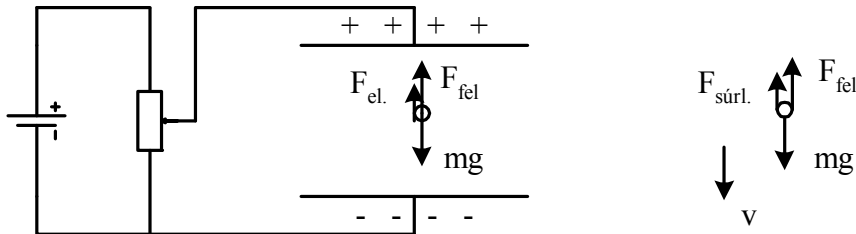


## Az elektron töltése, Millikan kísérlet, az elektron tömegének mérése:

A kísérletek szerint a töltésnek létezik egy legkisebb, tovább nem osztható adagja. Az elemi töltés nagyságát ami éppen egy elektronnak a töltése, Millikan mérte meg 1910-ben.

$$e = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$



A kísérleti elrendezésben a kondenzátor-lemezek közé porlasztott olajcseppek feltöltődtek a porlasztás során. Egy kiválasztott cseppet mikroszkóppal figyelve addig változtatjuk az elektromos mezőt, amíg el nem érjük a csepp lebegését. Ekkor:  $mg = F_{fel} + |Q|E$ , ahol  $|Q|$  a csepp töltésének nagysága. A feszültséget kikapcsolva a csepp gyorsulva, majd állandó sebességgel mozog a lemezek között. A mikroszkóp segítségével megmérjük a sebességet. Ekkor:  $mg = F_{fel} + F_{súrl.}$  A mérés alapján a gömböcske sugara számolható, s ennek ismeretében a csepp töltése meghatározható. A fenti mérés igen sok cseppre megismételve Millikan tehát azt tapasztalta, hogy az olajcseppek töltése mindig egy legkisebb töltésnek az egészszámszámú többszöröse:

$$Q = ne, \text{ ahol } n \text{ egész szám.}$$

**A természetben található elektromos töltés nem folytonos, hanem diszkrét, adagos!**

A mágneses mezőbe  $v$  sebességgel merőlegesen belőtt elektronra ható ún. Lorentz-erő ( $\vec{F} = Q\vec{v} \times \vec{B}$ ) az elektront körpályára kényszeríti. Ekkor a mozgásegyenlet:

$$m_e \frac{v^2}{R} = Q v B,$$

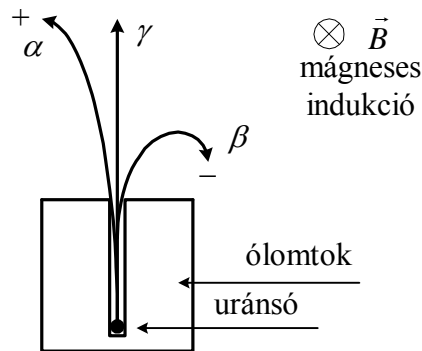
a pálya sugarát megmérve, az ún. fajlagos töltés  $\frac{Q}{m_e}$  meghatározható, s mivel a töltését már ismerjük, így a tömege számolható.

$$m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg.}$$

**Radioaktivitás.  $\alpha$ -,  $\beta$ -, és  $\gamma$ -bomlás. A radioaktív bomlástörvény, az aktivitás fogalma. Radioaktív sugárzások mérése. Geiger-Müller féle számlálóső. Az ionizáló sugárzás biológiai hatásai.**

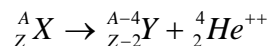
Becquerel (1896) fedezte fel, hogy bizonyos anyagok minden külső behatás nélkül sugárzást bocsátanak ki, például az uránsó közelében a fotolemez megfeketedett. Rutherford vizsgálta a sugárzást, és megállapította, hogy mágneses mezőben három különböző természetű részre bomlik fel.

1.  $\alpha$ -sugárzás:  $+2e$  töltése van, áthatoló képessége kicsi (papírlap elnyeli),  ${}^4_2\text{He}^{++}$  hélium atommagokból áll
2.  $\beta$ -sugárzás:  $-e$  töltésű részecskék, áthatoló képességük közepes (néhány mm alumíniumlemez elnyeli), nagysebességű (közel fénysebességű,  $0,99 c$ ) elektronokból áll
3.  $\gamma$ -sugárzás: nagyon nagy áthatoló képességű (csak néhány cm vastag ólomlemez nyeli el) elektromágneses sugárzás, frekvenciája  $10^{18} \text{ Hz} - 10^{21} \text{ Hz}$



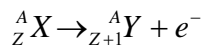
### A radioaktív sugárzás kibocsátása általában elemátalakulással jár!

