини та довжини хвилі світла; H_0 – напруженість поздовжньої складової зовнішнього магнітного поля.

10.2. Запитання та відповіді

10.2.1. У якому агрегатному стані речовини можуть мати оптичну активність?

Оптичною активністю можуть характеризуватись тверді тіла (напр., кристали кварцу), чисті рідини (скипидар, нікотин) і розчини оптично активних речовин у неактивних розчинниках (водні розчини цукру, винної кислоти тощо).

10.2.2. У чому полягає основна ідея теорії Френеля, яка пояснює оптичну активність речовин?

Основна ідея теорії Френеля, яка пояснює оптичну активність речовин, полягає в тому, що за аналогією із двопроменезаломлювальними кристалами в ній застосована ідея розбиття хвилі в речовині на дві власні хвилі зі своїми показниками заломлення¹. У випадку оптично активних речовин Френель запропонував розглядати циркулярно поляризовані власні хвилі, які відрізняються показниками заломлення $n_{\text{пр}}$ та $n_{\text{лів}}$. Такий розгляд можливий, якщо згадати, що лінійно поляризовану хвилю можна представити як результат додавання двох циркулярно поляризованих хвиль із відповідною різницею фаз. Якщо $n_{\text{пр}} \neq n_{\text{лів}}$, то і фазові швидкості для цих хвиль будуть різні. У результаті цього після проходження власних хвиль крізь активну речовину на її виході складання двох хвиль дає лінійно поляризовану хвилю з площиною поляризації, що повернута відносно поляризації падаючої хвилі.

Звернемо увагу на те, що в теорії Френеля не йдеться про мікроскопічну природу механізмів, які призводять до обертання площини поляризації в оптично активних середовищах. Це – феноменологічна теорія. (Більш детально про теорію Френеля, яка пояснює оптичну активність речовин, можна прочитати в [1, п. 168]).

10.2.3. Як експериментально сам Френель перевіряв правильність своєї теорії, яка пояснює оптичну активність речовин?

Для перевірки своїх припущень щодо теорії оптично активних речовин Френель провів дослід зі спеціально створеною ним призмою, складеною із трьох призм: двох – із правого кварцу та однієї – з лівого кварцу. Експеримент підтвердив правильність теорії Френеля. (Більш детально про цей дослід Френеля можна прочитати в [1, п. 168]).

¹ Нагадаємо, що у двопроменезаломлювальних кристалах лінійно поляризовані власні хвилі відрізнялись показниками заломлення n_o та n_e щодо головного перерізу кристала.

11. ВЗАЄМОДІЯ СВІТЛА З РЕЧОВИНОЮ. ДИСПЕРСІЯ ТА ПОГЛИНАННЯ СВІТЛА. ВИПРОМІНЮВАННЯ ВАВИЛОВА—ЧЕРЕНКОВА

11.1. Короткі теоретичні відомості

Розгляд взаємодії світла з речовиною базується на класичній моделі осцилятора. Поведінка атома чи молекули речовини у світловому полі в цій моделі еквівалентна коливанням осцилятора, які виникають під дією електричного компонента світлової хвилі.

- Дисперсія світла – це залежність показника заломлення n середовища від частоти ω (або довжини хвилі λ) світла. Така залежність викликана тим, що фазова швидкість світлових хвиль залежить від їх частоти (довжини хвилі). На практиці, зазвичай, мають справу з нормальною дисперсією, коли дисперсія показника заломлення $\frac{dn}{d\lambda} < 0$ (або $\frac{dn}{d\omega} > 0$). Аномальна дисперсія, коли $\frac{dn}{d\lambda} > 0 \Rightarrow \left(\frac{dn}{d\omega} < 0 \right)$, спостерігається в ділянках спектра біля центра ліній поглинання.

- Дисперсійна формула Коші, що застосовується для апроксимації експериментальних залежностей $n(\lambda)$, має вигляд

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots, \quad (11.1)$$

де A , B , C – сталі коефіцієнти, які визначаються експериментальним шляхом для кожного середовища.

