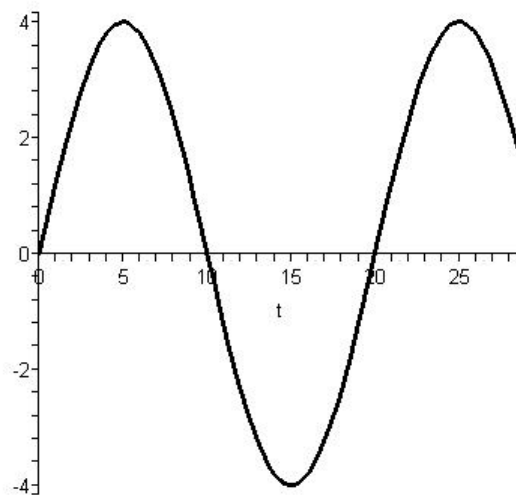
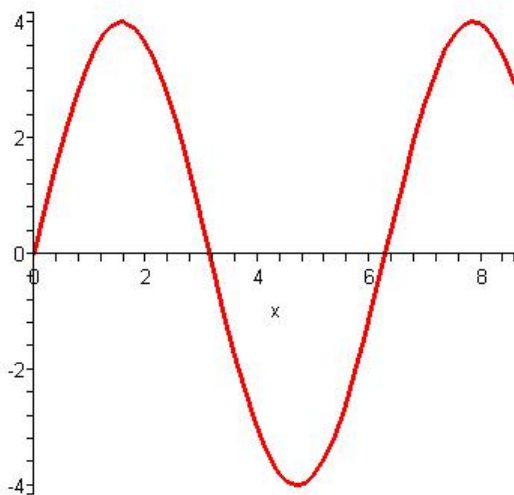


Pár szó az **Optikáról**

Hullámok: Tekintsünk egy haladó hullámot, pl. víz hullámot, a hullám forrásától elég távol. Ha egy konkrét időpillanatban lefényképeznénk, azt látnánk, hogy térben (megközelítőleg) periodikus, a terjedés irányában. Ha viszont egy adott pontban vizsgáljuk az időbeli viselkedést, akkor láthatjuk, hogy hullámvölgyek és hullámhegyek haladnak át az adott ponton, időben periodikusan. Legyen A az a mennyiség, amelyik hullámszerűen változik, víz hullámoknál pl. a vízfelszín nyugalmi helyzetéhez képesti magassága. Tegyük fel, hogy a hullám x irányban terjed, a többi iránnyal nem foglalkozunk. A legegyszerűbb hullámfüggvény a síkhullám, amelynek alakja:

$$A = A_0 \sin(kx - \omega t),$$

ahol k a hullámszám, ω a körfrekvencia. Rögzített x -re A idő szerint periodikus, pontosabban harmonikus rezgőmozgást végez $T = \frac{2\pi}{\omega}$ periódusidővel. Hasonlóan, rögzített t -re pedig a térben periodikus a függvényalak.



Vizsgáljuk meg a térbeli periodicitást. Tegyük fel, hogy egy adott x_1 -hez van olyan x_2 , hogy $A_1 = A_2$ bármely időpillanatban, azaz

$$A_0 \sin(kx_1 - \omega t) = A_0 \sin(kx_2 - \omega t)$$

Ebből következik, hogy az argumentumok egymástól 2π többszörösével térnek el. Ebből minket az érdekel, hol van az x_1 -hez legközelebbi x_2 , ahol $A_1 = A_2$, tehát az argumentumok legkisebb különbségét vesszük: $kx_1 + 2\pi = kx_2$, amiből $x_2 = x_1 + \frac{2\pi}{k}$.

Tehát az x változása $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ szerint periodikus, a λ mennyiség neve: hullámhossz,

mértékegysége a méter. Ezeket beírva kapjuk:

$$A = A_0 \sin\left[2\pi\left(\frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T}\right)\right] = A_0 \sin\left[2\pi\left(\frac{x}{\lambda} - ft\right)\right]$$

Az ábrán látható példán $\lambda = 2\pi$, ebből kapjuk, hogy $k=1$. A második ábráról $T=20$, vagyis $f=1/20$ és $\omega=\pi/10$. A függőleges tengelyen a kitérés van, ennek maximális értéke, az amplitúdó $A_0=4$, ez mindkét ábrából leolvasható.

Ez a hullám az x tengely pozitív irányába terjed, kérdés, milyen sebességgel. Ha dx távolságot megteszünk a haladás irányában (jobbra), ott dt -vel később zajlik le minden (pl. ugyanaz a hullámvölgy dt idővel később ér oda), vagyis ha x -hez hozzáadunk dx -et és t -hez hozzáadunk dt -t, az argumentum nem változik:

$$\frac{x + dx}{\lambda} - f(t + dt) = \frac{x}{\lambda} - ft,$$

ebből egyszerűsítéssel adódik, hogy $\frac{dx}{\lambda} = f dt$, azaz $\frac{dx}{dt} = f \lambda$. Ez azt jelenti, hogy kaptunk egy fontos összefüggést a hullám terjedési sebességének nagyságára:

$$\boxed{c = f \lambda}$$

Ezzel $A = A_0 \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} (x - ct) \right]$

Hanghullám esetén c a hangsebesség, fényhullám esetén a fénysebesség. Ismeretes, hogy az emberi fül számára (közelítően, kortól is függően) a 20Hz és 20kHz közötti frekvenciájú hangok hallhatóak. Az alacsonyabb frekvenciájú hangokat infrahangnak, a magasabbat ultrahangnak nevezzük.

Ha \vec{A} vektormennyiség, a hullámokat két csoportba oszthatjuk: transzverzális hullámnál \vec{A} merőleges a terjedés irányára (ilyenek pl. a vízhullámok), longitudinális hullámnál egy egyenesbe esnek. Utóbbira példa, ha egy vékony rúd végére ráütünk a rúd hossz tengelye irányába mutató sebességgel, ekkor az \vec{A} mennyiségnek a részecskék egyensúlyi helyzetétől való kitérése felel meg, ez pedig a rúd hossz tengelyének irányába mutat, emellett a hullám is a rúd megütött végétől a másikig terjed, a két irány megegyezik.

Megjegyezzük, hogy léteznek állóhullámok is, amelyekre $c=0$. Azonban őket nem a fenti síkhullám függvény, hanem pl. a $\sin(kx)\sin(\omega t)$ függvény írja le, és természetesen a $c=f\lambda$ képlet sem igaz. Állóhullámokkal a továbbiakban nem foglalkozunk.

A Maxwell-egyenletekből hullámeqyenlet vezethető le az \vec{E} és \vec{H} térerősségek komponenseire (azzal a feltétellel, hogy a σ vezetőképesség, és ezzel a \vec{j} áramsűrűség 0)

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \epsilon\mu \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad \text{és} \quad \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = \epsilon\mu \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}$$

Deriválással bizonyítható, hogy ennek megoldásai

$$E = E_0 \sin \left[2\pi \left(\frac{x}{\lambda} + ft \right) \right] \quad \text{és} \quad H = H_0 \sin \left[2\pi \left(\frac{x}{\lambda} + ft \right) \right]$$

akkor, ha $\frac{1}{\lambda^2 f^2} = \epsilon\mu$ azaz $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$. Tehát a vákuumbeli fénysebesség $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ egy

univerzális állandó, egyébként pedig a terjedési sebesség függ a közegtől, annak elektromos és

mágneses tulajdonságaitól: $\frac{c_{\text{vákuum}}}{c_{\text{közeg}}} = \frac{\sqrt{\epsilon\mu}}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$, tehát minél nagyobb a relatív permittivitás

és permeabilitás, annál jobban lelassul a fény.

Az **elektromágneses sugárzásban** az elektromos és a mágneses térerősség-vektor egymásra és a terjedés irányára merőlegesek. Tehát egy adott pontban fel lehet venni egy olyan koordináta rendszert, hogy \vec{E} az x tengely, míg \vec{H} az y tengely irányába mutat (egy fél periódusideig a pozitív, aztán a negatív irányba), a terjedés iránya pedig a z tengely, az elektromágneses hullám tehát transzverzális. A sugárzás a térben hullám formájában terjed ugyanazzal a c fénysebességgel, energiát (és persze tömeget és impulzust) szállítva. Mivel c minden elektromágneses hullámra ugyanaz, a $c=f\lambda$ képletből látható, hogy a frekvencia és a hullámhossz fordítottan arányosak. Megjegyezzük, hogy egyes kísérletekben a fény részecskéként viselkedik,

a részecske (kvantum) neve foton. (Erről a klasszikus elektrodinamika nem tud számot adni, mi is a modern részben tárgyaljuk). A 380 nm és 780 nm (kerekítve 400 és 800 nm) közötti hullámhosszú elektromágneses sugárzás az emberi szem számára is látható, emiatt látható fénynek nevezik. Az összes elektromágneses sugárzás elrendezhető frekvencia (hullámhossz, ill. foton-energia) szerint, ekkor kapjuk az elektromágneses spektrumot.

A teljes elektromágneses színekép áttekintése: Az elektromágneses hullámok hullámhossztartománya rendkívül nagy, amelynek a látható színekép csak igen kis töredékét foglalja el. A látható színekép hosszú hullámú részéhez csatlakozik az infravörös színeképtartomány. Ez átnyúlik az elektromos úton előállított elektromos hullámok tartományába (mikrohullámok, ultrarövid, rövid-, hosszúhullámú rádióhullámok, majd a közönséges váltakozó áramok tartománya); a határon az egyenáram állna ∞ hullámhosszal, 0 frekvenciával. Másrészt a látható színekép rövidhullámú részén túl az ultraibolya tartomány kezdődik, majd a röntgensugarak és a radioaktív γ -sugarak következnek. Még rövidebb a hullámhossza és így nagyobb a frekvenciája a kozmikus sugárzás elektromágneses részének.

Mindezekre a hullámokra vákuumban lényegében ugyanazok a törvényszerűségek érvényesek: azonos sebességgel haladnak ($c \approx 3 \cdot 10^8$ m/s), az elektromos és a mágneses térerősség vektora a terjedés és egymás irányára merőleges, periodikusan változik. Az elektromágneses sugárzás viselkedését az elektrodinamika írja le a Maxwell egyenletek alapján.

Azonban az anyagok viselkedése a különböző hullámhosszakkal szemben más és más. A fémek pl. a látható fényt nem engedik át, elég nagy frekvenciájú röntgen-hullámokra nézve viszont átlátszóak. Az egyes anyagok és a fény bonyolult kölcsönhatásának leírására a klasszikus elektrodinamika önmagában nem elégséges.

Mivel a látható színekép határát pusztán biológiai adottságok szabják meg, gyakran a láthatóság tartományán kívül eső elektromágneses hullámokat is fénynek hívják (pl. infravörös fény, röntgenfény).

Egy váltakozó áramú áramkörben az áramerősség periodikusan változik, ebből arra lehet következtetni, hogy mind az elektromos, mind a mágneses térerősség is periodikusan változik. Az áramkört alkotó vezetékek alakjától stb. függően ez elektromágneses hullámok kibocsájtásával jár. A szokásos 50Hz-es váltóáramra ennek hullámhossza óriási, $\lambda = c/f = 6000$ km. Ebből a tartományból a frekvencia növelésével folytonos az átmenet a rádióhullámok felé, melyek előállítása általában rezgőkörökben történik, antennával sugározzák ki őket. Növekvő frekvencia szerint hosszú-, közép-, és rövidhullámokról beszélhetünk, ill. URH (ultrarövid hullám) frekvenciákról. Ebbe a kategóriába tartozik a mobiltelefonok által használt frekvencia, nagyságrendileg 1 GHz.

A mikrohullámokat pl. ételmelegítésre (a dipólmomentummal rendelkező molekulák elnyelik az energiáját), de emellett tárgyak helyének és sebességének meghatározására (radar) és PVC-hegesztésre is használják.

A minket körülvevő, nagyságrendileg szobahőmérsékletű test a legtöbb sugárzást az infravörös tartományban bocsájtja ki. Bőrünkkel ezt melegségnek érzékeljük, ezért hőszugáraknak is nevezzük őket, bár ez megtévesztő lehet, mert magasabb hőmérsékleten látható és ultraibolya fényt is sugároznak a testek, pl. az izzólámpa (lásd a hőmérsékleti sugárzás részben). Az infravörös hullámokat használják az épületek, földfelületek kisugárzására jellemző hőfényképek készítésekor.

