

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
«ХАРКІВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»

О. С. Водоріз, О. А. Любченко, Т. В. Тавріна

ОПТИКА, АТОМНА І ЯДЕРНА ФІЗИКА

Навчальний посібник
для студентів усіх спеціальностей та всіх форм навчання

Затверджено вченою радою НТУ «ХПІ»

Харків
НТУ «ХПІ»
2021

УДК 535.31+535.4+535.5+535.14:539.1(07)

В 62

Рецензенти:

В. І. Соколенко, д-р фіз.-мат. наук, завідувач відділу

Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» НАНУ;

О. В. Чаркіна, канд. фіз.-мат. наук, науковий співробітник

Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАНУ

*Затверджено вченою радою НТУ «ХПІ»
як навчальний посібник для студентів усіх спеціальностей,
протокол № 7 від 02.07.2021 р.*

Водоріз О.С.

В62 Оптика, атомна і ядерна фізика: навчальний посібник для студентів усіх спеціальностей та усіх форм навчання / О. С. Водоріз, О. А. Любченко, Т. В. Тавріна. – Харків : НТУ «ХПІ», 2021. – 159 с.

ISBN

Навчальний посібник з курсу «Фізика» містить теоретичний матеріал з розділів «Оптика», «Атомна і ядерна фізика», а також питання для самоперевірки.

Призначено для студентів усіх спеціальностей та усіх форм навчання.

Іл. 84. Табл. 12. Бібліогр. 6 назв.

ISBN

УДК 535.31+535.4+535.5+535.14:539.1(07)

© О. С. Водоріз, О. А. Любченко,

Т. В. Тавріна, 2021

© НТУ «ХПІ», 2021

ПЕРЕДМОВА

Навчальний посібник «Оптика, атомна і ядерна фізика» базується на лекційному курсі, який протягом тривалого часу читається на кафедрі фізики НТУ«ХПІ» для студентів різних факультетів і всіх форм навчання. Він відповідає програмі курсу «Фізика», вимогам освітніх програм спеціальностей НТУ «ХПІ» та стандартам вищої освіти, затвердженим Міністерством освіти і науки України, і навчальним програмам спеціальностей університету. У посібнику запропоновано систематизований і доступний виклад теоретичного матеріалу з відповідних тем, приклади практичного застосування та короткі історико-біографічні відомості. Він містить основну інформацію з тем, що розглядаються, і може бути використаний в якості підручника.

Посібник складається з десяти розділів, наприкінці кожного є питання для самоперевірки. Стисла форма викладу матеріалу дозволяє використовувати цей посібник для вивчення матеріалу курсу як у якості додатку до аудиторних занять, так і для самостійної роботи, для виконання розрахункових, індивідуальних та контрольних завдань, не звертаючись при цьому до додаткових джерел інформації. Посібник може бути корисним і в умовах віддаленої і дистанційної роботи.

Посібник призначений для студентів усіх спеціальностей вищих технічних навчальних закладів та широкого кола читачів, які вивчають фізику самостійно.

В рамках підготовки до видання цього посібника була розроблена його електронна версія, яка також доступна студентам для використання.

ВСТУП

Оптикою називається розділ фізики, у якому вивчаються властивості та взаємодія світла з речовиною. Слово *оптика* походить від грецького *ὀπτική*, що означає «вигляд, погляд». Оптика поділяється на три основні частини:

1. геометричну оптику;
2. хвильову оптику;
3. квантову оптику.

Такий розподіл обумовлений складною природою світла.

Якщо поширення світла розглядається, відволікаючись від його природи і вважаючи, що світло розповсюджується вздовж ліній, які називаються світловими променями, то цей розділ називається **геометрична оптика**.

Якщо розглядати світлові явища з точки зору **хвильової оптики**, то треба пам'ятати, що світло – це електромагнітні хвилі. Взагалі довжина електромагнітних хвиль λ знаходиться у межах від 10^3 до 10^{-12} м. В спектр електромагнітних хвиль входять

- радіохвилі $\lambda = 10^3 - 10^4$ м;
- інфрачервоне випромінювання (ІЧ) $\lambda = 2 \cdot 10^{-3} - 7,4 \cdot 10^{-7}$ м;
- видиме світло $\lambda = 7,5 \cdot 10^{-7} - 3,8 \cdot 10^{-7}$ м;
- ультрафіолетове випромінювання (УФ) $\lambda = 3,8 \cdot 10^{-7} - 10^{-8}$ м;
- рентгенівське випромінювання $\lambda = 10^{-8} - 10^{-12}$ м;
- гамма-випромінювання $\lambda < 10^{-12}$ м.

У **квантовій оптиці** вважається, що світло випромінюється, розповсюджується і поглинається у вигляді особливих частинок – фотонів (від грецького *φωτός* — «світло»).

ГЛАВА 1. ГЕОМЕТРИЧНА ОПТИКА

Геометрична оптика – це розділ оптики, в якому вивчаються закони поширення світла в прозорих середовищах, відбивання світла від дзеркально-відбиваючих поверхонь і принципи побудови зображень при проходженні світла в оптичних системах без урахування його хвильових властивостей. Основним поняттям в геометричній оптиці є **світловий промінь** – лінія, уздовж якої поширюється світлова енергія, тобто це пучок світла дуже малого поперечного перерізу.

1.1. Показник заломлення

Абсолютним показником заломлення (n) називають відношення швидкості світлової хвилі (c) у вакуумі до швидкості світла (v) у деякому середовищі

$$n = \frac{c}{v}. \quad (1.1)$$

Оскільки $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$, а $v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0}}$, то

$$n = \frac{c}{v} = \frac{\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0}}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = \sqrt{\varepsilon \mu} \approx \sqrt{\varepsilon}, \quad (1.2)$$

де ε_0 та μ_0 – електрична і магнітна сталі, ε і μ – діелектрична та магнітна проникності речовини, при цьому для більшості речовин $\mu \sim 1$.

Довжина світлової хвилі пов'язана зі швидкістю хвилі через співвідношення: у вакуумі $\lambda = c/v$ і в середовищі $\lambda_{\text{сер}} = v/v$. Тоді

$$n = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{сер}}}. \quad (1.3)$$

1.2. Закони геометричної оптики. Відносний показник заломлення

1. Закон **прямолінійного поширення світла**: в однорідному середовищі світло розповсюджується прямолінійно;

2. Закон **незалежного поширення світлових променів**: промені при перетині не обурюють один одного (*принцип суперпозиції хвиль*);

3. Закон **відбивання світла**: відбитий промінь лежить в одній площині з падаючим променем і перпендикуляром, що проведений в точку падіння променя, причому кут падіння дорівнює куту відбивання (рис. 1.1);

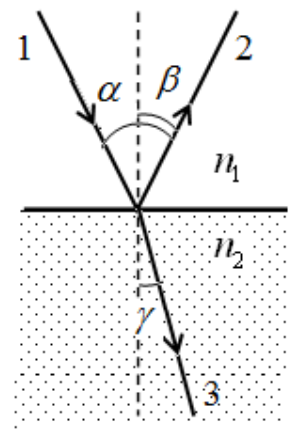


Рисунок 1.1

4. Закон **заломлення світла** (закон Снеліуса): падаючий і заломлений промені лежать в одній площині з перпендикуляром, який проведений в точку падіння променя, причому відношення синусу кута падіння (α) до синусу кута заломлення (γ) є величиною сталою для цих двох середовищ і називається **показником заломлення** (n_{21}) другого середовища відносно першого:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (1.4)$$

де n_1 і n_2 – абсолютні показники заломлення.

Закон заломлення називають ім'ям голландського натураліста Віллеборда Снелла (в латинському написанні Снеліуса) (1580–1626), який сформулював його у 1621 році (рис. 1.2, а). Раніше цей закон та інші закономірності оптики досліджував й описав великий арабський вчений, якого називали «батько оптики», Ібналь-Хайсам (Альхазен) (965–1039) (рис. 1.2, б).

5. **Принцип зворотності світла**. Із симетрії виразу $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \gamma$ випливає оборотність світлових променів. Якщо обернути промінь 3 та примусити його падати на межу розділу під кутом γ , тоді заломлений промінь в першому середовищі буде розповсюджуватися під кутом α , тобто буде спрямований у зворотному напрямку вздовж променя 1.



Рисунок 1.2 – Снеліус (а), Альхазен (б), Ферма́ (в)

6. Принцип Ферма. Французький математик П'єр Ферма́ (1601–1665) (рис. 1.2, в) припустив, що світло поширюється по такому шляху, при якому час, необхідний для його проходження від однієї точки до іншої, має найменше значення.

1.3. Явище повного внутрішнього відбивання

При переході світлового променя з оптично більш щільного середовища в оптично менш щільне середовище ($n_1 > n_2$) кут заломлення виявляється більшим за кут падіння $\gamma > \alpha$.

Збільшення кута падіння призводить до збільшення кута заломлення до тих пір, поки при деякому куті падіння ($\alpha = \alpha_{\text{зал}}$) кут заломлення не опиниться рівним $\pi/2$.

При подальшому збільшенні кута падіння ($\alpha > \alpha_{\text{зал}}$) промінь, що падає, буде повністю відбиватися від межі поділу двох середовищ. Це явище називається *явищем повного внутрішнього відбивання*. Кут $\alpha_{\text{зал}}$ називається *граничним кутом повного внутрішнього відбивання* (рис.1.3).

Значення граничного кута падіння можна знайти із закону заломлення, якщо $\gamma = \frac{\pi}{2}$, тоді $\sin \gamma = 1$ та

$$\sin \alpha_{\text{зал}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (1.5)$$

Для води граничний кут складає 49° , для скла – 42° .

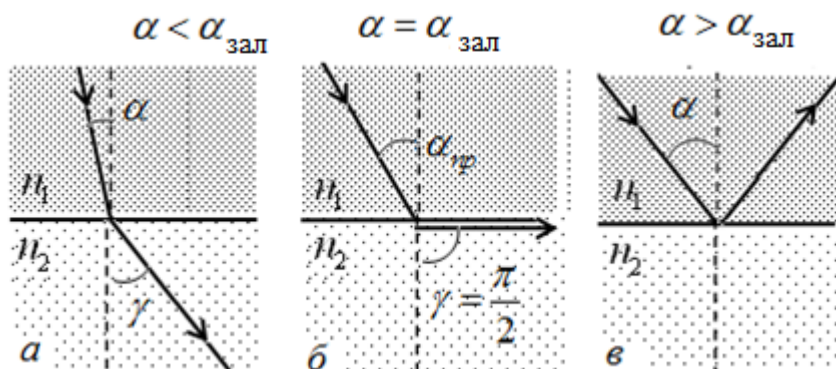


Рисунок 1.3 – Явище повного внутрішнього відбивання

Вперше явище повного внутрішнього відбивання було описане німецьким вченим Йоганном Кеплером (1571–1630) у 1600 році (рис. 1.4).



Рисунок 1.4 – Йоганн Кеплер

Явище повного внутрішнього відбивання використовують у поворотній призмі перископа, зворотній призмі бінокля, у дзеркальних фотоапаратах, а також у світлообертачах (катафотах), які забезпечують безпечну стоянку і рух транспортних засобів. В оптичних волокнах (*світловодах*) – тонких кварцових або пластмасових нитках діаметром 50 – 500 мкм в оболонці з тієї ж речовини, але з меншим показником заломлення, інформація передається як послідовність світлових імпульсів. Яскравий блиск багатьох природних кристалів, а, особливо, огранованих коштовних і напівкоштовних каменів, пояснюється повним внутрішнім відбиванням, в результаті якого кожен промінь, який входить в кристал, утворює велику кількість досить яскравих променів, які виходять в кристалі, забарвлених в результаті дисперсії. Фата-моргана, ефекти міражу у пустелі, ілюзія мокрої дороги у літню спеку виникають внаслідок повного відбивання між шарами повітря з різною температурою.

1.4. Тонкі лінзи. Види тонких лінз та їх основні характеристики

Відбивання і заломлення світла використовують для зміни напрямку променів. На цьому засноване створення і функціонування спеціальних оптичних приладів, головною частиною яких є лінза, наприклад, лупи, телескопу, мікроскопу.

Лінзами називають прозорі тіла, які обмежені з двох боків криволінійними поверхнями (опуклими або ввігнутими), в особливому випадку один з боків може бути плоским. Якщо товщина самої лінзи мала порівняно з радіусами кривини сферичних поверхонь, то лінзу називають **тонкою**. Лінзи бувають **збиральними** і **розсіювальними**. На оптичних схемах тонкі лінзи позначаються двоспрямованими стрілками (рис.1.5).

Збиральні лінзи бувають двоопуклі, плоско-опуклі, ввігнуто-опуклі (позитивний меніск), а розсіювальні лінзи – двоввігнуті, плоско-ввігнуті і

опукло-ввігнуті (негативний меніск).

Збиральна лінза в середній частині є більш товстою, ніж біля краю, і відхиляє промені до оптичної осі, якщо показник заломлення лінзи більший за показник заломлення середовища. Розсіювальна лінза в середній частині є тоншою, ніж біля краю, і відхиляє промені від оптичної осі.

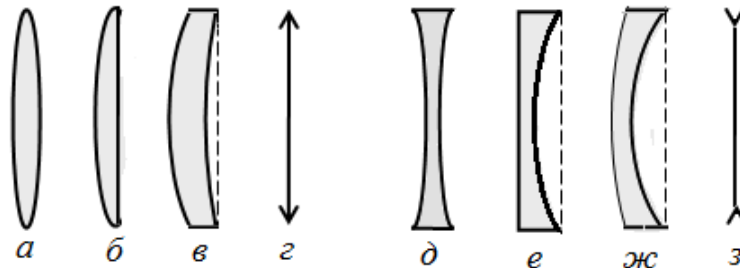


Рисунок 1.5 – Види лінз: а, б, в – збиральні;
д, е, ж – розсіювальні; з, з – умовні позначення

Пряма MN (рис. 1.6), яка проходить через центри кривини поверхонь, що обмежують лінзу, називається **головною оптичною віссю лінзи**. **Головна площина лінзи** – площина, яка проходить через оптичний центр лінзи O перпендикулярно головній оптичній осі. **Оптичним центром лінзи** називається точка O , що лежить на оптичній осі і через яку проходять промені без заломлення. Для двоопуклих і двоввігнутих лінз оптичний центр розташовується всередині лінзи. Будь-яка інша пряма, що проходить через оптичний центр, і не збігається з головною оптичною віссю, називається **побічною оптичною віссю $M'N'$** .

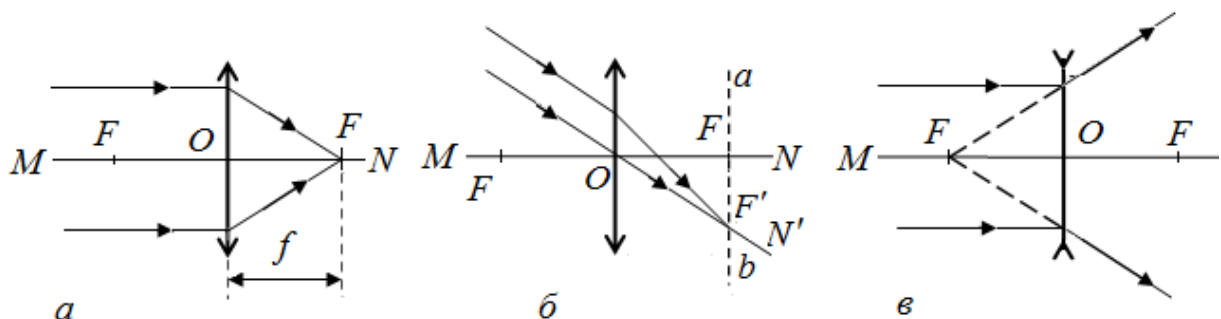


Рисунок 1.6

Точки F , які лежать по обидва боки лінзи на головній оптичній осі, називаються **головними фокусами**. У фокусі збираються промені, які падають паралельно головній оптичній осі, після заломлення їх у лінзі.

Розсіювальна лінза відхиляє паралельні промені від головної оптичної осі. Головний фокус розсіювальної лінзи – це точка на головній оптичній осі, через яку проходять продовження паралельних головній оптичній осі променів, які розходяться. Фокус розсіювальної лінзи завжди є уявним.

Фокальна площа лінзи ab (рис.1.6, б) проходить через фокус перпендикулярно до головної оптичної осі. Відстань між головним фокусом і оптичним центром лінзи f – **фокусна відстань лінзи**.

Точки перетину побічних оптичних осей $M'N'$ з фокальною площиною ab називаються **побічними фокусами** F' . В побічному фокусі сходяться усі промені, які падають на лінзу паралельно побічній оптичній осі.

Побудова зображення предмета в лінзах здійснюється за допомогою **базових променів**, якими є:

1. промінь, що проходить через оптичний центр лінзи O , який не змінює свого напрямку поширення;
2. промінь, що паралельний головній оптичній осі, який після заломлення в збиральній лінзі проходить через фокус, а після заломлення в розсіювальній лінзі здається таким, що походить з фокуса, який лежить з іншого боку від лінзи;
3. промінь (або його продовження), що проходить через перший фокус лінзи, який після заломлення в лінзі виходить з неї паралельно головній оптичній осі;
4. промінь, що йде під кутом до головної оптичної осі, який після заломлення в лінзі проходить через точку перетину побічної оптичної осі, яка паралельна до променя, з фокальною площиною.

1.5. Побудова зображень предметів за допомогою лінз

Головна властивість лінз – створювати зображення предметів. Зображення в залежності від типу лінзи і положення предмета відносно лінзи можуть бути прямими або перегорнутими, дійсними або уявними, збільшеними або зменшеними.

Користуючись променями, хід яких відомий, можна отримати зображення предмета за допомогою геометричних побудов.

Залежно від взаємного розміщення предмета і **збиральної** лінзи можливі наступні випадки:

а. Якщо предмет розташовується за подвійною фокусною відстанню, то отримане зображення буде зменшеним, перевернутим і дійсним (рис. 1.7, а);

б. Якщо предмет знаходиться в точці подвійного фокуса, то отримане зображення буде рівним за висотою, перевернутим і дійсним (рис. 1.7, б);

в. Якщо предмет знаходиться між точками фокуса і подвійного фокуса, то отримане зображення предмета буде збільшеним, перевернутим і дійсним (рис. 1.7, в);

г. Предмет, який розміщено у фокусі збиральної лінзи, не дає зображення, оскільки базові промені є паралельними один одному (рис. 1.7, г);

д. Предмет, який розміщено між фокусом і лінзою, дає збільшене, пряме і уявне зображення (рис. 1.7, д).

Побудова показує, що **розсіювальна** лінза завжди дає уявне, зменшене, пряме зображення предмета, яке розташоване з того ж боку від лінзи, що і сам предмет (рис. 1.7, е).

1.6. Формула тонкої лінзи. Оптична сила і збільшення лінзи. Аберациї

Фокусна відстань лінзи f пов'язана з радіусами кривини (R_1 і R_2) поверхонь, які обмежують лінзу, та показниками заломлення матеріалу лінзи ($n_{\text{л}}$) і середовища ($n_{\text{сеп}}$), відповідно, **рівнянням шліфувальника лінз**:

$$\frac{1}{f} = \left(\frac{n_{\text{л}}}{n_{\text{сеп}}} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (1.6)$$

Для вакууму чи повітря, коли показник заломлення $n_{\text{сеп}} = n = 1$, формула набуває вигляду

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (1.7)$$

Ця формула справедлива для будь-яких тонких лінз: двоопуклих, двоввігнутих, плоско-опуклих та ін. Необхідно лише використовувати **правило знаків**: якщо напрямок відліку будь-якого спрямованого відрізка збігається з

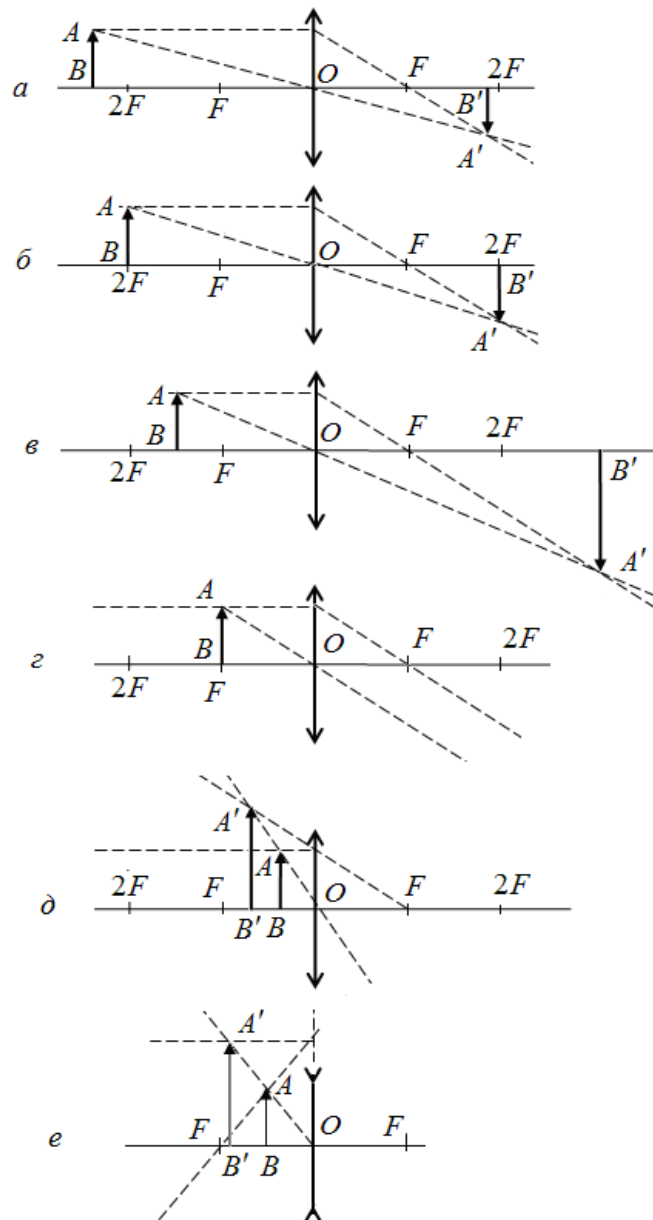


Рисунок 1.7 – Побудова зображень в збиральній (а – д) і розсіювальній (е) лінзах

напрямок поширення світла, то відповідна відстань вважається позитивною, в протилежному випадку – негативною.

Тому для двоопуклої лінзи $R_1 > 0$ і $R_2 < 0$, а фокусна відстань позитивна ($f > 0$). Для двоввігнутої лінзи $R_1 < 0$, $R_2 > 0$, а фокусна відстань негативна ($f < 0$).

Положення зображення і його характер можна отримати не тільки графічною побудовою, а й розрахунками за допомогою формули. Якщо a – відстань від предмета до тонкої лінзи, b – відстань від лінзи до зображення

предмета, а f – фокусна відстань лінзи, то **формула тонкої лінзи** має вигляд

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}. \quad (1.8)$$

Варто пам'ятати, що величини a, b, f є алгебраїчними і для них діє правило знаків. Відстані a і b відкладаються від точки O і є позитивними, якщо спрямовані по ходу світлового променя, негативними – у протилежному напрямку.

Для двоопуклої лінзи ($R_1 > 0, a > 0, R_2 < 0, b < 0$), дотримуючись правила знаків, формулу лінзи можна записати, використовуючи абсолютні значення величин, в такий спосіб

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \left(\frac{n_{\text{л}}}{n_{\text{сеп}}} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (1.9)$$

Оптична сила лінзи D – величина, зворотна фокусній відстані, вираженій у метрах

$$D = \frac{1}{f}. \quad (1.10)$$

Одиницею оптичної сили є **діоптрія** (дптр). Одна діоптрія – це оптична сила лінзи, фокусна відстань якої дорівнює 1 метру, тобто $1 \text{ дптр} = \text{м}^{-1}$.

Оптичну силу збиральних лінз вважають позитивною, а розсіювальних – негативною.

Залежно від положення предмета по відношенню до лінзи змінюються лінійні розміри зображення. **Лінійним збільшенням** лінзи Γ називають відношення лінійних розмірів зображення h' і предмета h (рис.1.8).

$$\Gamma = \frac{h'}{h}. \quad (1.11)$$

Величині зручно приписувати знаки «плюс» чи «мінус» в залежності від того, є зображення прямим або перегорнутим. Величина h' завжди вважається позитивною, тому для прямих зображень $\Gamma > 0$, для перегорнутих $\Gamma < 0$.

Враховуючи те, що $\frac{h}{a} = \frac{h'}{b}$, можна записати збільшення як

$$\Gamma = \frac{b}{a}, \quad (1.12)$$

де a і b – відстань від лінзи до предмета та зображення, відповідно.

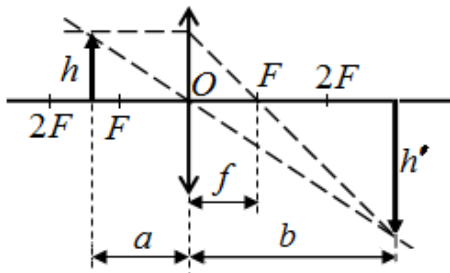


Рисунок 1.8 – Лінійне збільшення лінзи

У багатьох оптичних приладах світло проходить через дві або більшу кількість лінз. У цьому випадку зображення, що отримується за допомогою першої лінзи, служить об'єктом для другої лінзи та ін.

Оптична сила системи, яка складається з двох лінз з оптичними силами D_1 і D_2 , які знаходяться у повітрі на відстані одна від

одної, визначається формулою

$$D = D_1 + D_2 - dD_1D_2, \quad (1.13)$$

якщо ж ці лінзи розташовані впритул одна до одної, то формулою

$$D = D_1 + D_2. \quad (1.14)$$

Загальне лінійне збільшення Γ дорівнює добутку лінійних збільшень обох лінз

$$\Gamma = \Gamma_1 \cdot \Gamma_2. \quad (1.15)$$

Якщо предмет або його зображення знаходяться на нескінченності, то лінійне збільшення втрачає сенс.

Тонкі лінзи мають ряд недоліків, які не дозволяють отримувати високоякісні зображення. Викривлення, що виникають при формуванні зображення, називаються **абераціями**. Головні з них – сферична і хроматична аберації.

Сферична аберація проявляється в тому, що широкі світлові пучки променів, які є далекими від оптичної осі, перетинають її не в фокусі. Формула тонкої лінзи справедлива лише для променів, які є близькими до оптичної осі. Зображення віддаленого точкового джерела, що створюється широким пучком променів, заломлених лінзою, виявляється розмитим.

Хроматична аберація виникає внаслідок того, що показник заломлення матеріалу лінзи залежить від довжини хвилі світла. Ця властивість прозорих середовищ називається **дисперсією**. Фокусна відстань лінзи виявляється різною

для світла з різними довжинами хвиль, що призводить до розмиття зображення при використанні немонохроматичного, наприклад, природного світла.

У сучасних оптичних приладах застосовуються не тонкі лінзи, а складні багатолінзові системи, в яких вдається наближено ліквідувати різноманітні аберації.

1.7. Око як оптична система. Застосування лінз. Лупа. Мікроскоп

Формування збиральною лінзою дійсного зображення предмета використовується в багатьох оптичних приладах, де лінзи є основним оптичним елементом. Двоопуклі лінзи використовуються в більшості оптичних приладів. Такою ж лінзою є і кришталик ока людини.

1. **Око людини** (рис. 1.9) має приблизно форму кулі діаметром близько 2,5 см. Воно оточене трьома оболонками, в одній з яких – райдужній оболонці є круглий отвір – зіниця, діаметр якої в залежності від освітленості та інших чинників змінюється від 2 до 8 мм.

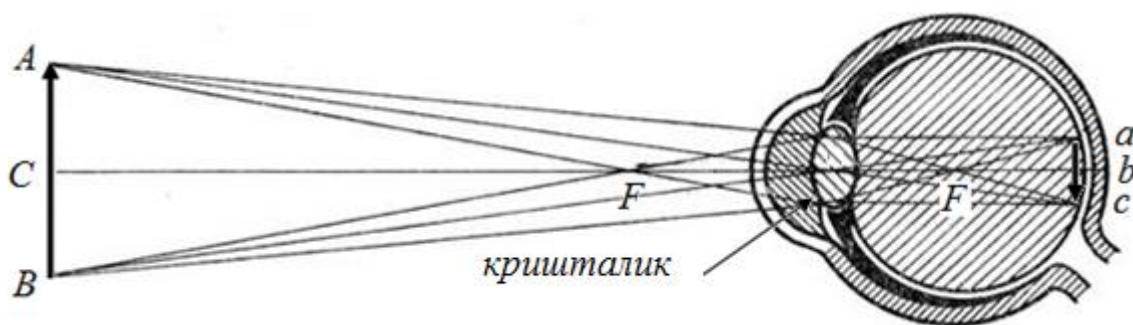


Рисунок 1.9 – Око як оптична система

Безпосередньо за зіницею розташований кришталик, який являє собою прозоре пружне тіло, що має форму двоопуклої лінзи. Кривина поверхонь кришталика може змінюватися у результаті дії м'язів, які оточують його з усіх боків. За допомогою зміни кривини поверхонь кришталика досягається приведення зображення предметів, які знаходяться на різних відстанях, точно на поверхню чутливого шару сітківки, що розташований на внутрішній задній поверхні ока. Цей процес називається **акомодація**. За допомогою м'язового зусилля, яке збільшує кривину кришталика і, відповідно, зменшує його фокусну відстань, око здійснює наведення на різкість. Найменша відстань, на якій нормальне око може чітко бачити предмети, змінюється в залежності від віку

від 10 см до 22 см, і в літньому віці досягає 30 см.

Часто буває, що задній фокус ока знаходиться не на самій сітківці (як у нормального ока), а з одного чи іншого боку від нього.

Якщо точка фокуса розташована всередині ока перед сітківкою, то око називається **короткозорим** (рис. 1.10, *а*). Таке око не може чітко бачити віддалені предмети, оскільки напруження м'язів при акомодациї ще сильніше віддаляють фокус від сітківки. Для виправлення короткозорості застосовуються окуляри з розсіювальними лінзами (рис. 1.10, *в*).

У **далекозорому** оці фокус у спокійному стані знаходиться за сітківкою, тобто далекозоре око заломлює слабкіше нормального. Для корекції далекозорості застосовують окуляри зі збиральними лінзами (рис. 1.10, *б*, *г*).

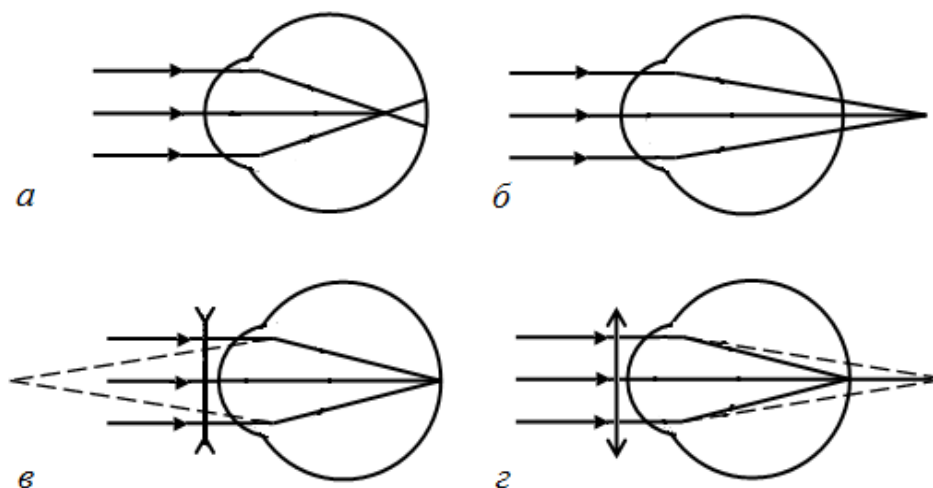


Рисунок 1.10 – *а* – короткозорість, *б* – далекозорість, *в*, *г* – їх корекція за допомогою лінз

2. Найпростішим оптичним приладом є **лупа** – збиральна лінза (або система лінз) з фокусною відстанню від 5 до 125 мм (рис. 1.11). Лупу розташовують між оком і предметом таким чином, щоб предмет знаходився між лупою та точкою фокуса. У результаті лупа дозволяє одержувати збільшене, пряме, уявне зображення. Побудова зображення в лупі відповідає рис. 1.7, *е*.

Якщо для нормального ока **відстань найкращого бачення** становить $L=0,25$ м, а f – фокусна відстань у метрах, то збільшення лупи можна порахувати використовуючи наступну наближену формулу

$$\Gamma = \frac{L}{f} = \frac{0,25}{f}. \quad (1.16)$$



Рисунок 1.11 – Лупи

Так, наприклад, лупа з фокусною відстанню $f = 0,05$ м дає п'ятиразове збільшення.

Зазвичай лупи, що застосовуються у повсякденному житті, дають збільшення від 2 до 10 разів. Більші збільшення вимагають дуже малих фокусних відстаней, що робить неможливим використання луп зі збільшенням у понад 40-разів.

3. Для отримання більших збільшень застосовують мікроскоп (рис. 1.12).

Мікроскопом називають оптичний прилад, який дозволяє розглядати дуже дрібні предмети, в тому числі й ті, які не видно неозброєним оком. Мікроскоп складається з двох короткофокусних збиральних лінз – **об'єктива**, наближеного до об'єкта спостереження, і **окуляра**, розташованого поблизу ока спостерігача. Відстань між лінзами може змінюватися. Хід променів в мікроскопі зображено на рис.1.13.

Об'єктив створює збільшене, перегорнуте, дійсне зображення h' об'єкта h . За допомогою мікрометричного вінта окуляр переміщують відносно об'єктива таким чином, щоб проміжне зображення h' було розташоване між переднім фокусом окуляра і оптичним центром окуляра $O_{ок}$. У цьому випадку окуляр стає лупою, об'єктом для якої є проміжне зображення. При цьому окуляр створює збільшене, пряме (щодо проміжного h'), уявне зображення h'' об'єкта h .

Використання мікроскопа призводить до значного збільшення кута зору φ , під яким око розглядає предмет, що дозволяє чітко побачити деталі, які не видно неозброєним оком.

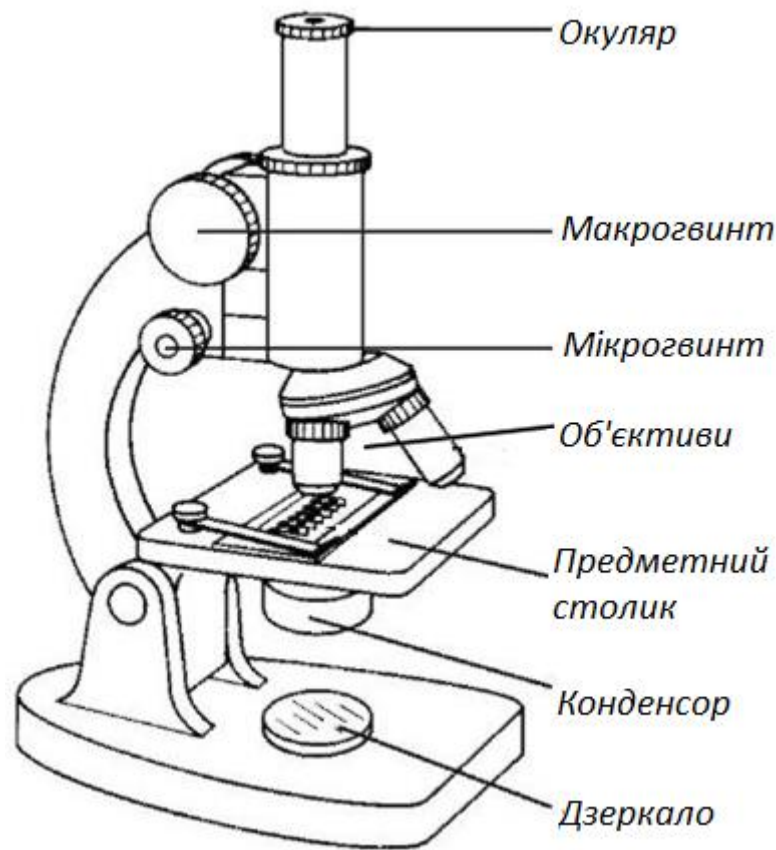


Рисунок 1.12 – Оптичний мікроскоп

Лінійне збільшення мікроскопа визначається як

$$\Gamma = \frac{h''}{h} = \frac{h''}{h'} \cdot \frac{h'}{h} = \Gamma_{\text{ок}} \cdot \Gamma_{\text{об}}. \quad (1.17)$$

Для розрахунку **лінійного збільшення об'єктива** можна використати наближену формулу

$$\Gamma_{\text{об}} = \frac{\Delta}{f_{\text{об}}}, \quad (1.18)$$

де $f_{\text{об}}$ – фокусна відстань об'єктива, а Δ – **довжина тубусу мікроскопа** (дорівнює відстані між переднім фокусом окуляра та заднім фокусом об'єктива).

Лінійне збільшення окуляра визначають з використанням тієї ж формули (1.16), що і для збільшення лупи

$$\Gamma = \frac{L}{f_{\text{ок}}}, \quad (1.19)$$

Де $L = 0,25$ м – відстань найкращого зору, а $f_{ок}$ – фокусна відстань окуляра.

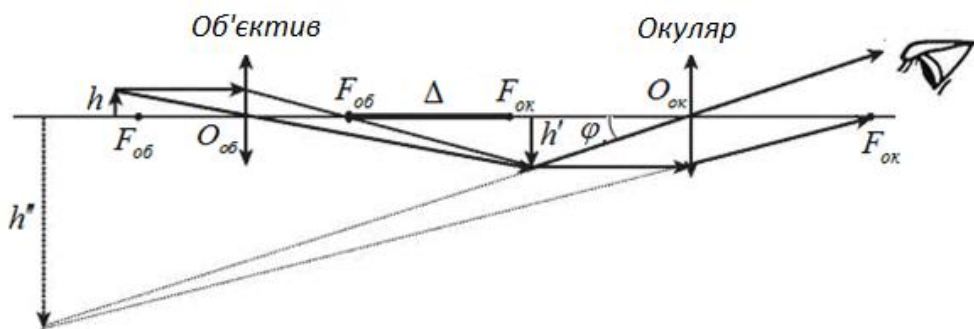


Рисунок 1.13 – Хід променів в мікроскопі

Тоді *лінійне збільшення мікроскопа* становить

$$\Gamma = \frac{\Delta \cdot L}{f_{об} \cdot f_{ок}}. \quad (1.20)$$

Питання для самоперевірки

1. Сформулюйте закони геометричної оптики.
2. За якої умови кут заломлення буде більшим за кут падіння?
3. Які типи лінз вам відомі?
4. Що таке дійсне та уявне зображення?
5. В яких одиницях вимірюється оптична сила?

ГЛАВА 2. ХВИЛЬОВА ОПТИКА. ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА

Хвильова (фізична) оптика – це розділ оптики, в якому світло представляють як потік світлових (електромагнітних) хвиль і в якому вивчають та пояснюють ті явища, що підтверджують цей факт. Електромагнітна хвиля — це процес поширення в просторі і з часом вільного електромагнітного поля. Відповідно до теорії Максвелла електромагнітна хвиля є поперечною хвилею. В кожній точці простору напруженість електричного поля (вектор напруженості $\vec{E}$), магнітна індукція (вектор індукції магнітного поля $\vec{B}$) і швидкість поширення цих хвиль ($\vec{v}$) взаємно перпендикулярні. Світлові хвилі поширюються у вакуумі зі швидкістю $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. Швидкість поширення світла в середовищі $v < c$ та залежить від фізичних характеристик цього середовища.

2.1. Оптична довжина шляху і оптична різниця ходу

Нехай два променя від джерела S (рис. 2.1), яке розташоване на межі поділу двох середовищ з показниками заломлення n_1 і n_2 , розповсюджуються таким чином, що в цих середовищах вони проходять відстані s_1 та s_2 , відповідно. Відстані s_1 і s_2 , які проходить світло від джерела S до приймача P , називаються **геометричними довжинами шляху**.

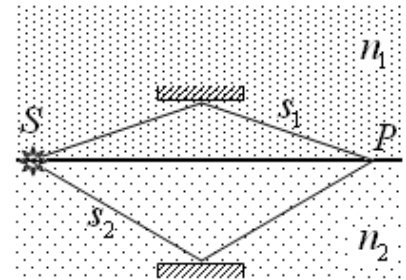


Рисунок 2.1

Оптична довжина шляху (L) – величина, що дорівнює добутку показника заломлення середовища та геометричної довжини шляху (s):

$$L = n \cdot s. \quad (2.1)$$

Оптична різниця ходу (Δ) – різниця оптичних довжин шляху

$$\Delta = L_1 - L_2. \quad (2.2)$$

Оптична різниця ходу двох хвиль пов'язана з різницею фаз ($\Delta\varphi$) двох світлових хвиль співвідношенням

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta. \quad (2.3)$$

2.2. Когерентність

Когерентність (від лат. *cohaerentio* – зв’язок, зчеплення) – узгоджене протікання в просторі і часі декількох коливальних або хвильових процесів, при якому різниця їхніх фаз залишається сталою. **Когерентними** називаються *монохроматичні* (тобто ті, які мають однакову частоту) хвилі, які характеризуються незмінною в часі різницею фаз.

Хвилі від незалежних джерел не є когерентними. Джерелом світла є **атом**, в якому переходи електронів з вищих на нижчі енергетичні рівні супроводжуються випромінюванням електромагнітних хвиль. Природні джерела, що складаються з безлічі атомів, не є когерентними. При складанні хвиль від двох і більше незалежних джерел різниці фаз коливань світлового вектора змінюються швидко (випромінювання атома триває $\sim 10^{-8}$ с) і безладно. Інтенсивність, яка спостерігається при накладенні некогерентних хвиль, дорівнює сумі інтенсивностей, що створюються кожною з хвиль окремо.

2.3. Явище інтерференції

При одночасному розповсюдженні декількох хвиль коливання в деякій точці середовища є геометричною сумою коливань, які здійснювалися б у цій точці при розповсюдженні кожної з хвиль окремо. Інакше кажучи, хвилі накладаються одна на одну без відшкодування (принцип суперпозиції).

Якщо коливання, обумовлені окремими хвилями в кожній з точок середовища, мають постійну різницю фаз, тобто хвилі є когерентними, то при їх накладанні виникає **явище інтерференції**.

