

## Лекція 11

### Тема 1. Геометрична оптика.

1. Закони відбивання і заломлення світла на плоскій і сферичній поверхнях.
2. Лінза. Формула лінзи. Побудова зображень в лінзі (самостійно).

#### 1. Закони відбивання і заломлення світла на плоскій і сферичній поверхнях.

**Закон відбивання світла:** падаючий промінь, відбитий і нормаль до поверхні поділу в точці падіння лежать в одній площині. При цьому кут відбивання дорівнює куту падіння:

$$\alpha = \beta .$$

Кут між нормаллю і падаючим променем називається **кутом падіння**, а кут між нормаллю і відбитим променем називають **кутом відбивання**.

**Закон заломлення світла:** падаючий, заломлений промені і нормаль до поверхні поділу в точці падіння лежать в одній площині. При цьому має місце таке співвідношення:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = n_{21} ,$$

де  $\gamma$  – кут заломлення,  $n_{21}$  – **відносний показник заломлення** другого середовища відносно першого.

Коефіцієнт заломлення якоїсь речовини по відношенню до вакууму називається **абсолютним показником заломлення** даної речовини.

Відносний показник заломлення двох речовин дорівнює відношенню їх абсолютних показників заломлення:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} .$$

Враховуючи, що

$$n = \frac{c}{v} ,$$

можна записати

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} .$$

Розглянемо проходження світлового променя з оптично більш густого середовища в оптично менш густе ( $n_1 > n_2$ ). В цьому випадку заломлений промінь буде віддалятися від нормалі. Якщо збільшувати кут падіння, то збільшуватиметься і кут заломлення і, врешті, наступить момент, коли кут заломлення стане рівним  $90^\circ$ , тобто заломлений промінь буде поширюватися вздовж межі двох середовищ. Дослід показує, що подальше збільшення кута падіння призведе до того, що заломлений промінь зникне: **все падаюче світло буде відбиватись**. Це явище називається **повним внутрішнім відбиванням**. Кут падіння, якому відповідає заломлений кут, що дорівнює  $90^\circ$ , називається **граничним кутом повного внутрішнього відбивання**. Його значення визначається як

$$\sin \gamma_{cp} = \frac{n_2}{n_1} .$$

Найпростіший прилад, дія якого ґрунтується на законі відбивання світла – це **плоске дзеркало**. Плоске дзеркало дає уявне, симетрично розміщене до предмета, дзеркальне зображення (рис. 14.8, а, Яцура).

Розрізняють **опуклі і вгнуті сферичні дзеркала** (рис. 14.11, Яцура). Формула сферичного дзеркала:

$$\frac{1}{S_1} \pm \frac{1}{S_2} = \pm \frac{1}{f} ,$$

тут знак “+” відноситься до випадку вгнутого дзеркала, “-” до випадку опуклого дзеркала;  $S_1$  – відстань від дзеркала до предмета,  $S_2$  – відстань від дзеркала до зображення,  $f$  – фокусна відстань. Хід променів, відбитих від сферичних дзеркал показано на рис. 14.16 і 14.14, Яцура. Зображення, яке виникає в опуклому дзеркалі, є уявне, пряме і зменшене.

Вгнуте дзеркало створює дійсне і обернене зображення. Величина зображення у вгнутому дзеркалі залежить від положення предмета по відношенню до дзеркала. Якщо предмет знаходиться за центром кривизни дзеркала, то зображення дійсне, обернене і зменшене; якщо предмет знаходиться між центром кривизни і фокусом дзеркала, то зображення є дійсним, оберненим і збільшеним; якщо предмет знаходиться між фокусом і дзеркалом, то зображення – збільшене, але уявне і пряме.

## 2. Лінза. Формула лінзи. Побудова зображень в лінзі.

Лінзою називається прозоре тіло, обмежене з двох сторін криволінійними поверхнями. За зовнішньою формою лінзи діляться на 1) двовипуклі, 2) плоско випуклі, 3) двовгнуті, 4) плосковгнуті, 5) випукло-вгнуті. Лінза називається **тонкою**, якщо її товщина значно менша, ніж радіуси кривизни обох поверхонь. На оптичних схемах лінзи зазвичай позначають двонаправленими стрілками.

