

В. А. СМИНТИНА

ОПТИКА

Частина 3

Одеса
“Астропринт”
2007

ББК 22.34я73
С 627
УДК 535(075.8)

Конспект лекцій з оптики призначений для студентів фізичних факультетів класичних університетів. Навчальний посібник може бути корисним для тих, хто працює в області оптики або цікавиться її проблемами.

Рецензенти:
доктор фіз.-мат. наук, професор *Ю. Ф. Ваксман*;
доктор фіз.-мат. наук, професор *О. О. Птащенко*

Допущено Міністерством освіти України як навчальний посібник.

Протокол № 2/207 від 23.11.1999 р.

С 1604060000–149
318–2007 Без оголош.

ISBN 978–966–318–804–1

© В. А. Смінтина, 2007

До читача

Запропонований Вашій увазі конспект курсу лекцій з розділу загальної фізики “Оптика” розрахований на студентів другого курсу фізичного факультету класичного університету. За своїм змістом курс лекцій максимально наближений до програми відповідного розділу фізики. В основу покладені матеріали підручників, які перелічені в кінці конспекту. Однак базовим з них є підручник О. М. Матвєєва “Оптика”, якому у більшості випадків віддається перевага і дотримується викладання тексту конспекту. Разом з тим не слід зменшувати роль і інших підручників, кожен з яких може мати свою індивідуальну важливість в основі курсу оптики.

В значній мірі зміст конспекту формувався під впливом досвіду, набутого в результаті вивчення сприйняття матеріалу багатьма поколіннями студентів фізичного факультету Одеського державного університету ім. І. І. Мечникова.

Крім студентів, конспект лекцій може бути корисним як довідник для тих, хто працює в області оптики або цікавиться її невичерпно цікавими проблемами.

Усі побажання щодо поліпшення конспекту лекцій з оптики будуть взяті до уваги з глибокою вдячністю.

Валентин Сминтіна

ЗМІСТ

1. РОЗПОВСЮДЖЕННЯ СВІТЛА В АНІЗОТРОПНИХ СЕРЕДОВИЩАХ	6
1.1. Поляризація електромагнітних хвиль	6
1.2. Опис анізотропних середовищ	12
1.3. Розповсюдження плоскої електромагнітної хвилі в анізотропному середовищі	15
1.4. Поширення променів в анізотропному середовищі	18
1.5. Подвійне заломлення променя	21
1.6. Обертання площини поляризації	25
1.7. Штучна анізотропія	27
2. РОЗСІЯННЯ СВІТЛА	33
2.1. Природа та типи розсіяння світла	33
2.2. Релеєвське розсіяння світла та розсіяння M_i	35
2.3. Розсіяння Мандельштама — Бріллюена	41
2.4. Комбінаційне розсіяння	43
3. ГЕНЕРАЦІЯ СВІТЛА	47
3.1. Приклади випромінювання світла	47
3.2. Класична інтерпретація випромінювання абсолютно чорного тіла	49
3.3. Елементарна квантова теорія випромінювання світла	56
3.4. Оптичні посилювачі випромінювання	61
3.5. Вплив світлового потоку на заселеність енергетичних рівнів атомів	63
3.6. Лазери	67

3.7. Основні характеристики лазера	69
3.8. Основні характеристики лазерного випромінювання	73
3.9. Застосування лазерів	78
4. ФОТОЕЛЕКТРИЧНИЙ ЕФЕКТ	79
4.1. Відкриття фотоелектричного ефекту	79
4.2. Закони фотоелектричного ефекту	80
4.3. Квантова теорія фотоелектричного ефекту	83
4.4. Внутрішній фотоелектричний ефект	86
5. ЕЛЕМЕНТИ НЕЛІНІЙНОЇ ОПТИКИ	88
5.1. Умови виникнення нелінійних оптичних явищ	88
5.2. Нелінійні оптичні ефекти	91
6. КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ ТА ЗАВДАННЯ	94
Перелік літератури, яка використана при складенні конспекту лекцій, а також яка рекомендується для вивчення	98

1. РОЗПОВСЮДЖЕННЯ СВІТЛА В АНІЗОТРОПНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

1.1. ПОЛЯРИЗАЦІЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ

Неполяризоване (природне) світло має однакову інтенсивність I у всіх напрямках та не залежить від різниці фаз між взаємно перпендикулярними x та y проекціями напруженості електричного поля ($I = \text{const}$).

Світловий пучок, у якому присутні усі напрями коливань векторів з однаковою амплітудою у площині, перпендикулярній до променя, називається неполяризованим. Якщо електричний вектор хвилі коливається в одній площині, то відповідне світло буде плоскополяризоване або лінійно поляризоване. У цьому випадку напрям коливань електричного вектора в будь-якій площині простору не змінюється з часом. Тому в процесі розповсюдження хвиль вектор \vec{E} лежить в одній і тій же площині, паралельній напряму розповсюдження хвиль. Площина, в якій лежать електричний вектор і промінь, називається площиною поляризації. У деяких випадках коливання електричного вектора мають переважний напрям, що свідчить про часткову поляризацію світла. Світло, в якому за один період коливань електричного вектора його кінець описує еліпс в площині, перпендикулярній до напряму поширення, називається еліптично поляризованим. Випадком еліптично поляризованого світла є світло, поляризоване по колу. У цьому разі кінець електричного вектора описує коло.

Для поздовжніх хвиль усі напрямки, перпендикулярні до лінії розповсюдження хвиль, еквівалентні. У випадку

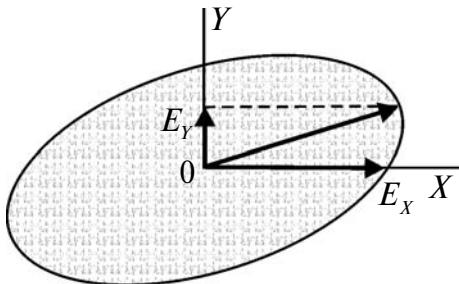
поперечних хвиль такі напрямки не будуть еквівалентні. Оскільки електромагнітні хвилі є поперечними, то їх властивості залежать від орієнтації векторів \vec{B} та \vec{E} , яка характеризується поняттям поляризації.

Розглянемо суперпозицію двох лінійно поляризованих хвиль, які мають однакову частоту. Припустимо, що вони розповсюджуються в одному напрямку. Для визначеності будемо вважати, що коливання \vec{E} першої хвилі лежить в площині xz , а другої хвилі — в площині yz (мал. 1.1). За таких припущень можна записати

$$E_{1x}(z,t) = E_{10} \sin(\omega t - kz); \quad E_{1y} = E_{1z} = 0 \quad (1.1)$$

$$E_{2y}(z,t) = E_{20} \sin(\omega t - kz + \delta); \quad E_{2x} = E_{2z} = 0 \quad (1.2)$$

(δ — різниця фаз між коливаннями).



Мал. 1.1. Пояснення в тексті

Дослідимо напруженість електричного поля сумарної хвилі

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

в площині, перпендикулярній напрямку розповсюдження хвилі при фіксованому значенні z . З часом кінець векто-

ра \vec{E} описує в проекції x у замкнену криву. Для того, щоб знайти рівняння цієї кривої, перепишемо рівняння (1.2) у наступному вигляді

$$E_y = E_{20} \sin(\omega t - kz) \cos \delta + E_{20} \cos(\omega t - kz) \sin \delta$$

і за допомогою (1.1) виключимо з цієї рівності $\sin(\omega t - kz)$ і $\cos(\omega t - kz)$

$$E_y = E_{20} \left(E_x / E_{10} \right) \cos \delta + E_{20} \sin \delta \sqrt{1 - E_x^2 / E_{10}^2}. \quad (1.3)$$

Припустимо, що амплітуди E_{10} та E_{20} додатні числа. Після нескладних перетворень та перегрупування членів отримаємо наступне рівняння

$$\frac{E_x^2}{E_{10}^2} + \frac{E_y^2}{E_{20}^2} - 2 \frac{E_x}{E_{10}} \frac{E_y}{E_{20}} \cos \delta = \sin^2 \delta. \quad (1.4)$$

Оскільки $\cos \delta$ та $\sin \delta$ можуть приймати значення, рівні $\pm 1; 0$, то розглянемо декілька випадків, що описуються цим рівнянням.

Еліптична та кругова поляризація. У випадку, коли $\cos \delta = 0$, а $\sin \delta = 1$, рівняння (1.4) приймає вигляд

$$\frac{E_x^2}{E_{10}^2} + \frac{E_y^2}{E_{20}^2} = 1. \quad (1.5)$$

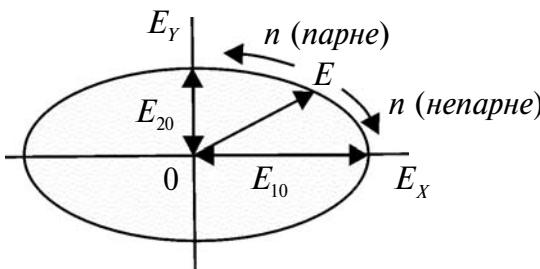
При $E_{10} \neq E_{20}$ рівняння (1.5) описує еліпс з центром у початку координат і осями, спрямованими вздовж осей системи координат. Півосі еліпса (мал. 1.2) E_{10} (по x) та E_{20} (по y). Умова $\cos \delta = 0$ виконується при

$$\delta = \frac{\pi}{2} + n\pi \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (1.6)$$

За цієї умови рівняння (1.1) та (1.2) приймають вигляд ($z = 0$)

$$E_x = E_{10} \sin \omega t \quad (1.7)$$

$$E_y = E_{20} \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} + n\pi \right) = (-1)^{n+1} E_{20} \cos \omega t. \quad (1.8)$$



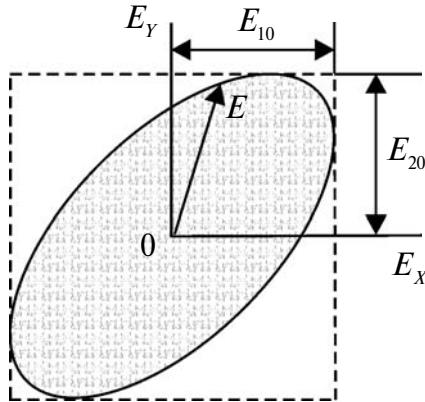
Мал. 1.2. Пояснення в тексті

З останнього рівняння видно, що кінець вектора \vec{E} повертається за стрілкою годинника при непарному n і проти стрілки годинника при парному n . У першому випадку має місце право еліптично поляризована хвиля, а у другому випадку спостерігається ліво еліптично поляризована хвиля. У даному випадку спостереження за обертанням вектора \vec{E} ведеться з боку, в який рухається хвиля, а вісь z на мал. 1.2 спрямована у бік читача.

При $E_{10} = E_{20}$ еліпс стає колом. Відповідна хвиля називається поляризованою по колу або хвилею з циркулярною поляризацією.

Якщо $\cos \delta = 0$, то рівняння (1.4) також описує еліпс, однак його головні осі не співпадають з осями координат. З рівнянь (1.1) та (1.2) випливає, що максимальні і мінімальні значення E_y і E_x дорівнюють, відповідно, $\pm E_{20}$ і $\pm E_{10}$.

Завдяки цьому еліпс вписується в прямокутник зі сторонами $2E_{10}$ і $2E_{20}$ з центром у початку координат (мал. 1.3).



Мал. 1.3. Пояснення в тексті

Орієнтація еліпса і його параметри залежать від δ . Зокрема, для $\cos \delta = 0$ отримуємо еліптично поляризовану хвилю навіть при $E_{10} = E_{20}$. Напрям обертання сумарного вектора \vec{E} визначається значенням δ .

Вироджений випадок еліптичної поляризації. При $\cos \delta = \pm 1$ та $\sin \delta = 0$ співвідношення (1.4) перетворюється у рівність

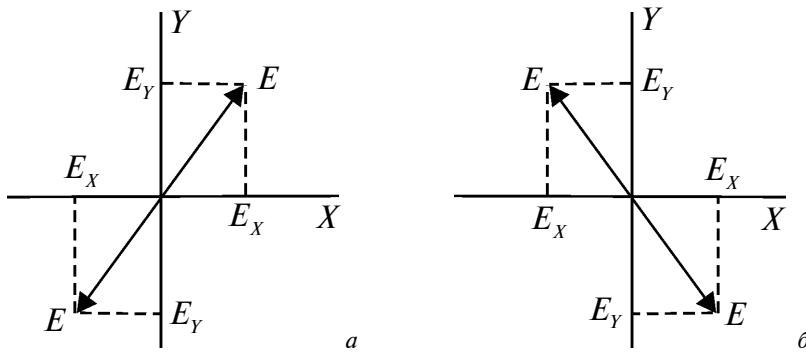
$$\frac{E_x^2}{E_{10}^2} + \frac{E_y^2}{E_{20}^2} \mp 2 \frac{E_x}{E_{10}} \frac{E_y}{E_{20}} = \left(\frac{E_x}{E_{10}} \mp \frac{E_y}{E_{20}} \right)^2 = 0, \quad (1.9)$$

яка при $\cos \delta = +1$ та $\cos \delta = -1$ відповідно описує прямі

$$\frac{E_x}{E_{10}} - \frac{E_y}{E_{20}} = 0 \quad (1.9 \text{ a})$$

$$\frac{E_x}{E_{10}} + \frac{E_y}{E_{20}} = 0. \quad (1.9 \text{ б})$$

Кінець сумарного вектора рухається по відповідній прямій (мал. 1.4 а, б). Отримуємо лінійно поляризовану хвилю, яка є граничним випадком еліптично поляризованої хвилі (див. мал. 1.3) при рівності 0 однієї з півосей еліпса. При $\cos \delta = +1$ лінійні коливання сумарного вектора \vec{E} відбуваються у першому і третьому, а при $\cos \delta = -1$ — у другому і четвертому квадрантах.



Мал. 1.4

Число незалежних поляризацій. Викладене показує, що електромагнітна хвіля з будь-якою поляризацією може бути представлена у вигляді двох лінійно поляризованих хвиль. Площини коливань електричного вектора цих хвиль взаємно перпендикулярні. В даному випадку електромагнітні хвилі мають дві незалежні поляризації.

1.2. ОПИС АНІЗОТРОПНИХ СЕРЕДОВИЩ

Середовище, фізичні властивості якого залежать від напрямку, називається анізотропним. Оптичною анізотропією називається залежність оптичних властивостей середовища від напрямку. Вона обумовлена залежністю діелектричних або магнітних властивостей середовища від напрямку. Зазвичай тіла, анізотропні по відношенню до якоїсь властивості, є анізотропними і до інших властивостей.

Повна анізотропія середовища складається як з анізотропії молекул та атомів, що входять до його складу, так і з анізотропії їх взаємного розташування. Однак анізотропія молекул та атомів середовища ще не визначає однозначно анізотропію самого середовища взагалі. Наприклад, молекули кисню O_2 , водню H_2 анізотропні, але ці гази не демонструють електричну та, відповідно, оптичну анізотропії.

У випадку електричного ізотропного середовища вектор електричної індукції \vec{D} та вектор напруженості електричного поля \vec{E} співпадають за напрямком і пов'язані співвідношенням

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad (1.10)$$

де ϵ — скалярна величина (діелектрична проникність). Цей вираз зберігає силу також і для анізотропних середовищ. Однак у разі анізотропних середовищ діелектрична проникність вже не є скалярною величиною.

Анізотропія діелектричних середовищ означає, що залежність поляризованості середовища від напруженості електричного поля не може бути охарактеризована лише скалярною величиною діелектричної проникності. Ані-

зотропне середовище характеризується тензором діелектричної проникності другого рангу

$$\varepsilon_{ij} = \begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{vmatrix} \quad (1.11)$$

З урахуванням (1.11) кожна складова вектора електричної індукції \vec{D} записується через усі три складові вектора напруженості електричного поля

$$\begin{aligned} D_x &= \varepsilon_{xx} E_x + \varepsilon_{xy} E_y + \varepsilon_{xz} E_z \\ D_y &= \varepsilon_{yx} E_x + \varepsilon_{yy} E_y + \varepsilon_{yz} E_z \\ D_z &= \varepsilon_{zx} E_x + \varepsilon_{zy} E_y + \varepsilon_{zz} E_z . \end{aligned} \quad (1.12)$$

Останній вираз можна записати у вигляді

$$D_i = \sum_j \varepsilon_{ij} E_j$$

або

$$D_i = \varepsilon_{ij} E_j . \quad (1.13)$$

По індексу j робиться сума, а індекс i приймає значення x, y, z .

Як видно з (1.13), співвідношення між векторами електричної індукції та напруженості електричного поля залишається лінійним і в анізотропному середовищі. Тому в таких середовищах повинен залишатися справедливим принцип суперпозиції.

Магнітна проникність μ як в ізотропних, так і в анізотропних середовищах дорівнює одиниці. Завдяки цьому вектори магнітної індукції та напруженості магнітного поля в обох середовищах співпадають за напрямком.

Тензор діелектричної проникності симетричний. Це означає, що $\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx}$, $\epsilon_{zx} = \epsilon_{xz}$, $\epsilon_{yz} = \epsilon_{zy}$. В такому випадку з дев'яти його компонент тільки шість є незалежними.

У будь-якому анізотропному середовищі існують три напрямки, для яких вектор електричної індукції є паралельним вектору напруженості електричного поля. Такі напрямки називаються головними осями тензора діелектричної проникності.

Симетричний тензор ϵ_{ij} можна привести до головних осей x, y, z , фіксованих по відношенню до кристала. Тоді

$$\begin{aligned} D_x &= \epsilon_x E_x \\ D_y &= \epsilon_y E_y \\ D_z &= \epsilon_z E_z . \end{aligned} \quad (1.14)$$

Обрана таким чином система координат називається системою головних діелектричних осей. Величини ϵ_x , ϵ_y , ϵ_z називаються головними значеннями діелектричної проникності середовища.

При $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z$ маємо ізотропну матерію. У випадку одновісних кристалів дві з трьох головних діелектричних осей співпадають. Наприклад, $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z$.

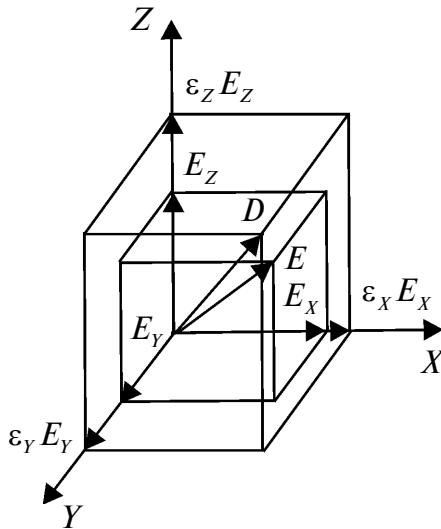
Система рівнянь (1.14) свідчить про те, що тензор діелектричної проникності може бути приведений до вигляду

$$\epsilon_{ij} = \begin{vmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{vmatrix}. \quad (1.15)$$

Така операція називається діагоналізацією матриці.

