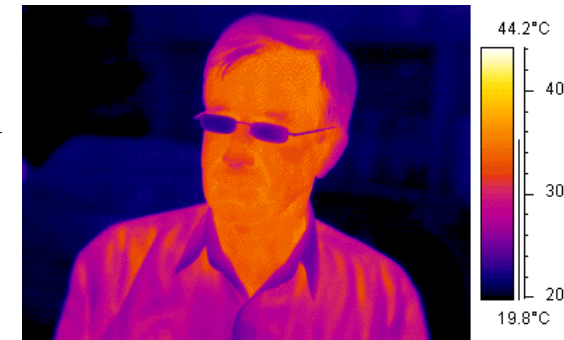


A hőmérsékleti sugárzás

Felhevített tárgyak több száz fokos hőmérsékletet elérve először vörösen majd még magasabb hőmérsékleten sárgán izzanak, tehát fényt (elektromágneses hullámokat a látható tartományban) bocsátanak ki.



Bár csak a nagyon forró testek sugárzását láthatjuk saját szemünkkel, műszerek segítségével az alacsonyabb hőmérsékletű testek sugárzását is megmérhetjük. Minden test aminek a hőmérséklete nem abszolút nulla sugároz.



A hőmérsékleti sugárzást feketetest sugárzásnak is nevezik.

Ideális fekete test: amely a ráeső sugárzást teljesen elnyeli, és a kibocsátott sugárzása csak a hőmérséklettől függ. Ez bármely anyagból készült üreges testel és azon egy kicsiny lyukkal valósítható meg, mert a lyukra igaz, hogy

- a ráeső sugárzás a lyukon mind bemegy az üregbe
- az üreg belső faláról visszavert fény nagy valószínűséggel belül marad és elnyelődik
- belül az elektromágneses sugárzás és az anyag között termodinamikai egyensúly áll be
- a sugárzás spektruma ekkor csak az anyag hőmérsékletétől függ.

A hőmérsékleti sugárzás spektruma

Maxwell egyenleteiből klasszikus elgondolással nem sikerült levezetni a hőmérsékleti sugárzást leíró egyenletet (kis frekvenciákra és nagy frekvenciákra voltak közelítő képletek, de ezek a teljes tartományra végtelent adtak a kisugárzott teljesítményre).

Végül **Max Planck** sikerrel járt, de csak úgy, hogy feltételezte, hogy az elektromágneses energia nem lehet folytonos, hanem csomagokban van jelen (fotonok), melyek energiája f frekvenciájú sugárzás esetén:

$$E = hf \quad \text{ahol } h \text{ a Planck konstans: } h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$$

Ez egyre jobban feltűnő amikor a frekvencia nagy és a csomagok (kvantumok) energiája nagy, például gamma sugárzás esetén. Ez az eredmény jelentette a **kvantum fizika** kezdetét. Az emisszió-képesség hullámhosszfüggése (spektrum):

Nagyobb hőmérsékleten a görbe maximuma alacsonyabb hullámhossz felé tolódik: **Wien-féle eltolódási törvény:**

$$\lambda_{max} \cdot T = \text{állandó}$$

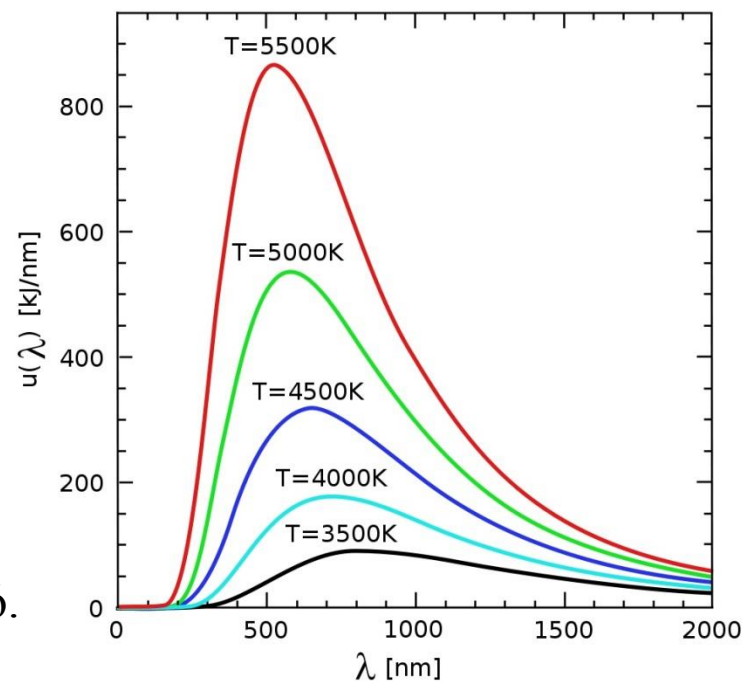
A Wien-féle állandó értéke $2,9 \cdot 10^{-3} \text{ Km}$.

