

Зміст

1. Фотоелектричний ефект та його закони
2. Ефект Кóмптона
3. Дослід Боте
4. Фотон
5. Тиск світла
6. Гальмівне випромінювання

1. Фотоелектричний ефект та його закони

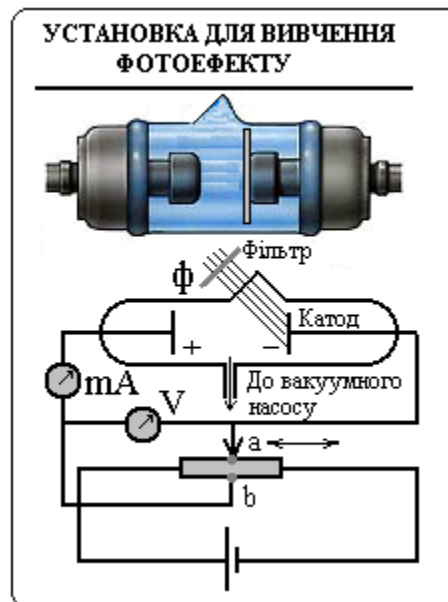
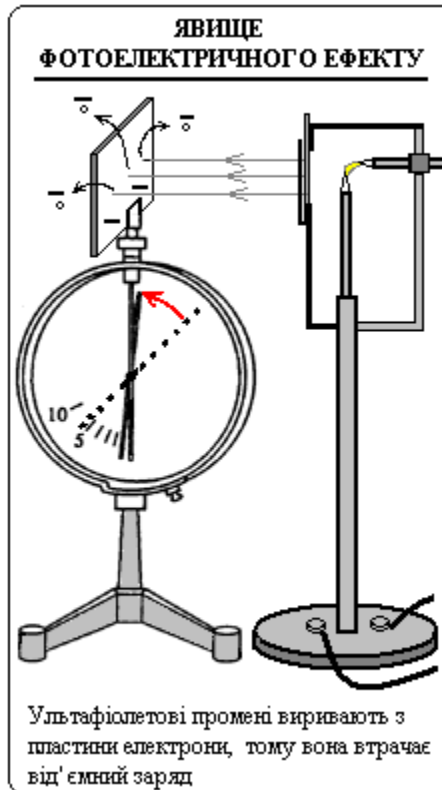
1⁰. Явище фотоефекту.

В 1887 році німецький фізик Генріх Герц в своїх дослідах з випромінюванням та прийомом електромагнітних хвиль помітив, що електричний розряд у випромінювачі – іскровому вібраторі, стимулюється освітленням електродів ультрафіолетовими променями.

В 1889 р. Філіп Ленард (Німеччина), а згодом і Джозеф Джон Томсон (Англія) встановили, що фотоефект полягає у звільненні електронів речовини випромінюванням достатньо високої частоти.

Подальше вивчення цього явища привело до розрізнення зовнішнього фотоефекту, при якому звільнені електрони

виходять за межі речовини, та внутрішнього, при якому звільнені електрони



Hertz, Heinrich

Герц, Генріх Рудольф
(22.11.1857 - 01.01.1894)

Німецький фізик.
Експериментально довів існування електромагнітних хвиль, здійснивши їх передачу і прийом, встановив рівність їх швидкості світлової.
Надав симетричної форми рівнянням Максвелла. Відкрив фотоефект 1887 р. Запропонував варіант електродинаміки рухомих тіл та механіки.



Philipp Eduard Anton von Lenard

Ленард, Філіп Едуард Антон
(07.06.1862 - 20.05.1947)

Німецький фізик.
Нобелівський лауреат 1905 р. за роботи по катодному випромінюванню, які привели до відкриття електрона. Пояснив сутність фотоефекту, запропонував установку для його вивчення.

залишаються в речовині.

Вивчення зовнішнього фотоелектру і встановлення його основних законів проводилось Ленардом на приладі, що являє собою вакуумний балон з двома електродами, де катод освітлювався дуговим розрядом через кварцеве віконце.