Нехай хвилі, що йдуть від двох близько розташованих джерел, в деякій точці, значно віддаленій від них, викликають коливання одного напрямку, амплітуда яких

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\varphi. \quad (2.4)$$

Оскільки інтенсивність I хвиль пропорційна A^2 , то

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos \Delta\varphi. \quad (2.5)$$

Припустимо, що інтенсивності I_0 хвиль, які розповсюджуються від джерел, рівні. Тоді результуюча інтенсивність розраховується за формулою

$$I = 2I_0 + 2I_0 \cos \Delta\varphi. \quad (2.6)$$

Знайдемо інтенсивність у тих точках, куди приходять хвилі з такими різницями ходу Δ , для яких косинус різниці фаз $\Delta\varphi$ набуває максимального і мінімального значень ± 1 .

$$1. \cos \Delta\varphi = 1 \Rightarrow \Delta\varphi = \pm 2\pi k, \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

Використовуючи (2.3), одержимо $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \pm 2\pi k$, звідки різниця ходу дорівнює

$$\Delta = \pm k\lambda = \pm 2k \frac{\lambda}{2}. \quad (2.7)$$

Умова *інтерференційного максимуму* – точки, в яких інтенсивність $I = 4I_0$, а в оптичній різниці ходу двох когерентних хвиль має укладатися **парна** кількість півхвиль.

$$2. \Delta\varphi = -1 \Rightarrow \Delta\varphi = \pm(2k+1)\pi, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \pm(2k+1)\pi.$$

Різниця ходу дорівнює

$$\Delta = \pm(2k+1) \frac{\lambda}{2}. \quad (2.8)$$

Умова *інтерференційного мінімуму* – точки, в яких інтенсивність $I = 0$, а в оптичній різниці ходу двох когерентних хвиль має укладатися **непарна** кількість півхвиль.

Інтерференція – явище перерозподілу інтенсивності світлового потоку, що виникає при накладанні когерентних хвиль, в результаті якого в одних місцях виникають максимуми інтенсивності, а в інших – мінімуми інтенсивності.

2.4. Інтерференція від двох джерел

Розглянемо дві когерентні хвилі, які розповсюджуються від двох джерел (рис. 2.2). Знайдемо координати точок на екрані, розташованому в області перекриття цих хвиль (у полі інтерференції), в яких спостерігаються інтерференційні максимуми і мінімуми.

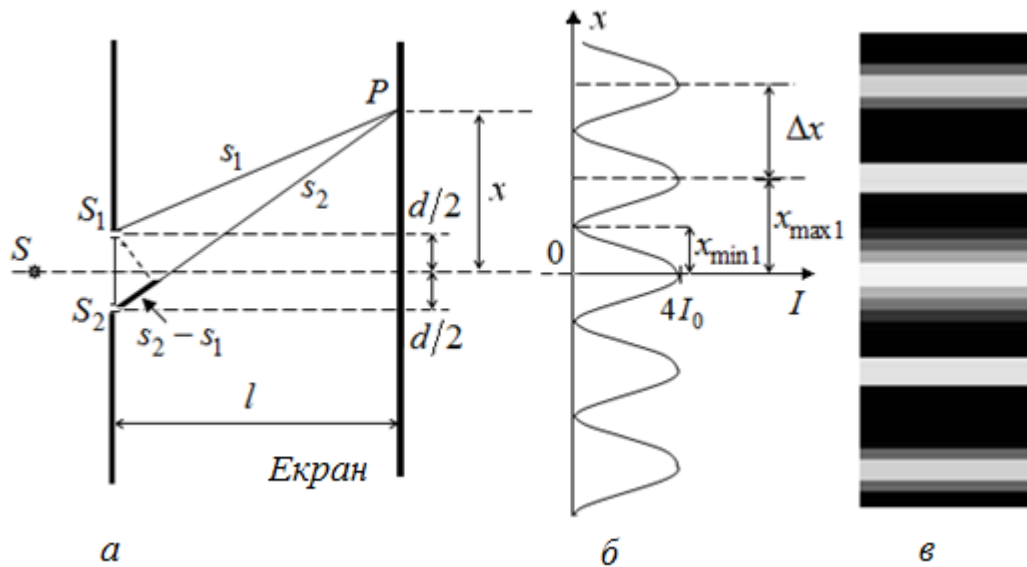


Рисунок 2.2 – Схема досліду Юнга (а); розподіл інтенсивностей на екрані (б); інтерференційна картина (в)

Позначимо d – відстань між джерелами, l – відстань до екрану, x – координати точки.

$$\begin{cases} s_1^2 = l^2 + \left(x - \left(\frac{d}{2}\right)\right)^2 \\ s_2^2 = l^2 + \left(x + \left(\frac{d}{2}\right)\right)^2 \end{cases}$$

$$s_2^2 - s_1^2 = l^2 + x^2 + xd + \left(\frac{d^2}{4}\right) - l^2 - x^2 + xd - \left(\frac{d^2}{4}\right) = 2xd ,$$

$$s_2^2 - s_1^2 = 2xd .$$

Розкладемо різницю квадратів $s_2^2 - s_1^2 = (s_2 + s_1) \cdot (s_2 - s_1)$. Оскільки $d \ll l$ та $x \ll l$, будемо вважати, що $(s_2 + s_1) \approx 2l$. Тоді

$$s_2^2 - s_1^2 = (s_2 + s_1) \cdot (s_2 - s_1) \approx 2l(s_2 - s_1) = 2xd .$$

Помножимо обидві частини виразу $2l(s_2 - s_1) = 2xd$ на показник заломлення n , та одержимо

$$2l \cdot n(s_2 - s_1) = 2l \cdot \Delta = 2nxd .$$

Оптична різниця ходу

$$\Delta = \frac{xd}{l} n .$$

Використовуючи умови інтерференційних максимумів (1.7) і мінімумів (2.8), а також позначаючи довжину хвилі у вакуумі λ_0 , а довжину хвилі у

середовищі $\lambda_{\text{сеп}}$, показник заломлення n середовища і враховуючи співвідношення $\lambda_0 = \frac{\lambda_{\text{сеп}}}{n}$, одержимо

- **координати інтерференційних максимумів:**

$$\Delta = \pm 2k \frac{\lambda_0}{2} = \frac{xd}{l} n,$$

$$x_{\text{max}} = \pm 2k \cdot \frac{\lambda_0 \cdot l}{2nd} = \pm 2k \cdot \frac{l}{2d} \cdot \frac{\lambda_0}{n} = \pm 2k \cdot \frac{l \cdot \lambda_{\text{сеп}}}{2d}; \quad (2.9)$$

- **координати інтерференційних мінімумів:**

$$\Delta = \pm (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2} = \frac{xd}{l} n,$$

$$x_{\text{min}} = \pm (2k + 1) \cdot \frac{\lambda_0 \cdot l}{2nd} = \pm (2k + 1) \cdot \frac{l}{2d} \cdot \frac{\lambda_0}{n} = \pm (2k + 1) \cdot \frac{l \cdot \lambda_{\text{сеп}}}{2d}. \quad (2.10)$$

Відстань між двома сусідніми максимумами (мінімумами) – **ширина інтерференційної смуги**

$$\Delta x = x_{\text{max1}} - x_{\text{max0}} = \frac{\lambda_0 \cdot l}{d \cdot n} = \frac{\lambda_{\text{сеп}} \cdot l}{d}. \quad (2.11)$$

Ця формула дозволяє розрахувати довжину хвилі використовуючи інтерференційну картину.

2.5. Принцип Гюйгенса. Реальні інтерференційні схеми

У 1678 році нідерландський фізик і математик Християн Гюйгенс (1629–1695) сформулював принцип, який є основоположним у хвильовій теорії та пояснює механізм поширення хвиль.

Принцип Гюйгенса: кожна точка хвильового фронту є джерелом вторинних хвиль, а огинаяча цих хвиль задає положення хвильового фронту через інтервал часу Δt .

На рис. 2.3 наведені форми хвильового фронту для сферичної і плоскої хвиль. Всі точки, які є центрами поширення хвиль знаходяться на одній хвильовій поверхні, а, значить, коливаються в однаковій фазі. Отже, згідно з ідеєю Гюйгенса (рис. 2.4, а), ці точки – джерела когерентних хвиль.

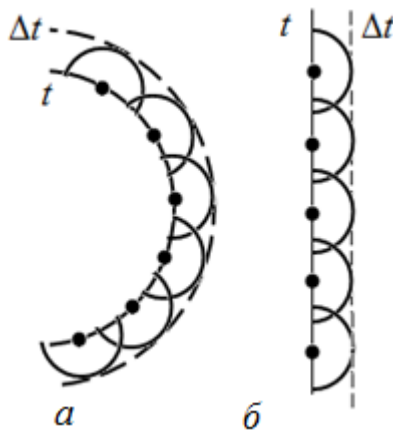


Рисунок 2.3 – Положення хвильового фронту для сферичної (а) і плоскої (б) хвиль

Для отримання інтерференційної картини необхідно мати два (або більше) когерентних джерела. Але природні джерела не є когерентними, тому для реалізації явища інтерференції необхідно «змусити хвилю інтерферувати саму з собою», тобто забезпечити її поділ на частини за допомогою дзеркал, щілин, заломлюючих тіл та ін. Всі методи отримання когерентних хвиль базуються на двох основних принципах: отримання когерентних хвиль шляхом поділу хвильового фронту і шляхом поділу амплітуди.



Рисунок 2.4 – Крістіан Гюйгенс (а), Томас Юнг (б)

1. Інтерференція хвиль, одержаних *поділом хвильового фронту*.

Коли хвилі поширюються від точкового джерела в середовищі, де їх швидкість однакова вздовж всіх напрямків, для усіх точок, рівновіддалених від джерела, фази коливань є однаковими в даний момент часу, тобто ці точки належать одному хвильовому фронту. Хвильовий фронт має форму сфери з центром в точці, де розташоване джерело. Якщо джерело знаходиться на

великій відстані від хвильового фронту, то сфера має дуже великий радіус, тобто практично є площиною. Далі описані схеми, які дозволяють розділити хвильовий фронт.

а) *Двощілинний метод Юнга*

Метод був запропонований у 1803 р. англійським фізиком Томасом Юнгом (1773–1829) (рис. 2.4, б). Хвиля, що йде від джерела S (рис. 2.5), проходить крізь дві щілини S_1 і S_2 , які розташовані симетрично щодо центральної лінії AB і настільки близько одна до одної, що виявляються на одному хвильовому фронті. Згідно з принципом Гюйгенса кожна точка хвильового фронту – це джерело вторинних хвиль, які є когерентними. Тому щілини S_1 і S_2 можна вважати джерелами когерентних хвиль. Інтерференційна картина на екрані є результатом накладення когерентних хвиль, які пройшли різні відстані до різних точок екрану і мають внаслідок цього різні оптичні різниці ходу, що визначають результат інтерференції в кожній точці (рис. 2.5).

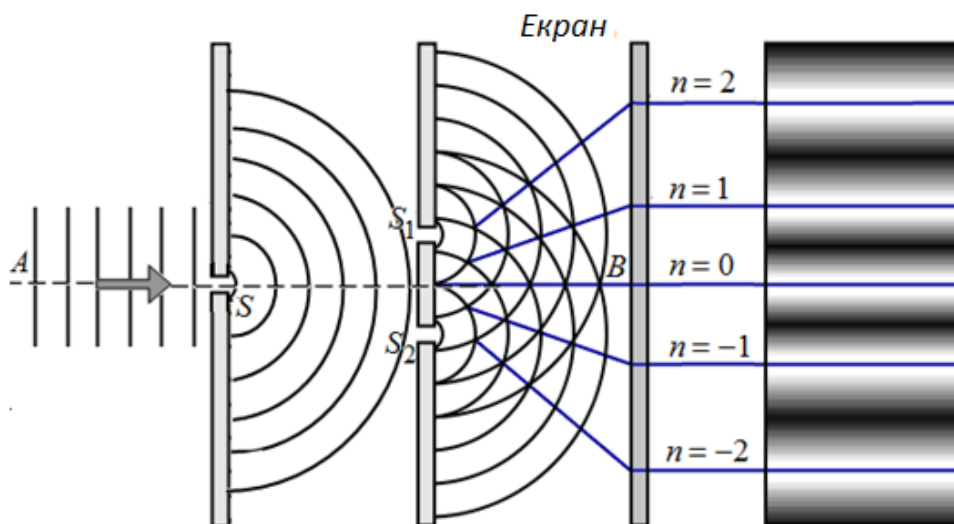


Рисунок 2.5 – Двощілинний метод Юнга

б) *Бідзеркала Френеля*

Цю інтерференційну схему було запропоновано французьким фізиком Огюстом Френелем (1788–1827) у 1816 р. (рис.2.6). У ній дві когерентні світлові хвилі одержані в результаті відбивання світла від джерела S від двох дзеркал M і N , які утворюють кут, близький до 180° (рис.2.7,а). Джерело S відгороджене від екрану шторкою, тому на екран потрапляють тільки хвилі, які йдуть від уявних зображень джерела в дзеркалах S_1 і S_2 , що формують



Рисунок 2.6 – Огюст Френель

інтерференційну картину в тій області на екрані, де вони перекриваються (в полі інтерференції).

Якщо використовується монохроматичне світло з довжиною хвилі λ , відстань між уявними джерелами $d \simeq 2a\varphi$, відстань від уявних джерел до екрану $l = a + b$, де $a \simeq r$ – відстань від джерела S , а b – відстань від точки контакту дзеркал до екрану, тоді **ширина інтерференційної смуги**

$$\Delta x \approx \frac{\lambda l}{d} = \frac{\lambda(a+b)}{2a\varphi}. \quad (2.12)$$

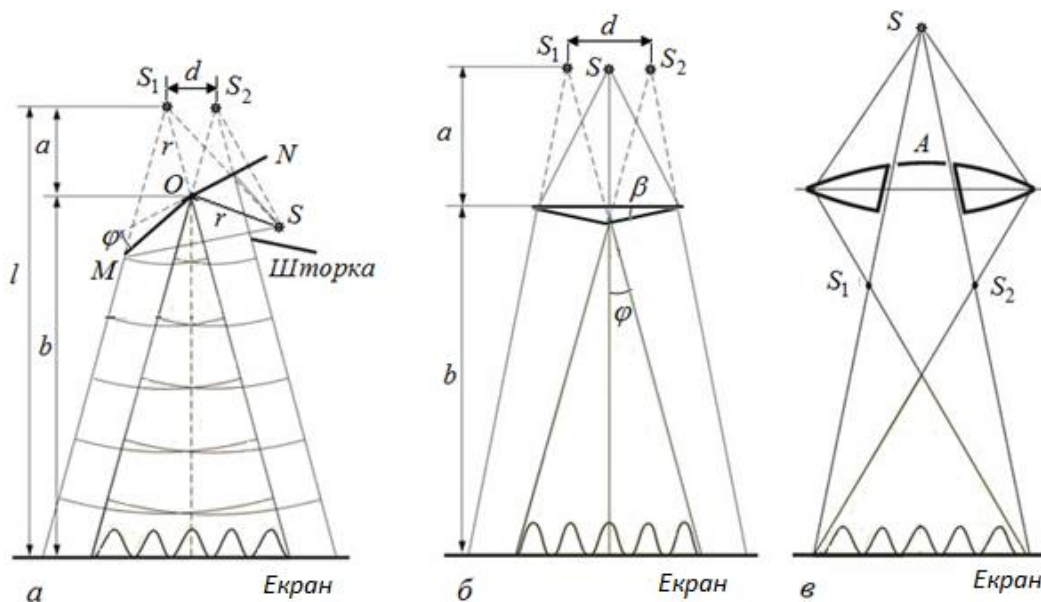


Рисунок 2.7 – Бідзеркала Френеля (а), біпризма Френеля (б), білінза Бійє (в)

в) Біпризма Френеля

У схемі (рис.2.7,б), також запропонованої О. Френелем, уявні когерентні джерела S_1 і S_2 виникають у результаті заломлення променів від джерела S в рівнобічній біпризмі з кутом при вершині близьким до 180° . У результаті світло від двох уявних джерел когерентного випромінювання формує інтерференційну картину на екрані.

г) Білінза Бійє

Світло від джерела S падає на збиральну лінзу (рис. 2.7, в), яка розрізана навпіл по діаметру. Половинки лінзи розсуваються, і проріз закривається непрозорим матеріалом A . У результаті заломлення світла в лінзі формуються два зображення джерела, що відіграють роль когерентних джерел, які утворюють інтерференційну картину.

д) Дзеркало Ллойда

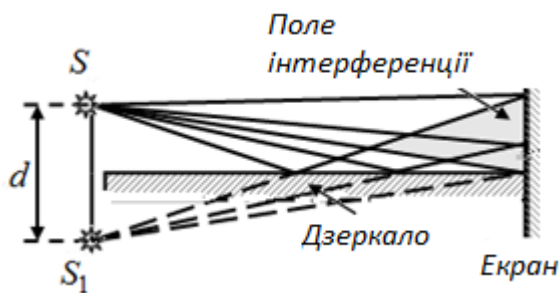


Рисунок 2.8 – Дзеркало Ллойда

В експерименті, який вперше було описано ірландським вченим Х. Ллойдом (1800– 1881) у 1834 р., світло від джерела монохроматичного випромінювання, розташованого під невеликим кутом до дзеркала, відбивалося від дзеркала та інтерферувало зі світлом, що йде безпосередньо від джерела (рис.2.8). Інтерференційна картина створюється двома джерелами – реальним та його уявним зображенням.

2. Інтерференція хвиль, отриманих *поділом амплітуди*

Стабільна інтерференційна картина може бути також одержана, якщо падаючий промінь частково відбивається від верхньої, а частково – від нижньої поверхні тонкого прозорого матеріалу. Кожна відбита хвиля має меншу інтенсивність і тому меншу амплітуду, ніж падаюча хвиля. Будучи отриманими з однієї падаючої хвилі, відбиті хвилі мають однакову частоту і постійну різницю фаз. Така інтерференційна картина спостерігається в тонких плівках. Детальний аналіз інтерференційних картин в тонких плоскопаралельних та клиноподібних плівках наведений нижче.

2.6. Інтерференція в тонких плівках

1. Плоскопаралельна тонка плівка

При падінні світлової хвилі під кутом α на тонку прозору плівку з коефіцієнтом заломлення n та товщиною b хвиля частково відбивається, а частково заломлюється, входить в плівку, відбивається від нижньої поверхні, знову заломлюється і виходить з плівки (рис. 2.9).

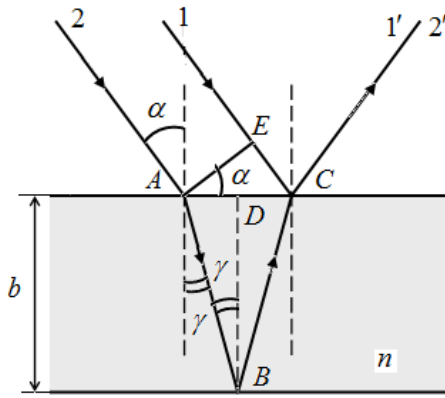


Рисунок 2.9 – Інтерференція в тонкій плоскопаралельній плівці

Промінь 1', який є результатом відбивання променя 1 в точці С і промінь 2', який є результатом проходження променя 2 в тонкій плівці, що вийшов з неї після заломлення в точці С, є когерентними і можуть інтерферувати. Вид інтерференційної картини залежить від їх різниці ходу.

Визначимо оптичну різницю ходу для тонкої плоскопаралельної плівки (пластинки).

Перший промінь розповсюджувався у повітрі $n_{\text{пов}}=1$, тому для нього оптична довжина шляху дорівнює геометричній довжині шляху $EC = s_1$. Другий промінь розповсюджувався у речовині з показником заломлення n , тому для нього оптична довжина шляху $n \cdot (AB + BC) = ns_2$. Отже, оптична різниця ходу, що дорівнює різниці оптичних довжин шляху, становить $\Delta = ns_2 - n_{\text{возд}}s_1 = ns_2 - s_1$

$$\text{З } \triangle ADB: AB = \frac{DB}{\cos \gamma} = \frac{b}{\cos \gamma}, \quad s_2 = 2 \cdot AB = \frac{2b}{\cos \gamma}$$

$$AD = BD \cdot \operatorname{tg} \gamma = b \cdot \operatorname{tg} \gamma, \quad AC = 2AD = 2b \cdot \operatorname{tg} \gamma.$$

$$\text{З } \triangle AEC: s_1 = EC = AC \sin \alpha = 2b \cdot \operatorname{tg} \gamma \cdot \sin \alpha$$

$$s_1 = 2b \cdot \operatorname{tg} \gamma \cdot \sin \alpha; \quad s_2 = \frac{2b}{\cos \gamma}.$$

Тоді оптична різниця ходу дорівнює

$$\Delta = \frac{2bn}{\cos \gamma} - 2b \cdot \operatorname{tg} \gamma \cdot \sin \alpha = 2b \cdot \frac{(n - \sin \gamma \cdot \sin \alpha)n}{(\cos \gamma)n} = 2b \cdot \frac{n^2 - n \cdot \sin \alpha \cdot \sin \gamma}{n \cdot \cos \gamma}.$$

Із закону відбивання $\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = n_{21} = \frac{n}{n_{\text{пов}}} = n$ звідки $n \cdot \sin \gamma = \sin \alpha$. Оскільки

$$\sin \alpha = \sqrt{1 - \cos^2 \alpha}, \text{ то } n \cdot \cos \gamma = \sqrt{n^2 - n^2 \sin^2 \gamma} = \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}.$$

$$\text{Тоді } \Delta = 2b \cdot \frac{n^2 - \sin^2 \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} = 2b \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}.$$

Падаюча хвиля в точці падіння частково відбивається від оптично більш щільного середовища, у результаті чого її фаза змінюється на π . Згідно формули $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta$, яка пов'язує оптичну різницю фаз з оптичною різницею ходу, отримуємо $\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta'$, звідки знаходимо додаткову різницю ходу $\Delta' = \frac{\lambda}{2}$, яку необхідно врахувати в загальній різниці ходу.

Тоді **різниця ходу**, яку набувають хвилі при падінні світла на тонку плоскопаралельну плівку, складає

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda}{2}. \quad (2.13)$$

Умови інтерференції будуть однакові для променів з кутом падіння α , тобто променів, які мають однаковий кут нахилу до поверхні плівки. Тому інтерференційна картина в разі плоскопаралельної пластини називається **смуги рівного нахилу**.

2. Інтерференція на клині

Нехай на тонку плівку (рис.2.10) у вигляді клину, показник заломлення матеріалу якої n , падає світло під кутом α . Воно частково відбивається в точці B (промінь R_1), а частково заломлюється (кут заломлення γ), потім відбивається на нижній грані плівки в точці C , виходить з плівки в точці D (промінь R_2). Промені R_1 і R_2 , отримані з одного променя за рахунок відбивання і заломлення, є когерентними, а, отже, при накладенні дають інтерференційну картину. Визначимо умови інтерференції, а, саме, розрахуємо оптичну різницю ходу для променів, що інтерферують, $\Delta = n(BC + CD) - BF$.

$$\text{З } \triangle BFD \quad \sin \alpha = \frac{BF}{BD}.$$

У $\triangle BED$ $\angle BDE = \gamma$ (як кути із взаємно перпендикулярними сторонами), а, значить, $\sin \gamma = \frac{BE}{BD}$.

$$\text{Тоді із закону заломлення } n = \frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{BF \cdot BD}{BD \cdot BE} = \frac{BF}{BE} \text{ і } BF = n \cdot BE.$$

Оптична різниця ходу $\Delta = n(BE + EC + CD) - nBE = n(EC + CD)$.

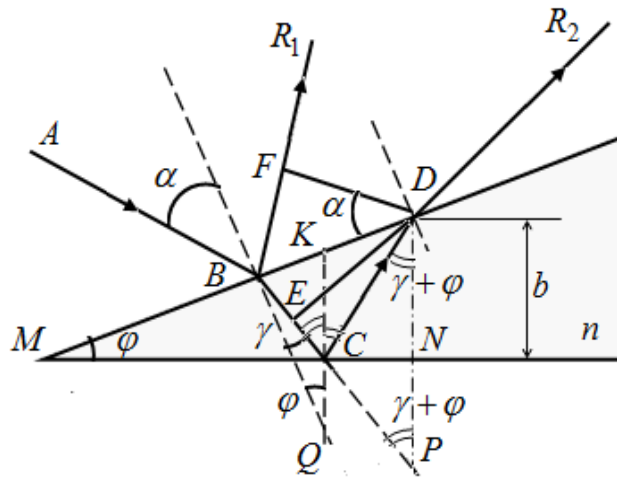


Рисунок 2.10 – Інтерференція в тонкій клиноподібній плівці

Кут $\angle BQC = \angle BMC = \varphi$, $\angle BCK = \gamma + \varphi$ (як зовнішній кут $\triangle BKQ$ при вершині С).

Згідно із законом відбивання кут падіння на нижню грань дорівнює куту відбивання від цієї грані, тобто, при цьому $\angle KCD = \angle CDP$ (як навхрест розташовані кути між паралельними прямими KQ і DP і січною CD). З урахуванням цього,

$$\Delta = n(EC + CD) = n(EC + CP) = n \cdot EP.$$

Оскільки $\angle CDP + \angle CPD = \gamma + \varphi$, то трикутник $\triangle PCD$ – рівнобічний, і в ньому $PN = ND = b$ і $PD = 2b$.

$$\text{З } \triangle EDP \quad EP = PD \cdot \cos \angle EDP = 2b \cdot \cos(\gamma + \varphi)$$

Остаточно, з урахуванням додаткової різниці ходу, пов'язаної з відбиванням, отримаємо, що оптична різниця ходу при відбиванні на клині

$$\Delta = 2bn \cdot \cos(\gamma + \varphi) \pm \frac{\lambda}{2}. \quad (2.14)$$

Для тонкої плівки у вигляді клину з дуже малим кутом при вершині φ однакові умови інтерференції будуть для плівок однакової товщини, тому відповідну інтерференційну картину називають **смуги рівної товщини**. Прикладом такої картини є **кільця Ньютона**.

2.7. Кільця Ньютона

Світло нормально падає на плоско-опуклу лінзу з радіусом кривини R , що лежить опуклою стороною на плоскій поверхні (рис. 2.11, а).

Отримана інтерференційна картина має вигляд темних і світлих концентричних кіл, що чергуються, – кільцець Ньютона (при похилому падінні – еліпсів) (рис. 2.11, б). Роль тонкої плівки змінної товщини відіграє зазор між лінзою і пластинкою, на якій розташована лінза. Зазор може бути заповненим або прозорою речовиною з показником заломлення n або повітрям. Падаючий промінь (1) частково відбивається в точці A (промінь $1'$), частково проходить зазор AB і відбивається в точці B (промінь $1''$). Якщо спостерігати кільця Ньютона у відбитому світлі, то оптична різниця ходу дорівнюватиме подвоєній ширині зазору (b), помноженій на показник заломлення (n) того середовища, яким заповнений цей зазор, тобто $2bn$. За рахунок відбивання світлової хвилі у точці A до різниці ходу необхідно додати ще півхвилі. Остаточна різниця ходу складе $\Delta = 2bn + \frac{\lambda}{2}$.

$$\text{З } \triangle COA \text{ маємо } R^2 = (R-b)^2 + r^2 = R^2 - 2Rb + b^2 + r^2.$$

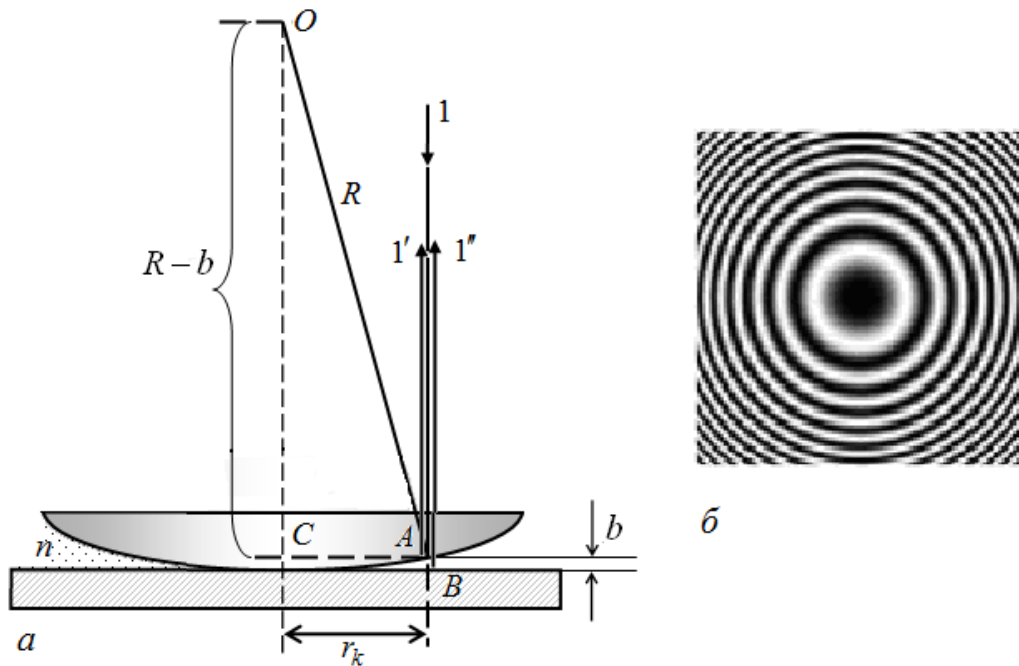


Рисунок 2.11 – Кільця Ньютона: схема установки (а) та інтерференційна схема (б)

Оскільки $b \ll R$ і $b \ll r$, величиною b^2 можна знехтувати, тоді ширина зазору і радіус кільця Ньютона пов'язані співвідношенням:

$$b = \frac{r^2}{2R}. \quad (2.15)$$

Радіуси світлих кілець одержимо використовуючи умову інтерференційного максимуму $\Delta = 2k \cdot \frac{\lambda}{2}$:

$$2bn + \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2}, \quad 2bn = \frac{2nr^2}{2R} = (2k-1) \frac{\lambda}{2}.$$

Радіуси світлих кілець $r_k = \sqrt{\frac{(2k-1)R\lambda}{2n}}. \quad (2.16)$

Радіуси темних кілець одержимо використовуючи умову інтерференційного мінімуму $\Delta = (2k+1) \cdot \frac{\lambda}{2}$:

$$2bn + \frac{\lambda}{2} = (2k+1) \frac{\lambda}{2}, \quad 2bn = \frac{2nr^2}{2R} = 2k \frac{\lambda}{2}.$$

Радіуси темних кілець $r_k = \sqrt{\frac{kR\lambda}{n}}. \quad (2.17)$

Вперше цю інтерференційну картину спостерігав великий англійський фізик і математик Ісаак Ньютон (1643–1727) у 1717 р. При освітленні монохроматичним світлом він виявив, що радіус кілець зростає зі збільшенням довжини хвилі, а при освітленні білим світлом світлі кільця мають райдужне забарвлення (при цьому їх колір змінюється від фіолетового до червоного при русі від центру картини). Задовільно пояснити причину виникнення кілець Ньютон не зміг, проте це вдалося Т. Юнгу.

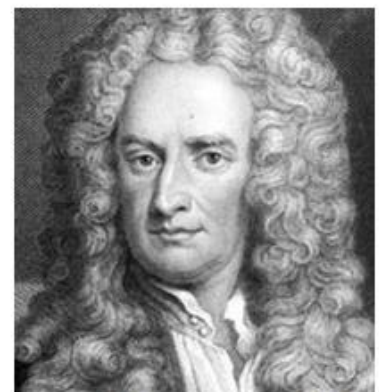


Рисунок 2.12 – Ісаак Ньютон

2.8. Застосування інтерференції

1. Інтерференційні схеми дозволяють *визначати довжину хвилі* (інтерференційна спектроскопія).

2. *Просвітлена оптика*

Для зменшення втрат світла при відбитті в оптичних системах передня поверхня лінзи покривається прозорою плівкою з показником заломлення меншим, ніж показник заломлення речовини лінзи. Світло відбивається двічі: намежі «повітря-плівка» і «плівка-лінза». Товщина плівки і її показник заломлення обираються такими, щоб відбиті промені «гасили» один одного (тобто були у протифазі). При цьому зникають так звані відблиски.

Оскільки досягти одночасного гасіння для всіх довжин хвиль видимого спектру неможливо, то умова гасіння виконується зазвичай для найбільш сприйнятливих людським оком довжин хвиль ($\lambda \sim 555$ нм).

3. Створення *високовідбиваючих покриттів*. У цьому випадку використовують тонку плівку з матеріалу, абсолютний показник заломлення якого є більшим за абсолютний показник заломлення скла. В цьому випадку відбивання від передньої поверхні плівки відбувається з втратою півхвилі, оскільки показник заломлення плівки є меншим за показник заломлення повітря, а відбивання від задньої межі – без втрати півхвилі. В результаті відбиті хвилі посилять одна одну.

4. *Визначення і контроль якості* оптичних виробів – установки для спостереження кілець Ньютона.

5. Прецизійні (дуже точні) вимірювання.

Для вимірювання лінійних розмірів, малих відстаней і переміщень, а також для контролю якості поверхні – інтерферометри та інтерференційні компаратори; для вимірювання температурних коефіцієнтів лінійного розширення – інтерференційні дилатометри; для вимірювання показників заломлення – інтерференційні рефрактометри.

Одним з найбільших фахівців з розробки оптичних приладів та їх застосування для фізичних досліджень був Альберт Майкельсон (1852– 1931) (рис. 2.13, *а*). Він створив прилад для прецизійних вимірювань, названий інтерферометр Майкельсона і провів відомий дослід з вимірювання швидкості світла та спільно з Морлі експеримент, який став одним з підтверджень теорії

відносності. За свої успіхи в дослідженнях в області оптики А. Майкельсон став першим американським лауреатом Нобелівської премії з фізики в 1907 р.

В *інтерферометрі Майкельсона* (рис. 2.13, б) промінь лазера (1) поділяється на два промені за допомогою напівпрозорого дзеркала (2), встановленого під кутом 45° до напрямку променя. Один з променів відбивається від рухомого дзеркала (3), повертається до напівпрозорого дзеркала і, пройшовши через нього, потрапляє на екран (5). Другий промінь після заломлення в (2) відбивається від фіксованого дзеркала (4) і після відбивання також потрапляє на екран (5), де інтерферує з першим променем, оскільки промені є когерентними. Інтерференційна картина залежить від різниці ходу, якої промені набувають при своєму окремому поширенні в приладі. За незначним зсувом інтерференційної картини можна зробити висновок про мале переміщення одного з дзеркал і використовувати інтерферометр для досить точних ($\sim 10^{-4}$ м) вимірювань довжин (довжини тіл, довжини світлової хвилі), визначення температурного коефіцієнта лінійного розширення та ін.

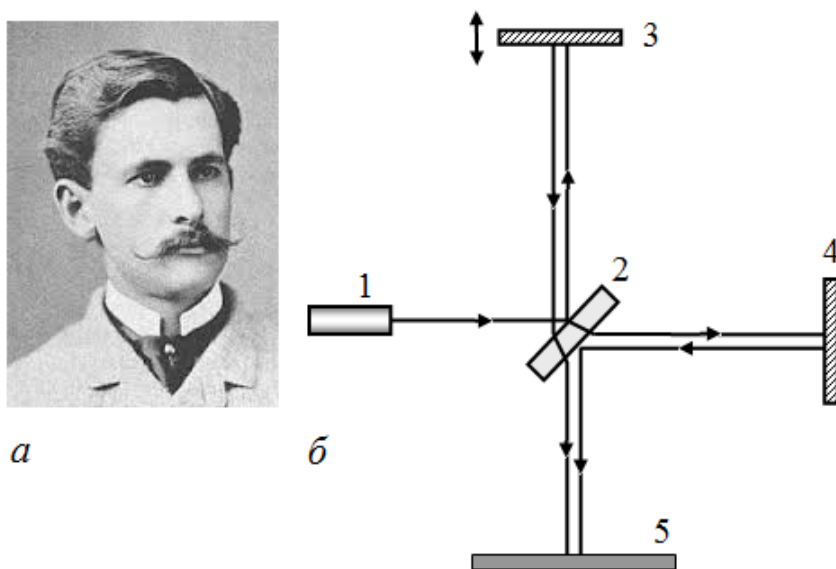


Рисунок 2.13 – А.Майкельсон (а), схема інтерферометру (б)

6. Явище інтерференції лежить в основі *голографії* (з давньогрецької ὅλος – повний + γράφω – пишу) – способу отримання об'ємних зображень предметів на фотопластинці (голограмі) за допомогою когерентного випромінювання. Голограма фіксує не саме зображення, а структуру відбитої від предмета

світлової хвилі (її амплітуду і фазу). Голографію винайшов (і вигадав назву) англійський фізик угорського походження Денніс Габор (1900–1879) у 1947 р., який одержав за це в 1971 р. Нобелівську премію з фізики. У 1962 р. після появи потужного джерела когерентного світла – лазера – американські оптики і радіофізики Еммет Лейт (1927–2005) і Дж. Юріс Упатнієкс (народ. 1936 р.) вдосконалили схему Габора. Пізніше російський фізик Юрій Миколайович Денисюк (1927–2006) створив принципово новий спосіб запису голограм в товстому шарі фотографічної емульсії.

Голографія широко застосовується в науці та техніці. Голографічними методами контролюють точність виготовлення виробів складної форми, досліджують деформації і вібрації, вивчають обтікання тіл потоками рідини та газу, оскільки голограми дозволяють не лише побачити в них вихори й області ущільнень, а й оцінити їх інтенсивність. Голографічними методами можна розпізнавати образи. Голограми музейних рідкостей експонуються на виставках. До того ж, голограми використовуються для виробництва сувенірної продукції, акцизних марок і різних елементів захисту документів.

Питання для самоперевірки

1. Що таке інтерференція? Перерахуйте умови інтерференції.
2. Що таке когерентність?
3. У чому полягає принцип Гюйгенса?
4. Які реальні інтерференційні схеми вам відомі?
5. Де застосовується явище інтерференції?

ГЛАВА 3. ХВИЛЬОВА ОПТИКА.ДИФРАКЦІЯ СВІТЛА

3.1. Явище дифракції

Дифракцією називається сукупність явищ, які спостерігаються при поширенні світла в середовищі з різкими неоднорідностями (поблизу меж непрозорих або прозорих тіл; малих отворів та ін.), і пов'язаних з відхиленнями від законів геометричної оптики. Іншими словами, дифракція полягає у відхиленні світлових хвиль від прямолінійного поширення і огибання світловою хвилею об'єктів, розміри яких порівнянні з довжиною хвилі цього світла

Спільним між інтерференцією і дифракцією є перерозподіл світлового потоку, який має місце при суперпозиції когерентних хвиль.

Різниця полягає в тому, що інтерференція відбувається від кінцевого числа дискретних джерел, а дифракція – від безперервно розташованих нескінченного числа джерел.

Коли світлові хвилі оминають перешкоди з розмірами порядку довжини хвилі світла, вони можуть проникати в область так званої геометричної тіні (рис. 3.1).

Якщо плоска хвиля падає нормально на отвір в непрозорому екрані, то кожна точка хвильового фронту, виділеного отвором, є згідно з принципом Гюйгенса джерелом вторинних хвиль. Огинаючи цих хвиль, яка завдає положення хвильового фронту в наступний момент часу, потрапляє в область геометричної тіні, тобто хвиля немов оминає край отвору.

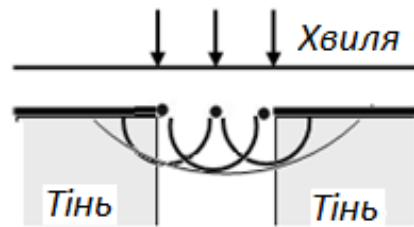


Рисунок 3.1 – Проникнення світла

в область геометричної тіні

3.2. Принцип Гюйгенса-Френеля

Принцип Гюйгенса, описаний в пункті 5 глави 2, пояснює причину виникнення когерентних хвиль і визначає напрямки їх поширення, але не дозволяє оцінити інтенсивність хвиль, які поширюються в різних напрямках. О. Френель істотно розвинув цей принцип, додавши у нього ряд положень:

- усі вторинні джерела фронту хвилі, які виходять з одного джерела, є когерентними між собою;
- рівні за площею ділянки хвильової поверхні випромінюють рівні інтенсивності;
- для вторинних джерел діє принцип суперпозиції: кожна ділянка хвильової поверхні випромінює незалежно від інших;
- кожен елемент хвильової поверхні випромінює переважно в напрямку зовнішньої нормалі до хвильової поверхні, при цьому амплітуда вторинної сферичної хвилі пропорційна площі dS елементу. Результуюче коливання в точці спостереження визначається формулою

$$E = \int_S K(\varphi) \cdot \frac{A}{r} \cdot \cos(\omega t - kr + \alpha) dS, \quad (3.1)$$

де E – модуль світлового вектору, A – амплітуда світлового коливання, r – відстань від елементу dS до точки спостереження, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильове число, $K(\varphi)$ – коефіцієнт, який залежить від кута φ між нормаллю до площинки dS і напрямком від dS до точки спостереження.

3.3. Метод зон Френеля

Розрахунок за формулою (3.1) є досить складним, тому Френель запропонував спрощений метод кількісних розрахунків дифракційної картини для випадків, які характеризуються певною симетрією. Цей простий метод розрахунку отримав назву **метод зон Френеля**.

Для визначення амплітуди світлового коливання, що збуджується в точці спостереження P , розділимо хвильовий фронт сферичної хвилі, яка випущена джерелом S , на зони (рис.3.2). Відстані від меж k -ої зони до точки P визначаються як $b_k = b + k \frac{\lambda}{2}$. Тоді коливання, що приходять в точку спостереження від двох сусідніх зон, знаходяться в протифазі, оскільки різниця ходу між ними дорівнює півхвилі, отже, інтерферуючи, вторинні хвилі від сусідніх зон гасять одна одну.

Площі зон приблизно рівні, а амплітуди коливань, що збуджуються в точці спостереження зонами Френеля, утворюють монотонно спадну послідовність

$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{k-1} > A_k$, оскільки зі збільшенням номера зони зростає кут φ між нормаллю до площі зони і напрямком на точку спостереження. При цьому амплітуди хвиль, які приходять в точку P від сусідніх зон, можна вважати рівними.

Амплітуда в точці спостереження:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots$$

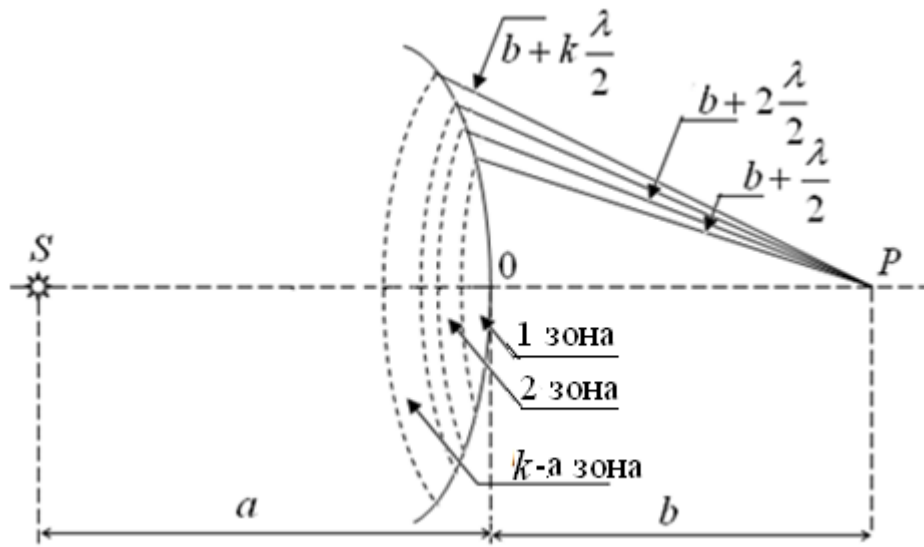


Рисунок 3.2 – Метод зон Френеля

- Якщо відкритим є увесь фронт, то результуюча амплітуда $A = \frac{A_1}{2}$, оскільки усі суми у дужках дорівнюють нулю. Інтенсивність в точці спостереження P , що визначається квадратом амплітуди, дорівнює $I = A^2 = A_1^2/4$;

- Якщо відкритою є перша зона, тоді $A = A_1$. Інтенсивність $I = A^2 = A_1^2$, тобто інтенсивність в точці спостереження є в 4 рази більшою, ніж за умови повністю відкритого екрана;

- Якщо відкритими залишаються дві зони, то $A = A_1 - A_2 = 0$, а інтенсивність $I = 0$;

- Якщо відкриті три зони, то результуюча амплітуда $A = A_1 - A_2 + A_3 = A_1$;

- Якщо відкритими є чотири зони: $A = 0$, і так далі.