A teljes kisugárzott teljesítményt (görbe alatti területet, vagyis az integrált) a hőmérséklet függvényében a

Stefan-Boltzmann törvény adja meg:

$$P = \sigma \cdot T^4 \cdot A$$

ahol $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ a Stefan-Boltzmann állandó.



Fényelektromos hatás (fotoeffektus)

Ultraibolya fény hatására egy cinklemezről elektronok hagynak el.

A jelenséget a fény hullámtermészetével magyarázva azt várjuk, hogy az elektronok kilépése csak a hullám intenzitásától függ.

Kísérleti tapasztalat:

- Ha a megvilágító fény frekvenciája nem ér el egy f_0 (határfrekvencia) értéket akkor elektronkilépés nincs, bármekkora is az intenzitás (f_0 az anyagi minőségtől függ).
- Ha van kilépés, akkor a kilépő elektronok sebessége a fény frekvenciájától függ.
- A kilépő elektronok száma arányos a fény intenzitásával, állandó $f > f_0$ mellett.
- Az elektronok kilépése szinte azonnal megindul a megvilágítás kezdetétől mérve.

Ezek a tapasztalatok a fény hullámtermészetével nem magyarázhatók.

Einstein (1905): A fény részecskéként viselkedik, részecskéi a fotonok, melyek energiája $E = hf$. Ez az energia csak egy elektronnak adódik mind oda, amellyel a foton kölcsönhatásba lép. Nem oszlik szét a környező elektronok közt.

Einstein fotoelektromos egyenlete (Nobel-díjat kapott miatta): $hf = W_{ki} + \frac{1}{2} m_e v^2$

W_{ki} : fémre jellemző kilépési munka (egy e^- kiszabadításához szükséges energia).

m_e : elektron tömege

Határfrekvencia:

A foton összes energiája a kilökésre fordítódik, nem marad fel kinetikus energia: $hf_0 = W_{ki}$

A foton lendülete

Az Einstein-féle tömeg-energia ekvivalencia alapján: $E = mc^2$.

A foton energiája: $E = hf$

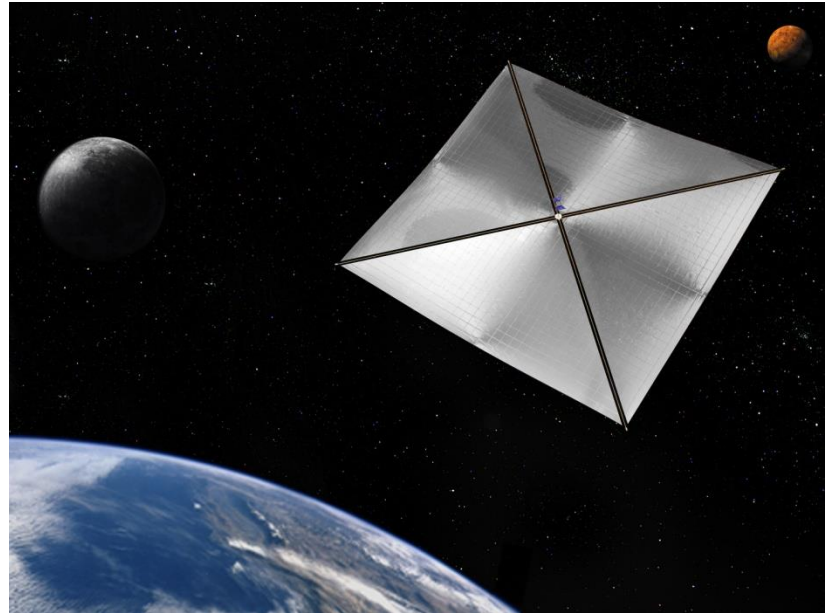
Tehát a fotonhoz rendelhetünk egy tömeget (nem a nyugalmi tömeg, mert az nincs neki!):

$$m_f = \frac{E_f}{c^2} = \frac{hf}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}$$

Ezt a foton c sebességével megszorozva kapjuk a **foton lendületét**: $p_f = m_f c = \frac{h}{\lambda c} c = \frac{h}{\lambda}$

Ez a mennyiség a fontos akkor, amikor a foton részecskéken szóródik (Compton-szórás), illetve emiatt a **foton nyomást fejt ki** a felültre, ami őt elnyeli vagy visszaveri.