Az ultraibolya sugárzás képes felbontani a kémiai kötéseket, esetleg elektronokat is leszakíthat az atomokról. Az emberek esetében okozhat leburnulást, leégést, ill. bőrrákot. Három tartományra osztják, az UV A hullámhossza 320 nm feletti, az UV B hullámoké 320 és 280 nm közötti, az UV C hullámoké 280 nm-től kisebb. Az ultraibolya sugárzást fertőtlenítésre és ásványhatározásra is használják.

A röntgensugarak frekvenciája többnyire az ultraibolya tartomány fölött van, velük az atomfizika alapjainak megismerése után külön fejezetben foglalkozunk. Leggyakoribb előállítási módjuk, hogy gyorsított elektronokat valamilyen anyagnak, pl. fémfelületnek ütköztetnek.

A γ -sugarak atommag-reakciókban, természetes és mesterséges atommag-átalakulásoknál keletkeznek. Frekvenciájuk akár 10^{20} Hz is lehet. Itt kell megjegyeznünk, hogy egy adott sugárzás kategorizálásánál (pl. röntgen vagy gamma) nem elsősorban a hullámhosszt/frekvenciát, hanem a keletkezés módját veszik alapul, a röntgen pl. az atomok elektronburkában, a gamma fotonok az atommagban lejátszódó folyamatok termékei. Megfelelő feszültséggel felgyorsítva a fémnek csapódó elektronok nagyobb energiájú röntgensugárzást keltenek, mint a legtöbb magátalakulásban keletkező γ -sugárzás.

A világűrben is különböző fajtájú és energiájú sugárzások, részecskék záporoznak a Földre (pl. protonok, hélium-atommagok, elektronok... ezek nagy része nem elektromágneses hullám!), ezt nevezzük elsődleges kozmikus sugárzásnak. Ezek egy része ütközik a légkört alkotó molekulákkal és az ütközésben más részecskék (pl. fotonok) keletkeznek, ez a másodlagos kozmikus sugárzás. Az elsődleges kozmikus sugárzásban található igen nagy energiájú pl. szupernóva robbanásból származó protonok széthasíthatják a légkörben található atommagokat, ekkor a gamma-fotonoknál is nagyobb energiájú fotonok keletkeznek. Ezeket tüntettük fel az ábra??? jobb oldalán. A kozmikus sugárzás jelensége igen összetett, jelenleg is intenzív kutatások tárgya.

Feladat: Egy keretantenna 50 menete $A=40\text{cm}\cdot 40\text{cm}$ -es területet határol. Egy 300m hullámhosszú elektromágneses hullám a keretantennában 2mV effektív feszültséget indukál. Mekkora a maximális indukció (B_{\max}) és a maximális télerősség (H_{\max}) értéke az antenna helyén?

Megoldás: Az elektromágneses hullám fénysebességgel terjed. Jó közelítéssel levegőben a fény sebessége megegyezik a vákuumban mérhető fénysebességgel, melynek értéke $c=3\cdot 10^8$ m/s. A $c=f\lambda$ képletből kapjuk, hogy a hullám frekvenciája: $f=10^6$ Hz, azaz a körfrekvencia $\omega = 2\pi \cdot 10^6$ 1/s. Az egy menetre eső fluxus a mágneses indukció változása miatt pl. koszinuszos függvény szerint változik: $\Phi_{\text{menet}} = A \cdot B_{\max} \cos \omega t$. Az antenna N menetű tekercsnek fogható fel, tehát a tekercsfluxus a menetfluxus N-szerese. Ebből a Faraday-törvény segítségével az indukált feszültség kiszámítása:

$$U = - \frac{d\Phi_{\text{tekercs}}}{dt} = NA \cdot B_{\max} \omega \sin \omega t .$$

Az indukált feszültség csúcserőssége az effektív érték $\sqrt{2}$ -szöröse, tehát:

$$U_{\max} = \sqrt{2} \cdot U_{\text{eff}} = NA \cdot B_{\max} \omega .$$

Ebből kifejezhető az indukció csúcserőssége: $B_{\max} = 5,627 \cdot 10^{-11}$ Vs/m² Mivel az antenna levegőben van, a relatív permeabilitás 1-el közelíthető. Így a mágneses télerősség maximális értéke: $H_{\max} = B_{\max} / \mu_0 = 4,48 \cdot 10^{-5}$ A/m

Ha a fény két közeg határára ér, egy része visszaverődik, másik része behatol a másik közegbe. Ez utóbbi rész általában megváltoztatja az irányát. Ennek mértékére vonatkozik a **Snellius-Descartes törvény**: A beeső fénysugár, a beesési merőleges és a megtört fénysugár egy síkban van. A beesési szög (α) szinuszának és a törési szög (β) szinuszának aránya a közegekben mért terjedési sebességek (c_1, c_2) arányával egyenlő, ami megegyezik a két közeg relatív törésmutatójával (n_{21}).

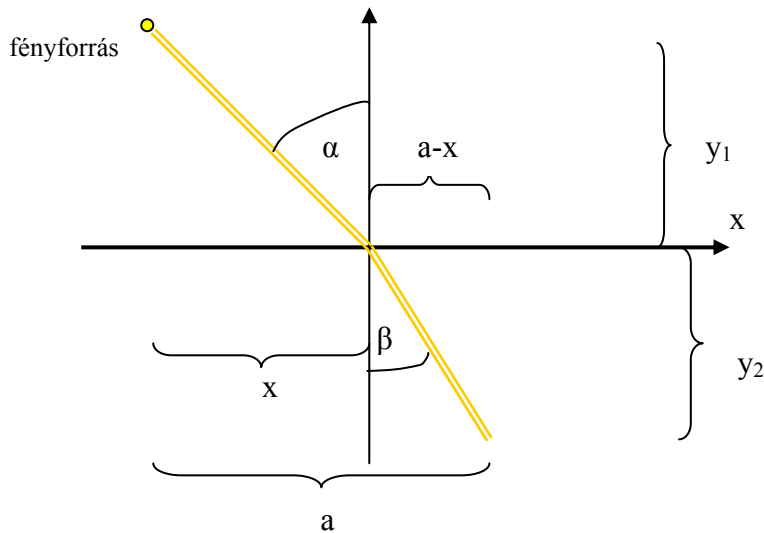
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} .$$

Az n_1 és n_2 abszolút törésmutató tehát azt jellemzi, hogy hányadrészt csökken a közegben a fénysebesség a vákuumbelihez képest, és milyen mértékben törik meg a vákuumból a közegbe behatoló fény. Korábban láttuk, hogy $n_1 = \sqrt{\epsilon_{r,1} \mu_{r,1}}$.

Ezeket a törvényeket egyetlen közös elvre lehet visszavezetni. A „legrövidebb idő elve” vagy **Fermat-elv** (1662) alap gondolata a következő volt: két pont között a geometriailag lehetséges

(szomszédos) utak közül a fény a valóságban azt a pályát követi, amelynek a megtételéhez a legrövidebb időre van szüksége. Ebből például már a homogén közegben való egyenes vonalú terjedés magától értetődően következik, mint ahogy a fényút megfordíthatóságának elve is. Fermat elve azért is jelentős, mert a természet egyszerűségén kívül nem támaszkodik semmilyen mélyebb metafizikai megalapozásra, mégis a geometriai optika minden törvényszerűsége levezethető belőle.

A Snellius-Descartes törvény levezetése a Fermat-elvből:



A két közeg közötti határ legyen az x tengely, a kiindulási pont (fényforrás) y_1 , a cél y_2 távolságra van az x tengelytől, x irányban a két pont távolsága a . $t = \frac{s}{v}$, az össz-időt kell minimalizálni:

$$t_1 = \frac{\sqrt{x^2 + y_1^2}}{c/n_1} \text{ és } t_2 = \frac{\sqrt{(a-x)^2 + y_2^2}}{c/n_2}, \text{ azaz}$$

$$\frac{d}{dx} \sum t = \frac{n_1}{c} \frac{2x}{2\sqrt{x^2 + y_1^2}} - \frac{n_2}{c} \frac{2(a-x)}{2\sqrt{(a-x)^2 + y_2^2}} = 0.$$

$$\text{Ebből } \frac{n_1 x}{\sqrt{x^2 + y_1^2}} = \frac{n_2 (a-x)}{\sqrt{(a-x)^2 + y_2^2}}, \text{ de } \sin \alpha = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y_1^2}} \text{ és } \sin \beta = \frac{a-x}{\sqrt{(a-x)^2 + y_2^2}}, \text{ ezeket}$$

beírva $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$, átrendezve kapjuk a Snellius-Descartes törvényt:

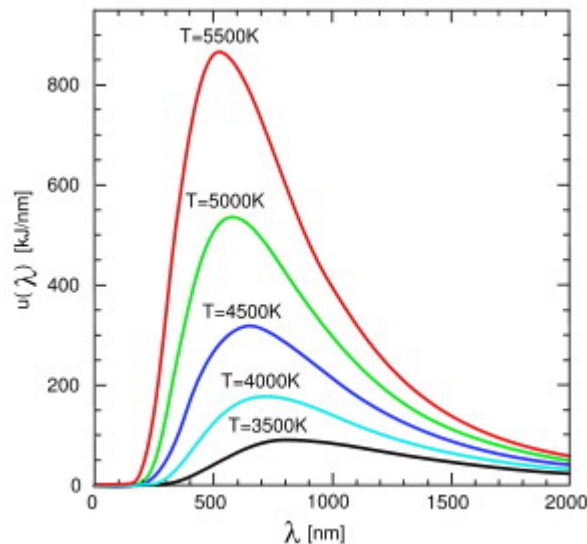
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = n_{2,1}.$$

Megjegyezzük, hogy a Snellius-Descartes törvény a Maxwell-egyenletekből is levezethető.

Diszperzió: Egy adott közegben a fény terjedési sebessége és így a közeg törésmutatója függ a frekvenciától. Normális diszperzió esetén a nagyobb frekvenciájú fény jobban megtörik, pl. egy prizma a lila fényt töri meg a legjobban és a vöröset a legkevésbé. Az anomális diszperzióknál ennek a fordítottja igaz, vagyis a törésmutató a hullámhossz növekedésével nő. Bármely konkrét anyagra, ha nagyon kicsi frekvenciától kezdve elkezdjük növelni f -et, fokozatosan, lassan növekszik a törésmutató, majd hirtelen ugrással csökken. Ekkor, az anomális diszperzió keskeny tartományában a fényelnyelés (abszorpció) is megnő. Ezután n újra növekedni kezd, stb.

A modern fizika elemei

Hőmérsékleti sugárzás, feketetest sugárzás: Az 1800-as évek végére a fizikusok úgy látják, hogy a fizika néhány apró problémától eltekintve befejezett tudomány. Aztán fokozatosan rádöbrentek, hogy ennek az ellenkezője igaz, pl. amikor az izzó testek üregeiből kilépő elektromágneses sugárzást vizsgálták. Ha az üreg belsejét feketére festik, az üreg nyílásán kívülről behatoló fény gyakorlatilag teljesen elnyelődik, ezért a lyukat abszolút fekete testnek nevezték el. Megfigyelték, hogy ha felizzítják az üreget tartalmazó anyagot, akkor viszont nemhogy nem fekete, hanem erősebben világít, mint az anyag többi része. Az ábrán az abszolút fekete test által egységnyi hullámhossz-tartományban (1 nm széles sávban) kibocsájtott sugárzás energiája látható különböző hőmérsékletekre.



A görbék nem metszik egymást, azaz ha $T_2 > T_1$ akkor bármely λ -ra $P_2 > P_1$.

Stefan-Boltzmann törvény: az abszolút fekete test teljes (vagyis az összes frekvenciára összegzett) sugárzása (sugárzásának energiája, ezzel a teljesítménye) arányos a test abszolút (Kelvinben mért) hőmérsékletének negyedik hatványával és a test felszínével:

$$P_{\text{teljes}} = \sigma T^4 A$$

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

Wien-féle (eltolódási) törvény: az abszolút fekete test maximális emisszió-képességéhez tartozó hullámhossz (λ_{max} , azaz a görbék csúcsaihoz tartozó hullámhossz) az abszolút (Kelvinben mért) hőmérséklettel fordítva arányos:

$$\lambda_{\text{max}} T = \text{const}$$

A Wien-féle konstans értéke $2,9 \cdot 10^{-3} \text{ Km}$, vagyis pl. egy ezer kelvin hőmérsékletű test $2,9 \mu\text{m}$ hullámhosszú fényből sugároz ki a legtöbbet.

