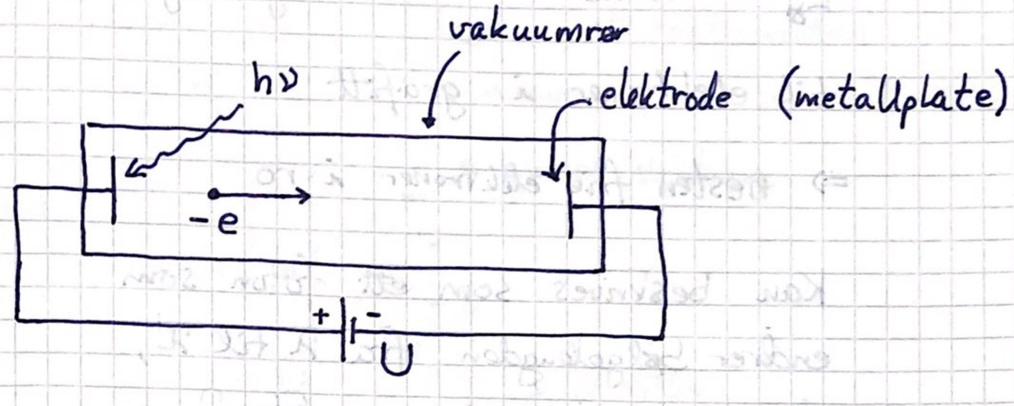
Fotoelektrisk effekt [PCH 1.3; IØ 1.2]

Einstein (1905, NP 1921)



EM strålingsenergi kvantisert i enheter $h\nu$

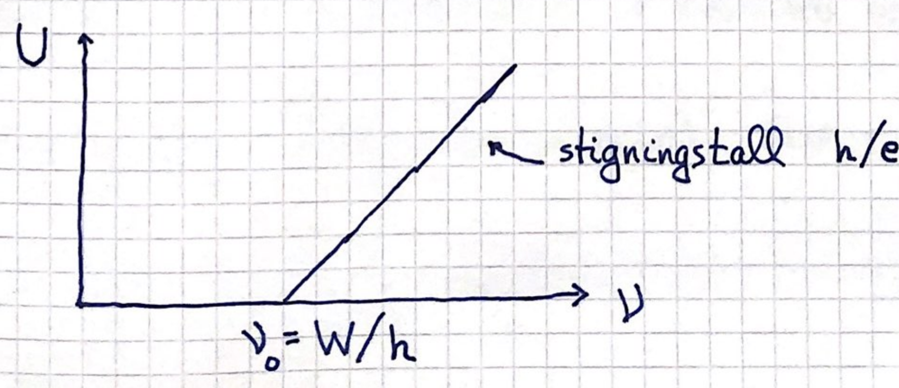
$\Rightarrow$ Elektron i metallet kan bare absorbere <u>hele</u> energien $h\nu$

W = minste energi som løsriver elektron fra metalloverflaten = frigjøringsarbeid (work function)

$\Rightarrow$ Bare $h\nu > W$ kan løsrive elektroner, som får kinetisk energi $K = h\nu - W$ (energibevarelse)

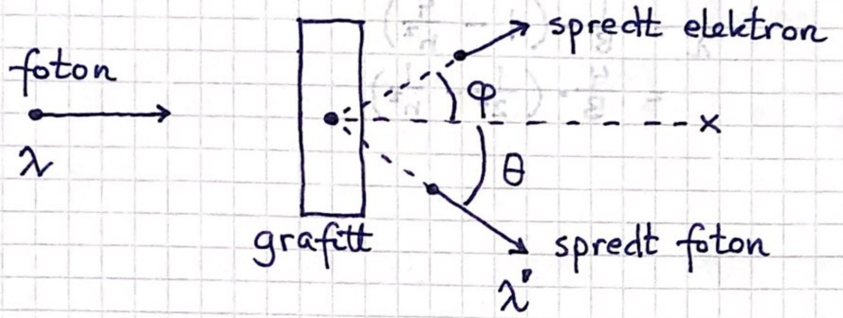
Motspenning (Terskelspenning) $U = K/e$ vil hindre strøm i kretsen.

$$\Rightarrow U(\nu) = \frac{h\nu - W}{e} = \frac{h}{e}(\nu - \nu_0)$$



Comptoneffekten og grunnleggende relativistisk mekanikk [PCH 1.4 ; IΘ 1.3]

Kollisjon mellom to partikler, et røntgenfoton (masse = 0) og et elektron (masse m_e) essensielt i ro:

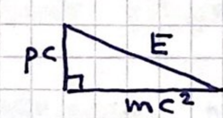


Relativistisk mekanikk: $\left(\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}\right)$

$$\vec{p} = \gamma m \vec{v}, \quad E = \gamma mc^2 = E_0 + K, \quad E_0 = mc^2$$

$$K = E - E_0 = (\gamma - 1) mc^2 \quad \left[\overset{v \ll c}{\approx} \frac{1}{2} mv^2 \right]$$

$$E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2$$



Foton:

$$m = 0, \quad E = h\nu = pc \Rightarrow p = h\nu/c = h/\lambda$$

Energi- og impulsbevarelse i kollisjonen gir

$$\lambda' = \lambda + \lambda_c \cdot (1 - \cos\theta)$$

med $\lambda_c = h/m_e c \simeq 0.024$ Å = elektronets comptonbølgelengde

[A.H. Compton (1923, exp. og teori) (NP1927)]

Bohrs atommodell [IØ 1.4]