A fény nyomását használva vitorlázhatunk az űrben.



De Broglie-féle anyaghullámok

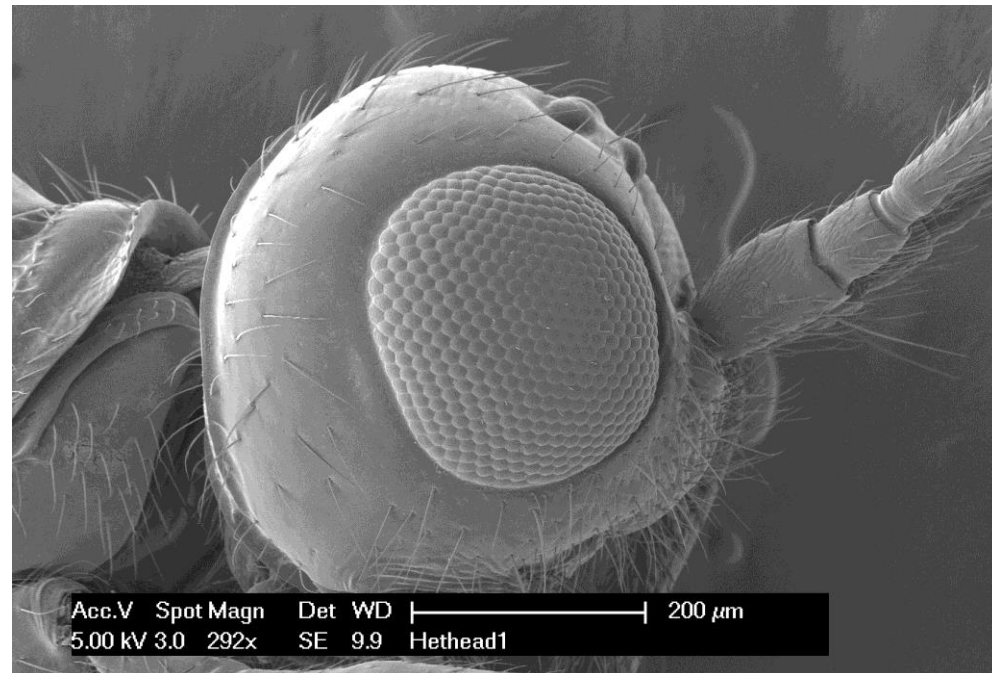
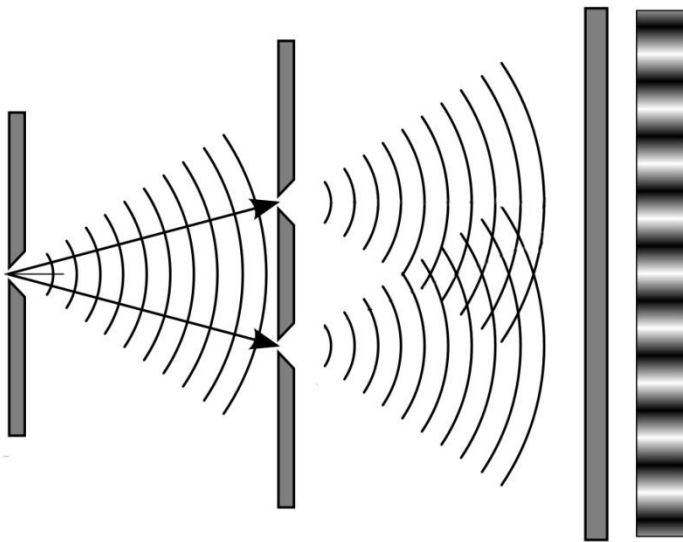
Láttuk, hogy a fény viselkedhet hullámként is és részecskéként is. De Broglie felvetette, hogy ez a kettős természet talán az anyagi részecskékre is igaz.

Feltételezve, hogy a fotonra levezetett lendület-hullámhossz kapcsolat általános érvényű, egy részecskéhez (pl. elektronhoz) rendelhető hullámhossz:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$$