- Залежність показника заломлення розрідженого газу на віддалі від ліній поглинання (для нормальної дисперсії) від частоти описується формулою Лоренца:

$$n^2 = 1 + 4\pi \frac{e^2}{m} \frac{N}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (\text{у системі Гаусса}), \quad (11.2)$$

де e і m – заряд і маса електрона, відповідно; N – концентрація електронів; ω_0 – власна частота коливань електронів; ω – частота коливань світлової хвилі, яка поширюється в газі.

- У разі врахування поглинання середовища вводять комплексний показник заломлення $n^* = n - i\chi$ середовища і користуються формулами:

$$n^2 - \chi^2 = 1 + \frac{4\pi Ne^2}{m} \cdot \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2}; \quad (11.3)$$

$$n\chi = \frac{4\pi Ne^2}{m} \cdot \frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2}, \quad (11.4)$$

де χ – показник поглинання, γ – коефіцієнт згасання осцилюючого електрона.

Графік частотної залежності показника заломлення з урахуванням поглинання світла в середовищі відповідно до (11.3) має вигляд, зображений на рис. 11.1.

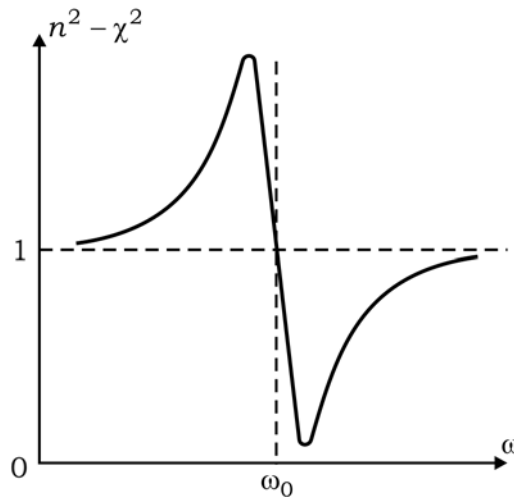


Рис. 11.1. Частотна залежність показника заломлення з урахуванням поглинання світла в середовищі

- Поглинання світла описується законом Бугера–Ламберта:

$$I(l) = I_0 e^{-Kl}, \quad (11.5)$$

який пов'язує інтенсивність $I(l)$ пучка світла, що пройшло в поглинальному середовищі шлях l , з інтенсивністю падаючого світла I_0 . Незалежний від інтенсивності світла коефіцієнт K називається коефіцієнтом поглинання. У більшості випадків показник поглинання залежить від довжини хвилі.

- Випромінювання Вавилова–Черенкова – особливий вид випромінювання, який виникає під час руху тіла в середовищі зі швидкістю u , яка більша за фазову швид-

кість v хвилі у цьому середовищі. За умови, що групова швидкість u більша за фазову швидкість v ($u > v = c/n$), навіть рівномірний рух частинки викликає випромінювання ЕМХ. Рухомі частинки при цьому втрачають енергію, унаслідок чого вона рухається з від'ємним прискоренням (гальмується). Однак це прискорення є не причиною, як у випадку, коли $u < c/n$, а наслідком випромінювання. Навіть, якщо б втрати енергії якимось чином поповнювались, то частинка, рухаючись рівномірно зі швидкістю $u > c/n$, все ж була б джерелом випромінювання.

У випромінюванні Вавилова–Черенкова переважають короткі хвилі, тому воно має синє забарвлення. Характерною ознакою випромінювання Вавилова–Черенкова є те, що воно випромінюється не в усі напрямки, а лише вздовж твірних конуса, вісь якого збігається з напрямком руху частинки, а кут при вершині $\theta = \arccos \frac{c}{nu}$.

11.2. Запитання та відповіді

11.2.1. *Що таке наближення суцільного середовища і в яких випадках його можна застосовувати?*

Згідно з уявленнями про поширення світла в речовині, які систематизовані в класичній електронній теорії Г. А. Лоренца, речовина розглядається як сукупність заряджених частинок. Ці частинки під дією ЕМХ збуджуються і перевипромінюють вторинні хвилі, які складаються між собою та з падаючою на речовину хвилею, визначаючи взаємодію світла з речовиною і поширення світла в речовині. Відстань між зарядженими частинками, як і довжина хвилі, визначена. Залежно від співвідношень між цими величинами середовище можна вважати або суцільним, або дискретним. Постає питання: у яких випадках можна застосовувати наближення суцільного середовища?