Для невеликих k , якщо в отворі укладається непарне число зон Френеля, то у центрі дифракційної картини спостерігається максимум – світла пляма, а якщо число парне – темна пляма. При великій кількості відкритих зон світло від джерела S до точки спостереження P поширюється вздовж SP практично прямолінійно, в результаті чого результуюча амплітуда $A = \frac{A_1}{2}$.

Радіус k -ої зони Френеля визначається за формулами:

1. у разі сферичної хвилі ($a \approx b$)

$$r_k = \sqrt{\frac{ab}{a+b} k \lambda};$$

2. у разі плоскої хвилі ($a \gg b$)

$$r_k = \sqrt{bk\lambda}.$$

3.4. Дифракція Френеля на круглому отворі, диску та на краю непрозорого екрану

а) Якщо дифракційна картина спостерігається на кінцевій відстані від перешкоди, то це називається **дифракція Френеля** або **дифракція в променях, що сходяться**. У цьому випадку на шляху сферичної світлової хвилі знаходиться непрозорий екран з **круглим отвором**, центр якого розташовується на осі симетрії хвильового фронту. Вид дифракційної картини залежить від числа зон Френеля, на яке можна розбити відкриту частину хвильової поверхні. Амплітуда результуючого коливання в точці спостереження, яке збуджується усіма зонами, що потрапляють у круглий отвір, дорівнює

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - \dots + (-1)^{k-1} A_k = \begin{cases} \frac{A_1 + A_k}{2}, & \text{при } k - \text{непарному,} \\ \frac{A_1 - A_k}{2}, & \text{при } k - \text{парному.} \end{cases} \quad (3.2)$$

Отже, у центрі дифракційної картини при непарному k має спостерігатися максимум, а при парному k – мінімум інтенсивності (рис. 3.3).

Дифракційна картина поблизу точки спостереження має вигляд темних і світлих кілець, що чергуються, з центром в точці спостереження. Якщо отвір освітлюється білим світлом, то кільця мають райдужне забарвлення, оскільки число зон Френеля залежить від довжини хвилі λ .

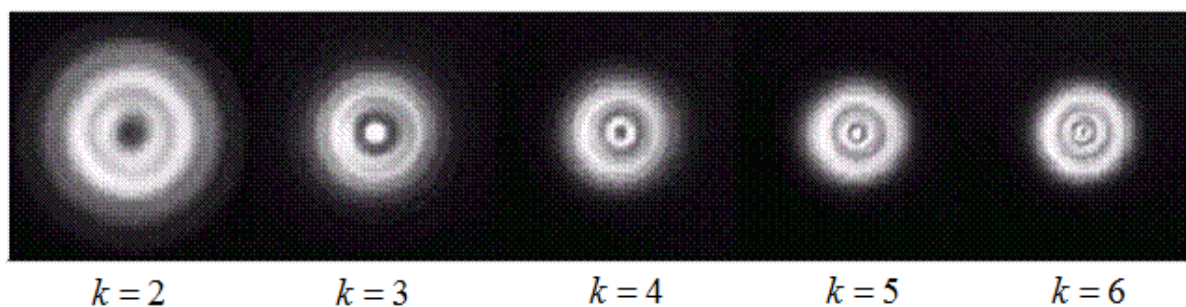


Рисунок 3.3 – Дифракція Френеля на круглому отворі (k – кількість відкритих зон)

б) Якщо сферична хвиля, яка розповсюджується від точкового джерела, на своєму шляху зустрічає **непрозорий диск**, то дифракційна картина має вигляд світлих і темних концентричних кілець, що чергуються (рис. 3.4). В цьому випадку зони Френеля будують від краю непрозорого диска, оскільки деяка кількість внутрішніх зон Френеля виявляється закритими. При цьому внесок в інтенсивність в точці спостереження, що знаходиться в центрі області геометричної тіні, дають інші зони. В результаті центральна точка має бути світлою.

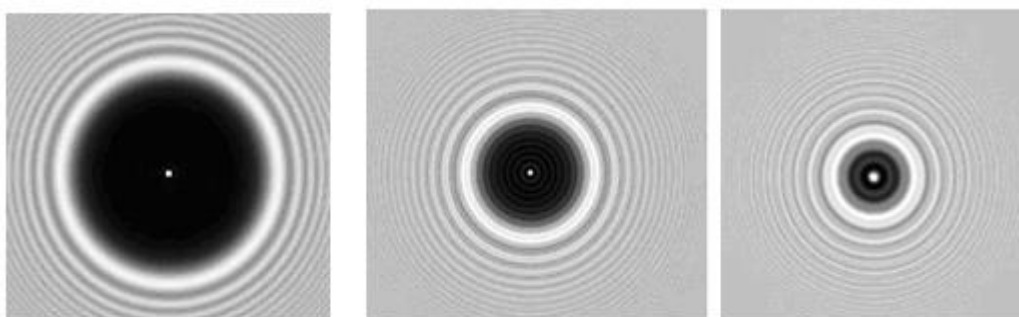


Рисунок 3.4 – Дифракція Френеля на дисках різних діаметрів

Ця світла пляма в центрі дифракційної картини має назву **пляма Пуассона** (або **пляма Араго-Пуассона**) і названа вона так на честь двох видатних вчених Симеона Дені Пуассона (1781-1840) (рис. 3.5, а) відомого французького математика і фізика, який теоретично у 1818 р передбачив його існування. Вважаючи свою ідею абсурдною, Пуассон хотів використати свій результат як контрвисновок проти теорії дифракції О. Френеля. Однак французький фізик Доменік Араго (1786-1853) (рис. 3.5, б) провів експеримент, який підтвердив

припущення Пуассона. В результаті пляма Араго-Пуассона стала вагомим аргументом на користь хвильової теорії.

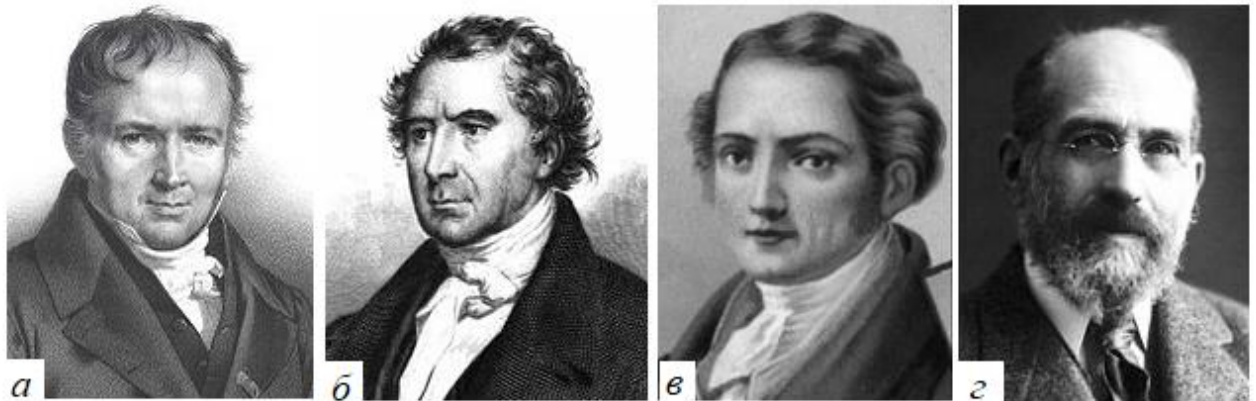


Рисунок 3.5 – Сімеон-Дені Пуассон (а), Доменік Араго (б),
Йозеф Фраунгофер (в), Артур Шустер (г)

в) Дифракційна картина від **краю півплощини** (рис.3.6) являє собою набір темних і світлих смуг, що чергуються, які розташовані паралельно границі півплощини.

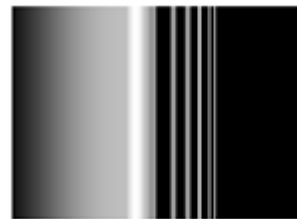


Рисунок 3.6 – Дифракція Френеля
на краю напівплощини

3.5. Дифракція Фраунгофера на щілині

Дифракція Фраунгофера – це дифракція в паралельних променях. Реалізується тоді, коли спостереження дифракційної картини відбувається на досить великій відстані від перешкоди, на яку падає електромагнітна хвиля (світло). Такий тип формування дифракційної картини був названий на честь німецького фізика-оптика Йозефа Фраунгофера (1787-1826) (рис.3.5,в).

На довгу щілину завширшки b нормально падає плоска світлова хвиля (рис. 3.7). Для отримання плоскої хвилі (потoku паралельних променів) точкове джерело розміщують у фокусі збиральної лінзи. У цьому випадку після заломлення в лінзі можна отримати паралельний пучок світла. Застосування лазера в якості джерела світла дозволяє обійтися без лінзи. Коли пучок променів потрапляє на щілину, у фокальній площині іншої збиральної лінзи,

яка розміщена між щілиною і екраном, спостерігається дифракційна картина. Без дифракційних ефектів в разі виконання закона прямолінійного поширення світла, на екрані було б зображення джерела світла (щілини). Але за рахунок дифракції на екрані формується інтерференційна картина (перерозподіл енергії світлової хвилі), при цьому в її створенні беруть участь когерентні вторинні хвилі, які походять з точок хвильового фронту, що потрапляє в щілину. До речі, саме тому дифракцію визначають як інтерференцію вторинних хвиль.

На екрані в побічному фокусі лінзи збираються всі промені, що падають під кутом ψ до оптичної осі лінзи.

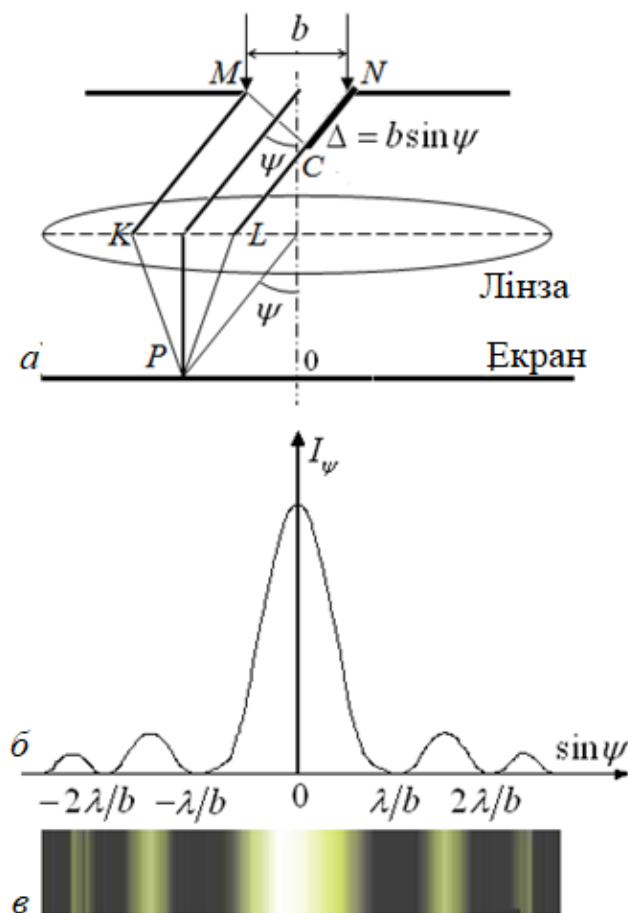


Рисунок 3.7 – Дифракція Фраунгофера на щілині: схема (а), розподіл інтенсивності (б), дифракційна картина (в)

Оптична різниця ходу Δ між крайніми променями MK і NL , що йдуть в довільному напрямку ψ , становить

$$\Delta = NC = b \sin \psi. \quad (3.3)$$

Розіб'ємо щілину на зони. В даному випадку, коли зони мають вигляд смуг, які паралельні ребру щілини, їх називають *зони Шустера*, а не Френеля. Названі вони так на честь видатного англійського фізика Артура Шустера (1851-1934) (рис. 3.5, з).

Ширина кожної зони обирається так, щоб різниця ходу променів від країв цих зон дорівнювала $\frac{\lambda}{2}$. Тоді на ширині щілини поміститься $\frac{\Delta}{\lambda/2}$ зон. Оскільки світло на щілину падає нормально, то площа щілини збігається з хвильовим фронтом, а всі точки хвильового фронту в площині щілини будуть коливатися в однаковій фазі. Амплітуди вторинних хвиль в площині щілини рівні, оскільки вибрані зони Шустера мають однакові площі й однаково нахилені до напрямку спостереження.

Число зон Шустера, що укладаються на ширині щілини, залежить від кута відхилення ψ . Від числа зон Шустера, в свою чергу, залежить результат накладання усіх вторинних хвиль. Оскільки випромінювання, що виходить від сусідніх зон, знаходиться упротифазі. При інтерференції світла від кожної пари сусідніх зон Шустера амплітуда результуючих коливань дорівнює нулю, оскільки коливання від кожної пари сусідніх зон взаємно гасять одне одного. Отже, якщо число зон Шустера *парне*, то в точці P спостерігається *дифракційний мінімум*

$$b \sin \psi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}, \text{ де } k = 1, 2, 3, \dots \quad (3.4)$$

Якщо число зон *непарне*, то в точці P – *дифракційний максимум*

$$b \sin \psi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \text{ де } k = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.5)$$

де k – порядок дифракційного мінімуму чи максимуму.

В напрямку $\psi = 0$ спостерігається найбільш інтенсивний центральний максимум нульового порядку.

3.6. Дифракційна решітка

Дифракційна решітка – система великого числа однакових за шириною і паралельних одна одній щілин завширшки b , які лежать в одній площині, і

розділені непрозорими проміжками завширшки a . У якісних дифракційних решітках кількість щілин досягає $10^7 - 10^8$ штрихів (щілин) на міліметр.

Величина $d = a + b$ називається **періодом (сталю) дифракційної решітки**.

Припустимо, що плоска монохроматична хвиля падає нормально до площини решітки (рис. 3.8), коливання в усіх точках щілин відбуваються в одній фазі, оскільки ці точки знаходяться на одній хвильовій поверхні. Згідно з принципом Гюйгенса-Френеля кожна щілина є джерелом вторинних хвиль, які можуть інтерферувати одна з одною. Отриману дифракційну картину можна спостерігати у фокальній площині лінзи, що розміщена між щілинами і екраном. Якщо світло дифрагує на щілинах під кутом ψ , то оскільки щілини знаходяться одна від одної на однаковій відстані, тоді різниці ходу променів, що йдуть від двох сусідніх щілин, для даного напрямку ψ будуть однаковими в межах всієї дифракційної решітки і дорівнюватимуть $\Delta = d \sin \psi$.

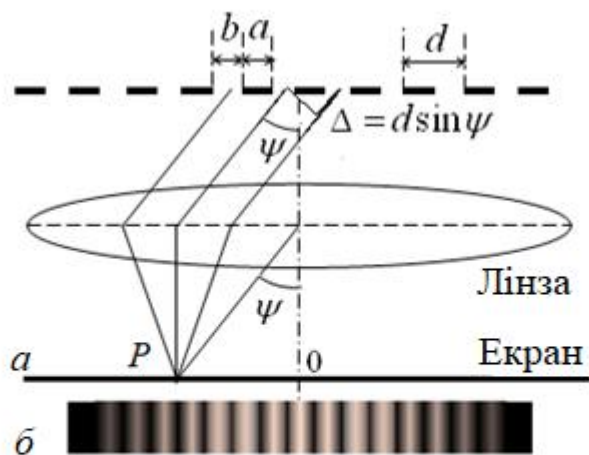


Рисунок 3.8 – Дифракція на дифракційній решітці:
схема (а), дифракційна картина (б)

У тих напрямках, для яких різниця ходу дорівнює парному числу півхвиль, спостерігається максимум.

Умова **дифракційного максимуму** (або **рівняння решітки**)

$$d \sin \psi = \pm k \lambda, \quad (3.6)$$

Де d – стала дифракційної решітки, $k = 0, 1, 2, \dots$ – порядок дифракційного максимуму (порядок спектру).

Умова *дифракційного мінімуму* для дифракційної решітки збігається з умовою мінімуму для однієї щілини

$$b \sin \psi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (3.7)$$

де b – ширина щілини, $k = 1, 2, 3, \dots$ – порядок дифракційного мінімуму.

Якщо дифракційна картина освітлюється білим світлом, то для різних довжин хвиль положення максимумів не співпадають (крім центрального, нульового максимуму). Центральний максимум – біла смуга (власне це зображення джерела світла), а інші – райдужні, причому внутрішній край кожного спектра забарвлений у фіолетовий колір, а зовнішній – у червоний. Величину k називають порядком дифракційного спектра (максимуму), а інші максимуми – дифракційними спектрами k -тих порядків.

Застосування дифракційної решітки засноване на її здатності розкласти в спектр, що дозволяє вивчати спектральний склад світла. У зв'язку з цим дифракційну решітку вважають *спектральним приладом*. Відповідні прилади називаються *спектрографами* і *спектрометрами*.

Роздільна здатність (R) дифракційної решітки характеризує її здатність утворювати окремо спектральні лінії з близькими значеннями довжин хвиль: λ і $\lambda + \Delta\lambda$.

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (3.8)$$

$$R = kN = kN_0 l = k \frac{l}{d}, \quad (3.9)$$

де k – номер (порядок) дифракційного спектру (максимуму); N – загальна кількість штрихів дифракційної решітки; l – довжина дифракційної решітки; N_0 – число штрихів на одиниці довжини.

Зазвичай решітки для УФ-випромінювання мають $N_0 = 500 - 2500$ штрихів/мм, для видимого діапазону – $N_0 = 300 - 1500$ штрихів/мм, для ІЧ-випромінювання – $N_0 = 1 - 300$ штрихів/мм.

3.7. Дифракція рентгенівського випромінювання на кристалах

Дифракційна решітка – приклад одновимірної (іноді двовимірної) періодичної структури. Природна тривимірна періодична структура – кристалічна решітка. Звичайна періодичність кристалічної решітки $\sim 10^{-10}$ м. Для здійснення дифракції необхідно, щоб довжина хвилі випромінювання, яке дифрагує, була того ж порядку. Цій умові відповідає рентгенівське випромінювання – електромагнітне випромінювання з довжиною хвилі 10^{-8} – 10^{-12} м (детально рентгенівське випромінювання буде розглянуто у розділі «Квантова оптика»).

У цьому випадку має місце так звана *брегівська дифракція* – явище сильного розсіювання хвиль на періодичній кристалічній решітці при певних кутах падіння. Положення максимумів при дифракції монохроматичних рентгенівських променів з довжиною хвилі λ на кристалах описується *формулою Вульфа-Брегга*

$$2d \sin \vartheta = \pm k\lambda, k = 0, 1, 2, \dots \quad (3.10)$$

де ϑ – кут ковзання променів, що доповнює до 90° кут падіння α , а d – параметр решітки кристалу.

При дифракції рентгенівського випромінювання симетрія розташування дифракційних максимумів відображає симетрію розташування частинок в решітці кристалу, тому знаючи довжину хвилі випромінювання і кут ковзання, можна досліджувати структуру кристалів. Подібні методи дослідження мають назву *рентгеноструктурного* аналізу. Якщо відомі параметри решітки, то вимірюючи кути ковзання, можна досліджувати спектри випромінювання. Це називається рентгенівська спектроскопія (спектрометрія) або *рентгеноспектральний* аналіз.

Брегівська дифракція була названа на честь англо-австралійських фізиків батька і сина Бреггів – Вільяма Генрі (1862-1942) і Вільяма Лоренса (1890-1971), які отримали за свої роботи в області рентгенівської дифракції Нобелівську премію у 1915 р. Георгій Вульф (1863-1925) – російський фізик, незалежно від Бреггів отримав умову дифракції рентгенівських променів (рис. 3.9).



Рисунок 3.9 – Вільям Генрі Брегг (а), Вільям Лоуренс Брегг (б),
Георгій Вульф (в)

Питання для самоперевірки

1. Що таке дифракція? Що спільного між явищем дифракції та інтерференції, а у чому полягає відмінність?
2. Сформулюйте основні положення дифракції Френеля.
3. За якої умови в центрі дифракційної картини від круглого отвору спостерігається мінімум?
4. Що собою уявляє дифракційна ґратка? Яка величиною є основною характеристикою дифракційної ґратки?
5. Які практичні застосування явища дифракції вам відомі?

ГЛАВА 4. ХВИЛЬОВА ОПТИКА. ПОЛЯРИЗАЦІЯ СВІТЛА

4.1. Природне і поляризоване світло. Поляризатори

Наслідком теорії Максвелла є те, що світлові хвилі є поперечними: вектори напруженості електричного $\vec{E}$ і магнітного $\vec{H}$ полів взаємно перпендикулярні і коливаються перпендикулярно вектору швидкості $\vec{v}$ поширення хвилі (перпендикулярно променю). Світлова хвиля складається з багатьох цугів електромагнітних хвиль, які випромінюються окремими атомами. Цуги – це випромінювання атомів у вигляді ряду окремих коротких імпульсів. Електричне і магнітне поля в електромагнітній хвилі змінюються синхронно, тому світлову хвилю можна описувати лише одним вектором $\vec{E}$ (часто його називають **світловим вектором**). Для кожного цугу площина коливань світлового вектора орієнтована випадково. Таке світло називають **природним** або **неполяризованим** (рис. 4.1, а).

Поляризація – це властивість електромагнітних хвиль, яка характеризується просторово-часовою впорядкованістю орієнтації електричного вектора $\vec{E}$. **Поляризованим** називають світло, для якого напрям коливань світлового вектора зберігається незмінним. Якщо коливання світлового вектора відбуваються лише в одній площині, то світло називають **плоскополяризованим** (або лінійно поляризованим) (рис. 4.1, в). Площину, в якій коливається світловий вектор, називають **площиною поляризації**. Світло, для якого існує переважний напрямок коливань вектора $\vec{E}$ і незначна амплітуда коливань вектора $\vec{E}$ в інших напрямках, називається **частково поляризованим** (рис. 4.1, б). Для часткової поляризації використовується поняття **ступеня поляризації**, який визначається як

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (4.1)$$

де $I_{\max}$ та $I_{\min}$ – максимальна і мінімальна інтенсивності частково поляризованого світла, яке пропускається аналізатором, відповідно. Для природного світла $I_{\max} = I_{\min}$ і $P = 0$, для плоскополяризованого $I_{\min} = 0$ і $P = 1$.

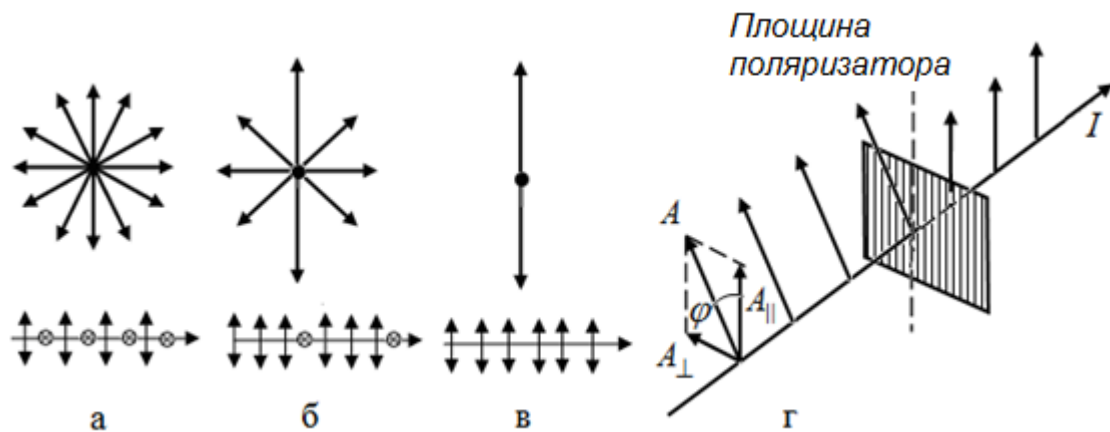


Рисунок 4.1 – Природне світло (а), частково поляризоване (б), повністю поляризоване (в), походження природного світла крізь поляризатор (г)

Плоскополяризоване світло можна отримати з природного світла за допомогою приладів, які називаються **поляризаторами**. Вони пропускають лише ті коливання, які є паралельними площині, що називають **площиною поляризатора**, і повністю затримують ті коливання, які відбуваються в площині, перпендикулярній цій площині. Найпростішим поляризатором є поляроїд – спеціально виготовлена плівка, поверхні якої захищені склом. В якості поляризаторів використовуються матеріали, які характеризуються анізотропією щодо коливань вектора $\vec{E}$ (анізотропією називається відмінність властивостей середовища для різних напрямків всередині цього середовища). Такою анізотропією володіють деякі природні кристали, наприклад, турмалін і ісландський шпат.

4.2. Закон Малюса

Коливання амплітуди A , що відбувається в площині, яка складає кут φ з площиною поляризатора, можна представити у вигляді двох складових: паралельної $A_{\parallel} = A \cos \varphi$ і перпендикулярної $A_{\perp} = A \sin \varphi$ до площини поляризатора. Перше коливання проходить крізь площину поляризатора, друге буде затримано нею.

Інтенсивність хвилі, яка пройшла крізь поляризатор, пропорційна квадрату її амплітуди $A_{\parallel}^2 = A^2 \cos^2 \varphi$ і дорівнює $I \cos^2 \varphi$, де I – інтенсивність коливання

за мплітудою A . Отже, коливання, яке є паралельним площині поляризатора, несе частку інтенсивності, що дорівнює $\cos^2 \varphi$.

Оскільки для природного світла всі значення φ є рівноімовірними, то інтенсивність світла, яке пройшло крізь поляризатор, дорівнює середньому значенню $\cos^2 \varphi$, а, саме, $\frac{1}{2}$. Якщо обертати поляризатор навколо напрямку природного променя, то інтенсивність світла, яке пройшло крізь поляризатор, не змінюється, змінюється лише орієнтація площини коливань світла, яке виходить з поляризатора (рис. 4.1, ε). Якщо на поляризатор падає плоскополяризоване світло інтенсивності I_0 , то через поляризатор пройде складова коливання $A = A_0 \cos \varphi$, де φ – кут між площиною поляризації падаючого світла і площиною поляризатора. Інтенсивність світла I , яке пройшло крізь поляризатор, визначається **законом Малюса**:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi. \quad (4.2)$$

Цей закон названо на честь французького інженера Етьєна Луї Малюса (1775–1812) (рис. 4.2, a), який відкрив його у 1810 р.

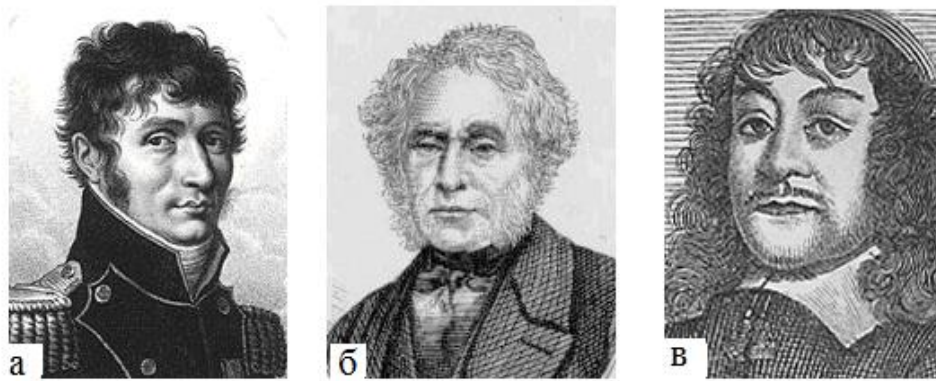


Рисунок 4.2 – Етьєн Малюс (a), Давід Брюстер ($б$), Расмус Бартолін ($в$)

Беручи до уваги поглинання і відбивання світла речовиною поляризатора, закон Малюса можна записати у вигляді

$$I = k_{\text{пр}} I_0 \cos^2 \varphi = (1 - k_{\text{погл}}) I_0 \cos^2 \varphi, \quad (4.3)$$

де $k_{\text{пр}}$ – коефіцієнт пропускання поляризатора, а $k_{\text{погл}}$ – коефіцієнт поглинання, який враховує втрати на поглинання і відбивання при проходженні крізь нього.

Якщо на шляху природного променя стоять два поляризатори (часто другий поляризатор називають *аналізатором*), кут між площинами поляризації яких дорівнює φ , то після першого поляризатора світло буде плоскополяризованим з інтенсивністю вдвічі меншою, ніж у природного світла. Після другого поляризатора світло за законом Малюса матиме інтенсивність $I_0 \cos^2 \varphi$. В результаті, інтенсивність світла після проходження двох поляризаторів складе

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{пр}} \cdot \cos^2 \varphi. \quad (4.4)$$

Вочевидь, що максимальна інтенсивність світла, яке пройшло два поляризатори, дорівнює $I_{\text{max}} = \frac{I_{\text{пр}}}{2}$ і спостерігається, якщо поляризатори паралельні, тобто при $\varphi = 0$. Мінімальна інтенсивність $I_{\text{min}} = 0$ досягається при схрещених поляризаторах, тобто при $\varphi = \frac{\pi}{2}$.

4.3. Поляризація при відбиванні і заломленні. Закон Брюстера

Розглянемо способи отримання лінійно поляризованого світла, які використовуються при виготовленні поляризаторів і аналізаторів.

Світло поляризується при відбитті від межі поділу двох середовищ і при заломленні на межі.

Якщо кут падіння світла на межу поділу двох діелектриків (наприклад, «повітря-скло») є відмінним від нуля, то відбите і заломлене світло виявляється частково поляризованим.

У відбитому промені переважають коливання, які є перпендикулярними до площини падіння, а в заломленому промені – коливання, які є паралельними площині падіння (рис. 4.3, а).

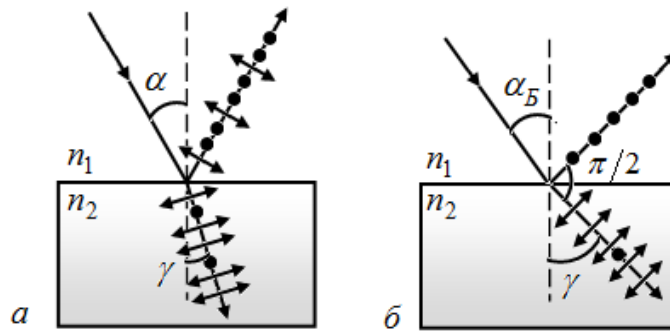


Рисунок 4.3 – Поляризація при відбитті і заломленні: кут падіння α (а), кут падіння α_B – кут Брюстера (б)

Ступінь поляризації залежить від кута падіння.

Закон Брюстера: як двох середовищ під кутом α_B , що задовольняє умові

$$\operatorname{tg} \alpha_B = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}, \quad (4.5)$$

де n_{21} – показник заломлення другого середовища (n_2) відносно першого (n_1), то відбитий промінь виявляється повністю поляризованим, а заломлений промінь – поляризованим частково (рис. 4.3, б). Кут α_B , що задовольняє цій умові, називають **кутом Брюстера** (або **кутом повної поляризації**). При цьому кут між відбитим і заломленим променями дорівнює $\pi/2$.

Закон названо ім'ям Давида Брюстера (1781–1868), шотландського фізика, який відкрив його у 1815 р. (рис. 4.2, б).

4.4. Поляризація при подвійному променезаломленні. Звичайний і незвичайний промені. Дихроїзм. Призма Ніколя

У 1669 р. датський вчений, професором Копенгагенського університету Рasmus Бартолін (1625–1698) вперше було описано явище **подвійного променезаломлення** (рис. 4.2, в). Він виявив, що промінь всередині кристала ісландського шпату розщеплюється на два промені. Один промінь підпорядковується закону заломлення, а другий – ні. Бартолін назвав ці промені **звичайний** і **незвичайний**, відповідно. При цьому ним було виявлено, що при падінні у певному напрямку в кристалі ісландського шпату промінь не роздвоюється. Навіть при нормальному падінні незвичайний промінь

відхиляється від первинного напрямку, і, до того ж, цей промінь, як правило, не лежить в одній площині з падаючим променем і перпендикуляром, проведеним в точку падіння променя (рис. 4.4).

Це явище було пояснено голландським вченим Християном Гюйгенсом (1629–1695) (рис.4.2,з). Він показав, що явище пов'язане з анізотропією кристала. Напрямок, уздовж якого падаючий промінь не роздвоюється, він назвав **оптичною віссю**, а кристали, які мають одну оптичну вісь, – **одноосьовими кристалами** (ісландський шпат, кальцит, турмалін).

Оптичні властивості одноосьового кристала однакові уздовж усіх напрямків, які утворюють один і той же кут з оптичною віссю. Будь-яка

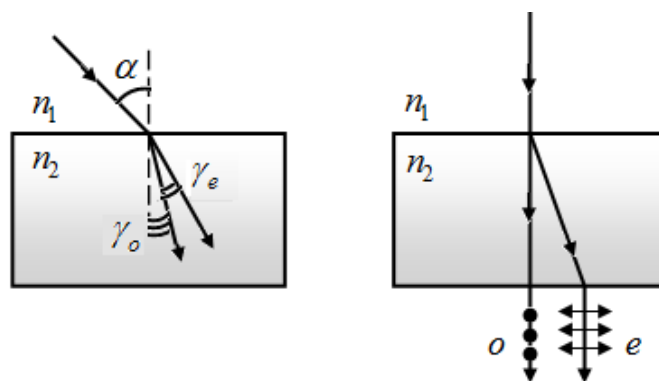


Рисунок 4.4 – Подвійне променезаломлення

площина, що проходить через оптичну вісь, називається **головним перерізом кристала**. Найчастіше користуються головним перерізом, що проходить через світловий промінь. Існують кристали, у яких є дві оптичні осі. Такі кристали називають **двоосьовими** (наприклад, гіпс, слюда). У таких кристалах обидва промені є незвичайними і показники заломлення для них залежать від напрямку поширення. Дослідження показали, що звичайний і незвичайний промені поляризовані у взаємно перпендикулярних напрямках. Площина поляризації звичайного променя перпендикулярна головному перерізу кристала, а для незвичайного променя площина поляризації збігається з головним перерізом кристала.

Терміни звичайний і незвичайний промені мають сенс лише під час руху світла в середин кристала, оскільки після того, як промені залишають кристал, вони відрізняються лише напрямком поляризації (рис.4.5).

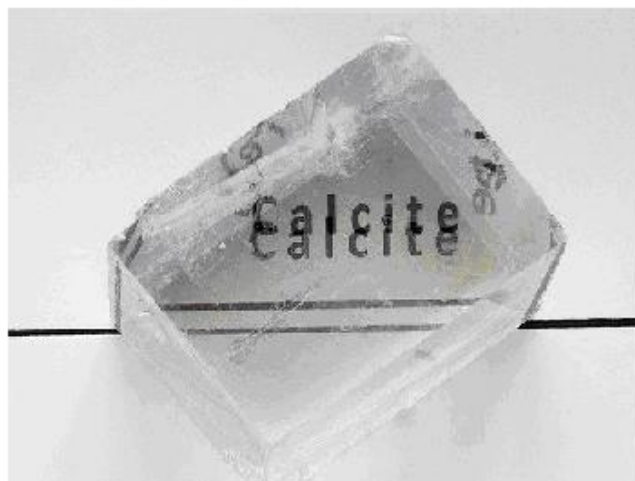


Рисунок 4.5 – Подвійне променезаломлення у кальциті

Для деяких кристалів один із променів поглинається сильніше за інший. Це явище має назву **дихроїзм** (з грец. *dikhroos*, двоколовий). Сильний дихроїзм властивий, наприклад, кристалу турмаліну. У ньому звичайний промінь поглинається практично повністю на довжині 1 мм. Подібну властивість має і **поляроїд** – целулоїдна плівка, у яку введено велику кількість однаково орієнтованих кристалів сульфату йодистого хініну і в якій один із променів поглинається на шляху $\approx 0,1$ мм. Завдяки цьому поляроїд може бути використаний як поляризатор.

Дуже часто в якості поляризатора використовують **призму Ніколя** (скорочено, **ніколь**), вперше виготовлену 1828 р. шотландським фізиком Вільямом Ніколем (1768–1851). Ніколь – це призма, яку виготовлено з ісландського шпату (різновид вуглекислого кальциту – CaCO_3), розрізаного по діагоналі і склеєного канадським бальзамом. Показник заломлення канадського бальзаму ($n = 1,54$) знаходиться між показниками заломлення звичайного ($n_z = 1,516$) і незвичайного ($n_n = 1,658$) променів у склі (рис.4.6).

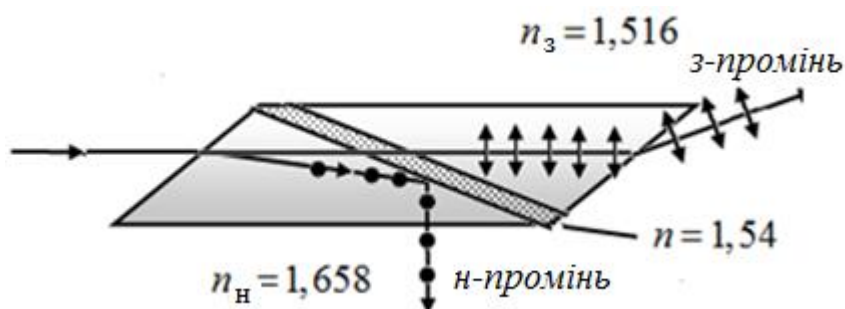


Рисунок 4.6 – Призма Ніколя

Кути падіння променів виявляються такими, що для звичайного променя на прошарку бальзаму виконується умова повного внутрішнього відбивання і промінь йде в бік, а незвичайний промінь вільно проходить крізь прошарок і виходить з призми. До того ж, після відбивання і заломлення в призмі промені виявляються поляризованими у взаємно перпендикулярних площинах. Подвійне променезаломлення пояснюється анізотропією кристалів, тобто різницею властивостей для різних напрямків кристала. У таких кристалах діелектрична проникність ε залежить від напрямку. В одноосьових кристалах діелектрична проникність в напрямку оптичної осі $\varepsilon_{\parallel}$ і в напрямках перпендикулярних до неї $\varepsilon_{\perp}$ має різні значення. Оскільки показник заломлення $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$, а в діелектриках $\mu \simeq 1$, то $n \simeq \sqrt{\varepsilon}$. Отже, з анізотропії ε випливає, що електромагнітні хвилі різних напрямків коливань вектора $\vec{E}$ мають різний показник заломлення ($n_{\parallel} = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}}$ і $n_{\perp} = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$), і, отже, різну швидкість поширення.

Залежно від напрямку поширення швидкість незвичайного променя може змінюватися, стаючи більшою, меншою або рівною швидкості поширення звичайного променя. Відповідно до цього одноосьові кристали характеризуються показником заломлення звичайного променя $n_z = \frac{c}{v_z}$ і показником заломлення незвичайного променя $n_n = \frac{c}{v_n}$. Залежно від того, яка з швидкостей v_z або v_n є більшою, розрізняють позитивні і негативні одноосьові кристали. За умови, коли $v_z \geq v_n$ кристал є **позитивним**, $v_z \leq v_n$ — **негативним** (рис.4.7).

Явище подвійного променезаломлення і виникнення звичайного і незвичайного променів можна пояснити побудовою на основі принципу Гюйгенса (рис. 4.8). Якщо світло падає на поверхню анізотропного кристала нормально до його заломлюючої грані, оптична вісь OO' кристала проходить під кутом до напрямку падіння променя. Якщо кристал позитивний, то з точок падіння променя на грань A і B поширюються сферичні хвилі, які відповідають o -звичайному променю, і еліпсоїдальні — незвичайному e -променю. В точках C

і D , що лежать на оптичних осях OO' , ці поверхні перетинаються. Згідно принципу Гюйгенса огинаючі цих хвильових поверхонь являють собою фронти

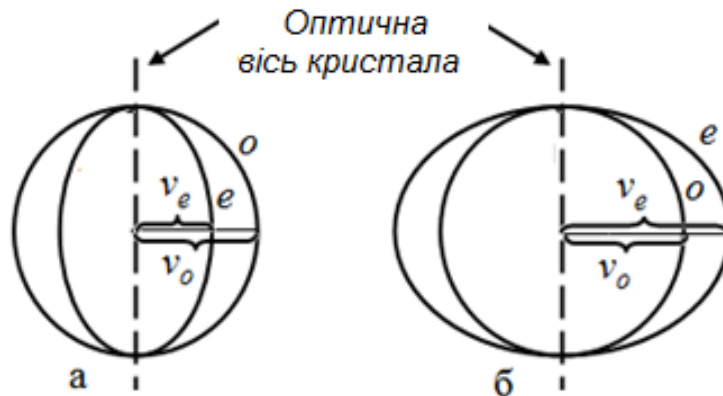


Рисунок 4.7 – Позитивний (а) і негативний (б) одноосьові кристали

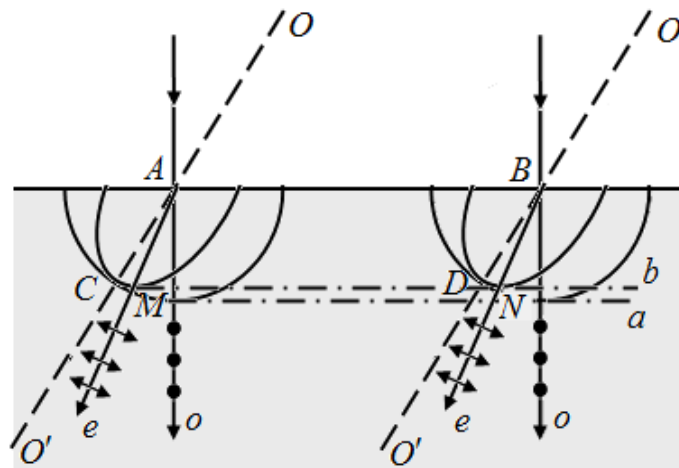


Рисунок 4.8 – Хвильові поверхні звичайного і незвичайного променів

цих хвиль: дотична a до сфер є фронтом звичайної хвилі, а дотична до еліпсоїда b – фронтом незвичайної хвилі. Прямі AM та BN , проведені до точок дотику еліпсоїдів і дотичної (точки M і N) – це напрямки поширення незвичайного променя.