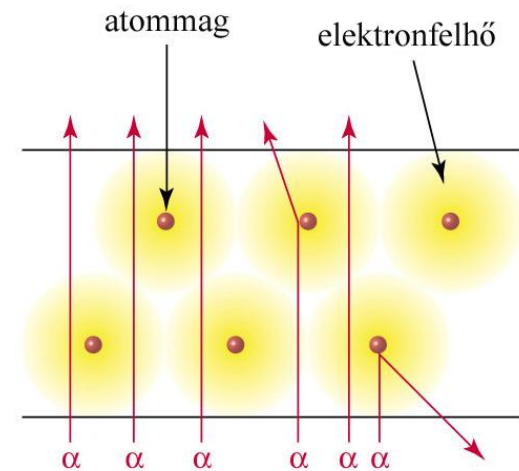
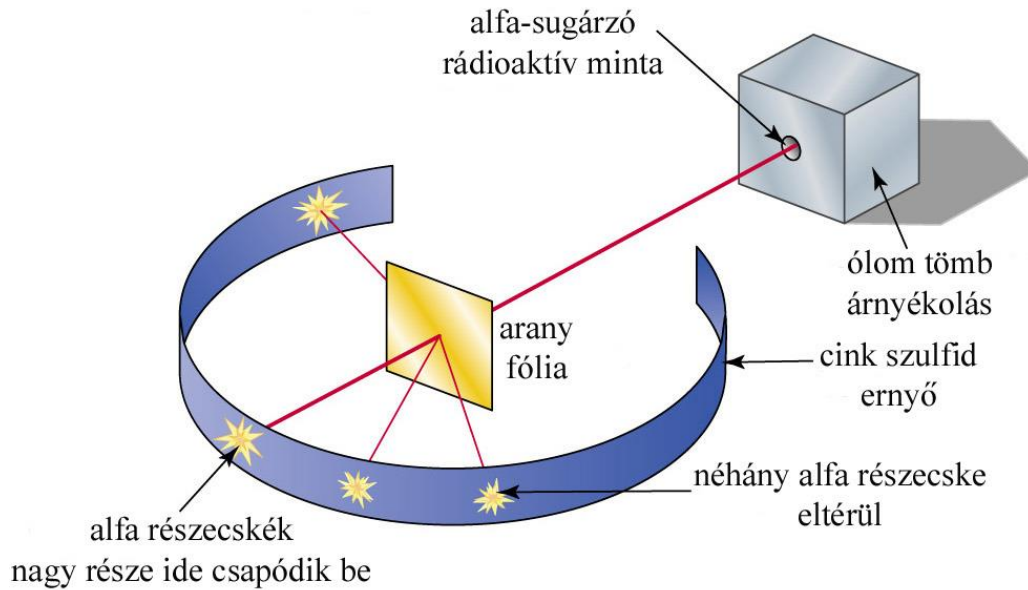
A kettősrés kísérletet elvégezve ugyanolyan interferenciaképet kaptak elektronokra mint fotonokra. Az interferenciakép csakis a hullámtulajdonságokkal magyarázható.

Az elektronmikroszkóp nem működhetne ha az elektron nem viselkedne hullámként.



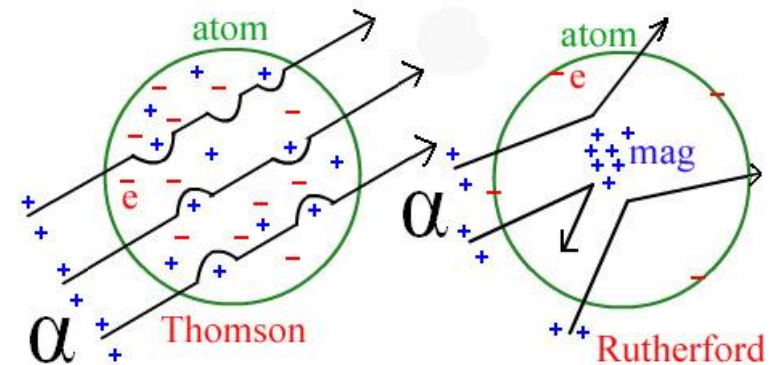
Az atom szerkezete

Rutherford kísérlet (1911): Az atom pozitív töltése és a tömeg nagy része egy nagyon kis helyre összpontosul. Ezt nevezte el atommagnak.