Рухаючи движок а потенціометра, можна змінювати величину і полярність напруги на трубці і стежити за струмом, що проходить через міліамперметр.



За допомогою фільтра Φ можна змінювати частоту та потік випромінювання, що падає на катод.

2⁰. Основні закони зовнішнього фотоелектру

При ввімкненні випромінювання в схемі одразу виникає струм, що означає негайне виникнення фотоелектру. Такі спостереження дозволяють сформулювати **перший закон фотоелектру, який стверджує, що фотоелект – безінерційний, тобто виникає практично в момент опромінення речовини.**



Розглянемо сімейство вольт-амперних характеристик фотоелектру для різних потоків випромінювання даної частоти. Помітно, що для кожного потоку випромінювання існує максимальне значення струму, яке не зростає зі зростанням напруги (струм насичення).

Графік залежності струму насичення від потоку випромінювання показує лінійне зростання струму насичення зі зростанням потоку.

Зрозуміло, що струм насичення (I_m) визначається кількістю звільнених фотоелектронів за

одиночку часу ($\frac{N}{t}$), так як $I_m = \frac{q}{t} = \frac{Ne}{t}$,

де e – заряд електрона.

Виходячи з цього графіка, можна сформулювати **другий закон фотоелектру.**

Струм насичення, а, отже, кількість одночасно звільнених фотоелектронів, прямопропорційні потоку падаючого випромінювання.

Існування струму при відсутності напруги між електродами пояснюється тим, що звільнені фотоелектрони досягають анода за рахунок набутої після звільнення швидкості (по інерції).

Напруга U_0 затримує фотоелектрони, не дозволяючи їм досягати анода. Навіть електрони з

максимальною кінетичною енергією W_{km} повністю витрачають її на роботу в гальмівному електричному полі ($A = eU$)

$$W_{km} = e U_0.$$

На основі аналізу вольт-амперних характеристик, можна сформулювати **третій закон фотоефекту**.

Затримуюча напруга, а, отже, максимальна енергія фотоелектронів, не залежать від потоку падаючого випромінювання.

На основі графіка залежності затримуючої напруги від частоти падаючого випромінювання можна сформулювати **четвертий і п'ятий закони фотоефекту**.

Фотоефект спостерігається при частоті падаючого випромінювання вищій за деяку початкову, яка називається червоною границею, або порогом фотоефекту, і яка залежить лише від опромінюваної речовини.

Затримуюча напруга, а, отже, максимальна кінетична енергія фотоелектронів, прямопропорційні частоті падаючого випромінювання.

Закони фотоефекту не описуються класичною електродинамікою.

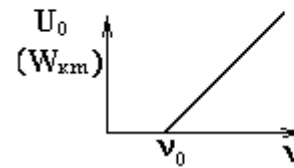
4⁰. Спроба пояснення законів фотоефекту на основі квантової теорії

В 1905 році А. Ейнштейн запропонував пояснення законів фотоефекту на основі гіпотези М.Планка, згідно якої випромінювання і поглинання світла відбувається не безперервно, а порціями (квантами), енергія яких визначається формулою $\epsilon = h\nu$, де ν – частота випромінювання, а $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с називається *сталю Планка*.

За думкою Ейнштейна, енергія падаючого кванта випромінювання ($\epsilon = h\nu$) витрачається на роботу по вивільненню електрона з речовини A_0 (роботу виходу) та надання йому кінетичної енергії W_k .

Таким чином справедливе елементарне рівняння, яке є наслідком закону збереження енергії.