З (1.14) витікає неколінеарність векторів \vec{E} і \vec{D} в анізотропних середовищах (мал. 1.5). Якщо складові вектора \vec{E} вздовж головних осей помножити на нерівні між со-

бою ε_x , ε_y , ε_z , то отримаємо компоненти вектора $D_x = \varepsilon_x \vec{E}_x$, $D_y = \varepsilon_y \vec{E}_y$, $D_z = \varepsilon_z \vec{E}_z$. Звідси очевидно, що вектор \vec{D} не співпадає за напрямком з вектором \vec{E} (мал. 1.5).



Мал. 1.5. Пояснення в тексті

1.3. РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ПЛОСКОЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ В АНІЗОТРОПНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Плоска електромагнітна хвиля в анізотропному середовищі представляється за допомогою чотирьох векторів її поля

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_0 e^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} & \vec{D} &= \vec{D}_0 e^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \\ \vec{B} &= \vec{B}_0 e^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} & \vec{H} &= \vec{H}_0 e^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Якщо підставити ці рівняння в рівняння Максвелла, то отримаємо, що

$$\begin{aligned} -\vec{k} \times \vec{H} &= 0 \quad (\text{а}) & \vec{k} \times \vec{E} &= \omega \mu_0 \vec{H} \quad (\text{б}) \\ \vec{k} \cdot \vec{D} &= 0 \quad (\text{в}) & \vec{k} \cdot \vec{H} &= 0 \quad (\text{г}). \end{aligned} \quad (1.17)$$

Хвильовий вектор \vec{k} перпендикулярний до поверхні однакової фази, тобто показує напрям розповсюдження хвильового фронту. Фазова швидкість v має напрям по цьому вектору, який приймається за напрям розповсюдження хвилі і характеризується вектором $\vec{n} = \vec{k}/k$. Як видно з (1.17 в, г), хвиля розповсюджується перпендикулярно до векторів \vec{D} і \vec{H} .

Вираз для вектора Пойнтінга

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (1.18)$$

показує, що потік енергії перпендикулярний до векторів \vec{E} і \vec{H} . Напрям потоку енергії у хвилі називається променем. У загальному випадку напрям променю не співпадає з напрямком розповсюдження хвилі.

Однічний вектор у напрямку променя позначається як $\vec{\tau} = \vec{s}/s$. Енергія електромагнітної хвилі розповсюджується з груповою швидкістю. Тому групова швидкість v_g співпадає за напрямком з $\vec{\tau}$. Групова швидкість дорівнює променевій швидкості, і вони є швидкістю розповсюдження потоку енергії. Фазова швидкість дорівнює швидкості руху хвилі.

Оскільки в анізотропному середовищі вектори \vec{E} і \vec{D} не колінеарні, напрямки розповсюдження хвилі і променю

не співпадають, то групова і фазова швидкості не співпадають за напрямом. В цьому полягає перша важлива особливість поширення електромагнітних хвиль в анізотропному середовищі. Друга важлива особливість полягає у тому, що швидкість електромагнітних хвиль в анізотропному середовищі залежить від напрямку їх руху та поляризованості.

Залежність фазової швидкості від напрямку розповсюдження хвилі і коливань вектора \vec{D} . Розглянемо хвилю, що поширюється в додатному напрямку осі z , яка є однією з головних осей тензора ϵ_{ij} діелектричної проникності. Якщо вектор \vec{D} колінеарний x ($D_x \neq 0, D_y = 0, D_z = 0$), то вектор \vec{H} колінеарний y . Тоді

$$E_z = D_x / \epsilon_x; \quad E_y = E_z = 0, \quad (1.19)$$

а рівняння (1.17 а і б) приймають вигляд

$$kH_y = \omega D_x \quad (\text{а}), \quad kE_x = \omega \mu_0 H_y \quad (\text{б}). \quad (1.20)$$

Перемножимо між собою відповідно ліві і праві частини рівностей (1.20 а і б) і отримаємо

$$k^2 E_x H_y = \omega^2 \mu_0 \epsilon_x E_x H_y, \quad (1.21)$$

де $D_x = \epsilon_x E_x$. Таким чином,

$$k^2 = \omega^2 \epsilon_x \mu_0, \quad (1.22)$$

а фазова швидкість хвилі

$$v_x = \frac{\omega}{k} = 1 / \sqrt{\epsilon_x \mu_0}. \quad (1.23)$$

Індекс x у фазової швидкості означає, що вона є швидкістю хвилі, вектори \vec{D} і \vec{E} колінеарні осі x .

Якщо вектори \vec{D} і \vec{E} колінеарні осі y , то аналогічно до (1.23):

$$v_y = \frac{\omega}{k} = 1/\sqrt{\varepsilon_y \mu_0} . \quad (1.24)$$

Оскільки у загальному випадку $\varepsilon_x \neq \varepsilon_y$, то фазові швидкості різні для цих двох напрямків коливань вектора \vec{E} . Отже, у напрямку осі z можуть поширюватись лише хвилі, вектори \vec{D} та \vec{E} яких коливаються паралельно осі x або осі y .

1.4. ПОШИРЕННЯ ПРОМЕНІВ В АНІЗОТРОПНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Якщо одиничний вектор в напрямку \vec{E} позначити $\vec{l} = \vec{E}/E$, то зв'язок між променевою v_r і фазовою v_i швидкостями матиме вигляд:

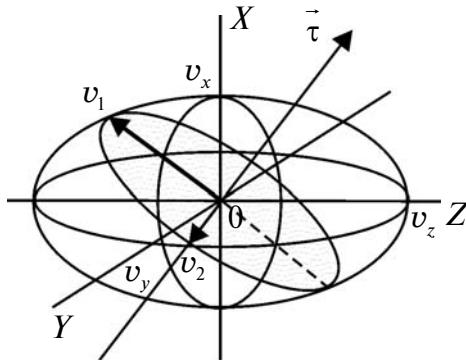
$$\frac{1}{v_r} = \frac{l_i^2}{v_i^2}, \quad (1.25)$$

($i = x, y, z$). З врахуванням формул (1.23) та (1.24) очевидно, що променева швидкість, як і фазова, залежить від напрямку.

Для аналізу ходу променів за допомогою еліпсоїду променевих швидкостей використаємо еліпсоїд, зображений на мал. 1.6.

Такий еліпсоїд описується рівнянням

$$\frac{x^2}{v_x^2} + \frac{y^2}{v_y^2} + \frac{z^2}{v_z^2} = 1 \quad (1.26)$$



Мал. 1.6. Пояснення в тексті

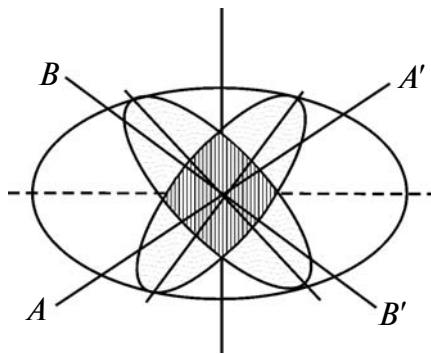
(v_x , v_y , v_z — головні променеві швидкості). Напрямок променю задається одиничним вектором $\vec{\tau}$. Через центр променевого еліпсоїда проведемо площину, яка перпендикулярна до вектора $\vec{\tau}$. В перерізі еліпсоїда, зроблено-го цією площиною, утворюється еліпс (мал. 1.6), головні півосі якого v_1 і v_2 . Вектор \vec{E} світловової хвилі, що поширюється вздовж променю, може коливатись тільки паралельно головним півосям цього еліпса. Зазначені головні півосі відповідають груповим (променевим) швидкостям і дорівнюють довжинам його головних та півосей v_1 і v_2 . Таким чином, в довільному напрямку $\vec{\tau}$ можливе розповсюдження лише двох лінійно поляризованих хвиль з різними променевими (груповими) швидкостями.

Якщо переріз еліпсоїда вироджується в коло, то $v_1 = v_2$, і будь-який радіус кола є головною піввіссю. У цьому разі вектор \vec{E} може коливатись у будь-якому напрямку, перпендикулярному $\vec{\tau}$.

Оптична вісь. У напрямку, перпендикулярному кру-

говому перерізу еліпсоїда променевих швидкостей, усім променям відповідає одна і та ж променева швидкість. Вектори хвиль \vec{E} можуть коливатись у будь-якому напрямку кругового перерізу. Це значить, що для цих променів анізотропія середовища не проявляється, і середовище веде себе як ізотропне. Напрямок, перпендикулярний круговому перерізу, називається оптичною віссю анізотропного середовища.

Двовісні та одновісні кристали. В аналітичній геометрії доводиться, що еліпсоїд з трьома різними головними осями має два кругових переріза (мал. 1.7). Отже, якщо у еліпсоїда променевих швидкостей усі головні швидкості v_x , v_y , v_z різні, то відповідне середовище має дві оптичні осі AA' та BB' . Зазвичай анізотропія спостерігається у кристалах. Тому говорять про оптичні осі кристала. Кристали з двома осями називаються двовісними. У двовісних кристалах є два напрямки, вздовж яких не відбувається подвійного заломлення променю.



Мал. 1.7. Пояснення в тексті

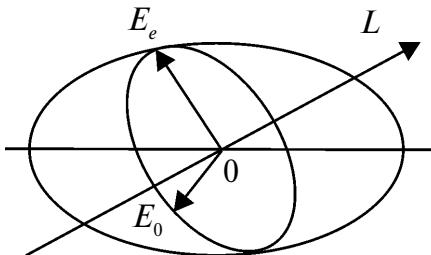
Якщо в еліпсоїді променевих швидкостей дві головні швидкості рівні між собою, то він є еліпсоїдом обертання

навколо третьої осі, яка співпадає з віссю обертання. Такі кристали називаються *одновісними*. У одновісних кристалів є лише один напрямок, вздовж якого не спостерігається подвійного заломлення променю.

Інколи у еліпсоїда променевих швидкостей всі головні швидкості рівні. Тоді він перетворюється у сферу. У такому випадку всі напрямки еквівалентні, і відповідний кристал ізотропний.

1.5. ПОДВІЙНЕ ЗАЛОМЛЕННЯ ПРОМЕНЯ

Звичайний та незвичайний промені. Через промінь L , направлений під кутом до оптичної осі (мал. 1.8) і оптичну вісь, можна провести площину, яка називається *головною*. На мал. 1.8 вона співпадає з площиною малюнка.



Мал. 1.8. Пояснення в тексті

У променя, вектор \vec{E}_o , якого направлений перпендикулярно головній площині, швидкість не залежить від напрямку. Його швидкість дорівнює променевій швидкості, спрямованій колінеарно оптичній осі. Такий промінь називається звичайним. Параметри, що його характеризують, позначають символом “ o ”, наприклад v_o , $n_o = c/v_o$.

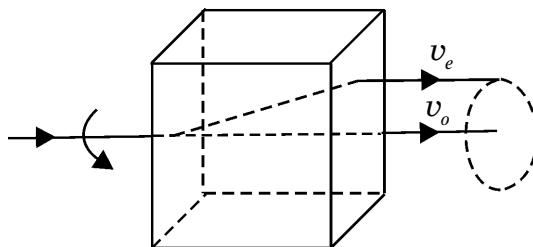
Промінь називають незвичайним, якщо вектор його

\vec{E}_e лежить в головній площині. Швидкість такого променя залежить від напрямку, оскільки відповідна головна вісь еліпсоїда в перерізі еліпсоїда змінюється зі зміною напрямку променя. Відповідні характеристики незвичайного променя позначають значком “*e*”: v_e , n_e .

Розрізняють додатні та від'ємні кристали: у додатних кристалів $v_o > v_e$, у від'ємних кристалів $v_o < v_e$.

Фізичний наслідок подвійного заломлення променя. В середині кристала можливе поширення лише двох променів з різними променевими швидкостями. Тому заломлення променя на поверхні кристала приводить до виникнення двох променів всередині кристала. Розподіл променя, який входить у кристал, на два називається подвійним заломленням променя.

У 1670 р. Е. Бартоліні встановив, що при проходженні променя світла через кристал ісландського шпату з кристала виходять два промені, паралельні один одному та променю, який падає на поверхню кристала (мал. 1.9). При обертанні кристала навколо падаючого променя, як осі, незвичайний промінь описує циліндричну поверхню навколо звичайного променя.



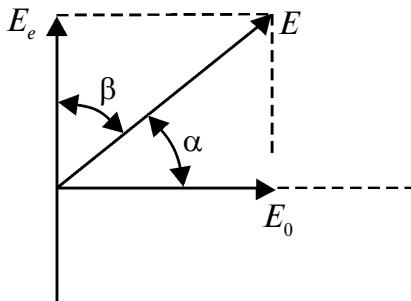
Мал. 1.9. Пояснення в тексті

Після проходження через кристал звичайного та незвичайного променів вони є лінійно поляризовані у взаємно

перпендикулярних площинах та мають однакові інтенсивності.

Закон Малюса. При аналізі нормального падіння променя на пластинку, вирізану з кристала паралельно його оптичній осі, необхідно визначити амплітуди коливань в звичайному та незвичайному променях. Їх величини відповідають закону Малюса. Якщо кут β — кут між лінією коливань вектора \vec{E} і оптичною віссю (мал. 1.10), I — інтенсивність падаючого променя, то інтенсивності звичайного і незвичайного променів визначаються наступним чином:

$$I_o = I \sin^2 \beta \quad I_e = I \cos^2 \beta. \quad (1.27)$$



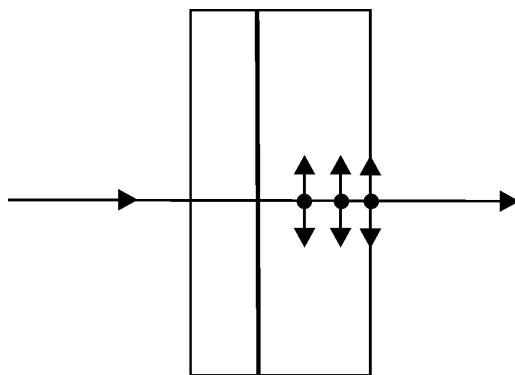
Мал. 1.10. Пояснення в тексті

Звідси випливає, що електричний вектор \vec{E} падаючої хвилі можна представити як суму його складових, перпендикулярної та паралельної оптичній осі, які є електричними векторами звичайної та незвичайної хвиль.

Поляризація світла при подвійному заломленні променя. Звичайний і незвичайний промені мають лінійну поляризацію у взаємно перпендикулярних площинах. Тому подвійне заломлення світла може бути використане для

отримання поляризованих променів. Для цього необхідно розвести один від одного звичайний і незвичайний промені або ліквідувати один з них шляхом поглинання.

Поляроїд. Розглянемо кристалічну пластинку з оптичною віссю, паралельною поверхні кристала. При падінні променя по нормальні до поверхні (мал. 1.11) в кристалі без просторового розділення створюються два промені: в звичайному промені вектор \vec{E} перпендикулярний оптичній осі (крапки), а в незвичайному — паралельний оптичній осі (стрілки). Якщо на виході з кристалічної пластинки один з променів сильно поглинається, то з пластини вийде лінійно поляризоване світло. Така пластина називається **поляроїдом**. Добрим поляроїдом є турмалін. Кристал турмаліну товщиною 1 мкм вже практично повністю поглине звичайний промінь.



Мал. 1.11. Пояснення в тексті

Якщо поляроїд використовується для поляризації світла, то його називають **поляризатором**. Коли його вживають для аналізу поляризованого світла, він є **аналізатором**.

Комбінація кристалів, що дає поляризоване світло, називається поляризацією, або двояко заломлюючою

призмою. Коли на виході призми є лише один промінь, призму називають **поляризаційною**. Після проходження світла через **двоєко заломлючу** призму на її виході присутні обидва промені.

Поліхроїзм. Поглинання звичайного і незвичайного променів в кристалі залежить не лише від довжини хвилі, але й від напрямку її розповсюдження. Тому в результаті проходження білого світла виникає забарвлення кристала, яке залежить від напрямку кристала. Таке явище називається поліхроїзмом.

1.6. ОБЕРТАННЯ ПЛОЩИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ

Явище обертання площини поляризації проявляється в повороті площини коливань електричного вектора хвилі на деякий кут після проходження світла через певну речовину. Такі речовини називаються природно оптично активними.

Класичним прикладом оптично активних кристалічних тіл є кристалічний кварц. При проходженні лінійно поляризованого променя вздовж оптичної осі кварцевої пластинки спостерігається поворот площини поляризації. Розділення променя на два при нормальному падінні його на пластинку, вирізану перпендикулярно до оптичної осі, не відбувається.

Кут обертання площини поляризації пропорційний товщині оптично активного шару (пластинки). **Обертальна здатність** твердих тіл характеризується величиною кута, на який повертається площаина поляризації світла певної довжини хвилі при проходженні пластинки товщиною 1 мм. Якщо ϕ — кут повороту площини поляризації, а d — товщина пластинки, то

$$\varphi = \alpha d, \quad (1.28)$$

α — обертельна здатність вимірюється в радіанах на метр в СІ. Обертельна здатність кварцу для червоного світла $\alpha = 15^\circ/\text{мм}$, зеленого — $\alpha = 27^\circ/\text{мм}$, фіолетового — $\alpha = 51^\circ/\text{мм}$. Тобто кварц має значну величину обертельної здатності.

Напрям повороту площини поляризації може бути змінений на зворотній при розповсюдженні світла у зворотному напрямку. Його можна визначити за правилом гвинта. Експериментально встановлено, що існують дві модифікації кварцу — право обертаюча та наліво обертаюча. Якщо кристал обертає площину поляризації, то в нього завжди існують обидві модифікації і в цьому випадку

$$|\alpha_{(+)}| = |\alpha_{(-)}|. \quad (1.29)$$

Для оптично активних рідин *Біо* встановив **закон**, згідно до якого кут повороту площини поляризації прямо пропорційний товщині шару рідини і концентрації q оптично активної речовини, що знаходиться в рідині

$$\varphi = \alpha q l. \quad (1.30)$$

Коефіцієнт α називається сталою обертання, l — довжина шляху у розчині.

Аморфні тіла також здатні обертати площину поляризації.