Max Planck próbálta a mérési eredményeket számszerűen magyarázni 1900 körül, de ez csak úgy sikerült, ha feltételezte, hogy az f frekvenciájú elektromágneses sugárzás energiája nem folytonosan változhat, hanem csak adagokban. A legkisebb adag (kvantum) nagysága:

$$E = hf$$

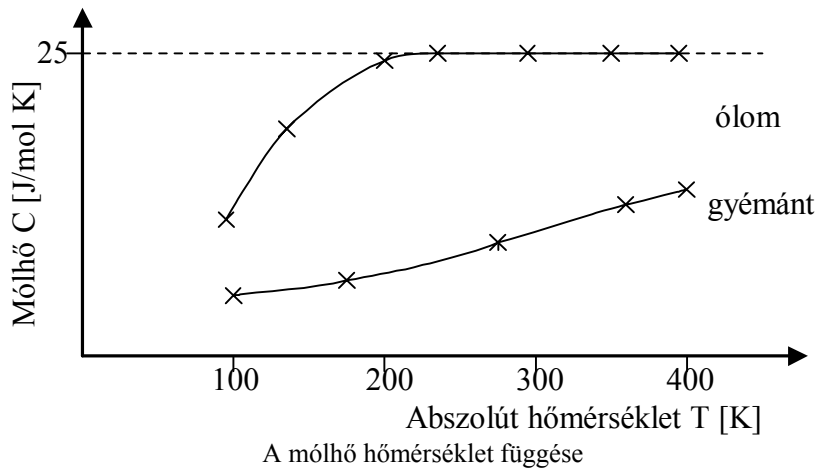
Ahol $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ az ún. Planck állandó, f a frekvencia.

A folytonosnak vélt elektromágneses mező tehát nem folytonos. Ez teljesen ellentmond az addigi (XIX. századi) fizika szemléletének, egyáltalán nem érthető meg pl. a Maxwell-egyenletekből.

A szilárd testek fajhőjének viselkedése alacsony hőmérsékleten: Dulong és Petit mérései szerint a legtöbb kristály mólhője kb. $25 \frac{\text{J}}{\text{mol K}}$. Ennek elméleti alátámasztását az ekvipartíció

tétele adta meg a múlt félévben: minden szabadsági fokra $\frac{1}{2} kT$ energia jut. Ha a szilárd test atomjai 3 független irányban tudnak rezegni (x, y és z), irányonként két energiatárolási lehetőség

van (kinetikus és potenciális), akkor az összes energia $6/2NkT=3nRT$, egy móltra $3RT$ jut, ebből a fajhő $3R=24,93\text{J/K}$ mólonként. Azonban alacsony hőmérsékletek felé tartva a mólhő meredeken lecsökken, sőt a gyémántkristály mólhője már szobahőmérsékleten is kisebb, mint $25 \frac{\text{J}}{\text{mol K}}$.



A jelenséget Einstein magyarázta 1906-ban, és fel kellett tételeznie, hogy a szilárd test egy oszcillátorára, azaz rácsrezgésére jutó energia nem választható akármilyen kicsinek. Csak egy legkisebb $E = hf$ energia adag, vagy ennek egészszámú többszöröse lehet. (Ez azt is jelenti, hogy az ekvipartíció tétele nem érvényes korlátlanul.) A kristályban az elemi rezgések energiája tehát nem folytonos, hanem adagos. Az adagosság fizikáját nevezik kvantummechanikának. Hasonló jelenség figyelhető meg a többatomos molekulák mólhőjének vizsgálatakor, a hőmérsékletet csökkentve először a rezgési, majd a forgási szabadságfokok fagynak ki.

Fotoeffektus vagy fényelektromos hatás: Ultraibolya fény hatására a cinklemez elektronok hagyják el. Alkáli fémek esetén látható fény segítségével is elő lehet idézni az elektronok kilépését. A mérési tapasztalatok:

1. ha a megvilágító fény frekvenciája egy kritikus f_0 érték alatt marad (határfrekvencia), akkor elektronkilépés nincs (f_0 a fém anyagi minőségétől függ.)
2. ha van elektron kilépés, akkor a f_{max} kilépési sebesség az kibocsájtó anyag anyagi minőségén kívül csak a megvilágító fény frekvenciájától függ (intenzitásától nem)
3. a kilépő elektronok száma egyenesen arányos a megvilágító fény intenzitásával, de nem függ a frekvenciájától
4. ha van kilépés, akkor az a megvilágítást követően 10^{-8} s-on belül bekövetkezik

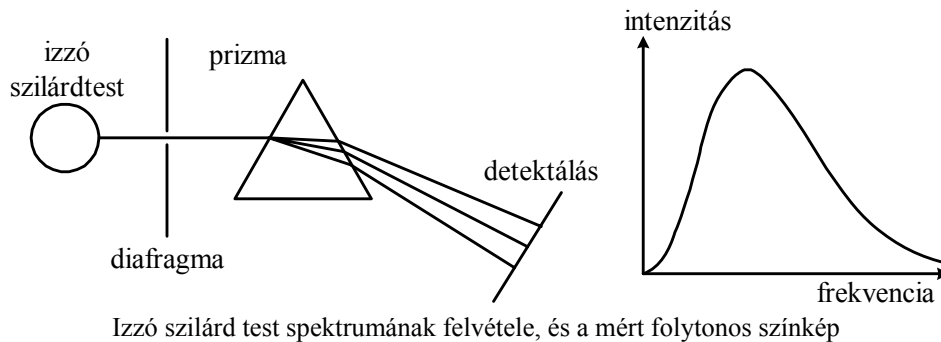
A fenti mérési tapasztalatok a fény hullámtermészetével nem magyarázhatóak. A jelenséget Einstein magyarázta meg 1905-ben. Amikor az elektromágneses sugárzás a fém szabad elektronjaival kölcsönhatásba lép, nem hullám, hanem részecskeszerű viselkedést mutat. A fény részecskéjét fotonnak nevezték el. Az f frekvenciájú foton energiája: $E = hf$. Egy foton csak egy elektronnal lép kölcsönhatásba, nem egyenletesen oszlik meg a környező elektronok között. Az Einstein-féle fotoelektromos egyenlet (Nobel-díjat ért):

$$hf = W_{ki} + \frac{1}{2}m_e v_{max}^2$$

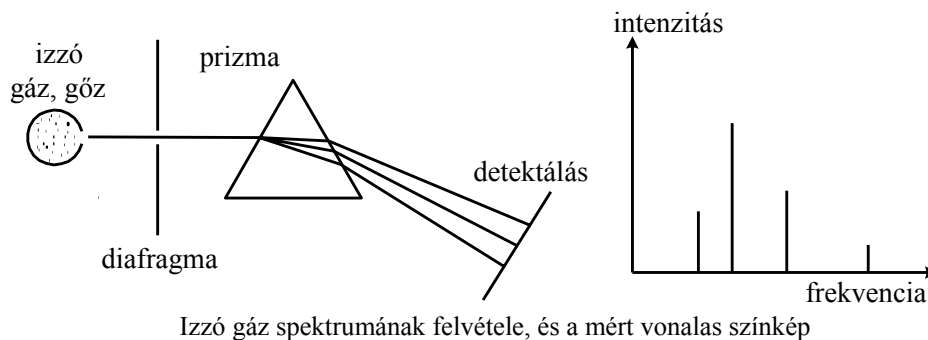
a W_{ki} kilépési munka a fémre jellemző, azt mutatja meg, hogy mennyi energia kell, hogy egy elektront eltávolítsunk az atomból, $\frac{1}{2}m_e v^2$ pedig az elektron mozgási energiája. A határfrekvencia: $hf_0 = W_{ki}$, ekkor a foton összes energiája az elektron kilökésére fordítódik, így utóbbinak már nem lesz mozgási energiája.

Az elektron töltése, Millikan kísérlet: A kísérletek szerint a töltésnek létezik egy legkisebb, tovább nem osztható adagja. Az elemi töltés nagyságát Millikan mérte meg 1910-ben, és azt kapta, hogy $e = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{C}$. Ha az elektron U potenciálkülönbségen halad át, energiája Ue -vel változik. Tehát pl. 1 Volt feszültség hatására $E = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{J}$ energiát nyer, ezt elektronvoltnak (eV) nevezzük. Tehát az eV az energia mértékegysége, elterjedten használják a fizika azon ágaiban, ahol kis méretű objektumokkal (pl. atomokkal) foglalkoznak.

Gázok emissziós és abszorpciós színe: Az izzó szilárd test folytonos spektrumú sugárzást bocsát ki, azaz az egyes színek között az átmenet folytonos.



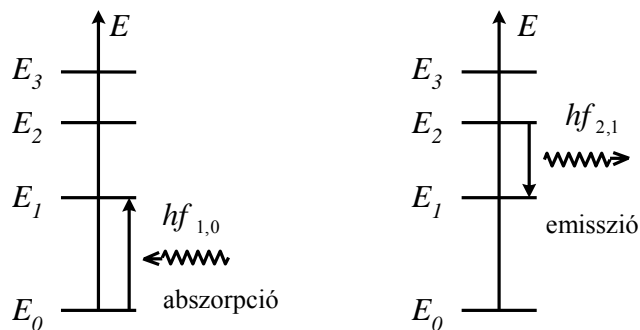
Ezzel szemben az izzó atomos gázok vagy gőzök által emittált (magyarul kibocsájtott) sugárzást felbontva a spektrum vonalas szerkezetű lesz, például látható tartományban színes csíkok jelennek meg az ernyőn. A tapasztalat szerint a vonalas emissziós színek (spektrum) a gáz anyagi minőségétől függ.



Ha a gáz molekulákból áll, a színek bonyolultabb, sávok felépítésű, de nagyfelbontású műszerekkel vizsgálva látszik, hogy a sávok is egymáshoz közel eső vonalakkal állnak.

Az izzó szilárd test folytonos spektrumú sugárzását hideg gázon át bocsátva és prizmaival felbontva nyerhetjük az abszorpciós spektrumot, ami 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 színe magyarázatához fel kellett tételezni 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.



Az atomok diszkrét energiái, és a közöttük történő átmenetek

A két állapot közötti átmenet során csak olyan foton emissziójára vagy abszorpciójára van lehetőség, melynek energiájára teljesül az úgynevezett frekvencia feltétel:

$$E_i - E_k = hf_{i,k}.$$

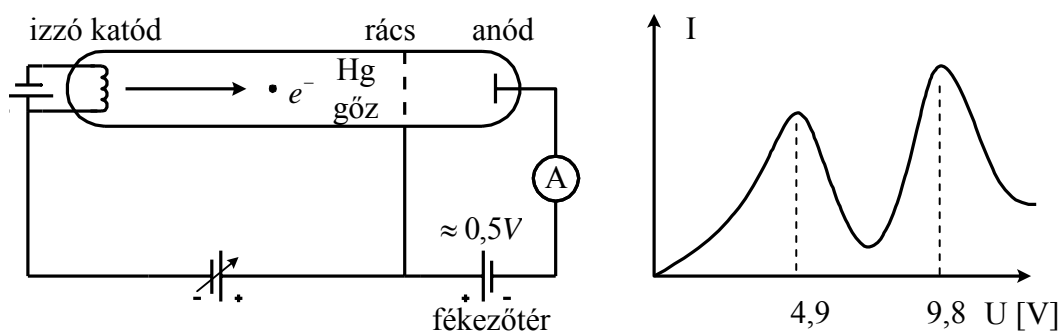
Bohr posztulátumok (1913):

Az atomban az elektronok csak diszkrét E_1, E_2, \dots energiaszinteken tartózkodhatnak, és ezekben az úgynevezett stacionárius állapotokban tartózkodva nem sugároznak. 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 ΔE a két energiaszint különbsége, a

Bohr-féle frekvencia feltétel tehát:

$$E_i - E_k = hf_{ik}$$

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



A Franck-Hertz kísérlet elrendezése, és a mért karakterisztika

Az izzókatódból kilépő elektronok gyorsulnak az anód felé, és a higanyatomokkal rugalmasan ütköznek, nem tudnak tőlük energiát felvenni, mivel a minimálisan felvehető energiát nem érik el. Ezzel szemben ha ez elektronok energiája eléri a 4,9 eV-ot, akkor az elektronok már rugalmatlanul ütköznek a higany atomokkal, elvesztik energiájukat, nem haladnak tovább, ezért ezen feszültségnél leesik az áram. 9,8 V esetén az elektronok mozgásuk során kétszer képesek rugalmatlanul ütközni és gerjeszteni a Hg-atomokat. A higany atomban a gerjesztett állapotban lévő elektronok spontán módon visszatérnek az alacsonyabb energiájú állapotba és

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

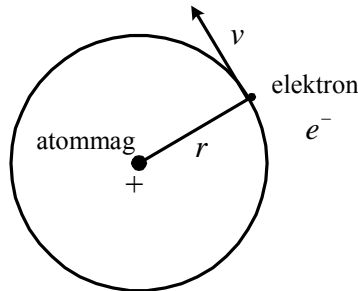
frekvenciájú sugárzást bocsátanak ki, ez jól egyezik a kísérlettel.