ЗАЛЕЖНІСТЬ ЗАТРИМУЮЧОЇ НАПРУГИ ВІД ЧАСТОТИ ВИПРОМІНЮВАННЯ



ЗАКони ФОТООЕФЕКТУ

1. Безінерційність
2. $I_m \sim \Phi$
3. $U_0 (W_{km}) \neq f(\Phi)$
4. $\nu \geq \nu_0$
5. $U_0 (W_{km}) \sim \nu$

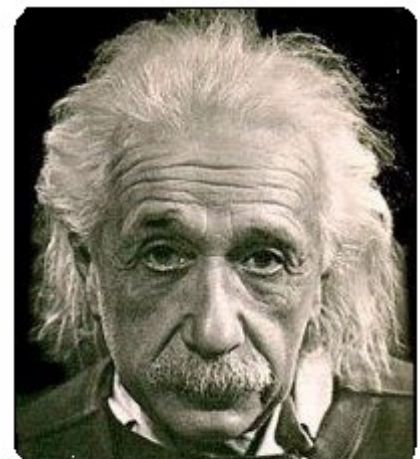
Рівняння фотоефекту для однофотонного поглинання

$$h\nu = A_0 + W_{km}$$

ХИБНІСТЬ КЛАСИЧНОЇ ТЕОРІЇ ФОТООЕФЕКТУ

Класична теорія фотоефекту приводить до наступних висновків

1. Можливість запізнення фотоефекту по опроміненні.
2. $I \sim E_m^2$
3. $U_0 (W_{km}) \sim \Phi$.
4. Фотоефект можливий при будь-якій частоті променів.
5. $U_0 (W_{km}) \sim \frac{1}{\nu^2}$



Альберт Ейнштейн
(14.03.1879 - 18.04.1955)

$$h\nu = A_0 + W_{km}.$$

. Наведене вище рівняння не є універсальним. Воно має місце лише у випадку однофотонного поглинання і при умові, що енергія кванта випромінювання повністю передається електрону і не передається речовині (кристалічній ґратці).

З цих причин в рівняння фотоефекту входить лише максимальна енергія фотоелектрона.

З рівняння фотоефекту безпосередньо випливають його закони.

Зрозуміла безінерційність фотоефекту, адже акт поглинання кванта супроводжується вильотом електрона без затримки в часі.

Просто пояснюється і прямопропорційна залежність між струмом насичення і потоком випромінювання (кількістю падаючих квантів за одиницю часу), яка відповідає другому закону фотоефекту.

Струм насичення $I_m = \frac{q}{t} = \frac{N_e e}{t}$ можна пов'язати з числом падаючих квантів $N = N_e$ та їх енергією $h\nu$, а тим самим з потоком випромінювання $\Phi = \frac{N h \nu}{t}$.

$$I_m = \frac{\Phi e}{h \nu}.$$

З рівняння фотоефекту прямо видно відсутність залежності між потоком випромінювання, тобто кількістю падаючих квантів, і максимальною кінетичною енергією фотоелектронів, як це і зазначено в третьому законі фотоефекту.

З рівняння фотоефекту випливає також існування граничної частоти фотоефекту та прямопропорційної залежності максимальної кінетичної енергії фотоелектронів від частоти (четвертий та п'ятий закони фотоефекту).

Легко виразити червону границю фотоефекту ν_0 , через роботу виходу A_0 , врахувавши, що при частоті ν_0 квант вилучає електрон з речовини не надавши йому кінетичної енергії, тобто

$$h\nu_0 = A_0$$

звідки

$$\nu_0 = \frac{A_0}{h}.$$

Оскільки робота виходу для різних речовин різна, такою є і червона границя.

Користуючись графіком залежності максимальної кінетичної енергії фотоелектронів від частоти можна визначити сталу Планка.

Оскільки за рівнянням фотоефекту



$$h = \frac{A_0 + W_{km}}{\nu}$$

то згідно графіка

$$h = \text{tg } \alpha$$

Просте та красиве пояснення фотоефекту принесло Ейнштейну Нобелівську премію 1922 р., проте пізніше виявилось, що дійсність дещо складніша.

Використовуючи закони збереження енергії та імпульсу, можна показати, що передача енергії квантом електрону неможлива.

При зовнішньому фотоефекті на кристалах імпульс та енергія кванта спочатку передається всьому кристалу, який потім передає йому електроніві. Ефект ускладнюється також можливістю багатофотонного поглинання.