Здатність кристалічних тіл обертати площину поляризації обумовлена особливостями їх кристалічної структури або структури їх молекул. Залежність обертання площини поляризації оптично активних рідин свідчить про молекулярну природу їх оптичної активності.

Оптична ізомерія. Правий і лівий кристал мають одинаковий склад, але різну форму — вони є дзеркальним відображенням один одного. Ніякими просторовими переміщеннями неможливо сумістити предмет з його дзеркальним відображенням. Тому праві і ліві кристали існують в природі роздільно один від одного. Такі кристали є ізомерами.

Обертання площини поляризації в магнітному полі.
Ефект Фарадея. Якщо між полюсами магніту помістити досліджувану речовину і пропустити через неї плоскополяризоване світло вздовж напрямку магнітного поля, то відбувається обертання площини поляризації. Такий експеримент уперше здійснив М. Фарадей, який показав, що деякі оптично пасивні матеріали у магнітному полі стають оптично активними. Це явище називають **ефектом Фарадея**.

Кут повороту ϕ площини поляризації пропорційний довжині шляху променя в речовині l і напруженості магнітного поля H .

$$\phi = VH_{\parallel} l \quad (1.31)$$

(V — стала Верде, яка залежить від частоти світла і температури, H_{\parallel} — проекція вектора на напрям поширення світла).

1.7. ШТУЧНА АНІЗОТРОПІЯ

Більшість ізотропних тіл при дії на них напрямлених збурень здатна набувати анізотропних властивостей. Формування таких властивостей обумовлено перегрупуванням до упорядкованого стану анізотропних елементів речовини, які можуть бути розташовані хаотично до дії

зовнішнього збурення. Ці властивості можуть бути також результатом утворення анізотропних елементів, які в незбуреній системі були ізотропними.

Анізотропія при деформаціях. Явище подвійного заломлення променів при механічній деформації відкрив **T.-Й. Зеєбек**. Таке явище спостерігається при деформації стиску або розтягу. Напрям осі штучної анізотропії кристала збігається при цьому з напрямом деформації.

У разі механічної деформації оптично ізотропне тіло набуває властивостей одновісного кристала, вісь якого паралельна напрямку деформації. Експериментально встановлений зв'язок між n звичайної та незвичайної хвиль у напрямку, перпендикулярному оптичній осі, виглядає так

$$n_e - n_o = b\sigma \quad (1.32)$$

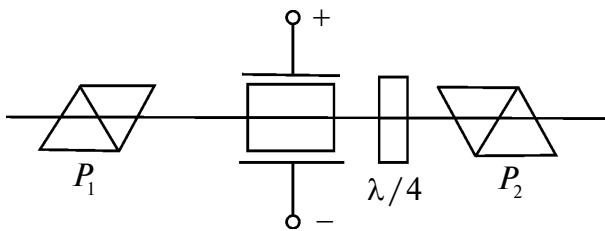
(σ — напруження, викликане деформацією, b — стала, до якої входять параметри, що характеризують властивості тіла, $n_e - n_o$ може бути більше за 0 або менш за 0, в залежності від довжини хвилі).

При спостереженні прозорого тіла на просвіт у схрещених ніколях деформоване тіло виглядає забарвленим. Ступінь забарвлення залежить від сили деформації. Тому по розподілу забарвлення можна слідкувати за розподілом деформацій в тілі.

Анізотропія, створена електричним полем. Поява анізотропії в електричному полі була виявлена Керром у 1875 році. У наш час **явище Керра** добре досліджено і широко застосовується у техніці. Цей ефект спостерігається не лише в твердих тілах, але і в рідинах та газах.

Оптично ізотропне тіло в електричному полі набуває властивостей одновісного кристала (мал. 1.12). Це відбувається наступним чином. Між двома схрещеними поляри-

заторами P_1 та P_2 розміщують плоский конденсатор. Між пластинами конденсатора ставлять кювету з рідким нітробензолом — речовиною, яка найбільш чутлива до цього ефекту. У відсутності електричного поля анізотропні молекули нітробензолу орієнтовані хаотично, і тіло веде себе як ізотропне. В таких умовах світло через систему не проходить. При подачі напруги на конденсатор відбувається поляризація молекул нітробензолу, і вони вишиковуються відповідно до напрямку вектора напруженості електричного поля. В результаті створюється анізотропія речовини з переважним напрямком (оптичною віссю) вздовж електричного поля, і тіло стає оптично анізотропним як одновісний кристал, який пропускає світло вздовж напрямку вектора напруженості електричного вектора. Світло, яке виходить з конденсатора, є еліптично поляризоване, його за допомогою оптичних пристроїв можна розкласти на звичайний та незвичайний промені. Далі легко знайти різницю показників заломлення $n_e - n_o$.



Мал. 1.12. Пояснення в тексті

Експериментально встановлено, що якщо напрям поширення світла перпендикулярний до оптичної осі, то

$$n_e - n_o = k\lambda E^2 \quad (1.33)$$

(k — стала Керра, λ — довжина хвилі).

Оскільки в (1.33) напруженість електричного поля

у другому степені, то очевидно, що при зміні напрямку \vec{E} на зворотний властивості тіла не змінюються. У такому разі тіло дійсно веде себе як одновісний кристал.

Ефект Керра обумовлений властивостями молекул, отже, посилюється з ростом їх концентрації. Поява ефекту Керра викликана двома фізичними причинами. По-перше, неполярні молекули в електричному полі можуть набувати дипольного моменту у напрямку поля. В такому разі сама молекула переорієнтується так, щоб її дипольний момент був паралельним напрямку електричного поля. При цьому досягається найбільше значення поляризованості. По-друге, полярні молекули у зовнішньому електричному полі орієнтуються своїм постійним моментом у напрямку вектора напруженості цього поля.

Найбільш важливою особливістю ефекту Керра, яка обумовлює його широке практичне застосування, є надзвичайно мала інерційність. Схема, зображена на мал. 1.12, є оптичним затвором і називається **коміркою Керра**. Безпосередні досліди показали, що час спрацьовування такого оптичного затвору не перевищує $10^{-9} - 10^{-10}$ с. Застосування таких затворів привело до створення наносекундної техніки ($1 \text{ нс} = 10^{-9}$ с) і надвеликих потужностей світлових потоків у лазерах. Якщо якусь систему за допомогою комірки Керра змусити висвітитися за час 10^{-8} с при енергії імпульсу світла 10 Дж, то потужність імпульсу складає 1 ГВт. Такі гігантські імпульси мають нові фізичні властивості і відіграють надзвичайно велику роль в нелінійній оптиці та в різних технічних задачах.

Подвійне заломлення променів у магнітному полі. Створення анізотропії оптичних властивостей речовини магнітним полем називається **явищем Коттона — Мутона**. У разі відсутності зовнішнього магнітного поля молеку-

ли в речовині розміщуються хаотично, чим обумовлена статистична ізотропія матеріалу. Якщо таку речовину помістити в сильне магнітне поле, направлене перпендикулярно до напряму поширення світла, то відбувається напрямлена орієнтація власних магнітних моментів анізотропних молекул у цьому полі, що спричиняє анізотропію речовини в цілому і, як наслідок, подвійне заломлення променів. Така речовина поводить себе як одновісний кристал, оптична вісь якого паралельна вектору індукції магнітного поля \vec{B} . Різниця показників заломлення речовини у цьому випадку

$$n_e - n_o = c\lambda B^2 \quad (1.34)$$

(c — стала, λ — довжина хвилі).

Ефект Коттона-Мутона принципово відрізняється від ефекту Фарадея, тому що його величина квадратично залежить від напруженості магнітного поля.

Ефект Покельса. Якщо до кристалу, через який проходить промінь світла, прикласти велике електричне поле, то, як результат, буде спостерігатись подвійне заломлення цього променя. Причому

$$n_e - n_o \sim E. \quad (1.35)$$

Це явище називається ефектом Покельса. Напруженість поля, яка необхідна для випадку ефекту Покельса, у 10 разів менше від напруженості поля, яка необхідна для спостереження ефекту Керра. Це надає відчутну перевагу ефекту Покельса у сфері практичного застосування. Більшість модуляторів світла створені на основі ефекту Покельса.

Ефект Покельса принципово відрізняється від ефекту Керра тим, що в (1.35) $n_e - n_o$ залежить від E лінійно, а не квадратично, як це має місце в (1.33).

Якщо вектор напруженості електричного поля паралельний оптичній вісі кристала, то має місце поздовжній ефект Покельса, коли вектор напруженості електричного поля перпендикулярний до оптичної вісі кристала, то спостерігається поперечний ефект.

2. РОЗСІЯННЯ СВІТЛА

2.1. ПРИРОДА ТА ТИПИ РОЗСІЯННЯ СВІТЛА

При поширенні світлової хвилі в оптичному середовищі її електричне поле взаємодіє з електронами атомів, молекул, частинок, що входять до складу речовини. Процес розсіяння світла полягає в перейманні атомом, молекулою, частинкою енергії електромагнітної хвилі, що розповсюджується в середовищі, і випромінюванні атомом, молекулою, частинкою цієї енергії в тілесний кут, вершиною якого є атом, молекула або частинка.

В оптично однорідному середовищі, як показали Гойгенс, Ферма та ін., світло розповсюджується прямолінійно у напрямі поширення падаючої хвилі. В оптично неоднорідному середовищі світло буде поширюватись і в напрямах, відмінних від напряму поширення падаючої хвилі. Поширення світла в середовищах у напрямах, відмінних від напряму поширення падаючої хвилі, *називається розсіянням світла*.

Розсіяння світла легко спостерігати в оптично неоднорідних середовищах. В таких середовищах показник заломлення залежить від координати. Фізично оптична неоднорідність речовини зумовлена наявністю в ній різних мікроскопічних неоднорідностей, які формуються завдяки наявності частинок пилу, колоїдних частинок, крапель сторонньої рідини, бульбашок повітря та ін. Оптично неоднорідні середовища називають *каламутними*.

За своїм *фізичним змістом розсіяння світла* в оптично неоднорідних середовищах є *дифракція* хвилі на неоднорідностях в речовині.

Розсіяння світла може відбуватися і в однорідних чистих середовищах, вільних від сторонніх домішок. За таких умов флюктуацію густини середовища зумовлюють теплові коливання молекул. У цьому випадку розсіяння світла називається молекулярним. У 1910 році Ейнштейн, виходячи з ідеї флюктуації густини речовини, створив кількісну термодинамічну теорію молекулярного розсіяння світла в рідинах та реальних газах, окремим випадком якої є релеївське розсіяння. *Релеївське розсіяння світла* має місце, коли лінійні розміри частинок менші за 1/15 довжини хвилі. Воно назване так за ім'ям вченого Д. У. Релея, який вивчив цей вид розсіяння. Якщо ж розміри частинки більші, то спостерігається *розсіяння Mi.*

При розповсюдженні в середовищі акустична хвиля створює в ньому неоднорідності його густини. Розсіяння світла на неоднорідностях середовища, створених звуковою хвилею, називають *розсіянням Мандельштама — Бріллюена*, тому що воно незалежно було відкрито Л. І. Мандельштамом та Л. Бріллюеном.

Подальші дослідження Мандельштама та Рамана показали, що розсіяння світла може приводити до зміни частоти розсіяного світла по відношенню до частоти падаючого, спричиненої квантовою природою явища. Розсіяння світла, обумовлене квантовими властивостями молекул, називають *комбінаційним розсіянням світла.*

Світло, розсіяне якоюсь частинкою, далі може бути розсіяне наступною частинкою. Таким чином виникає *багаторазове розсіяння світла.* Воно у кожному наступному акті відбувається так, як одноразове розсіяння. Кінцевий результат отримуємо як суму усіх актів одноразових розсіювань.

2.2. РЕЛЕЄВСЬКЕ РОЗСІЯННЯ СВІТЛА ТА РОЗСІЯННЯ Mi

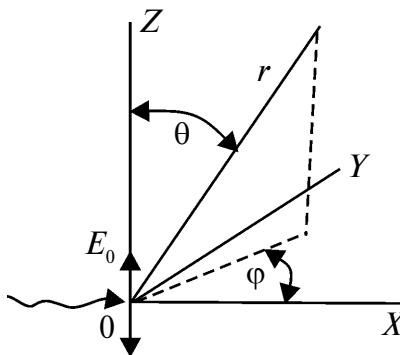
Розсіяння світла елементарним розсіювачем. Електрони, які попадають в електричне поле електромагнітної хвилі, здійснюють коливання з частотою хвилі. Якщо хвилья розповсюджується в додатному напрямі осі x (мал. 2.1), а електричний вектор коливається в площині $y = 0$, то можна записати таке рівняння руху електрона:

$$m\ddot{z} + m\omega_0^2 z = eE_0 \cos \omega t. \quad (2.1)$$

($E_0 \cos \omega t$ — коливання напруженості електричного поля хвилі, колінеарної осі z в площині $y = 0$; m і e — маса і заряд електрона; ω_0 — власна частота коливань електрона, яка визначається пружною силою, що утримує електрон в положенні рівноваги). Затухання коливань електронів не враховується, оскільки воно мале.

З (2.1) для відхилень електрона з положення рівноваги знаходимо

$$z = \frac{e}{m \omega_0^2 - \omega^2} E_0 \cos \omega t. \quad (2.2)$$



Мал. 2.1. Пояснення в тексті

Електрон, який коливається сам, є розсіювачем і його випромінювання розсіяне. Отже, моделлю елементарного класичного розсіювача є елементарний класичний випромінювач — електричний диполь, який знаходиться в полі електромагнітної хвилі.

Атом, до складу якого входить електрон, є нейтральною системою. Тому можна вважати, що коливання електрона відповідно до (2.2) відбуваються біля точки рівноваги, в якій знаходиться позитивний заряд протона (ядра). Цей заряд можна вважати нерухомим, оскільки маса протона (ядра) значно більша від маси електрона. Таким чином, (2.2) можна записати у вигляді формул для дипольного моменту, який змінюється у часі:

$$p_z(t) = e\zeta = \frac{e^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} E_0 \cos \omega t. \quad (2.3)$$

Якщо перейти до сферичної системи координат, то густота потоку енергії у напрямку, що характеризується кутами θ та ϕ відповідно до

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$$

$$S = (\theta, \phi, r, t) = E_\theta H_\phi = \frac{E_0 B_\phi}{\mu_0} = \frac{\omega^4 \sin^2 \theta}{16\pi^2 r_0^2 c^2 r^2} p^2 \quad (2.4)$$

(θ, ϕ — відповідно полярний та азимутальний кути, r — відстань від диполя до точки, у якій визначається поле (мал. 2.1)).

Потік енергії $dP(\theta, \phi)$ в тілесний кут $d\Omega = d\sigma/r^2$, який опирається на площину сфери $d\sigma$ дорівнює

$$dP(\theta, \phi) = \langle S \rangle_z d\sigma = \langle S \rangle_z r^2 d\Omega. \quad (2.5)$$

Звідси для густини розсіяного потоку енергії від одного елементарного випромінювача маємо

$$I_1(\theta, \varphi) = \frac{A}{\lambda^4} \left[\frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \right]^2 \langle S_0 \rangle, \text{де} \quad (2.6)$$

$\langle S_0 \rangle$ — середнє значення густини потоку енергії в падаючій хвилі, A — константа.

Релеєвське розсіяння світла. Якщо розміри розсіювача значно менші від λ , то усі елементарні диполі випромінюють когерентно. Як вже було сказано, релеєвське розсіяння — це частковий випадок молекулярного розсіяння за умови, що розглядаються звичайні молекули, а не макромолекули.

Елементарні випромінювачі, які належать різним молекулам, випромінюють не когерентно завдяки двом основним причинам: 1) відстань між молекулами може бути достатньо великою; 2) внаслідок руху молекул відбуваються флюктуації густини середовища. Тому інтенсивність випромінювання від однієї молекули збільшується пропорційно квадрату величини числа N_0 елементарних розсіювачів в ній. Якщо концентрацію молекул позначити N , то в одиниці об'єму знаходиться $N_0 N$ елементарних диполів.

З курсу електрики відомо, що

$$\frac{(n^2 - 1) 3\varepsilon_0}{N_0 N (n^2 + 2)} = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (2.7)$$

(n — показник заломлення). Використаємо (2.6) для заміни в (2.7) і отримаємо для розсіяння від однієї молекули

$$I = I_1(\theta, \varphi) N_0^2 = \frac{B}{N^2 \lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \langle S_0 \rangle \quad (2.8)$$

(B — стала).

Повну інтенсивність розсіяння однією частинкою I_0 отримуємо інтегруванням (2.8) по всім кутам розсіяння

$$I_0 = \frac{B'}{N^2 \lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 < S_0 > \quad (2.9)$$

(B' — стала).

Різні молекули можуть розсіювати не когерентно. Тому повна інтенсивність розсіяння в одиниці об'єму речовини обчислюється множенням (2.9) на концентрацію молекул N . Оскільки для не дуже густих газів $n \approx 1$, то $n^2 + 2 \approx 3$, $n^2 - 1 \approx 2(n - 1)$ і для інтенсивності розсіювання в одиниці об'єму

$$I_v = I_e N \frac{M(n-1)^2}{N \lambda^4} < S_0 > \quad (2.10)$$

(M — стала). Інтенсивність розсіяння світла обернено пропорційна четвертому степеню довжини хвилі — це є **закон, встановлений Релеєм.**

Законом Релея пояснюється голубий колір неба і червоний колір Сонця на сході і заході. На сході і заході спостерігається світло, в якому фіолетова частина спектра в результаті розсіяння значно ослаблена. Інтенсивність червоного світла більша за інтенсивність фіолетового, і сонце видається червоним. Різниця в розсіянні буде помітною лише, якщо значна різниця між відстанями, яке світло проходить в атмосфері, коли сонце в зеніті і коли воно на сході (заході). При знаходженні сонця в зеніті, світло проходить короткий шлях у повітрі, фіолетова частина спектра мало розсіюється, і колір неба видається голубим. Якби не було розсіяння світла в атмосфері, то сонце і зорки виглядали б як яскраві світила на фоні абсолютно чорного неба.