A Hidrogénatom Bohr modellje: A posztulátumokban szereplő diszkrét energiaértékeket kellene meghatározni. Ezeket egy további, ún. kvantumfeltételből lehet levezetni, amely a mechanikailag lehetséges körpályák közül választja ki a megengedetteket. A kvantumfeltétel kimondja, hogy az elektron mvr pálya-impulzusmomentuma (perdület) kvantált, (adagos) és értéke csak a $h/2\pi$ egészszámú többszöröse lehet:

$$L_{e^-} = n \hbar, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad \hbar = \frac{h}{2\pi}$$

körpálya esetén tehát:

$$m v r = n \hbar$$



Elektron mozgása az atommag körül, Bohr modell

A nyugvónak tekintett, z rendszámú, ze töltésű mag körül körmozgást végző egyetlen e töltésű elektronra ható Coulomb-erő adja a centripetális erőt:

$$k \frac{ze^2}{r^2} = m \frac{v^2}{r}, \quad \rightarrow \quad k z e^2 = m v r \cdot v, \quad \rightarrow \quad k z e^2 = \hbar n v$$

Az elektron sebessége az utóbbi összefüggésből $v = \frac{k e^2 z}{\hbar n}$, az energiája pedig:

$$E = E_{kin} + E_{pot} = \frac{1}{2} m v^2 - k \frac{ze^2}{r} = \frac{1}{2} m v^2 - m v^2 = -\frac{1}{2} m v^2,$$

Ahol felhasználtuk a ponttöltés elektrosztatikus esetre levezetett potenciálját. Behelyettesítve a sebességre kapott kifejezést:

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

így a diszkrét energiaértékek:

$$E_n = -E^* z^2 \cdot \frac{1}{n^2},$$

ahol $E^* = \frac{m k^2 e^4}{2 \hbar^2} = 2,18 \cdot 10^{-18} J = 2,18 aJ$. A kérdéses diszkrét energiaértékek tehát egy olyan

sorozatot alkotnak, amelynek elemei $-1/n^2$ -tel arányosak. Ha $z=1$, akkor két energiaszint közötti átmenet során kisugárzott vagy elnyelt frekvenciára kapott összefüggés:

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

A Bohr modell jól szolgáltatta a kibocsátott fotonok frekvenciáját, és az R Rydberg állandót. A modell nem csak H-re működik, hanem He^+ -ra, Li^{++} -ra ... is (H-szerű ionokra). Látható, hogy a rendszám növelésével az adott n -hez tartozó energiaszintek mélyebbre kerülnek, mivel több proton erősebben vonzza az elektronokat. A vonalak sorozatokba rendezhetőek:

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

Balmer-sorozat: $m = 2, n > 2, f_{n2} = R \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right)$, az első 4 vonal látható, a többi UV

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

Az atom alapállapotban van, ha minden elektron a lehető legkisebb energiával rendelkezik. Az atom csak akkor tud fotont kibocsátani, ha ennél magasabb, ún. gerjesztett állapotban van, mert

csak ekkor csökkenhet az energiája. Ha csak egy elektronja van a hidrogénatomnak, akkor alapállapotban $n=1$, ennek energiája $-R_h$, míg pl. az első gerjesztett állapoté $-R_h/4$, mivel $n=2$. A Bohr-modell hiányossága, hogy körpályán keringő elektron esetén a H-atom korong vagy karika alakú kellene, hogy legyen, de a valóságban (alapállapotban) teljesen gömbszimmetrikus. Emellett a modell csak a hidrogén atomra és a hidrogénszerű ionokra jó, de ezekre is vannak hibás állításai, pl. megmérték, hogy a valóságban az elektron impulzusmomentuma nulla is lehet, ami teljesen értelmezhetetlen a klasszikus fizikában, csak a kvantummechanika tudja megmagyarázni.

A mikrorészecskék kettős természete, de Broglie-hipotézis: Az elektromágneses sugárzásnál számos esetben jelentkezett a kísérletek értelmezésénél a részecske-hullám kettősség, vagyis hogy a fény hullámként és részecskék áramaként is viselkedhet. De Broglie 1924-ben vetette fel azt, hogy a közönséges anyagi részecskéknek is ilyen kettős természetet kellene tulajdonítani, vagyis pl. az elektron, proton, stb. hullámként is felfoghatók. Egy hullámnak viszont kell lenni többek között hullámhosszának, az elmélet addig a levegőben lóg, amíg nem mondjuk meg, hogy hogyan lehet kiszámolni a hullámhosszt. A nyugalmi tömeggel rendelkező, I lendületű részecskékhez rendelhető hullám hullámhossza legyen:

$$\lambda = \frac{h}{I},$$

ahol $h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ a Planck állandó. Pl. a hidrogénatommag körül keringő elektron egy állóhullám, tehát a pálya hossza (a kör kerülete) egész számú többszöröse a hullámhossznak:

$n\lambda = 2\pi r$, a fenti képletet behelyettesítve: $\frac{nh}{mv} = 2\pi r$, átrendezve kapjuk a Bohr-féle feltételt az

impulzusmomentumra: $L = mvr = n\hbar$. Tehát a De Broglie-hipotézis megmagyarázta a Bohr-féle feltételt, de még fontosabb, hogy egy lépés volt a kvantummechanikához vezető úton az, hogy az elektront hullámként kell leírni.

Példa: Ha egy elektront U potenciálkülönbségen felgyorsítunk, akkor v sebességre tesz szert:

$eU = \frac{1}{2} m v^2$, $v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}$, ennek megfelelően a lendülete $I = mv = m\sqrt{\frac{2eU}{m}} = \sqrt{2eUm}$, a de

Broglie hullámhossza pedig:

$$\lambda = \frac{h}{I} = \frac{h}{\sqrt{2eUm}}.$$

Az univerzális állandókat felhasználva, ha például az elektront gyorsító feszültség $U = 150 \text{ V}$, akkor a hozzá rendelhető hullámhossz $\lambda = 10^{-10} \text{ m}$.

A kísérletek szerint is az elektron mozgásakor kiterjedt hullámként viselkedik, egy tárgyba történő becsapódáskor pedig részecskeként, tehát kettős természetet mutat. Protonokkal és más mikrorészecskékkel is kimutattak interferencia jelenségeket. A hullám-részecske kettősség nemcsak az elektromágneses sugárzás esetén, hanem a mikrorészecskéknél is kimutatható.

Kvantummechanikai atommodell: Az elektront egy hullámfüggvény írja le, ami függ a helytől és az időtől: $\psi(x, y, z, t)$. A hullámfüggvényt azok a kölcsönhatások határozzák meg, amelyekben az elektron részt vesz. A hullámfüggvény abszolút-értéke a részecske megtalálási valószínűségével van kapcsolatban. Más szavakkal, az elektronnak általában nincs pontos meghatározott helye. A Heisenberg-féle határozatlansági reláció szerint pl. a részecske x koordinátája és impulzusának x komponense ($I_x = mv_x$) nem lehet egyszerre pontosan meghatározott, a kettő határozatlanságára (szórására) fennáll, hogy

$$\Delta x \cdot \Delta I_x \geq \hbar/2$$

A atomi elektrorra ez a bizonytalanság olyan mértékű, hogy nem mondhatjuk, hogy pl. az elektron az éppen az atommagtól x irányban van, sebessége pedig y irányba mutat (ez esetben impulzusmomentuma nem lehetne nulla), hanem úgy fogjuk fel, hogy az elektron felhőként

körülveszi az atommagot, pl. gömb alakban. Az elektronok jellemzésére tehát nem célszerű a koordinátáikat és a sebességüket használni, ehelyett az ún. kvantumszámokat használjuk, amelyek a hullámfüggvény paraméterei.

n főkvantumszám: melyik elektronhéjon van az elektron, mekkora az energiája. Az $n=1, 2, 3, 4, \dots$ héjakat sokszor K, L, M, N, ... betűkkel jelölik.

ℓ : mellékvantumszám: $\ell \in [0, 1, \dots, n-1]$, az elektron impulzusmomentuma: $L = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)}$, ez határozza meg a „pálya”, az elektronfelhő alakját ($\ell=0$ esetén gömb, $\ell=1$ -re inkább propellerhez hasonló), más szavakkal, hogy melyik alhéjon van az elektron. A Bohr-modell $L = n\hbar$ feltevése tehát helytelen. A könnyebb áttekinthetőség kedvéért az $\ell = 0, 1, 2, 3, \dots$ alhéjakat sokszor az s, p, d, f, ... betűkkel jelölik.

m: mágneses kvantumszám: $m \in [-\ell, \dots, -1, 0, 1, \dots, \ell]$, az impulzusmomentum z irányú komponensét határozza meg, pl. $\ell=1$ -re a „propeller” milyen irányban áll, ugyanis nem állhat akármilyen irányban, csak néhány jól meghatározottban. Ez az iránykvantáltság a klasszikus mechanikához képest új elem.

s: spin-kvantumszám: az elektron saját impulzusmomentumának z komponense, ez kétféle lehet: $-1/2$ vagy $+1/2$

Pl. $n=2$ -re ℓ kétféle értéket vehet fel: 0 és 1. Ezen belül $\ell=0$ -ra $m=0$, mivel s-nek két lehetséges értéke van, ez két elektron. $n=2$, $\ell=1$ -re m háromféle lehet $-1, 0$ és 1 , a spin miatt kettővel szorozva 6 elektron, ez összesen 8 elektron: valóban, a periódusos rendszer második sorában 8 elem van. Az elektronok a legalacsonyabb energiájú állapotokat akarják betölteni, de a Pauli-elv miatt nem lehet egy atomon belül két elektronnak minden kvantumszáma megegyező. Így a rendszám növekedésével az elektronok folyamatosan feltöltik a rendelkezésükre álló állapotokat.

Az iránykvantáltság bizonyítékai:

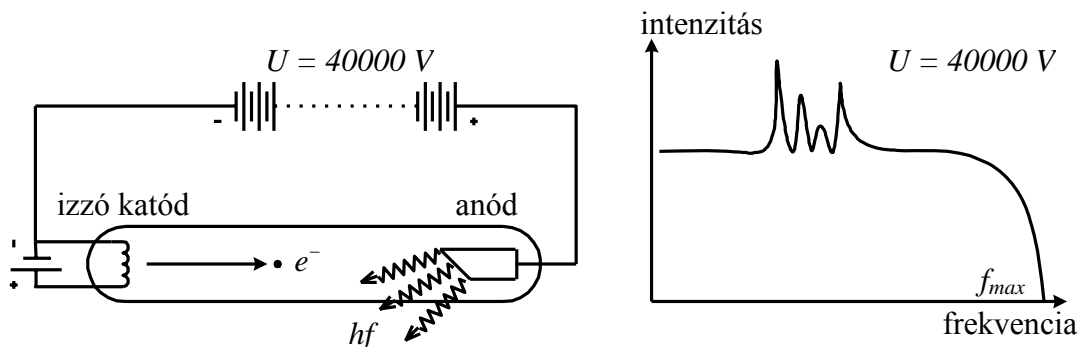
Stern-Gerlach kísérlet: atomnyaláb inhomogén mágneses térben több (pl. két) elkülönült ágra szakad. Magyarázat: a szóban forgó atomoknak impulzusmomentuma van (kivéve, ha csak lezárt héjaik vannak), ez csak néhány irányban állhat be, ennek következményeképp a mágneses momentum is. Inhomogén mágneses térben viszont a mágneses momentumokra (pl. áramhurkokra) irányításuktól függően erő hat. Pl. az ezüstatomnál (amire először végezték el a kísérletet) a lezárt héjakon kívül csak egy db (5s) elektron van, melyre $n=5$, $\ell=0$. Ennek a pálya-impulzusmomentuma 0, de a spinje $1/2$, amely kétféleképp állhat be. Ekkor az egyik beállásúak az egyik, a másik beállásúak a másik irányba térülnek el és az ezüstnyaláb kettéválik, a két nyaláb között nem lesznek atomok.