Bohr (1913, NP 1922) kjente til:

- Elektronet (J. J. Thomson 1897, NP 1906).
- Atomkjernen (E. Rutherford 1911)
- Balmerserien for H-atomet (J. Balmer 1885)

$$\lambda_n = B \cdot \frac{n^2}{n^2 - 2^2} \quad \text{evt.} \quad \frac{1}{\lambda_n} = \frac{4}{B} \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right); \quad n = 3,4,5,6$$

$$B \simeq 364.5 \text{ nm}$$

- Kvantisert strålingsenergi (Planck 1900, Einstein 1905)

Bohr antok:

- Elektronet beveger seg å klassiske baner rundt kjernen med bestemte energier; såkalte <u>stasjonære tilstander</u>.
- Elektronet kan foreta <u>kvantesprang</u> mellom de stasjonære tilstandene, ved hjelp av absorpsjon eller emisjon av et strålingskvant med energi hc/λ
- Elektronet har <u>kvantisert dreieimpuls</u>

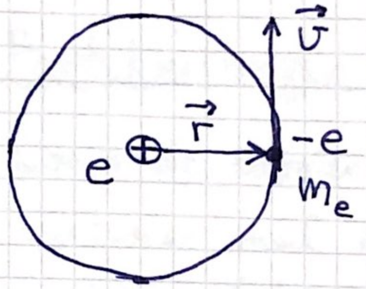
$$L = |\vec{L}| = |\vec{r} \times \vec{p}| = n\hbar \quad ; \quad n = 1, 2, 3, 4, \ldots$$

$$\hbar = h/2\pi \simeq 1.05 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$$

Vi skal se at dette gir samsvar med Balmerserien, og med Lymanserien (T. Lyman 1906 – 1914)

$$\lambda_n^{-1} = R\left(1/1^2 - 1/n^2\right) \quad ; \quad R = \frac{4}{B} \quad ; \quad n = 2, 3, 4, \ldots$$

Dvs: Gir energiverdier $-hcR/j^2$; $j = 1, 2, 3, 4, \ldots$



$F = m_e a$ med $a = v^2/r$,

$F = e^2/4\pi\varepsilon_0 r^2$ og $V = -e^2/4\pi\varepsilon_0 r$

gir:

$$K = \frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 r} \quad \text{slik at} \quad E = K + V = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 r}$$

Kvantisert $L_n = r \cdot m_e v = n\hbar$ gir nå

$$r^2 m_e^2 \cdot \underbrace{e^2/4\pi\varepsilon_0 m_e r}_{v^2} = n^2 \hbar^2$$

dvs baner med radius

$$r_n = n^2 \cdot 4\pi\varepsilon_0 \hbar^2/m_e e^2 = n^2 \cdot a_0 \quad ; \quad n = 1, 2, 3, 4, \ldots$$

Bohr-radien:

$$a_0 = 4\pi\varepsilon_0 \hbar^2/m_e e^2 \approx 0.529\ \text{Å}$$

Mulige energier for elektronet:

$$E_n = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 r_n} = -\frac{m_e e^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2 n^2} \approx -\frac{13.6\ \text{eV}}{n^2}$$

$$= -\frac{1}{2}\alpha^2 m_e c^2/n^2$$

Finstrukturkonstanten: $\alpha = e^2/4\pi\varepsilon_0 \hbar c \approx 1/137$

Ioner med ett elektron og Z protoner: He^+, Li^{2+}, Be^{3+}, ...

$e^2 \rightarrow Ze^2$ i F, V, K, E og r

$$\Rightarrow r_n = n^2 a_0/Z$$

$$E_n = -13.6\ \text{eV} \cdot Z^2/n^2 = -\frac{1}{2}(Z\alpha)^2 m_e c^2/n^2$$

$\Rightarrow$ Ikkerelativistisk beregning er OK for små Z-verdier; da er $|E_n| \ll m_e c^2$

Partikkelbølger [PCH 1.5 ; DJG 1.6 ; IØ 1.5, 1.6]

Louis de Broglie (1923, NP 1929) foreslo at partikler med masse – i likhet med masseløse partikler (fotoner) – har både partikkel- og bølgeegenskaper.

For fotoner:

$$E = h\nu = pc \; ; \; c = \lambda \nu \Rightarrow \boxed{\lambda = \frac{h}{p} \quad \text{og} \quad \nu = \frac{E}{h}}$$

Gjelder altså også for elektroner, protoner, nøytroner, atomer, molekyler. (de Broglies hypotese)

Partiklers termiske de Broglie-bølgelengde:

$$p_{rms} = \sqrt{\langle p^2 \rangle} = \sqrt{\langle p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 \rangle}$$

$$= \sqrt{2m \langle K_{trans} \rangle}$$

$$= \sqrt{2m \cdot 3 \cdot \tfrac{1}{2} k_B T}$$

ifølge ekvipartisjonsprinsippet: $\frac{1}{2} k_B T$ pr (kvadratiske) frihetsgrad.

Dermed er

$$\lambda = h / p_{rms} = h / \sqrt{3 m k_B T}$$

en typisk (midlere) bølgelengde for ~~gass~~ en gass med partikler med masse m ved temperatur T.

Eks (30.05.18 oppg 2): Gass med Na_2-molekyler ved 770 °C.

$m = 2 \cdot 23u = 46 \cdot 1.66 \cdot 10^{-27}$ kg, $T = 1043$ K

$\Rightarrow \lambda = 1.1 \cdot 10^{-11}$ m $= 0.11$ Å (evt 11 pm)