Послаблення інтенсивності світла. При розсіюванні густина потоку енергії світла, яке розповсюджується в середовищі, послаблюється. Якщо пучок світла має переріз σ , то на довжині шляху dx він зустріне $N\sigma dx$ розсіювачів, кожен з яких виводить з пучка потужність (2.9). В результаті потужність зменшується на

$$d \langle S_0 \rangle \sigma = -I_0 N \sigma dx. \quad (2.11)$$

З врахуванням (2.9) рівність (2.11) буде

$$d \langle S_0 \rangle = -\gamma \langle S_0 \rangle dx \quad (2.12)$$

(γ — коефіцієнт розсіяння). Тому закон послаблення густини потоку енергії в пучці світла завдяки розсіянню буде мати наступний вигляд:

$$\langle S_0(x) \rangle = \langle S_0(0) \rangle e^{-\gamma x}. \quad (2.13)$$

Розсіяння Mі. Теорія Релея добре описує розсіяння не лише на молекулах, але і на досить малих сферичних частинках, радіус яких менший за $0,03\lambda$. При збільшенні розмірів частинки стають помітними **відхилення** від передбачень теорії Релея, і необхідно користуватись теорією Mі. Теорія розсіяння Mі враховує розміри частинок і виражає розсіяння у вигляді рядів, малим параметром яких є

$$\alpha = ka = 2\pi a/\lambda \quad (2.14)$$

(a — радіус сферичної частинки). Теорія Mі була розвинута для сферичних частинок. Однак цей термін використовують і для розсіяння на частинках інших форм. В (2.14) важливим є не абсолютний розмір частинки, а його відношення до довжини хвилі. Закономірності розсіяння ультрафіолетової частини спектра на частинках певного розміру приблизно такі ж, як і для розсіяння червоної частини спектра на частинках, розмір яких приблизно у два

рази більший. При $\alpha < 0,2$ розсіяння M_i переходить у ре-леєвське. Звідси випливає, що релеєвське розсіяння — це граничний випадок теорії розсіяння M_i .

Розподіл інтенсивності по кутам і поляризація випромінювання у розсіянні M_i . Великі частинки складаються з багатьох молекул. Елементарні диполі кожної молекули під впливом електромагнітної хвилі приходять у коливання і стають джерелами вторинних хвиль. Ці вторинні хвилі складають розсіяне випромінювання. У цьому відношенні розсіяння M_i аналогічне розсіянню Релея.

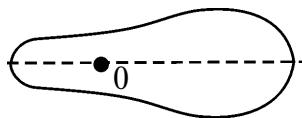
Математично теорія M_i зводиться до рішення рівнянь Максвелла з граничними умовами на поверхні сферичної частинки довільного радіуса, яка характеризується діелектричною і магнітною проникностями та електропровідністю.

Із збільшенням радіуса частинки зростає відношення a/λ і з'являється асиметрія між розсіянням вперед і назад. Розсіяння вперед переважає над розсіянням назад (мал. 2.2). За умови, що $a \approx \lambda/4$ на розподілі розсіяного світла практично не спостерігаються максимуми та мінімуми. При подальшому збільшенні розмірів частинок ($a \gg \lambda$) починає переважати розсіяння вперед, яке може мати численні вторинні максимуми (мал. 2.3). Розподіл таких максимумів у просторі залежить від розмірів частинки.

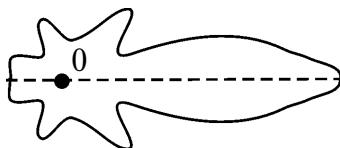
Якщо частинки мають розміри, такі, що $a \gg \lambda$, то інтенсивність розсіяного світла не залежить від довжини хвилі. Тому розсіяне світло не має кольору. З цієї причини тумани мають білий колір.

У випадку розсіяння на непрозорих частинках, розміри яких значно більші за довжину хвилі, явище можна розглядати як дифракцію світла на цих частинках. При подальшому збільшенні розмірів частинок до дифракційних

ефектів додаються геометричні, тобто заломлення та відбиття світла від поверхонь частинок.



Мал. 2.2. Пояснення в тексті



Мал. 2.3. Пояснення в тексті

Таким чином, розсіяння M_i для частинок з розміром, значно більшим за довжину хвилі, слабко залежить від λ , і це є суттєвою відміною від розсіяння Релея.

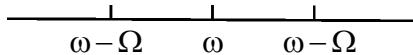
2.3. РОЗСІЯННЯ МАНДЕЛЬШТАМА – БРІЛЛЮЕНА

Акустична хвиля, яка розповсюджується в оптичному середовищі, створює в ньому неоднорідності його густини. Якщо в такому середовищі розповсюджується світлова хвиля, то її частота не буде залишатись постійною, як це спостерігалось у випадках релеєвського розсіяння та розсіяння M_i . У такому випадку спостерігається дифракція світлової хвилі на неоднорідностях середовища, які створені звуковою хвилею. В результаті дифракції на звуковій хвилі виникають два максимуми першого порядку. Амплітуда дифрагованої хвилі змінюється разом з коефіцієнтом пропускання і коефіцієнтом заломлення середовища. Ці

зміни обумовлені варіаціями густини середовища в акустичній хвилі. Амплітуда дифрагованої світлової хвилі змінюється гармонічно з частотою Ω звукової хвилі. Тому напруженість електромагнітної хвилі у напрямку дифракційних максимумів представляється наступним чином:

$$E(t) = A_0 \cos \Omega t \cos(\omega/2) \times \\ \times [\cos(\omega + \Omega)t + \cos(\omega - \Omega)t] \quad (2.15)$$

(ω — частота падаючого світла). Звідси випливає, що в розсіяному світлі мають бути присутніми сателітні частоти, які розташовані симетрично відносно основної частоти (мал. 2.4).



Мал. 2.4. Пояснення в тексті

Салетіт з частотою $\omega - \Omega$ називається стоксовим, а $\omega + \Omega$ — антистоксовим. Вони є компонентами Мандельштама — Бріллюена.

У рідинах у більшості випадків одночасно з частотами $\omega \pm \Omega$ спостерігається і частота ω . Її поява може бути пояснена за допомогою формули (2.15), якщо замість $\cos \omega t$ у цей вираз підставити $\alpha + \cos \Omega t$ (α — стала). Звідси слідує, що наявність **незміщеної частоти** ω в дифрагованому світлі обумовлена оптичною характеристикою середовища, яка не змінюється в часі. Така постійна складова оптичної неоднорідності виникає за рахунок флуктуацій у середовищі, які вирівнюються за проміжки часу набагато коротші, ніж період звукової хвилі.

В аморфних тілах можливі як поперечні, так і поздовжні акустичні хвилі, які розповсюджуються з різними

швидкостями. Тому в розсіяному світлі спектральна лінія повинна розкладатись на п'ять компонентів. Одна з них незміщена, а дві пари — зміщених компонентів. Одна пара є результатом розсіяння на поздовжніх акустичних хвілях, друга — на поперечних.

В кристалічних твердих тілах число компонентів збільшується у відповідності до числа акустичних хвиль, які розповсюджуються з різними швидкостями, у різних напрямках і до числа електромагнітних хвиль, які можуть розповсюджуватись у кристалі у даному напрямку. У загальному випадку у кристалі виникають 24 зміщені компоненти.

2.4. КОМБІНАЦІЙНЕ РОЗСІЯННЯ

При релеєвському розсіянні світла довжина хвилі не змінюється. Разом з тим було виявлено, що за певних умов кожна спектральна лінія падаючого світла може супроводжуватись появою системи ліній зміненої частоти. У цьому випадку спостерігається зміна довжини хвилі значно більша, ніж при розсіянні Мандельштама — Бріллюена. Припустимо, що оптичні властивості молекули змінюються згідно з гармонічним законом. В такому разі амплітуда розсіяного молекулою світла також змінюється згідно з гармонічним законом. Аналогічно до (2.15) напруженість електричного поля розсіяного світла, що спостерігається, буде

$$E(t) = A_0(1 + \alpha \cos \Omega t) \cos \omega t. \quad (2.16)$$

Ω — частота, що характеризує зміну оптичних властивостей молекули, ω — частота світла, що падає на молекулу. Коефіцієнт α враховує ефективність модуляції амплітуди падаючого світла молекулою.

Як видно з (2.16), у розсіяному випромінюванні присутні хвилі з частотами ω , $\omega + \Omega$, $\omega - \Omega$. Тому комбінаційне розсіяння — це таке розсіяння, в результаті якого у світлі, яке розсіяне молекулою, виникають частоти, зміщені відносно частоти падаючого світла симетрично в сторону як більших, так і менших частот. Це явище було відкрите у 1928 році незалежно Раманом, Ландсбергом і Мандельштамом. Воно виникає в результаті модуляції падаючої оптичної хвилі власними коливаннями молекул.

Кожна спектральна лінія падаючого світла у розсіяному світлі супроводжується цілою системою супутників, які відстоять від центральної частоти на величини частот, характерних для даної молекули (мал. 2.4).

У початковому стані молекула має набір власних частот коливань її певних оптических властивостей Ω_1 , Ω_2 , ... У спектрі розсіяння власні частоти коливань молекули проявляються у відповідності до (2.16). Частоти розсіяного світла комбінуються з частотою падаючого світла і власними частотами коливань молекули.

Експериментально встановлено, що супутники супроводжують кожну спектральну лінію падаючого випромінювання, а частоти Ω_1 , Ω_2 , ... однакові для усіх ліній і характеризують властивості молекули. Система супутників симетрична відносно частоти світла, що падає — ω . Супутники зі сторони великих частот ω називають фіолетовими, або антистоксовими, а супутники менших ω — червоними, або стоксовими. Стоксові супутники, які найближчі до центральної частоти, значно більш інтенсивні, ніж антистоксові. Однак з підвищеннем температури ця різниця швидко зменшується за рахунок значного зростання інтенсивності антистоксовых супутників.

Спектри випромінювання молекул називають смугас-

тими. Ця назва обумовлена тим, що їх спектри мають вигляд смуг, які складаються з близько розташованих ліній. Специфічний вигляд спектра пов'язаний з розмиванням лінійчатого електронного спектра випромінювання молекул. Таке явище спостерігається за рахунок енергетичних переходів молекули між коливальними і обертальними рівнями енергій. Енергетична відстань між коливальними рівнями енергії значно більша, ніж між обертальними. У зв'язку з цим смуга в центрі створюється ніби у два етапи: на певних відстанях від частоти випромінювання в результаті електронного переходу створюються лінії коливального спектра. Біляожної лінії коливального спектру створюються дуже близько розташовані лінії за рахунок обертальних переходів. Зі спектрів випромінювання молекул та їх комбінаційних спектрів розсіяння випливає, що комбінаційні частоти завжди співпадають з відповідними різницями частот коливального спектра частот. Іншими словами, комбінаційні частоти співпадають з власними частотами коливань молекули. Однак не всім власним частотам коливань молекул вдається поставити у відповідність комбінаційну частоту у спектрі комбінаційного розсіяння.

Класична інтерпретація комбінаційного розсіяння (2.16) дозволяє зрозуміти причину появи комбінаційних частот, але не може пояснити різницю між інтенсивностями стоксовых та антистоксовых компонент. Ця складність пов'язана з тим, що **комбінаційне розсіяння є квантовим за своєю природою**. В рамках квантової теорії комбінаційне розсіяння пояснюється переходами молекул між дискретними коливальними рівнями. Якщо на молекулу падає випромінювання з енергією кванта $\epsilon = \hbar\omega$, то частоту енергії цього кванта $\epsilon_k = \hbar\Omega$ вона поглинає і переходить на більш

високий коливальний рівень. Надлишок енергії, який залишився, випромінюється у вигляді кванта випромінювання з енергією $\varepsilon_1 = \varepsilon - \varepsilon_k = \hbar(\omega - \Omega)$ ($\omega_1 = \omega - \Omega$). У цьому випадку формується стоксова компонента. При взаємодії випромінювання з сильно збуреними молекулами можуть створюватись антистоксові компоненти. Квант випромінювання $\varepsilon = \hbar\omega$, який падає на молекулу, що знаходиться на збуреному рівні, поглинається нею. Після поглинання цього кванта молекула переходить на більш низький коливальний рівень, і при цьому звільняється енергія $\varepsilon_k = \hbar\Omega$, яка приєднується до енергії поглинутого кванта так, що випромінюється квант з енергією $\varepsilon_2 = \varepsilon + \varepsilon_k = \hbar(\omega + \Omega)$ ($\omega_2 = \omega + \Omega$). Таким чином створюється антистоксова компонента. При достатньо низьких температурах число молекул, які можуть взяти участь у випромінюванні стоксовых компонент, буде більшим від числа молекул, здатних випромінювати антистоксової компоненти. Отже, за таких умов інтенсивність стоксовых компонент буде більшою від інтенсивності антистоксовых.

Різниця між інтенсивностями стоксовых і антистоксовых компонент зі зростанням температури зменшується завдяки тому, що при підвищенні температури збільшується число збурених молекул, здатних брати участь у випромінюванні антистоксовых компонент.

У прикладному аспекті комбінаційне розсіяння є прямим методом дослідження будови молекул, дозволяє вимірювати: 1) частоти їх власних коливань, 2) симетрію молекул, 3) сили всередині молекул, 4) молекулярну динаміку і т. ін. Спектри комбінаційного розсіяння настільки характерні для молекул, що за їх допомогою можна виконувати аналіз складу молекулярних сумішей, коли хімічні методи аналізу не дають достовірних результатів.

3. ГЕНЕРАЦІЯ СВІТЛА

3.1. ПРИКЛАДИ ВИПРОМІНЮВАННЯ СВІТЛА

Світло, що випромінюється, відбирає у джерела частину енергії і несе її з собою. В залежності від того, як і де береться ця енергія, розрізняють декілька видів світіння.

Випромінювання світла може відбуватись в результаті хімічних реакцій. Таке світіння називають **хемілюмінесценцією**. Випромінювання променевої енергії у такому випадку відбувається за рахунок зменшення внутрішньої енергії тіла, яке супроводжується зміною його хімічного складу.

Електролюмінесценція виникає завдяки дії електричного поля, прикладеного до джерела світіння. У напівпровідниках електролюмінесценція виникає при рекомбінації носіїв, які інжектовані через *p-n* перехід.

Світіння газів, наприклад, може виникати під **дією електричного розряду**. Енергія, що необхідна молекулам і атомам газу для світіння, доставляється електронами, які прискорюються електричним полем розряду.

Світіння твердих тіл виникає і в результаті бомбардування їх електронним пучком. Таке явище називається **катодolumінесценцією** і спостерігається, наприклад, у випадку сірчаністого цинку, нанесеного на екран електроно-променевої трубки.

Фотолюмінесценція — це процес випромінювання світла в результаті попереднього або одночасного з випромінюванням освітлення тіла світлом, яке його збуджує. Необхідна для фотолюмінесценції енергія доставляється світлом від зовнішнього джерела.

Необхідна для випромінювання тілом світла енергія може підводитись до нього за рахунок теплового нагрівання, тобто передачі йому тепла. У такому випадку ***випромінювання*** тіла називається ***тепловим***, або температурним. Це єдиний вид випромінювання, який може перебувати у стані термодинамічної рівноваги з тілами, що його оточують.

У замкнену порожнину, стінки якої повністю відбивають випромінювання, помістимо декілька тіл, що мають різну температуру. Така система з часом прийде в стан теплої рівноваги, в якому усі тіла будуть мати однакову температуру. Стан теплої рівноваги досягається незалежно від того, наповнена порожнина газом чи в ній абсолютний вакуум і тіла можуть обмінюватись енергією тільки завдяки випромінюванню і поглинанню енергії. У стані теплої рівноваги за кожен проміжок часу кількість випромінюваної енергії дорівнює кількості енергії, яка поглинається. При цьому густина енергії випромінювання матиме певну величину, яка відповідає температурі, якої досягли тіла. Саме випромінювання має температуру тіл, з якими перебуває у рівновазі.

Випромінювання, яке перебуває у термодинамічній рівновазі з тілами, які мають певну однакову температуру, називається ***рівноважним або чорним випромінюванням***. Рівноважне випромінювання у порожнині залишається незмінним у часі. Чорне випромінювання однорідне, ізотропне і неполяризоване. В кожній точці воно має однакові густину, спектральний склад, і усі напрямки розповсюдження та коливань представлені з однаковою ймовірністю.

Густина енергії рівноважного випромінювання, як і його спектральний склад, не залежить від розмірів, форми та властивостей тіл, які знаходяться у порожнині.

3.2. КЛАСИЧНА ІНТЕРПРЕТАЦІЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ АБСОЛЮТНО ЧОРНОГО ТІЛА

Якщо матеріальне середовище, яке перебуває в твердому, рідкому чи газоподібному стані, розігріти до високої температури, то воно може стати джерелом випромінювання. Випромінювання теж є матеріальним об'єктом, але не є тілом, на відміну від твердих, рідких і газоподібних об'єктів. Випромінюють, поглинають, відбивають електромагнітне випромінювання усі тіла. Зазначені характеристики змінюються від тіла до тіла в залежності від його властивостей, температури та частоти електромагнітних хвиль.

Повна об'ємна густина випромінювання у вакуумі

$$w = 1/2(\epsilon_0 E^2 + B^2)/\mu_0 \quad (3.1)$$

має певний розподіл по спектру частот, який називається *спектральною густиною випромінювання*

$$w_\omega = dw/d\omega. \quad (3.2)$$

Із (3.2) слідує, що повна об'ємна густина випромінювання у вакуумі це

$$W = \int_0^\infty w d\omega. \quad (3.3)$$

Перший закон Кірхгофа встановлює, що рівноважна спектральна густина випромінювання залежить тільки від температури і не залежить від властивостей та природи тіл, які знаходяться у порожнині, і не залежить від властивостей та природи стінок порожнини, в якій ці тіла розташовані.

Перший закон Кірхгофа доводиться за допомогою другого закону термодинаміки. Припустимо, що w_ω залежить

від природи і властивостей порожнини та матеріальних тіл, які знаходяться в ній. Візьмемо дві порожнини з однаковими температурами. За припущенням, w_{ω} в них різні. З'єднаємо тепер обидві порожнини в одне ціле. Завдяки різниці w_{ω} між ними повинен початись обмін енергією випромінювання. Одна з порожнин починає нагріватись, а друга — охолоджуватись. За рахунок цього створюється різниця температур, яка, в свою чергу, може бути використана для отримання роботи. При виконанні роботи різниця температур між порожнинами ліквідується, і система переходить у стан термодинамічної рівноваги при температурі більш низькій, ніж температура початкового стану, оскільки частина енергії була затрачена на роботу. Отже, була виконана робота за рахунок охолодження адіабатично ізольованої системи, що суперечить другому закону термодинаміки. Таким чином, підтверджена справедливість першого закону термодинаміки, і можна записати:

$$w_{\omega} = w(I). \quad (3.4)$$

Якщо випромінювання поверхні відповідає закону Ламберта, то спектральна густина енергетичної світності M_{λ} і енергетичної яскравості пов'язані між собою співвідношенням:

$$M_{\lambda} = \pi L_{\lambda}.$$

Поглинальна здатність A_{ω} визначається як відношення енергії, яка поглинається ділянкою поверхні тіла в секунду в інтервалі частот ($\omega, \omega + d\omega$) до всієї енергії випромінювання, якападає в секунду на цю ділянку в цьому ж інтервалі частот. Приймається, що на ділянку випромінювання падає ізотропно.