Електричне і магнітне поля ЕМХ залишаються майже сталими на відстані $\sim \frac{\lambda}{2\pi}$.

Для видимого світла ця величина становить $\frac{\lambda}{2\pi} \approx 10^{-7}$ м. В об'ємі $(10^{-7})^3$ м³ речовини в конденсованому стані або газу за нормальних умов міститься близько 10^8 атомів. Тому в усьому оптичному діапазоні така речовина має ті самі властивості, що і суцільне середовище.

Проте існують випадки і з негативною відповіддю на це питання:

1) при поширенні світла у верхніх шарах атмосфери, густина яких дуже мала, таке наближення неприпустиме;

13. РОЗСІЯННЯ СВІТЛА

13.1. Короткі теоретичні відомості

- Розсіянням світла називається процес взаємодії світла з речовиною, у результаті якої відбувається зміна напрямку його поширення і виникає невласне світіння речовини. Розсіяння світла відбувається при його поширенні в оптично неоднорідних середовищах. Розсіяння світла може відбуватись як без зміни λ (релеївське, молекулярне розсіяння), так і зі зміною λ (розсіяння Мандельштама–Бріллюена, комбінаційне розсіяння).

Розсіяння світла безпосередньо пов'язане із взаємодією світлової хвилі з електронами середовища, виникненням вторинних хвиль, які когерентні між собою та дифракцією світла на неоднорідностях. Інтенсивність розсіяного світла значною мірою залежить від співвідношення між характерним розміром неоднорідностей d і довжиною хвилі λ .

- Релеївське розсіяння. Якщо $d < \lambda$ ($d \sim 0,1\lambda$), то розсіяння світла належить до релеївського типу розсіяння, основною рисою якого є залежність

$$I_{\text{розс}} \sim \frac{1}{\lambda^4}. \quad (13.1)$$

Інтенсивність розсіяного світла у разі, коли падаюче світло – природне (неполяризоване), визначається формулою

$$I_{\text{розс}} = I_{\perp} (1 + \cos^2 \theta), \quad (13.2)$$

де θ – кут між напрямом спостереження розсіяного світла та напрямком поширення прямого пучка світла; I_{\perp} – інтенсивність світла, розсіяного під кутом $\theta = \pi/2$. Для випадку $\theta = \pi/2$ розсіяне світло повністю або майже повністю лінійно поляризоване з площиною поляризації (площиною коливань вектора \vec{E}), перпендикулярною до напрямку поширення прямого світлового пучка.

- Молекулярне розсіяння світла відбувається в середовищах, у яких відсутні сторонні частинки, у цьому разі оптичні неоднорідності в речовині виникають унаслідок флуктуацій, які обумовлені тепловим рухом молекул, що призводить до нерівномірного просторового їх розподілу в речовині.

Молекулярне розсіювання світла може виникати не тільки завдяки флуктуації густини речовини. Наприклад, у розчинах причиною розсіювання можуть бути флуктуації концентрації розчиненої речовини. Окрім того, оптичні неоднорідності можуть виникати внаслідок флуктуацій орієнтації анізотропних молекул у речовині.

А. Ейнштейн у 1910 р., виходячи з ідеї флуктуації густини середовища, створив кількісну термодинамічну теорію молекулярного розсіювання в рідинах і реальних газах. Він одержав формулу для інтенсивності розсіяного світла, окремим випадком якої є формула Релея.

Молекулярне розсіювання світла може виникати не тільки завдяки флуктуації густини речовини. Наприклад, у розчинах причиною розсіювання можуть бути флуктуації концентрації розчиненої речовини.

- Розсіювання світла Мандельштама–Бріллюена виникає внаслідок того, що оптичні неоднорідності, які виникли в середовищі, поширюються в ньому. При цьому частота розсіяного світла змінюється: в розсіяному світлі поряд із частотою падаючої хвилі ω з'являються компоненти з частотами $\omega + \Omega$ та $\omega - \Omega$. Величина Ω у разі руху оптичної неоднорідності у вигляді флуктуації густини середовища дорівнює частоті акустичної хвилі, що поширюється у визначеному напрямку.