4.5. Штучне подвійне променезаломлення

Подвійне променезаломлення може виникати в прозорих ізотропних тілах, а також в кристалах кубічної кристалографічної системи у результаті певних зовнішніх впливів: механічної деформації, електричного і магнітного полів. Під дією зазначених впливів анізотропна речовина набуває властивостей

одноосьового кристала, оптична вісь якого збігається з напрямком деформації, напруженості електричного або магнітного полів відповідно. Виникаюча при цьому оптична анізотропія характеризується різницею показників заломлення звичайного n_o і незвичайного n_e променів у напрямку перпендикулярному оптичній осі.

а) Явище виникнення оптичної анізотропії під впливом одностороннього стискання або розтягування, наприклад, в кристалах кубічної симетрії або у склі, – **фотоеластичний ефект** (рис.4.9).

Мірою виникнення оптичної анізотропії є різниця коефіцієнтів заломлення звичайного n_o і незвичайного n_e променів у напрямку, який є перпендикулярним головній оптичній осі.

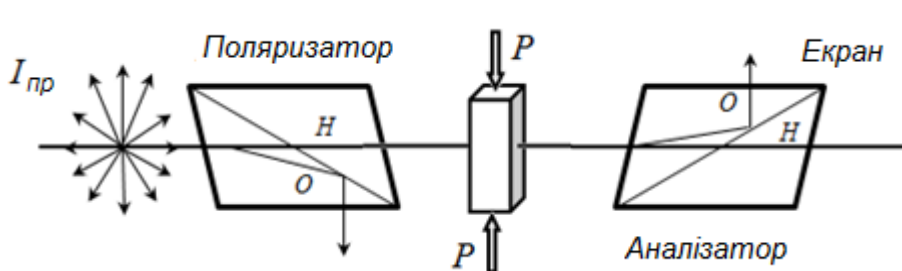


Рисунок 4.9 – Фотоеластичний ефект

Дослід показує, що ця різниця пропорційна механічній напрузі $\sigma = \frac{dF}{dS}$ в даній точці тіла:

$$n_o - n_e = k\sigma, \quad (4.6)$$

де k – коефіцієнт пропорційності, кий залежить від властивостей речовини.

Якщо між двома поляризаторами (другий поляризатор часто називають аналізатором), помістити пластинку, виготовлену з ізотропного матеріалу, наприклад, скла, то за відсутності механічної деформації світло крізь них проходить не буде. Якщо ж скло деформувати, то світло може проходити, а отримане на екрані зображення буде кольоровим. За розподілом і положенню кольорових смуг можна робити висновки про розподіл напружень у скляній пластинці. Це явище широко використовується для визначення міцності зразків.

б) Явище виникнення штучної анізотропії в ізотропних середовищах під впливом електричного поля – *електрооптичний ефект* або *ефект Керра*. Було відкрито шотландським фізиком Джоном Керром (1824–1907) у 1875 р. (рис. 4.10, а).

Вперше подвійне променезаломлення під впливом електричного поля спостерігалось в твердих діелектриках, які були розміщені між пластинами зарядженого конденсатора. Однак існував сумнів, що роль електричного поля є непрямою, і виникаючий оптичний ефект пов'язаний з механічною деформацією під впливом електричного поля. Вплив безпосередньо електричного поля було виявлено Керром у рідинах, в яких статичне стискання не викликає появи анізотропії. Згодом (у 1930 р.) ефект Керра було спостережено і у газах.

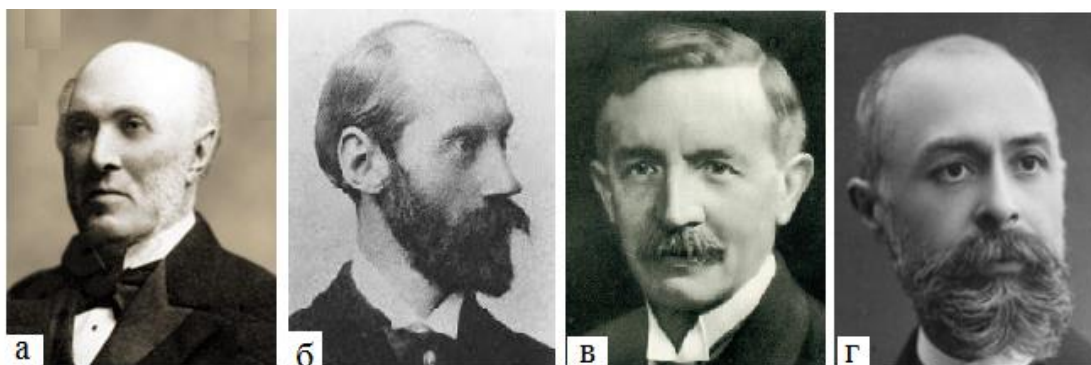


Рисунок 4.10 – Джон Керр (а), Фрідріх Поккельс (б), Еме Коттон (в), Анрі Мутон (г)

Ефект Керра можна спостерігати, помістивши між поляризаторами P і P' кювету K з рідиною – так звану *комірку Керра* (рис.4.11). У рідину (в дослідках часто використовують нітробензол) занурюють пластини плоского конденсатора, між якими створюється різниця потенціалів. В результаті рідина стає двозаломлюючою, і промінь, під час проходження крізь конденсатор, розщеплюється на два – звичайний і незвичайний. Різниця показників заломлення для цих променів визначається як

$$n_o - n_e = B\lambda E^2, \quad (4.7)$$

де λ – довжина хвилі світла, E – напруженість поля в конденсаторі, B – стала Керра.

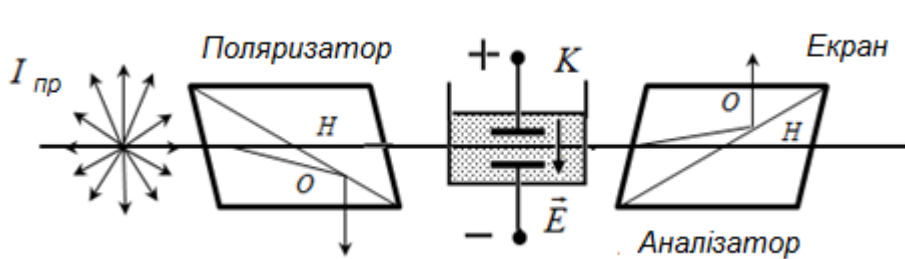


Рисунок 4.11 – Електрооптичний ефект

Ефект Керра пояснюється тим, що під час включення електричного поля відбувається поляризація молекул речовини, які мають власні або наведені полем дипольні моменти, і їх вибудовування по полю. Це і створює анізотропію речовини з переважним напрямком – оптичною віссю – уздовж електричного поля.

Важливою особливістю ефекту Керра, яка обумовлює його широке застосування, є мала інерційність ($\sim 10^{-12}$ с). Це дозволяє здійснити практично безінерційний оптичний затвор, за допомогою якого можна вивчати швидкопротікаючі процеси. До того ж, цей ефект використовується для створення надкоротких світлових імпульсів, що дозволяє визначати в лабораторних умовах швидкість світла, а також для управління роботою лазерів з метою отримання надкоротких імпульсів величезної потужності.

Ще одним різновидом електрооптичного ефекту є **ефект Поккельса**, що названо на честь німецького фізика Фрідріха Поккельса (1865–1913) (рис. 4.10, б), який відкрив його у 1893 р. Якщо ефект Керра залежить квадратично від напруженості електричного поля $\sim E^2$, то ефект Поккельса залежить лінійно від E . Висока безінерційність цього ефекту дозволяє використовувати комірку Поккельса для створення швидкодіючих оптичних затворів у високочастотних модуляторах світла.

в) Явище виникнення штучної анізотропії в ізотропних середовищах під впливом магнітного поля – **магнітооптичний ефект**.

Якщо речовина, частинки якого мають постійні магнітні моменти, знаходиться у сильному магнітному полі, то в ній під час поширення світла впоперек вектора індукції магнітного поля спостерігається розщеплення світла на звичайний і незвичайний промені – це **ефект Коттона-Мутона**. Ефект

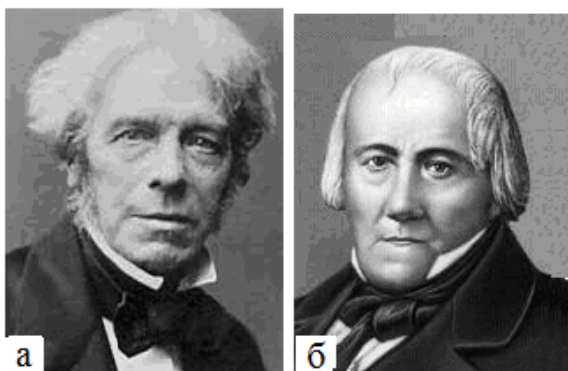


Рисунок 4.12 – Майкл Фарадей (а), Жан-Батіст Біо (б)

названо на честь французьких фізиків Еме Коттона (1869–1951) і Анрі Мутона (1869–1935), які відкрили його у 1907 р. (рис. 4.10, в, г).

Якщо лінійно поляризоване світло поширюється вздовж магнітного поля крізь оптично неактивну речовину, яка знаходиться в цьому полі, то виникають дві поляризовані по колу хвилі, що мають різні показники

заломлення. Це явище носить назву **ефекту Фарадея** на честь англійського фізика М. Фарадея (1791–1867) (рис. 4.12, а), який виявив його у 1845 р.

4.6. Обертання площини поляризації. Цукрометр

Деякі речовини, які називають **оптично активними**, мають здатність викликати обертання площини поляризації поляризованого світла, що проходить крізь них лінійно. До їх числа належать кристалічні тіла (кварц, кіновар), чисті рідини (скипидар, нікотин) і розчини оптично активних речовин в неактивних розчинниках (водні розчини цукру, винної кислоти та ін.). Розрізняють **праве обертання**, коли речовина обертає площину поляризації за годинниковою стрілкою (для спостерігача, що дивиться назустріч світловому променю), і **ліве** – при обертанні площини поляризації в зворотному напрямку.

Для розчинів залежність кута обертання площини поляризації визначається **законом Біо**, який було відкрито у 1815 р. французьким фізиком Жаном-Батистом Біо (1774–1862) (рис. 4.12, б). Згідно з цим законом кут повороту площини поляризації є пропорційним товщині шару розчину l і молярній концентрації C оптично активної речовини:

$$\varphi = [\alpha] \cdot l \cdot C, \quad (4.8)$$

Де $[\alpha]$ – **стала обертання** (**питоме обертання** або **питома оптична активність**).

Стала обертання $[\alpha]$ визначається природою речовини, слабо залежить від температури і суттєво – від довжини хвилі: $[\alpha] \propto \lambda^{-2}$. Зазвичай величина питомого обертання визначається для жовтої лінії натрію.

Залежність кута повороту площини коливань плоскополяризованого світла від концентрації оптично активних розчинів дозволяє швидко і надійно визначати їх концентрацію. Прилади, що застосовуються для цієї мети, називаються **поляриметрами** або **цукрометрами**.

Для визначення концентрації оптично активних речовин у монохроматичному світлі використовують поляриметри. Поляриметр, який дозволяє визначати концентрацію цукру у розчині, називають цукрометром. Оптична схема цукрометра-поляриметра показана на рис. 4.13. Світло від джерела (1) проходить світлофільтр (2), фокусується лінзою (3) і потрапляє в поляризатор (4). Між схрещеними поляризатором 4 і аналізатором 5 (встановленими так, що коливання не проходять) розміщують трубку з розчином активної речовини 6 (рис. 4.13). В результаті повороту площини поляризації поле зору прояснюється. Для визначення кута повороту треба повернути аналізатор до отримання початкового стану поля зору. Якщо відомі стала обертання і кут повороту, то концентрацію легко розрахувати за формулою закону Біо.

У разі хімічно чистої речовини або кристалічних оптично активних речовин закон Біо набуває вигляду:

$$\varphi = \alpha \cdot l, \quad (4.9)$$

де φ – кут повороту площини поляризації, l – товщина шару речовини, α – коефіцієнт, що називають сталою обертання (питомим обертанням або обертальною здатністю), який залежить від природи речовини, довжини хвилі світла і температури. Наприклад, для кварцу питома обертання змінюється у спектральному діапазоні $\lambda = 0,76 - 0,4$ мкм від 12,7 до 51 град/мм. Для кристалів питома обертання прийнято розраховувати на 1 мм шляху променю, а не на 10 см, як для рідин.

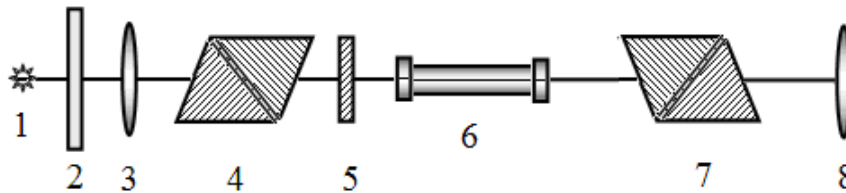


Рисунок 4.13 – Оптична схема поляризатора: 1 – джерело світла; 2 – світлофільтр; 3 – об’єктив; 4 – поляризатор; 5 – кварцова пластина; 6 – кювета; 7 – аналізатор; 8 – окуляр

Для чистої оптично активної рідини закон Біо записується у вигляді

$$\varphi = [\alpha] l \rho, \quad (4.10)$$

де ρ – густина рідини.

Питома оптична активність, як для кристалів, так і для рідин, залежить від таких зовнішніх факторів, як температура, тиск, склад розчинника.

4.7. Застосування явища поляризації

1. **Поляризаційна мікроскопія.** Поляризаційний мікроскоп забезпечений двома поляризаційними призмами або двома поляроїдами. До того ж, а останнім часом в поляризаційні мікроскопи вводять спеціальні поляризаційні компенсатори, які значно підвищують чутливість і контраст. За допомогою мікроскопів з компенсаторами було виявлено і сфотографовано такі дрібні і неконтрастні об’єкти, як внутрішньоклітинні двозаломлюючі структури і деталі будови ядер клітини, які неможливо виявити іншим способом.

2. **Поляризаційні лінзи** в окулярах, світлофільтри у фотоапаратах та ін. застосовуються для пригнічення відбитого світла, наприклад, коли світло відбивається від снігового покриву, поверхні води, скла і утворює відблиски, які заважають нормально бачити предмет або погіршують якість фотографій.

3. **Кристалграфічні дослідження.** Багато кристалів і орієнтованих полімерних матеріалів мають подвійне променезаломлення і дихроїзм. Вивчаючи ці характеристики і визначаючи напрям відповідних осей, можна проводити ідентифікацію матеріалів, а також отримувати дані про хімічну структуру різних речовин.

4. Фотопружний аналіз. Це метод, що дозволяє по зсуву фаз судити про механічні напруження. Основна частина установки для фотоаналізу – полярископ, який складається з освітлювальної системи, поляризатора, аналізатора й окуляра. Якщо плоску скляну смугу піддати розтягуванню, то скло виявиться дещо деформованим, у ньому виникнуть механічні напруження. При деформації прозорий об'єкт стає двозаломлюючим і буде зсувати фазу світлової хвилі. Вимірюючи зсув фази, можна визначити величину механічних напружень. Цей метод застосовується не лише в техніці, а й в медицині, наприклад, в офтальмології, оскільки в оболонках ока виявлено фотопружні явища.

5. Пристрій рідкокристалічного монітора. РК-монітор складається з шару молекул між двома прозорими електродами і двох поляризаційних фільтрів, площини поляризації яких перпендикулярні. За відсутності рідких кристалів світло, що пропускається першим фільтром, практично повністю блокується другим. Молекули за відсутності електричної напруги між електродами утворюють гвинтову структуру, при цьому до другого фільтра площина поляризації повертається на 90° , і світло через вертикальний фільтр проходить вже без втрат. Якщо ж до електродів докладено напругу, молекули прагнуть зорієнтуватися у напрямку поля, яке спотворює гвинтову структуру. За достатньої величини поля практично усі молекули стають паралельними, що призводить до непрозорості структури. Змінюючи напругу між електродами, можна управляти світловим потоком, що проходить через монітор. При цьому світяться не дисплеї моніторів комп'ютерів, телевізорів, мобільних телефонів та ін., а тонкий шар рідкого кристала, який формує зображення.

Питання для самоперевірки

1. Дайте визначення поляризації.
2. Що таке поляризатори? Наведіть приклади.
3. Сформулюйте закони Малюса та Брюстера?
4. Наведіть приклади явищ виникнення штучної анізотропії.
5. Яке практичне застосування має явище поляризації?

ГЛАВА 5. ЕЛЕМЕНТИ СПЕЦІАЛЬНОЇ ТЕОРІЇ ВІДНОСНОСТІ

5.1. Механічний принцип відносності Галілея

Інерціальною системою відліку (ICB) називається така система, по відношенню до якої швидкість матеріальної точки, вільної від зовнішніх впливів, зберігається незмінною за величиною і напрямком. Будь-які дві ICB або взаємнонерухомі, або рухаються відносно одна одної рівномірно і прямолінійно.

Нехай є дві ICB, причому, ICB' рухається щодо ICB зі швидкістю $\vec{V}$ (рис.5.1). Оскільки в класичній фізиці властивості простору і хід часу в усіх ICB однакові, то координати точки M в цих системах пов'язані співвідношеннями, які називаються *перетвореннями Галілея* для координат:

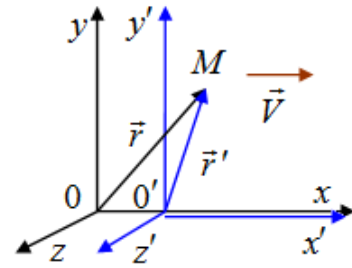


Рисунок 5.1 – Перетворення координат

$$\begin{cases} x' = x - Vt, \\ y' = y, \\ z' = z, \\ t' = t. \end{cases} \quad (5.1)$$

Радіус-вектор частинки

$$\vec{r}' = \vec{r} - \vec{V}t. \quad (5.2)$$

Диференціювання цього співвідношення з урахуванням того, що при $t' = t$

$$\vec{v}' = \frac{d\vec{r}'}{dt'} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v} - \vec{V} \quad (5.3)$$

дозволяє одержати *класичний закон додавання швидкостей*

$$\frac{d}{dt}(\vec{r}' - \vec{V}t) = \frac{d\vec{r}}{dt} - \vec{V} = \vec{v} - \vec{V}. \quad (5.4)$$

Для прискорення

$$\vec{a}' = \frac{d\vec{v}'}{dt'} = \frac{d\vec{v}'}{dt} = \frac{d}{dt}(\vec{v} - \vec{V}) = \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{a}. \quad (5.5)$$

Рівність прискорень в обох ІСВ висловлює той факт, що прискорення інваріантної по відношенню до перетворень Галілея (*інваріант* – величина, що має однакове чисельне значення в усіх системах відліку).

Сили взаємодії матеріальних точок залежать від взаємного розташування ($\vec{r}_{12}$) і швидкостей відносного руху точок ($\vec{u}_{12}$).

$$\left. \begin{aligned} \vec{r}'_{12} = \vec{r}'_1 - \vec{r}'_2 &= (\vec{r}_1 - \vec{V}t) - (\vec{r}_2 - \vec{V}t) = \vec{r}_1 - \vec{V}t - \vec{r}_2 + \vec{V}t = \vec{r}_{12} \\ \vec{u}'_{12} = \vec{v}'_1 - \vec{v}'_2 &= (\vec{v}_1 - \vec{V}) - (\vec{v}_2 - \vec{V}) = \vec{v}_1 - \vec{V} - \vec{v}_2 + \vec{V} = \vec{u}_{12} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \vec{F}' = \vec{F}. \quad (5.6)$$

Сила, що діє на матеріальну точку, інваріантна стосовно перетворень Галілея.

До того ж, вважається, що рівняння II закону Ньютона $\vec{F} = m\vec{a}$ теж є інваріантним по відношенню до перетворень Галілея. Наслідком цього є *механічний принцип відносності Галілея*: у будь-яких інерційних системах всі механічні явища за одних умов протікають однаково.

5.2. Постулати спеціальної теорії відносності

Поява спеціальної теорії відносності (СТВ) обумовлена розвитком електродинаміки і спробами застосувати механічний принцип відносності Галілея до її законів. Це призвело до ряду протиріч. Наприклад, з механічного закону додавання швидкостей швидкість світла у вакуумі для рухомої і нерухомої ІСВ повинна відрізнятись (тобто $\vec{c}' = \vec{c} - \vec{V}$), а з рівнянь Максвелла – має залишатися незмінною ($c = 3 \cdot 10^8$ м/с).

Спробу знайти відмінності в швидкості світла в напрямку руху Землі і перпендикулярному йому зробили в 1881 і 1887 роках А.А. Майкельсон (1852–1931) та Е.В. Морлі (1838–1923), але експериментально ніяких відмінностей виявлено не було.

Протиріччя між класичними механічними та електродинамічними підходами подолав А. Ейнштейн (1879–1955) (рис. 5.2), який вирішив, що закони електродинаміки є вірними, а необхідно змінити перетворення Галілея для випадку швидкостей близьких до швидкості світла.

Постулати СТВ:

1.Принцип відносності Ейнштейна: в будь-яких ІСВ всі фізичні явища

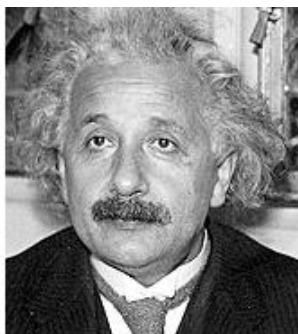


Рисунок 5.2 – Альберт Ейнштейн

(механічні, електродинамічні та ін.) в однакових умовах протікають однаково.

2.Принцип сталості швидкості світла: швидкість світла у вакуумі не залежить від швидкості руху джерела і однакова в усіх напрямках та для всіх ІСВ, тобто є універсальною сталою.

5.3. Перетворення Лоренца та наслідки з них

Перетворення Галілея не діють, коли швидкість об'єкта наближається до швидкості світла. Ейнштейн замінив перетворення Галілея перетвореннями Лоренца, які були запропоновані в 1890 р. нідерландським фізиком Гендріком Антоном Лоренцом (1853-1928), Нобелівська премія 1902 р. (рис. 5.3). Простір і час, які окремо існували в класичній фізиці, було замінено єдиним чотиривимірним «простором-часом».

$$\begin{cases} x' = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \\ y' = y, \\ z' = z, \\ t' = \frac{t - \frac{V}{c^2}x}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \end{cases} \quad (5.7)$$

де $\beta = \frac{V}{c}$ – відношення швидкості руху системи до швидкості світла у вакуумі.

Наслідки із перетворень Лоренца

1.Відносність одночасності: події, одночасні в одній ІСВ не є такими в інших ІСВ, що рухаються відносно першої.

Це відноситься до подій, які причинно не пов'язані одна з одною, оскільки події, що одночасно відбуваються в різних точках простору, не впливають одна на одну. Якщо події причинно пов'язані, то в усіх системах «причина» відбувається раніше «наслідку» (тобто «народження передуює смерті»).

2. Відносність довжин (відстаней): в ІСВ, що рухаються одна відносно одної зі швидкістю, яка є близькою до швидкості світла у вакуумі, спостерігається релятивістський ефект скорочення довжини тіл (у напрямку їхнього руху)

$$l = l_0 \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (5.8)$$

де l – довжина об'єкту, який рухається, l_0 – **власна довжина** – довжина об'єкту в ІСВ, відносно якої він знаходиться у стані спокою.

3. Відносність проміжків часу: тривалість проміжків часу між двома неодноразовими подіями, що відбуваються в одному і тому ж місці, в різних ІСВ є різною:

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (5.9)$$

де τ – тривалість явища в системі, яка рухається, τ_0 – **власний час** – тривалість явища в нерухомій системі.

«**Парадокс близнюків**». Один з братів-близнюків відправляється в космічну подорож зі швидкістю близькою до швидкості світла, а інший залишається на Землі. З точки зору брата, що залишився, оскільки мандрівник рухався відносно Землі з субсвітловою швидкістю, то у нього сповільнився час, і роки, що минули на Землі, відповідають миттєвостям в космосі. Але з точки зору

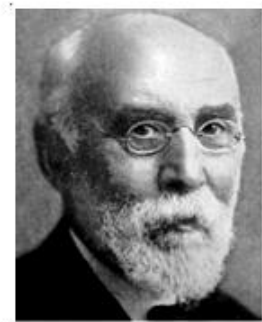


Рисунок 5.3 – Гендрік Лоренц

мандрівника, оскільки Земля рухалася відносно корабля з субсвітловою швидкістю, то земний власний час проходив повільніше часу на борту корабля, і час подорожі зайняв меншу кількість років, виміряних за земним часом. Парадокс пояснюється нерівноправністю систем відліку. Якщо система відліку, яка пов'язана з Землею, може вважатися інерційною, то систему, що пов'язана з космічним кораблем, який прискорився до швидкості, що близька до швидкості світла, інерційною вважати не можна. А це означає, що СТВ, яка описує рух в інерційних системах відліку, до неї не застосовна.

4. Інваріантність інтервалу (релятивістського) між подіями

$$\Delta s = \sqrt{c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2} = \sqrt{c^2 \Delta t^2 - \Delta l^2}, \quad (5.10)$$

де $\Delta l = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2}$ – інтервал – відстань між двома точками x_1, y_1, z_1 та x_2, y_2, z_2 , яка зберігається в класичній механіці, $\Delta t = t_2 - t_1$.

5. Закон додавання швидкостей в релятивістській механіці

$$v' = \frac{v - V}{1 - \frac{vV}{c^2}}. \quad (5.11)$$

5.4. Релятивістська динаміка

В релятивістській динаміці маса тіл є функцією їхньої швидкості:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (5.12)$$

де m_0 – *маса спокою*, яка виміряна в тій ІСВ, де тіло перебуває у спокої, m – *релятивістська маса* тіла в системі, яка рухається.

В класичній механіці імпульс тіла визначається як $\vec{p} = m\vec{v} = m \frac{d\vec{r}}{dt}$. Оскільки в СТВ маса і час залежать від швидкості тіла, то замінивши час dt , що визначається по годиннику тієї системи, в якій визначається імпульс, на $d\tau_0$, який визначається по годиннику, що рухається разом з тілом, отримаємо *релятивістський імпульс*:

$$\vec{p} = m_0 \frac{d\vec{r}}{d\tau_0} = m_0 \frac{d\vec{r}}{d\tau} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (5.13)$$

Основним законом класичної динаміки є II закон Ньютона $\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$, який зазвичай використовують у вигляді $\vec{F} = m\vec{a}$. Але в релятивістському випадку слід враховувати залежність маси та імпульсу від швидкості руху, тому *основне рівняння релятивістської динаміки (II закон Ньютона)* набуває вигляду

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}} \right). \quad (5.14)$$

В силу однорідності та ізотропності простору в релятивістській механіці є справедливими закони збереження релятивістських імпульсу й моменту імпульсу (в замкнутій системі).

Повна енергія тіла пропорційна його релятивістській масі:

$$E = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (5.15)$$

Енергія спокою – це енергія, яку має тіло у стані спокою.

$$E_0 = m_0 c^2. \quad (5.16)$$

Ця формула виражає **взаємозв'язок маси і енергії**.

Кінетична енергія – енергія, яку має тіло, що рухається в релятивістській механіці має вигляд

$$E_{\text{кин}} = E - E_0 = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right). \quad (5.17)$$

Використовуючи формули для енергії та імпульсу, можна одержати **зв'язок між енергією та імпульсом** у вигляді

$$\left. \begin{aligned} \vec{p} &= \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}}, \\ E &= \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \frac{\vec{p}}{E} = \frac{m_0 \vec{v} \sqrt{1-\beta^2}}{m_0 c^2 \sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\vec{v}}{c^2} \Rightarrow \vec{p} = \frac{E}{c^2} \vec{v},$$

$$E^2 = \frac{m_0^2 c^4}{1-\beta^2} \Rightarrow E^2 (1-\beta^2) = E^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) = E^2 - \frac{E^2 v^2}{c^2} = m_0^2 c^4 \Rightarrow$$

$$E^2 - \frac{E^2 v^2}{c^2} \cdot \frac{c^2}{c^2} = m_0^2 c^4 \Rightarrow E^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4$$

Отже, зв'язок між енергією та імпульсом виражається наступними співвідношеннями:

$$\vec{p} = \frac{E}{c^2} \vec{v}, \quad (5.18)$$

$$E = c\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}, \quad (5.19)$$

при цьому вираз $\frac{E^2}{c^2} - p^2 = m_0^2 c^2$ є інваріантним, тобто величиною, яка не залежить від часу.

Питання для самоперевірки:

1. Яку систему відліку називають інерціальною?
2. Дайте визначення інваріанта.
3. Сформулюйте постулати спеціальної теорії відносності.
4. Запишіть основне рівняння релятивістської динаміки.
5. Яке співвідношення встановлює зв'язок між енергією та імпульсом?

ГЛАВА 6. КВАНТОВА ОПТИКА. ТЕПЛОВЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ

6.1. Теплове випромінювання та його основні характеристики

Теплове випромінювання – електромагнітне (ЕМ) випромінювання, яке виникає за рахунок внутрішньої енергії тіла, що випромінює, і залежить лише від температури та оптичних властивостей цього тіла.

Теплове випромінювання має місце за будь-якої температури: розпечені тіла (тверді і рідкі) світяться білим світлом; з пониженням температури зменшується інтенсивність випромінювання і змінюється його спектральний склад (колір).

Теплове випромінювання є єдиним випромінюванням, яке здатне перебувати в термодинамічній рівновазі з речовиною, тому його називають **рівноважним**.

Інтенсивність теплового випромінювання характеризується потоком енергії, що випускається одиницею поверхні випромінюючого тіла в усіх напрямках – **енергетичною світністю (випромінювальністю) R** .

Енергетична світність R – функція температури і частоти, що відображено індексами в позначенні $R_{\omega T}$.

Якщо одиниця поверхні випускає потік енергії $dR_{\omega T}$ в інтервалі частот $d\omega$, то

$$dR_{\omega T} = r_{\omega T} d\omega, \quad (6.1)$$

Де $r_{\omega T}$ – випромінювальна здатність. Оскільки випромінювання складається з хвиль різної частоти ω , то

$$R_{\omega T} = \int dR_{\omega T} = \int_0^{\infty} r_{\omega T} d\omega. \quad (6.2)$$

$$[R] = \frac{\text{Дж}}{\text{с} \cdot \text{м}^2} = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

Випромінювальна здатність (спектральна густина енергетичної світності) сильно залежить від температури і характеризує потужність випромінювання з одиниці площі поверхні тіла в інтервалі частот одиничної ширини.

$$[r_{\omega T}] = \frac{Дж}{м^2}.$$

Поглинальна здатність – безрозмірна величина, що показує яка частка падаючого потоку променевої енергії $(d\Phi_{\omega})_{\text{пад}}$, обумовленої ЕМ хвилями, частота яких вкладається на інтервалі $d\omega$, поглинається тілом:

$$a_{\omega T} = \frac{(d\Phi_{\omega})_{\text{погл}}}{(d\Phi_{\omega})_{\text{пад}}}, \quad (6.3)$$

де $a_{\omega T}$ – функція частоти та температури.

Абсолютно чорне тіло характеризується поглинальною здатністю $a_{\omega T} \equiv 1$ для усіх частот і за будь-якої температури. Тіла з $a_{\omega T} < 1$ називають **сірими**.

Поняття «абсолютно чорне тіло» є модельним, в природі таких тіл не існує. Є деякі об'єкти, при описі яких можна вважати $a_{\omega T} = 1$. До їх числа відносять, наприклад, сажу і платинову чернь, які поглинають близько 99% падаючого на них випромінювання. Найбільш чорною з усіх відомих речовин є субстанція Vantablack, що складається з паралельно орієнтованих нанотрубок, поглинаючих 99,995% падаючого потоку випромінювання в діапазонах видимого світла, мікро- і радіохвиль. Також характеристики, близькі до абсолютно чорного тіла має Сонце.

Термін «абсолютно чорне тіло» було введено у 1962 р. великим німецьким фізиком Густавом Кірхгофом (1824-1887) (рис. 6.1, а).



Рисунок 6.1 – Густаф Кірхгоф (а), Йозеф Стефан (б), Людвіг Больцман (в)

6.2. Закон Кірхгофа

У фізиці при описі теплового випромінювання використовується модель абсолютно чорного тіла у вигляді порожнини з отвором, усередині якої створений вакуум (рис. 6.2). Уявімо, що всередині порожнини, де підтримується постійна температура T , знаходяться тіла, які можуть



обмінюватися енергією тільки у вигляді ЕМ хвиль. Згодом всі тіла досягнуть температури T , за якої тіла, що мають більшу випромінювальну здатність $r_{\omega T}$, будуть і більше поглинати. Випромінювання з отвору порожнини можна з великим ступенем точності вважати випромінюванням абсолютно чорного тіла, що має температуру T .

Рисунок 6.2 – Модель абсолютно чорного тіла

Г. Кірхгоф у 1856 р сформулював закон, названий на його честь **законом Кірхгофа**: відношення випромінювальної та поглинальної здатностей не залежить від природи тіла, воно є для всіх тіл однією і тією ж функцією частоти і температури і називається випромінювальною здатністю абсолютно чорного тіла $r_{\omega T}^*$.

$$\left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} \right)_2 = \dots = \left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} \right)_{\text{чорн}} = r_{\omega T}^* = f(\omega, T). \quad (6.4)$$

6.3. Закон Стефана-Больцмана

Якщо випромінювання абсолютно чорного тіла, яке випускається, наприклад, описаною вище порожниною, розкласти в спектр за допомогою дифракційної решітки, то, вимірюючи інтенсивність різних ділянок спектру, можна експериментально визначити спектральну густину енергетичної світності $r_{\omega T}^* = f(\omega, T)$.

У 1879 р. австрійський фізик Йозеф Стефан (1835-1893) (рис. 6.1, б), аналізуючи експериментальні дані, дійшов висновку, що енергетична світність будь-якого тіла є пропорційною T^4 . Пізніше у тому ж році австрійський фізик-теоретик Людвіг Больцман (1844-1906) (рис. 6.1, в), на основі термодинаміки показав, що така залежність є справедливою лише для абсолютно чорного тіла. Ці висновки було сформульовано у вигляді закону.

Закон Стефана-Больцмана: енергетична світність абсолютно чорного тіла пропорційна четвертому ступеню його температури:

$$R^* = \sigma T^4, \quad (6.5)$$

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

Закон Стефана-Больцмана, визначаючи залежність енергетичної світності від температури, не дає відповіді щодо спектрального складу випромінювання абсолютно чорного тіла. З експериментальних кривих залежності $r_{\lambda T}^*(\lambda)$ за різних температур (рис. 6.3) випливає, що розподіл енергії в спектрі абсолютно чорного тіла є нерівномірним. Всі криві мають максимум, який зі збільшенням T зміщується в бік коротших довжин хвиль. Площа, обмежена кривою залежності $r_{\lambda T}^*(\lambda)$, дорівнює R^* (це випливає з геометричного сенсу інтеграла) і є пропорційною T^4 .

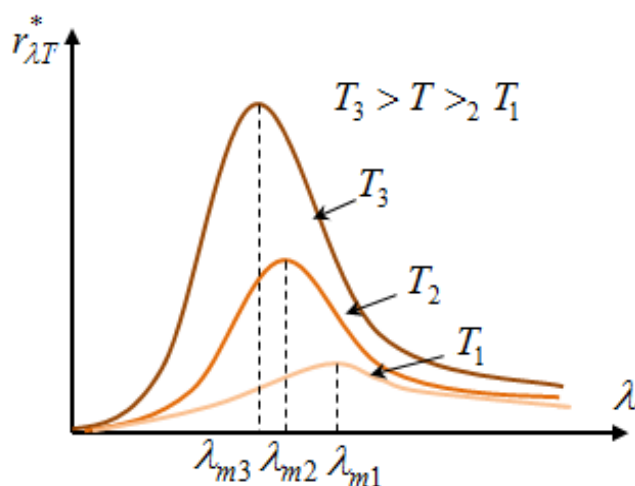


Рисунок 6.3 – Залежність спектральної щільності енергетичної світності від довжини хвилі

6.4. Закон Віна

Намагаючись теоретично отримати вид функції $f(\omega, T)$, німецький фізик, лауреат Нобелівської премії 1911 р. Вільгельм Він (1864-1928) (рис. 6.4, а) у 1893 році сформулював закон, який було названо **закон зміщення Віна**:

$$\lambda_m = \frac{b}{T}, \quad (6.6)$$

де $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – стала Віна, λ_m – довжина хвилі, що відповідає максимальному значенню випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла (довжина хвилі, яка відповідає максимуму спектральної щільності енергетичної світності).

З формули видно, що у результаті підвищення температури абсолютно чорного тіла максимум енергії зміщується в область менших довжин хвиль.



Рисунок 6.4 – Вільгельм Він (а), Джон Стретт, лорд Релей (б), Джеймс Джинс (в), Макс Планк (г)

6.5. Формула Релея-Джінса

Подальше вивчення вигляду функції Кірхгофа $r_{\lambda T}^*(\lambda)$ або $r_{\omega T}^*(\omega)$ методами класичної фізики зробили англійські фізики Джон Вільям Стретт, лорд Релей (1842–1919) і Джеймс Хопвуд Джінс (1877–1946) (рис. 6.4, б, в). Результати їх дослідження привели до формули

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT, \quad (6.7)$$

де c – швидкість світла, а k – стала Больцмана (рис. 6.5).

Ця формула добре узгоджувалася з даними дослідів лише в області малих частот випромінювання. Зі збільшенням частоти розбіжність між експериментальними і теоретичними значеннями зростала. До того ж, формула Релея-Джінса суперечила законам Віна і Стефана-Больцмана, а також закону збереження енергії (інтегрування формули Релея-Джінса дає $R^* = \infty$, в той час

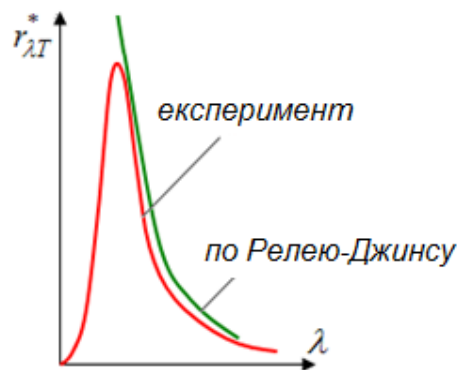


Рисунок 6.5 – Залежності спектральної щільності енергетичної світності: експериментальна та за розрахунками Релея-Джінса

як ця величина має кінцеве значення). В історію фізики цей факт невідповідності теорії та практики увійшов під назвою **«ультрафіолетова катастрофа»** (слово «катастрофа» в перекладі з грецької означає: 1) переверот, загибель, руйнування; 2) стрімке наростання).

Роботи Релея-Джінса показали неможливість застосування класичної фізики для дослідження спектрального складу випромінювання абсолютно чорного тіла.

6.6. Формула Планка. Квантова гіпотеза

Для пояснення закономірностей теплового випромінювання німецький фізик, Нобелівський лауреат 1918р. Макс Планк (рис. 6.4, з) (1858–1947) у 1900 р. висунув **квантову гіпотезу**, згідно якої ЕМ випромінювання випускається у вигляді окремих порцій енергії (квантів). Енергія кванта є пропорційною частоті відповідного електромагнітного випромінювання:

$$\varepsilon = \hbar\omega = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (6.8)$$

де $\hbar = 1,055 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, $h = 2\pi\hbar = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – сталі Планка.

Формула Планка для спектральної щільності енергетичної світності абсолютно чорного тіла:

$$r_{\omega T}^* = f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}. \quad .9)$$

Враховуючи те, що $\lambda = cT = \frac{c}{\nu} = \frac{2\pi c}{\omega}$, спектральну густину енергетичної світності (випромінювальну здатність) по формулі Планка можна записати у вигляді

$$r_{\lambda T}^* = f(\lambda, T) = \frac{2\pi\hbar c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{\hbar c}{\lambda kT}} - 1}. \quad (6.10)$$

Максимальне значення спектральної щільності енергетичної світності (випромінювальної здатності)

$$(r_{\lambda T}^*)_{\max} = CT^5, \quad (6.11)$$

де $C = 1,3 \cdot 10^{-5}$ Вт·м⁻³·К⁻⁵.

Формула Планка добре узгоджується з експериментальними даними. З неї випливають закони Стефана-Больцмана і Віна.

6.7. Практичне використання

а) **Оптична пірометрія** (з грецької *pyr* – вогонь і *metreo* – вимірюю) сукупність оптичних (безконтактних) методів вимірювання температури. Відповідні прилади називаються **пірометрами**.

Типи пірометрів:

1. **радіаційні** – в них реєструється сумарне теплове випромінювання досліджуваного нагрітого тіла в усьому інтервалі частот;

2. *оптичні* – реєструють випромінювання в будь-якому одному або декількох вузьких ділянках спектру. Бувають пірметри яскравості (наприклад, зі зникаючою ниткою) і пірметри кольору.

Принцип дії оптичного пірметра зі зникаючою ниткою заснований на порівнянні монохроматичної яскравості випромінювання розжареного тіла з монохроматичною яскравістю випромінювання нитки спеціальної пірметричної лампи розжарювання. Якщо яскравості нитки і розжареного тіла неоднакові, нитка буде видна більш темною або більш світлою, ніж фон. Регулюючи напругу нитки, домагаються рівності яркостей, коли зображення нитки зіллється з фоном і стане невизначим (нитка «зникне»). У цей момент яркісна температура нитки дорівнює яркісній температурі об'єкта вимірювання.

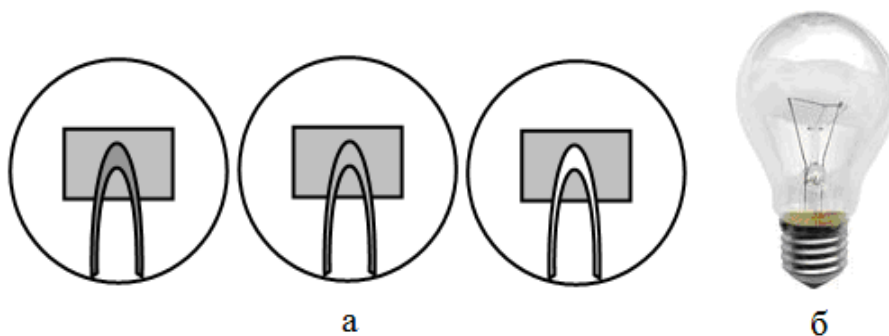


Рисунок 6.6 – Поле зору у пірметрі: зникаюча нитка (а), лампа розжарювання (б)

б) Лампи розжарення

Випромінювання розпечених тіл використовується для створення джерел світла. Перші лампи розжарення було створено російським електротехніком А. Н. Лодигінім (1847–1923) у 1874 р., та вдосконалено американським винахідником Т. Едісоном (1847–1931) у 1879 р. Дугову лампу було винайдено російським інженером П. Н. Яблочковим (1847–1894) у 1876 р.

