

Vnější fotoefekt a Einsteinovo pojetí fotonu

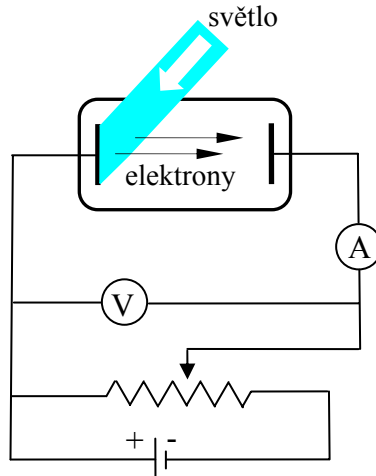
Fotoelektrický jev (fotoefekt) byl objeven na základě zjištění, že se zinek po osvětlení ultrafialovým zářením nabíjí kladně. Časem se ukázalo, že podobným způsobem se chovají i jiné materiály. Experimentálně je možno fotoelektrický jev studovat tak, že se čistý povrch kovu (fotokatoda) ve vyčerpané baňce ozařuje světlem a uvolněné elektrony (tzv. fotoelektrony) se elektrostaticky přitahují k elektrodě, která má proti fotokatodě kladný potenciál (anoda). Spojíme-li fotokatodu i anodu do obvodu, můžeme měřit fotoelektrický proud přenášený vakuem uvolněnými fotoelektrony. Má-li naopak anoda proti fotokatodě záporný potenciál, brzdí uvolňované fotoelektrony, až při určité hodnotě záporného napětí fotoproud zcela ustane.

Fotoelektrický jev – shrnutí experimentálních poznatků:

1. z osvětlovaného povrchu jsou emitovány elektrony s rychlostmi mezi nulou a maximální rychlostí v_{\max} . Maximální rychlost lze určit z brzdného napětí V_0 podle vztahu

$$\frac{1}{2}m_0v_{\max}^2 = q_eV_0 \quad (1)$$

kde m_0 je klidová hmotnost a q_e je náboj elektronu.



Obr. 1. Schéma měření brzdného napětí V_0 při vnějším fotoelektrickém jevu.

2. fotoproud roste lineárně s intenzitou dopadajícího záření;
3. emise fotoelektronů je pozorována bez ohledu na to, jak nízká je intenzita dopadajícího záření;
4. velikost brzdného napětí V_0 (a tedy maximální kinetická energie fotoelektronů) nezávisí na intenzitě dopadajícího záření;

5. fotoefekt je **prahový jev**, tj. pro fotoemisi existuje mezní frekvence ν_0 , která závisí na osvětlovaném materiálu; je-li frekvence dopadajícího záření $\nu < \nu_0$, potom nedochází k uvolňování fotoelektronů;
6. je-li $\nu > \nu_0$, potom maximální kinetická energie fotoelektronů roste lineárně s frekvencí ν dopadajícího záření.

Podle klasických představ by však fotoemise neměla záviset na frekvenci dopadajícího záření nýbrž na jeho intenzitě a nemělo by se jednat o jev prahový.

Vysvětlení podal Einstein na základě představy, že pole záření je kvantováno a tedy energie může být pohlcována pouze po kvantech $h\nu$, která byla později nazvána **fotony**. Na základě této představy lze mechanismus fotoelektrického jevu velmi jednoduše vysvětlit: elektron v blízkosti povrchu materiálu absorbuje foton $h\nu$. Část energie spotřebuje na to, aby se dostal k povrchu a další část energie potřebuje na uvolnění z povrchu materiálu. Označíme-li celkovou energii potřebnou k jeho uvolnění z povrchu Φ , potom rozdíl mezi $h\nu$ a Φ se objeví jako kinetická energie, tedy

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

Vztah (2) nevyjadřuje nic jiného než zákon zachování energie. Pokud elektron bude na povrchu, potom Φ bude mít minimální hodnotu Φ_0 , kterou nazýváme **výstupní práce** a která odpovídá energii potřebné k uvolnění elektronu z povrchu materiálu. V tomto případě potom bude

$$h\nu = \frac{mv_{\max}^2}{2} + \Phi_0 \quad , \quad (3)$$

což je tzv. **Einsteinova (fotoelektrická) rovnice**.