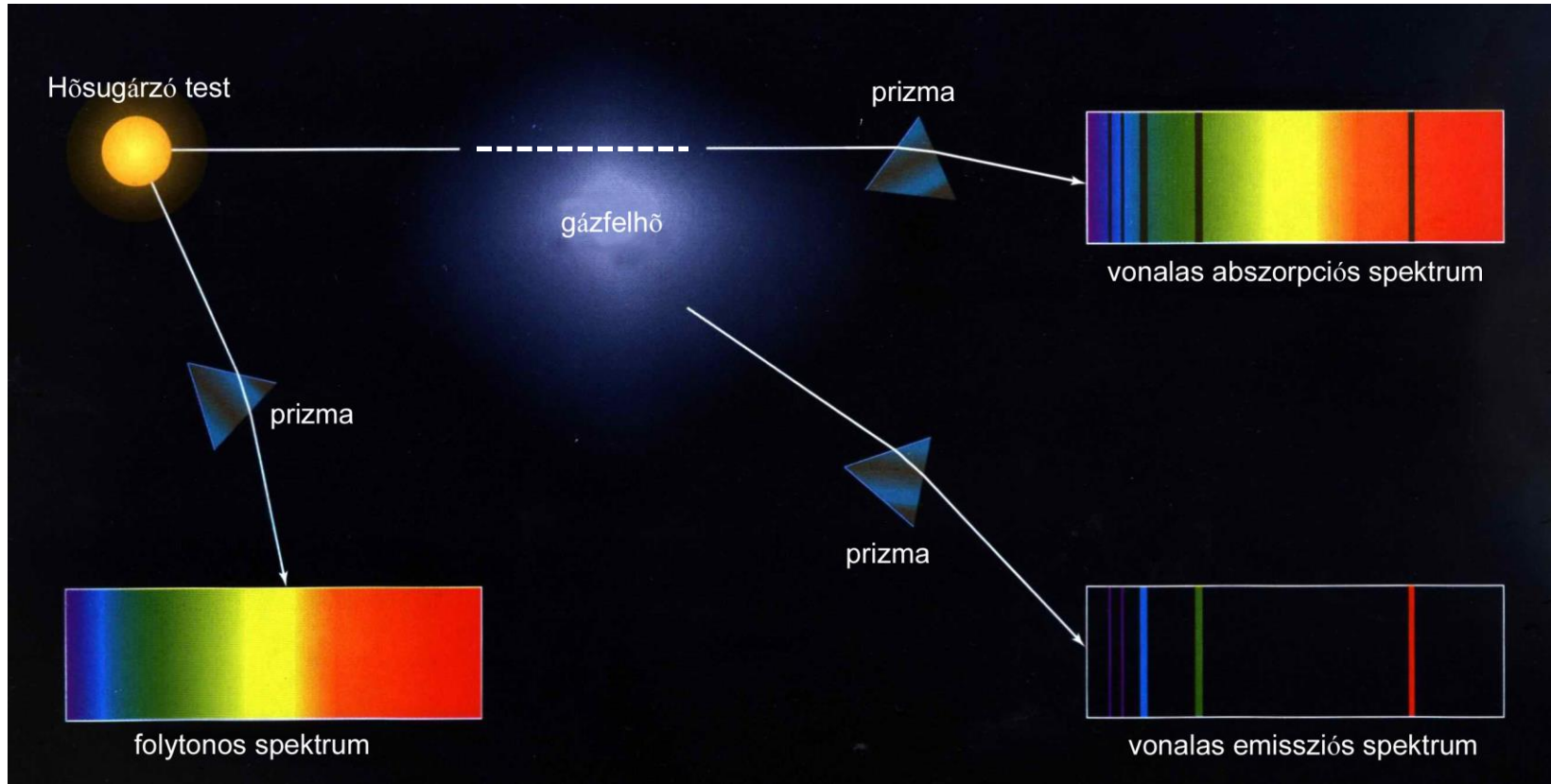
Az eltérülés ritka de nagymértékű.
Thomson puding atom-modellje nem lehet helyes.

Az atom mérete 10^{-10} m nagyságrendű (angström, Å).
Az atommagé 10^{-15} m (femtométer, fm)



Gázok emissziós és abszorpciós színe

Szilárd testet folytonos spektrumú hőszugárzásával ellentétben atomos gázok vagy gőzök csak bizonyos frekvencián sugároznak (emisszió), illetve bizonyos frekvenciájú sugárzást elnyelnek (abszorpció).



A színek vonalai egyfajta ujjlenyomatként használhatók és segítségével távoli testek anyagának összetétele határozható meg.