Важливою характеристикою ламп розжарення є світловіддача. Для її підвищення використовується наступне:

1. нитка розжарення виготовляється з вольфраму, який є тугоплавким металом і має високу селективність свого теплового випромінювання: частка енергії, яка припадає на випромінювання у видимій частині спектру, є більшою, ніж у абсолютно чорного тіла;

2. збільшення температури розжарення. При цьому, щоб не відбувалося розпилення речовини нитки, скляні балони заповнюють інертним газом;

3. для зменшення теплообміну нитку розжарення згортають в спіраль, при цьому утворюється майже нерухомий шар газу всередині та поблизу спіралі.

Коефіцієнт корисної дії сучасної лампи розжарення $\sim 5\%$.

Питання для самоперевірки:

1. Яке випромінювання називають тепловим? Наведіть основні його характеристики.
2. Дайте визначення абсолютно чорного тіла? Чи здатне воно випромінювати?
3. Сформулюйте закони Кірхгофа та Стефана-Больцмана.
4. Запишіть закон зміщення Віна. Яка довжина хвилі визначається у законі Віна?
5. Що таке пірометри? Які типи пірометрів вам відомі?

ГЛАВА 7. КВАНТОВА ОПТИКА. ФОТОНИ

7.1. Фотоелектричний ефект. Дослід Столетова

Німецький фізик Генріх Герц (1857–1894) у 1887 р. (рис.7.1, а), вивчаючи генерацію електромагнітних хвиль при збудженні електричних коливачів у відкритому коливальному контурі з розрядником, виявив, що довжина іскри збільшується, якщо катод освітлювати ультрафіолетовим випромінюванням.

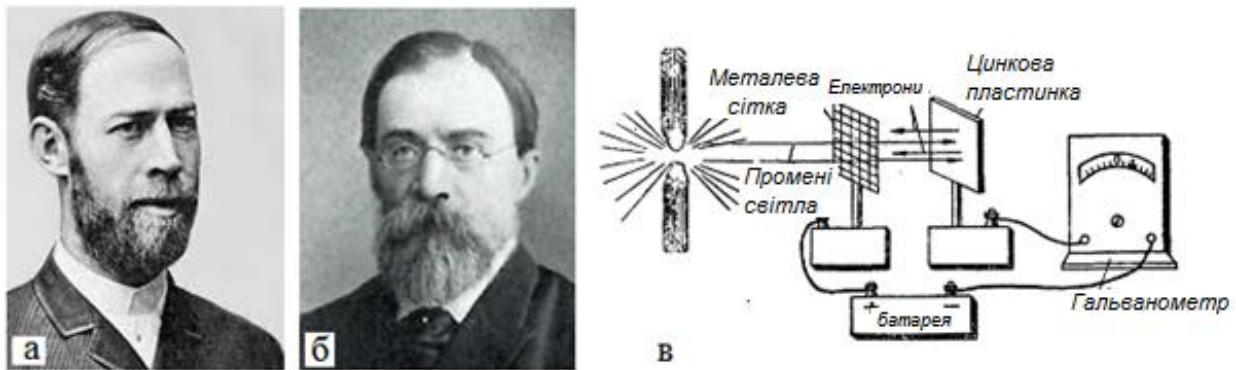


Рисунок 7.1 –Генріх Герц (а), О.Г. Столетов (б), дослід Столетова (в)

У 1888–1889 рр. О. Г. Столетов (1839–1896) (рис. 7.1, б) детально вивчав явище випускання електронів твердими і рідкими тілами під дією електромагнітного випромінювання, тобто **фотоемісію електронів** або **зовнішній фотоефект** (рис. 7.1, в).

Дослід Столетова полягає у наступному (рис.7.2, а): конденсатор, що складається з дрітної сітки і пластини, освітлювався світлом. У ланцюзі виникав струм, який реєструвався гальванометром, – **фотострум**. Було виявлено, що сила фотоструму є пропорційною освітленості пластини, тобто експериментально підтверджено, що під дією світла метал втрачає негативно заряджені частинки. Вимірювання відношення q/m (питомого заряду) показали, що частинки, які вилітають, – електрони.

7.2. Закономірності фотоефекту

Подальші дослідження дозволили детально вивчити особливості фотоефекту. Для цього було використано схему, яка показана на рис. 7.2, б. У вакуумній трубці катод, покритий досліджуваним металом, освітлюється

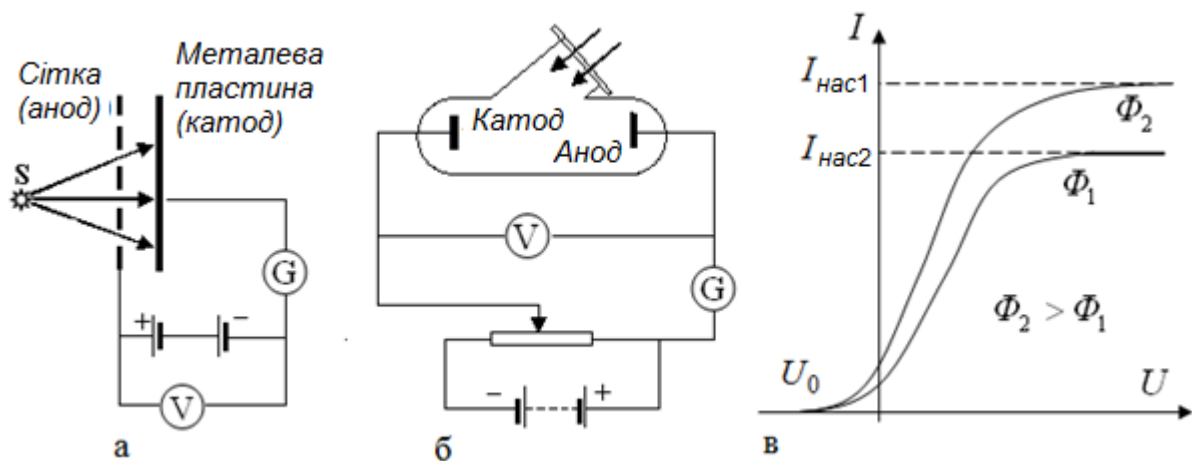


Рисунок 7.2 – Установки для дослідження фотоефекту: дослід Столетова (а), схема з вакуумною трубкою (б); вольт-амперна-характеристика (в)

монохроматичним світлом, яке проходить крізь віконце. За допомогою реостата змінюється величина і знак напруги U на вакуумній трубці. Досліди показали, що:

1. Фотострум насичення $I_{\text{нас}}$ (рис. 7.2, в) є пропорційним падаючому світловому потоку $\Phi_{\text{св}}$ (**закон Столетова**):

$$I_{\text{нас}} = \gamma \cdot \Phi_{\text{св}}, \quad (7.1)$$

де γ – чутливість опромінюваної поверхні, яка залежить від природи і стану поверхні, а також від довжини світлової хвилі.

2. Максимальна початкова швидкість фотоелектронів та їх кінетична енергія визначаються частотою світлової хвилі і не залежать від його інтенсивності.

3. Для кожної речовини існує найменша частота $\omega_{\text{тр}}$, нижче якої фотоефект не відбувається. Вона називається червоною межею фотоефекту. Величина $\omega_{\text{тр}}$ залежить від хімічної природи речовини і стану його поверхні.

4. Фотоефект безінерційний.

Пояснення встановлених закономірностей виявилось неможливим в рамках класичної фізики. Для їх пояснення необхідно залучати квантові уявлення.

7.3. Рівняння Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту

А. Ейнштейн, розвинув квантову гіпотезу Планка та у 1903 р. довів, що всю енергію випромінювання можна розглядати як зосереджену в окремих порціях, тобто світло (як електромагнітне випромінювання) випромінюється,

поширюється і поглинається у вигляді квантів. Тому поширення електромагнітних хвиль потрібно розглядати не як безперервний хвильовий процес, а як потік локалізованих в просторі дискретних квантів, що рухаються зі швидкістю світла і називаються **фотонами**. Для монохроматичного випромінювання з частотою ω всі фотони мають однакову енергію

$$\varepsilon = \hbar\omega = h\nu = \frac{hc}{\lambda}.$$

Процес поглинання світла речовиною зводиться до того, що

фотони передають **всю** свою енергію частинкам цієї речовини, тобто процес відбувається безперервно (дискретно) в просторі і в часі. Ґрунтуючись на цих уявленнях, А. Ейнштейн пояснив фотоефект. Саме за створення теорії фотоефекту він у 1922 р. отримав Нобелівську премію з фізики.

При фотоефекті в результаті поглинання світла електрон в речовині отримує енергію $\varepsilon = \hbar\omega$. Якщо $\hbar\omega \geq A_{\text{вих}}$, де $A_{\text{вих}}$ – робота виходу (енергія, яка необхідна електрона, щоб залишити тверде тіло або рідина та перейти у вакуум), то електрон емітується з речовини, тобто залишає речовину. Із закону збереження енергії одержуємо **рівняння Ейнштейна для фотоефекту**:

$$\varepsilon = A_{\text{вих}} + E_{\text{кін}}, \quad (7.2)$$

де $\varepsilon = h\nu = h\frac{c}{\lambda} = \hbar\omega$ – енергія падаючого на речовину кванта електромагнітного випромінювання (світла), а $E_{\text{кін}}$ – максимальна кінетична енергія електрона, яка

для класичного випадку $E_{\text{кін}} = \frac{mv^2}{2}$, а для релятивістського

$$E_{\text{кін}} = mc_0^2 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right), \text{ де } \beta = v/c.$$

Робота виходу, як будь-яка енергія, вимірюється в Джоулях, але не менш часто на практиці використовується і позасистемна одиниця вимірювання енергії **електрон-вольт** (1 електрон-вольт = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж).

З формули видно, що

1. якщо $\varepsilon < A_{\text{вих}}$, то електрон не залишає металу, тобто фотоефект не спостерігається.

2. якщо $\varepsilon = A_{\text{вих}}$, то $\hbar\omega = h\nu = A_{\text{вих}}$. Тобто кутова частота $\omega_{\text{гр}}$ або частота $\nu_{\text{гр}}$ називаються **червоною межею фотоефекту**:

$$\omega_{\text{гр}} = \frac{A_{\text{вих}}}{\hbar}, \quad (7.3)$$

$$\nu_{\text{гр}} = \frac{A_{\text{вих}}}{h}. \quad (7.4)$$

Для довжини хвилі, які відповідає червоній межі фотоефекту, одержимо

$$\lambda_{\text{гр}} = cT = c \frac{2\pi}{\omega_{\text{гр}}} = c \frac{2\pi\hbar}{A_{\text{вих}}} = \frac{hc}{A_{\text{вих}}}. \quad (7.5)$$

Червона межа фотоефекту відповідає тій довжині хвилі падаючого фотона, більше якої, або тій частоті, менше якої фотоефект не відбувається, оскільки в цьому випадку енергія кванта буде меншою за роботу виходу.

Фотоефект використовується в приладах, які називають **фотоелементами** (вакуумних та газонаповнених колбах з катодом і анодом), що використовуються для посилення фотоструму, які застосовуються в фотоелектронних помножувачах.

Для припинення фотоефекту необхідно запобігти емісії електронів з речовини, для чого прикладають **затримуючу різницю потенціалів**, при цьому робота електричного поля дорівнює кінетичній енергії електронів, що вилітають:

$$\varepsilon = A_{\text{вих}} + eU. \quad (7.6)$$

7.4. Гальмівне рентгенівське випромінювання. Короткохвильова межа суцільного рентгенівського спектру

Німецький фізик Вільгельм Конрад Рентген (1845–1923) (рис. 7.3, а) у 1895 р. виявив, що під час бомбардування металу або скла швидкими електронами виникає випромінювання, яке характеризується високою проникаючою здатністю, і яке згодом було назване **рентгенівським (РГ-випромінювання, X-промені, Rō-випромінювання)**. Це відкриття дозволило Рентгену стати у 1901 р. першим в історії лауреатом Нобелівської премії з фізики.

Рентгенівське випромінювання – це електромагнітне випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 10^{-8} - 10^{-12}$ м. Для отримання РГ випромінювання використовується вакуумований балон – рентгенівська трубка (рис. 7.3, б).

Електрони, що вилітають з катоду (К) внаслідок нагрівання його за рахунок різниці потенціалів U_k , прискорюються і фокусуються в фокусуючому циліндрі, а потім вдаряються об анод (А), який часто називають антикатод. Аноди зазвичай виготовляють з металів, наприклад, W, Cu, Pt та ін. Потрапляючи в речовину антикатода, електрони гальмуються, при цьому випускається електромагнітне випромінювання, яке носить назву **гальмівного РГ випромінювання** (нім. – Bremsstrahlung). При великих швидкостях

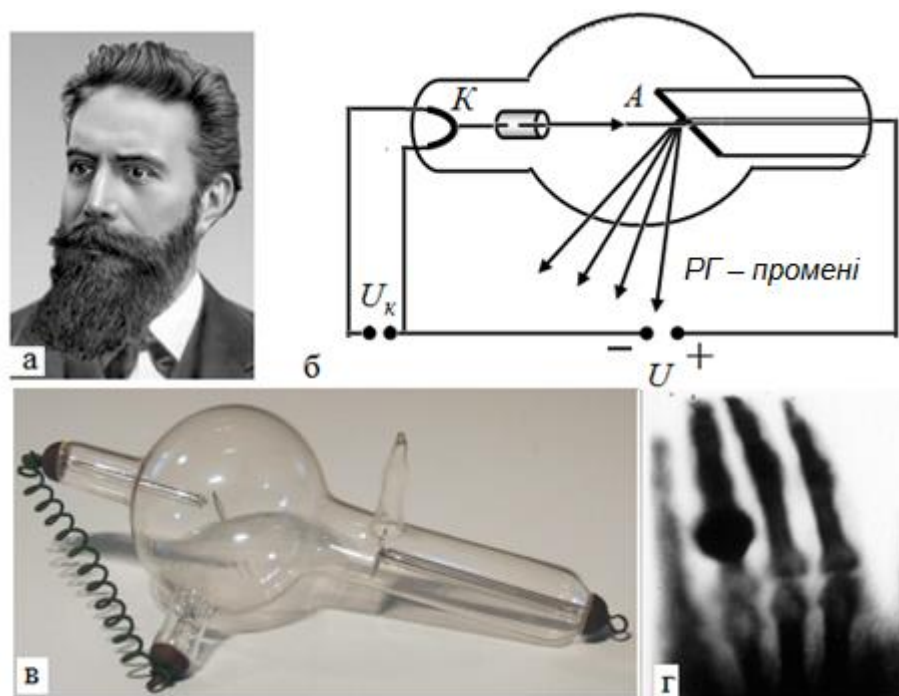


Рисунок 7.3 – Вільгельм Конрад Рентген (а); схема рентгенівської трубки (б); перші рентгенівська трубка (в) та рентгенівський знімок (г)

електронів поряд з гальмівним виникає характеристичне РГ випромінювання, природу якого ми розглянемо пізніше.

Відповідно до класичної електродинаміки при гальмуванні електрона мають виникати хвилі всіх довжин (від 0 до ∞), при цьому довжина хвилі, на яку припадає максимум випромінювання, повинна зменшуватися зі збільшенням швидкості електронів, яка залежить від різниці потенціалів між катодом і анодом рентгенівської трубки. Це підтверджується дослідом лише частково. Криві розподілу потужності (рис. 7.4) не йдуть до початку координат, а мають $\lambda_{\min}$, яка є різною для різних швидкостей електронів, що налітають на антикатод.

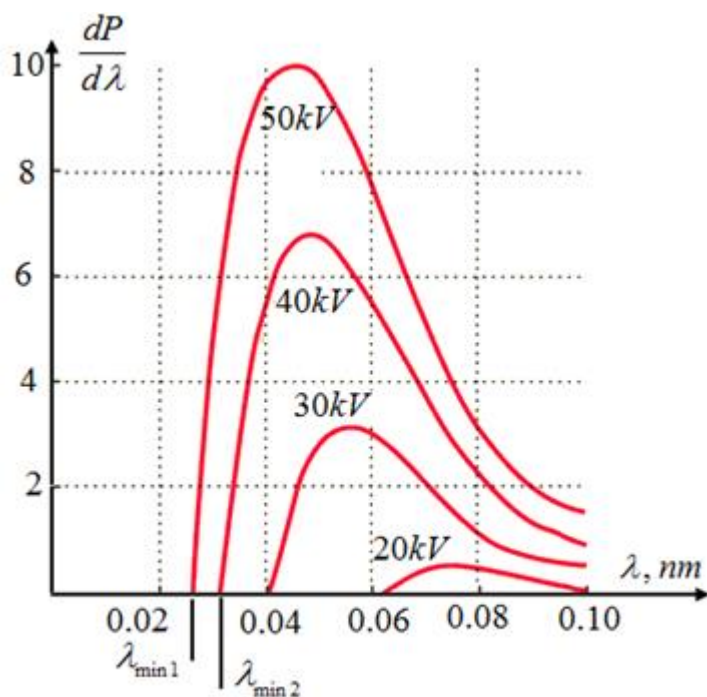


Рисунок 7.4

Пояснення існування короткохвильової межі рентгенівського спектру, тобто існування $\lambda_{\min}$, можливе лише на основі квантових уявлень.

Виходячи з рівняння Ейнштейна для фотоефекту, якщо енергія кванта $\hbar\omega$ значно перевищує роботу виходу, $A_{\text{вих}}$, то $\hbar\omega = W_m$. Цю формулу можна інтерпретувати і інакше: не як перехід енергії світлового кванта в кінетичну енергію електрона, а, навпаки, як перехід кінетичної

енергії електронів, прискорених різницею потенціалів U , в енергію квантів, що виникають при різкому гальмуванні електрона в металі. Тоді

$$eU = \hbar\omega. \quad (7.7)$$

Саме такий процес і відбувається в рентгенівській трубці. Розігнані різницею потенціалів U між катодом і антикатодом трубки електрони гальмуються в металевому антикатоді, внаслідок чого і виникає гальмівне рентгенівське випромінювання. Спектр цього випромінювання при розкладанні по довжинам хвиль виявляється суцільним, як і спектр видимого білого світла. Наявність короткохвильової межі пояснюється тим, що, оскільки випромінювання виникає за рахунок енергії, що втрачається електроном при гальмуванні, то енергія кванта $\hbar\omega$ не може бути більшою за енергію електронів. Звідси випливає, що частота випромінювання не може перевищувати значення $\omega_{\text{тр}} = \omega_{\text{max}} = \frac{eU}{\hbar}$.

Значить, *довжина хвилі короткохвильової межі суцільного рентгенівського спектру* не може бути меншою за

$$\lambda_{\text{тр}} = \lambda_{\min} = \frac{2\pi\hbar c}{eU} = \frac{hc}{eU} = \frac{1,24}{U}, \quad (7.8)$$

де напруга виражена в кіловольтах, а довжина хвилі в нанометрах. Існування короткохвильової межі суцільного рентгенівського спектру є одним з найбільш яскравих проявів квантових властивостей цього випромінювання, оскільки з точки зору класичної електродинаміки така межа не повинна існувати.

Перші рентгенівські трубки були виготовлені Рентгеном (рис. 7.3, в) і ним же були виявлені та описані основні властивості цього випромінювання. Було з'ясовано, що завдяки досить високій енергії, кванти РГ випромінювання легко проходять через тканини живих організмів, і, зокрема, людини. На рис. 7.3, г показана одна з перших рентгенограм в історії медицини. Рентген не взяв патент на своє відкриття, надавши можливість численним конструкторам і винахідникам створювати різні апарати для найрізноманітнішого застосування. В перший час після відкриття, РГ випромінювання використовувалося, здебільшого, для дослідження переломів кісток і визначення місця розташування сторонніх тіл (наприклад, куль) в тілі людини. Нині застосовують кілька методів діагностики за допомогою РГ променів (рентгенодіагностика). До них відносять: рентгеноскопію (отримання рентгенограм із застосуванням рентгеноконтрастної речовини), флюорографію (отримання зображень на екрані або на плівці за допомогою малих доз випромінювання), рентгенографію (отримання рентген-фотографій у кількох проекціях) і комп'ютерну рентгенівську томографію (яка характеризується високою роздільною здатністю та дозволяє виявляти зміни м'яких тканин організму). До того ж, рентгенівське випромінювання застосовується і для лікування, наприклад, онкологічних захворювань, оскільки воно вбиває ракові клітини.

Одне з найбільш поширених застосувань рентгенівського випромінювання в промисловості – неруйнівний контроль якості матеріалів і дефектоскопія (виявлення прихованих неоднорідностей речовини, тріщин, порожнин). В аеропортах на інших об'єктах широко використовуються рентгено-телевізійні інтроскопи, що дозволяють переглядати вміст ручної поклажі та багажу з метою візуального виявлення на екрані монітору предметів, які становлять небезпеку.

Рентгенівське випромінювання застосовується також для дослідження полотен живопису з метою встановлення їх автентичності або для виявлення прихованих шарів фарби під основним шаром живопису.

Особливо важливим та ефективним є використання рентгенівського випромінювання в науці, де цей потужний метод фізичного дослідження дозволяє вивчати структуру речовини. Значення рентгенівського дифракційного методу для прогресу сучасної фізики важко переоцінити, оскільки сучасне розуміння властивостей речовин засноване на розумінні розташування атомів і характеру зв'язку між ними.

7.5. Фотони. Світловий тиск

Пояснення закономірностей теплового випромінювання, фотоефекту і гальмівного РГ випромінювання показали правомірність квантової гіпотези Планка та гіпотези Ейнштейна про світлові кванти – *фотони*.

Світло з частотою ω за Ейнштейном – це потік фотонів з енергією $\varepsilon = \hbar\omega$. Оскільки світло поширюється у вакуумі зі швидкістю c , то і фотони повинні мати ту ж саму швидкість. Але згідно СТВ повна енергія будь-якої частинки, що рухається зі швидкістю v , визначається як $E = m_0 c^2 / \sqrt{1 - (v/c)^2}$. Оскільки для фотона $v = c$, то знаменник цього виразу обертається в нуль. Для фотона, що має кінцеву енергію, це можливо лише за умови $m_0 = 0$, тобто маса спокою фотона дорівнює нулю.

Використовуючи формулу, яка зв'язує енергію частинки та її імпульс $E^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4$, прийнявши $m_0 = 0$ і $E = \varepsilon = \hbar\omega$, отримаємо *імпульс фотона* у вигляді

$$p = \frac{\hbar\omega}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{cT} = \frac{h}{\lambda}. \quad (7.9)$$

Хвильовим числом називається величина $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$, тоді

$$p = \hbar k. \quad (7.10)$$

Але оскільки імпульс – це векторна величина, то

$$\vec{p} = \hbar \vec{k}, \quad (7.11)$$

Де $\vec{k}$ – хвильовий вектор, модуль якого дорівнює хвильовому числу k .

Звернемо увагу на той факт, що частота і хвильовий вектор характеризують хвильові властивості монохроматичного світла, а енергія та імпульс –

корпускулярні. До того ж, фотон як частинка має досить своєрідні властивості: його маса спокою дорівнює нулю і його єдиний стан – рух зі швидкістю світла, яка є однаковою для всіх систем відліку.

Одним з основних експериментальних підтверджень наявності у фотона імпульсу є **світловий тиск**, передбачений і розрахований Максвеллом на основі хвильової природи світла та експериментально підтверджений Петром Лебедевим (1866–1912) (рис. 7.5, а). Він у 1900 р. виміряв тиск світла на тверді тіла, використовуючи чутливі крутильні ваги. У його дослідах (рис. 7.5, б) у вакуумованій посудині на тонкій срібній нитці підвішувалися крутильні ваги, до коромисла яких були прикріплені тонкі диски зі слюди та різних металів. Почергово опромінюючи білу (відбиваючу) поверхню одного диску і чорну (поглинаючу) поверхню іншого диску, Лебедев виміряв світловий тиск і отримав задовільний збіг з передбаченнями теорії Максвелла.

З квантової точки зору тиск світла обумовлений тим, що при зіткненні світла з поверхнею кожен фотон передає їй свій імпульс. Реально відбивання світла поверхнею представляє складний процес «перевипромінювання», тобто поглинання, а потім випромінювання фотона речовиною. Але спрощено його можна розглядати як дзеркальне відбивання «пружних» кульок.

Розглянемо потік монохроматичного випромінювання, що падає перпендикулярно поверхні. Нехай в одиницю часу на одиницю площі падає n фотонів, що мають частоту ν . Якщо коефіцієнт відбивання ρ , то ρn фотонів

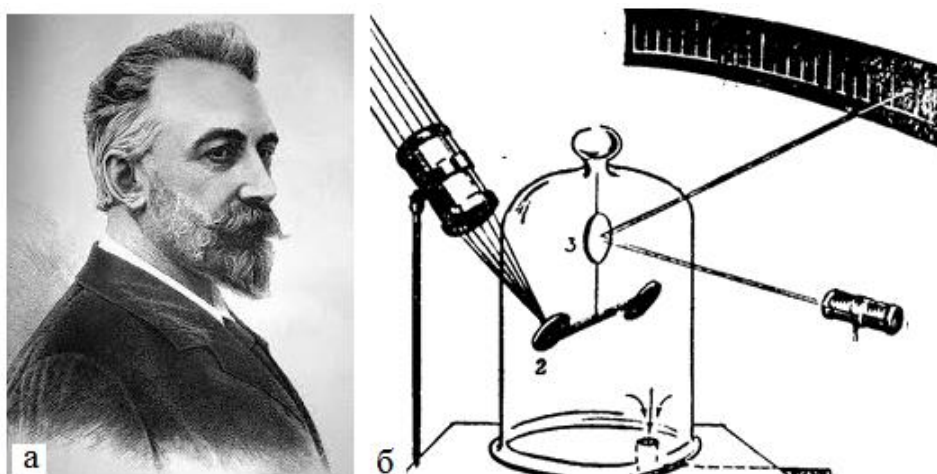


Рисунок 7.5 – П.М. Лебедев (а), його експериментальна установка (б)

відбивається, а $(1 - \rho)n$ фотонів поглинається. Кожен відбитий фотон передає поверхні імпульс $2p = 2\frac{h\nu}{c}$, а поглинений – імпульс $p = \frac{h\nu}{c}$.

Тиск світла (P) на поверхню дорівнює імпульсу, який передають поверхні щосекунди усі n фотонів:

$$P = \frac{2h\nu}{c}\rho n + \frac{h\nu}{c}(1 - \rho)n = \frac{nh\nu}{c}(1 + \rho) = \frac{E}{c}(1 + \rho). \quad (7.12)$$

7.6. Комптон-ефект

Квантові властивості світла найбільш виразно проявляються в ефекті, який було виявлено американським фізиком, лауреатом Нобелівської премії 1927р. Артуром Комптоном (1892-1962) (рис. 7.6,а) у 1923 р. при розсіянні монохроматичного РГ випромінювання легкими речовинами (графітом, парафіном та ін.).

Дослід, схему якого наведено на рис. 7.6, б, полягав у тому, що пучок РГ-променів, пройшовши крізь вузьку діафрагму (Д), потрапляє на розсіювальну речовину (РВ), а після розсіювання – в приймач (П) – РГ-спектрограф, де вимірюють довжину хвилі розсіяного випромінювання. Виявлено, що різниця між довжинами хвиль РГ-випромінювання до і після розсіювання залежить лише від кута розсіювання ϑ і має вигляд

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_c \sin^2\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \lambda_c (1 - \cos \vartheta), \quad (7.13)$$

де $\lambda_c = 2,43 \cdot 10^{-12}$ м – **комптонівська довжина хвилі** для електрона.

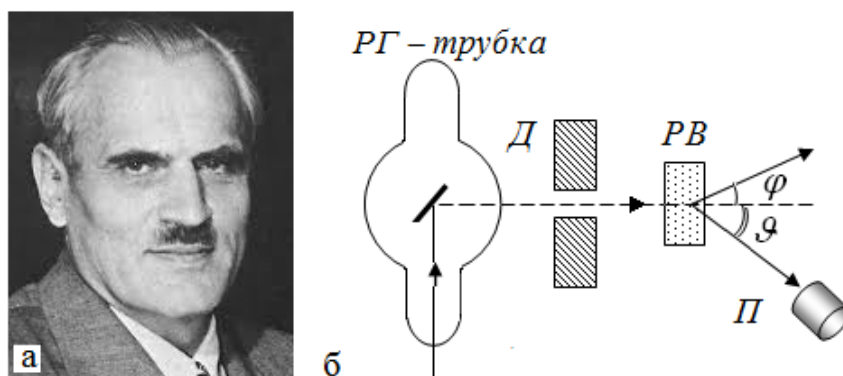


Рисунок 7.6 – Артур Комптон (а), схема експерименту (б)

Особливості Комптон-ефекту можна пояснити, розглядаючи процес пружного зіткнення РГ-фотонів з практично вільними електронами.

$$\varepsilon_{\phi} = \varepsilon'_{\phi} + \varepsilon'_e, \quad (7.14)$$

І закон збереження імпульсу:

$$\vec{p}_{\phi} = \vec{p}'_e + \vec{p}'_{\phi}, \quad (7.15)$$

де ε_{ϕ} і $\vec{p}_{\phi}$, ε'_{ϕ} і $\vec{p}'_{\phi}$ – енергії та імпульси фотонів падаючого й розсіяного під кутом ϑ (**кут розсіяння**), відповідно, ε'_e і $\vec{p}'_e$ – енергія та імпульс електрона віддачі, що поширюється під кутом φ (**кут віддачі**) у напрямку падіння фотона; $\alpha = \vartheta + \varphi$ – **кут розльоту** (рис. 7.7).

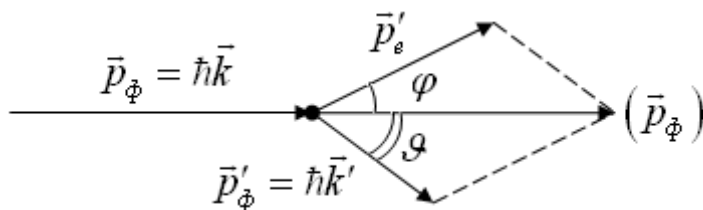


Рисунок 7.7 –Закон збереження імпульсу

Нехай на електрон, що знаходиться у стані спокою, падає фотон.

	Енергія		Імпульс	
	до	після	до	після
Фотон	$\hbar\omega$	$\hbar\omega'$	$\hbar\vec{k}$	$\hbar\vec{k}'$
Електрон	m_0c^2	$c\sqrt{p'^2 + m_0^2c^2}$	0	$\vec{p}'$

Запишемо

1) закон збереження енергії $\hbar\omega + m_0c^2 = \hbar\omega' + c\sqrt{p'^2 + m_0^2c^2}$ та розділимо його обидві частини на c :

$$\sqrt{p'^2 + m_0^2c^2} = \hbar\left(\frac{\omega}{c} - \frac{\omega'}{c}\right) + m_0c,$$

$$\sqrt{p'^2 + m_0^2c^2} = \hbar(k - k') + m_0c.$$

Зведемо обидві частини в квадрат і отримаємо:

$$p'^2 + m_0^2 c^2 = \hbar^2 (k^2 + k'^2 - 2kk') + m_0^2 c^2 + 2\hbar m_0 c (k - k'),$$

звідки

$$p'^2 = \hbar^2 (k^2 + k'^2 - 2kk') + 2\hbar m_0 c (k - k'). \quad (7.16)$$

2) закон збереження імпульсу:

$$\hbar \vec{k} = \vec{p}' + \hbar \vec{k}',$$

$$p'^2 = \hbar^2 (\vec{k} - \vec{k}')^2$$

$$p'^2 = \hbar^2 (k^2 + k'^2 - 2kk' \cos \alpha), \quad (7.17)$$

Прирівняємо вирази для p'^2 з законів збереження енергії та імпульсу:

$$\hbar^2 (k^2 + k'^2 - 2kk') + 2\hbar m_0 c (k - k') = \hbar^2 (k^2 + k'^2 - 2kk' \cos \vartheta),$$

$$\hbar k^2 + \hbar k'^2 - 2\hbar k k' + 2m_0 c (k - k') = \hbar k^2 + \hbar k'^2 - 2\hbar k k' \cos \vartheta,$$

$$2m_0 c (k - k') = 2\hbar k k' (1 - \cos \vartheta).$$

Помножимо обидві частини на $\frac{\pi}{m_0 c k k'}$:

$$\frac{2\pi m c}{m_0 c k k'} (k - k') = \frac{2\pi \hbar k k'}{m_0 c k k'} (1 - \cos \vartheta),$$

$$\frac{2\pi k}{k k'} - \frac{2\pi k'}{k k'} = \frac{2\pi \hbar}{m_0 c} (1 - \cos \vartheta),$$

$$\lambda' - \lambda = \frac{2\pi \hbar}{m_0 c} (1 - \cos \vartheta).$$

Порівняємо теоретичну формулу з експериментальним виразом $\lambda' - \lambda = \lambda_c (1 - \cos \vartheta)$, одержимо значення **комтонівської довжини хвилі**:

$$\lambda_c = \frac{2\pi \hbar}{m_0 c} = \frac{h}{m_0 c}. \quad (7.18)$$

Комтонівська довжина хвилі електрона дорівнює

$$\lambda_c = \frac{h}{m_0 c} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 3 \cdot 10^8} = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ м} = 2,43 \text{ пм}. \quad (7.19)$$

7.7. Висновок до теми «Оптика». Корпускулярно-хвильовий дуалізм

Одним з найбільш значних досягнень фізики XX століття стало подолання протиставлення хвильових і квантових властивостей світла.

Властивості безперервності, характерні для електромагнітного поля світлової хвилі, не виключають властивостей дискретності, характерних для світлових квантів – фотонів, тобто це діалектична єдність двох протилежностей (корпускулярно-хвильовий дуалізм).

У прояві цих двох протилежних властивостей є певна закономірність. Зі зменшенням довжини хвилі (зростанням частоти) сильніше виявляються квантові властивості світла (червона межа фотоефекту, фотохімічні реакції), а хвильові властивості – слабше (наприклад, дифракція РГ-променів виявлена лише на кристалічній ґратці). Для довгохвильового випромінювання основну роль грають хвильові властивості.

Корпускулярні і хвильові властивості не виключають, а взаємно доповнюють одна одну. Вони відображають дві різні, але тісно взаємопов'язані закономірності поширення електромагнітного випромінювання і його взаємодію з речовиною. Корпускулярні властивості обумовлені тим, що енергія, імпульс і маса випромінювання локалізовані в дискретних «частинках» – фотонах, хвильові – статистичними закономірностями розподілу фотонів в просторі, тобто закономірностями, що визначають ймовірності знаходження фотонів в різних точках простору.

Питання для самоперевірки:

1. У чому полягає дослід Столетова?
2. Запишіть рівняння Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту.
3. Що собою уявляє фотоелемент?
4. Дайте визначення фотона та запишіть формулу для імпульсу фотона.
5. Від чого залежить тиск світла?

ГЛАВА 8. БОРІВСЬКА ТЕОРІЯ БУДОВИ АТОМУ ВОДНЮ І ВОДНЕПОДІБНИХ ІОНІВ

8.1. Досліди Резерфорда по розсіюванню α -частинок речовиною

Гіпотеза про те, що усі речовини складаються з найдрібніших елементарних частинок, виникла ще у стародавній Греції. Філософ Демокріт назвав частинки атомами (з давньо-грецької *ἄτομος* – неподільний). Таке уявлення про атоми зберігалось протягом століть, і питання про будову атомів навіть не виникало. У 1897 р. Англійський фізик Джозеф Томсон (1856–1940), лауреат Нобелівської премії з фізики 1906 р. (рис. 8.1, *а*), вивчаючи катодні промені, прийшов до висновку, що атоми будь-якої речовини містять негативно заряджені частинки, які він назвав *електронами*. Величезною заслугою Томсона став доказ того, що всі частинки, які утворюють катодні промені, тотожні одна одній і входять до складу речовини.

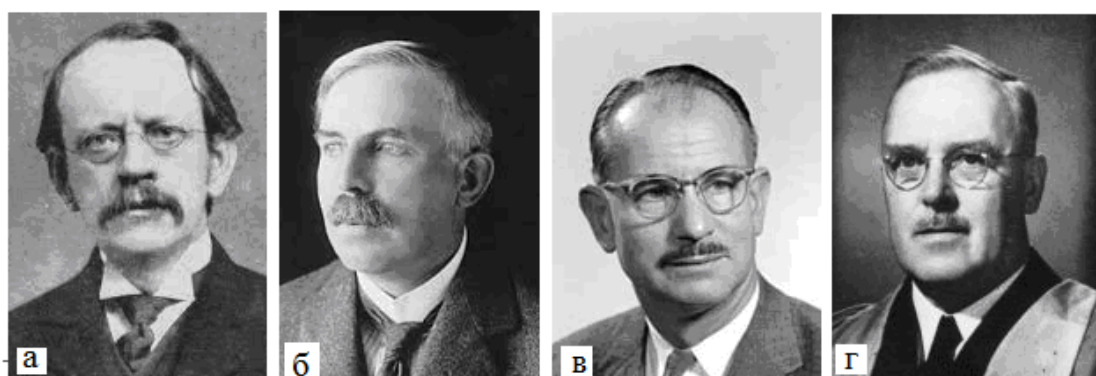


Рисунок 8.1 – Джозеф Томсон (*а*), Ернест Резерфорд (*б*), Ганс Гейгер (*в*), Ернест Марсден (*г*)

Томсон у 1904 р. запропонував першу модель атома, представивши атом як згусток матерії, що має позитивний електричний заряд, у який додано стільки електронів, що перетворюють його в електрично нейтральну сполуку. Томсонівська модель отримала назву «булочка з родзинками» (або в англійському варіанті *plum pudding* – сливовий пудинг), оскільки відповідно до неї негативно заряджені електрони були розподілені в позитивно зарядженій сфері неначе родзинки в булочці.

Модель Томсона було спростовано англійським фізиком, лауреатом Нобелівської премії з хімії 1908 р. Ернестом Резерфордом (1871–1937), який у

1908 р. зі своїми учнями Гансом Гейгером (1882-1945) і Ернестом Марсденом (1889-1970) (рис. 8.1, б, в, г) вивчав проходження α -частинок крізь тонку фольгу із золота та інших металів. Досліди (рис. 8.2) показали, що деяка кількість α -частинок розсіюється на значні (більше 90°) кути, що неможливо було пояснити в рамках моделі Томсона. Аналіз результатів експериментів з розсіювання частинок дозволив Резерфорду запропонувати так звану «планетарну» модель атома, згідно з якою позитивний заряд сконцентрований в дуже малій ($\sim 10^{-14}$ м) області, а негативний заряд знаходиться навколо ядра, займаючи область $\sim 10^{-10}$ м. Позитивний заряд $(+Ze)$ по модулю дорівнює негативному $(-Ze)$, де число Z – номер елемента в таблиці Менделєєва.

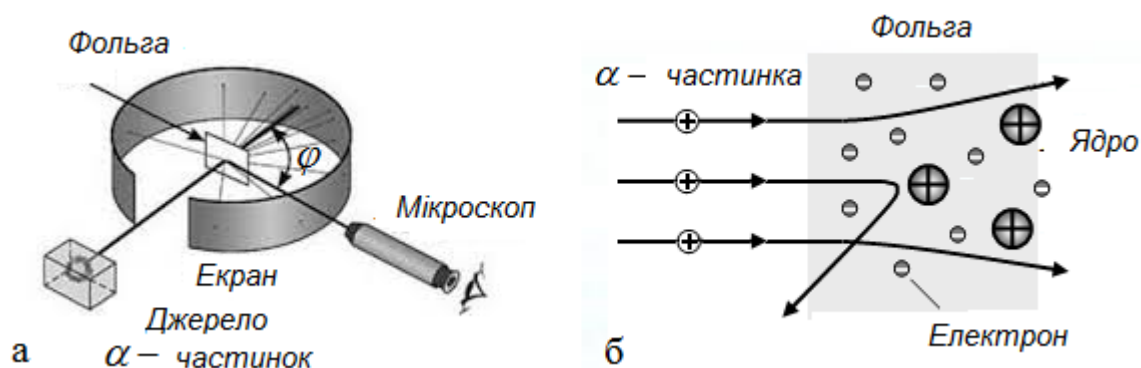


Рисунок 8.2 – Дослід Резерфорда по розсіюванню α -частинок (а), схема дослідів (б)

Недоліком ядерної моделі Резерфорда стало наступне: оскільки система нерухомих зарядів не може бути стійкою, то Резерфорд припустив, що електрони рухаються по викривленим траєкторіям. Але в цьому випадку рух є прискореним (є нормальне прискорення), а, значить, повинні випромінюватися електромагнітні хвилі, отже, має губитися енергія, в результаті чого електрони повинні впасти на ядро. Вихід з цієї ситуації запропонував Бор.

8.2. Постулати Бора

Датський фізик, лауреат Нобелівської премії 1922 р. Нільс Бор (1885–1962) (рис. 8.3, а) у 1913 р., вважаючи, що у мікросвіті не можуть діяти ті ж самі закони, що і в макросвіті, сформулював припущення (постулати), які суперечили положенням класичної фізики.

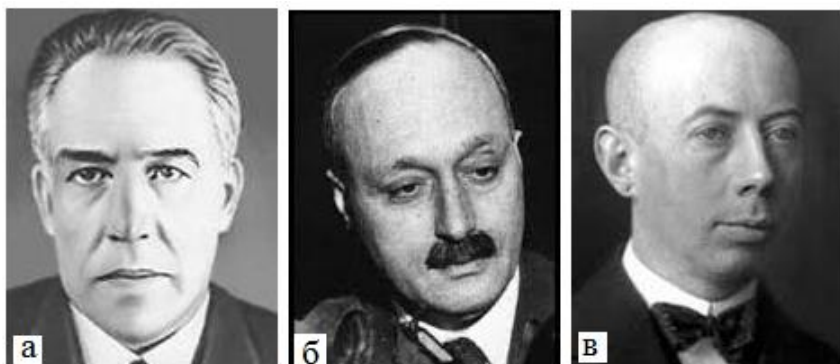


Рисунок 8.3 – Нільс Бор (а), Джеймс Франк (б), Густав Герц (в)

1. Постулат стаціонарних станів: існують деякі *стаціонарні стани* атома, перебуваючи у яких, він не випромінює енергії. Цим станам відповідають *стаціонарні орбіти*, рухаючись по яким з прискоренням, електрони не випромінюють електромагнітні хвилі. При цьому має виконуватися **правило квантування орбіт**: в стаціонарному стані атома електрон, рухаючись по круговій орбіті, повинен мати квантовані (певні) значення моменту імпульсу, які задовольняють умові

$$L = mvr = n\hbar, \quad (8.1)$$

де $n = 1, 2, 3, \dots$ – головне квантове число.

Іноді правило квантування орбіт формують як окремий постулат.

2. Правило частот: під час переходу атома з одного стаціонарного стану в інший випромінюється або поглинається один фотон з енергією

$$\hbar\omega = E_{n_1} - E_{n_2}, \quad (8.2)$$

де n_1, n_2 – номери станів.