Другий закон Кірхгофа. У стані рівноваги енергія випромінювання, яка поглинається ділянкою поверхні за секун-

нду, повинна дорівнювати енергії, яка випромінюється в той же проміжок часу тією ж ділянкою поверхні. Ця умова може бути записана наступним чином:

$$\frac{M_{\omega}}{A_{\omega}} = \frac{c}{4} w_{\omega}(I) \quad (3.5)$$

(M_{ω} — спектральна густина енергетичної світності, A_{ω} — поглинальна здатність). Співмножник $c/4$ враховує зв'язок густини енергії з густиною потоку енергії при їх ізотропному розподілі.

Формула (3.5) виражає другий закон Кірхгофа. Знаючи універсальну функцію $w_{\omega}(I)$, можна за поглинальною здатністю знайти світність.

Абсолютно чорне тіло. Абсолютно чорним тілом називають тіло, яке повністю поглине все випромінювання, що на нього падає, тобто у якого поглинальна здатність $A_{\omega} = 1$. Для абсолютно чорного тіла (3.5) приймає вигляд:

$$M_{\omega}(I) = (c/4)w_{\omega}(I). \quad (3.6)$$

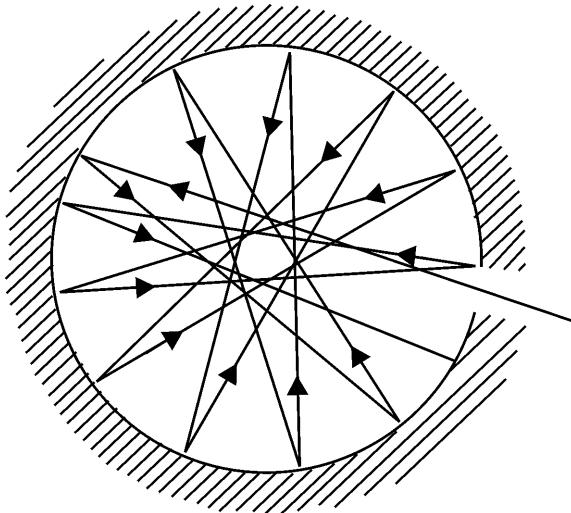
Таким чином, задача знаходження $w_{\omega}(I)$ зводиться до визначення закону випромінювання абсолютно чорного тіла.

Найкращим наближенням до абсолютно чорного тіла є замкнута порожнина, у стінці якої зроблено малий отвір (мал. 3.1).

Якщо стінки порожнини непрозорі, то промені, які попадають через отвір всередину порожнини, в результаті багаторазового відбиття з поглинанням на внутрішніх стінках порожнини практично повністю поглинаються і не виходять через отвір зовні. Ця обставина наглядно проявляється, наприклад, при погляді на відкриті вікна будинків, які у світлий день здаються темними.

Випромінювання, яке виходить з отвору порожнини, з достатньою точністю можна розглядати як випроміню-

вання абсолютно чорного тіла. Це дозволяє знайти M_{ω} і за допомогою (3.6) обчислити $w_{\omega}(I)$.



Мал. 3.1. Пояснення в тексті

Класична фізика виявилась неспроможною пояснити теоретично вигляд експериментальної залежності $w_{\omega}(I)$. Границі випадки цієї залежності $w_{\omega}(I)$ при достатньо маліх і достатньо великих частотах були теоретично обґрунтовані формулами Релея-Джинса та Віна відповідно. Загальна інтерполяційна формула для границь випадків була найдена Планком. Вона поклала початок розвитку квантової теорії випромінювання.

Формула Релея – Джинса. По теоремі про рівний розподіл енергії на кожну ступінь свободи в класичній статистичній системі припадає енергія $kT/2$. У гармонічного осцилятора середня кінетична енергія дорівнює середній потенціальній енергії. Тому його середня енергія дорівнює kT . Це енергія, яка приходиться на одну моду коливань.

Кожна стояча хвиля називається модою коливань. Число мод дорівнює кількості ступенів свободи системи.

Отже, нехай dN_n — число стоячих хвиль, $\frac{dN_n}{L^3}$ — концентрація мод, L^3 — об'єм. Тоді

$$\frac{dN_n}{L^3} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega. \quad (3.7)$$

Якщо $\langle \varepsilon \rangle$ — середня енергія, яка приходиться на одну ступінь свободи, то густина енергії стоячих хвиль буде

$$w_\omega(I) = \frac{dN_n}{L^3} \langle \varepsilon \rangle = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \langle \varepsilon \rangle. \quad (3.8)$$

Покладемо в (3.8)

$$\langle \varepsilon \rangle = kT, \quad (3.9)$$

тоді отримаємо:

$$w_\omega(I) = \frac{\omega^2 k T}{\pi^2 c^3}. \quad (3.10)$$

Вираз (3.10) — це і є формула Релея — Джинса. Вона досить добре узгоджується з експериментом при малих частотах. При зростанні частоти, починаючи з деяких її значень, спектральна густина енергії (3.10) значно перевільшує ту, яка спостерігається. При $\omega \rightarrow \infty$ отримуємо недопустиме співвідношення $w_\omega \rightarrow \infty$. Крім того, повна об'ємна густина випромінювання

$$w = \int_0^\infty w_\omega d\omega \rightarrow \infty, \quad (3.11)$$

що недопустимо. Як видно, в області високих частот отримуємо результат, який заперечує здоровому глузду. Цей випадок образно називають **ультрафіолетовою катарстрофою**.

Формула Віна. Було припущене Віном, що кожна мода коливань є носієм енергії $\varepsilon(\omega)$. Однак не всі моди даної частоти збуджені. Відносне число збуджених мод можна визначити завдяки розподілу Больцмана

$$\frac{\Delta N}{N} = e^{-\varepsilon/kT}. \quad (3.12)$$

Завдяки (3.12) знаходимо, що середня енергія, яка приходить на моди з частотою ω , є

$$\langle \varepsilon \rangle = \varepsilon(\omega) \frac{\Delta N}{N} = \varepsilon(\omega) e^{-\varepsilon/kT}. \quad (3.13)$$

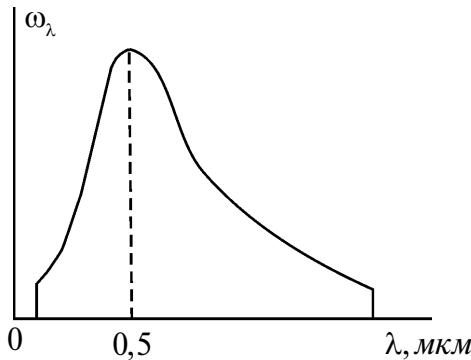
Він заключив, що енергія моди частотою ω пропорційна частоті, а саме $\varepsilon(\omega) = \hbar\omega$. Коефіцієнт пропорційності у даному випадку дається у сучасних позначеннях, а саме у вигляді постійної Планка, яка в той час ще не була відома.

З врахуванням (3.13) формула (3.8) запишеться наступним чином:

$$w_{\omega}(I) = \frac{\hbar\omega^3 e^{-\hbar\omega/kT}}{\pi^2 c^3}. \quad (3.14)$$

Цей вираз називається формулою Віна. Зазначена формула добре описує експериментальні результати в області досить високих частот.

Якщо розглянути спектр сонячного випромінювання, то за допомогою формул Релея-Джинса вдається описати лише частоти, які значно менші тих, на яких спостерігається максимум густини випромінювання. Використовуючи ж формулу Віна, можна описати дані тільки в області великих частот, які знаходяться далеко за максимумом. Область спектра між ними описати за допомогою формул Релея-Джинса і Віна не вдається (мал. 3.2).



Мал. 3.2. Пояснення в тексті

Формула Планка. Недоліки формул Релея-Джинса свідчать про те, що для отримання розподілу енергії у спектрі випромінювання слід враховувати і дані про механізм випромінювання. Планк у 1900 р. висловив наступні міркування: випромінювання є результатом коливання атомних лінійних вібраторів, які збуджують електромагнітні хвилі будь-яких частот; вібратор випромінює енергію лише певними порціями — квантами; енергія кванта, яка випромінюється вібратором, залежить від частоти випромінювання. На основі таких припущень Планк запропонував інтерполяційну формулу, яка в області малих частот переходить у формулу Релея-Джинса, а при великих частотах є формулою Віна:

$$w_\omega(I) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}, \quad (3.15)$$

$\hbar = 1.05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — стала Планка. Якщо $\hbar\omega \ll kT$, то (3.15) переходить у (3.10), а при $\hbar\omega \gg kT$ перетворюється у (3.14). Формула (3.15) повністю описує випромінювання абсолютно чорного тіла, узгоджується з експериментом і називається формулою Планка.

Закон Стефана — Больцмана встановлює залежність випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла від температури:

$$w = \int_0^{\infty} w_{\omega} d\omega = \frac{k^4 T^4 \pi^4}{15 c^3 \hbar^3},$$

або

$$w = a T^4, \quad (3.16)$$

k — стала Больцмана, a — стала.

Закон зміщення Віна. У 1893 році Він показав, як залежить випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла від частоти і температури. Було встановлено, що довжина хвилі λ_{\max} , при якій спостерігається максимум випромінювання та температура спостереження, є такою:

$$\lambda_{\max} T = b \quad (3.17)$$

(b — стала Віна).

За законом Віна (3.17) довжина хвилі λ_{\max} , на яку припадає максимум спектральної випромінювальної здатності, при підвищенні температури зміщується у бік коротких довжин хвиль.

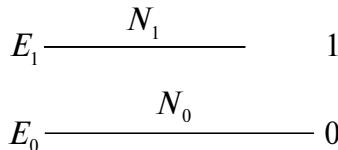
3.3. ЕЛЕМЕНТАРНА КВАНТОВА ТЕОРІЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ СВІТЛА

Отримати формулу Планка в рамках класичних уявлень неможливо. Однак обґрунтувати її можна за допомогою квантових уявлень про випромінювання і поглинання світла. При цьому не вдається отримати повних кількісних рішень задачі про випромінювання абсолютно чорного тіла, однак чітко з'ясовується механізм динамічної рівноваги між випромінюванням і матеріальними тілами.

Розглянемо випадок, коли у стані термодинамічної рівноваги перебувають оболонка порожнини твердого тіла і випромінювання в порожнині. Нехай випромінювання являє собою сукупність квантів енергії з енергією $\epsilon = \hbar\omega$. Кванти енергії можуть поглинатись атомами, які в результаті переходять у збуджений стан на більш високий енергетичний рівень з енергією

$$E_1 - E_0 = \hbar\omega$$

(E_0 — початковий, незбуджений енергетичний рівень атома). При переході атома з рівня E_1 на рівень E_0 випромінюється квант енергії з енергією $E_1 - E_0 = \hbar\omega$. Позначимо ці рівні індексами 0 і 1 на мал. 3.3 і назовемо їх відповідно нижній (nezбуджений) та верхній (збуджений) рівні.



Мал. 3.3. Пояснення в тексті

Динамічна рівновага здійснюється через постійність обміну квантами енергії між полем випромінювання і матеріальними тілами, в результаті якого відбуваються переходи атомів між рівнями енергії. Згідно принципу детальної рівноваги обмін квантами енергії повинен урівноважуватись для кожної частоти окремо, тобто дляожної моди, незалежно від інших. У такому випадку достатньо розглянути лише одну частоту. Отримані висновки можна розповсюдити та інші частоти з урахуванням того, що при цьому змінюються лише рівні атомів, переходи між якими здійснюють динамічну рівновагу.

Спонтанні та вимушені переходи. З нижнього рівня на

верхній за законом збереження енергії переходи можливі тільки з поглинанням кванта енергії, тобто завдяки випромінюванню, яке падає на атом. Такі переходи називаються **вимушеними**.

Переходи з верхнього рівня на нижній можуть бути як вимущені, що здійснюються під впливом випромінювання, яке падає на атом, так і спонтанні. Останні відбуваються незалежно від випромінювання, що падає на атом.

Частоту спонтанних переходів з верхнього рівня на нижній позначимо v_{10}^c , а вимущених — v_{10}^b , в той час як частоту вимушених переходів з нижнього рівня на верхній позначимо v_{01}^b .

Умова динамічної рівноваги між цими переходами може бути записана таким чином:

$$v_{10}^c + v_{10}^b = v_{01}^b. \quad (3.18)$$

У 1917 році Ейнштейн запропонував інтерпретацію динамічної рівноваги між випромінюванням і матеріальним середовищем на основі уявлень про поглинання та випромінювання квантів енергії. Це дало йому можливість отримати правильну формулу для опису випромінювання абсолютно чорного тіла.

Припустимо, що A_{10} — це ймовірність спонтанного переходу з рівня 1 на рівень 0 в секунду, N_1 — концентрація атомів на верхньому рівні. Слідом за визначенням цих величин можна записати

$$v_{10}^c = N_1 A_{10}. \quad (3.19)$$

Частота вимущених переходів пропорційна густині випромінювання. Позначимо B_{10} і B_{01} імовірності вимушених переходів $1 \rightarrow 0$ та $0 \rightarrow 1$ в секунду, відповідно віднесені до спектральної густини випромінювання w_ω , а через

N_0 — концентрацію атомів на нижньому рівні. Тоді можна записати:

$$v_{10}^b = N_1 w_\omega B_{10}, \quad v_{01}^b = N_0 w_\omega B_{01}. \quad (3.20)$$

З врахуванням (3.19) та (3.20) співвідношення (3.18) буде таким

$$N_1 A_{10} + N_1 w_\omega B_{10} = N_0 w_\omega B_{01}. \quad (3.21)$$

У стані рівноваги правомірно застосувати розподіл Болцмана, який для концентрацій атомів набуває вигляду:

$$N_1 = Ae^{-E_1/kT}, \quad N_0 = Ae^{-E_0/kT} \quad (3.22)$$

(A — нормувальна стала). Якщо підставимо (3.22) до (3.21) і скоротимо на A , то будемо мати:

$$A_{10} e^{-E_1/kT} + w_\omega B_{10} e^{-E_1/kT} = w_\omega B_{01} e^{-E_0/kT}. \quad (3.23)$$

У цьому рівнянні A_{10} , B_{10} , B_{01} називаються коефіцієнтами Ейнштейна.

Якщо $T \rightarrow \infty$, то $\omega_\omega \rightarrow \infty$. Тоді, розділивши обидві частини (3.23) на ω_ω , отримуємо

$$B_{10} = B_{01}. \quad (3.24)$$

Тому співвідношення (3.23) може бути записане таким чином:

$$w_\omega = \frac{A_{10}}{B_{10}} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (3.25)$$

($\hbar\omega = E_1 - E_0$). Теоретично величину відношення A_{10}/B_{10} в рамках елементарної квантової теорії обчислити неможливо. Вона обчислюється в рамках точної квантової теорії випромінювання. Разом з тим значення цієї величини можна знайти, якщо врахувати, що (3.25) в областях малих ω

має співпадати з формулою Релея — Джинса, а при великих частотах — з формулою Віна (3.14).

При $\hbar\omega \ll kT$ можна вважати, що $\exp[\hbar\omega/kT] \approx 1 + \hbar\omega/kT$, і переписати (3.25) так:

$$w_{\omega} = \frac{A_{10}}{B_{10}} = \frac{kT}{\hbar\omega}. \quad (3.26)$$

Порівнюючи (3.26) і (3.10), знаходимо

$$A_{10}/B_{10} = \hbar\omega^3 / (\pi^2 c^3). \quad (3.27)$$

У такому випадку формула (3.25) набуває наступного вигляду:

$$w_{\omega} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}. \quad (3.28)$$

Як видно, (3.28) співпадає з формулою Планка (3.15).

Хоча елементарна квантова теорія випромінювання абсолютно чорного тіла не дозволяє обчислити коефіцієнти Ейнштейна, вона демонструє необхідність існування спонтанних та вимушених переходів, причому для вимушених переходів виконується важливе співвідношення (3.24).

Випромінені в результаті спонтанних переходів кванти мають випадкові напрямки розповсюдження, випадкову поляризацію і випадкову форму. Кванти, випромінені в результаті вимушених переходів, корелують за своїми властивостями з випромінюванням, яке викликає вимушений переход. Вимушене випромінювання має ту ж поляризацію, той же напрямок розповсюдження і ту ж фазу, що і випромінювання, яке викликає вимушений переход.

3.4. ОПТИЧНІ ПОСИЛЮВАЧІ ВИПРОМІНЮВАННЯ

Взаємодія світла з речовиною при розповсюджені через середовище. При розповсюджені світла у середовищі здійснюються обмін квантами між пучком світла і атомами середовища через вимушені переходи і спонтанне випускання квантів. Позначимо частоту випромінювання, концентрацію атомів на верхніх та нижніх рівнях відповідно ω , N_1 , N_0 (мал. 3.3). Спектральну густину випромінювання частоти ω позначимо w_ω . Ця величина змінюється в результаті вимушеного поглинання квантів атомами середовища. Завдяки цьому густина потоку енергії зменшується також і внаслідок вимушеного випромінювання атомів, яке приводить до збільшення густини w_ω . Закон збереження енергії при вимушених переходах на основі (3.20) записується у вигляді:

$$\frac{dw_\omega}{dt} = \hbar\omega w_\omega B_{10} N_1 - \hbar\omega w_\omega B_{01} N_0 \quad (3.29)$$

($B = B_{10} = B_{01}$). За допомогою позначень

$$\alpha = \lambda\omega B(N_1 - N_0)/v \quad (3.30)$$

рівняння (3.29) може бути записане

$$\frac{dw_\omega}{dt} = \alpha v w_\omega \quad (3.31)$$

(v — швидкість світла з частотою ω в середовищі). Це рівняння приводиться до виразу

$$\frac{dS}{dt} = \alpha v S. \quad (3.32)$$

В (3.32)

$$S = v w_\omega, \quad (3.33)$$

це густина потоку енергії.

Вважаючи, що світло розповсюджується у напрямку осі z , можемо написати

$$\frac{dS}{dt} = \frac{dS}{dz} \frac{dz}{dt} = \frac{dS}{dz} v \quad (3.34)$$

($dz/dt = v$ — швидкість світла у середовищі, яка являє собою групову швидкість, з якою розповсюджується енергія). З врахуванням (3.34) рівняння (3.32) приходить до вигляду:

$$\frac{dS}{dz} = \alpha S. \quad (3.35)$$

Як рішення (3.35) маємо

$$S(z) = S_0 e^{\alpha z} \quad (3.36)$$

($S_0 = S(0)$).