Gázok színekének magyarázata - Bohr-posztulátumok

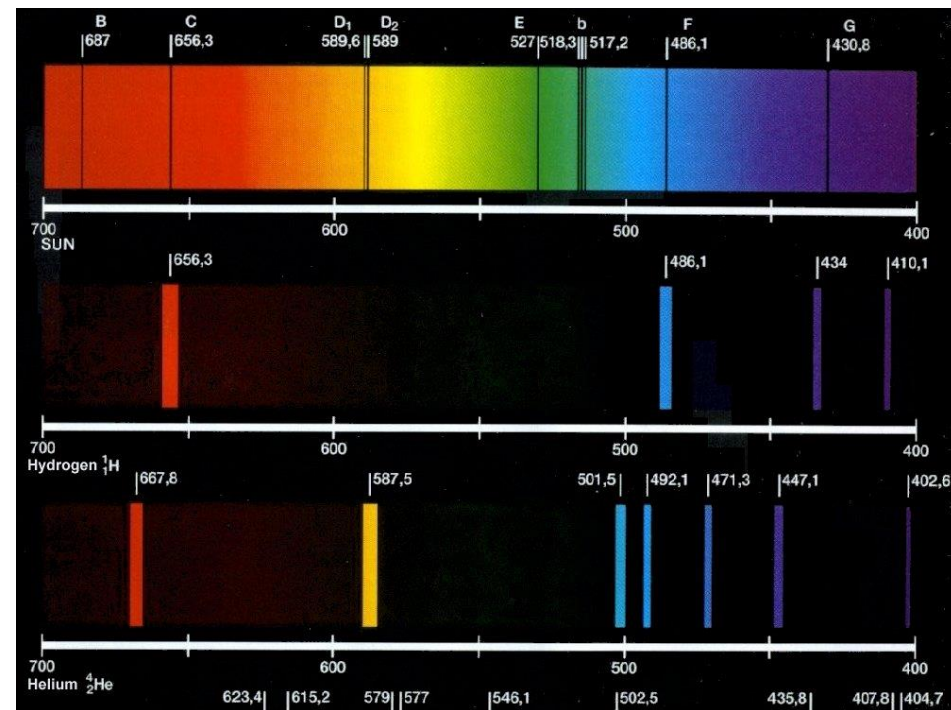
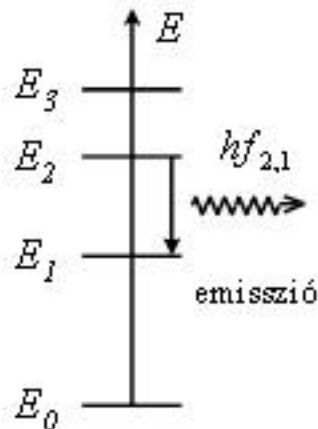
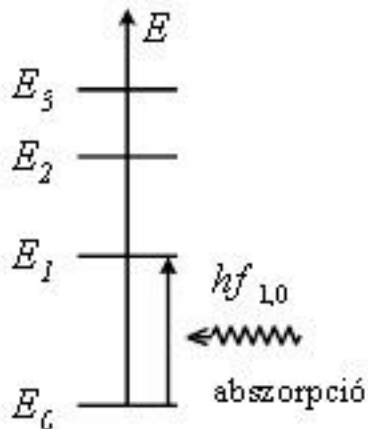
A jól meghatározott frekvenciájú kisugárzott, illetve elnyelt fotonokból arra lehet következtetni, hogy az atomokban csak bizonyos nagyságú energia átmenetek lehetségesek.

Bohr-posztulátumok:

- Az atomokban az elektronok csak diszkrét energiaszinteken E_1, E_2, \dots, E_i tartózkodhatnak és ezeken a stacionárius pályákon nem sugároznak.
 - Az atomok csak akkor sugároznak (emisszió) ha az elektron egy magasabb energiájú pályáról egy alacsonyabbra kerül.
- Az emisszió fordítottja az abszorpció.

Bohr-féle frekvencia feltétel:

$$E_i - E_j = hf_{ij}$$



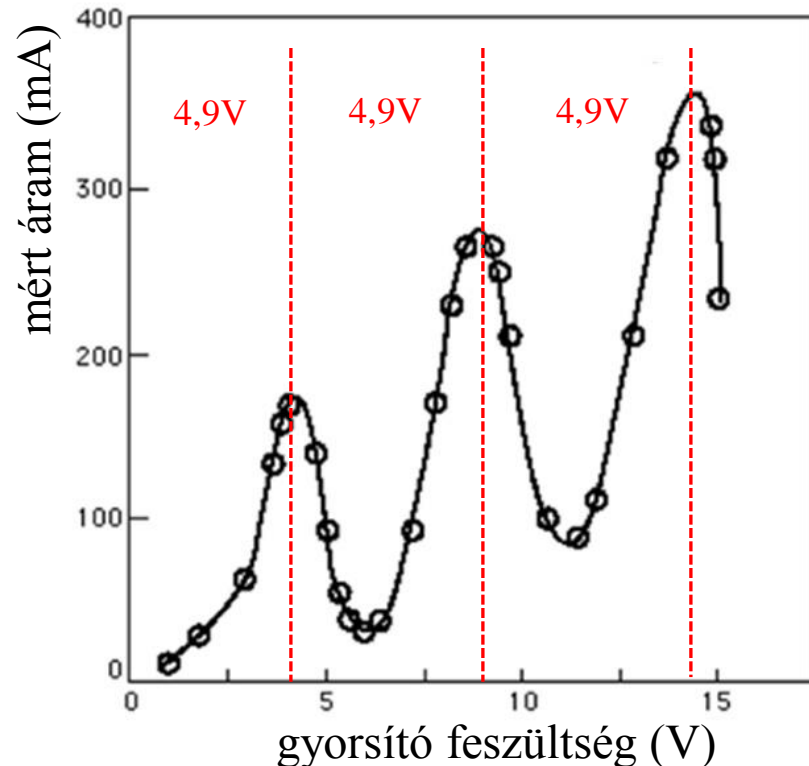
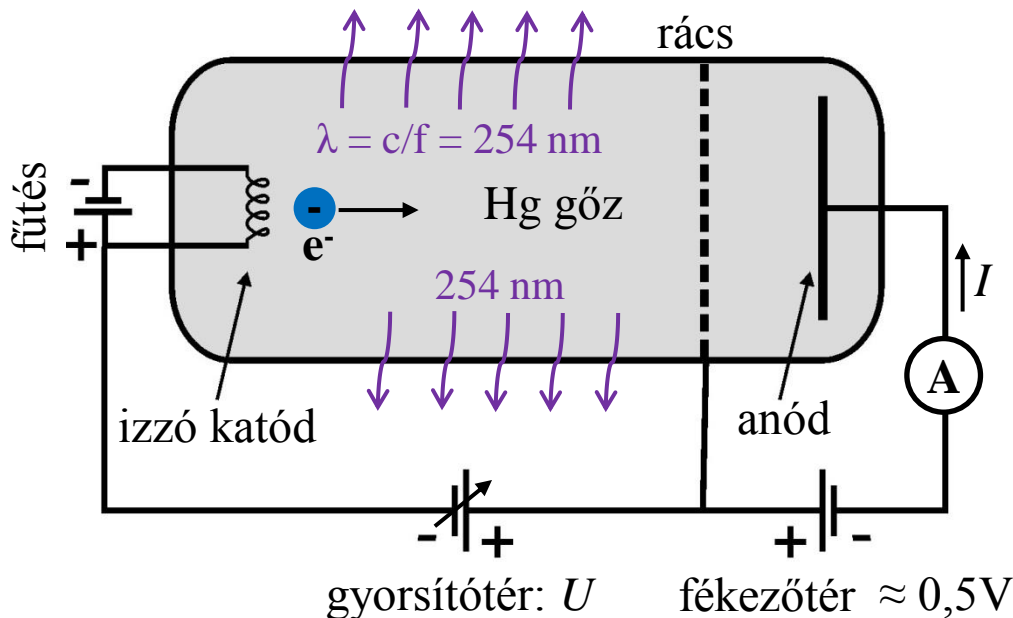
Frank-Hertz kísérlet

A kísérlet egy fontos bizonyítékot szolgáltat a Bohr-posztulátumokra.

Elektronokat gyorsítanak ritka higany gőzben.

- az izzókatódból kilépő elektronok az anód felé gyorsulnak
- amíg a gyorsító feszültség 4,9V alatt van ($E_k < 4,9 \text{ eV}$) - rugalmas ütközés
- a 4,9 eV elérésekor az ütközés rugalmatlanná válik (az áram lecsökken)
- a 9,8 eV elérésekor az elektronok kétszer képesek rugalmatlanul ütközni és így tovább.
- a Hg atomokban a gerjesztett elektronok visszatérnek az alacsonyabb energiájú állapotba, miközben fotonokat bocsátanak ki a megfelelő frekvenciával:

$$f = \frac{\Delta E}{h} = \frac{4,9 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{6,623 \cdot 10^{-34}} = 1,183 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$$



De Broglie hipotézise az atomi elektronra

Stacionárius esetben az atommag körül keringő elektron egy állóhullámnak felel meg.