При поглинанні світла атом переходить зі стаціонарного стану з меншою енергією в стаціонарний стан з більшою енергією; при випромінюванні – зі стаціонарного стану з більшою енергією в стаціонарний стан з меншою енергією, тобто за умови $E_{n_1} > E_{n_2}$ відбувається випромінювання фотона, а за умови $E_{n_1} < E_{n_2}$ – поглинання фотона.

8.3. Дослід Франка-Герца

Теорія Бора про дискретність енергетичних рівнів підтверджена у 1914 р. дослідями двох вчених – німецько-американського фізика Джеймса Франка

(1882-1964) і німецького фізика – Густава Герца (1887-1975) (рис.8.3, б, в), які отримали за свої роботи по вивченню зіткнення електронів з атомами газів (парів ртуті) методом затримуючого потенціалу, Нобелівську премію з фізики у 1925 р.

Ідея дослідів полягає у наступному (рис. 8.4, а): атоми і молекули розрідженого газу «обстрілюють» повільними електронами і при цьому досліджують розподіл швидкостей електронів до і після зіткнення. Якщо зіткнення пружні, то розподіл швидкостей не змінюється. При непружних зіткненнях електрон втрачає енергію, віддаючи її атомам, в результаті чого змінюється розподіл за швидкостями.

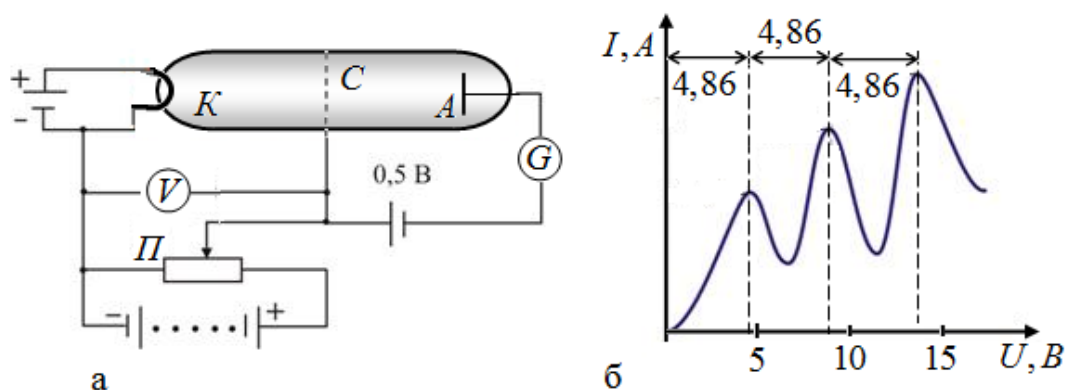


Рисунок 8.4 – Дослід Франка-Герца (а), вольт-амперна характеристика (б)

Дослід показав, що *електрони передають свою енергію атомам ртуті порціями* (рис. 8.4, б), причому 4,86 еВ – найменша можлива порція, яка може бути поглинена атомом ртуті в основному енергетичному стані ($n=1$). Отже, ідея Бора про існування в атомах стаціонарних станів блискуче витримала перевірку експериментом.

Атоми ртуті, які отримали при зіткненні з електронами енергію $\Delta E = 4,86 \text{ eV}$, переходять у збуджений стан і мають повернутися в основний стан, випромінюючи при цьому, згідно з другим постулатом Бора, квант світла з частотою $\nu = \Delta E/h$. Знаючи відоме значення можна обчислити довжину хвилі світлового кванта: $\lambda = hc/\Delta E \approx 255 \text{ нм}$. Таким чином, якщо теорія вірна, то атоми ртуті, бомбардовані електронами з енергією 4,86 еВ, мають бути джерелом ультрафіолетового випромінювання з довжиною хвилі 255 нм, що дійсно виявилось в дослідях.

Таким чином, досліди Франка і Герца експериментально підтвердили не лише перший, але й другий постулат Бора та зробили значний внесок у розвиток атомної фізики.

8.4. Борівська теорія атома водню. Спектр водню. Формула Рідберга

На основі своїх постулатів Бор створив теорію побудови атома водню. Водень є найпростішим хімічним елементом: його ядро містить один протон з зарядом $+e$, а навколо ядра обертається електрон з зарядом $-e$ ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – елементарний заряд). Електрон притягується до ядра за рахунок електростатичних кулонівських сил взаємодії. Тоді за класичним II законом Ньютона:

$$m \frac{v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r^2}. \quad (8.3)$$

Зведемо в квадрат II постулат Бора $mvr = n\hbar$ та розділимо на нього вираз (8.3)

$$\frac{mv^2}{rm^2v^2r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r^2n^2\hbar^2}.$$

Радіус n -ої борівської орбіти електрона

$$r_n = 4\pi\epsilon_0 \frac{\hbar^2}{me^2} n^2, \quad (8.4)$$

де $n = 1, 2, 3, \dots$ – номер орбіти (рівня, стану) або **головне квантове число**.

Радіус першої борівської орбіти атома водню (при $n=1$) – **перший борівський радіус**:

$$r_1 = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ м}. \quad (8.5)$$

Швидкість електрона на n -ій орбіті з II постулата Бора враховуючи (8.4) дорівнює

$$v_n = \frac{\hbar}{m \cdot r_n} \cdot n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot \hbar} \cdot \frac{1}{n} = \frac{v_1}{n} = \frac{2,19 \cdot 10^6}{n} \text{ м/с}, \quad (8.6)$$

де v_1 – **швидкість електрона на першій борівській орбіті**, яка дорівнює

$$v_1 = 2,19 \cdot 10^6 \text{ м/с}. \quad (8.7)$$

Енергія атому водню відповідно до теорії Бора складається з кінетичної (T) енергії електрона (ядро є нерухомим) і потенціальної (Π) енергії взаємодії електрона з ядром:

$$E = T + \Pi = \frac{mv^2}{2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r}. \quad (8.8)$$

З (8.3) $mv^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r}$. Тоді

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{2r} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{2r}. \quad (8.9)$$

Підставимо у (8.9) вираз (8.4) для борівського радіусу і одержимо вираз для повної енергії електрона в атомі водню:

$$E_n = -\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{me^4}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{E_1}{n^2} = -\frac{13,6}{n^2} \text{ eV}. \quad (8.10)$$

Значення **повної, кінетичної і потенціальної** енергії пов'язані наступними співвідношеннями:

$$E_n = -T_n, \Pi_n = 2E_n = -2T_n. \quad (8.11)$$

Енергетичні рівні водню E_n можна представити графічно у вигляді діаграми (рис.8.5). На вертикальній осі вказано значення енергії електрона на різних енергетичних рівнях, розраховані за формулою (8.11), та показано переходи між рівнями, які об'єднані в так звані спектральнісерії.

Користуючись правилом частот ($\hbar\omega = E_{ni} - E_{nk}$) можна розрахувати частоти і довжини хвиль спектральних ліній:

$$\omega = \frac{E_{ni} - E_{nk}}{\hbar} = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{me^4}{2\hbar^3} \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right) = R' \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right), \quad (8.12)$$

де $R' = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ c}^{-1}$ – стала Рідберга (для частот).

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right), \quad (8.13)$$

де $R = 1,1 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – стала Рідберга (для довжин хвиль).

Формули (8.12) і (8.13) мають назву *формул Рідберга для частот та довжин хвиль*, відповідно, на честь шведського фізика Йоханнеса Рідберга (1854–1919), який запропонував їх у 1890 р. (рис. 8.6, а).

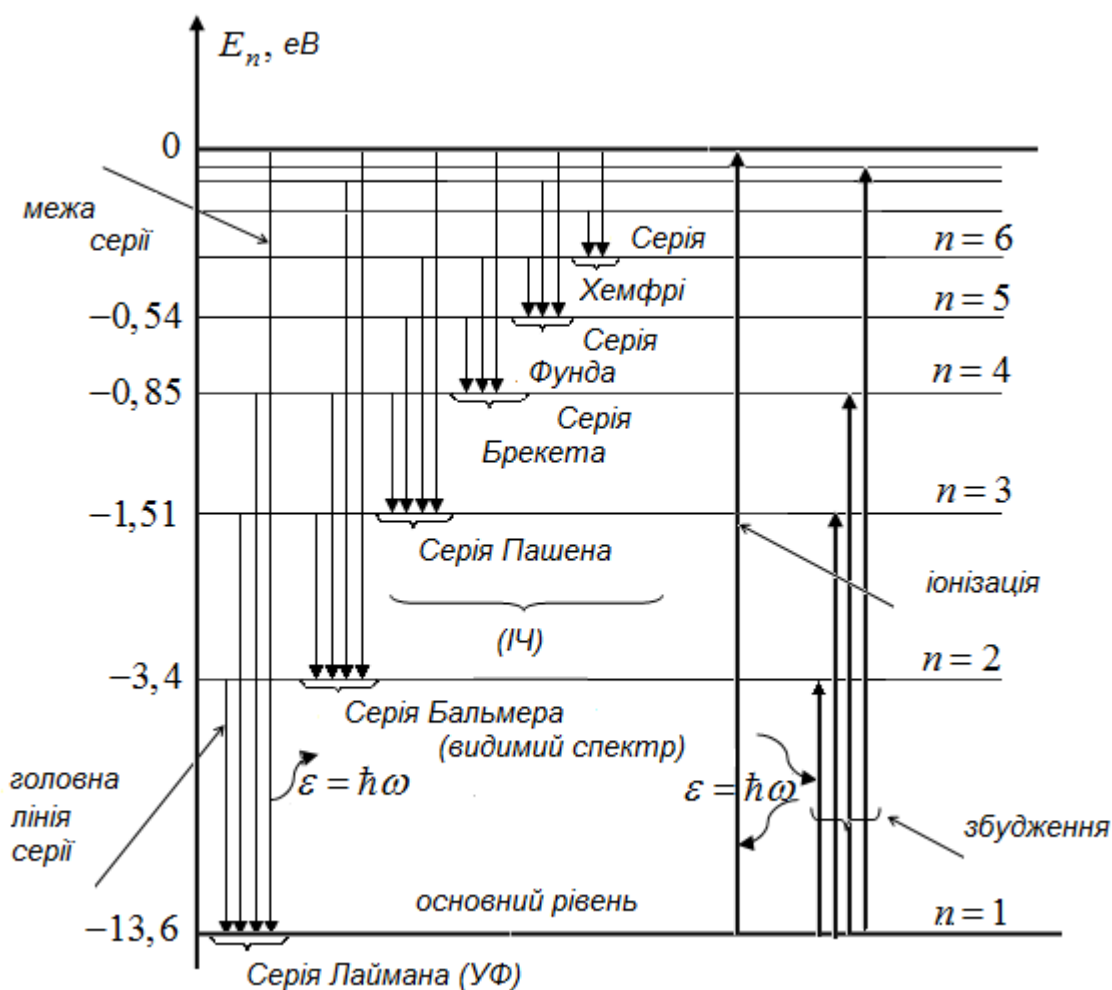


Рисунок 8.5 – Схема енергетичних рівнів атома водню

Енергія кванта, який випромінюється при переході електрона з більш високого на більш низький рівень, дорівнює

$$\varepsilon = \frac{hc}{\lambda} = hcR \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right). \quad (8.14)$$

Стан атома з найменшою енергією $E_1 = -13,6$ еВ ($n=1$) – **основний**. Енергія $E = 13,6$ еВ є **енергією зв'язку** електрона в основному стані. Саме цю енергію треба надати електрону в основному стані, щоб видалити його з атома водню. Тому її також називають **енергією іонізації** атома. **Потенціал іонізації** – та

різниця потенціалів, яку повинен пройти електрон, щоб, зіткнувшись з незбудженим атомом, іонізувати його.

Стани з $n=2,3,\dots$ – **збуджені**. За аналогією з потенціалом та енергією іонізації вводиться поняття **енергії збудження** і **потенціалу збудження**.

Спектральна серія виникає при квантових переходах електронів з різних збуджених рівнів енергії на один і той же кінцевий рівень.

Головна лінія серії має найбільшу у даній серії довжину хвилі. Наприклад, для серії Лаймана довжина хвилі головної лінії відповідає переходу між другим і першим рівнями, тобто, $n_i = 1$, $n_k = 2$, і визначається виразом

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right) = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) = \frac{3R}{4}, \quad (8.15)$$

звідки $\lambda = \lambda_{\max} = \frac{4}{3R} = 121,6 \text{ нм}$.

Ця лінія також називається **резонансною лінією водню**.

Межа серії ($n_k = \infty$) – відповідає частоті $\omega_{\text{гр}} = \frac{R'}{n_1^2}$ або довжині хвилі

$$\lambda_{\text{гр}} = \frac{n_i^2}{R}.$$

Серія Лаймана утворюється при переході електронів зі збуджених енергетичних рівнів на перший у спектрі випромінювання і з першого рівня на всі інші у спектрі поглинання, тобто у формулі Рідберга ($n_i = 1$, а $n_k = 2, 3, \dots, \infty$) і відноситься до ультрафіолетового діапазону. Серія названа на честь американського фізика Теодора Лаймана (1874-1954) (рис. 8.6, б), який відкрив її у 1906 р.

Серія Бальмера утворюється при переходах електронів з $n_k > 2$ на другий рівень $n_i = 2$. Перші п'ять ліній ($n_k = 3, 4, 5, 6, 7$) цієї серії у спектрі водню відповідають видимому діапазону, інші – ультрафіолетовому. Серія названа на честь швейцарського математика і фізика Йоганна Бальмера (1825–1898) (рис. 8.6, в), який описав цю серію формулою

$$\lambda = b \frac{n^2}{n^2 - 2^2},$$

де $n = 3, 4, 5, \dots$, а $b = 3,6456 \cdot 10^{-7}$ м.

Це формула, яку називають **формулою Бальмера**, є окремим випадком формули Рідберга для $n_i = 2$, а $n_k = 3, 4, 5, \dots$

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right) = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n_k^2} \right). \quad (8.16)$$

Серія Пашена була названа на честь австрійського фізика Ф. Пашена (1865–1947), який відкрив її у 1908 р. Вона утворюється при переходах електронів на третій рівень ($n_i = 3$) з рівнів $n_k = 4, 5, \dots, \infty$ і відповідає інфрачервоному діапазону.

Переходам електронів на четвертий ($n_i = 4$) рівень з рівнів $n_k = 5, 6, \dots, \infty$ відповідає **серія Брекета**, переходам на п'ятий рівень ($n_i = 5$) із рівнів $n_k = 6, 7, \dots, \infty$ – **серія Фунда**, переходам на шостий рівень ($n_i = 6$) з рівнів $n_k = 7, 8, \dots, \infty$ – **серія Хемфрі**, названі на честь американських фізиків, які відкрили їх у 1922, 1924 і 1953рр., відповідно. Усі ці серії також належать інфрачервоному діапазону.

Експериментальні дослідження спектрів випромінювання розріджених газів (т.з. спектрів випромінювання окремих атомів) показали, що кожному газу властивий певний лінійчатий спектр, який складається з окремих спектральних ліній або груп близько розташованих ліній. Формула Рідберга для серії Бальмера повністю описує видимий спектр водню і, як було з'ясовано пізніше, і спектри в УФ та ІЧ діапазонах.



Рисунок 8.6 – Йоханнес Рідберг (а), Теодор Лайман (б), Йоганн Бальмер (в)

Гарне узгодження борівської теорії атома водню з експериментом було вагомим аргументом на користь її справедливості. Однак спроби застосувати

цю теорію до більш складних атомів не принесли позитивного результату. Однак, теорія Бора добре підходить для опису так званих воднеподібних атомів (точніше, іонів), тобто атомів, у яких залишився один електрон, а всі інші електрони відсутні внаслідок іонізації цього атома.

Для воднеподібного атома (іона із зарядом ядра $+Ze$ і одним електроном) частоти спектральних ліній, що випускаються або поглинаються атомом при переході електрона з рівня на рівень

$$\omega = Z^2 R' \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right). \quad (8.17)$$

Для довжин хвиль спектральних ліній враховуючи те, що $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ маємо

$$\frac{1}{\lambda} = Z^2 R \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right). \quad (8.18)$$

Переваги теорії Бора як великого кроку в розвитку теорії будови атома в тому, що вона:

- 1) показала непридатність законів класичної фізики до опису внутрішньоатомних явищ;
- 2) пояснила дискретну будову спектрів газів (водню і воднеподібних атомів);
- 3) стимулювала постановку багатьох експериментів, які дали важливі результати.

Недоліки теорії Бора:

- 1) стала непослідовною (ні класичною, ні квантовою);
- 2) не описувала інші, крім водню, атоми;
- 3) не пояснювала інтенсивності спектральних ліній.

Питання для самоперевірки:

1. Сформулюйте постулати Бора.
2. У чому полягає дослід Франка-Герца?
3. Дайти визначення потенціала іонізації? У яких одиницях вимірюється?
4. Які спектральні серії Вам відомі?
5. Перелічіть переваги і недоліки теорії Бора.

ГЛАВА 9. ЕЛЕМЕНТИ КВАНТОВОЇ МЕХАНІКИ

9.1. Хвилі де Бройля

Луї де Бройль (1892-1987, Нобелівська премія 1929 р.) висунув гіпотезу про те, що корпускулярно-хвильова подвійність властивостей характерна не лише для світла (рис. 9.1, *a*). Він припустив, що усі матеріальні частинки (електрони, протони та ін.) мають не лише корпускулярні, а й хвильові властивості. При цьому ці хвилі мають специфічну (не електромагнітну) природу, для якої не можна знайти аналогії в класичній фізиці.

Де Бройль висунув припущення про те, що формули, які описують енергію та імпульс фотона ($\varepsilon = \hbar\omega = \frac{hc}{\lambda}$, $p = \hbar k = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}$), можуть бути застосовані для опису руху електрона й інших частинок як хвильового процесу, довжина хвилі якого

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{h}{p}, \quad (9.1)$$

де λ – *довжина хвилі де Бройля*, $h = 2\pi\hbar = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка, p – імпульс частинки, який для нерелятивістського випадку рівний $p = mv$, а для релятивістського випадку $p = \frac{mv}{\sqrt{1-(v/c)^2}}$, де m – маса спокою частинки, v – її

швидкість, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – швидкість світла у вакуумі.

Використовуючи співвідношення

$$T = \frac{mv^2}{2} = \frac{(mv)^2}{2m} = \frac{p^2}{2m} = \frac{h^2}{2m\lambda}, \quad (9.2)$$

можна записати довжини хвилі де Бройля через кінетичну енергію частинки:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m \cdot T}} = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m \cdot T}}. \quad (9.3)$$

Ще один запис формули де Бройля у скалярній та векторній формі, відповідно,

$$p = \frac{2\pi\hbar}{\lambda} = \hbar k, \quad (9.4)$$

$$\vec{p} = \hbar \vec{k}, \quad (9.5)$$

де $k = 2\pi/\lambda$ і $\vec{k}$ – хвильове число і хвильовий вектор.

Оцінка довжини хвилі де Бройля для звичайного матеріального макрооб'єкта, що має масу $m \sim 1$ кг і рухається зі швидкістю $v \sim 1$ м/с дає довжину хвилі де Бройля

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{1 \cdot 1} = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ м.}$$

Подібні хвильові властивості неможливо зареєструвати та перевірити, оскільки вони є істотно меншими за розміри атомного ядра, рівного $\sim 10^{-15}$ м.



Рисунок 9.1 – Луї де Бройль (а), Клінтон Девісон (б), Лестер Джермер (в), Джордж Томсон (г)

Розрахунок з використанням запропонованої формули довжини хвилі для електрона, що рухається в електронно-променевої трубці, дає

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 10^5} = 7,2 \cdot 10^{-9} \text{ м.}$$

Цей результат має той самий порядок, що і розміри атома, отже, хвильові властивості електронів повинні виявитися, наприклад, при їх розсіянні на тих же кристалах, на яких спостерігається дифракція рентгенівських променів.

Перші експериментальні підтвердження гіпотези де Бройля були одержані у 1927 р. американськими фізиками Клінтоном Дж. Девіссоном (1881–1958) і Лестером Х. Джермером (1896–1971) (рис. 9.1, б, в). Вони виявили, що пучок електронів, при розсіюванні на кристалі нікелю, дає чітку дифракційну картину, подібну до тієї, яка виникає при розсіюванні на кристалі короткохвильового рентгенівського випромінювання. У цих експериментах кристал грав роль

природної дифракційної решітки. Відповідно до положення дифракційних максимумів було визначено довжину хвилі електронного пучка, яка виявилася в повній відповідності з величиною довжини хвилі, обчисленої за формулою де Бройля.

У 1928 р. досліди англійського вченого Джорджа Паджет Томсона (рис. 9.1, з) (1892-1975) (син Джозефа Джона Томсона, який відкрив електрон) і незалежно від нього Петра Савича Тартаковського (1895-1940) (рис. 9.2, а) по дифракції швидких (з енергією $\sim 10^4$ еВ) електронів на тонкій полікристалічній фользі нікелю дали нове підтвердження гіпотези де Бройля.

За свої експериментальні роботи по дифракції електронів на кристалах Девіссон і Томсон у 1937 р. отримали Нобелівську премію.

Експериментальна перевірка хвильової природи частинок тривала і в наступні роки. У 1928-1930 рр. О. Штерн й І. Естерман провели досліди по дифракції на кристалах атомів гелію, неону, молекул водню і дейтерію. У 1936 р. Х. Халбан і П. Прісверк, а також Мітчелл і Пауерс, незабаром після відкриття Джеймсом Чедвиком нейтрона у 1932 р., провели експерименти по дифракції нейтронів. Усі ці дослідження дозволили стверджувати, що хвильові властивості є універсальними для всіх частинок, а не лише для електронів.

Дуже важливим етапом у розумінні хвильових властивостей частинок виявилися досліди з одиночними електронами, які було проведено у 1949 р. радянськими вченими В. А. Фабрикантом (1907-1991), Л. М. Біbermanом (1915-1998), Н. Г. Сушкіним (рис. 9.2, б, в, г). Проведені експерименти по дифракції окремих електронів на щілині показали, що хвильовими властивостями володіють окремі частинки.

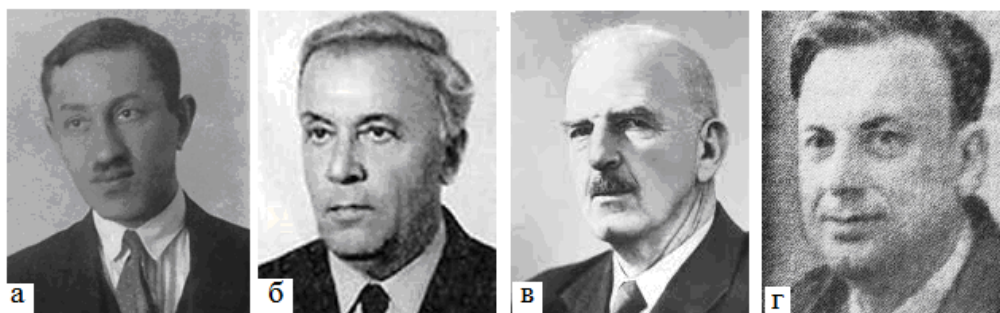


Рисунок 9.2 – Петро Тартаковський (а), Валентин Фабрикант (б), Леонід Біberman (в), Микола Сушкін (г)

Правило квантування орбіт в теорії Бора отримало наочну інтерпретацію із введенням поняття хвиль де Бройля. У застосуванні до орбітального руху електрона на стаціонарній круговій орбіті в атомі водню з правила квантування

Бора $mv_n r_n = n\hbar = \frac{nh}{2\pi}$ випливає, що

$$2\pi r_n = \frac{nh}{mv_n} = \frac{nh}{p_n} = n\lambda_n. \quad (9.6)$$

Це означає, що довжина хвилі де Бройля є цілим числом, оскільки укладається на довжині стаціонарної кругової орбіти (рис.9.3). З іншого боку, можна ввести інше визначення стаціонарної орбіти, як орбіти, на якій укладається ціле число довжин хвиль електрона. До того ж, з формули (9.6) випливає, що довжина хвилі де Бройля електронів на різних орбітах є різною внаслідок відмінності швидкостей електронів на них.

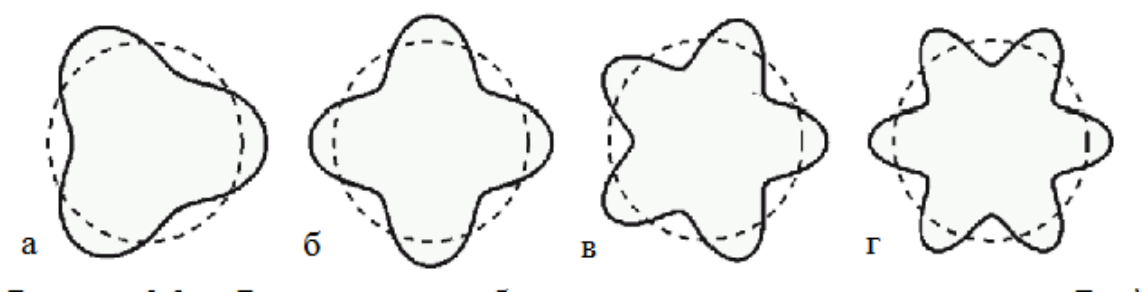


Рисунок 9.3 – Розрізнені орбіти, які задані стоячими хвилями де Бройля:

$n = 3$ (а), $n = 4$ (б), $n = 5$ (в), $n = 6$ (г)

9.2. Співвідношення невизначеностей Гейзенберга

У класичній фізиці вичерпний опис стану частинки визначається динамічними параметрами (координатами, імпульсом, моментом імпульсу, енергією). Однак реальна поведінка мікрочастинок показує, що існує принципова межа точності, з якою подібні змінні можуть бути вказані і виміряні.

Глибокий аналіз причин існування цієї межі провів німецький фізик, лауреат Нобелівської премії 1933 р. Вернер Гейзенберг (1901-1976) (рис. 9.4, а). У 1927 р. він сформулював принцип невизначеності – фундаментальне положення квантової теорії, яке стверджує, що так звані додаткові величини

(наприклад, координата й імпульс), які характеризують фізичну систему, не можуть одночасно приймати точні значення. Цей принцип відображає двоїсту, корпускулярно-хвильову природу частинок матерії (електронів, протонів та ін.). Кількісні співвідношення, що виражають цей принцип в конкретних випадках, називають *співвідношеннями невизначеностей*.

Перше з них обмежує точності одночасного вимірювання *координат* і відповідних проекцій *імпульсу* частинки. Для проекції, наприклад, на вісь x воно виглядає так:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar. \quad (9.7)$$

Друге співвідношення встановлює невизначеність одночасного вимірювання *енергії* за даний проміжок *часу*:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar. \quad (9.8)$$

Наслідки зі співвідношень невизначеностей:

1. Неможливий стан, в якому частинка перебувала б у стані спокою.
2. При розгляді руху квантового об'єкта необхідно в багатьох випадках відмовитися від самого поняття класичної траєкторії.
3. Часто втрачає сенс поділ повної енергії частинки (як квантового об'єкта) на потенціальну і кінетичну, оскільки перша залежить від координат, а друга – від імпульсу. Ці ж динамічні змінні не можуть мати одночасно певного значення.



Рисунок 9.4 – Вернер Гейзенберг (а), Макс Борн (б), Ервін Шредінгер (в)

9.3. Імовірнісний сенс хвиль де Бройля. Хвильова функція

Поширення хвиль де Бройля у просторі не пов'язане з поширенням в просторі будь-якого поля, відомого в класичній фізиці, наприклад, електромагнітної природи. Ці хвилі мають специфічну квантову природу, яка не має аналогів в класичній фізиці.

Для розуміння фізичного змісту хвиль де Бройля згадаємо взаємозв'язок між корпускулярними і хвильовими властивостями світла. Тоді питання про природу хвиль, пов'язаних з частинками речовини, можна сформулювати у вигляді питання про фізичний сенс амплітуди цих хвиль.

Замість амплітуди хвилі A будемо розглядати інтенсивність хвилі, яка, як відомо, є пропорційною квадрату модуля амплітуди ($I \sim |A|^2$). У дослідах по дифракції картина, що спостерігається для мікрочастинок, характеризується неоднаковим розподілом потоків мікрочастинок для різних напрямків. Наявність максимумів в дифракційній картині означає, що в певних напрямках розподіляються хвилі де Бройля з найбільшою інтенсивністю. А інтенсивність буде максимальною, якщо в цьому напрямку поширюється максимальне число частинок. Це означає, що дифракційна картина для мікрочастинок є проявом статистичної (імовірнісної) закономірності в розподілі частинок: де інтенсивність хвилі де Бройля є максимальною, там і частинок більше. Це послужило основою своєрідного статистичного, імовірнісного тлумачення хвиль де Бройля: квадрат модуля амплітуди хвиль де Бройля в даній точці є мірою ймовірності того, що частинка виявляється в даній точці.

Хвилі де Бройля в квантовій механіці розглядаються як *хвилі імовірності*, тобто імовірність виявити частинку в різних точках простору змінюється за хвильовим законом. Але для деяких точок простору така імовірність буде негативною (тобто частинка не потрапляє в цю область). Німецький фізик лауреат Нобелівської премії 1954 р. Макс Борн (1882-1970) (рис. 9.4, б) у 1926 р. припустив, що за хвильовим законом змінюється не сама імовірність, а амплітуда імовірності, яку також називають *хвильовою функцією* або *пси-функцією* (пси-функцією).

Таким чином, в квантовій теорії стан частинки задається пси-функцією $\Psi(\vec{r}, t)$, яка є комплексною величиною і формально володіє хвильовими

властивостями. За ідеєю М. Борна, рух будь-якої окремої мікрочастинки підкоряється імовірнісним законам. Розподіл імовірності, що характеризує цей рух, проявляється у результаті реєстрації досить великої кількості частинок. Цей розподіл виявляється таким же, як і розподіл інтенсивності хвилі: там, де інтенсивність хвилі більше, реєструється і більша кількість частинок.

У квантовій теорії постановка питання полягає не в точному прогнозі подій, а у визначенні імовірностей цих подій. Псі-функція $\Psi(\vec{r}, t)$ і є тією величиною, яка дозволяє знаходити усі імовірності.

Імовірність знаходження частинки в об'ємі dV в момент t визначається як

$$dP = |\Psi|^2 dV = \Psi \cdot \Psi^* dV, \quad (9.9)$$

де Ψ^* – комплексно-сполучена функція. Тоді **густина імовірності**, тобто імовірність знаходження частинки в одиниці об'єму

$$P = |\Psi|^2 = \Psi \cdot \Psi^*. \quad (9.10)$$

Псі-функція, яка, взагалі кажучи, визначається з точністю до довільного постійного множника, обирається таким чином, щоб вона задовольняла **умові нормування**:

$$\int |\Psi|^2 dV = \int \Psi \cdot \Psi^* dV = 1, \quad (9.11)$$

де інтеграл береться по всьому простору або по тій області, де Ψ є відмінною від нуля. Умова нормування означає, що у всій області, де $\Psi \neq 0$, частинка перебуває з достовірністю. Псі-функцію, яка задовольняє умові нормування, називають **нормованою**.

Отже, опис стану мікрооб'єкту за допомогою хвильової функції має статистичний, імовірнісний характер: квадрат модуля хвильової функції $|\Psi|^2$ (квадрат модуля амплітуди хвиль де Бройля) визначає імовірність знаходження частинки в даний момент часу в певному обмеженому об'ємі. Сама ж хвильова функція є основною характеристикою стану мікрооб'єктів (елементарних частинок, атомів, молекул). З її допомогою визначаються значення фізичних величин, які характеризують даний об'єкт.

9.4. Рівняння Шредінгера

У класичній механіці основним рівнянням є рівняння II закону Ньютона.

У квантовій механіці також виникла потреба у рівнянні, яке б дозволяло описувати рух мікрочастинок в просторі і в часі. При цьому слід враховувати характерну для мікросвіту корпускулярно-хвильову подвійність і той факт, що співвідношення невизначеностей Гейзенберга накладало обмеження на точність знаходження основних характеристик. Основним мало бути рівняння відносно хвильової функції, бо саме вона, або, точніше, її квадрат визначає імовірність знаходження частинки в даний момент часу в заданому певному об'ємі. До того ж, шукане рівняння має враховувати хвильові властивості частинок, тобто має бути хвильовим рівнянням (диференціальним рівнянням другого порядку), щоб урахувати хвильові властивості. Саме таке рівняння запропонував у 1926 р. австрійський фізик-теоретик, лауреат Нобелівської премії 1933 р. Ервін Шредінгер (1887-1961) (рис. 9.4, в).

Рівняння Шредінгера – основне рівняння нерелятивістської квантової теорії – описує зміну стану системи у часі. Воно відіграє у квантовій механіці таку ж роль, якосновне рівняння динаміки (II закон Ньютона) в нерелятивістській класичній механіці.

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi + U\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}, \quad (9.12)$$

Де m – маса частинки, $\Psi(x, y, z, t)$ – хвильова функція, $U = U(x, y, z, t)$ – потенціальна енергія частинки в силовому полі, в якому рухається частинка,

$i = \sqrt{-1}$ – уявна одиниця, $\Delta\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа.

Оскільки наведений запис рівняння Шредінгера містить похідну за часом $\frac{\partial\Psi}{\partial t}$, таке рівняння називається **тимчасовим**.

Для більшості фізичних явищ важливо отримувати стаціонарні рішення рівняння (які не залежать від часу). У цьому випадку потенціальна енергія не залежить від часу і є функцією типу $U = U(x, y, z)$.

Рішення тимчасового рівняння Шредінгера будемо шукати у вигляді, в якому розділені змінні

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \cdot \varphi(t), \quad (9.13)$$

Підставимо $\Psi(x, y, z, t)$ в рівняння Шредінгера, попередньо продиференціювавши:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi \cdot \varphi + U \psi \cdot \varphi = i\hbar \psi \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \quad (9.14)$$

Замінімо знаки та розділимо ліву і праву частини на $\varphi \psi$:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\Delta \psi}{\psi} - U = -\frac{i\hbar}{\varphi} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \quad (9.15)$$

Ліва частина цього рівняння – це функція лише координат, а права – лише часу. Рівняння задовольняється лише за єдиної умови, коли обидві частини є рівними сталій величині, яку позначимо через E .

Одержали **стаціонарне рівняння Шредінгера**:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0. \quad (9.16)$$

Функції ψ , що задовольняють цьому рівнянню при даному U , називаються **власними функціями**. Значення, за яких існують рішення рівняння Шредінгера, називають **власними значеннями**.

9.5. Воднеподібна система в квантовій механіці. Багатоелектронні атоми. Молекули

Квантовомеханічна уява остаточно вирішила усі суперечності, що були властиві теорії Бора, яка описує атом водню.

В атомі водню й у воднеподібних іонах один електрон знаходиться у сферично симетричному полі кулонівських сил, які утворює ядро із зарядом Ze , де Z – порядковий номер елемента в таблиці Менделєєва, e – заряд електрона. Стан електрона описується хвильовою функцією, яка визначається з *рівняння Шредінгера* для стаціонарних станів (9.15).

Для атома водню рівняння Шредінгера має вигляд

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r^2} \right) \psi = 0, \quad (9.17)$$

де $U = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r^2}$ – потенціальна енергія електрона в атомі водню (r – відстань від електрона до ядра). Кожному стаціонарному стану відповідає хвильова функція ψ_{nlm} , яка залежить від трьох квантових чисел n , l і m . Квадрат модуля хвильової функції визначає *густину імовірності* перебування електрона (імовірність перебування електрона в одиниці об'єму).

$$|\psi_{nlm}|^2 = \frac{dP}{dV}. \quad (9.18)$$

Кожне квантове число визначає динамічну характеристику електрона у стаціонарному стані.

Головне квантове число n співпадає з номером дозволеного енергетичного рівня і визначає *власні значення енергії E_n* .

$$E_n = -\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \frac{me^4}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (9.19)$$

$$E_1 = -2,18 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} = -13,6 \text{ еВ}.$$

Отже, значення енергії електрона в атомі є квантованими і збігаються з дозволеними значеннями енергії електрона, отриманими в теорії Бора. Стан електрона з $n = 1$ називають *основним станом*, стани з $n = 2, 3, 4$ – *збудженими*.

Власні функції рівняння Шредінгера містять три цілочислових параметри n , l , m , тобто $\psi = \psi_{nlm}$, де n – *головне квантове число*, l – *орбітальне квантове число*, m – *магнітне квантове число*.

У напівкласичному наближенні квантові числа трактуються так: n характеризує діаметр орбіти, l – ступінь її витягнутості, m – орієнтацію нормалі до площини орбіти і вектора її магнітного моменту в просторі.

З точки зору квантової механіки: n – характеризує не номери орбіт, а номери шарів орбіт або груп станів, в яких інші квантові числа можуть приймати різні значення; l – характеризує величину моменту імпульсу, m – характеризує орієнтацію орбіти в просторі.

Момент імпульсу може приймати дискретні значення

$$L_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad (9.20)$$

де $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$, рішення рівняння Шредінгера існують для $l \leq n-1$. Для

заданого n число l приймає n значень. Вектор $\vec{L}_l$ моменту імпульсу електрона може мати лише такі орієнтації в просторі, для яких його проекція на напрямок зовнішнього магнітного поля є кратною сталій Планка $\hbar$ і задається *магнітним квантовим числом* m

$$L_{lz} = m\hbar, \quad (9.21)$$

де $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$.

Для даного l магнітне квантове число набуває $(2l + 1)$ значень. Отже, стала Планка $\hbar$ є природною одиницею вимірювання моменту імпульсу.

Електрон в атомі поряд з орбітальним моментом імпульсу має орбітальний магнітний момент. Відношення магнітного моменту до орбітального механічного моменту називається *гіромагнітним відношенням*

$$\Gamma_l = \frac{\mu_l}{L_l} = -\frac{e}{2m} = -\frac{\mu_B}{\hbar}, \quad (9.22)$$

де $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 0,927 \cdot 10^{-27} \frac{\text{Дж}}{\text{Тл}}$ – *магнетон Бора*, e і m – заряд і маса електрона.

Знак «мінус» у формулі вказує на протилежність напрямків механічного L_l і магнітного μ_l моментів.

Орбітальний магнітний момент і його проекції також приймають дискретні значення.

$$\mu_l = -\mu_B \sqrt{l(l+1)}, \quad (9.23)$$

$$\mu_{lz} = -m\mu_B. \quad (9.24)$$

Видно, що магнетон Бора є природною одиницею вимірювання магнітного моменту.

Стан електрона в атомі водню і воднеподібних іонах визначається усіма трьома квантовими числами n, l, m , проте, енергія електрона залежить лише від головного квантового числа n . Відповідно, тому кожному власному значенню E_n (окрім E_1) відповідає кілька власних функцій ψ_{nlm} , які відрізняються l і m , тобто атом водню може перебувати в різних станах для одного і того ж значення енергії (для одного і того ж n).

Стани з однаковою енергією (з однаковим головним квантовим числом n) називаються **виродженими**, а число станів з даними значенням енергії – **кратністю виродження**. Кратність виродження, розрахована на підставі трьох квантових чисел, дорівнює n^2 .

На рис.9.5 наведено схему енергетичних рівнів в атомі водню. Рівні, що відповідають станам з різними значеннями квантового числа l , розміщені у різних стовпцях і відрізняються значеннями орбітального механічного моменту. В атомній фізиці застосовуються запозичені із спектроскопії умовні позначення станів з різними l .

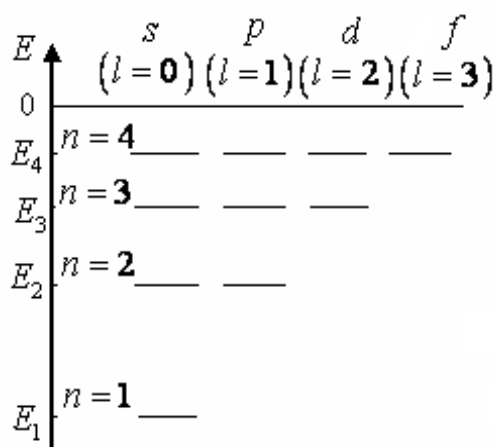


Рисунок 9.5 – Схема енергетичних рівнів в атомі водню

Стани з $l = 0, 1, 2, 3, 4$ позначаються як s -, p -, d -, f -, g -стани, а електрони в цих станах називають s -, p -, d -, f -, g -електронами, відповідно. Позначення літер, які використовуються, відповідають англійським назвам відповідних спектральних серій: *sharp* (різка), *principal* (головна), *diffuse* (дифузна), *fundamental* (фундаментальна), *general* (генеральна) серії.

Для атомів, що містять багато електронів, рівняння Шредінгера являє собою складне диференціальне рівняння, яке не може бути вирішене в загальному вигляді. Тому для наближеного рішення цього рівняння приймають спрощену модель атома. Для багатоелектронних атомів придатна модель, в якій зберігається уявлення про індивідуальний стан електрона в атомі. В межах цієї моделі рух усіх електронів відбувається незалежно один від одного. Стан атома в цілому визначається сукупністю станів усіх електронів. Такий підхід отримав назву «одночасткового» наближення. Згідно з ним, кожен електрон рухається у

деякому ефективному центральносиметричному полі, яке створюється ядром і усіма іншими електронами.

Стан окремого електрона для одночасткового наближення визначається чотирма квантовими числами n, l, m, m_s .

$n = 1, 2, 3, \dots$ – головне квантове число;

$l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$ – (для заданого n) – орбітальне квантове число;

$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ – (для заданого l) – магнітне квантове число;

$m_s = \pm 1/2$ – спінове магнітне квантове число.

Для кожного з електронів орбітальне l і магнітне m числа визначають орбітальний момент імпульсу L_l та його проекцію L_{lz} , число m_s – значення проекції спіну на вісь z .

Для одночасткового наближення значення енергії стаціонарних станів залежить від двох квантових чисел n і l та можуть бути записані як:

$$E_{nl} = -\frac{2\pi\hbar R c Z^2}{(n - \sigma_l)^2} = -13,6 \cdot \frac{Z^2}{(n - \sigma_l)^2} \text{ eB},$$

де Z – номер елемента у таблиці Менделєєва, σ_l – стала екранування, яка збільшується зі зменшенням числа l . Тому $\sigma_s > \sigma_p > \sigma_d > \sigma_f$.

Інакше кажучи, у багатоелектронних атомах за рахунок взаємодії електронів між собою відбувається розщеплення енергетичного рівня із заданим значенням головного квантового числа n і тим самим знімається виродження по квантовому числу l .

На рис. 9.6 наведено енергетичний спектр багатоелектронних атомів. Рівні з однаковим числом n з'єднані пунктирною лінією. Видно, що зі збільшенням числа n в атомі є сильнішим екранування, у результаті чого збільшується розщеплення рівнів з різними l . Тому, зі збільшенням числа n рівні з більшим значенням l розташовуються вище s -рівнів з головним квантовим числом $(n+1)$. Рівні з різним n при цьому «переплутуються».

Наприклад, починаючи з $n \geq 4$, енергія s -стану є меншою за енергію d -стану для $(n-1)$ рівня.