Відносна зміна частоти розсіяного світла

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Omega}{\omega} = 2n \frac{v}{c} \sin \frac{\theta}{2}, \quad (13.3)$$

де v – швидкість поширення пружної хвилі в середовищі; θ – кут розсіювання; n – показник заломлення середовища; c – швидкість світла у вакуумі.

Підстановка числових значень у формулу (13.3) приводить до того, що зміна частоти $\Delta\omega$ становить величину порядку $(10^{-5} - 10^{-6})\omega$. Зареєструвати такі малі зміни частоти можна лише на спектральних приладах високої роздільної здатності типу інтерферометра Фабрі–Перо. Усе це дозволяє казати про лінії розсіювання Мандельштама–Бріллюена як про тонку структуру спектральної лінії релеївського розсіювання. Розсіювання світла можливе не тільки на акустичних хвилях (фононах), а також на інших колективних збудженнях: магнонах, поляритонах, екситонах, плазмонах тощо. Розсіювання Мандельштама–Бріллюена не залежить від інтенсивності світла і належить до лінійної оптики. За великих потужностей світлової хвилі спостерігається залежність $I_{\text{розс}}$ від інтенсивності падаючого світла, таке явище називається *вимушеним розсіюванням Мандельштама–Бріллюена*.

- Комбінаційне розсіювання (КР)** уперше в 1928 р. на кристалах (кварцу та ісландського шпату) спостерігали Л. І. Мандельштам і Г. С. Ландсберг, а в рідинах (бензол та толуол) – Ч. Раман.

Основні закономірності КР полягають у тому, що:

1) спектральні дослідження розсіяного світла показують, що кожна спектральна лінія первинного світла супроводжується виникненням системи додаткових ліній, які називаються супутниками (сателітами) зі значно більшими змінами частоти, ніж у розсіянні Мандельштама–Бріллюена;

2) частоти сателітів $\nu_1, \nu_2, \nu_3 \dots$ відрізняються від частоти спектральної лінії первинного збуджувального світла ν_0 на значення $\Delta\nu_i$. При переході від однієї спектральної лінії первинного пучка до другої сукупність значень $\Delta\nu_i$ залишається для певної речовини незмінною:

$$\Delta\nu_1 = \nu_0 - \nu_1; \Delta\nu_2 = \nu_0 - \nu_2; \dots \Delta\nu_i = \nu_0 - \nu_i \dots \quad (13.4)$$

3) різниця $\Delta\nu_i$ у частотах збуджувальної первинної лінії ν_0 і лінії кожного із супутників ν_i дорівнює частотам власних коливань молекул речовини;

4) кожному сателіту із частотою $\nu_i^q = \nu_0 - \Delta\nu_i$, зміщеному в червону частину спектра, відповідає сателіт із частотою $\nu_i^f = \nu_0 + \Delta\nu_i$, зміщений симетрично відносно ν_0 у фіолетову частину, тобто

$$\nu_0 - \nu_i^q = \nu_i^f - \nu_0 = \Delta\nu_i. \quad (13.5)$$

Довгохвильові сателіти називаються червоними або стоксовими, короткохвильові – фіолетовими або антистоксовими;

5) інтенсивність антистоксових сателітів значно менша інтенсивності стоксових сателітів.

За спектрами КР можна проводити структурні та аналітичні дослідження. Параметри лінії КР (частота, інтенсивність, ступінь поляризації, ширина) в основному визначаються структурою та симетрією молекул досліджуваних речовин.

13.2. Запитання та відповіді

13.2.1. Яке середовище вважається оптично неоднорідним?

Неоднорідність середовища завжди пов'язують зі зміною показника заломлення n і навпаки, якщо показник заломлення змінює свою величину в різних точках середовища, то таке середовище вважається оптично неоднорідним. Неоднорідності можуть бути пов'язані, наприклад, з флуктуаціями густини, наявністю в середовищі частинок сторонніх домішок тощо.

14. ЗАКОНИ ТЕПЛОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

14.1. Короткі теоретичні відомості

- Теплове випромінювання – це електромагнітне випромінювання із суцільним спектром, джерелом якого є нагріті тіла (Сонце, свічка, лампа розжарювання, електрична дуга, тіло людини, електричний паяльник тощо).