Пряма, що проходить через центри кривизни поверхонь лінзи називається **головною оптичною віссю**. **Оптичним центром лінзи** називається точка, що лежить на головній оптичній осі і володіє такою властивістю, що промені проходять через неї не заломлюючись. **Фокусом лінзи  $F$**  називається точка, що лежить на головній оптичній осі, в якій перетинаються промені параксіального (приосьового) світлового пучка, що поширюються паралельно головній оптичній осі. **Фокальною площиною** називається площина, що проходить через фокус лінзи перпендикулярно її головній оптичній осі. **Фокусною відстанню  $f$**  називається відстань між оптичним центром лінзи  $O$  і її фокусом  $F$ :

$$f = \frac{1}{(n_{21} - 1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)}$$

### Формула тонкої лінзи

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

де  $a$  і  $b$  – відстані від лінзи до предмета і його зображення.

Величина  $\Phi = \frac{1}{f}$  називається **оптичною силою лінзи**. Її одиниця – діоптрія (дптр) –

оптична сила лінзи з фокусною відстанню 1 м. Лінзи з додатною оптичною силою є **збиральними**, з від'ємною – **розсіювальними**. На відміну від збиральної лінзи, розсіювальна має **уявні фокуси**. В уявному фокусі сходяться (після заломлення) уявні продовження променів, що падають на розсіювальну лінзу паралельно головній оптичній осі.

Побудова зображень (самостійно)

## Тема 2. Теплове випромінювання.

1. Випромінювальна і поглинальна здатності тіл. Закон Кірхгофа.
2. Абсолютно чорне тіло. Формули Віна, Релея-Джінса і Планка. Ідея про кванти. (самостійно)

### 1. Випромінювальна і поглинальна здатності тіл. Закон Кірхгофа.

**Випромінювальна здатність.** Перш за все введемо поняття енергетичної світності тіла  $R_e$ . Під енергетичною світністю будемо розуміти потік енергії, що випромінюється одиницею поверхні випромінюючого тіла у всіх напрямках. Вимірюється енергетична світність у ватах (Вт).

Зауважимо, що випромінювання складається із хвиль різних частот  $\omega$  (або довжин  $\lambda$ ). Потік енергії, який випромінюється одиницею поверхні тіла в інтервалі частот  $d\omega$  позначимо через  $dR_\omega$ . Якщо інтервал  $d\omega$  невеликий, то потік  $dR_\omega$  буде пропорційний  $d\omega$ . Тобто

$$dR_\omega = r_\omega d\omega. \quad (30.1)$$

Величина  $r_\omega$  називається **випромінювальною здатністю** тіла. Із (30.1) видно, що **випромінювальна здатність є не що інше, як величина потоку енергії (потужність випромінювання), яка випромінюється одиницею поверхні тіла в одиничному інтервалі частот.** Тобто

$$r_\omega = \frac{dR_\omega}{d\omega}. \quad (30.2)$$

Оскільки випромінювальна здатність залежить від частоти, то її ще часто називають **спектральною густиною випромінювання.**

Досвід показує, що випромінювальна здатність залежить не тільки від частоти, але й від температури випромінюючого тіла, так що випромінювальна здатність є функцією частоти і температури ( $r_{\omega T}$ ). Відповідно і енергетична світність  $R$  також є функцією частоти і температури  $R_{\omega T}$ .

Знаючи випромінювальну здатність, можна вирахувати енергетичну світність  $R_e$ :

$$R_e = \int dR_{\omega T} = \int_0^\infty r_{\omega T} d\omega. \quad (30.3)$$

Випромінювання можна характеризувати замість частоти  $\omega$  довжиною хвилі  $\lambda$ . Частка енергетичної світності, яка припадає на інтервал  $d\lambda$ , по аналогії з (30.1), може бути представлена у вигляді:

$$dR_\lambda = r_\lambda d\lambda. \quad (30.6)$$

**Поглинальна здатність.** Нехай на елементарну площадку поверхні тіла падає потік променевої енергії  $dR_\omega$ , зумовлений електромагнітними хвилями, частота яких обмежена інтервалом  $d\omega$ . Частина цього потоку  $dR'_\omega$  буде поглинута тілом. Тоді безрозмірна величина

$$a_\omega = \frac{dR'_\omega}{dR_\omega}, \quad (30.10)$$

показує, яка доля енергії, що падає на тіло, ним поглинається. Величину  $a_\omega$  називають **поглинальною здатністю тіла.**

Поглинальна здатність як і випромінювальна здатність також залежить від температури. Тобто є функція частоти і температури ( $a_{\omega T}$ ).