Сукупність електронів, які мають однакове значення квантового числа n , утворюють замкнену оболонку. Оболонка підрозділяється на підоболонки, що відрізняються значеннями квантового числа l . У відповідності зі значенням n оболонкам дають позначення, запозичені із спектроскопії рентгенівських променів (табл.9.1).

Таблиця 9.1

Значення n	1	2	3	4	5	6
Позначення оболонки	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>	<i>N</i>	<i>O</i>	<i>P</i>

Електрони, які мають однакові числа n і l , що відрізняються числами m і m_s мають однакову енергію. Іншими словами, стани електронів у багатоелектронних атомах є виродженими по квантовим числам m і m_s .

Розподіл електронів в атомі з різними значеннями називають **електронною конфігурацією**. Значення n вказується числом до значення l , яке позначене

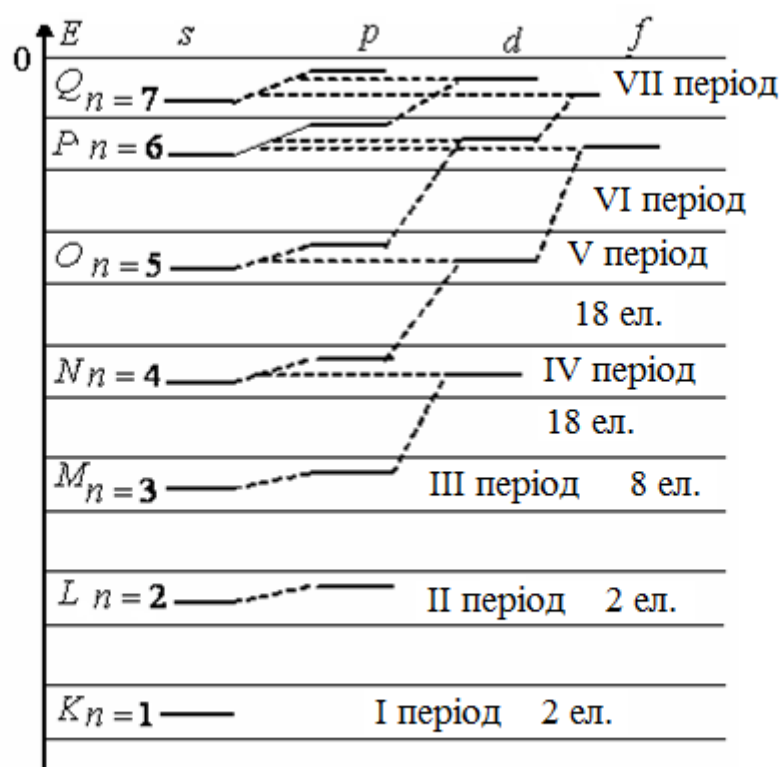


Рисунок 9.6 – Енергетичний спектр багатоелектронних атомів

літерою. Число електронів з однаковими значеннями n і l вказують у вигляді показника ступеню для позначення стану електрона. Наприклад, якщо два

електрона знаходяться у стані з $n=1$, $l=0$, то електронна конфігурація записується як $1s^2$.

Молекула – найменша частинка речовини, утворена з двох або більше атомів, які з'єднані хімічними зв'язками. Хімічні зв'язки забезпечуються різноманітними взаємодіями зовнішніх валентних електронів атомів. Електрони внутрішніх оболонок при утворенні молекули не змінюють своїх станів.

Молекула є квантовою системою, її можна описати рівнянням Шредінгера, яке враховує рух електронів у молекулі, коливання атомів молекули, обертання молекули.

Енергія ізольованої молекули дорівнює

$$E = E_e + E_v + E_r, \quad (9.25)$$

де E_e – енергія електронної конфігурації, яка обумовлена рухом електронів відносно ядер; E_v – коливальна або вібраційна енергія, яка відповідає коливанням молекули; E_r – обертальна або ротаційна енергія, яка пов'язана з обертанням молекули. Кожна з цих енергій квантується.

Коливальна енергія може бути розрахована за формулою для квантового гармонічного осцилятора

$$E_v = \hbar \omega \left(V + \frac{1}{2} \right), \quad (9.26)$$

де $V = 0, 1, 2, \dots$ – коливальне квантове число, для якого існує правило відбирання $\Delta V = \pm 1$, ω_0 – частота власних коливань молекули.

Обертальна енергія молекули

$$E_r = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2I}, \quad (9.27)$$

де $J = 0, 1, 2, \dots$ – обертальне квантове число, для якого правило відбирання $\Delta J = \pm 1$; I – момент інерції молекули відносно вісі, що проходить крізь центр мас.

Якщо ввести величину, яку називають оберальною сталою $B = \frac{\hbar^2}{2I}$, то вираз для оберальної енергії набуде вигляду $E_r = BJ(J+1)$.

Для двоатомної молекули $I = md^2$, де $m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ – зведена маса двох атомів з масами m_1 і m_2 , d – між'ядерна відстань.

На рис. 9.7 наведено енергетичний спектр молекули. Видно, що енергетичний зазор відрізняється для електронного, коливального і оберального рівнів енергії:

$$\Delta E \gg \Delta E_v \gg \Delta E_r.$$

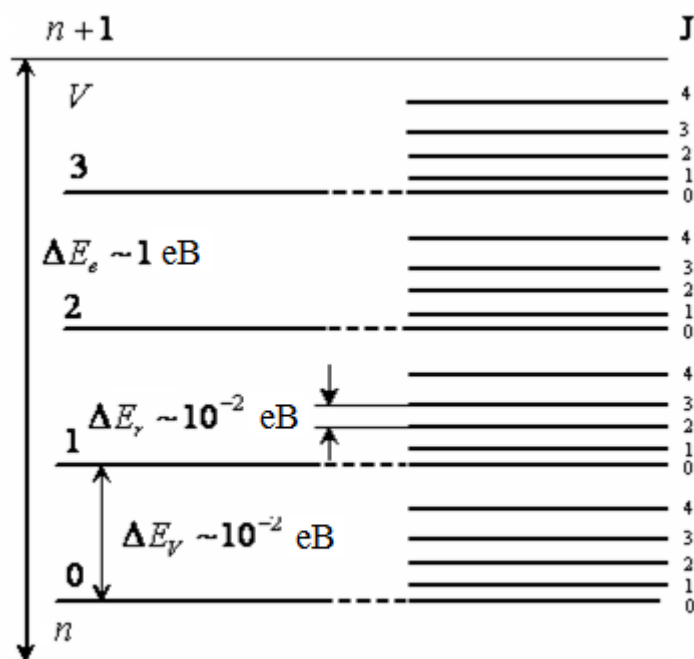


Рисунок 9.7 – Енергетичний спектр молекули

9.6. Спін. Тонка структура енергетичних рівнів. Досліди Штерна і Герлаха

Дослідження спектрів лужних металів показало, що кожна лінія цих спектрів є подвійною (дублетом). Згодом розщеплення спектральних ліній було виявлено і для інших елементів. Структура спектра, що відображає розщеплення енергетичних рівнів на компоненти, називається *тонкою структурою*, а найскладніші спектральні лінії – *мультиплети*.

Для пояснення тонкої структури американські фізики Джордж Уленбек (1900-1988) і Семюел Гаудсміт (1902-1978) у 1925 р. ввели концепцію спіну. На підставі спектроскопічних даних вони припустили існування у електрона власного механічного моменту імпульсу, рівного $\hbar/2$, і пов'язаного з ним спінового магнітного моменту μ_s , модуль якого є рівним магнетону Бора $\mu_B = \frac{\hbar e}{2m_e}$. При введенні терміну «спін» передбачалося, що електрон можна

розглядати на прикладі дзиги, яка обертається, а його спін – як характеристику такого обертання (англ. spin – обертання, вертіння).

Отже, характеристика стану електрона в атомі за допомогою лише трьох квантових чисел не є повною. Необхідно враховувати власний момент імпульсу електрона – **спіновий момент імпульсу**. Він має лише квантову природу і не пов'язаний з переміщенням цієї елементарної частинки як цілого.

Спін електрона дорівнює

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar, \quad (9.28)$$

де s – спінове квантове число.

Проекція спіну на напрямок зовнішнього магнітного поля приймає лише два значення і визначається *магнітним квантовим числом* $m_s = \pm 1/2$.

$$L_{sz} = m_s \hbar = \pm \frac{1}{2} \hbar. \quad (9.29)$$

Зі спіном пов'язаний *власний магнітний момент* μ_s . Гіромагнітне відношення власного магнітного моменту до власного механічного моменту є удвічі більшим, ніж для орбітальних моментів

$$\frac{\mu_s}{L_s} = -\frac{e}{m} = -2 \frac{\mu_B}{\hbar}. \quad (9.30)$$

Відповідно:

$$\mu_s = -\sqrt{3} \mu_B, \quad (9.31)$$

$$\mu_{sz} = \pm \mu_B. \quad (9.32)$$

Спін має більшість частинок: для електронів, протонів, нейтронів – спін напівцілий, для фотонів – цілий (рівний 1), для π - і K -мезонів – нульовий.

Наявність у електронів спіну підтверджено дослідом німецьких вчених Отто Штерна (1888–1969) і Вальтера Герлаха (1889–1979), поставленим у 1922 р. (рис. 9.8, а, б). Через істотно неоднорідне уздовж осі z магнітне поле на фотопластинку падав пучок атомів срібла (рис. 9.8, в). Атоми перебували у свідомо незбудженому стані, тобто результуючі орбітальні моменти їх електронів дорівнювали нулю. Здавалося б, магнітне поле не повинно було впливати на рух цих атомів. Однак атомний пучок розщеплювався на дві компоненти, розташовані симетрично щодо первісного напрямку x (рис. 9.8, з, д). Пояснити це можна було лише тим, що атоми мають якийсь ще магнітний момент (не орбітальний), за рахунок якого вони орієнтуються в магнітному полі: або втягуються в область сильнішого поля, або виштовхуються в область слабшого. На підставі уявлень про спіни електрони атомів в кожному з пучків відрізняються проекціями магнітного моменту на напрямок магнітного поля (вісь Z). Ці проекції можуть мати два значення спіну. З дослідів знайдено величину проекції спінового магнітного моменту електрона (магнетон Бора).

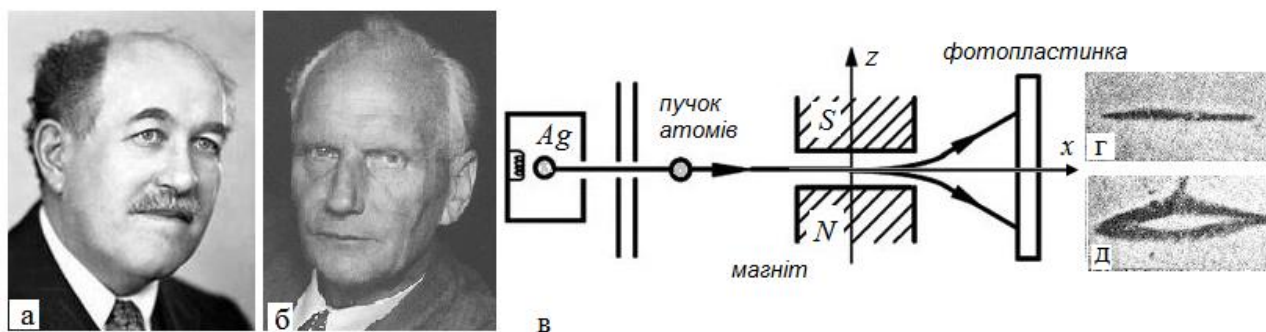


Рисунок 9.8 – Отто Штерн (а), Вальтер Герлах (б), схема дослідів (в), результат дослідів: без поля (з), з полем (д)

9.7. Принцип Паулі. Періодична таблиця елементів Д. І. Менделєєва

Облік спіну електрона дозволили лауреату Нобелівської премії 1945 р. швейцарському фізику Вольфгангу Паулі (1900–1958) (рис. 9.9, а) у 1925 р. сформулювати **принцип заборони** (принцип виключення, **принцип Паулі**): в

довільній фізичній системі не може бути двох електронів, що знаходяться в одному і тому ж квантовому стані, тобто мають однаковий набір чотирьох квантових чисел n, l, m, s .

Відповідно до принципу Паулі найбільше число електронів в атомі, які знаходяться в станах, що визначаються: 1) головним квантовим числом n (кратність виродження) становить $N(n) = 2n^2$; 2) двома квантовими числами n і l – $N(n, l) = 2(2l + 1)$; 3) трьома квантовими числами n, l, m – $N(n, l, m) = 2$; і 4) чотирма квантовими числами n, l, m, s – $N(n, l, m, s) = 1$ або 0.

На основі принципу Паулі можна пояснити, як відбувається заповнення електронних оболонок атома зі збільшенням порядкового номера хімічного елемента Z . Кожен наступний електрон незбудженого атома займає найглибший (низькоенергетичний) з ще незаповнених рівнів. І саме принцип Паулі пояснив й те, чому електрони в атомі виявляються не усі на найнижчому дозволеному електронному рівні.



Рисунок 9.9 – Вольфганг Паулі (а), Дмитро Менделєєв (б), Генрі Мозлі (в)

Послідовне заповнення електронних станів в атомах дозволяє розташувати усі хімічні елементи у періодичну таблицю Менделєєва. Порядковий номер Z хімічного елемента в таблиці дорівнює загальному числу електронів в атомі даного елемента. Таблиця Менделєєва складається із 7 періодів, в межах якого властивості елементів змінюються від лужного металу до інертного газу. На рис. 9.6 виділено стани, які заповнюються в усіх 7 періодах таблиці і наведено число елементів для цих періодів, що дорівнює кількості електронів у виділених станах. У перших трьох періодах відбувається послідовне

заповнення K ($n=1$), L ($n=2$), M ($n=3$) оболонок. У кожній оболонці спочатку заповнюється s ($l=0$)-підоболонка, потім p ($l=1$)-підоболонка.

Послідовне заповнення оболонок порушується, починаючи з четвертого періоду таблиці. Із рисунка видно, що енергія $4s$ -стану є меншою за енергію $3d$ -стану. Тому в IV періоді $4s$ -підоболонка заповнюється перед заповненням $3d$ -підоболонки. Аналогічна ситуація повторюється у V періоді. Елементи, для яких відбувається відступ у послідовності заповнення підоболонок, називаються перехідними.

У VI і VII періодах, після заповнення $6s$ - і $7s$ -підоболонок, заповнюються $4f$ - і $5f$ -підоболонки і лише після їхнього заповнення, заповнюються $5d$ - і $6d$ -підоболонки попередніх оболонок. Елементи, для яких відбувається заповнення $4f$ - і $5f$ -підоболонок, називають лантаноїдами і актиноїдами, відповідно.

Атоми елементів з подібними властивостями розташовуються у групи. Характерною рисою основного стану атомів елементів, що належать до однієї групи, є однакове число електронів у самій зовнішній оболонці і однакове квантове число l зовнішньої підоболонки. Цим пояснюється схожість хімічних і оптичних властивостей елементів в групах таблиці Менделєєва.

Як вже говорилося, даному значенню головного квантового числа n відповідають $2n^2$ станів, які відрізняються один від одного значеннями інших квантових чисел l, m, s . Сукупність електронів атома з однаковим n , утворюють так звану **електронну оболонку**. Оболонки поділяють на **підоболонки**, які відрізняються квантовим числом l . Різні стани в підоболонці відрізняються значеннями m і s . Число станів у підоболонці становить $2(2l+1)$. Підоболонки позначають

$$1s; 2s, 2p; 3s, 3p, 3d; \dots$$

де цифра позначає квантове число n , а літера – число l .

Розподіл електронів по станах називають електронною конфігурацією (табл. 9.2.). Її записують символічно наступним чином: $1s^2 2s^2 2p^6 3s$. Це означає, що в атомі є два $1s$ -електрони, два $2s$ -електрони, шість $2p$ -електронів і один $3s$ -електрон. Всього кількість електронів – 11. Значить це натрій.

Принцип Паулі дає пояснення періодичної повторюваності властивостей атомів, відображенням якої є **періодична система елементів**, створена Д.І. Менделєєвим (1834–1907) (рис. 9.9, б). Розуміння періодичної системи елементів засноване на ідеї про оболонкову структуру електронної хмари атома.

Таблиця 9.2 – Стани електрона в атомі

Головне квантове число n	1	2	3	4	5
Символ оболонки	K	L	M	N	O
Максимальне число електронів в оболонці	2	8	18	32	50
Орбітальне квантове число l	0	0 1	0 1 2	0 1 2 3	0 1 2 3 4
Символ підоболонки	$1s$	$2s$ $2p$	$3s$ $3p$ $3d$	$4s$ $4p$ $4d$ $4f$	$5s$ $5p$ $5d$ $5f$ $5g$
Максимальне число Електронів у підоболонці	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14 18

Кожен наступний атом виходить з попереднього додаванням заряду ядра на одиницю і додаванням одного електрона, який займає дозволений принципом Паулі стан з найменшою енергією.

$Z = 1$. Водень. 1 електрон в $1s$ -стані: $1s^1$

$Z = 2$. Гелій. 2 електрони в $1s$ -стані (з протилежними спінами): $1s^2$.

$Z = 3$. Літій. 2 електрони в $1s$ -стані і 1 електрон в $2s$ -стані: $1s^2 2s^1$.

$Z = 4$. Берилій. $1s^2 2s^2$.

$Z = 5$. Бор. $1s^2 2s^2 2p^1$.

.....

$Z = 10$. Неон. $1s^2 2s^2 2p^6$.

$Z = 11$. Натрій. $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$

.....

$Z = 18$. Аргон. $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$.

Після аргону починаються відступи у послідовності заповнення електронних оболонок.

$Z = 19$. Калій. $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^1$. Дев'ятнадцятий електрон у калію знаходиться не в $3d$, а в $4s$ – стані. Це відбувається в силу того, що енергія електрона в $4s$ -стані є меншою, ніж в $3d$. Отже, при десяти незаповнених d -станів в третій оболонці починається заповнення четвертої оболонки. Тому хімічні властивості калію виявляються близькими до властивостей літію і натрію.

9.8. Характеристичне рентгенівське випромінювання. Закон Мозлі

Важливу роль у дослідженнях будови і властивостей електронних оболонок атомів відіграли рентгенівські промені. Раніше ми розглядали гальмівне рентгенівське випромінювання, яке має суцільний спектр і виникає під час гальмування електронів в матеріалі антикатада.

При підвищенні напруги на рентгенівській трубці поряд із суцільним спектром з'являється *лінійчатий*. Він є дискретним, тобто таким, що складається з окремих ліній, і характеризує матеріал антикатада, в зв'язку з чим і називається *характеристичним*. Порухення характеристичного випромінювання відбувається при цілком певній для даної речовини анода напрузі на трубці U_0 , яка називається *потенціалом збудження*. На тлі суцільного спектра гальмівного випромінювання даного анода лінії характеристичного (рис. 9.10) будуть присутні для всіх напруг $U > U_0$. Підвищення напруги на трубці збільшує інтенсивність і суцільного, і характеристичного випромінювань, але довжини хвиль характеристичних максимумів і співвідношення їх інтенсивностей залишаються незмінними.

Властивості характеристичних рентгенівських спектрів:

1. Рентгенівські спектри відрізняються простотою й одноманітністю. Зі збільшенням атомного номера Z елементу вони монотонно зміщуються у короткохвильовий бік.

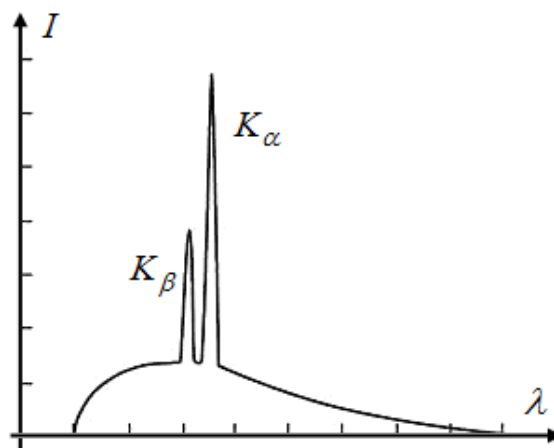


Рисунок 9.10 – Безперервний спектр гальмівного випромінювання і лінії K -серії характеристичного спектра для молібденового анода

2. Характеристичні спектри різних елементів однотипні і не змінюються, якщо елемент знаходиться у сполученні з іншими елементами. Це пояснюється тим, що ці спектри виникають під час переходів електронів у внутрішніх частинах атомів, тобто частинах, які мають подібну будову.

3. Характеристичні спектри складаються з декількох серій: K , L , M , Кожна серія – з невеликого числа ліній: $K_{\alpha}, K_{\beta}, K_{\gamma}, \dots$, $L_{\alpha}, L_{\beta}, L_{\gamma}, \dots$, та ін. в порядку убутання довжини хвилі (рис. 9.11).

Збудження атома виникає при видаленні одного з внутрішніх електронів (під дією електронів або фотонів досить великої енергії). Якщо виривається один з двох електронів K -рівня ($n = 1$), то місце, яке звільнилося може бути зайняте електроном будь-якого вищого рівня: L , M , N та ін. В результаті виникає K -серія. Подібним чином виникають й інші серії.

K -серія обов'язково супроводжується появою й інших серій, оскільки під час її випромінювання звільняються електрони на L , M та інших рівнях, які будуть заповнюватися електронами з більш високих рівнів. Тому умова появи усіх ліній усіх спектральних серій збігається з умовою появи K -серії.

4. Найбільш інтенсивними лініями характеристичного спектра є лінії K -серії: K_{α} , потім K_{β} , K_{γ} та ін. (відповідні їм довжини хвиль позначають $\lambda_{K_{\alpha}}$,

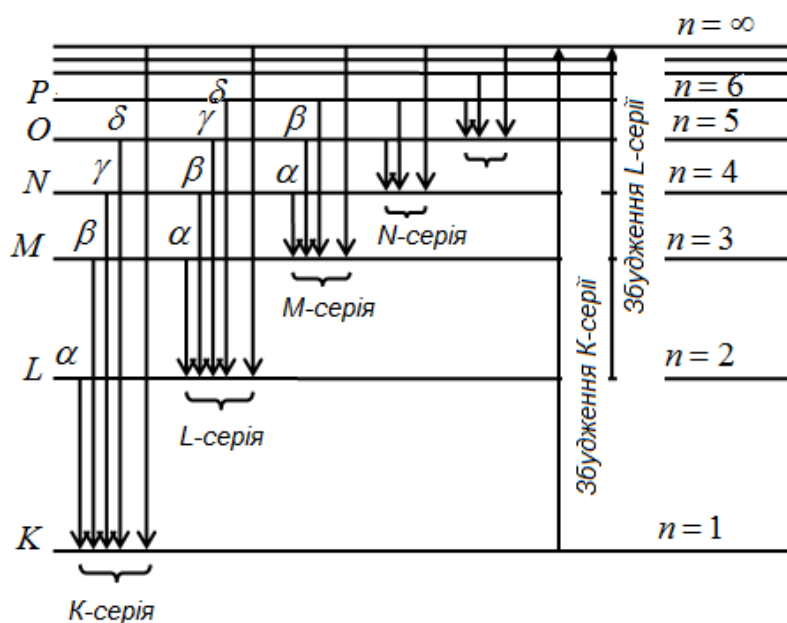


Рисунок 9.11 – Схема електронних переходів, які відповідають за випромінювання ліній характеристичного спектра

$\lambda_{K\beta}$, $\lambda_{K\gamma}$). Таку закономірність в інтенсивності послідовних ліній цієї серії можна пояснити тим, що імовірність зайняти вакантне місце на певній оболонці є найбільшою для електрона, який розташовано на сусідній (вищій) оболонці. Чим далі знаходиться електрон від оболонки з місцем, що звільнилося, тим менше відповідна імовірність. Тому число фотонів, що складають K_α -лінію, є максимальним. За ним йде число фотонів, які відповідають K_β -лінії та ін.

5. При дослідженні рентгенівських спектрів англійський фізик Генрі Мозлі (1887–1915) (рис. 9.9, в) у 1913 р. встановив закон, який пов'язує частоту ν спектральних ліній з атомним номером Z елемента, який випромінює ці лінії.

Було показано, що

$$\sqrt{\frac{\nu}{R}} = \frac{Z - \sigma}{n}, \quad (9.33)$$

де $R = 1,1 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – стала Рідберга, σ – стала екранування, n – головне квантове число оболонки.

Найбільш зручними є наступні записи **закону Мозлі**:

$$\frac{1}{\lambda} = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right), \quad (9.34)$$

$$\omega = R'(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right), \quad (9.35)$$

де $R = 1,1 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ и $R' = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ – сталі Рідберга для довжин хвиль і для частот, відповідно, n_i, n_k – номери оболонок, між якими відбувається перехід електронів.

Стала екранування σ – безрозмірний коефіцієнт, який враховує вплив на окремий електрон всіх інших електронів атома. Для K -серії $\sigma = 1$. До того ж, $\sigma = 1$ для легких елементів (тобто розташованих на початку таблиці Менделєєва).

Як випливає із закону Мозлі, довжини хвиль спектральних ліній залежать лише від атомного номера елемента, з якого виготовлено анод рентгенівської трубки, і є індивідуальною характеристикою цього елемента. Знаходження елемента в чистому вигляді або у вигляді хімічної сполуки не впливає на вигляд характеристичного спектра.

Історична цінність закону Мозлі полягає в тому, що він дозволив з достовірністю розташувати елементи по їх місцям у таблиці Менделєєва. Справа в тому, що деякі елементи важко було розташувати, базуючись тільки на значеннях їх атомних мас і хімічних властивостях. Наприклад, елементи з номерами від $Z = 58$ до $Z = 72$ (так звані лантаноїди) мають практично однакові хімічні властивості, а труднощі вимірювання атомних мас обумовлені їх складним ізотопним складом і технологічними складнощами поділу елементів. За допомогою закону Мозлі було доведено, що Д.І. Менделєєв мав рацію, коли при складанні таблиці в першу чергу орієнтувався на хімічні властивості елементів, іноді порушуючи тенденцію послідовного зростання атомної маси зі збільшенням порядкового номера Z відповідного хімічного елемента.

Одним з головних застосувань характеристичного рентгенівського випромінювання є **рентгеноспектральний** аналіз. Цей метод дозволяє, не порушуючи цілісності досліджуваного об'єкта, кількісно визначати елементи з $Z = 12$ до $Z = 92$ в матеріалах складного хімічного складу (сплавах, мінералах, кераміках, пластмасах та ін.). Рентгеноспектральний аналіз добре

зарекомендував себе при визначенні домішок у нафті і бензинах, сірки в газоліні, домішок в мастилах і продуктах зносу в машинах, при аналізі каталізаторів, при здійсненні експресних силікатних аналізів та інших.

Характеристичне випромінювання також знаходить застосування в медицині, біології і криміналістиці. Методики дозволяють виявити вкрай малі кількості токсичних речовин в тканинах організму і навколишнього середовища, для дослідження мікроелементів у рослин і тварин.

Іншою важливою сферою застосування характеристичного випромінювання є **рентгеноструктурний** аналіз – метод, який використовує явище дифракції рентгенівських променів. Дифракційна картина залежить від довжини хвилі використовуваних рентгенівських променів і будови об'єкта. Для дослідження атомної структури застосовують випромінювання з довжиною хвилі $\sim 0,1$ нм, тобто близько розмірів атома. Методами рентгеноструктурного аналізу вивчають структуру різних речовин. Найбільш інформативний цей метод для дослідження кристалів, оскільки кристали мають сувору періодичність будови і являють собою створену самою природою дифракційну ґратку для рентгенівських променів. Однак цей метод доставляє цінні відомості і при дослідженні тіл з менш впорядкованою структурою, таких, як рідини, аморфні тіла, рідкі кристали, полімери та інші. На основі численних вже розшифрованих атомних структур може бути вирішена і зворотна задача: по рентгенограмі полікристалічної речовини, наприклад легованої сталі, сплаву, руди, місячного ґрунту, може бути встановлений кристалічний склад цієї речовини, тобто виконано фазовий аналіз.

Питання для самоперевірки:

1. У чому полягає гіпотеза де Бройля?
2. Запишіть співвідношення невизначеностей Гейзенберга.
3. Сформулюйте принцип Паулі.
4. Які властивості характеристичних рентгенівських спектрів Вам відомі?
5. Які практичні застосування має характеристичне випромінювання?

ГЛАВА 10. ЕЛЕМЕНТИ ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ. РАДІОАКТИВНІСТЬ

10.1. Склад і характеристики атомного ядра

Атомне ядро – це центральна частина атома, у якому переважно зосереджена його маса. Воно має позитивний заряд, який визначає хімічний елемент. Ядро складається з елементарних частинок – протонів і нейтронів, які називають **нуклонами** (з лат. *Nucleus* – ядро). Протонно-нейтронну модель ядра було запропоновано радянським фізиком Д. Д. Іваненко (1904-1994) (рис.10.1, а) у 1932 р. і згодом розвинено В. Гейзенбергом.



Протон було відкрито Е. Резерфордом у 1919 р. у його дослідках по розсіюванню α -частинок речовиною. Ним же було запропоновано і назву, яка походить з давньогрецької *πρῶτος*, що означає «перший, основний, первинний».

Протон (p) має позитивний заряд

Рисунок 10.1 – Дмитро Іваненко (а), Джеймс Чедвік (б)

$$q_p = e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \quad \text{і} \quad \text{масу}$$
$$m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

В атомній фізиці застосовують дві позасистемні одиниці маси:

1) **атомну одиницю маси** 1 а.о.м. (u) = $1,66054 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1/12$ маси нейтрального ядра вуглецю ^{12}C ;

2) **енергетичний еквівалент маси** – кожному значенню маси відповідно до формули Ейнштейна відповідає повна енергія $E = mc^2$. Співвідношення між атомною одиницею маси та її енергетичним еквівалентом

$$1 u = 1.660539 \cdot c^2 = 1.492418 \cdot 10^{-10} = 931,494 \text{ MeV.}$$

Використовуючи ці одиниці, масу протона можна записати як

$$m_p = 1,007276 u = 938,272 \text{ MeV.}$$

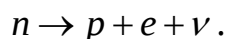
Нейтрон (n). Його електричний заряд дорівнює нулю, а маса є близькою до маси протона.

$$m_n = 1,67490068 \cdot 10^{-27} = 1,00897 u = 939,565 \text{ MeV.}$$

Як видно з порівняння, з точністю $\sim 1\%$ маси протона і нейтрона рівні одній атомній одиниці маси ($1u$).

Нейтрон було відкрито у 1932 р. англійським фізиком лауреатом Нобелівської премії 1935 р. Джеймсом Чедвіком (1891-1974) (рис.10.1, б).

У вільному стані нейтрон нестабільний і самовільно розпадається, перетворюючись на протон й випромінюючи при цьому електрон і нейтрино:



Основними характеристиками атомного ядра є зарядове і масове числа.

Зарядове число Z дорівнює кількості протонів в ядрі і визначає його заряд Ze . Оскільки атом є нейтральним, то число Z визначає і число електронів в атомі. Від числа ж електронів залежить їх розподіл по станах в атомі, від якого, в свою чергу, залежать хімічні властивості атома. Отже, заряд ядра визначає особливості даного хімічного елемента, тобто визначає число електронів в атомі, конфігурацію їх електронних оболонок, величину і характер електричного поля всередині атома.

Масове число A визначає число нуклонів в ядрі. Число нейтронів $N = A - Z$.

Символічно ці характеристики ядра позначають так: ${}_Z^AX$.

Наприклад, ${}_1^2H$, ${}_2^4He$, ${}_{92}^{238}U$.

Відповідно до загальноприйнятої термінології конкретні атоми із заданим числом протонів і нейтронів в ядрі називають **нуклідами**.

Ізотопи – ядра з однаковим зарядовим числом Z , але різним масовим числом A .

Наприклад, ізотопи урану: ${}_{92}^{235}U$ і ${}_{92}^{238}U$; ізотопи водню: ${}_1^1H$ – звичайний водень – протій, ${}_1^2H$ – важкий водень – дейтерій (D), ${}_1^3H$ – тритій (T).

Ізобари – ядра з однаковим масовим числом A .

Наприклад, ізотопи аргону і кальцію ${}_{18}^{40}Ar$ і ${}_{20}^{40}Ca$.

Ізотони – ядра з однаковою кількістю нейтронів $N = A - Z$.

Наприклад, ізотопи вуглецю і азоту ${}_6^{13}C$ і ${}_7^{14}N$.

Ізомери – ядра з однаковими Z і A , але різними періодами напіврозпаду. Наприклад, у бромі ${}_{35}^{80}Br$ є два ізомери з періодами напіврозпаду 18 хв і 4,4 години.

Розміри атомного ядра залежать від його масового числа. Середня густина нуклонів для ядер з $A > 10$ є практично однаковою, об'єм пропорційним масовому числу, а лінійний розмір $r \approx 1,3 \cdot 10^{-15} \cdot A^{1/3}$ м = $1,3 \cdot A^{1/3}$ Ф (Ф – Фермі – позасистемна одиниця довжини, $1 \text{ Ф} = 1 \cdot 10^{-15}$ м). Густина ядерної речовини надзвичайно велика порівняно з густиною звичайних речовин і становить $\sim 10^{17}$ кг/м³.

10.2. Ядерні сили. Дефект маси і енергія зв'язку ядра

В атомних ядрах між нуклонами діють сильні зв'язки, які називають ядерними силами і які мають наступні властивості.

1) Ядерні сили є **короткодійними**: при збільшенні відстані між нуклонами дія ядерних сил швидко зменшується і на відстані понад $2,2 \cdot 10^{-15}$ м стають практично рівними нулю. На відстані $1,5 \cdot 10^{-15}$ м тяжіння змінюється відштовхуванням. Довжина дії ядерних сил становить $(1,5 - 2) \cdot 10^{-15}$ м, завдяки чому ядра є досить стійкими утвореннями.

2) Ядерні сили характеризуються **зарядовою незалежністю**, вони однаково діють між частинками з позитивним, негативним зарядом і нейтральними частинками. Це означає, що вони мають неелектростатичну природу.

3) Ядерні сили залежать від взаємної орієнтації взаємодіючих нуклонів, а саме, від орієнтації спінів. Наприклад, ядро важкого водню-дейтерію (дейтрон ${}^2\text{H}$) утворюється з нейтрона і протона тільки в тому випадку, якщо їх спіни є паралельними один одному.

4) Ядерні сили **не є центральними**; їх потенціал не має сферичної симетрії.

5) Ядерні сили мають властивість **насичення**. Ця властивість виявляється в тому, що нуклони в ядрі взаємодіють лише з обмеженим числом найближчих до них сусідніх нуклонів. Властивістю насичення пояснюється залежність енергії зв'язку ядра від масового числа.

Масу ядер можна з великою точністю визначити методами мас-спектрометричного аналізу, у яких за допомогою магнітних і електричних полів пучки заряджених частинок поділяються відповідно до своїх питомих зарядів q/m . Було встановлено, що маса ядра $m_{\text{я}}$ є меншою за суму мас частинок, які

входять до нього. Оскільки кожній зміні маси відповідає зміна енергії за формулою $\Delta E = \Delta m c^2$, то це означає, що під час утворення і поділу ядра має виділятися або витрачатися деяка енергія.

Дефектом маси Δm ядра називають величину

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n] - m_{\text{я}} \cong [Zm_H + (A - Z)m_n] - m_a, \quad (10.1)$$

де m_p , m_n і $m_{\text{я}}$ – маси протона, нейтрона і ядра, відповідно.

Енергією зв'язку $E_{\text{зв}}$ ядра називають роботу, яку треба витратити для того, щоб розділити дане ядро на складові частини і віддалити їх одну від одної на таку відстань, на якій вони б практично не взаємодіяли.

$$E_{\text{св}} = c^2 \{ [Zm_p + (A - Z)m_n] - m_{\text{я}} \}. \quad (10.2)$$

Оскільки в довідковій літературі наведено не маси ядер, а маси нейтральних атомів, виражені в атомних одиницях маси u , то у формулі (10.2) можна зробити заміни: маси протона на масу нейтрального атома водню ${}^1_1\text{H}$ $m_p = m_H$, а маси ядра – на масу атома $m_{\text{я}} = m_a$. Тоді

$$E_{\text{св}} = c^2 \{ [Zm_H + (A - Z)m_n] - m_a \}. \quad (10.3)$$

Беручи до уваги, що при дефекті маси $\Delta m = 1u$ енергія зв'язку дорівнює $\sim 931,5 \text{ MeV}/u$, енергія зв'язку ядра

$$E_{\text{зв}} \cong \Delta m(u) \cdot 931,5 \text{ (Мев}/u\text{)}. \quad (10.4)$$

Енергію зв'язку, яка припадає на один нуклон, тобто $E_{\text{зв}}/A$, називають **питомою енергією** зв'язку нуклонів у ядрі.

Питома енергія залежить від масового числа (рис. 10.2). Найсильніше пов'язані нуклони в ядрах з $A = 50 - 60$ (тобто від Cr до Ni). Зі збільшенням A питома енергія зв'язку зменшується і для найважчого природного елементу – урану – складає $7,5 \text{ MeV}/\text{нуклон}$. Подібна залежність питомої енергії від масового числа робить енергетично можливими два процеси отримання ядерної енергії:

- 1) **поділ** важких ядер на декілька легших;
- 2) **злиття** (синтез) легких ядер в одне ядро.

Обидва процеси супроводжуються виділенням великої кількості енергії (для першого ~ сотень MeV, для другого ~ десятків MeV). Наприклад, якщо з'єднати легкі ядра у більш важке, наприклад, ядро дейтерію ${}^2_1\text{H}$ і ядро тритію ${}^3_1\text{H}$ в ядро гелію ${}^4_2\text{He}$, то виділиться енергія, яка є рівною 17,6 MeV (на один нуклон припадає енергія, яка є рівною 3,5 MeV). Якщо здійснити поділ ядра урану ${}^{235}_{92}\text{U}$ на два ядра, близьких по масовому числу до Fe , то при кожному такому поділі виділиться енергія, яка є рівною 200 MeV, а на один нуклон припадає енергія, яка є рівною 1,25 MeV.

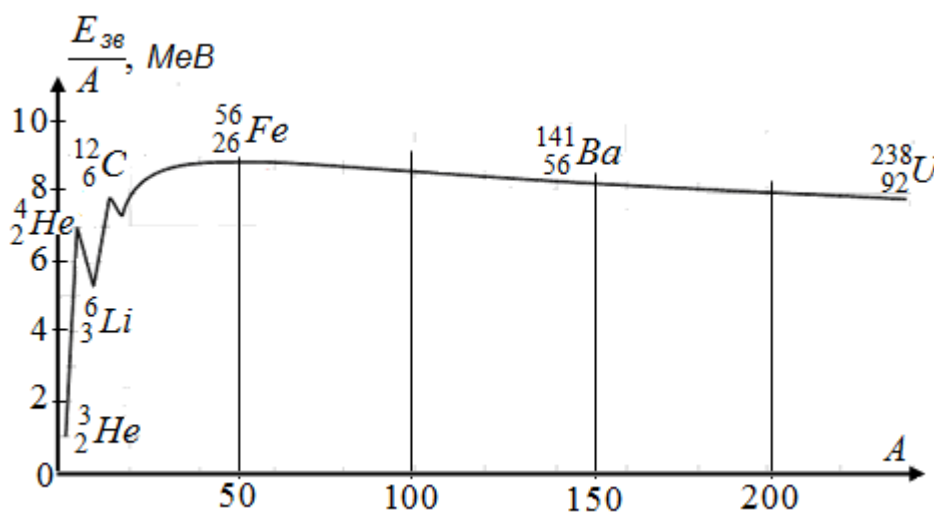


Рисунок 10.2 – Залежність питомої енергії зв'язку від масового числа

10.3. Радіоактивність. Типи радіоактивного випромінювання. Закон радіоактивного розпаду

У 1886 р. французький вчений Анрі Беккерель (1852-1908) (рис. 10.3, а), працюючи з солями урану, виявив почорніння емульсії фотопластинки, яке пов'язав з невідомим випромінюванням, джерелом якого був уран. Пізніше подібне випромінювання Марія Склодовська-Кюрі (1867-1934) (рис. 10.3, б), виявила для препарату торію. Переробивши вручну тонни уранової руди, Марія Кюрі разом з чоловіком П'єром Кюрі (1859-1906) (рис. 10.3, в) у 1898 р. відкрили ще два радіоактивних елементи, які були джерелами аналогічного випромінювання і які вони назвали «полонієм» на честь батьківщини М. Склодовської – Польщі, і «радієм», що в перекладі з латині означає «променистий». Виявлене випромінювання було названо **радіоактивним**

випромінюванням, а саме явище – **радіоактивністю**. За роботи по вивченню радіоактивності Анрі Беккерель і подружжя Кюрі у 1903 р. отримали Нобелівську премію з фізики, а Марія Склодовська-Кюрі у 1911 р. ще і Нобелівську премію з хімії.

Радіоактивністю називається спонтанне перетворення одних атомних ядер в інші, яке супроводжується випромінюванням елементарних частинок. Радіоактивність, яка існує в природних умовах, називається **природною**, а отдержана за допомогою ядерних реакцій – **штучною**.



Рисунок 10.3 – Анрі Беккерель (а), Марія Склодовська-Кюрі (б), П'єр Кюрі (в), Ірен Жоліо-Кюрі (г), Фредерік Жоліо-Кюрі (д)

Штучну радіоактивність було відкрито і досліджено подружжям Жоліо-Кюрі Ірен (1897-1956) (рис. 10.3, г) і Фредеріком (1900-1958) (рис. 10.3, д), які отримали за це Нобелівську премію з хімії 1935 р. Було показано, зокрема, що між природною і штучною радіоактивністю немає ніякої принципової різниці, а процеси радіоактивного перетворення відбуваються за одними і тими же законами.

Радіоактивне випромінювання існує трьох типів: α , β і γ -випромінювання.

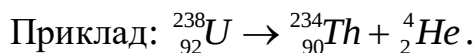
1. Альфа-розпад – спонтанне випромінювання ядром α -частинки (ядра нукліда ${}^4_2\text{He}$).



де X і Y – символи материнського й дочірнього ядер, відповідно.

α -розпад зазвичай супроводжується випромінюванням дочірнім ядром γ -променів. Кінетична енергія α -частинок, що вилітають, становить декілька МеВ. У повітрі при нормальному тиску пробіг α -частинок складає кілька сантиметрів (їхня енергія витрачається на утворення іонів на своєму шляху). Це

випромінювання відхиляється електричним і магнітним полем (оскільки α -частинки мають позитивний заряд), має високу іонізуючу і низьку проникаючу здатність (поглинається шаром алюмінію товщиною ~ 50 мкм).



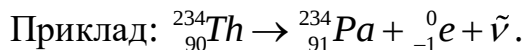
α -частинка утворюється лише в момент радіоактивного розпаду ядра. Залишаючи ядро, їй доводиться долати потенціальний бар'єр, висота якого перевищує її енергію. Це відбувається завдяки тунельному ефекту.