- Важливим елементом законів теплового випромінювання є поняття про рівноважне теплове випромінювання, яке відбувається, коли розподіл енергії між нагрітим тілом і випромінюванням для кожної довжини хвилі залишається незмінним. Це стан термодинамічної рівноваги, коли кількість енергії, що випромінюється нагрітим тілом за одиницю часу, дорівнює енергії, яку тіло отримує за одиницю часу. Температура тіла при цьому не змінюється.

- Випромінювальна здатність $M_e(T)$ тіла чисельно дорівнює енергії, що випромінюється при заданій температурі одиницею поверхні нагрітого тіла в усіх напрямках за одиницю часу в усьому інтервалі частот. Одиниця вимірювання $M_e(T)$ – Вт/м². Потік енергії, що випромінюється одиницею поверхні нагрітого тіла в усіх напрямках в інтервалі частот ω , $\omega + d\omega$ позначимо через dM_e . Для малого інтервалу $d\omega$ величина dM_e буде пропорційною $d\omega$:

$$dM_e = M_\omega \cdot d\omega, \quad (14.1)$$

де M_ω – спектральна випромінювальна здатність тіла. Окрім частоти, спектральна випромінювальна здатність залежить від температури $M_\omega(\omega, T)$. Знаючи спектральну випромінювальну здатність $M_\omega(\omega, T)$, можна знайти повну (енергетичну, інтегральну) випромінювальну здатність M_e тіла за заданої температури в усьому діапазоні частот від 0 до ∞ :

$$M_e = \int_0^{\infty} M_\omega(\omega, T) d\omega. \quad (14.2)$$

- Випромінювання можна характеризувати не тільки циклічною (ω) частотою, але й лінійною частотою (ν), або довжиною хвилі (λ). Ділянці $d\omega$ будуть відпові-

дати свої ділянки – $d\nu$ і $d\lambda$. Вони через відомі співвідношення $\nu \cdot \lambda = c$ (де c – швидкість світла) і $\omega = 2\pi\nu$, а також похідні

$$|d\lambda| = \frac{2\pi c}{\omega^2} d\omega; \quad |d\lambda| = \frac{c}{\nu^2} d\nu \quad |d\omega| = \frac{2\pi c}{\lambda^2} d\lambda \quad \text{та} \quad d\omega = 2\pi \cdot d\nu,$$

відповідним чином пов'язані між собою.

Частина енергетичної випромінювальної здатності, що припадає на інтервал $d\lambda$, аналогічно (14.1) дорівнює

$$dM_\lambda = M_{\text{ен}}(\lambda, T) \cdot d\lambda. \quad (14.3)$$

Із (14.1) і (14.3) можемо знайти в разі необхідності значення спектральної випромінювальної здатності тіла на ділянці довжин хвиль, наприклад, від λ до $\lambda + d\lambda$:

$$M_\lambda(\lambda, T) = M_\omega(\omega, T) \frac{d\omega}{d\lambda} = M_\omega(\omega, T) \frac{2\pi c}{\lambda^2} = M_\omega(\omega, T) \frac{\omega^2}{2\pi c}. \quad (14.4)$$

- Поглинальна здатність

$$a = \frac{d\Phi'}{d\Phi}, \quad (14.5)$$

де $d\Phi$ – потік світлової енергії, що падає на поверхню тіла, обумовлений електромагнітними хвилями, значення частот яких лежать в інтервалі $\omega, \omega + d\omega$; $d\Phi'$ – потік світлової енергії (частина потоку $d\Phi$), що поглинається тілом. Поглинальна здатність, як і випромінювальна здатність, залежить від частоти та температури $a(\omega, T)$.

• Тіло, яке повністю поглинає випромінювання, що падає на нього, у всьому діапазоні частот і для будь-якої температури ($a=1$) називається абсолютно чорним тілом (АЧТ). Тіло, для якого поглинальна здатність менша від одиниці та/або залежить від частоти чи температури ($a(\omega, T) < 1$), називається *сірим тілом*.