**Закони Кірхгофа.** Між випромінювальною і поглинальною здатностями будь-якого тіла існує певний зв'язок. В цьому можна переконатися, якщо розглянути наступний експеримент. Нехай в деяку оболонку, з якої підкачано повітря і в якій підтримується стала температура, поміщено декілька тіл (рис. 30.3), які між собою можуть обмінюватися енергією шляхом випромінювання і поглинання електромагнітних хвиль. Дослід показує, що така система через деякий час перейде в стан теплової рівноваги – всі тіла приймуть одну і ту ж температуру, рівну температурі оболонки  $T$ . Тіло з більшою випромінювальною здатністю втрачає більше енергії з одиниці поверхні, ніж тіло з меншою випромінювальною здатністю. А оскільки температура тіл не змінюється, то тіло, яке більше

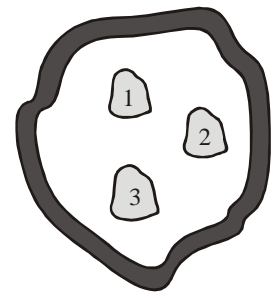


Рис. 30.3

випромінює енергії, повинно і більше поглинати, тобто володіти більшою поглинальною здатністю. Таким чином, чим більша випромінювальна здатність тіла  $r_{\omega T}$ , тим більша і його поглинальна здатність  $a_{\omega T}$ . Звідси випливає співвідношення:

$$\left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}}\right)_1 = \left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}}\right)_2 = \left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}}\right)_3 = \dots = \left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}}\right)_k, \quad (30.11)$$

де індекси 1, 2, 3, ... відносяться до різних тіл.

Кірхгоф у 1859 р. сформулював наступний закон: **відношення випромінювальної здатності тіла до його поглинальної здатності не залежить від його природи і воно є для всіх тіл однією і тією ж універсальною функцією частоти (довжини хвилі) і температури:**

$$\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} = f(\omega, T) \quad \text{або} \quad \frac{r_{\lambda T}}{\alpha_{\lambda T}} = \varphi(\lambda, T) \quad (30.12)$$

Самі величини  $r_{\omega T}$  і  $a_{\omega T}$ , окремо взяті, можуть змінюватись у великих межах при переході від одного тіла до іншого. Відношення ж їх виявляється однаковим для всіх тіл.

### Тема 3. Зовнішній фотоэффект.

1. Закони фотоэффекту. Рівняння Ейнштейна для фотоэффекту.
2. Фотон. Маса, енергія і імпульс фотона.

#### 1. Закони фотоэффекту. Рівняння Ейнштейна для фотоэффекту.

В 1898 р. Ленард і Томсон методом відхилення зарядів в електричному і магнітному полях виміряли питомий заряд  $e/m$  частинок, які вириваються під дією світла із катода. Ці вимірювання показали, що  $e/m = 1,759 \cdot 10^{11}$  Кл/кг, довівши цим самим, що **звільнені під дією світла заряди є електронами**. Явище виривання з речовини електронів під дією світла отримало назву **зовнішнього фотоэффекту**. Безпосередній доказ виривання електронів з металу під дією світла отримано в дослідах А. Ф. Іоффе.

**До цього слід зробити два зауваження:**

1. В широкому розумінні фотоэффектом можна назвати будь-яке явище (ефект), пов'язане з дією світла на речовину або окрему частинку-молекулу, атом і навіть атомне ядро. Тому нижче мова піде не про фотоэффект взагалі, а про один із його проявів, який називається **зовнішнім фотоэффектом**. Так його називають, підкреслюючи, що цей термін означає явище випромінювання електронів речовиною під дією світлового потоку, що падає на речовину. Випромінювання тілом тих чи інших частинок (не обов'язково електронів) називають **емісією**. Тому зовнішній фотоэффект називають також **фотоелектронною емісією**, або скорочено-**фотоемісією**.

2. Світловий потік, який викликає фотоемісію, не обов'язково повинен бути у видимому діапазоні. Істотно, що він являє собою потік електромагнітних хвиль. В залежності від властивостей речовини, із якої вибиваються електрони, це може бути інфрачервоне, ультрафіолетове і навіть рентгенівське і  $\gamma$  – випромінювання.