$\alpha$ -sugárzás  $\alpha$ -bomlás során keletkezik:

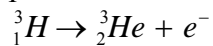


például a rádium bomlása során radon keletkezik  ${}^{226}_{88} Ra \rightarrow {}^{222}_{86} Rn + {}^4_2 He^{++}$ .

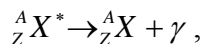
$\beta$ -sugárzás  $\beta$ -bomlás során keletkezik:



például tríciumból hélium keletkezik (ilyenkor egy neutron alakul át protonná)



$\gamma$ -sugárzás  $\gamma$ -bomlás során keletkezik:



ilyenkor elemátalakulás nincs, gerjesztett állapotú atommag sugározza ki a gamma fotont.

### A radioaktív bomlás törvénye:

A tapasztalat szerint egy adott populációban a magok fele mindig ugyanannyi idő alatt bomlik el (függetlenül az életkoruktól). Azt az időtartamot, amely alatt a kezdetben radioaktív atommagok fele elbomlik, felezési időnek nevezzük, jele:  $T_{1/2}$ . A felezési idő független az életkortól, csak az anyagi minőségre jellemző, értéke  $10^{-7}$  s –  $10^{10}$  év között változhat.

Az aktív, még el nem bomlott magok számának változása az eltelt felezési idők során az alábbi módon írható le, ahol  $N_0$  a kezdeti pillanat radioaktív magjainak száma:

$$N_0 \xrightarrow{T_{1/2}} \frac{N_0}{2} \xrightarrow{T_{1/2}} \frac{N_0}{2 \cdot 2} \xrightarrow{T_{1/2}} \frac{N_0}{2 \cdot 2 \cdot 2}.$$

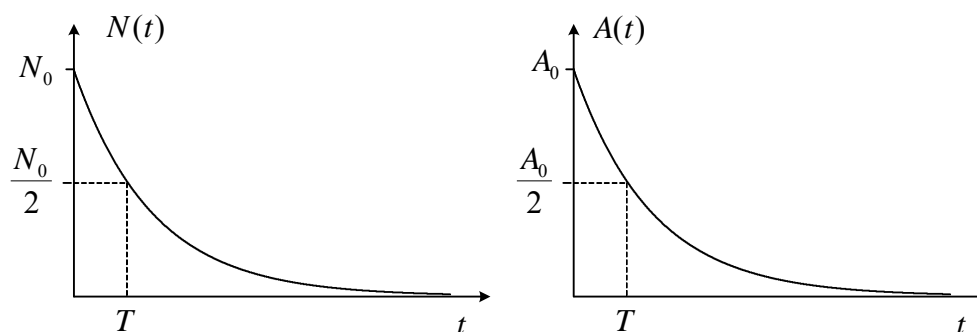
Egy tetszőleges  $t$  időpillanatban:  $N_0 \xrightarrow[t]{}$   $\frac{N_0}{2^{t/T_{1/2}}}$ , azaz  $N(t) = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}}$ . Ha felhasználjuk,

hogy  $2 = e^{\ln 2}$ , akkor nyerhetjük:

$$N(t) = N_0 \cdot (e^{\ln 2})^{-\frac{t}{T_{1/2}}} = N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} \cdot t}.$$

Bevezetve a bomlási állandót kaphatjuk a bomlástörvény megszokott alakját:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t}, \text{ ahol } \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \text{ a bomlásállandó.}$$



Megjegyzés: a radioaktív bomlás spontán (magától végbemenő) folyamat, annak a valószínűsége, hogy a vizsgált anyag egy atommagja adott idő alatt elbomlik, teljesen független az életkorától (nem öregedés, hanem véletlen baleset).