• Густина (об'ємна густина) енергії випромінювання u – кількість енергії випромінювання в одиниці об'єму:

$$u = \int_0^\infty u_\omega d\omega = \int_0^\infty u_\lambda d\lambda, \quad (14.6)$$

де величини $u_\omega d\omega$ та $u_\lambda d\lambda$ мають зміст об'ємної густини променевої енергії, що припадає на інтервал частот $\omega, \omega + d\omega$ або інтервал довжин хвиль $\lambda, \lambda + d\lambda$. Величини u_ω та u_λ називаються спектральними густинами променевої енергії. Для випадку рівноважного випромінювання функції u_ω та u_λ залежать тільки від частоти (довжини хвилі) і від температури випромінювання й не залежать від форми та ма-

теріалу стінок порожнини (тіла, що випромінює). Встановлення функціональної залежності $u_{\omega}(\omega, T)$ є основною задачею теорії теплового випромінювання.

- Повна енергетична випромінювальна здатність M_e АЧТ за заданої температури T пов'язана з об'ємною густиною енергії випромінювання $u(T)$ співвідношенням

$$M_e = \frac{c}{4} u(T), \quad \text{де } c - \text{швидкість світла.} \quad (14.7)$$

- Закон Кірхгофа: відношення випромінювальної здатності до поглинальної здатності не залежить від природи тіла і для всіх тіл є однією й тією самою універсальною функцією частоти (довжини хвилі) і температури:

$$\left(\frac{M_{\omega, T}}{a_{\omega, T}} \right)_1 = \left(\frac{M_{\omega, T}}{a_{\omega, T}} \right)_2 = \left(\frac{M_{\omega, T}}{a_{\omega, T}} \right)_3 = \dots = f(\omega, T). \quad (14.8)$$

- Універсальна функція Кірхгофа $f(\omega, T)$ – це спектральна випромінювальна здатність АЧТ (величина поглинальної здатності для АЧТ $a_{\omega, T} = 1$ за визначенням). Так само, як і для спектральної випромінювальної здатності, розрізняють універсальні функції Кірхгофа трьох видів $f(\omega, T)$, $\phi(\nu, T)$ та $\phi(\lambda, T)$, які пов'язані між собою

$$f(\omega, T) = \frac{2\pi c}{\omega^2} \cdot \phi(\lambda, T) = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \cdot \phi(\lambda, T) = \frac{c}{2\pi \nu} \cdot \phi(\nu, T). \quad (14.9)$$

- Закон Стефана–Больцмана: інтегральна енергетична світимість $M_{\text{ен}}$ АЧТ пропорційна четвертому степеню температури цього тіла

$$M_{\text{ен}} = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4, \quad (14.10)$$

де $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \text{ К}^4$ – стала Стефана–Больцмана; T – температура АЧТ.

- Закон зміщення Віна: довжина хвилі λ_m , на яку припадає максимум спектральної енергетичної світимості АЧТ, обернено пропорційна абсолютній температурі T :

$$\lambda_m = \frac{b}{T}, \quad (14.11)$$

де $b = 2897,8 \text{ мкм} \cdot \text{К}$ – стала зміщення Віна.

- Спектральна випромінювальна здатність АЧТ для довжини хвилі λ_{max} , на яку припадає максимум випромінювання, пропорційна п'ятому степеню температури

$$M_{\lambda}(\lambda_{\text{max}}, T) = CT^5, \quad \text{де стала } C = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ Вт / (м}^3 \cdot \text{К}^5). \quad (14.12)$$

- Закон Релея–Джинса для спектральної густини енергії теплового випромінювання:

$$u(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT, \quad (14.13)$$

де $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – стала Больцмана. Цей закон справедливий для великих довжин хвиль. В області малих довжин хвиль – "*УФ катастрофа*": за $\omega \rightarrow \infty$ величина $u(\omega, T) \rightarrow \infty$.

- В області малих довжин хвиль (великих частот) добрий збіг з експериментом дає закон випромінювання Віна:

$$u(\omega, T) = C\omega^3 A e^{-A\omega/T}, \quad (14.14)$$

де C та A – сталі величини. У сучасних позначеннях із застосуванням сталої Планка

h (або величини $\hbar = \frac{h}{2\pi}$), яка в той час ще не була відома, закон випромінювання

Віна може бути записаним у вигляді

$$u(\omega, T) = \frac{2\hbar}{\pi c^3} \omega^3 e^{-\hbar\omega/kT}, \quad (14.15)$$

- Закон Релея–Джинса і закон випромінювання Віна – часткові закони. Перший із них дає правильний спектральний розподіл за малих частот ($\hbar\omega \ll kT$), а другий – за великих частот ($\hbar\omega \gg kT$). Вони не дають загальної картини розподілу енергії по всьому діапазону частот. Ці протиріччя усуває формула Планка.