Mezní frekvence ν_0 odpovídá potom emisi elektronu s nulovou kinetickou energií, a tedy

$$\nu_0 = \frac{\Phi_0}{h} \quad (4)$$

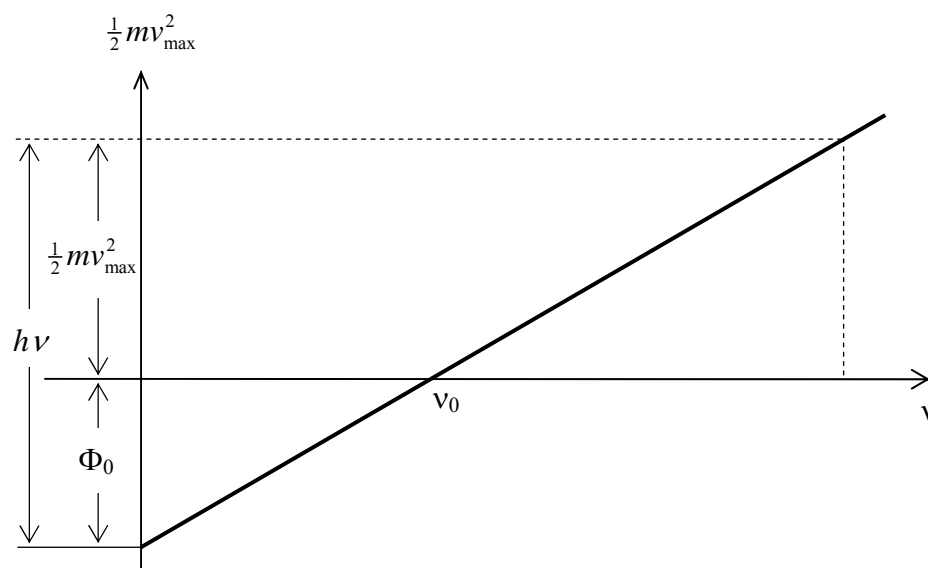
Jeden foton o dostatečné energii stačí na uvolnění jednoho fotoelektronu. Vyšší intenzita dopadajícího záření znamená větší počet fotonů a tedy více uvolněných fotoelektronů.

S rostoucí intenzitou roste fotoproud, ale nikoliv maximální kinetická energie fotoelektronů a tedy ani brzdné napětí V_0 .

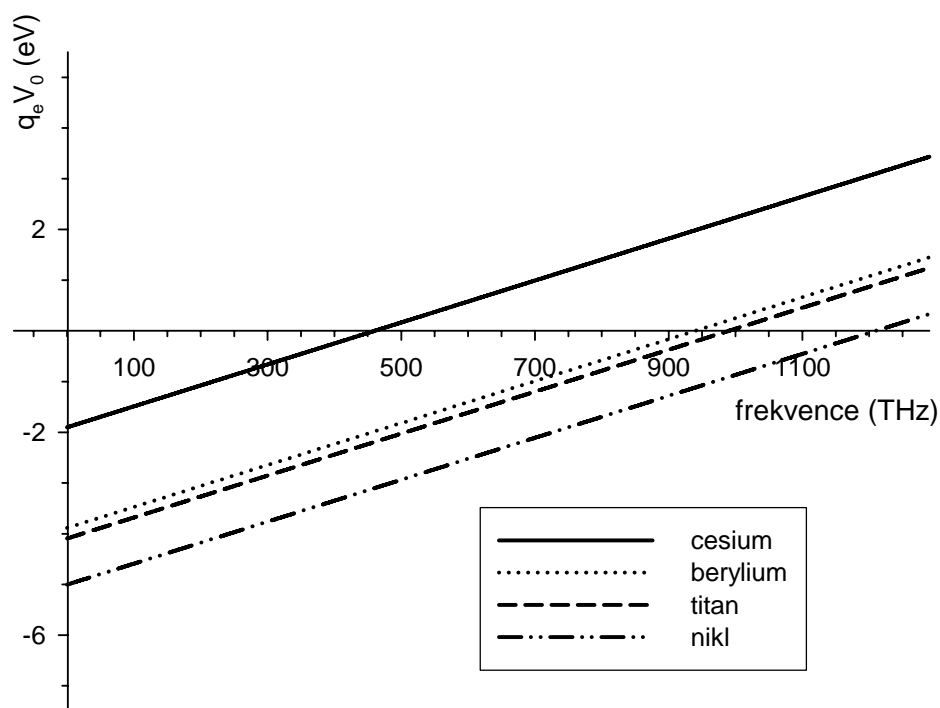
Vztah (3) lze s užitím (4) upravit do tvaru

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = h(\nu - \nu_0) \quad , \quad (5)$$

který říká, že maximální kinetická energie ($= q_e V_0$) je lineární funkcí frekvence se směrnicí rovnou h a protínající vertikální osu v bodě $-\Phi_0$ (viz obr. 2). Platnost vztahu (5) potvrdil rozsáhlou experimentální studií Millikan. Různé kovy mají různé charakteristické hodnoty Φ_0 a ν_0 , avšak pro všechny má lineární závislost shodnou směrnicí rovnou Planckově konstantě h (viz obr. 3). Ve své době to byl dobrý způsob experimentálního stanovení Planckovy konstanty.