Однофотонне повне поглинання, для якого виконується рівняння Ейнштейна, має домінуючу імовірність лише при достатньо малій інтенсивності падаючого потоку випромінювання. У випадку багатофотонного поглинання, яке відбувається при потужному лазерному опроміненні, умова здійснення фотоіонізації (фотоефекту) виражається співвідношенням

$$N h \nu \geq A_0,$$

де N – число фотонів, що поглинаються при фотоіонізації. Імовірність такого процесу досягає спостережуваної величини, а з тим зникає червона межа фотоефекту.

2. Ефект Комптона

Квант електромагнітного випромінювання – фотон при зіткненні з електроном виявляє властивості частинки. Таке зіткнення називають розсіюванням.

Зміна довжини (частоти) випромінювання, в результаті його розсіювання речовиною в залежності від кута спостереження, називається ефектом Кóмптона.



Артур Комптон в лабораторії



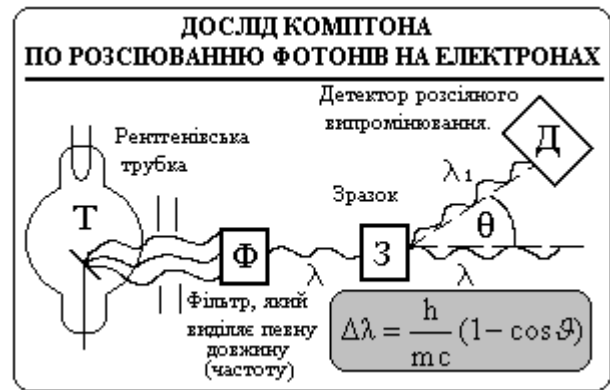
Compton, Arthur Holly

Комптон, Артур Холлі
(10.09.1892 - 15.03.1962)

Американський фізик.
Нобелівський лауреат 1927 р.
за відкриття ефекту його
імені (1923 р.).

Цей ефект спостерігався американським фізиком Кóмптоном в 1923 р. при розсіюванні речовиною рентгенівського випромінювання.

В досліді рентгенівські промені, що випромінювались трубкою Т, проходили через фільтр Ф, який виділяв певну довжину λ . Це випромінювання розсіювалось зразком З і реєструвалось детектором Д, встановленим під кутом θ до променя. Детектор визначав довжину розсіяного випромінювання.



1⁰. Неможливість пояснення Комптон-ефекту на основі класичної електродинаміки

В класичній електродинаміці розсіювання електромагнітного випромінювання пояснюється, «розгойдуванням» електронів речовини електромагнітною хвилею з частотою коливань електричного поля хвилі. Електрони, що приходять в коливання випромінюють вторинну електромагнітну хвилю з частотою своїх коливань, тобто з частотою падаючої хвилі.

З цієї позиції зміна частоти випромінювання при розсіюванні його на електронах речовини, яку спостерігав Комптон, є неможливою.

Отже, *Комптон-ефект неможливо пояснити в рамках класичної електродинаміки.*

2⁰. Розрахунок Комптон-ефекту на основі квантової теорії

В квантовій теорії Комптон-ефект являє собою зміну частоти кванта випромінювання (фотона) в результаті розсіювання його на електроні.

Розглянемо зіткнення фотона рентгенівського випромінювання і електрона, застосувавши до зіткнення закон збереження імпульсу та енергії з врахуванням залежності енергії кванта (фотона) від частоти, тим самим передбачивши зміну частоти розсіяного кванта в зв'язку зі зміною його енергії.

При розрахунках маємо оперувати релятивістськими формулами енергії та імпульсу.

Імпульсом електрона до зіткнення будемо нехтувати (модель нерухомого електрона), його енергію визначимо як енергію спокою

$$\varepsilon = m c^2.$$

Побудуємо діаграму імпульсів для зіткнення (див. мал.).

Імпульс та енергія фотона до зіткнення: $p_\nu = \frac{h\nu}{c}$; $\varepsilon_\nu = h\nu$, після: $p_\nu^1 = \frac{h\nu^1}{c}$; $\varepsilon_\nu^1 = h\nu^1$.

Для електрона до зіткнення $p_e \approx 0$; $\varepsilon_e = m c^2$, після зіткнення $p_e^1 = m\nu\gamma$; $\varepsilon_e^1 = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$.