Egy anyagdarab **aktivitását**, a benne időegység alatt bekövetkező bomlások számával jellemezhetjük, ez pedig az  $N(t)$  függvény változási gyorsaságának abszolút értéke:

$$A(t) = \left| \frac{dN}{dt} \right| = N_0 \cdot \lambda \cdot e^{-\lambda t} = N(t) \cdot \lambda, \quad \text{illetve} \quad A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

A kezdeti pillanat aktivitása:

$$A_0 = N_0 \cdot \lambda.$$

Egysége  $1 \frac{\text{bomlás}}{\text{s}} = 1 \text{ becquerel} = 1 \text{ Bq}.$

### Radioaktív bomlási sorok:

A periódus rendszer végén lévő természetes radioaktív anyagok bomlási sorokba rendezhetőek. A bomlások során a tömegszám vagy nem változik ( $\beta$ -,  $\gamma$ - bomlás), vagy négygel csökken ( $\alpha$ - bomlás). A bomlási soroknak tehát négy különböző típusa van, attól függően, hogy a tömegszámot ( $A$ ) négygel osztva mekkora a maradékot kapunk.

0 maradék ( $A = 4n+0$ ):  $^{232}\text{Th}$  tórium – sor,  $1,41 \cdot 10^{10}$  év,  $^{208}\text{Pb}$

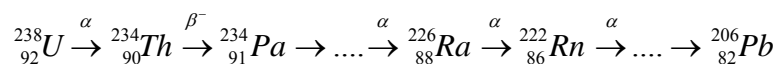
1 maradék ( $A = 4n+1$ ):  $^{237}\text{Np}$  neptúnium – sor,  $2,14 \cdot 10^6$  év,  $^{209}\text{Bi}$ ,

ez már nincs a természetben, a Föld keletkezése óta lebomlott

2 maradék ( $A = 4n+2$ ):  $^{238}\text{U}$  urán 238 – sor,  $4,50 \cdot 10^9$  év,  $^{206}\text{Pb}$

3 maradék ( $A = 4n+3$ ):  $^{235}\text{U}$  urán 235 – sor,  $0,71 \cdot 10^9$  év,  $^{207}\text{Pb}$

Például az  $^{238}\text{U}$  urán 238 – sor :



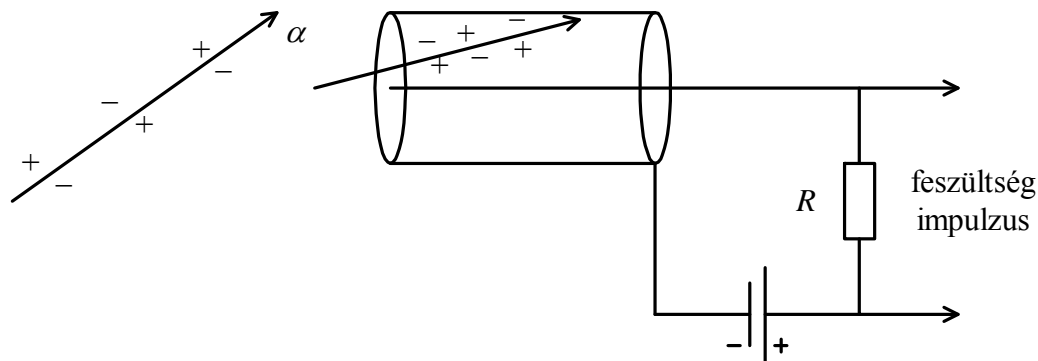
Megjegyzés: többtagú bomlási sorok esetén, bizonyos idő után beáll a bomlási vagy szekuláris egyensúly, a lányelemek mennyisége időben állandó, az anyaelem mennyisége csökken, a stabil végelem mennyisége növekszik. Ekkor az egyes lányelemek aktivitása megegyezik (annyi bomlik hozzá, mint amennyi elbomlik belőle)  $A_1 = A_2 = A_3, \dots$  azaz

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3.$$

### Radioaktív sugárzás mérése:

Az  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ - sugárzások szabad szemmel nem észlelhető ionizáló sugárzások. Az  $\alpha$ - és  $\beta$ - részecskék töltésük révén elektromos mezőjükkel ionizálják az útjukba kerülő atomokat és molekulákat, s ezáltal ionpárokat keltenek. A radioaktív sugárzás mérése általában —

közvetlenül vagy közvetve — a sugarak által okozott ionizáción alapul. Leggyakoribb mérőeszköze az ún. Geiger-Müller-féle számlálócső, GM-cső.



A végablakon bejutó sugárzás ionizálja a csőben lévő gázt, az ionok felfutnak az elektródákra, egy ionizáló részecske a felfutás során maga is ionizál, és egy elektronlavinát indít, amely egy áram impulzust jelent, s az ohmos ellenálláson feszültség impulzus jelenik meg, ezt erősíthetjük, számlálhatjuk, hangszóróba vezethetjük. Egyéb detektorok: szcintillációs számláló, félvezető detektor, Wilson-féle ködkamra.