- Спектральна густина рівноважного теплового випромінювання АЧТ визначається формулою Планка

$$u(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (14.16)$$

або

$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (14.17)$$

або

$$u(\lambda, T) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1}. \quad (14.18)$$

Часто формулу Планка записують для енергетичної світимості $M_{\text{ен}}$. Для такого переходу слід скористатись формулою (14.7).

15. СПОНТАННЕ ТА ВИМУШЕНЕ (ІНДУКОВАНЕ) ВИПРОМІНЮВАННЯ. ЛАЗЕРИ

15.1. Короткі теоретичні відомості

- Спонтанне випромінювання (СВ) – це випромінювання, яке відбувається без будь-якої зовнішньої дії на атом, тільки під впливом вакуумних флуктуацій. При цьому атом переходить з верхнього енергетичного стану i в стан з меншою енергією j , а енергія випромінюваного кванта $h\nu = E_i - E_j$ (рис. 15.1, а). В ізотропній речовині спонтанне випромінювання відбувається рівномірно в усіх напрямках. Час, початкова фаза, напрямок і поляризація СВ довільні, тому таке випромінювання некогерентне.

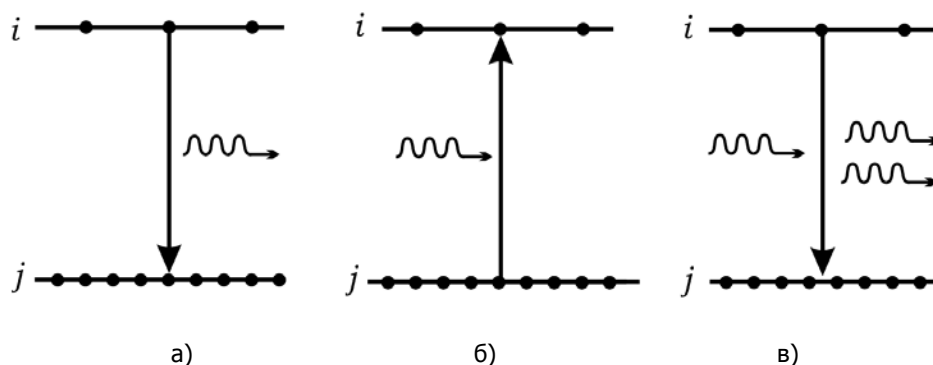


Рис. 15.1. Три типи процесів, які відбуваються при взаємодії світла з речовиною: а) спонтанне випромінювання; б) вимушене поглинання; в) вимушене випромінювання

- Вимушене випромінювання (ВВ) викликається дією зовнішнього випромінювання, у результаті чого відбувається зміна енергії збудженого атома, його перехід з верхнього рівня i на нижній рівень j , у результаті чого відбувається випромінювання світлової енергії (рис. 15.1, в), яка поширюється в тому ж напрямку, що і падаюче випромінювання. Більше того, світлова хвиля, яка відповідає ВВ, має ті самі

частоту, фазу і поляризацію, що і хвиля падаючого випромінювання, тобто, на відміну від СВ, вимушене випромінювання когерентне.

- Заселеність енергетичних рівнів у рівноважному стані речовини визначається розподілом Больцмана, тобто заселеність енергетичних рівнів N_j залежить від заселеності N_0 основного (нижнього) енергетичного рівня і змінюється за законом $N_j = N_0 \exp(-E_j / kT)$.

- В одиниці об'єму за одиницю часу зі стану i у стан j відбувається $A_{ij} N_i$ спонтанних переходів, де коефіцієнт A_{ij} визначає кількість фотонів, що спонтанно випромінюються за одиницю часу за рахунок переходів частинок зі стану i у стан j . Коефіцієнт A_{ij} характеризує ймовірність спонтанного випромінювання.