Остання формула енергії у випадку частинки є еквівалентною формулі $\varepsilon_e^1 = m c^2 \gamma$.

За законом збереження імпульсу

$$\vec{p}_e + \vec{p}_\nu = \vec{p}_\nu'$$

З діаграми імпульсів за теоремою косинусів

$$p_e'^2 = p_\nu'^2 + p_\nu^2 - 2p_\nu' p_\nu \cos \vartheta,$$

$$p_e'^2 = \frac{h^2 \nu'^2}{c^2} + \frac{h^2 \nu^2}{c^2} - \frac{2h^2 \nu' \nu}{c^2} \cos \vartheta,$$

$$p_e'^2 c^2 = h^2 \nu'^2 + h^2 \nu^2 - 2h^2 \nu' \nu \cos \vartheta. \quad (1)$$

За законом збереження енергії

$$h\nu' + \sqrt{p_e'^2 c^2 + m^2 c^4} = h\nu + mc^2,$$

або

$$\sqrt{p_e'^2 c^2 + m^2 c^4} = h(\nu - \nu') + mc^2.$$

Піднісши останнє до квадрату, матимемо

$$p_e'^2 c^2 + m^2 c^4 = h^2 (\nu - \nu')^2 + m^2 c^4 + 2h(\nu - \nu') mc^2,$$

або

$$p_e'^2 c^2 = h^2 \nu^2 + h^2 \nu'^2 - 2h^2 \nu \nu' + 2h(\nu - \nu') mc^2. \quad (2)$$

З рівнянь (1) та (2)

$$1 - \cos \vartheta = \frac{(\nu - \nu') mc^2}{h\nu \nu'} = \frac{mc^2}{h} \left(\frac{1}{\nu'} - \frac{1}{\nu} \right).$$

Оскільки

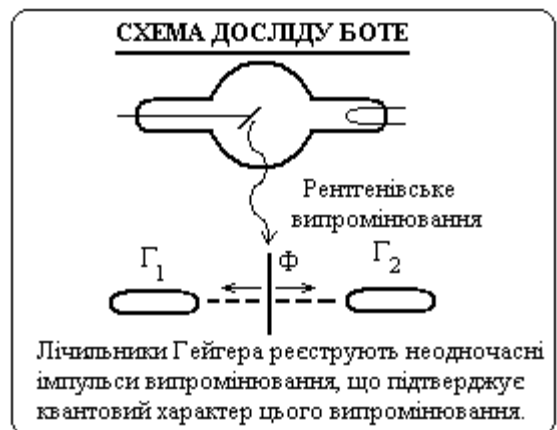
$$\lambda = \frac{c}{\nu}$$

$$\Delta \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos \vartheta).$$

10.4. Дослід Боте

Цей дослід, поставлений В. Боте в 1924 р., підтверджує, що випромінювання тіл поширюється у вигляді квантів.

Було зроблено припущення, що переривчата (дискретна) структура випромінювання має супроводжуватись хаотичними відхиленнями від середнього значення концентрації квантів у потоці (флуктуаціями їх числа), як це має місце при молекулярному русі. Такими флуктуаціями, зокрема, пояснюється браунівський рух. Для спостереження такого явища потрібно мати як можна слабший потік випромінювання.



В досліді тонка залізна чи мідна фольга Φ підвішувалась посередині між двома лічильниками Гейгера Γ_1 та Γ_2 здатними реагувати на кванти випромінювання. Первинні рентгенівські промені, гранично малої інтенсивності, якими освітлювали пластину, збуджували її *вторинне рентгенівське свічення* (таке явище називається рентгенівською флуоресценцією). Якби свічення поширювалось у вигляді хвиль, лічильники фіксували би його одночасно. Дослід показав, що лічильники реагують незалежно один від одного, а число співпадінь не перевищує випадкового. Таке можна пояснити лише тим, що слабе флуоресцентне випромінювання поширювалось у вигляді окремих квантів, які хаотично випускались, то в один, то в другий бік. Спостерігалась флуктуація числа світлових квантів.