### A radioaktív sugárzás biológiai hatásai:

A szervezetbe jutva, ionizáló hatásával megzavarja a biokémiai reakciókat. Hatása függ például az elnyelt energiától:

$$D(\text{elnyelt dózis}) = \frac{\text{az elnyelt ionizáló sugárzás energiája}}{\text{anyag tömege}}$$

$$D = \frac{dE}{dm}, \quad [D] = 1 \text{ Gy} = 1 \text{ gray} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$$

A biológiai hatás azonban nemcsak az elnyelt energiától, hanem a részecske fajtájától is függ. Például a neutronok egy meglökött proton révén sokkal több ionizációt okoznak, mint az ugyanolyan energiájú  $\gamma$  fotonok. A dózis egyenérték egy minőségi tényezővel  $Q$  (dimenziótlan szám) ezt is figyelembe veszi, s ez által már a biológiai károsodással arányos.

$$H = D \cdot Q$$

$$[H] = S_v = \text{sievert}$$

$Q$ értéke:	röntgen sugárzás, $\gamma$ -sugárzás, $\beta$ -sugárzás esetén	1
	termikus neutronokra	2,3
	gyorsneutronokra és protonokra	10
	$\alpha$ -sugárzásra	20

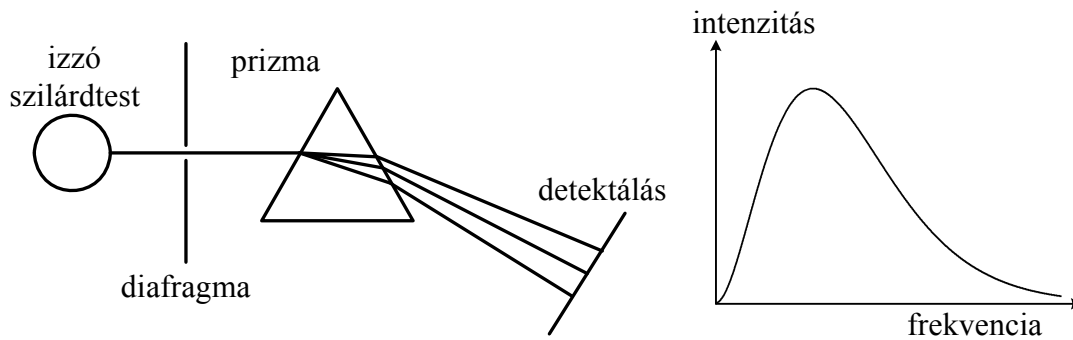
### Az ionizáló sugárzás hatásai:

Determinisztikus: adott dózis felett a hatás mindig megjelenik és arányos a dózissal (nagy dózis) lappangási idő néhány hét, "klasszikus" sugárbetegség.

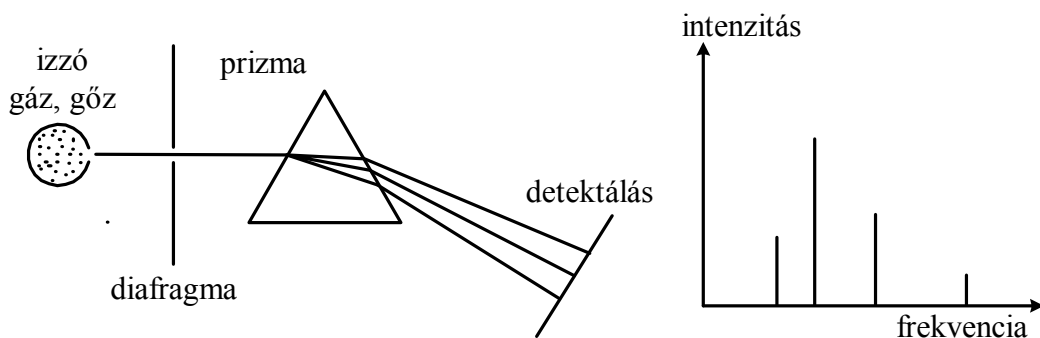
Sztochasztikus: kis dózis is okozhat néha megbetegedést, hosszú lappangási idő (évek) a betegség súlyossága nem függ a dózis nagyságától.