Експоненціальна залежність (3.36) густини потоку від відстані називається **законом Бугера**.

У стані термодинамічної рівноваги концентрації атомів описуються розподілом Больцмана. Із нерівності $E_1 > E_0$ випливає, що $N_1 < N_0$, і тому $\alpha < 0$. Це означає, що густина потоку енергії по мірі проходження світла в середовищі зменшується. Механізм такого зменшення наступний. В результаті вимушених переходів атомів з нижнього енергетичного рівня на верхній густина потоку енергії зменшується. При переході атомів з верхнього рівня на нижній лише частина квантів повертається до потоку енергії. Повертаються у потік енергії кванти, випущені в результаті вимушених переходів. Кванти, випущені спонтанно, в потік не повертаються. Це і є причиною зменшення густини потоку енергії.

Зміни концентрації атомів на різних рівнях можна досягти за рахунок переведення системи атомів у нерівноваж-

ний стан, при якому сильно порушується розподіл Больцмана. У таких випадках створюються умови, за яких $N_1 \approx N_0$ або навіть $N_1 > N_0$. У першому випадку $\alpha \approx 0$, і пучок поширюється через середовище без поглинання, тоді як у другому випадку $\alpha > 0$, і пучок при проходженні через середовище посилюється. Таким чином, за останньої умови, середовище діє як посилювач світлового потоку. Це дозволяє створювати генератори і посилювачі хвиль, основані на вимушенному випромінюванні, які для видимого діапазону називаються **лазерами**, а для мікрохвильового діапазону — **мазерами**.

Фундаментальні дослідження в цій області були виконані російськими вченими Прохоровим та Басовим і американським вченим Таунсом, за що вони у 1964 році були удостоєні Нобелівської премії.

Сама ідея про принципову можливість використання вимушеного випромінювання для посилення світлового потоку була висловлена ще в 1940 році російським вченим Фабрикантом.

3.5. ВПЛИВ СВІТЛОВОГО ПОТОКУ НА ЗАСЕЛЕНІСТЬ ЕНЕРГЕТИЧНИХ РІВНІВ АТОМІВ

Світловий пучок викликає вимущені переходи між енергетичними рівнями атомів і, таким чином, змінює їх заселеність. Нехай N — повна концентрація атомів. Тоді за визначенням

$$N = N_1 + N_0. \quad (3.37)$$

Зміна заселеності верхнього рівня може відбуватись за рахунок вимушених і спонтанних переходів і може бути описана наступним рівнянням:

$$\frac{dN_1}{dt} = -w_{\omega}B(N_1 - N_0) - \frac{N_1}{\tau} \quad (3.38)$$

(N_1/τ — враховує число спонтанних переходів). Підставимо (3.38) у (3.37) і отримаємо:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{SB(2N_1 - N)}{v} - \frac{N_1}{\tau} \quad (3.39)$$

$(w_{\omega} = S/v)$. При досягненні стаціонарного стану повинна спостерігатись умова

$$\frac{dN_1}{dt} = 0, \quad (3.40)$$

яка з врахуванням (3.39) приймає вигляд

$$-\frac{SB(2N_1 - N)}{v} - \frac{N_1}{\tau} = 0. \quad (3.41)$$

З (3.41) випливає, що

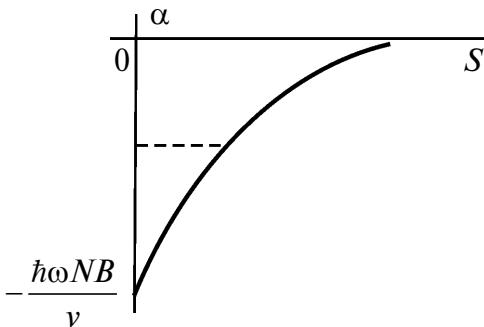
$$N_1 = \frac{N}{2} \frac{1}{1 + v/2\tau BS}. \quad (3.42)$$

Як слідує з (3.42), із збільшенням густини потоку S заселеність верхнього рівня збільшується. Це приводить до відповідної зміни величини коефіцієнта

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\hbar\omega B(N_1 - N_0)}{v} = \frac{\hbar\omega B(2N_1 - N)}{v} = \\ &= -\frac{\hbar\omega NB}{v} \left[\frac{1}{1 + 2\tau BS/v} \right]. \end{aligned} \quad (3.43)$$

Графік залежності α від S показано на мал. 3.4, з якого випливає, що при будь-яких S відбувається поглинання енергії. При $S \rightarrow \infty$ поглинання повністю припиняється

і наступає насичення. Приймається, що насичення наступає при зміні α в два рази у порівнянні з мінімальним значенням. Ця умова виконується при зростанні знаменника в (3.43) у два рази. Тому **умову насичення** можна записати як:



Мал. 3.4. Пояснення в тексті

$$\frac{v}{2\tau BS} = 1. \quad (3.44)$$

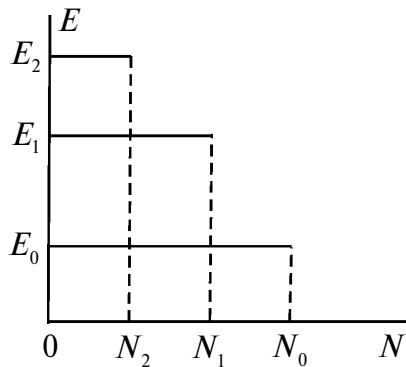
Отже, насичення наступає при густині потоку енергії

$$S = \frac{v}{2\tau B}. \quad (3.45)$$

Таким чином, світловий потік вирівнює заселеність двох рівнів, між якими він обумовлює вимушенні переходи. При достатньо великій густині світлового потоку він може навіть зрівняти заселеності цих рівнів, однак не може створити інверсію заселеності між вказаними рівнями.

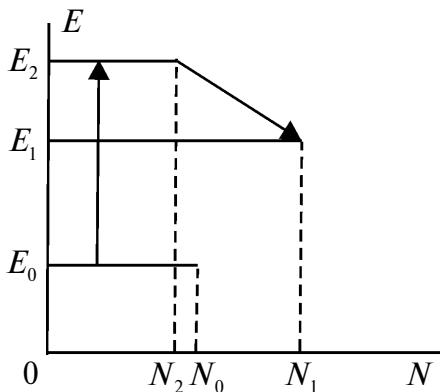
Інверсну заселеність енергетичних рівнів можна створити за допомогою зовнішньої дії на атоми незалежно від потоку світла, який посилюється.

Найбільш простий спосіб створення інверсної заселеності здійснюється у системі, яка складається з трьох енергетичних рівнів (мал. 3.5).



Мал. 3.5. Пояснення в тексті

На мал. 3.5 зображене розподіл заселеностей енергетичних рівнів системи у рівноважному стані. При дії на систему великої потужності випромінювання з частотою $\omega_n = (E_2 - E_0)/\hbar$ заселеності рівнів E_0 і E_2 , при виконанні умови (3.35), майже урівноважуються. Нехай час життя атомів на рівні E_2 дуже малий, і вони здійснюють спонтанний перехід на рівень E_1 , де час їх життя достатньо великий. В такому разі атоми на рівні E_1 будуть накопичуватись. В результаті створюється **інверсна заселеність** між рівнями E_1 і E_0 (мал. 3.6). Цей перехід далі може бути використаний для посилення світла з частотою $\omega = (E_1 - E_0)/\hbar$.



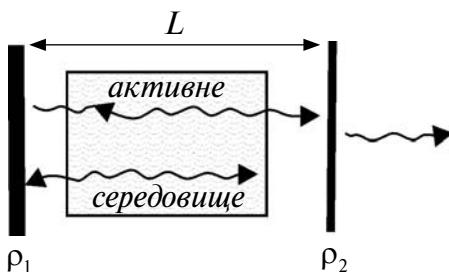
Мал. 3.6. Пояснення в тексті

3.6. ЛАЗЕРИ

Слово “лазер” (оптичний квантовий генератор) — це абревіатура від англійської назви Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (підсилення світла за допомогою вимушеної випромінювання).

За допомогою двох дзеркал, які будемо вважати ідеальними, створимо інтерферометр Фабрі-Перо (мал. 3.7), який є *елементарною принциповою схемою лазера*. Заповнимо простір між пластиналами інтерферометра активним середовищем. *Середовище* з інверсним заселенням енергетичних рівнів атомами, здатне посилювати світловий потік, що через нього розповсюджується, *називається активним*. Активне середовище розташовують між двома дзеркалами, щоб створити зворотний зв’язок, при якому частина випромінювання весь час знаходиться в зоні активного середовища і викликає індуковане випро-

мінювання все нових і нових атомів. Таким чином, між послідовними відбиттями від дзеркал при проходженні через активне середовище світловий потік посилюється. Така система створює **активний оптичний резонатор**. Посилення світлового потоку при розповсюджені через активне середовище відбувається відповідно до закону Бугера (3.36). Одне з дзеркал робиться з максимальним коефіцієнтом відбиття, а через друге випромінювання у відповідній пропорції виходить з системи і створює випромінювання, яке називається лазерним. У цьому випадку конструкція (мал. 3.7) працює як **відкритий активний оптичний резонатор**.



Мал. 3.7. Пояснення в тексті

Промінь світла, який рухається між пластинами інтерферометра, багаторазово відбивається від них і за рахунок відбиття може дещо послаблюватись. Крім втрат за рахунок відбиття від дзеркал маються втрати за рахунок розсіяння в середовищі та інших дифракційних ефектів. Для роботи системи як генератора світла необхідно забезпечити певний баланс між посиленням світлового потоку при русі через активне середовище і послабленням за рахунок всіх факторів, включаючи саме лазерне випромінювання.

Відкритий активний оптичний резонатор (лазер) ство-

рює паралельний пучок світла. Це відбувається завдяки тому, що промені, які паралельні до його осі, будуть проходити через активне середовище в одному і в зворотному напрямках необмежену кількість разів, а промені, нахилені під кутом до осі, будуть розсіюватись або виходити за межі резонатора.

Елементарний цикл роботи лазера включає два послідовних проходження світлового потоку через активне середовище і відповідне відбиття від дзеркал. Втрати енергії можуть бути враховані ефективними коефіцієнтами відбиття на дзеркалах ρ_1 і ρ_2 , які у загальному випадку різні, оскільки через одне з них випромінювання виходить з лазера. Ці коефіцієнти враховують не тільки відбиття від дзеркал, але і усі зазначені вище втрати.

За один цикл роботи лазера відбуваються два відбиття, і, отже, послаблення світлового потоку пропорційне $\rho_1\rho_2$. За цей же цикл світло в активному середовищі проходить шлях $2L$. Тому на основі (3.36) посилення світлового потоку за один цикл пропорційне $\exp(\alpha 2L)$ (α — значення коефіцієнта посилення (3.30) за один цикл). Повне посилення за один цикл описується формулою:

$$S = S_0 \rho_1 \rho_2 e^{2\alpha L} \quad (3.46)$$

(S_0 — густина потоку енергії на початку циклу; за початок може бути взятий будь-який момент часу, α — коефіцієнт посилення).

3.7. ОСНОВНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРА

Розглянемо, якою є умова порога генерації лазером випромінювання. Для цього перепишемо (3.46) у вигляді

$$S = S_0 e^{2\alpha L - 2f}, \quad (3.47)$$

де

$$2f = -\ln(\rho_1 \rho_2). \quad (3.48)$$

Як видно з (3.47), генерація лазерного випромінювання починається тоді, коли надбана світловим потоком в активному середовищі енергія за один цикл перевищує втрати енергії, включаючи енергію, що покинула систему, в якій відбувається лазерне випромінювання. На порозі генерації густота потоку енергії в системі не така велика, щоб змінити заселеність рівнів. Тому для порога генерації можна вважати, що $\alpha = \alpha_0$ (α_0 — коефіцієнт посилення у відсутності світлового потоку). Отже, на основі (3.47) **умовою порога генерації** є

$$\alpha_0 L = f. \quad (3.49)$$

При **стационарній генерації** втрати енергії компенсуються за рахунок енергії, яка отримана світловим пучком від активного середовища. Стационарна генерація може здійснюватись при значних густотах потоку енергії. Тому за α слід взяти його значення при наявності світлового потоку. В такому разі **умова стационарної генерації** є

$$\alpha L = f. \quad (3.50)$$

Оскільки лазер являє собою оптичний резонатор, то, використовуючи термінологію теорії коливань, втрати енергії за один період коливань можна характеризувати добротністю. **Добротність** — це відношення енергії, яка запасена в системі W , до втрат енергії за одне коливання

$$Q = \frac{W}{\Delta W}. \quad (3.51)$$

Запасена в системі енергія дорівнює

$$W = w\sigma L \quad (3.52)$$

(σ — площа поперечного перерізу лазерного пучка).

Вираз (3.52) можна записати і таким чином:

$$Q = \frac{2L}{f\lambda} \quad (3.53)$$

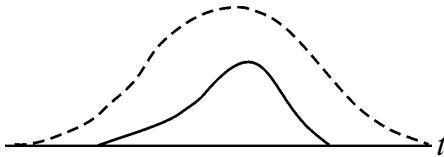
(λ — довжина хвилі лазерного випромінювання. За допомогою (3.53) умова (3.49) записується:

$$\alpha_0 \lambda / 2 = 1/Q. \quad (3.54)$$

Як видно з (3.54), для здійснення генерації необхідно, щоб посилення на шляху в половину довжини хвилі було рівне (або більше) величини оберненої добротності.

Поріг генерації тим вищий, чим менше добротність. Добротність же тим менше, чим більші втрати. Тому для променів, які рухаються вздовж осі, поріг генерації досягається раніше, і енергія у випромінюванні лазера виноситься саме цими променями. Це значить, що випромінювання лазера зосереджено у вузькому паралельному пучку променів, кут розбіжності якого обумовлюється дифракцією. Діаметр розходження таких променів на поверхні Місяця при його локації складає всього 3 км.

Створення інверсної заселеності енергетичних рівнів називають **накачкою**. Накачка лазера може бути безперервною або імпульсною. Якщо накачка здійснюється імпульсно, то і **випромінювання лазера імпульсне**. Після початку імпульсу накачки починає змінюватись заселеність енергетичних рівнів. Коли досягаються умови порога генерації (3.48), починається випускання лазерного випромінювання (мал. 3.8). На мал. 3.8 штриховою лінією зображені імпульс накачки, суцільною лінією — імпульс випромінювання.



Мал. 3.8. Пояснення в тексті

При безперервній накачці, яка забезпечує постійно виконання умови (3.49), **випромінювання лазера безперервне**. При безперервній накачці можливий також імпульсний режим випромінювання, так само, як можливе випромінювання декількох імпульсів випромінювання на протязі одного імпульсу накачки.

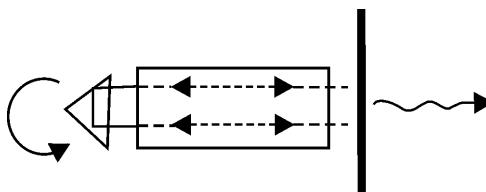
Для **підвищення потужності випромінювання** необхідно збільшити число атомів, які беруть участь в посиленні світлового потоку, в резонаторі лазера за рахунок індукованого випромінювання і зменшити протяжність імпульсу.

З метою підвищення потужності випромінювання лазера використовується метод **модульованої добротності**. Щоб збільшити число атомів, які беруть участь практично одночасно в посиленні світлового потоку, необхідно затримати початок генерації і накопичити як можна більшу кількість збуджених атомів. Ці атоми створюють інверсну заселеність. Для досягнення такого стану необхідно збільшити поріг генерації лазера і зменшити добротність, що можна досягти за рахунок збільшення втрат світлового потоку.

Наприклад, при порушенні паралельності дзеркал різко зменшується добротність. Якщо в таких умовах розпочати накачку, то навіть при значній інверсії заселеності рівнів генерація не розпочнеться завдяки тому, що поріг генерації високий. Поворот дзеркала у положення найвищого рівня паралельності другому дзеркалу системи підвищує

добротність системи і тим самим зменшує поріг генерації. За цих умов, коли добротність сягає високого значення, інверсія заселеності рівнів вже буде досить значною. Тому потужність випромінювання світла сильно збільшується. Такий спосіб управління генерацією лазера називається **методом модульованої добротності**.

Досить розповсюджене модулювання добротності за допомогою призми, яка обертається (мал. 3.9). При деякому визначеному положенні призма забезпечує повне відбиття світла, яке розповсюджується вздовж осі резонатора у зворотному напрямку.



Мал. 3.9. Пояснення в тексті

Частота обертання призми може складати десятки або сотні герц. Імпульси лазерного випромінювання мають таку ж частоту, хоча протяжність їх, як і в попередніх випадках, складає $10^{-7} — 10^{-8}$ с.

3.8. ОСНОВНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

В стаціонарному режимі роботи лазера в його оптичному резонаторі утворюються стоячі хвилі. Такі стоячі хвилі складаються з елементарних стоячих хвиль, які називаються модами коливань. Випромінювання лазера, яке відповідає цим модам коливань, називається **модами**

випромінювання лазера. Мода коливань залежить від геометричних характеристик резонатора, від коефіцієнта заломлення, властивостей активного середовища, від умов на граничних поверхнях резонатора.

Моди характеризуються набором чисел (m_x, m_y, m_z). Головною називається мода (0, 0, m_z). Вона не має вузлів у площині, перпендикулярній осі z , і описує стоячу хвилю, яка є суперпозицією зустрічних хвиль, що біжать і розповсюджуються паралельно осі z . Ззовні резонатора її відповідає хвиля, яка рухається паралельно осі лазера.

Лазерне випромінювання можна характеризувати за допомогою **ширини лінії випромінювання**. Кожна з ліній, що випромінюється і потрапляє у смугу посилення, не є строго монохроматичною. Вона має скінчену ширину, що може бути знайдена з умови

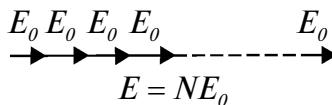
$$\Delta v \tau \approx 1 \quad (3.55)$$

(τ — протяжність випромінювання). У лазерах з модуляцією добротності $\tau \approx 10^{-8}$ с і, отже, $\Delta v = 10^8$ Гц. У безперервному режимі теоретично можна прийняти для протяжності випромінювання будь-яке значення, і таким чином отримати скільки завгодно тонкі лінії. В реальній практиці це неможливо, тому що відбуваються неконтрольовані флюктуації показника заломлення, зміна відстані між дзеркалами в результаті вібрацій завдяки тепловому розширенню станини. Усі ці фактори приводять до збільшення ширини лінії випромінювання. Разом з тим заначені причини не є вирішальними, і дія їх може бути суттєво зменшена за рахунок технічних та технологічних прийомів. Принципову роль відіграють броунівський рух дзеркал і спонтанне випромінювання атомами середовища. Однак збільшення ширини лінії випромінювання за рахунок цих факторів складає дуже малу величину $\Delta v \approx$

$10^{-2} \div 10^{-1}$ Гц. Якщо взяти частоту $v \approx 10^{15}$ Гц, то отримаємо межу зменшення ширини лінії випромінювання $\Delta v/v = 10^{-13} \div 10^{-16}$, яка на даний час практично досягнута.