10.5. Фотон

Розглянуті досліді яскраво ілюструють *частинкові (корпускулярні) властивості* квантів електромагнітного випромінювання. В зв'язку з цим можна говорити про імпульс кванта випромінювання і обчислити його. За теорією відносності зв'язок імпульсу, маси та енергії частинки буде наступним

$$E^2 = p^2c^2 + (mc^2)^2$$

Оскільки немає системи, в якій би квант перебував у стані спокою, то його маса спокою має бути рівна нулеві. Звідси вираз імпульсу кванта через його енергію

$$p = \frac{\varepsilon}{c}$$

За формулою Планка енергія кванта

$$\varepsilon = h\nu$$

і його імпульс

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

З огляду на корпускулярні властивості кванта електромагнітного випромінювання, Дж. Льюїс в 1926 році запропонував вважати цей квант особливою частинкою – *фотон*. Якщо вважати масу інваріантом, *фотон потрібно вважати безмасовим* об'єктом (квазічастинкою).

В реальності випромінювання виявилось потоком фотонів, проте при цьому залишалось незрозумілим, яким чином поєднуються корпускулярні властивості цього потоку з хвильовими, а також колективний, чи індивідуальний характер носять хвильові властивості. Таке поєднання властивостей частинки (корпускули) і хвилі отримало назву *корпускулярно-хвильового дуалізму*.

10.6. Тиск світла

На основі квантових поглядів, явище тиску світла можна пояснити бомбардуванням фотонами поверхні тіла, що дозволяє досить просто обчислити величину цього тиску.

Тиск світла на поверхню тіл може бути пояснений на основі електромагнітної теорії. Електричне поле хвилі збуджує поверхневий струм, густина якого j виражається через питому провідність σ поверхні та напруженість поля хвилі E

$$j = \sigma E.$$

На струм діятиме магнітна сила з боку магнітного поля з індукцією B тієї ж хвилі, а густина цієї сили буде



$$\vec{f}_m = [\vec{j} \vec{B}]$$

Напрямок цієї сили визначається правилом гвинта і є нормальним до поверхні в напрямку швидкості хвилі.

Щоб розрахувати тиск світла на основі квантових уявлень, врахуємо, що сила тиску визначиться зміною імпульсу світлових квантів (фотонів) при падінні на поверхню.

При падінні на повністю поглинаючу (чорну) поверхню ця зміна рівна початковому імпульсу потоку квантів $P = N \frac{h\nu}{c}$, а при падінні на повністю відбиваючу (дзеркальну) поверхню буде вдвічі більшою, внаслідок зміни напрямку імпульсу на протилежний.

За другим законом Ньютона сила тиску рівна швидкості зміни імпульсу, тому тиск

$$p = \frac{F}{S} = \frac{|\Delta P|}{S \Delta t}$$

Для падіння квантів на чорну поверхню тиск рівний густині енергії випромінювання

$$p = \frac{N h \nu}{S \Delta t c} = \frac{W}{V} = n \epsilon = w,$$

при падінні на дзеркальну вдвічі більший. Тиски можна виразити через інтенсивність світла

$$I = \frac{W}{S \Delta t}.$$

Для чорної поверхні

$$p = \frac{I}{c},$$

для дзеркальної вдвічі більший.

Якщо поверхня частково відбиває з коефіцієнтом відбивання k , то це означає, що відбивається k -та частина фотонів, а решта поглинається. Тиск на поверхню складатиметься з тиску створеного відбитими фотонами і поглинутими.

$$p = p_1 + p_2 = k \frac{2I}{c} + (1-k) \frac{I}{c} = \frac{I}{c} (1+k).$$

Задачі

1. Чи може вільний електрон поглинути фотон? Пояснити.

Розв'язання

Ні, не може, оскільки при цьому одночасно не можуть виконуватись закони збереження енергії та імпульсу. В системі відліку, в якій електрон після поглинання є нерухомим, на початку існували рухомий електрон і фотон, а після поглинання, всупереч закону збереження енергії – один нерухомий електрон.