- Імовірність вимушеного випромінювання одного атома дорівнює $B_{ij} \cdot u(\nu)$, де B_{ij} – імовірність ВВ, що належить до одиниці часу, одиниці об'єму та одиниці спектральної густини електромагнітного поля; $u(\nu)$ – спектральна густина енергії оптичного випромінювання.

- Імовірність вимушеного поглинання (ВП) одного атома дорівнює $B_{ji} \cdot u(\nu)$, де B_{ji} – імовірність ВП, віднесена до одиниці часу, одиниці об'єму та одиниці спектральної густини енергії електромагнітного поля.

- За умови теплової рівноваги зберігається кількість атомів у станах i та j , тому кількість переходів з поглинанням і випромінюванням має бути однаковою:

$$A_{ij} N_i + B_{ij} u(\nu) N_i = B_{ji} u(\nu) N_j. \quad (15.1)$$

Виходячи з умов рівноваги та розподілу Больцмана, із (15.1) можна отримати вираз для густини оптичного випромінювання, а саме:

$$u(\nu) = \frac{A_{ij} N_i}{B_{ji} N_j - B_{ij} N_i}.$$

Порівняння отриманого результату із формулою Планка (14.17) за умови, що статистичні ваги i -го та j -го рівнів мають однакову величину, дозволяє визначити співвідношення між коефіцієнтами A_{ij}, B_{ij}, B_{ji} :

$$B_{ij} = B_{ji}, \quad (15.2)$$

$$\frac{A_{ij}}{B_{ij}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}. \quad (15.3)$$

Величини A_{ij}, B_{ij}, B_{ji} називають коефіцієнтами Ейнштейна.

- Лазер – це оптичний квантовий генератор, принцип дії якого заснований на використанні вимушених переходів між енергетичними рівнями. Лазер випромінює когерентне ВВ. Лазер складається із трьох основних частин: активного середовища, системи накачування та резонатора.

Речовину, у якій за допомогою "накачування" створений інвертований стан, коли заселеність верхнього рівня більша за заселеність нижнього рівня, називають *активним середовищем*. Це може бути газ, рідина або тверде тіло. Методи накачування бувають оптичними (випромінюванням потужних газорозрядних ламп), електричними, хімічними тощо.

15.2. Запитання та відповіді

15.2.1. У чому полягають постулати Бора і яка їх роль в сучасній фізиці?

Н. Бор в 1913 р., продовжуючи ідеї М. Планка про квантування енергії, сформулював два постулати, які стосувались будови атома та його поведінки щодо випромінювання:

1) енергія електронів в атомі не може бути довільною, вона квантується: Енергетичні стани електронів утворюють дискретний ряд E_1, E_2, E_3, \dots стаціонарних енергетичних рівнів (рис. 15.2, а). Перебуваючи у стаціонарних станах, електрони (атоми) не випромінюють і не поглинають;

2) зміна енергії електронів, яка відповідає їх переходу між стаціонарними енергетичними рівнями E_m та E_n ($E_m > E_n$), супроводжується випромінюванням або поглинанням монохроматичного світла із частотою ω , що визначається з умови $E_m - E_n = \hbar\omega$ (рис. 15.2, б).

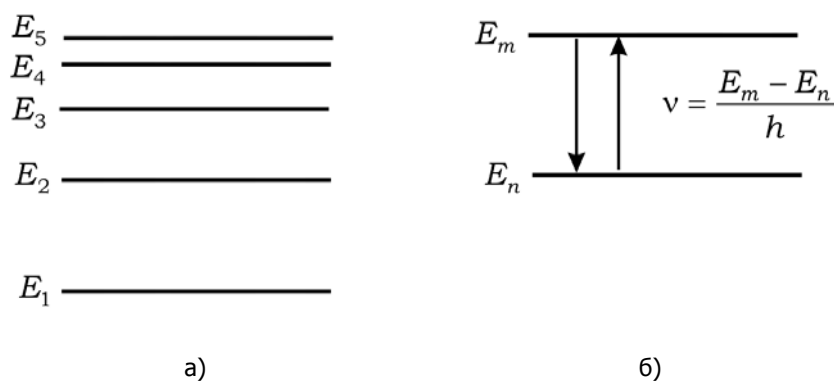


Рис. 15.2. До пояснення постулатів Бора