Zeeman-effektus: a színekvonalak mágneses térben felhasadnak. Magyarázat: (homogén vagy inhomogén) mágneses térben a mágneses momentumokra forgatónyomaték hat és megpróbálja azokat a tér irányában beállítani. Ez azt jelenti, hogy a momentumnak irányítástól függően potenciális energiája van, tehát a mágneses kvantumszámtól is függ az energia. Mivel ez csak diszkrét értékeket vehet fel, ezért a vonalak sem sávvá szélesednek, hanem több, elkülönülő vonalra hasadnak.

Röntgensugárzás: 1895-ban fedezte fel Röntgen, az első fizikai Nobel díja ezért adták. Ő maga X-sugárzásnak nevezte, angolul ma is X-raynek hívják. Röntgensugárzásnak nevezzük azt a rövidhullámú elektromágneses sugárzást, amelynek hullámhossztartománya $10^{-8}m$ -tól $10^{-12}m$ -ig terjed. Tehát egy röntgen foton frekvenciája és ezzel energiája sokkal nagyobb, mint azon fotonoké, amelyből a látható fény áll. A röntgensugárzás leginkább akkor keletkezik, amikor felgyorsított elektronok nagyrendszámú fémfelületbe csapódnak. A becsapódás során egy folytonos spektrumú úgynevezett fékezési sugárzás, valamint egy vonalas szerkezetű karakterisztikus sugárzás jön létre.

Fékezési sugárzás létrejöttének magyarázata a következő: az elektron behatol egy nehéz atommag Coulomb-terébe, ott eltérül és lefékeződik. A fellépő energiaveszteséget egy röntgen foton formájában sugározza ki, melynek frekvenciája f .

$$\frac{1}{2}mv_1^2 - \frac{1}{2}mv_2^2 = hf$$



Az izzókatódos röntgenső, és a kibocsátott röntgenspektrum

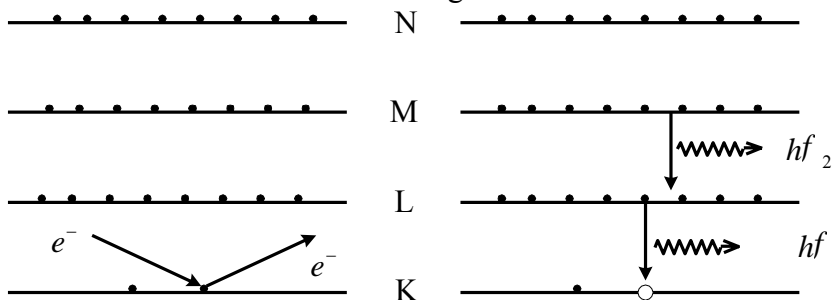
Az elektron teljes lefékeződése esetén:

$$Ue = \frac{1}{2}mv_1^2 = hf_{\max}$$

Ilyenkor sugárzódik ki a maximális energiájú, azaz maximális frekvenciájú foton. A folytonos spektrumnak tehát van egy nagyfrekvenciás határa. Számoljuk ki ezt pl. U=10000V-ra:

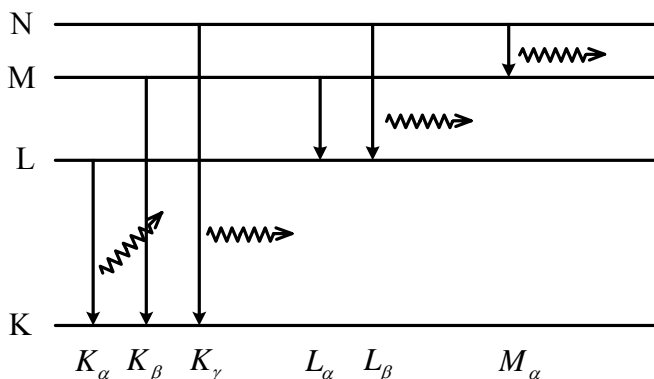
$$f_{\max} = \frac{10000 J/C \cdot 1,62 \cdot 10^{-19} C}{6,625 \cdot 10^{-34} Js} = 2,445 \cdot 10^{18} Hz$$

Karakterisztikus sugárzás akkor jön létre, amikor a felgyorsított elektron ütközési folyamat révén egy másik elektront szabadít ki az atom egyik belső héjáról. Ilyenkor egy betöltetlen hely, vakancia keletkezik. Ez azonban számos elektronugrást idéz elő az atomban.



A karakterisztikus sugárzás magyarázata a diszkrét energiákkal

Az egyes héjak betöltődésekor felszabaduló energiától az atom különböző energiájú röntgen fotonok emissziójával szabadul meg. Mivel az atomokban a lehetséges energiaértékek diszkrét, (csak bizonyos energiák megengedettek), a létrejövő sugárzás is csak meghatározott frekvenciájú fotonokból áll, vagyis vonalas szerkezetű lesz. A vonalak sorozatokba rendezhetőek. A K sorozathoz tartozó vonalak pl. akkor jönnek létre, ha valamelyik magasabb energiájú (L, M, N) héjról a K héjra ugrik az elektron. Ezen belül K_α a legkisebb energiájú, amikor a szomszédos L héjról ugrik a K héjra az elektron, K_β a második legkisebb energiájú, stb.



Moseley 1913-ban megállapította, hogy a vonalas emissziós színekép jellemző az illető elemre, megmérve a frekvenciákat az anyagban lévő atomok rendszáma kiszámolható. Ezért nevezik karakterisztikusnak a sugárzást. Közelítőleg érvényes, hogy

$$f_{n,m} = R \cdot (z - \sigma)^2 \cdot \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

itt R a korábban említett Rydberg állandó, a σ pedig pl. attól függ, mely elektronhéjakról van szó. A törvény a K_α vonalra viszonylag pontos, ami azért is jó, mert ez a vonal a legerősebb. Erre a vonalra $m=1$, $n=2$, $\sigma=1$, ezeket behelyettesítve kapjuk, hogy $f_{2,1} = \frac{3}{4} R(z-1)$. Ennek a törvénynek

egyik fontos gyakorlati alkalmazása az ún. röntgen fluoreszcencia analízis (XRF, X-Ray Fluorescence). Ez egy gyors, pontos, és roncsolástól mentes atomfizikai anyagvizsgálati módszer. A vizsgálat során az emittált frekvenciákat mérik, és ez alapján az elemek azonosíthatóak. Intenzitásméréssel a tömeghányadra is lehet következtetni.

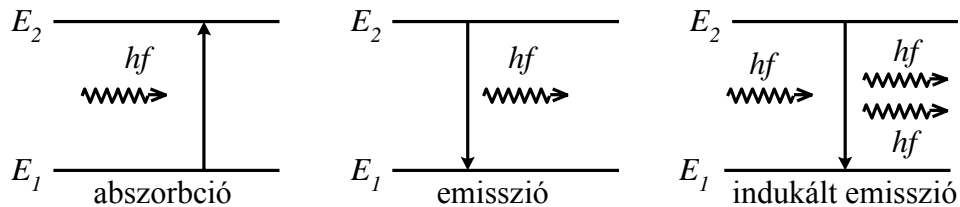
Az eddigiekből világos, hogy a karakterisztikus röntgen-sugárzás keletkezésének mechanizmusa annyiban hasonló a korábban tárgyalt látható, ultraibolya és infravörös esetekhez, hogy akkor bocsájtódik ki egy foton, ha egy magasabb energiaszintről egy alacsonyabbra kerül egy elektron és az energiák hozzávetőleg $1/n^2$ -tel arányosak. A különbség a gerjesztés módján kívül az, hogy a látható körüli fotonokat kisebb rendszámú atomok bocsájtják ki, vagy a nagyobb rendszámú atomok külső, esetleg alapállapotban betöltetlen héjai vesznek részt bennük, míg ugyanezen atomok belső héjai közötti átmenet nagyobb energiájú fotonokat eredményez. (Pl. $\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \approx 0,14$ míg $\frac{1}{8^2} - \frac{1}{9^2} \approx 0,003$, azaz két szomszédos külső gerjesztett állapot közötti energiakülönbség sokkal kisebb. Megjegyezzük, hogy ez egy igen leegyszerűsített leírás.)

A röntgensugárzás előállítását izzókatódos röntgensóvel történik. A gyorsító feszültség 10000 – 100000 V. Az elektronok becsapódása során az energia 99,9 %-a belső energiává alakul, és csak 0,1%-a fordítódik a sugárzásra. Nagy gyorsító feszültség esetén kemény (nagy frekvenciájú) röntgensugárzás keletkezik, ezt a műszaki életben például repedésvizsgálatra használják. Kis gyorsító feszültség esetén lágy röntgensugárzást kapunk, ennek alkalmazása az orvostudományban közismert. Emellett a röntgent alkalmazzák még kristályok szerkezetének - a kristályt alkotó atomok elrendeződése periodikus rendjének – vizsgálatára is.

Lézer, indukált emisszió: Az atomokban az elektronok diszkrét energiákkal rendelkeznek, és energiaminimumra törekszenek. Mint ismeretes, abszorpció folyamata során az atom elnyel egy foton, és ennek következtében az egyik elektronja egy alacsonyabb energiájú állapotból egy magasabb állapotba kerül. A gerjesztett állapot élettartama általában $\sim 10^{-8}$ s az úgynevezett metastabil állapotoké $\sim 10^{-3}$ s. A fordított folyamatot spontán emisszióknak nevezzük, ekkor az elektron magától egy alacsonyabb energiaállapotba kerül, és az atom kibocsát egy ennek megfelelő energiájú foton:

$$E_2 - E_1 = hf$$

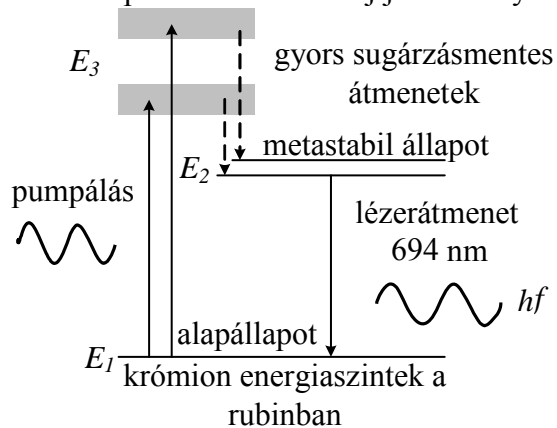
Einstein 1916-ban megjósolt egy harmadik folyamatot, az indukált emissziót. Ilyenkor az atom gerjesztett állapotban van, és elhalad mellette egy olyan energiájú foton, amit ő maga is ki tudna bocsátani. Ez a foton indukálhatja, hogy az atom gerjesztettsége megszűnjön emisszió révén.



Az abszorpció, az emisszió, és az indukált emisszió jelensége

A keletkező foton az eredetivel megegyező frekvenciájú, vele azonos irányban halad, fázisuk azonos. Az ilyen tulajdonságú fotonok koherensek. A lényeg tehát, hogy most már egy foton helyett kettő van, tehát a fény erősödött. Angolul *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, ami azt jelenti, hogy fényerősítés indukált emisszió révén, az első betűkből származik a LASER, magyarul lézer. Azonban annak is van esélye, hogy a foton egy olyan atommal találkozik, ahol az elektron E_1 állapotban van. Ekkor abszorpció jön létre, az elektron E_2 állapotba kerül, a fény gyengül. Ha több elektron van E_1 -ben, mint E_2 -ben (és általában, egyensúlyi eloszlás esetén ez a helyzet), akkor átlagosan több foton nyelődik el, mint gerjesztődik, nem jön létre erősítés. Tehát el kell érni, hogy az E_2 gerjesztett állapotú atomok száma nagyobb legyen, mint az E_1 alapállapotúaké - ezt inverz populációnak, vagy populáció inverzióknak nevezik – és ekkor lesz az indukált emisszió valószínűsége nagyobb, mint az abszorpcióé: egy nem-egyensúlyi eloszlást, populáció-inverziót kell létrehozni. Ezt úgy érik el, hogy valamilyen módon többlet energiát pumpálnak a rendszerbe és felhasználják más nívókat (pl. E_3 energiaszint) is.