Синхронізація мод. Протяжність імпульсів випромінювання лазера, отриманих методом модуляції добротності, за звичай коливається в межах $10^{-7} \div 10^{-8}$ с. За допомогою комірок Керра вдається отримувати імпульси протяжністю $\tau = 10^{-9}$ с. Більш короткі імпульси одержуємо в результаті синхронізації мод (10^{-12} с), суть якої полягає у наступному.

У багатомодовому режимі лазер випромінює спектр частот, інтервал між якими дорівнює $\Delta\omega$. Якщо всі моди додаються в однаковій фазі, то амплітуда сумарної хвилі дорівнює сумі амплітуд мод (мал. 3.10).



Мал. 3.10. Пояснення в тексті

Через проміжок часу Δt фази хвиль змінюються на $\Delta\omega\Delta t$, $2\Delta\omega\Delta t$, ..., $(N-1)\Delta\omega\Delta t$, де N — число мод, які беруть участь у створенні сумарної амплітуди. При подальшому збільшенні Δt амплітуда зменшується, а потім починає знову збільшуватись. Початкова ситуація, при якій амплітуди складаються в однаковій фазі, повториться через проміжок часу T , який задовільняє очевидній умові:

$$\Delta\omega T = 2\pi, \quad (3.56)$$

тобто:

$$T = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{2nL}{c} \quad (3.57)$$

— це протяжність циклу. Таким чином, ситуація, при якій фази різних мод виявляються в деякий момент часу рівними одна одній, повторюється через цикл.

Узгодження фаз різних мод називається **синхронізацією мод**. В той момент, коли амплітуди мод складаються в однаковій фазі, інтенсивність лазерного випромінювання різко зростає, і спостерігається імпульс випромінювання. Імпульси слідують один за одним з частотою, яка визначається розмірами резонатора (L) та показником заломлення активного середовища (n):

$$\frac{1}{T} = \frac{c}{2nL}. \quad (3.58)$$

Протяжність імпульсу визначається з умови

$$N\Delta\omega\Delta T = 2\pi \quad (3.59)$$

(N — число мод). Вона тим менша, чим більше число синхронізованих мод. При $N = 10^3$ можна отримати протяжність імпульсу $\Delta T \approx 0.6 \cdot 10^{-12}$ с. Методом синхронізації мод вдається отримувати рекордно короткі імпульси, застосування яких для вивчення швидкоплинних процесів дуже ефективне.

Зменшення протяжності імпульсу дозволяє створити умови для збільшення потужності випромінювання в імпульсі в $T/\Delta T$ раз в порівнянні з середньою потужністю.

Для здійснення синхронізації мод використовуються нелінійні ефекти, які відіграють у лазерах велику роль. З врахуванням нелінійності між різними модами є зв'язок, і їх не можна розглядати як незалежні. Синхронізація мод перестає бути повністю випадковим процесом, і виникає можливість впливати на неї.

Лазерні скелі. Поверхня більшості предметів, освітлених променем лазера, представляється плямистою. Пря-

ми розподіляються по поверхні випадково. Їх можливо навіть фотографувати. Якщо фотоапарат фокусувати на точках до поверхні або після поверхні, то на фотографії все одно отримуємо зображення плям. Якщо при спостереженні цих плям оком акомодувати око на точки до поверхні або після поверхні, то зорові враження про наявність плям не зміняться. Якщо спостерігач, який вивчає плями, рухається, то одні плями будуть зникати, а інші — з'являтись. У цьому випадку складається враження, що плями мигтять і рухаються відносно поверхні. Ці плями прийнято називати *спеклами*.

Виникнення спеклів обумовлене високим ступенем когерентності лазерного випромінювання. Більшість поверхонь не відполіровані з високою оптичною точністю. Тому вони мають випадкові нерівності, висота яких більше довжини хвилі. Лазерне випромінювання з високим ступенем когерентності від такої поверхні відбивається дифузно. У такому разі від різних точок поверхні розповсюджуються хвилі з постійними різницями фаз. При паданні їх на сітківку ока або на фотопластинку створюється інтерференційна картина у вигляді темних і світлих спеклів, які чергаються.

Якщо поверхня відполірована з високою оптичною точністю до часток довжини хвилі, то відбувається дзеркальне відбиття лазерного випромінювання, при якому не створюється різниці ходу між різними променями у пучку, і ніяких спеклів не спостерігається.

З фізичної точки зору спекли є шумовим ефектом. Цей ефект може мати і корисне застосування. За його допомогою можна вимірювати малі зміщення твердої поверхні, наприклад у напрямку, паралельному поверхні.

3.9. ЗАСТОСУВАННЯ ЛАЗЕРІВ

Виключно важливі властивості лазерного випромінювання відкрили можливості для широкого застосування лазерів в різних галузях науки і техніки.

1. Висока монохроматичність, когерентність, гостра направлена і висока потужність лазерного випромінювання зробили їх важливим інструментом для наукових досліджень.

2. Лазерне випромінювання є надзвичайно важливим носієм інформації, як в режимі передачі інформації, так і її запису (наприклад, голограма).

3. Можливість концентрувати велику кількість енергії випромінювання в малих об'ємах дозволяє:

- застосовувати лазерні технології для випаровування тугоплавких матеріалів;

- проводити спеціальні зварювальні операції як на металах, так і на біологічних об'єктах, які не можуть бути виконані звичайними зварювальними технологіями;

- отримувати нові хімічні речовини і переводити речовини в новий стан, наприклад отримувати високотемпературну плазму.

4. З використанням лазерного випромінювання пов'язані нові успіхи у сучасному приладобудуванні: створено лазерний мікроскоп; за допомогою лазерного променя з великою точністю визначено відстань між Землею та Місяцем.

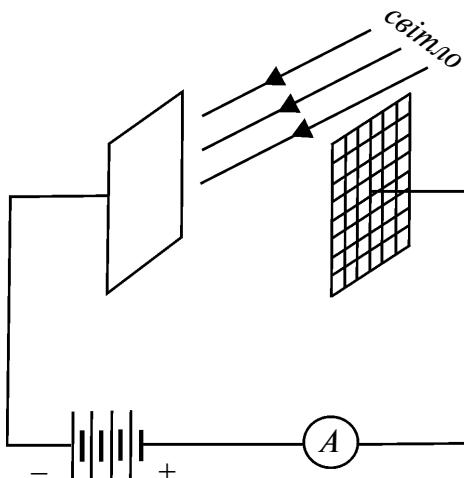
5. Селективне збудження атомів та молекул лазерним випромінюванням дозволяє ефективно проводити розділення ізотопів т. ін.

Вибірково зазначені приклади, безумовно, не вичерпують чисельні застосування лазерів у вакуумі, космосі, у газових атмосферах, рідинних середовищах до неорганічних, органічних та біологічних об'єктів.

4. ФОТОЕЛЕКТРИЧНИЙ ЕФЕКТ

4.1. ВІДКРИТТЯ ФОТОЕЛЕКТРИЧНОГО ЕФЕКТУ

Під час опромінювання електродів ультрафіолетовими променями Герц у 1887 році спостерігав прискорення процесу розряду конденсатора (мал. 4.1), обумовлене тим, що за таких умов негативно заряджена металева пластинка втрачає негативний заряд.



Мал. 4.1. Пояснення в тексті

Більш детальні дослідження, проведені у вакуумі Столетовим, а далі Ленардом та Томпсоном, показали, що світло, яким опромінюють металевий катод, вибиває з нього електрони. Явище вибивання електронів з речовини завдяки опроміненню її світлом **називається фотоелектричним ефектом**. Столетов встановив, що

сила струму, яка виникає під дією світла між катодом і анодом, прямо пропорційна інтенсивності світла, яким опромінюють катод. При вивчені впливу на фотоелектричний ефект опромінення з різними довжинами хвиль він показав, що найбільш ефективно діють ультрафіолетові промені.

Розрізняють зовнішній та внутрішній фотоефекти. При зовнішньому фотоефекті електрони вибиваються світлом з поверхні (поверхневого шару) речовини і переходят в інше середовище, наприклад вакум. При цьому, за певних умов, освітлене тіло може втрачати електронейтральність і заряджатись позитивно за рахунок того, що його залишають електрони, вибиті світлом.

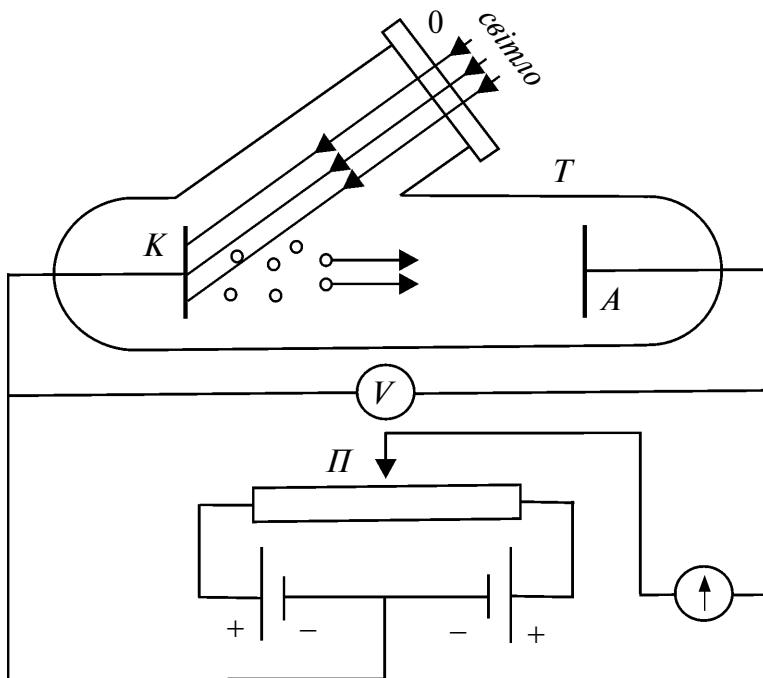
4.2. ЗАКОНИ ФОТОЕЛЕКТРИЧНОГО ЕФЕКТУ

Дослідження фотоелектричного ефекту, що проводяться за принциповою схемою, зображену на мал. 4.2, дозволили отримати чисельні експериментальні результати, узагальнення яких привело до встановлення трьох основних закономірностей фотоефекту.

1. При сталому спектральному складі світла сила фотоструму насичення прямо пропорційна світовому потоку, який падає на катод.

2. Початкова кінетична енергія електронів, які вибиті світлом з катода, лінійно збільшується зі зростанням частоти світла та не залежить від інтенсивності світла.

3. Фотоелектричний ефект не виникає, якщо частота світла менша деякої характерної для кожного металу величини v_{\min} . Частота v_{\min} називається *червоною границею фотоелектричного ефекту*.

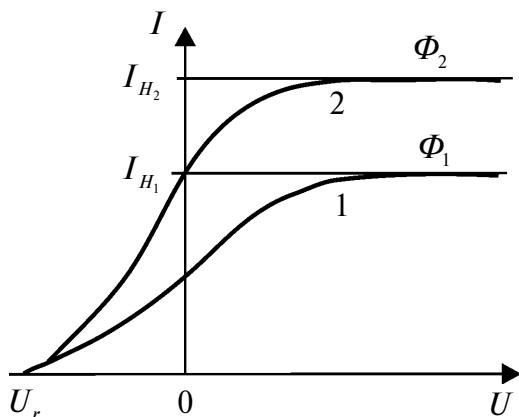


Мал. 4.2. Пояснення в тексті

Якщо користуватись законами класичної фізики, то можна стверджувати, що дія світла на електрони металу повинна збуджувати їх коливання. Амплітуда коливань електронів металу, які збуджені світлом, може досягти такого значення, що електрони покинуть метал. Таким чином може виникати фотоелектричний ефект, якщо виходити з уявлень класичної фізики. В рамках класичних уявлень інтенсивність світла пропорційна квадрату величини електричного вектора, і тому число електронів, які вибиті світлом з катода, буде зростати зі збільшенням інтенсивності світла.

Другу та третю закономірності фотоелектричного ефекту класична фізика не пояснює.

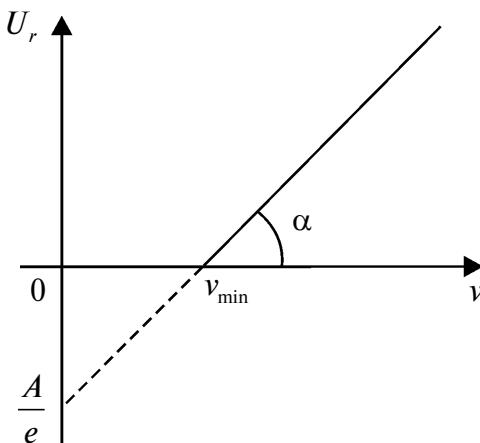
Залежність фотоструму, який виникає під дією опромінення катода світлом, від різниці потенціалу між катодом і анодом називається вольт-амперною характеристикою (ВАХ) фотоструму (мал. 4.3).



Мал. 4.3. Пояснення в тексті

Як видно з ВАХ: 1) фотострум виникає не тільки при $V_A - V_K = 0$, але і при $V_A - V_K < 0$; 2) фотострум відмінний від нуля до деякого чітко визначеного для кожного металу негативного значення різниці потенціалів $V_A - V_K = V_r$ (V_r називається гальмуючим потенціалом); 3) величина гальмуючого потенціалу не залежить від інтенсивності світла, що падає на катод; 4) фотострум збільшується, якщо абсолютне значення величини гальмуючого потенціалу зменшується; 5) величина фотоструму зростає зі збільшенням різниці потенціалів $V_A - V_K$, і, починаючи з деякого визначеного значення величини, фотострум стає сталим, тобто досягається стан насиченого фотоструму; 6) величина фотоструму на-

сичення зростає зі збільшенням інтенсивності світла, яким опромінюється катод; 7) величина гальмуючого потенціалу залежить від частоти світла опромінення (мал. 4.4); 8) швидкість вирваних світлом електронів не залежить від інтенсивності цього світла, а визначається лише його частотою.



Мал. 4.4. Пояснення в тексті

4.3. КВАНТОВА ТЕОРІЯ ФОТОЕЛЕКТРИЧНОГО ЕФЕКТУ

У явищі фотоелектричного ефекту яскраво відображається квантова природа світла. Закономірності фотоелектричного ефекту описуються квантовою теорією світла, згідно якої світло випромінюється і поглинається та розповсюджується у вигляді порцій — фотонів (матеріальних частинок), з яких складається потік світла. Фотон є неподільною частиною, яка в речовині поглинається електроном. Енергія фотона визначається як

$$E = h\omega,$$

або

$$E = \hbar\omega$$

($\omega = 2\pi\nu$ — циклічна частота випромінювання).

Під час взаємодії фотона з електроном металу він може обмінюватись з електроном енергією та імпульсом. Фотоелектричний ефект виникає в результаті непружного зіткнення фотона з електроном, в процесі якого фотон поглинається електроном і передає йому енергію. В результаті електрон отримує енергію відразу в момент непружного зіткнення, що обумовлює відсутність інерції у фотоелектричного ефекту.

Ейнштейн застосував до явища фотоелектричного ефекту закон збереження енергії і запропонував для його опису наступну формулу:

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2} \quad (4.1)$$

(A — робота виходу електрона з металу, v — швидкість фотоелектрона). За Ейнштейном кожен фотон поглинається одним електроном. Частина енергії фотона витрачається на виконання роботи виходу електрона з металу, а частина енергії, що залишилась, витрачається на надання електрону кінетичної енергії.

З (4.1) випливає, що фотоелектричний ефект можливий лише за умови $h\nu \geq A$, у протилежному випадку енергії фотона буде недостатньою для виривання електрона з металу. Як видно з (4.1), найменша частота світла ν_{\min} , при якій можливе виникнення фотоелектричного ефекту, визначається з умови

$$h\nu_{\min} = A, \quad (4.2)$$

звідки

$$v_{\min} = \frac{A}{h}. \quad (4.3)$$

Найменша частота, за якої спостерігається фотоелектричний ефект, називається **червоною межею фотоелектричного ефекту**. У даному разі колір не має ніякого відношення до фізичної появі фотоелектричного ефекту. В залежності від типу металу червона межа може відповідати червоному, жовтому, фіолетовому та ін. кольору світла і відображає лише той факт, що це найменша частота світла, при якій у даній речовині ще спостерігається або виникає фотоелектричний ефект.

За допомогою формул Ейнштейна (4.1) можна пояснити третій закон фотоелектричного ефекту і деякі інші його закономірності. Припустимо, що $V_A - V_K < 0$, тобто між анодом і катодом є гальмуючий потенціал. Фотострум (мал. 4.1, мал. 4.2) виникає лише в тому випадку, коли кінетична енергія електронів, які вибиті світлом, достатня для подолання сили гальмуючого поля. Тобто повинна виконуватись умова $mv^2 > eV_\Gamma$. Тоді величина гальмуючого потенціалу визначається як

$$\frac{mv^2}{2} = eV_\Gamma \quad (4.4)$$

(v — максимальна швидкість вибитих з речовини електронів). Останній вираз підставимо до рівняння Ейнштейна (4.1) і отримаємо

$$hv = A + eV_\Gamma, \quad (4.5)$$

звідки

$$V_\Gamma = \frac{h}{e}v - \frac{A}{e}. \quad (4.6)$$

Отже, величина гальмуючого потенціалу не залежить від інтенсивності падаючого світла, а залежить лише від його частоти.

Роботу виходу електронів з металу та постійну Планка можна визначити експериментально. Для цього потрібно побудувати графічно залежність величини гальмуючого потенціалу V_g від частоти падаючого світла (мал. 4.4). Як видно з мал. 4.4 та рівняння Ейнштейна $\operatorname{tg}\alpha = h/e$, а відрізок, який відсікається на осі гальмуючого потенціалу при $v = 0$, дає величину A/e .