Obr. 2. Graf ilustrující vztah (5).



Obr. 3. Graf ilustrující Mullikanovy výsledky.

kov	ν_0 (THz)	Φ_0 (eV)
cesium	460	1,9
beryllium	940	3,9
titan	990	4,1
měď	1100	4,5
nikl	1210	5,0
platina	1530	6,3

Tab. 1. Mezní frekvence a výstupní práce některých kovů.

Foton

Podle Maxwellovy teorie platí mezi energií E a hybností p elektromagnetické vlny vztah

$$E = cp \quad (6)$$

Energie a hybnost částice s klidovou hmotností m_0 jsou svázány (podle speciální teorie relativity) vztahem

$$E = c\sqrt{(m_0^2c^2 + p^2)} \quad (7)$$

Aby vztahy (6) a (7) platily i pro foton, musí být **nulová jeho klidová hmotnost**. Potom je celková energie fotonu dána, stejně jako pro ostatní částice, relativistickým výrazem

$E = mc^2$, kde

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (8)$$

Protože foton má konečnou relativistickou hmotnost m a protože $m_0 = 0$, může existovat jenom při rychlosti c a jeho energie je čistě kinetická.

Ze vztahu (6) plyne, že hybnost fotonu může být vyjádřena jako

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (9)$$

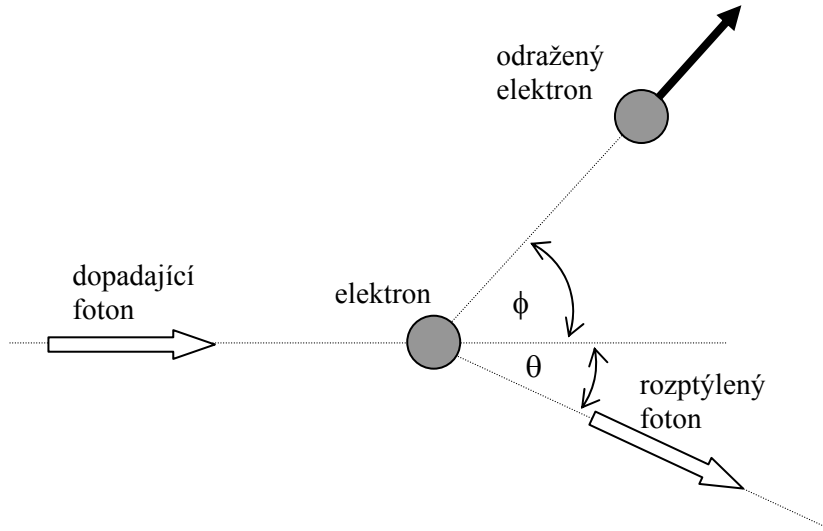
V případě dokonale monochromatického paprsku světla vlnové délky λ bude mít každý foton hybnost h/λ , respektive (s uvážením vztahů $\hbar = h/2\pi$; $k = 2\pi/\lambda$)

$$\vec{p} = \hbar\vec{k} \quad (10)$$

Vztah (9) pro hybnost fotonu byl experimentálně potvrzen v roce 1923 Comptonem.

Comptonův rozptyl

Compton studoval rozptyl rentgenového záření na elektronech (schéma viz obr. 4).



Obr. 4. Geometrie Comptonova rozptylu.

Dopadající foton má energii $E_i = h\nu_i$ a hybnost $p_i = \frac{h\nu_i}{c} = \frac{h}{\lambda_i}$, rozptýlený foton bude mít

energií $E_s = h\nu_s$ a hybnost $p_s = \frac{h\nu_s}{c} = \frac{h}{\lambda_s}$. Předpokládejme pro jednoduchost, že k rozptylu

dochází na elektronu v klidu. Při vysvětlení vyjdeme z platnosti zákona zachování energie a zákona zachování hybnosti (před a po srážce fotonu s elektronem), tedy

$$h\nu_i + m_0c^2 - h\nu_s = \sqrt{(m_0c^2)^2 + (p_e c)^2} \quad (\text{zákon zachování energie}) \quad (11)$$

$$\vec{p}_i = \vec{p}_s + \vec{p}_e \quad (\text{zákon zachování hybnosti}) \quad (12)$$

kde m_0 je klidová hmotnost elektronu a \vec{p}_e je hybnost elektronu po srážce.