Példa: Rubinlézer (szilárdtest lézer): Anyaga krómoxiddal szennyezett alumínium oxid, a mesterségesen növesztett egykristályból hengert csiszolnak. Nagyintenzitású fényimpulzussal gerjesztik az E_3 nívót, ezután úgynevezett sugárzásmentes átmenet történik az E_2 nívóra 10^{-7} s alatt. Mivel az E_2 egy metastabil nívó és élettartama $\sim 10^{-3}$ s, így létrejön a populáció inverzió, az E_2 és E_1 közötti lézérátmenet során $\lambda = 694,3$ nm-es sugárzás jelenik meg. A rubinlézer impulzusüzemű lézer, azaz rövid impulzusokban bocsájtja ki a fényt.



A rubinlézer működésének vázlatja az energiaszintek segítségével

Gyakran használják még a He-Ne gázlézert is, amely folytonos üzemű.

A lézérfény tulajdonságai:

- nagyfokú monokromatikusság (a fotonok frekvenciája lényegében megegyezik),
- kismértékű divergencia (széttartás),
- nagyfokú térbeli és időbeli koherencia,
- nagy felületi teljesítménysűrűség (lencsével 10^{-8} m²-es felületre fókuszálható),
- nagy spektrális teljesítménysűrűség (mivel egy adott frekvenciára koncentrálódik az összes energia).

Lézerek alkalmazásai:

- megmunkálás, fűrés, ponthegesztés,

- műtéti beavatkozás, sebészet retina ponthegesztés,
- génszűrés,
- vonalkód leolvasó berendezés,
- Cd lemezjátszó lézer olvasófej,
- interferencián alapuló hosszúság, és sebességmérés,
- holográfiára alkalmas fényforrás, (Gábor Dénes: holográf = teljes kép).

Magfizika és Radioaktivitás

Rutherford (1911) arra a következtetésre jutott, hogy az atom pozitív töltését hordozó anyag nagyon kicsi helyre összpontosul, ezt nevezte atommagnak (nucleus). Amíg az atomsugár $\sim 10^{-10}$ m nagyságrendű, addig az atommag sugara $R = R_0 \cdot A^{\frac{1}{3}}$ ahol $R_0 = 1,4 - 1,5 \cdot 10^{-15}$ m. Az atommagban pozitív töltésű protonok és semleges neutronok találhatóak. A protonok számát Z -vel jelöljük, és rendszámnak nevezzük. Tehát a rendszám hármassal bír: a periódusos rendszerben az elem sorszáma, a protonok száma (és így az atommag töltése e egységekben mérve), és az elektronok száma a semleges atomban.

A tömegszám A , megmutatja, hogy az illető atommag tömege közelítőleg hány-szorosa a proton (és így a neutron) tömegének: $M = A \cdot m_p$. A mag Z számú proton mellett $N = A - Z$ számú neutronot tartalmaz. Adott Z esetén N változhat, ezeket nevezzük izotóp atommagoknak. Például: 1_1H , 2_1H , 3_1H , hidrogén, deutérium, trícium, vagy: ${}^{238}_{92}U$, ${}^{235}_{92}U$. Az izotópok szétválasztása mágneses mezőkben, vagy porózus falakon történő átdiffundálásával történhet.

Az atommag térfogata:

$$V = \frac{4R^3\pi}{3} = \frac{4R_0^3 A\pi}{3} = \frac{4R_0^3\pi}{3} \cdot A,$$

tehát a térfogat arányos a tömegszámmal, így a magűrűség, a nukleonok számsűrűsége állandó, a nagyobb magok ugyanolyan sűrűk, mint a kisebbek:

$$\frac{A}{V} = \frac{3}{4R_0^3\pi} = \text{állandó}$$

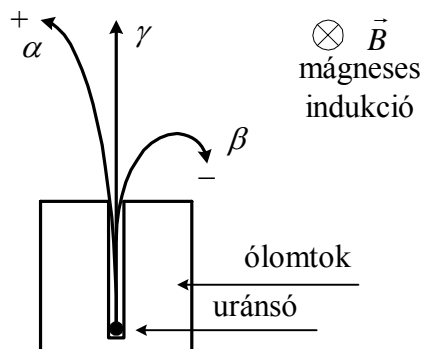
Radioaktivitás: Becquerel (1896) fedezte fel, hogy bizonyos anyagok minden külső behatás nélkül sugárzást bocsátanak ki, pl. az uránsó közelében a fotolemez megfeketedik. Rutherford vizsgálta a sugárzást, s megállapította, hogy mágneses mezőben három különböző természetű részre bomlik fel.

α -sugárzás: α -részecskékből áll, amelyek kétszeresen pozitív töltésű ${}^4_2He^{++}$ hélium atommagok, áthatoló képességük kicsi (már egy papírlap elnyeli őket).

β -sugárzás: közel fénysebességű elektronokból áll, áthatoló képességük közepes, néhány mm vastag alumíniumlemez elnyeli őket,

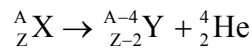
γ -sugárzás: nagyon nagy áthatoló-képességű elektromágneses sugárzás, csak néhány cm vastag ólomlemez nyeli el, frekvenciája $10^{18} - 10^{21}$ Hz.

A radioaktív sugárzás komponenseinek viselkedése mágneses mezőben:



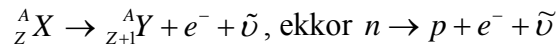
A radioaktív sugárzás kibocsátása általában elemátalakulással jár. Az általános képletek:

α -bomlás:



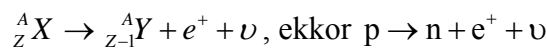
ez azt szimbolizálja, hogy ha egy tetszőleges A tömegszámú és Z rendszámú atommag α -bomlással bomlik, akkor egy másik Y elem atommagja és egy héliumatommag keletkezik, és a tömeg- és töltésmegmaradásnak megfelelően Y tömegszáma 4-gyel, rendszáma 2-vel kisebb, mint az X -é volt.

A β -bomlásnak két fő fajtája van, β^- és β^+ , aszerint, hogy elektron vagy pozitron (e^+) keletkezik. Utóbbi az elektron antirészecskéje, minden tulajdonsága megegyezik az elektronnal, csak a töltése ellentétes. A β^- -bomlás:



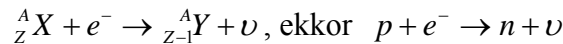
Ahol $\tilde{\nu}$ egy antineutrínó (töltés nélküli elemi részecske, amely szinte semmivel sem hat kölcsön és így nagyon nehéz kimutatni). Itt a tömegszám nem változik, a rendszám egyel nő, végül is egy neutron alakul át protonná és egy elektronná, utóbbi az antineutrínóval együtt elhagyja az atommagot.

A β^+ -bomlás hasonló, de ott pozitron és neutrínó keletkezik:



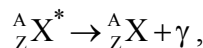
A pozitron szintén elhagyja az atommagot, de mihelyt találkozik egy elektronnal, vele ütközve egymást kölcsönösen megsemmisítik (anyag és antianyag!) és energiájuk leggyakrabban két nagyenergiájú γ -foton formájában szabadul fel.

Sokszor a β -bomlásokhoz sorolnak egy olyan folyamatot is, ahol lényegében nem is bomlás, hanem egyesülés történik. Ez az ún. elektronbefogás:



Az elektronbefogás a β^+ -bomláshoz hasonlóan a relatív protontöbblettel rendelkező magokra jellemző, lásd még a Tömegdefektus és kötési energia c. pontot. Ilyenkor a legnagyobb energiájú proton, az elektronburokból (leggyakrabban a legbelső K-héjról) befog egy elektront és neutronná alakul egy neutrínó kibocsájtása mellett.

A γ -bomlás:



ebben az esetben elemátalakulás nincs. A csillag azt jelenti, hogy az atommag gerjesztett állapotban van, vagyis a lehetséges legkisebb energiánál magasabb állapotban. Ekkor az energiaminimum elve miatt az atommag leadja a fölös energiát, mégpedig foton formájában.

Példák:

α -bomlás: ${}^{226}_{88}\text{Ra} \rightarrow {}^{222}_{86}\text{Rn} + {}^4_2\text{He}$, rádiumból radon keletkezik

β -bomlás: ${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^-$, tríciumból hélium keletkezik,

A radioaktív bomlás törvényszerűségei: A radioaktív bomlás spontán (magától végbemenő) folyamat, annak a valószínűsége, hogy a vizsgált anyag egy atommagja adott idő alatt elbomlik, teljesen független az életkorától, a radioaktív bomlás nem öregedés eredménye, hanem véletlen jelenség. Ezért a törvények is csak nagy átlagban érvényesülnek, statisztikai jellegűek.

Tegyük fel, hogy kezdetben van N_0 darab ugyanolyan atomunk, ahol N_0 nagy szám. A kis Δt idő alatt elbomlott magok száma arányos a még elbomlatlan atommagok N számával és Δt -vel: $\Delta N = -\lambda N \Delta t$, ahol a λ csak a magra jellemző állandó, bomlási állandónak nevezzük. Átrendezve:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

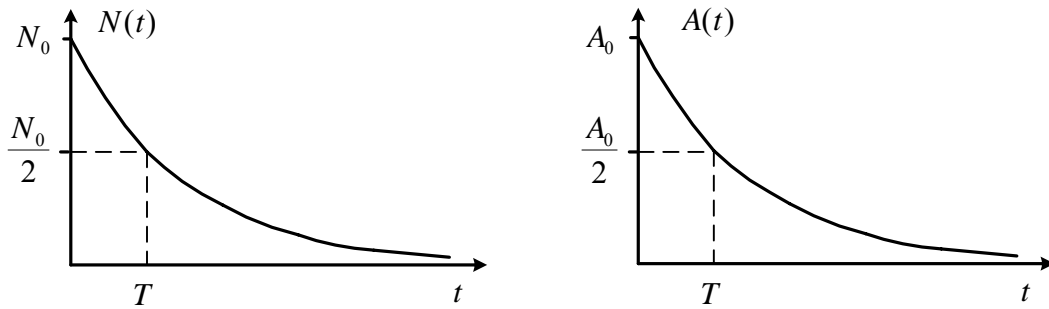
Ez egy szétválasztható differenciálegyenlet: $dN/N = -\lambda dt$, integráljuk ezt ki:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt$$

Az integrálást elvégezve és átrendezve: $\ln N_0 - \ln N = \lambda t$, ebből $\ln N = \ln N_0 - \lambda t$, e-adra emelve kapjuk a bomlástörvényt:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

Tehát a bomlatlan magok száma exponenciálisan csökken. $1/\lambda$ az átlagos élettartam.



A bomlatlan magok számának, és az aktivitásnak az időfüggése

A tapasztalat is megerősítette, hogy egy adott populációban a magok fele mindig ugyanannyi idő alatt bomlik el, függetlenül az életkoruktól. Azt az időtartamot, amely alatt a kezdetben bomlatlan magok fele elbomlik, felezési időnek nevezzük: $T_{1/2}$. A felezési idő független az életkortól, hőmérséklettől, stb., csak az anyagi minőségre jellemző, értéke tág határok között változik: $10^{-7} s - 10^{10} év$. A bomlási állandóval való kapcsolatát úgy kapjuk, hogy megvizsgáljuk, milyen $T_{1/2}$ idő alatt csökken N_0 a felére:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} \Rightarrow 2 = e^{\lambda T_{1/2}} \Rightarrow T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

A bomlatlan magok számának változása az eltelt felezési idők során az alábbiak szerint alakul:

$$N_0 \rightarrow \frac{N_0}{2} \rightarrow \frac{N_0}{2 \cdot 2} \rightarrow \frac{N_0}{2 \cdot 2 \cdot 2}$$

$$0 \rightarrow T_{1/2} \rightarrow T_{1/2} \rightarrow T_{1/2}$$

Egy anyagdarab aktivitását A -val jelöljük¹, és a mintában időegység alatt bekövetkező bomlások számát adja meg, ez pedig az $N(t)$ függvény változási gyorsaságának abszolút értéke:

$$A(t) = \left| \frac{\Delta N}{\Delta t} \right| = N_0 \cdot \lambda \cdot e^{-\lambda t} = N(t) \cdot \lambda,$$

illetve:

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

$A_0 = N_0 \cdot \lambda$ a kezdeti pillanat aktivitása. Tehát az aktivitás is exponenciálisan csökken az idővel.