Для дослідження закономірностей фотоэффекту використовують установку, схема якої наведена на рис.31.3. Освітлювана металічна пластинка (катод) розміщується у вакуумному балоні, оскільки невеликі забруднення поверхні катода значною мірою впливають на емісію електронів під дією світла. Катод покривається досліджуваним металом і освітлюється монохроматичним світлом, що проходить у трубку крізь віконце D. Поверхні катода і анода виготовляють, як правило, вгнутими, щоб всі електрони, які звільняються із катода, попадали на анод. Напругу між катодом і анодом регулюють за допомогою потенціометра R і вимірюють вольтметром V. Дві акумуляторні батареї Б<sub>1</sub> і Б<sub>2</sub>, які вмикаються "назустріч одна одній", мають можливість за допомогою потенціометра змінювати не лише абсолютну величину, а й знак напруги U. Величина фотоструму

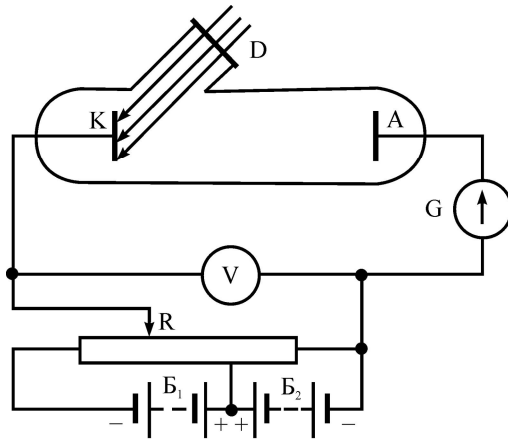


Рис. 31.3

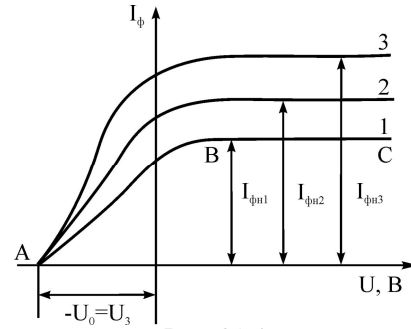


Рис. 31.4

вимірюється гальванометром С. На рис. 31.4 зображено криві залежності фотоструму  $I$  від напруги  $U$ , які відповідають різним освітленостям катода:  $E_1$  (кр. 1),  $E_2$  (кр. 2),  $E_3$  (кр. 3) ( $E_1 < E_2 < E_3$ ). Частота світла у всіх випадках однакова. Із рис. 31.4 видно, що для кривої залежності  $I$  від  $U$  при незмінній освітленості (світлового потоку) характерним є існування ділянки ВС струму насичення  $I_n$ , коли всі звільнені світлом електрони (фотоелектрони) досягають анода і ділянки наростання АВ, яке починається в точці А при деякому значенні від'ємної напруги  $U_0$ . Максимальне значення струму  $I_n$  називають **фотострумом насичення**. Він дорівнює

$$I_n = en. \quad (31.1)$$

де  $n$  – число фотоелектронів, які вилітають із катода за 1 с,  $e$  – абсолютна величина заряду електрона.

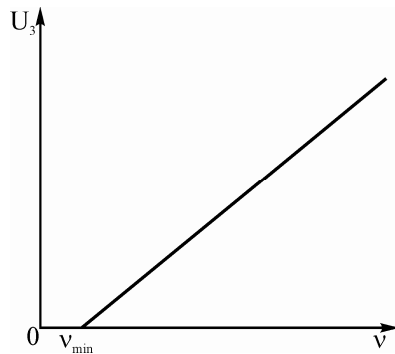


Рис. 31.5

Існування фотоструму в області від'ємних напруг від 0 до  $U_0$  пояснюється тим, що фотоелектрони, вибиті з катода, мають відмінну від нуля початкову кінетичну енергію. За рахунок цієї енергії електрони можуть здійснювати роботу проти сил затримуючого поля в балоні і досягати анода. Очевидно, що початкова максимальна швидкість  $v_{\max}$  фотоелектронів пов'язана з  $U_0$  співвідношенням

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = eU_3. \quad (31.2)$$

де  $m$  – маса електрона,  $U_3$  – затримуюча напруга ( $U_3 = -U_0$ ). При  $U \leq U_3$  величина фотоструму  $I = 0$ .