### Gázok emissziós és abszorpciós színe:

Az izzó szilárd test folytonos spektrumú sugárzást bocsát ki, azaz az egyes színek között az átmenet folytonos. Az elrendezés, amivel a spektrum felvehető:



Ezzel szemben az izzó gázok vagy gőzök által emittált sugárzást felbontva a spektrum vonalas szerkezetű lesz, például látható tartományban színes csíkok jelennek meg az ernyőn (emisszió = kibocsátás). A vonalas emissziós színekép (spektrum) a gáz anyagi minőségétől függ.



Az izzó szilárd test folytonos spektrumú sugárzását hideg gázon átbocsátva és prizmával felbontva nyerhetjük az abszorpciós spektrumot, ez nem teljesen folytonos, benne fekete vonalak maradnak, az anyagi minőségtől függően. **A tapasztalat szerint egy gáz hideg állapotában éppen azokat a vonalakat nyeli el, amelyeket izzó állapotában emittálni tud.** A gázok emissziós és abszorpciós színeképeinek magyarázatához fel kellett tételni azt, hogy a magányos atomok, molekulák energiája csak bizonyos meghatározott diszkrét értékeket vehet fel, nem lehet folytonos, s ezek a diszkrét energiák, az anyagi minőségtől függenek. A két állapot közötti átmenet során csak olyan foton emissziójára vagy abszorpciójára van lehetőség, melynek energiájára teljesül az ún. frekvencia feltétel:

$$E_i - E_k = h f_{i,k}$$

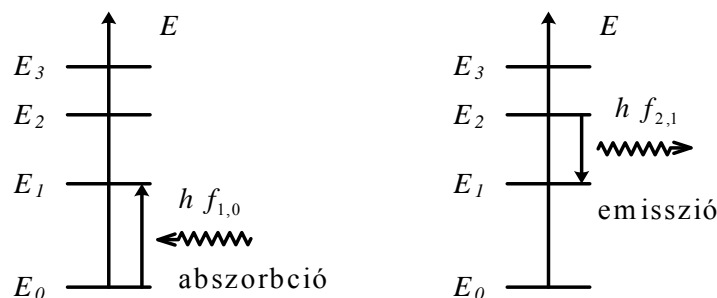
### Bohr posztulátumok (1913):

1. az atomban az elektronok csak diszkrét  $E_1, E_2, \dots$  energiaszinteken tartózkodhatnak, és ezekben az úgynevezett stacionárius állapotokban tartózkodva nem sugároznak
2. az atomok akkor sugároznak, ha az elektronok egy magasabb energiájú állapotból

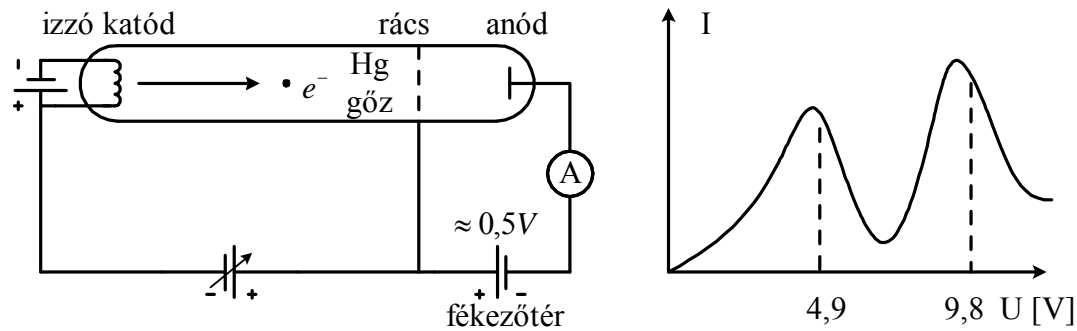
alacsonyabb energiájú állapotba kerülnek, ilyenkor a kisugárzott frekvencia,  $f = \frac{\Delta E}{h}$ ,

ahol  $\Delta E$  a két energiaszint különbsége, a Bohr-féle frekvencia feltétel

tehát:  $E_i - E_k = h f_{ik}$



A Bohr-posztulátumok egyik fontos bizonyítékát a Franck-Hertz kísérlet szolgáltatta.