2. Бета-розпад – спонтанний процес, під час якого ядро перетворюється в інше ядро з тим же самим масовим числом A , але з зарядовим числом Z , яке відрізняється від початкового на ± 1 . Цей розпад пов'язаний з тим, що відбувається випромінювання електрона (позитрона) або захоплення електрона з оболонки атома.

1) **електронний β^- -розпад**: ядро випромінює *електрон* і його зарядове число збільшується на одиницю.



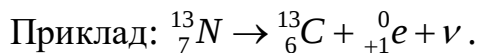
Під час β^- -розпаду випромінюється маленька частинка, яку називають антинейтрино $\tilde{\nu}$, також можуть випромінюватися γ -промені.



2) **позитронний β^+ -розпад**: ядро випромінює *позитрон* і його зарядове число зменшується на одиницю.



Позитрон – античастинка електрона, має заряд $+e$ і масу, яка дорівнює масі електрона. До того ж, під час β^+ -розпаду випромінюється нейтрино ν , і можуть випромінюватися γ -промені.



β -випромінювання відхиляється електричним і магнітним полем, його іонізуюча здатність є значно ($\sim$ у 100 разів) меншою, ніж для α -частинок. Воно поглинається шаром алюмінію товщиною ~ 2 мм.

Під час β -розпаду виділяються частинки нейтрино і антинейтрино. Ці дуже маленькі частинки (нейтрино – з італ. «маленька нейтральна частинка») з нульовим електричним зарядом були теоретично передбачені В. Паулі у 1930 р. Експериментально їх вдалося виявити через десятиліття дослідникам із США: у 1953 р. – Ф. Райнесу (1918–1998) і К. Кoenу (1919–1974) – антинейтрино (Нобелівська премія 1995 р.), а у 1962 р. – М. Ледерманом (нар. 1922 р.), М. Шварцу (1932–2006) і Дж. Стейнбергеру (нар. 1921 р.) – нейтрино (Нобелівська премія 1988 р.)

Гіпотеза про існування нейтрино дозволила американському фізику лауреату Нобелівської премії 1938 р. Енріко Фермі (1901–1954) (рис. 10.4, а) сформулювати теорію β^- -розпаду і пояснити, звідки береться електрон в ядрі. Фермі припустив, що в ядрі один із нейтронів розпадається на протон і електрон з одночасним утворенням антинейтрино:

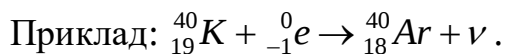


Під час цього процесу виконуються закони збереження електричних зарядів, імпульсу і масових чисел. До того ж, це перетворення є енергетично можливим, оскільки маса спокою нейтрона перевищує масу атома водню, тобто протона і електрона разом узятих. Різниця в масах відповідає енергії, яка є рівною 0,782 МеВ. За рахунок цієї енергії може відбуватися спонтанне перетворення нейтрона в протон; енергія розподіляється між електроном і антинейтрино.

Аналогічно записується реакція, яка є супутньою β^+ -розпаду, коли один з протонів перетворюється у нейтрон, випромінюючи при цьому позитрон і нейтрино:



3) **електронне захоплення** (K -захоплення): ядро поглинає один із K -електронів (рідше – один із L або M -електронів – тоді L -захоплення або M -захоплення).



Під час K -захоплення місце в електронній оболонці, яке звільнив захоплений електрон, заповнюється електронами з вищерозташованих оболонок. При цьому випромінюються рентгенівські промені. Це явище і дозволило відкрити у 1937 році цей тип радіоактивного перетворення американському фізику, лауреату Нобелівської премії 1968 р. Луїсу Альваресу (1911–1988).

Рівняння (10.5) – (10.8) є виразами **правила зміщення**, яке дозволяє встановити тип ядра, що виникає в результаті розпаду материнського ядра.



Рисунок 10.4 – Енріко Фермі (а), Ото Ган (б), Фріц Штрассман (в), Ліза Мейтнер (г), Отто Фріш (д)

3. Гамма-випромінювання. Випромінювання збудженим ядром при переході його у нормальний стан γ -квантів короткохвильового електромагнітного випромінювання, які мають енергію від 10 кеВ до 5 МеВ і довжину хвилі $\lambda < 10^{-10}$ м. Спектр цього випромінювання є дискретним, що свідчить про дискретність енергетичних рівнів ядра. γ -випромінювання не відхиляється електричним і магнітним полем, має слабку іонізуючу і дуже велику проникаючу здатність.

Ядра, які виникають в результаті радіоактивного розпаду, можуть бути, в свою чергу, теж радіоактивними, що призводить до утворення ланцюжка, або ряду радіоактивних перетворень. Процес закінчується утворенням стабільного (нерадіоактивного) елемента. Сукупність елементів, що утворюють ланцюжок, називають **радіоактивним сімейством**.

Теорія радіоактивного розпаду будується на припущенні, що спонтанний розпад атомних ядер підпорядковується статистичним законам. Оскільки окремі радіоактивні ядра розпадаються незалежно одне від одного, то можна вважати, що число ядер dN , які розпалися в середньому за інтервал часу від t

до $t + \Delta t$, є пропорційним проміжку часу dt і числа N ядер, що не розпалися, до моменту часу t :

$$dN = -\lambda N dt. \quad (10.11)$$

Знак «мінус» взятий для того, щоб показати, що dN – приріст числа ядер, які не розпалися, тобто загальне число радіоактивних ядер у процесі розпаду зменшується, λ – стала для кожної радіоактивної речовини величина, яку називають **сталю розпаду**.

Якщо розділити змінні

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad (10.12)$$

й проінтегрувати одержаний вираз, отримаємо **закон радіоактивного розпаду**:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (10.13)$$

де N_0 – **вихідна** кількість ядер у початковий момент, N – кількість ядер, що **не розпалися** (ті, які залишилися) у момент часу t .

Кількість ядер, які **розпалися** за час t , визначається співвідношенням

$$N_0 - N = N_0 (1 - e^{-\lambda t}). \quad (10.14)$$

Період напіврозпаду T – час, протягом якого розпалася половина початкової кількості ядер. Із $N_0/2 = N_0 e^{-\lambda T}$ знайдемо $e^{\lambda T} = 2$, звідси

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (10.15)$$

Середній час життя τ радіоактивного ядра

$$\tau = \frac{1}{\lambda}, \quad T = \tau \cdot \ln 2 = 0,693\tau. \quad (10.16)$$

Активністю A нукліда в радіоактивному джерелі називають число розпадів, які відбуваються в ядрах зразка протягом 1 секунди

$$A = \lambda N. \quad (10.17)$$

Активність, яка пов'язана з кількістю ядер в радіоактивному джерелі, змінюється з часом за законом

$$A = A_0 e^{-\lambda t} . \quad (10.18)$$

Одиницею активності в СІ є Беккерель (Бк).

1 Бк дорівнює активності нукліда, за якої протягом 1 секунди відбувається 1 розпад. Часто використовується і позасистемна одиниця – Кюрі (Ки).

$$[A] = 1 \text{ Беккерель} = 1 \text{ Бк} = 1 \text{ розпад/с}; 1 \text{ Кюрі} = 1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}.$$

10.4. Ядерні реакції

Ядерна реакція – це процес сильної взаємодії атомного ядра з елементарною частинкою або з іншим ядром; процес, який супроводжується перетворенням ядер. Ця взаємодія виникає завдяки дії ядерних сил при зближенні частинок до відстані порядку 10^{-15} м.

Найбільш поширеним типом ядерних реакцій є процес, який відбувається за схемою



де X – початкове ядро-мішень, Y – кінцеве ядро віддачі, x – частинка-снаряд, – частинка-продукт. У ролі частинки-снаряда найчастіше виступають нейтрон n , протон p , дейтрон ${}^2_1\text{H}$, α – частинка або γ – квант.

Ядерні реакції можуть відбуватися як з виділенням, так і з поглинанням енергії.

Якщо E_0 і E'_0 – суми енергій спокою вихідних частинок і продуктів реакції, а K , K' – сумарні кінетичні енергії вихідних частинок і продуктів реакції, то за законом збереження енергії

$$E_0 + K = E'_0 + K'. \quad (10.20)$$

Звідси спад сумарної енергії спокою $(E_0 - E'_0)$ дорівнює приросту сумарної кінетичної енергії $(K' - K)$.

Енергією реакції називають величину Q , яка дорівнює

$$Q = E_0 - E'_0 = K' - K. \quad (10.21)$$

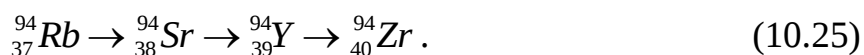
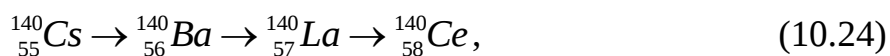
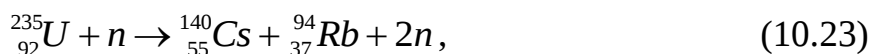
Реакції з $Q > 0$ – **екзоенергетичні** (виділення енергії), з $Q < 0$ – **ендоенергетичні** (з поглинанням енергії).

Це ж саме можна записати через маси або дефекти мас нуклідів:

$$Q = \left\{ \begin{aligned} &(m_a - m_x) - (m_b - m_y) \\ &(\Delta_a + \Delta_x) - (\Delta_b + \Delta_y) \end{aligned} \right. \quad (10.22)$$

Німецькі хіміки Отто Ган (1879-1968) (рис. 10.4, б) і Фріц Штрассман (1902-1980) (рис. 10.4, в) у грудні 1938 р. виявили, що під час опромінення урану нейтронами утворюються елементи із середини періодичної системи Менделєєва (барій, лантан). Пояснення цьому явищу було дано Лізою Мейтнер (1878-1968) (рис. 10.4, з) і Отто Фрішем (1904-1979) (рис. 10.4, д), який припустив, що ядро урану, яке захопило нейтрон, поділяється на дві приблизно рівні частини, які називають *уламками поділу*. Отто Ган за свої роботи по відкриттю ділення ядер урану був удостоєний Нобелівської премії з хімії 1944 р., яку отримав через два роки.

Ліза Мейтнер і Отто Фріш припустили, що процес поділу ядра урану протікає за такою схемою доти, поки не утворяться стабільні продукти реакції – церій і цирконій:



У 1940 р. радянські вчені Георгій Флеров (1913-1990) і Костянтин Петржак (1907-1998) встановили, що ядра урану здатні і до *спонтанного поділу*. Під час усіх інших перетворень атомне ядро випромінює частинки, які є істотно меншими ніж його маса і розміри. При спонтанному поділі ядро атома поділяється, грубо кажучи, на дві рівні частини. Ця особливість спонтанного поділу дозволяє отримати абсолютно нову і дуже цінну інформацію про атомне ядро.

Усі ці та інші роботи, які проводяться в різних лабораторіях цілої низки країн, привели до розуміння, що існує принципова можливість вилучення величезної енергії в процесі поділу ізотопів урану і деяких інших елементів (${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{94}^{239}\text{Pu}$, ${}_{92}^{233}\text{U}$ та ін.). Сам по собі поділ ядра являє собою екзотермічну реакцію, яка супроводжується виділенням значної кількості тепла. При поділі утворюються два (іноді більше) ядра, випромінюються нейтрони і деякі інші

частинки. При поділі урану $^{235}_{92}\text{U}$, у результаті зіткнення з нейтроном, звільняється 2 або 3 нейтрона. Нейтрони мають енергії близькі 2 MeV і швидкості $\sim 2 \cdot 10^7$ м/с. Час, який протікає між випромінюванням нейтрона і захопленням його новим ядром, що поділяється, дуже малий, тому процес протікає занадто швидко. За сприятливих умов ці нейтрони можуть потрапити на інші ядра урану і викликати їх поділ. На цьому етапі з'являється від 4 до 9 нейтронів, які в свою чергу викликають розпади нових ядер урану. Такий лавиноподібний процес називається **ланцюговою реакцією**.

Ланцюгова реакція в урані може бути здійснена двома способами. Для практичного здійснення ланцюгової реакції по першому типу (атомна бомба) необхідно виконання цілий ряд умов:

1) оскільки в природному урані міститься лише 0,72% ізотопу $^{235}_{92}\text{U}$, тому необхідним є **збагачення** природного урану;

2) необхідно, щоб маса урану $^{235}_{92}\text{U}$ була більшою за деяке критичне значення (т. зв. **критична маса**), тому що в протилежному випадку більшість випромінених нейтронів вилітає, не викликаючи поділу;

3) з'єднання двох частин, сумарна маса яких є більшою за критичну, має відбуватися дуже *швидко* і дуже *щільно*, інакше ядерний заряд розлетиться на частини до того, як встигне прореагувати основна маса речовини, що поділяється.

Ланцюгова реакція другого типу використовується в **ядерних реакторах**, де в якості речовини, що поділяється використовується природний уран, збагачений ізотопом $^{235}_{92}\text{U}$. Речовину, що поділяється, розміщують невеликими порціями, між якими розташовують **сповільнювачі** (речовини, в яких сповільнюються нейтрони – графіт, берилій, ядра важкого водню дейтерію – дейтони). Пристрій, який автоматично керує стрижнями-сповільнювачами, дозволяє підтримувати потужність, що розвивається в реакторі, на заданому рівні. Промислові реактори застосовуються для двох цілей: для отримання матеріалу, що поділяється, з метою виготовлення для атомних бомб і на атомних електростанціях. На АЕС енергія, що виділяється в активній зоні реактора, знімається теплоносієм (вода, лужні метали) і в теплообміннику передається воді, перетворюючи її на пару, яка обертає турбіну.

Ще одним типом ядерних реакцій є **ядерний синтез** – злиття легких ядер в одне ядро, яке супроводжується виділенням великої кількості енергії. Оскільки для синтезу ядер необхідні дуже високі температури, то цей процес називається **термоядерною реакцією**. Реакції, що відбуваються за участю дейтерію і тритію, носять резонансний характер. Саме вони використовуються у так званій **водневій бомбі**, запалом для якої служить атомна бомба, під час вибуху якої досягаються температури $\sim 10^7$ К. Реакція синтезу дейтрона (${}^2_1\text{H}$) і ядра тритію (${}^3_1\text{H}$)



супроводжується виділенням $\sim 17,6$ МеВ енергії, що складає $\sim 3,5$ МеВ на 1 нуклон (поділ урану $\sim 0,85$ МеВ на 1 нуклон). У бомбі термоядерні реакції носять неконтрольований характер. Здійснення ж контрольованого термоядерного синтезу може відкрити величезні можливості для отримання енергії.

10.5. Застосування радіоактивних ізотопів. Біологічна дія іонізуючих випромінювань

Радіоізотопи широко застосовуються в біології, медицині, хімії, техніці та промисловості, а також у:

1) Авторадіографії – метод вивчення розподілу радіоактивних речовин у досліджуваному об'єкті накладанням на нього чутливої до радіоактивних випромінювань фотоемульсії. Радіоактивні речовини, які містяться в об'єкті немов самі себе фотографують (звідси і назва). Методом авторадіографії широко користуються у фізиці і техніці, в біології та медицині –усюди, де застосовуються ізотопні індикатори, так звані «мічені атоми».

2) Активаційному аналізу – метод, який засновано на активації атомних ядер і дослідженні радіоактивного випромінювання, що виникає внаслідок зміни нуклонного складу або енергетичного стану ядер. Дозволяє визначити малий вміст елементів для різних об'єктів, а також виконувати масові експресні аналізи зразків. Застосовується для визначення домішок у надчистих матеріалах (в реакторобудуванні та електронній промисловості), вмісту мікроелементів у біологічних об'єктах під час екологічних і медичних досліджень, а також в

археології та криміналістиці, успішно використовується під час пошуку корисних копалин, для контролю технологічних процесів і якості продукції, що випускається.

3) Сільськомугосподарстві і харчовій промисловості. Радіоактивне випромінювання використовується для селекції, боротьби зі шкідниками, для стерилізації, консервування, збільшення термінів зберігання і знезараження харчових продуктів та сировини, для діагностики захворювань тварин, відстеження розподілу добрив.

4) Медицині. Радіоізотопи використовуються як під час діагностики, так і для лікування.

а) **діагностика «in vitro»** (з лат. – у склі – поза організмом) проводиться для визначення схильності організму до певних захворювань і ранньої діагностики різноманітних патологій, виявлення змін в ракових клітинах і пухлинних маркерів, визначення місця розташування гормонів, вітамінів і лікарських препаратів, порушень обміну речовин, ендокринних розладів та інфекцій.

б) **діагностика «invivo»** (з лат. – у живому – всередині організму) заснована на використанні радіофармпрепаратів, які вводяться в організм пацієнта і впливають на певні тканини або органи (напр., легені або серце), не порушуючи їхньої функції і не пошкоджуючи їх. Місцезнаходження радіонукліда візуалізується за допомогою спеціального детектора, який перетворює отримані дані у двовимірні або тривимірні зображення окремої тканини або органу.

в) **радіотерапія** або **променева терапія** – це галузь медицини, в якій іонізуючі випромінювання використовуються для лікування онкологічних захворювань шляхом впливу на певні клітини з метою їх знищення. У дистанційній променевій терапії певні частини тіла пацієнта опромінюються одним або декількома пучками випромінювання. Пучок формується таким чином, щоб звести до мінімуму опромінення здорових клітин і в той же час або зупинити поширення ракових клітин, або знищити їх.

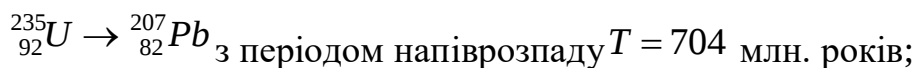
Під час **брахітерапії** джерела випромінювання розміщують всередині тієї частини тіла пацієнта, де є необхідним лікування, або поруч з нею. Ця методика дозволяє лікувати пухлини високими дозами локалізованого випромінювання, знижуючи при цьому ймовірність непотрібного опромінення суміжних здорових тканин.

Системна радіонуклідна терапія (радіоізотопна терапія) може бути застосованою для боротьби з рядом захворювань, у тому числі на рак, захворюваннями крові і захворюваннями, що вражають щитовидну залозу. У цьому випадку невелика кількість радіоактивного матеріалу вводиться в організм внутрішньовенним, пероральним, внутрішньо порожнинним або іншим шляхом і цілеспрямовано впливає на будь-яку частину тіла або орган з метою їх лікування.

5) Радіаційному датуванні для визначення віку об'єктів, при якому досліджується вміст в ньому радіоактивних ізотопів з відомими періодами напіврозпаду.

а) уран (торій) - свинцевий метод

Цей метод – один з найстаріших і добре розроблених способів радіоізотопного датування, визнаний в теперішній час найнадійнішим методом датування для зразків з віком близько сотень мільйонів років. Дозволяє датувати навіть зразки, близькі за віком до Землі, внаслідок великого періоду напіврозпаду використовуваних ізотопів урану і торію. Використовують наступні перетворення:



Використання двох ізотопів урану, що розпадаються до різних ізотопів свинцю, дає можливість визначити вік об'єкта навіть у разі втрати ним деякої частини свинцю.

б) свинець - свинцевий метод

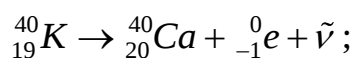
Цей метод зазвичай використовується для визначення віку зразків, які складаються з суміші мінералів. Він добре підходить для датування метеоритів, а також земних порід, які зазнали недавню втрату урану. Метод заснований на вимірюванні вмісту 3 ізотопів свинцю: ${}_{82}^{206}\text{Pb}$ (утворюється при розпаді ${}_{92}^{238}\text{U}$) (утворюється при розпаді ${}_{92}^{235}\text{U}$) і ${}_{82}^{204}\text{Pb}$ (нерадіогенний).

Свинець - свинцевим методом було визначено час формування планет Сонячної системи, в тому числі, і вік Землі. Це вперше зробив американський геохімік Клер Кемерон Паттерсон (1922-1995) у 1956 р. під час дослідження метеоритів різних типів.

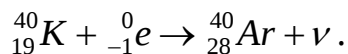
в) *калій – аргоновий метод*

У цьому методі використовується розпад ізотопу $^{40}_{19}\text{K}$, який становить 0,012 % природного калію. Він розпадається переважно двома способами:

- β^- - розпад (імовірність 89,28 %, період напіврозпаду $T = 1,97$ млрд. років)



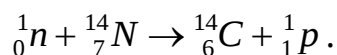
- K^- захоплення (імовірність 10,72 %, період напіврозпаду $T = 11,973$ млрд. років)



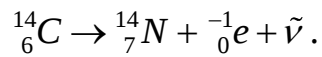
Період напіврозпаду $^{40}_{19}\text{K}$ з урахуванням обох шляхів розпаду становить 1,25 млрд. років. Це дозволяє датувати зразки з віком, який дорівнює віку Землі, зразки з віком всотні, а іноді і десяти тисяч років.

г) *радіовуглецевий метод*

Цей метод, званий також радіовуглецеве датування, було розроблено американським вченим, лауреатом Нобелівської премії 1960 р. по хімії Уїллардом Ліббі у 1949 р. Він ґрунтується на тому, що в рослинах завжди є β^- -радіоактивний ізотоп вуглецю $^{14}_6\text{C}$ з періодом напіврозпаду $T = 5730$ років. Він утворюється в атмосфері Землі у великій кількості з азоту під дією нейтронів, які виникають за рахунок ядерних реакцій, викликаних швидкими частинками в складі космічних променів:



У результаті з'єднання з киснем, цей вуглець утворює вуглекислий газ, який поглинається рослинами, а через них і тваринами. Після загибелі організму поповнення його радіоактивним вуглецем припиняється, а його наявна кількість зменшується за рахунок радіоактивних процесів.



Визначаючи відсотковий вміст радіоактивного вуглецю в органічних залишках, можна визначити їхній вік, якщо він лежить в межах від 1000 до 50000 і навіть до 100000 років. Таким методом було визначено вік багатьох археологічних об'єктів (єгипетських мумій, залишків доісторичних багать, наскальних малюнків, рукописів Мертвого моря, Туринської плащаниці та ін.)

10.6. Біологічна дія іонізуючого випромінювання.

Дозиметричні величини і одиниці їх вимірювання

Іонізуюче випромінювання має досить вражаючу дію для живих істот, яка проявляється як на рівні молекул і клітин, так і на рівні окремих органів і всього організму. При великих дозах організм гине, при менших – виникає променева хвороба.

Дія радіації може бути **прямою** (коли частинки або γ -фотони безпосередньо впливають на молекули) або **непрямою** (якщо в реакцію з молекулами вступають продукти радіолізу води, що міститься в тканинах).

Переважним вважають пряму дію. Внаслідок іонізації пошкоджуються молекули білків, нуклеїнових кислот та інших клітинних структур. У них розриваються зв'язки (вибиваються електрони, відповідальні за зв'язок між окремими частинами молекул), утворюються зшивки, відбувається радіаційне окислення та ін. При високих дозах опромінення складні органічні молекули перетворюються в короткі уривки і клубки. Молекули ферментів втрачають свою біологічну активність, порушується обмін речовин. Найбільш чутливим до опромінення є ядро клітини. Під час його ураження порушується здатність клітини до поділу, порушується синтез білків і нуклеїнових кислот, руйнується генна структура хромосом. Це призводить до втрати життєздатності клітин або викликає різкі спадкові зміни – мутації.

Особливо чутливими до радіації є клітини, які швидко діляться – кровотворні органи (кістковий мозок, селезінка, лімфатичні залози), статеві і виличкова залози, слизова оболонка кишківника. Після опромінення зменшується кількість лейкоцитів і лімфоцитів в крові. З іншого боку, висока чутливість до радіації клітин, які швидко діляться, злоякісних пухлин використовується для лікування онкологічних захворювань. Найменш

чутливими до радіації є клітини з повільною зміною поколінь (нервова, м'язова і кісткова тканини).

Дозиметрія являє собою сукупність методів вимірювання та/або розрахунку дози іонізуючого випромінювання, заснованих на кількісному визначенні змін, спричинених в речовині або в живому організмі випромінюванням (радіаційних ефектів).

Поглинена доза – енергія іонізуючого випромінювання, поглинена одиницею маси речовини за час опромінення. Вона визначає іонізаційні ефекти, спричинені випромінюванням в речовині. Доза, поглинена за одиницю часу, називається **потужністю дози**. Одиниця поглиненої дози – 1 **Грей** – та доза опромінення, за якої опроміненій речовині масою 1 кг передається енергія іонізуючого випромінювання, яка є рівною 1 Дж.

Експозиційна доза (доза опромінення) оцінюється по іонізуючій дії випромінювання на повітря. За одиницю дози опромінення прийнятий 1 Кл/кг – та експозиційна доза фотонного випромінювання, за якої сумарний заряд іонів одного знака, вироблених в 1 кг опроміненого повітря, дорівнює 1 Кл.

Раніше експозиційна доза виражалася у **Рентгенах**(Р), а поглинена доза в **радах** (рад – radiationabsorbeddose):

$$1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}; 1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Гр.}$$

Досвід показує, що дія ядерних випромінювань на тканини живого організму визначається не лише дозою опромінення, але й природою іонізуючих частинок. Важкі частинки (α -частинки, нейтрони, протони, швидкі іони) спричиняють більше фізіологічних порушень, ніж легкі (β -, γ -, РГ-промені). Особливо небезпечними є сильнопроникаючі потоки нейтронів. Виходячи з цього, для оцінки біологічного впливу враховують ефективність відповідного виду випромінювання.

Еквівалентна доза (біологічна доза) $D_{\text{е}}$ – добуток поглиненої дози D_0 на коефіцієнт K :

$$D_{\text{е}} = D_0 \cdot K,$$

де K – коефіцієнт, який визначається експериментальним шляхом і називається **коефіцієнтом якості випромінювання** або **відносною біологічною**

ефективністю (ВБЕ). Він показує, у скільки разів дія даного випромінювання на живу тканину перевищує дію γ - або РГ-променів (табл. 10.1).

Еквівалентна доза вимірюється в *Зівертах* і *берах* (біологічний еквівалент рентгену): $1 \text{ Зв} = 100 \text{ бер}$, $1 \text{ бер} = 1 \text{ rem}$ (rad equivalent for men) (табл. 10.2).

Таблиця 10.1– Коефіцієнти якості випромінювання

Вид випромінювання	Коефіцієнт якості випромінювання <i>K</i>
β -, γ -, РГ-випромінювання	1
Повільні нейтрони	5
Швидкі нейтрони	10
Протони	10
α -частинки	20
Уламки поділу	20

Опромінення, якого може зазнати організм, поділяють на *зовнішнє* (від зовнішніх джерел) і *внутрішнє* (від радіоактивних джерел, які потрапили всередину організму, напр., $^{12}_6\text{C}$, $^{40}_{19}\text{K}$, $^{226}_{88}\text{Ra}$).

Таблиця 10.2 – Перерахунок доз випромінювання

Величина	Система	Один иця	Перерахунок у
Експозиційна доза	СІ	Кл/кг	поглинену $1 \text{ Р} \approx 0,0091 \text{ Гр} \approx 0,96 \text{ рад}$
	Позасистемна	Р	еквівалентну $1 \text{ Гр} \approx 0,0091 \text{ Зв} \approx 0,91 \text{ бер}$
Поглинена доза	СІ	Гр	експозиційну $1 \text{ Гр} = 100 \text{ рад} \approx 110 \text{ Р}$
	Позасистемна	рад	еквівалентну $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Зв} = 100 \text{ бер}$
Еквівалентна доза	СІ	Зв	експозиційну $1 \text{ Зв} \sim 110 \text{ Р}$
	Позасистемна	бер	поглинену $1 \text{ Зв} = 100 \text{ бер} = 1 \text{ Гр}$

Дозиметричні прилади, які випускаються нині, дозволяють вимірювати дозу і потужність еквівалентної дози. Але до них можна зустріти прилади, які вимірюють дозу і потужність експозиційної дози в одиницях Рентгенах і Рентгенах/год (або похідних одиницях), відповідно. З похибкою до 5% можна вважати, що експозиційна доза в рентгенах і еквівалентна доза рентгенівського і гамма-випромінювання в бер збігаються. Отже, щоб перевести показники такого приладу в еквівалентну дозу можна скористатися наближеним співвідношенням: $1 \text{ Зв} = 100 \text{ Р}$.

Природний фон радіації (космічні промені, радіоактивність довкілля і людини) становить в середньому 25 мкКл/кг на рік. Міжнародна комісія радіаційного захисту встановила для осіб, що працюють з випромінюванням, граничну допустиму дозу 1,3 мКл/кг на рік. Нижче наведено середні еквівалентні дози (табл. 10.3) і вплив організму людини на різні дози опромінення (табл.10.4).

Захист від іонізуючого випромінювання:

1) α -частинки добре поглинаються тонким шаром речовини (у тому числі повітря). Необхідно остерігатися потрапляння α -активних речовин всередину організму (з повітрям, їжею), а також гальмівного РГ-випромінювання, яке збуджується взаємодією α -частинок з речовиною.

2) Для захисту від γ - і РГ-випромінювання використовують товсті поглинальні екрани зі свинцю, заліза, бетону і цегли.

3) Оскільки нейтрони, сильно проникаючи в речовину, збуджують у ній наведену α -, β - і γ -радіоактивність, то для захисту від них на атомних реакторах розміщують багатошарові екрани з спеціально підібраних речовин.

Радіоактивне забруднення середовища може утримуватися на місцевості досить довго, якщо час життя штучних радіоізотопів, які утворилися, є досить великим. До того ж, радіоактивні продукти можуть розноситися вітром і водою на великі відстані. Особливу небезпеку становить β -активний стронцій $^{90}_{38}\text{Sr}$ ($T = 28$ років), який, потрапляючи в організм людини і накопичуючись у кістковій тканині, стає джерелом тривалого опромінення кісткового мозку.

Таблиця 10.3 – Еквівалентні дози від різних джерел радіації

	Джерела радіації	Еквівалентна доза, мЗв
Природні	Космічні промені	0,4
	Повітря	0,02
	Ґрунт	0,4
Антропогенні	Рентгенівське обстеження	1
	Монітор комп'ютера, телевізор	0,1

Таблиця 10.4 – Дія радіації на організм людини

Доза, мКл/кг	Дія
0–5	Явних ушкоджень немає
5–12,5	Легка зміна складу крові
12,5–25 (критична доза)	Зміна складу крові, втома, погане самопочуття
25–50	Можлива втрата працездатності
50–100	Втрата працездатності, можлива смерть
100 (напівлетальна доза)	Смертність 50 % через 30 діб після опромінення
150 (летальна доза)	Смертність близько 100 %

Питання для самоперевірки:

1. З чого складається атомне ядро? Перелічіть властивості ядерних сил.
2. Дайте визначення радіоактивності. Наведіть приклади типів радіоактивних випромінювань.
3. Запишіть закон радіоактивного розпаду.
4. Які практичні застосування радіоактивних ізотопів Вам відомі?
5. Що собою уявляє дозиметрія? Наведіть приклади захисту від іонізуючого випромінювання.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Кучерук І.М. Загальний курс фізики : у 3-х т. / Т.3. Оптика. Квантова фізика / І.М. Кучерук, І.Т. Горбачук, П.П. Луцик. – Київ.: Техніка, 2006. – 520 с.
2. Чолпан П.П. Фізика: Підручник / П. П. Чолпан. – Київ: Вища школа, 2004. – 567 с.
3. Фізика для інженерів / Лопатинський І. Є., Зачек І. Р., Ільчук Г. А., Романишин Б. М. – Львів: Львівська політехніка, 2009. – 385 с.
4. Serway R. Modern Physics / Raymond A. Serway, Clement J. Moses, Curt A. Moyer. – USA. Thomson, Books/Cole, 2005. – 682 p.
5. Serway R. Essentials College Physics / Raymond A. Serway, Chris Vuille/ – USA. : Thomson, Books/Cole, 2007. – 885 p.
6. Giancoli D. Physics for scientists and Engineers with Modern Physics / Douglas C. Giancoli. – USA. : Pearsons, 2008. – 1322 p.

ДОДАТКИ

Таблиця 1 – Показники заломлення деяких речовин

<i>Речовина</i>	<i>Показник заломлення</i>	<i>Речовина</i>	<i>Показник заломлення</i>
Вакуум	1 (точне значення)	Кедрова олія	1,52
Гелій	1,000036	Кварц	1,544
Повітря	1,0002926	Слюда	1,56–1,60
Вуглекислий газ	1,00045	Поліетилен	1,5750
Лід	1,31	Скло	1,485–1,925
Вода (20°C)	1,332986	Топаз	1,63
Ацетон	1,36	Сірковуглець	1,63
Спирт етиловий	1,36	Рубін	1,76
Тефлон	1,35–1,38	Фіаніт	2,15–2,16
Олія оливкова	1,46	Алмаз	2,419
Бензол	1,500	Кіновар	3,02
Органічне скло	1,51	Арсенід галію	3,927
Кам'яна сіль	1,516	Кремній	4,01

Таблиця 2 – Довжини хвиль і частоти видимого спектру

<i>Колір</i>	<i>Довжина хвилі, нм</i>	<i>Частота, ТГц</i>
Червоний	780–620	384–483
Помаранчевий	620–590	483–508
Жовтий	590–565	508–530
Зелений	565–500	530–600
Блакитний	500–485	600–618
Синій	485–440	618–681
Фіолетовий	440–380	681–789

Таблиця 3 – Робота виходу електронів з металу

<i>Метал</i>	<i>A_{вих}, еВ</i>	<i>Метал</i>	<i>A_{вих}, еВ</i>	<i>Метал</i>	<i>A_{вих}, еВ</i>
Алюміній	4,25	Мідь	4,40	Ртуть	4,52
Барій	2,49	Нікель	4,50	Срібло	4,30
Вольфрам	4,54	Олово	4,38	Цезій	1,81

Таблиця 4– Фізичні сталі

Швидкість світла у вакуумі	$c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ м/с} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Стала Планка	$h = 2\pi\hbar = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ $\hbar = h/2\pi = 1,055 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Стала Стефана-Больцмана	$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$
Стала Віна	$b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К} \approx 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$
Стала	$C = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К}^5)$
Комптонівська довжина хвилі електрона	$\lambda_c = h/m_0c = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ м} = 2,43 \text{ пм}$
Стала Рідберга для довжин хвиль	$R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}, 1,1 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$
Стала Рідберга для частот	$R' = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$
Енергія іонізації атома водню	$\varepsilon_i = hcR = 13,6 \text{ еВ} = 2,185 \cdot 10^{-18} \text{ Дж}$
Маса спокою електрона	$m_{0e} = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Маса спокою протона	$m_{0p} = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Маса спокою α -частинки	$m_{0\alpha} = 6,64 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Елементарний заряд (електрон, протон)	$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Заряд α -частинки	$q_\alpha = 2e = 3,2 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Електрична стала	$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ $1/4\pi\varepsilon_0 = 9 \cdot 10^9 \text{ м/Ф}$
1 електрон-Вольт	$1\text{еВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$
Енергія спокою електрона	$\varepsilon_{0e} = m_{0e}c^2 = 8,187 \cdot 10^{-14} \text{ Дж} =$ $= 5,12 \cdot 10^5 \text{ еВ} = 0,512 \text{ МеВ}$
Енергія спокою протона	$\varepsilon_{0p} = m_{0p}c^2 = 1,49 \cdot 10^{-10} \text{ Дж} =$ $= 9,315 \cdot 10^8 \text{ еВ} = 0,93 \text{ ГеВ}$
Енергія спокою α -частинки	$\varepsilon_{0\alpha} = m_{0\alpha}c^2 = 5,97 \cdot 10^{-10} \text{ Дж} =$ $= 3,72 \cdot 10^9 \text{ еВ} = 3,72 \text{ ГеВ}$
	$m_{0e}c = 2,73 \cdot 10^{-22} \text{ кг} \cdot \text{м/с}$ $(m_{0e}c)^2 = 7,46 \cdot 10^{-44} \text{ кг}^2 \cdot \text{м}^2/\text{с}^2$
	$hc = 1,986 \cdot 10^{-25} \text{ Дж} \cdot \text{м}$
	$(hc)^2 = 3,95 \cdot 10^{-50} (\text{Дж} \cdot \text{м})^2$

Таблиця 5 – Приставки Міжнародної системи (СІ)

<i>Кратність</i>	<i>Приставка</i>		<i>Позначення</i>	
	<i>українська</i>	<i>міжнародна</i>	<i>українське</i>	<i>міжнародне</i>
10^1	дека	deca	да	da
10^2	гекто	hecto	г	h
10^3	кіло	kilo	к	k
10^6	мега	mega	М	M
10^9	гіга	giga	Г	G
10^{12}	тера	tera	Т	T
10^{15}	пета	peta	П	P
10^{18}	екса	exa	Е	E
10^{21}	зета	zetta	З	Z
10^{24}	йота	yotta	Й	Y
<i>Частинка</i>				
10^{-1}	деци	deci	д	d
10^{-2}	санти	centi	с	c
10^{-3}	мілі	milli	м	m
10^{-6}	мікро	micro	мк	μ
10^{-9}	нано	nano	н	n
10^{-12}	піко	pico	п	p
10^{-15}	фемто	femto	ф	f
10^{-18}	ато	atto	а	a
10^{-21}	зепто	zepto	з	z
10^{-24}	йокто	yocto	й	y

ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА.....	3
ВСТУП.....	4
ГЛАВА 1.Геометрична оптика.....	5
1.1 Показник заломлення.....	5
1.2. Закони геометричної оптики. Відносний показник заломлення.....	5
1.3. Явище повного внутрішнього відбивання.....	7
1.4. Тонкі лінзи. Види тонких лінз та їх основні характеристики.....	8
1.5. Побудова зображень предметів за допомогою лінз.....	10
1.6. Формула тонкої лінзи. Оптична сила і збільшення лінзи. Аберації.....	11
1.7. Око як оптична система. Застосування лінз. Лупа. Мікроскоп.....	15
ГЛАВА 2. Хвильова оптика. Інтерференція світла.....	20
2.1. Оптична довжина шляху і оптична різниця ходу.....	20
2.2. Когерентність.....	21
2.3. Явище інтерференції.....	21
2.4. Інтерференція від двох джерел.....	22
2.5. Принцип Гюйгенса. Реальні інтерференційні схеми.....	24
2.6. Інтерференція в тонких плівках.....	28
2.7. Кільця Ньютонa.....	32
2.8. Застосування інтерференції.....	33
ГЛАВА 3.Хвильова оптика. Дифракція світла.....	37
3.1. Явище дифракції.....	37
3.2. Принцип Гюйгенса-Френеля.....	37
3.3. Метод зон Френеля.....	38
3.4. Дифракція Френеля на круглому отворі, диску та на краю непрозорого екрану.....	40
3.5. Дифракція Фраунгофера на щілині.....	42
3.6. Дифракційна решітка.....	44
3.7. Дифракція рентгенівського випромінювання на кристалах.....	47
ГЛАВА 4. Хвильова оптика. Поляризація світла	49
4.1. Природне і поляризоване світло. Поляризатори.....	49

4.2. Закон Малюса.....	50
4.3. Поляризація при відбиванні і заломленні. Закон Брюстера.....	52
4.4. Поляризація при подвійному променезаломленні. Звичайний і незвичайний промені. Дихроїзм. Призма Ніколя.....	53
4.5. Штучне подвійне променезаломлення.....	57
4.6. Обертання площини поляризації. Цукрометр.....	60
4.7. Застосування явища поляризації.....	62
ГЛАВА 5. Елементи спеціальної теорії відносності	65
5.1. Механічний принцип відносності Галілея.....	65
5.2. Постулати спеціальної теорії відносності.....	66
5.3. Перетворення Лоренца та наслідки з них.....	67
5.4. Релятивістська динаміка.....	69
ГЛАВА 6. Квантова оптика. Теплове випромінювання.....	72
6.1. Теплове випромінювання та його основні характеристики	72
6.2. Закон Кірхгофа.....	74
6.3. Закон Стефана-Больцмана.....	74
6.4. Закон Віна.....	75
6.5. Формула Релея-Джінса.....	76
6.6. Формула Планка. Квантова гіпотеза.....	77
6.7. Практичне використання.....	78
ГЛАВА 7. Квантова оптика. Фотони.....	81
7.1. Фотоелектричний ефект. Дослід Столетова.....	81
7.2. Закономірності фотоэффекту.....	81
7.3. Рівняння Ейнштейна для зовнішнього фотоэффекту.....	82
7.4. Гальмівне рентгенівське випромінювання. Короткохвильова межа суцільного рентгенівського спектру.....	84
7.5. Фотони. Світловий тиск.....	88
7.6. Комптон-ефект.....	90
7.7. Висновок до теми «Оптика». Корпускулярно-хвильовий дуалізм.....	93
ГЛАВА 8. Борівська теорія будови атома водню і воднеподібних іонів	94
8.1. Досліди Резерфорда по розсіюванню α -частинок речовиною.....	94
8.2. Постулати Бора.....	95

8.3. Дослід Франка-Герца.....	96
8.4. Борівська теорія атома водню. Спектр водню. Формула Рідберга.....	98
ГЛАВА 9. Елементи квантової механіки	104
9.1. Хвилі де Бройля.....	104
9.2. Співвідношення невизначеностей Гейзенберга.....	107
9.3. Імовірнісний сенс хвиль де Бройля. Хвильова функція.....	109
9.4. Рівняння Шредінгера.....	111
9.5. Воднеподібна система в квантовій механіці.....	112
9.6. Спін. Тонка структура енергетичних рівнів. Досліди Штерна і Герлаха.....	119
9.7. Принцип Паулі. Періодична таблиця елементів Д. І. Менделєєва.....	121
9.8. Характеристичне рентгенівське випромінювання. Закон Мозлі.....	125
ГЛАВА 10. Елементи ядерної фізики. Радіоактивність	130
10.1. Склад і характеристики атомного ядра.....	130
10.2. Ядерні сили. Дефект маси і енергія зв'язку ядра.....	132
10.3. Радіоактивність. Типи радіоактивного випромінювання. Закон радіоактивного розпаду.....	134
10.4. Ядерні реакції.....	140
10.5. Застосування радіоактивних ізотопів. Біологічна дія іонізуючих випромінювань.....	143
10.6. Біологічна дія іонізуючого випромінювання. Дозиметричні величини і одиниці їх вимірювання.....	147
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ.....	152
ДОДАТКИ.....	155

Навчальне видання

ВОДОРІЗ Ольга Станіславівна
ЛЮБЧЕНКО Олена Анатоліївна
ТАВРІНА Тетяна Володимирівна

ОПТИКА,
АТОМНА І ЯДЕРНА ФІЗИКА

Навчальний посібник
для студентів усіх спеціальностей и усіх форм навчання

Відповідальна за випуск О. А. Любченко
Роботу до видання рекомендувала С. Д. Гапochenко

В авторській редакції

План 2021 р., поз. 50

Підп. до друку _____. Формат 60×84 1/16. Папір офсетний.

Riso-друк. Гарнітура Times New Roman. Ум. друк. арк. ____.

Наклад 50 прим. Зам. № _____. Ціна договірна.

Видавець

Свідоцтво про державну реєстрацію

61002, Харків

Виготовлювач _____