**Шляхом узагальнення отриманих результатів в багаточисельних експериментах були встановлені такі три основні закони фотоелектру:**

**1. При незмінному спектральному складі світла сила фотоструму насичення прямо пропорційна освітленості катода (світловому потоку, що падає на катод). Цей закон перевірений для широкого інтервалу інтенсивностей. Звідси випливає, що число фотоелектронів, які вириваються з катода за 1 с, пропорційне потужності (інтенсивності) падаючого випромінювання.**

**2. Максимальна кінетична енергія вирваних світлом електронів лінійно залежить від частоти  $\nu$  (рис. 31.5) і не залежить від його інтенсивності.**

**3. Для кожної речовини існує максимальна довжина хвилі світла  $\lambda_{\max}$  (мінімальна частота  $\nu_{\min}$ ), при якій ще існує фотоелектру. Якщо  $\lambda > \lambda_{\max}$  ( $\nu < \nu_{\min}$ ), то фотоелектру відсутній навіть при значній інтенсивності світла.**

В самому факті звільнення електронів із металу під дією світла з точки зору класичних хвильових уявлень про природу випромінювання нічого дивного немає, оскільки електромагнітна хвиля, яка надає на поверхню, викликає вимушені коливання електронів в металі. Поглинаючи енергію хвилі, електрон може нагромадити її в кількості, яка достатня для подолання сили, що втримує електрон в металі (тобто, для здійснення роботи виходу). Якщо це так, то енергія фотоелектрона повинна залежати від інтенсивності падаючого світла. Однак експерименти показували, що енергія фотоелектронів зовсім не залежить від інтенсивності падаючого світла. Збільшення інтенсивності призводить лише до збільшення числа фотоелектронів. Енергія ж фотоелектрона залежить лише від частоти падаючого світла.

Крім того, навіть при дуже малій інтенсивності світла фотоелектрони з'являються практично відразу після початку освітлення (безінерційно,  $\Delta t = 10^{-10}$  с), хоча, відповідно до класичних уявлень, необхідний скінчений час ( $\sim 1$  с), щоб електрон міг нагромадити необхідну енергію.

Труднощі в поясненні законів фотоелектру привели А. Ейнштейна до створення в 1905 р. **квантової теорії світла**. Ейнштейн скористався квантовими ідеями Планка, який декількома роками раніше показав, що світло випромінюється квантами, і припустив, що **світло не тільки випромінюється квантами, але й поширюється і поглинається у вигляді квантів**. Ці кванти електромагнітного випромінювання отримали загальноприйнятту тепер назву **фотонів** (за пропозицією американського фізика Г. Льюїса в 1925 р.). Фотони у вакуумі поширюються з швидкістю світла  $c$ . Для монохроматичного випромінювання з частотою  $\nu$  усі фотони мають однакову енергію, яка дорівнює

$$E_\nu = h\nu. \quad (31.3)$$

Процес поглинання світла речовиною зводиться до того, що фотони передають всю свою енергію частинкам цієї речовини (електронам). Якщо енергія фотона достатня для того, щоб звільнити електрон від стримуючих зв'язків, то він може вийти за межі поверхні металу. Імовірність одночасного поглинання двох фотонів одним електроном металу мала, тому кожний фотоелектрон отримує енергію від одного фотона.

Ці ідеї Ейнштейна лягли в основу квантової теорії світла, яка дала можливість пояснити закони фотоелектру і ряд інших явищ, що не вкладаються в межі класичної електромагнітної теорії.

Розглянемо зовнішній фотоелектр з точки зору квантової теорії. Візьмемо, що для виходу із металу електрон повинен здійснити роботу виходу  $A$ . Внаслідок поглинання фотона електрон набуває енергію  $h\nu$ . Якщо  $h\nu > A$ , то електрон може виконати роботу виходу і вирватися з металу. Надлишок енергії фотона перетворюється в кінетичну енергію звільненого електрона. Користуючись **законом збереження енергії** для даного випадку, матимемо:

$$h\nu = A + \frac{mV_{\max}^2}{2}. \quad (31.4)$$

Таким чином, енергія поглинутого фотона витрачається на роботу виходу електрона  $A$  та на надання йому кінетичної енергії. Рівняння (31.4) у вигляді

$$\frac{mV_{\max}^2}{2} = h\nu - A. \quad (31.5)$$

називають **рівнянням Ейнштейна для зовнішнього фотоелектру**.

## 2. Фотон. Маса, енергія і імпульс фотона.

Енергія фотона

$$E = h\nu.$$

Маса фотона

$$m = \frac{h\nu}{c^2}.$$

Імпульс фотона

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}.$$

Ці співвідношення пов'язують квантові (корпускулярні) характеристики фотона – масу, імпульс і енергію – з хвильовою характеристикою світла – його частотою.