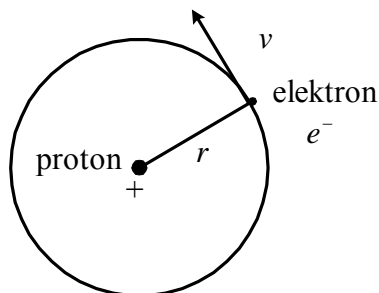
- az izzókatódból kilépő elektronok gyorsulnak az anód felé, a Hg-atomokkal rugalmasan ütköznek, ezzel szemben a 4,9 eV energiájú elektronok már rugalmatlanul ütköznek a Hg atomokkal
- 9,8 V gyorsító feszültség esetén az elektronok mozgásuk során kétszer képesek rugalmatlanul ütközni és gerjeszteni a Hg-atomokat
- a Hg atomokban a gerjesztett elektronok spontán módon visszatérnek az alacsonyabb energiájú állapotba, és  $f = \frac{\Delta E}{h} = \frac{4,9 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{6,623 \cdot 10^{-34}} = 1,183 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$  frekvenciájú sugárzást bocsátanak ki, ez jól egyezik a kísérleti tapasztalattal.

### A H-atom Bohr modellje:

A mechanikailag lehetséges körpályák közül az úgynevezett kvantumfeltétel választja ki a megengedetteket, ez azt mondja ki, hogy az elektron pályaimpulzus nyomatéka kvantált, és értéke csak a  $h/2\pi$  egészszámú többszöröse lehet:

$$L_e = n\hbar, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad \hbar = \frac{h}{2\pi}.$$

Például körpálya esetén:  $mvr = n\hbar$ .



A nyugvónak tekintett proton körül mozgó egyetlen elektronra vonatkozó mozgás egyenlet:

$$k \frac{e^2}{r^2} = m \frac{v^2}{r}, \quad \text{így } ke^2 = mvr \cdot v, \quad \text{tehát } ke^2 = \hbar n v.$$

A sebesség tehát:  $v = \frac{ke^2}{\hbar n}$ .

Az elektron energiája a mozgási- és a elektrosztatikus potenciális energia összege:

$$E = T + V = \frac{1}{2}mv^2 - k \frac{e^2}{r} = \frac{1}{2}mv^2 - mv^2 = -\frac{1}{2}mv^2.$$

Itt felhasználtuk, hogy  $k \frac{e^2}{r} = mv^2$ . Ekkor

$$E_n = -\frac{1}{2} m \cdot \frac{k^2 e^4}{\hbar n^2} = -\frac{m k^2 e^4}{2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}.$$

A diszkrét energiaértékek tehát:

$$E_n = -E^* \cdot \frac{1}{n^2}, \text{ ahol } E^* = \frac{m k^2 e^4}{2 \hbar^2} = 2,18 \cdot 10^{-18} \text{ J} = 2,18 \text{ eV}$$

Két energiaszint közötti átmenet során kisugárzott vagy elnyelt frekvenciára kapott összefüggés:

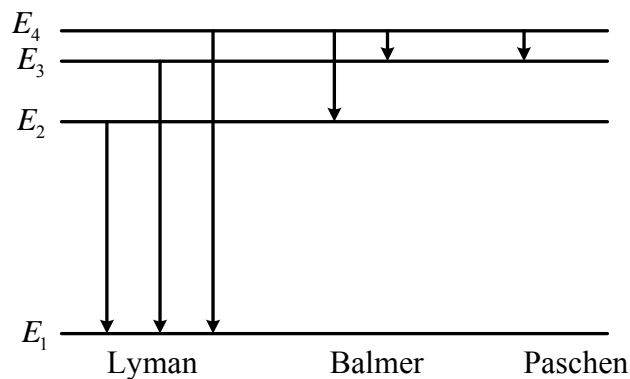
$$f_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h} = -\frac{E^*}{h} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = \frac{E^*}{h} \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R^* \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

A Bohr modell jól szolgáltatja a kibocsátott fotonok frekvenciáját, és a Rydberg állandót, jó H-ra, He<sup>+</sup>, Li<sup>++</sup>....(H-szerű ionok)

Lyman-sorozat:  $m = 1, n > 1, f_{n1} = R^* \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right)$ , ultraibolya tartományba esik

Balmer-sorozat:  $m = 2, n > 2, f_{n2} = R^* \left( \frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right)$ , látható tartományba esik

Paschen-sorozat:  $m = 3, n > 3, f_{n3} = R^* \left( \frac{1}{9} - \frac{1}{n^2} \right)$ , infravörös tartományba esik



### A Bohr-modell hiányosságai:

A H-atom nem korong, hanem gömb alakú, a modell szerint alapállapotban is van az elektronnak pályaimpulzus-nyomatéka, a valóságban nincs, és végezetül csak H-atomra és H-szerű ionokra jó.