Pomocí (12) můžeme vyjádřit

$$p_e^2 = (\vec{p}_i - \vec{p}_s) \cdot (\vec{p}_i - \vec{p}_s) = p_i^2 + p_s^2 - 2\vec{p}_i \cdot \vec{p}_s = p_i^2 + p_s^2 - 2p_i p_s \cos \theta \quad (13)$$

Vynásobením obou stran rovnice (13) c^2 a dosazením za $(p_i c)^2$ a $(p_s c)^2$ dostaneme

$$(p_e c)^2 = (h\nu_i)^2 + (h\nu_s)^2 - 2h^2\nu_i\nu_s \cos \theta \quad (14)$$

Vyjádříme $(p_e c)^2$ pomocí vztahu (11)

$$(p_e c)^2 = (h\nu_i)^2 + (h\nu_s)^2 - 2h^2\nu_i\nu_s + 2m_0c^2(h\nu_i - h\nu_s) \quad (15)$$

Ze vztahů (14) a (15) potom dostáváme

$$\frac{1}{h\nu_s} - \frac{1}{h\nu_i} = \frac{1}{m_0c^2}(1 - \cos \theta) \quad (16)$$

nebo
$$\lambda_s - \lambda_i = \Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) \quad (17)$$

Vztah (17) představuje **Comptonovu rovnici** udávající vztah mezi změnou vlnové délky a rozptylovým úhlem θ (a klidovou hmotností m_0 částice, na které k rozptylu dochází). Výraz h/m_0c se nazývá **Comptonova vlnová délka** rozptylující částice. Comptonova vlnová délka je tím větší, čím menší je klidová hmotnost rozptylující částice. Avšak i pro lehkou částici jakou je elektron je Comptonova vlnová délka ($2,43 \cdot 10^{-3}$ nm) malá ve srovnání s vlnovou délkou viditelného záření. Proto je téměř nemožné pozorovat Comptonův rozptyl pro viditelné záření. Avšak pro rtg záření (typické vlnové délky $0,1 \div 0,01$ nm) je možné posun vlnové délky při Comptonově rozptylu bez problémů měřit. Z Comptonovy rovnice je zřejmé, že $\Delta\lambda$ nezávisí na vlnové délce λ_i dopadajícího záření a že roste s rostoucím rozptylovým úhlem θ .

Comptonův rozptyl představuje jeden z nejpřesvědčivějších projevů částicové povahy elektromagnetického záření.

Vlnově korpuskulární dualismus

Youngův pokus, difrakční jevy – důkaz vlnové povahy světla

fotoelektrický jev, Comptonův rozptyl – důkaz částicové povahy světla

energie	$E = h\nu$	frekvence
hybnost	$p = \frac{h}{\lambda}$	vlnová délka

Na levé straně výrazů výše jsou **částicové charakteristiky světla** (E , p), na pravé straně potom **vlnové charakteristiky světla** (ν , λ).

Vlnová teorie je vhodná k popisu **šíření světla**, zatímco kvantová teorie je nutná k popisu **interakce záření s látkou**. Dualita spočívá v tom, že světlo se chová **bud'** jako vlna **nebo** jako částice v závislosti na povaze experimentu. Vlna a částice (foton) jsou dva fyzikální modely umožňující vysvětlit optické jevy.

Střední tok fotonů
$$\Phi = \frac{A\langle S \rangle}{h\nu_0} = \frac{P}{h\nu_0},$$

kde A označuje plochu, kterou fotony tečou, $\langle S \rangle$ je zářivost (časová střední hodnota velikosti Poyntingova vektoru), $h\nu_0$ je energie fotonu a P je světelný výkon svazku ve wattech. Střední hustota toku fotonů znamená průměrný počet fotonů dopadající za jednotku času. Například pro svazek emitovaný 1 mW He-Ne laserem generujícím na vlnové délce $\lambda = 632,8$ nm dává střední fotonový tok

$$\Phi = \frac{P}{h\nu_0} = \frac{P\lambda}{hc} = \frac{(1,0 \cdot 10^{-3} \text{ W})(632,8 \cdot 10^{-9} \text{ m})}{(6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js})(2,998 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1})} = 3,2 \cdot 10^{15} \text{ fotonů za sekundu}$$

Pravděpodobnostní interpretace

rozložení pravděpodobnosti $\sim (\text{amplituda})^2$

Vlnově-částicový dualismus je typický nejen pro foton, ale i pro další hmotné částice, kdy vlnová délka částice o hybnosti $p = mv$ je rovna

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad (\text{de Broglieova hypotéza}) \quad (18)$$

Protože Planckova konstanta $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ je malá, je i vlnová délka makroskopických objektů extrémně malá a tudíž vlnové projevy makroskopických objektů nejsou měřitelné.