4.4. ВНУТРІШНІЙ ФОТОЕЛЕКТРИЧНИЙ ЕФЕКТ

Вихід електрона під дією світла із даної речовини у зовнішнє середовище називають зовнішнім фотоелектричним ефектом.

Для певного класу твердих тіл, якими є напівпровідники, більш характерні два інших фотоелектричних явища, що, відповідно, називаються внутрішній та вентильний фотоелектричні ефекти.

Внутрішній фотоелектричний ефект ще *називають фотопровідністю*. Явище фотопровідності полягає в тому, що під дією світла у напівпровіднику виникає додаткова, в порівнянні з рівноважним, не збудженим станом (реалізується у темряві), концентрація носіїв струму.

У власному напівпровіднику, в якому концентрації вільних електронів і дірок рівні між собою, світло збуджує електрони з валентної зони до зони провідності. В зоні провідності ці електрони знаходяться у вільному стані і можуть брати участь у переносі заряду, якщо на напівпровідник діє прикладене до нього електричне поле. В результаті збудження електронів з валентної зони до зони

проводністі у валентній зоні утворюються вільні дірки, які теж дають свій внесок у перенесення заряду у напівпровіднику. Таким чином виникає власний ***внутрішній фотоелектричний ефект***.

Якщо світло діє на напівпровідник, збагачений домішками, який має електронний тип провідності (концентрація вільних електронів більша за концентрацію вільних дірок), то, крім власного внутрішнього фотоелектричного ефекту, може ще відбуватись збудження в зону провідності електронів з локальних енергетичних рівнів донорів (домішок), розташованих в забороненій зоні напівпровідника. У цьому разі виникає ***домішкова фотопровідність***, при якій світлом збуджуються вільні носії заряду тільки одного знака. У розглянутому випадку — це електрони.

Зовнішній, власний внутрішній та домішковий внутрішній фотоелектричні ефекти спостерігаються в однорідних напівпровідниках, якщо на них діє прикладене електричне поле.

5. ЕЛЕМЕНТИ НЕЛІНІЙНОЇ ОПТИКИ

5.1. УМОВИ ВИНИКНЕННЯ НЕЛІНІЙНИХ ОПТИЧНИХ ЯВИЩ

Виникнення нелінійних оптичних явищ пов'язано з нелінійною залежністю вектора поляризації \vec{P} від вектора напруженості електричного поля світлою хвилі \vec{E} . Умови для нелінійної залежності між \vec{P} і \vec{E} створюються лише при взаємодії сильного світлового поля з речовою. Коли ж на матеріальне середовище діє слабке світлове поле, то між \vec{P} і \vec{E} існує лінійна залежність:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}. \quad (5.1)$$

Лінійний зв'язок між \vec{P} та \vec{E} обумовлений тим, що в slabkому світловому полі на електрон діє сила

$$f(x) = -m\omega_0^2 \chi, \quad (5.2)$$

величина якої лінійно залежить від величини зміщення його від положення рівноваги x . При малих x рух електрона підкорюється закону Гука (5.2).

Нелінійні явища виникають тоді, коли напруженість електричного поля світлою хвилі досягає значень $10^8 - 10^9$ В/см. Такі напруженості електричного поля як чинника зовнішнього впливу на електрон (світлова хвилья) мають той самий порядок величини, що і напруженості внутрішньомолекулярних та внутрішньоатомних полів. За таких умов відхилення електрона від положення рівноваги стає настільки великим, що спостерігаються

відхилення від закону Гука, а коливання електрона стають нелінійними. У загальному випадку сила (5.2) може бути розкладена у ряд Тейлора, завдяки чому поляризацію середовища можна приблизно записати наступним чином:

$$P = \varepsilon_0 \chi' E + \varepsilon_0 \chi'' E + \varepsilon_0 \chi''' E \quad (5.3)$$

(χ' , χ'' , χ''' — коефіцієнти електричної сприйнятливості відповідно лінійної, квадратичної та кубічної поляризацій).

Розглянемо випадки, обумовлені внеском другого та третього членів рівняння (5.3), коли залежність між \vec{P} і \vec{E} виглядає наступним чином:

$$P = \varepsilon_0 \chi' E + \varepsilon_0 \chi'' E^2, \quad (5.4)$$

$$P = \varepsilon_0 \chi' E + \varepsilon_0 \chi''' E^3. \quad (5.5)$$

Якщо у визначеному напрямку середовища поширюється світлова хвиля з частотою ω

$$E = E_0 \sin(\omega t - k_1 z) \quad (5.6)$$

($k_1 = \omega/v = 2\pi/\lambda$, λ — довжина світлової хвилі; v — фазова швидкість хвилі у середовищі), то тоді з (5.4) отримуємо:

$$\begin{aligned} P = & \varepsilon_0 \chi' E_0 \sin(\omega t - k_1 z) + \\ & + \frac{\varepsilon_0 \chi'' E_0^2}{2} + \frac{\varepsilon_0 \chi''' E_0^3}{2} \cos(2\omega t - 2k_1 z). \end{aligned} \quad (5.7)$$

У цьому рівнянні другий доданок не залежить від часу і являє собою статичну поляризацію. Виникнення статичної поляризації називають **оптичним детектуванням** по аналогії з детектуванням радіосигналів за рахунок випрямлення струму, оскільки в сигналі після детектування є постійна складова.

Нехай в середовищі розповсюджується первинна електромагнітна хвиля з частотою

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z), \quad (5.8)$$

яка має показник заломлення $n(\omega_1)$ ($n(\omega_1)/c = k_1/\omega_1$).

Умови, за яких в середовищі відбувається генерація хвиль з частотами, які відрізняються від частоти первинної хвилі, називаються **умовами просторового синхронізму**.

Припустимо, що первинна хвиля (5.8) в точках z' і z'' породжує дві хвилі, поляризованості з частотою $2\omega_1$ та швидкістю розповсюдження $c/[n(2\omega_1)]$, що відрізняється від швидкості розповсюдження первинної хвилі. Для того, щоб обидві хвилі поляризованості приходили в точку z в однаковій фазі і підсилювали одна одну, необхідно виконати умови:

$$\begin{aligned} \Delta n &= n(\omega_1) - n(2\omega_1) = 0, \text{ тобто} \\ n(\omega_1) &= n(2\omega_1). \end{aligned} \quad (5.9)$$

Вираз (5.9) являє собою умову просторового синхронізму для здвоєння частоти і є проявом нелінійного ефекту розповсюдження хвиль у середовищі.

Якщо хвилі відповідно приходять в точку z в однакової фазі, то $\Delta\phi = 0$, при цьому виконується **умова фазового синхронізму**.

Рівняння (5.7) з третім членом, який містить частоту $2\omega_1$, свідчить про можливість генерації другої гармоніки. Якщо ж (5.6) підставити до (5.5), то отримаємо вираз для \vec{P} , який має в собі доданок з потрійною частотою і свідчить про генерацію третьої гармоніки. В науковій літературі вже є експериментальні результати спостереження гармонік вищих порядків аж до дванадцятої гармоніки.

Коли процес поляризації визначається третім членом

в (5.3), то показник заломлення залежить від квадрата амплітуди падаючої хвилі наступним чином:

$$n = n_0 + n_2 E_0^2. \quad (5.10)$$

Густина потоку енергії по перерізу пучка непостійна, тому і показник заломлення (5.10) змінюється по перерізу пучка. За умови, що переріз пучка круглий, а розподіл інтенсивності гаусів, знак другого доданка в (5.10) може бути додатнім ($n_2 > 0$) або від'ємним ($n_2 < 0$).

У випадку $n_2 > 0$ швидкість руху периферійних ділянок пучка більша, ніж поблизу осі пучка. Тому плоский фронт хвилі в результаті стає увігнутим у бік розповсюдження хвилі, і відбувається його фокусування до осі. Відстань, на якій пучок сходиться (захлопується) на осі, називається **довжиною самофокусування**. Мінімальна потужність, при якій пучок захлопується на осі, називається **пороговою потужністю самофокусування пучка**. При умові $n_2 < 0$ швидкість центральних ділянок пучка більша, ніж у периферійних, і плоский фронт хвилі стає опуклим у бік розповсюдження хвилі, тобто відбувається його **самодеконструкцією** від осі.

5.2. НЕЛІНІЙНІ ОПТИЧНІ ЕФЕКТИ

Якщо в нелінійному середовищі розповсюджуються дві хвилі, які характеризуються двома хвильовими векторами k_1 та k_2

$$E_1 = E_{01} \cos\left(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}\right), \quad (5.11)$$

$$E_2 = E_{02} \cos\left(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}\right), \quad (5.12)$$

то завдяки наявності хвиль поляризованості можуть генеруватись хвилі з сумарними $\omega_1 + \omega_2$ та різницевими $\omega_1 - \omega_2$ частотами. При цьому поляризованість $P_{\omega_1 + \omega_2}$ може утворювати електромагнітну хвиллю з частотою $\omega_1 + \omega_2$. Ця породжена поляризованістю хвилля може розглядатись як плоска монохроматична хвилля з хвильовим вектором \vec{k} і частотою ω у випадку, коли виконуються закони збереження енергії та імпульсу

$$\omega = \omega_1 + \omega_2 \quad (5.13)$$

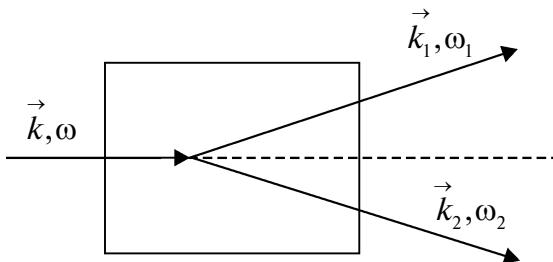
$$\vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 . \quad (5.14)$$

Вираз (5.14) називається **умовою векторного просторового синхронізму**.

Якщо світло проходить через кристал, певним чином орієнтований, то за умови виконання умови просторового векторного синхронізму (5.14) деякі фотони випромінювання з частотою ω , що падає на кристал, можуть розпадатись на два фотони з меншими частотами ω_1 і ω_2 . Такі фотони рухаються під відповідними кутами до початкового напрямку випромінювання (мал. 5.1) та характеризуються хвильовими векторами \vec{k}_1 і \vec{k}_2 . Це явище спостерігається експериментально і називається **спонтанним розпадом фотона**.

Параметричне посилення світла є процесом оптичної модуляції параметрів середовища хвилею з вектором \vec{k} . Такий процес можна спостерігати в середовищі, в якому одночасно поширюються три хвилі з частотами ω , ω_1 , ω_2 за умови обміну енергії між ними. Якщо одна з хвиль, наприклад та, що характеризується параметрами \vec{k} та ω , значно потужніша від інших, то енергія переходить від

більш потужної хвилі до слабкіших хвиль, в результаті чого відбувається їх посилення. Цей процес лежить в основі роботи специфічного класу лазерів, які називаються *параметричними генераторами світла*.



Мал. 5.1. Пояснення в тексті

6. КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ ТА ЗАВДАННЯ

До розділу 1

1. Дайте визначення природного світла.
2. Які існують види поляризації світла? Перелічіть параметри, що їх характеризують.
3. Доведіть, що завдяки суперпозиції двох лінійно поляризованих хвиль можна отримати еліптично та циклічно поляризоване світло.
4. Визначте властивості анізотропного середовища.
5. Наведіть основні характеристики анізотропного середовища.
6. В чому полягає фізична причина незбігу напрямків векторів \vec{D} і \vec{E} ?
7. Якими характерними особливостями відрізняється розповсюдження світла в анізотропному середовищі від руху його в ізотропному матеріалі?
8. Розкрийте фізичні особливості поширення променів в анізотропному середовищі.
9. В чому полягає фізичний механізм подвійного заломлення променя світла? Які ефекти та наслідки його супроводжують?
10. Як впливають електричні та магнітні поля на подвійне заломлення променя світла в анізотропному середовищі?
11. Які явища спостерігаються в оптично активних речовинах? Якими параметрами вони характеризуються? В чому полягає фізична причина появи цих явищ?

До розділу 2

1. Опишіть природу основних типів розсіяння світла.
2. Розкрийте механізм розсіяння світла елементарним розсіювачем.
3. Які умови необхідні для виникнення релеєвського розсіяння світла? Як релеєвський механізм розсіяння світла відображається на залежності розсіяного світла від довжини хвилі?
4. За допомогою закону Релея поясніть оптичні явища в атмосфері при сході і заході сонця.
5. Опишіть характерні особливості розсіяння світла на крупних частинках розміром більшим за $0,03\lambda$.
6. Наведіть характерні особливості розсіяння світла на неоднорідностях середовища, створених завдяки розповсюдженню в ньому акустичної хвилі.
7. Розкрийте класичний аспект і квантові ефекти, які проявляються при комбінаційному розсіянні світла.

До розділу 3

1. Природою яких джерел енергії обумовлені різні механізми випромінювання світла?
2. Докажіть справедливість першого закону Кірхгофа.
3. Визначте особливості випромінювання абсолютно чорного тіла.
4. Виведіть формулу для опису зміни енергії w_{ω} , що випромінюється абсолютно чорним тілом, в залежності від температури в області малих частот.
5. Як залежить енергія w_{ω} випромінювання абсолютно чорного тіла від температури в області великих частот?
6. Поясніть залежність енергії випромінювання w_{ω} від температури за допомогою формули Планка.

7. Побудуйте енергетичну діаграму переходів між рівноважним і збудженим енергетичними рівнями і поясніть, як в цій системі енергетичних рівнів досягти динамічної рівноваги. Завдяки яким переходам встановлюється стан динамічної рівноваги?
8. Слідом за Ейнштейном виведіть формулу Планка.
9. Поясніть фізично та аналітично, як змінюється густота потоку енергії при розповсюджені в середовищі.
10. За допомогою діаграми з трьома енергетичними рівнями покажіть, як можна створити інверсну заселеність рівнів. До якого фізичного результату може привести цей процес?
11. Опишіть принцип дії оптичного резонатора.
12. Наведіть основні характеристики лазера та дайте їм визначення.
13. Чому для променів, які рухаються вздовж осі лазера, поріг генерації досягається раніше, ніж для інших променів?
14. Якими фізичними та технічними засобами можна підвищити потужність випромінювання лазера?
15. Наведіть основні характеристики лазерного випромінювання, розкрийте їх фізичний зміст.
16. Завдяки яким властивостям та технічним характеристикам лазери знайшли широке застосування в наукових дослідженнях, технологічних процесах, виробництві?

До розділу 4

1. В чому полягає фізичний зміст фотоелектричного ефекту?
2. Поясніть, в чому принципова відмінність між фізичними механізмами зовнішнього та внутрішнього фотоефектів?

3. Розкрийте закони фотоефекту.
4. В чому полягає квантова природа фотоефекту?

До розділу 5

1. За яких умов виникають нелінійні особливості залежності між вектором поляризації \vec{P} та вектором напруженості електричного поля світлою хвилі \vec{E} ?
2. Розкрийте фізичну природу явища оптичного детектування.
3. Завдяки яким фізичним процесам можна досягти по-двоєння частоти хвилі поляризованості в середовищі?
4. Чи випливає з умови просторового синхронізму можливість генерації другої гармоніки? Доведіть.
5. Як змінюється коефіцієнт заломлення при генерації третьої гармоніки? Поява яких нелінійних ефектів її супроводжує?

ПЕРЕЛІК ЛІТЕРАТУРИ,
яка використана при складенні конспекту
лекцій, а також яка рекомендується
для вивчення

1. Бутиков Е. И. Оптика: Учеб. пособие для вузов / Под ред. Н. И. Калитиевского. — М.: Высш. шк., 1986. — 512 с.: ил.
2. Годжаев Н. М. Оптика: Учеб. пособие для вузов. — М.: Высш. шк., 1977. — 432 с.: ил.
3. Горбань I. С. Оптика: Горбань I. С. Оптика: Учеб. пособие для ун-тов. — К.: Вища школа, 1978. — 224 с.: ил.
4. Григорук В. І., Коротков П. А., Хижняк А. І. Лазерна фізика: Підручник. — К.: МП “Леся”, 1997. — 480 с.: іл.
5. Калитиевский Н. И. Волновая оптика: Учеб. пособие для ун-тов. Изд. 2-е, испр. и доп. — М.: Высш. шк., 1978. — 383 с.: ил.
6. Ландсберг Г. С. Оптика: Учеб. пособие для вузов. Изд. 5-е, перераб. и доп. — М.: Наука, 1976. — 928 с.: ил.
7. Матвеев А. Н. Оптика: Учеб. пособие для физ. спец. вузов. — М.: Высш. шк., 1985. — 351 с.: ил.
8. Сминтина В. А. Оптика. Розповсюдження, заломлення та відбуття світла в ізотропних середовищах: Учбово-метод. посібник. — Одеса, 1993. — 32 с.: іл.
9. Кучерук І. М., Горбачук І. І. Загальний курс фізики: У 3 т.: Навч. посіб. / Т. 3. Оптика. Квантова фізика / За ред. Кучерука І. М. — К.: Техніка, 1999. — 520 с.: іл.
10. Орир Дж. Фізика: Пер. с англ. — М.: Мир, 1981. — 288 с.: ил. — Т. 2.

Навчальне видання

СМИНТИНА Валентин Андрійович

ОПТИКА

Частина 3

Навчальний посібник

Зав. редакцією *Т. М. Забанова*

Голов. редактор *Ж. Б. Мельниченко*

Дизайнер обкладинки *В. І. Костецький*

Технічні редактори *Р. М. Кучинська, М. М. Бушин*

Коректор *Л. М. Пономаренко*

Підписано до друку 20.08.2007. Формат 60x84/16. Папір офсетний.
Гарнітура «Newton». Друк офсетний. Ум. друк. арк. 6,05.
Тираж 300 прим. Зам. № 319.

Видавництво і друкарня «Астропрінт»
(Свідоцтво ДК № 1373 від 28.05.2003 р.)
65082, м. Одеса, вул. Преображенська, 24.
Tel.: (048) 726-98-82, 726-96-82, (0482) 37-14-25.
www.astropprint.odessa.ua
www.fotoalbom-odessa.com

Смінтина В. А.

С 627 Оптика. Ч. 3: Навчальний посібник. — Одеса: Астропрінт,
2007. — 104 с.
ISBN 978–966–318–804–1.

Конспект лекцій з оптики призначений для студентів фізичних
факультетів класичних університетів. Навчальний посібник може
бути корисним для тих, хто працює в області оптики або цікавиться
її проблемами.

С 1604060000–149
318–2007 Без оголош.

ББК 22.34я73
УДК 535(075.8)

ДЛЯ НОТАТОК

ДЛЯ НОТАТОК

ДЛЯ НОТАТОК