Tehát a kör kerülete a hullámhossz egész számú többszöröse kell, hogy legyen:

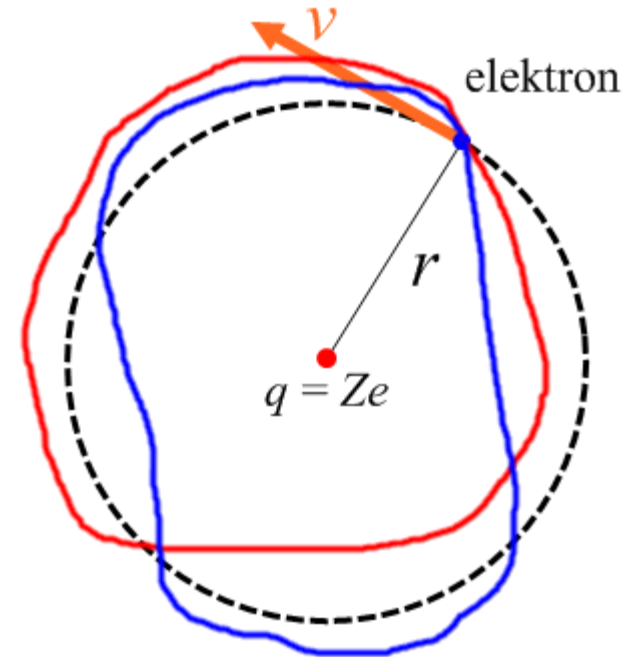
$$n\lambda = 2\pi r$$

Beírva a De Broglie hullámhosszt: $\frac{nh}{mv} = 2\pi r$

Az elektron pálya-impulzusmomentumára tehát:

$$L = mvr = \frac{nh}{2\pi} = n\hbar$$

A De Broglie hipotézis megmagyarázza az impulzusmomentum kvantált természetét!



A Hidrogén* atom Bohr modellje

A modellnek szolgáltatnia kell az elektron diszkrét E_n energiáit.

Az elektron pálya-impulzusmomentuma: $L = mvr$

Az energiához hasonlóan ez is kvantált: $L = nh/(2\pi) = n\hbar$

*Nem csak hidrogénre, hanem Z rendszámú ionra is jó, amely egy elektront tartalmaz csupán (hidrogénszerű):

$$\frac{kZe^2}{r^2} = m \frac{v^2}{r} \rightarrow kZe^2 = mvr \cdot v = n\hbar \cdot v$$

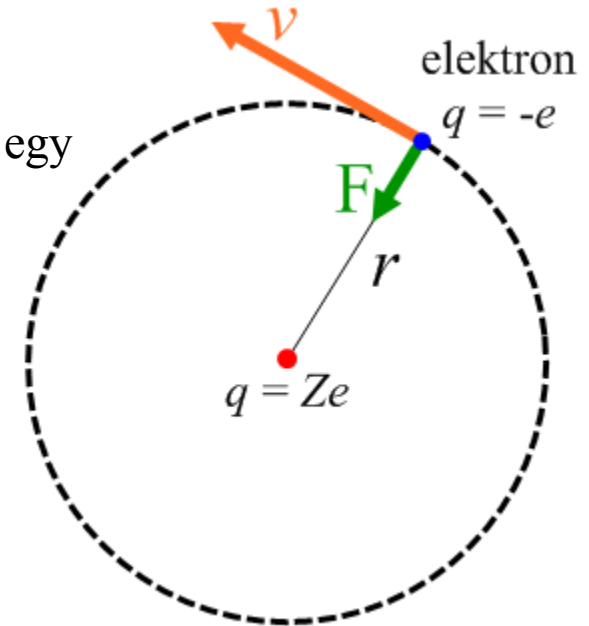
$$v = \frac{kZe^2}{n\hbar}$$

Az elektron teljes (mechanikai) energiája:

$$E = E_{kin} + E_{pot} = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{kZe^2}{r} = \frac{1}{2}mv^2 - mv^2 = -\frac{1}{2}mv^2$$

$$E_n = -\frac{1}{2}mv_n^2 = -\frac{mk^2Z^2e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} = -E^*Z^2 \frac{1}{n^2}$$

$$E^* = \frac{mk^2e^4}{2\hbar^2} = 2,18 \cdot 10^{-18} \text{ J} = 2,18 \text{ aJ}$$



A Hidrogén atom energiaszintjei

Az előzőleg levezetett képletből $Z = 1$ esetben kapjuk a hidrogén energiaszintjeit:

$$E_n = -E^* \frac{1}{n^2} \quad E^* = \frac{mk^2 e^4}{2\hbar^2} = 2,18 \cdot 10^{-18} \text{ J} = 2,18 \text{ aJ}$$

Az emissziós és abszorpciós frekvenciákra:

$$f_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h} = \frac{E^*}{h} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

$$f_{nm} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

R : Rydberg-állandó

Lyman-sorozat: $f_{n1} = R \left(1 - \frac{1}{n^2} \right)$

Balmer-sorozat: $f_{n2} = R \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right)$

Paschen-sorozat: $f_{n3} = R \left(\frac{1}{9} - \frac{1}{n^2} \right)$