Radioaktív bomlási sorok: A periódus rendszer végén lévő természetes radioaktív anyagok bomlási sorokba rendezhetőek. A bomlások során a tömegszám vagy nem változik (β , γ bomlás), vagy négygyel csökken (α bomlás). A bomlási soroknak tehát négy különböző típusa van, attól függően, hogy a tömegszámot négygyel osztva mekkora maradékot kapunk, ez ui. nem változhat meg sem α , sem β vagy γ bomlás során.

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

1 maradék ($A = 4n+1$): ^{237}Np neptúnium – sor, $2,14 \cdot 10^6$ év, ^{209}Bi , ez már nincs a természetben, a Föld keletkezése óta lebomlott

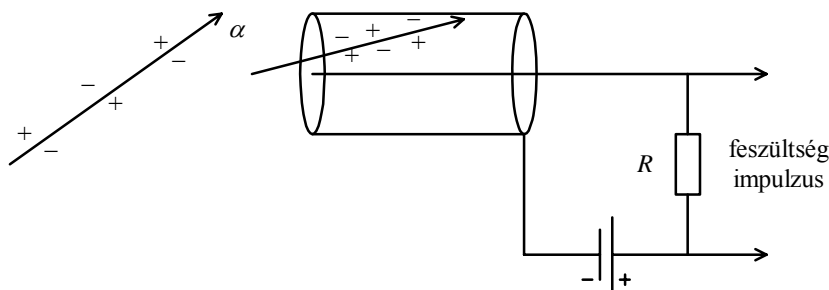
2 maradék ($A = 4n+2$): ^{238}U urán 238 – sor, $4,50 \cdot 10^9$ év, ^{206}Pb

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

Példa: $^{238}_{92}\text{U} \xrightarrow{\alpha} ^{234}_{90}\text{Th} \xrightarrow{\beta^-} ^{234}_{91}\text{Pa} \rightarrow \dots \rightarrow ^{226}_{88}\text{Ra} \xrightarrow{\alpha} ^{222}_{86}\text{Rn} \xrightarrow{\alpha} \dots \rightarrow ^{206}_{82}\text{Pb}$

¹ Nem keverendő össze a tömegszámmal

Radioaktív sugárzás mérése: Az α -, β -, γ sugárzások szabad szemmel nem észlelhetőek és ionizáló sugárzások. Az α - és β 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 mérőeszköz az ún. Geiger-Müller-féle számlálócső, vagy GM-cső.



A Geiger-Müller-féle számlálócső

Az elektródák (a cső fala és a tengelye) között elektromos feszültség van, de alapesetben a csőben lévő, semleges molekulákból álló gáz nem vezeti az áramot. Amikor viszont a végablakon bejutó sugárzás ionizálja a csőben lévő gázt, az ionok felfutnak az elektródákra, egy ionizáló részecske egy elektronlavinát indít, amely egy áramimpulzust jelent, s az ohmos ellenálláson feszültség-impulzus jelenik meg, ezt erősíthetjük, számlálhatjuk, vagy pl. hangszóróba vezethetjük. További lehetséges detektorok még a szcintillációs számláló, félvezető detektor, és a Wilson-féle ködkamra.

Sugárzások gyengülése közegen való áthaladáskor: Vizsgáljuk azt a kérdést, hogy milyen vastag anyagréteg (pl. ólomlemez) szükséges ahhoz, hogy a radioaktív anyagokkal dolgozók számára a sugárzást elfogadható mértékűre csökkentse. Ehhez tudnunk kell, hogy a lemez vastagságától hogyan függ a lemezen áthaladt sugárzás intenzitása. Tegyük fel, hogy γ fotonjaink behatolnak a lemezbe, és amikor egy atommaggal ütköznek, akkor azzal reakcióba lépnek és nem haladnak tovább (tehát mind a lemez felületéről való visszaverődést, mind a másodlagos sugárzásokat elhanyagoljuk). Az ütközési lehetőségek száma arányos a beérkező fotonok számával és a lemezben lévő atommagok számával, azaz a (makroszkopikusan homogén) lemez vastagságával, vagyis a fotonok számának megváltozására igaz, hogy: $\Delta N = -mN\Delta x$. Ebből hasonló differenciálegyenletet kapunk, mint a bomlástörvénynél, aminek természetesen a megoldása is hasonló exponenciális függvény, vagyis a sugárzás intenzitására fennáll az **abszorpciós törvény:**

$$I = I_0 e^{-md}$$

ahol I_0 a kezdeti intenzitás, d a lemez vastagsága, m pedig az abszorpciós együttható, amely függ a sugárzás fajtájától, a lemez anyagától, annak sűrűségétől, stb. Ugyanez a törvény (közelítőleg) érvényes nemcsak γ , hanem más elektromágneses sugárzásra (pl. röntgen), valamint elektronokból és néhány más részecskéből álló sugárzásra is. Ellenben pl. az α részecskékre nem érvényes.

A radioaktív sugárzás biológiai hatásai: A szervezetbe jutva, ionizáló hatásával megzavarja a biokémiai reakciókat. Hatása függ például az elnyelt energiától. Az elnyelt dózis definíciója az átlagosan elnyelt ionizáló sugárzás energiája per az elnyelő anyag tömege, azaz

$$D = \frac{\Delta \bar{E}}{\Delta m}$$

Mértékegysége: $[D] = 1 \text{ Gy} = 1 \text{ gray} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$. 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 γ fotonok. Ennek jellemzésére

vezették be a dózis egyenértéket. A dózis egyenérték egy Q minőségi tényezővel (dimenziótlan szám) ezt a függést is figyelembe veszi, s ezáltal már a biológiai károsodással arányos.

$$H = D \cdot Q$$

Mértékegysége $[H] = 1 \text{ Sv} = 1 \text{ sievert}$. Q értéke röntgensugárzás, γ -sugárzás, β -sugárzás esetén 1, termikus neutronokra 2,3, gyorsneutronokra és protonokra 10, α -sugárzásra pedig 20.

Az ionizáló sugárzás hatásai: Determinisztikus hatás: adott dózis felett a hatás mindig megjelenik és arányos a dózissal (nagy dózis), a lappangási idő néhány hét, ez az úgynevezett "klasszikus" sugárbetegség. Sztochasztikus hatás: kis dózis is okozhat megbetegedést, ilyenkor a lappangási idő hosszú (évek), és a betegség súlyossága nem függ a dózis nagyságától.

Fontos megemlíteni, hogy bizonyos mennyiségű sugárterhelés természetes, bármilyen emberi tevékenység nélkül is létezik. Részben a Föld anyagának kialakulásakor létrejött, még el nem bomlott radioaktív magok (ezek megtalálhatóak az ételben, vízben, talajban, az épületek falában, a belélegzett levegőben), részben a világűrbeli jövő kozmikus sugárzás miatt óránként több százezer részecske ér bennünket.

Radiokarbon (^{14}C) kormeghatározás elve: Szerves anyagok életkorának meghatározására a ^{14}C izotóp bomlását használják leggyakrabban. A ^{14}C természetes eredetű radioaktív izotóp, a kozmikus sugárzás hatására keletkezik a légkörben nitrogénből. Koncentrációja a stabil ^{12}C izotóphoz képest többé-kevésbé állandó ($^{14}\text{C}/^{12}\text{C} = 2 \cdot 10^{-12}$), mert időegység alatt ugyanannyi keletkezik a kozmikus sugárzás hatására a levegőben, mint amennyi radioaktív bomlás miatt elbomlik, a bomlás eredménye szintén nitrogén, amely nem radioaktív. A növények – a fotoszintézis során – a levegőben lévő szén-dioxidból „építik fel” szerves anyagaikat, ezért az ilyen módon előállított szerves anyagokban is állandó a $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ arány. Ugyanez igaz a növényekkel táplálkozó állatokra, és végül a tápláléklánc végén lévő ragadozókra, ill. az emberre is. Amikor azonban a növény (állat, ember) elpusztul, az anyagcsere megszűnik, s a testben lévő szervesanyag-maradványokban a ^{14}C izotóp a radioaktív bomlás miatt fogyni kezd. Ezért az anyagcsere megszűnte után a $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ arány az exponenciális bomlástörvénynek megfelelően, a ^{14}C felezési ideje (5568 év) szerint csökken. Régészeti leletben a $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ arány megméréseivel vissza lehet számolni arra az időpontra, amikor az arány megegyezett a levegőben található egyensúlyi $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ aránnyal.

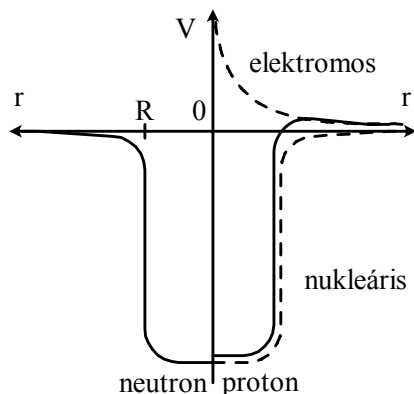
Nukleáris kölcsönhatás: Az atommagban Z számú proton, és $N = A - Z$ számú neutron van, és többnyire teljesen stabil képződmény. A benne lévő protonok taszítják egymást, így felmerül a kérdés, hogy mi tartja össze az atommagot? A Heisenberg-féle határozatlansági reláció alapján egy nukleon becslött kinetikus energiája:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2} \text{ ha } \Delta x \approx R \approx 10^{-15} \text{ m} \rightarrow \Delta p_x \approx p_x \approx 10^{-20} \frac{\text{kgm}}{\text{s}}, T = \frac{p^2}{2m_p} \geq 5 \text{ MeV}.$$

Mivel a nukleonok kötött állapotban vannak, energiájuk negatív:

$$E = T + V < 0, \text{ így } V < -T = -5 \text{ MeV}$$

Az atommagon belüli kölcsönhatáshoz tehát igen mély potenciális energia társul, ami nagy erőkhöz tartozik. A kölcsönhatás nem elektromos, és nem gravitációs jellegű. A nukleonok (protonok és neutronok) közötti kölcsönhatás az ún. erős- vagy nukleáris kölcsönhatás. A tapasztalatok szerint ez a kölcsönhatás (az ún. magerő) töltés-független; a proton – proton, proton – neutron, és a neutron – neutron kölcsönhatás egyforma, mindig vonzó kölcsönhatás (a potenciális energia negatív), valamint rövid hatótávolságú, $1,4 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ távolságon kívül megszűnik, (telítésbe megy,) a nukleonok csak a közvetlen szomszédokkal hatnak kölcsön. A kölcsönhatás igen erős, ~ 100 -szorosa az ilyen távolságon ébredő elektromos kölcsönhatásnak.



A potenciálgödör az atommagban a neutronok és a protonok esetében

Az egyes nukleonok a többi nukleon által létrehozott potenciálgödörben mozognak, ebben a kvantummechanikának megfelelően a protonok és a neutronok csak diszkrét energiával rendelkezhetnek, s ezeket az energiaszinteket Pauli-elvnek megfelelően párosával tölthetik be.

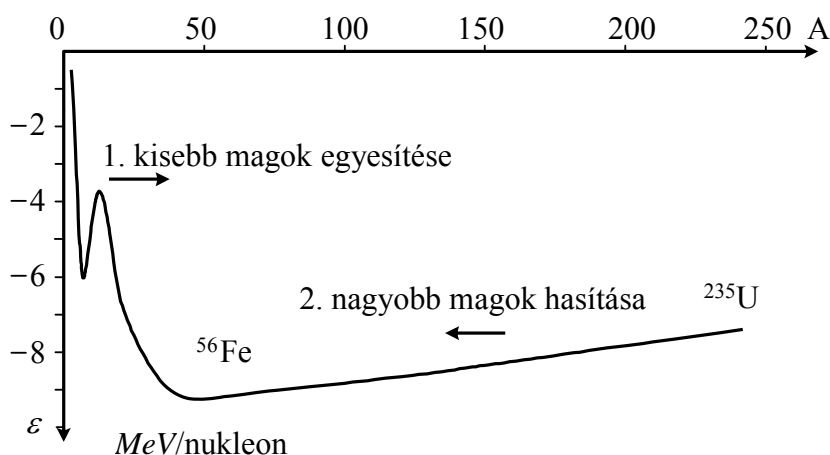
Tömegdefektus és kötési energia: Jelöljük $M(A, Z)$ -vel a A tömegszámú és Z rendszámú atommag tömegét, ez tömegspektrométerrel megmérhető minden elemre. A mérések szerint az alkotórészek tömege együtt nagyobb, mint a kész atommag tömege. Δm jelölje a tömegdefektust vagy tömeghiányt.

$$\Delta m = M(A, Z) - Z \cdot m_p - (A - Z)m_n < 0$$

A kötési energiának nevezzük azt az energiát, amennyivel az A számú nukleon együttes energiája mélyebb az egyensúlyi állapotú atommagban, mintha a nukleonok egymástól távol, a kölcsönhatás hatótávolságán kívül helyezkednének el. Ez végül is a potenciális energia egy fajtája. Abszolút értékben ennyi energiát kell befektetni ahhoz, hogy az atommagot alkotórészeire szétszedjük.

$$E_K = \Delta m \cdot c^2 < 0$$

Mivel $M(A, Z)$ mérhető, így a kötési energia E_K számolható, és az egy nukleonra jutó kötési energia, $\varepsilon = \frac{E_K}{A}$ meghatározható. Ábrázoljuk ezt a tömegszám függvényében.

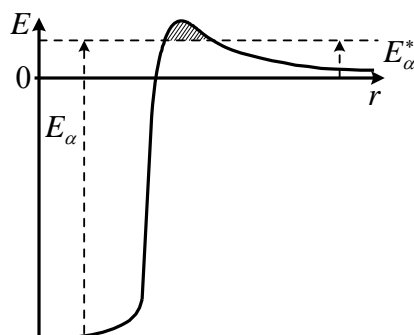


Az egy nukleonra jutó kötési energia függése a tömegszámtól és a nukleáris energia felszabadításának lehetőségei

Az ábráról látható, hogy az egy nukleonra jutó kötési energia ε értéke átlagosan -8 MeV/nukleon . Ha a tömegszám A kicsi, akkor még ugrál a görbe, majd nagy A értékekre kisimul, az energiavölgy minimuma a vasnál van: $Z = 26$, $A = 56$. A nukleáris energia felszabadítása olyan magátalakulással lehetséges, melynek során a fajlagos kötési energia tovább csökken. Az ábráról látható, hogy két lehetőség is van a nukleáris energia felszabadítására, az egyik a kisebb magok egyesítése (fúzió), a másik a nagyobb magok hasítása (fisszió).

Az egy nukleonra jutó kötési energia állandó tömegszám esetén a Z rendszám függvényében, parabola, vagyis akár túl sok a proton a neutronok számához képest, akár túl kevés, az sem jó, ui. a mag távol van az energia-minimumtól. Minden A -hoz található egy optimális Z , ahol a kötési energia a legmélyebb. Kis magoknál a legmélyebb az egy nukleonra jutó kötési energia, ha $Z = N$ teljesül, nagy magoknál kedvezőbb, ha több a neutron, mint a proton. Ha egy adott tömegszámú magnál az optimálishoz képest túl sok a neutron, akkor az negatív β -bomlással, ha túl kevés, akkor pozitív β -bomlással vagy elektronbefogással bomlik.

Az α -bomlás értelmezése: Kezdetben az α -részecske az atommag középpontjához közel, az ábra bal oldalán tartózkodik, a potenciálgödör mélyén. A potenciális energiája egy nagy negatív szám, az összenergiája a magban viszont pozitív E_α (ezt vízszintes szaggatott vonal jelöli). Ez az energia a klasszikus megfontolás szerint nem elegendő a kilépéshez, ugyanis a besatírozott területet (a gátat) a részecske semmiképp sem tudná átlépni.

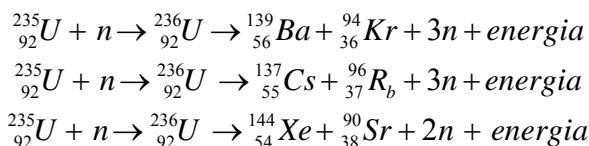


Coulomb-gáton alagúteffektussal juthatnak át az α -részecskék

A Coulomb-gáton nem zérus valószínűséggel mégis átjut a részecske, amelyre a kvantummechanika ad magyarázatot, amely szerint a részecske véges valószínűséggel megtalálható a magon kívül is. A jelenséget alagúteffektusnak hívják, mert kicsit olyan, mintha a részecske alagutat fűrt volna a potenciálgátba (a vízszintes szaggatott vonal mentén) és azon kiszökött volna. Erre utal az is, hogy a magon kívül az α -részecske energiája E_α^* lesz. Az alagúteffektus valószínűsége annál nagyobb, minél kisebb a besatírozott terület. Ezért ha az α -részecske energiája nagy (a vízszintes szaggatott vonal magasán van), akkor a bomlás $T_{1/2}$ felezési ideje kicsi, ellenkező esetben nagy. Például, ha $E_\alpha \sim 4\text{MeV}$ akkor $T_{1/2} = 10^9 \text{év}$, ha $E_\alpha \sim 9\text{MeV}$ akkor $T_{1/2} = 10^{-8} \text{s}$.

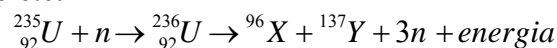
Maghasadás: A neutron felfedezése után számos kísérletben neutronnal bombáztak különböző elemeket. Egy ilyen kísérlet során (1937) az urán neutronnal történő besugárzása után igen nagy radioaktivitást tapasztaltak. A reakció után pedig közepes tömegszámú magokat detektáltak.

Néhány tipikus reakció:



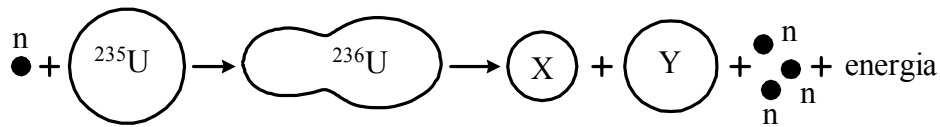
Azt a jelenséget, amely során a nagy tömegszámú atommag két közepes tömegszámú atommaggá és néhány neutronná hasad fel energia felszabadulás mellett, maghasadásnak nevezzük.

Egy általános reakció képlete:



A reakció során két lényegesen eltérő tömegszámú hasadvány születik, átlagosan $\bar{n} \cong 2,5$ neutron jelenik meg bomlásonként, és kb. 200 MeV energia szabadul fel, ami döntően a hasadási termékek kinetikus energiájaként jelenik meg:

A hasadás mechanizmusa:



A maghasadás mechanizmusa

A bejövő neutron a nukleáris kölcsönhatás segítségével átadja energiáját az atommagnak, a mozgás olyan nagy lehet, hogy a mag befűződik és kettéhasad és gyors (nagy kinetikus energiájú) neutronok keletkeznek. A hasadványok igen radioaktívak. A neutron főlegük miatt általában β^- bomlással tovább bomlanak, a β^- -bomlásokat pedig γ -bomlás követi, ezért a hasadványok igen veszélyesek.

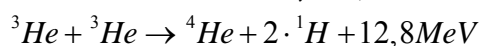
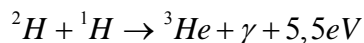
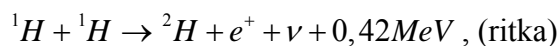
Láncreakció, atomerőművek: A neutron által kiváltott maghasadás során 2-3 neutron keletkezik, s ezek a neutronok további hasadásokat idézhetnek elő, az így létrejövő folyamatot magfizikai láncreakciónak nevezik. Csak hogy gyors neutronok keletkeznek, viszont a ^{235}U atommagot csak a lassú neutronok hasítják, a gyors neutronokat pedig az ^{238}U atommagok elnyelik, ami gátolja a láncreakciót. A természetes urán a ^{235}U -izotópot csupán 0,72%-ban tartalmazza. A sok ^{238}U -mag befogással akkora neutronvesztést okoz, hogy akármilyen nagy méret esetén sem indul be a láncreakció. Ezért nem égtek még ki a természetes uránlelőhelyek.

A megoldás Szilárd Leó, és Enrico Fermi nevéhez fűződik. A természetes urántömbből a neutronokat kivezelve, az ^{238}U -mag nem tudja azokat rezonancia befogással elnyelni. A probléma megoldására olyan közeget alkalmaznak, amely lelassítja a neutronokat, pl. grafit (de vizet is használnak erre a célra). Az ilyen közeget moderátornak (lassító közegnek) nevezik. A lassú neutronok az urántömbbe visszajutva hasítják a ^{235}U -magokat. Emellett az uránt sok esetben dúsítják is, azaz kivonják belőle a ^{238}U magok nagyobb részét. (Az atombombához is szükséges az urándúsítás).

Az atomerőmű reaktorában tehát nagy nukleonszámú mag hasad. A hasadáskor felszabaduló energiával vizet melegítenek, gőzzé alakítják, ezzel turbinát hajtanak és a Lorentz-erő révén elektromos energiát termelnek. Az első reaktor 200 W teljesítményű volt.

A paksi atomerőmű 1982-től üzemel, üzemanyaga ^{235}U -t kb. 3%-ban tartalmazó dúsított uránoxid. Az erőműben négy blokk van, a bennük lévő reaktortartályok henger alakúak, vastag falúak és 18 m magasak. A négy blokk teljesítménye $4 \times 440 \text{ MW} = 1760 \text{ MW}$, az országos felhasználás 43 %-a. Egy kg ^{235}U -ból kb. 23000 MWh energia termelhető, ez megfelel annak, mintha 2400 tonna szénét égetnénk el.

Magfúzió: A könnyű magok egyesítése során szintén mélyül a kölcsönhatási energia. Az átalakulás energia felszabadulással jár. A Napban zajló hidrogénciklus során 4 protonból több lépcsőben egy He mag jön létre.



Ezekben a folyamatokban az atommagoknak egészen a nukleáris erő hatótávolságáig kell egymást megközelíteniük. Földi körülmények között töltött részecskék esetén pl. részecskegyorsítóval felgyorsítják és ütköztetik az atommagokat. Elegendően magas hőmérséklet és nyomás esetén szintén létrehozható magfúzió (50 millió Kelvin). A hidrogénbombában ezt úgy érik el, hogy egy (maghasadáson alapuló) atombombát robbantanak a közepén. Az irányított fúzió megvalósítását állandóan kutatják, a fő nehézséget az jelenti, hogy a forró anyagot semmilyen edényben nem lehet tárolni. Ha sikerülne létrehozni folyamatosan működő fúziós erőművet, az sokat segítené az emberiség energia-gondjain, mert hidrogén nagyon sok van a földön, pl. az óceánok vizében.

Az elektromos ellenállást befolyásoló tényezők

A fajlagos ellenállást különböző tényezők befolyásolják, legfontosabb persze az anyagi minőség. Az ellenállás függ a mechanikai igénybevételtől is, összenyomáskor általában csökken, nyújtáskor nő, ezt a tulajdonságot használjuk a nyúlásmérő bélyeg esetén. Adott fémre vagy ötvözetre a legfontosabb befolyásoló tényező azonban a hőmérséklet. Tapasztalat szerint növekvő hőmérséklettel a fémek és a legtöbb fémötvözet ellenállása nő. Ez a fajlagos ellenállás növekedés érthető, hiszen a növekvő hőmozgás miatt a kristályrács szabályossága, periodicitása eltorzul, emiatt nagyobb ellenállást fejt ki az elektronok áramlásával szemben.

A fémek, az ötvözetek és a szén fajlagos ellenállásának hőmérsékletfüggését leíró hatványsor így írható fel:

$$\rho_T = \rho_0 (1 + \alpha \Delta T + \beta \Delta T^2 + \dots)$$

itt $\rho_T = \rho(T)$ a T hőmérsékletre tartozó fajlagos ellenállás, $\rho_0 = \rho(T_0)$ pedig általában 0°C -hoz vagy 20°C -hoz tartozó fajlagos ellenállást jelenti, $\Delta T = T - T_0$ pedig a hőmérsékletkülönbséget. Néhány száz $^\circ\text{C}$ -os tartomány esetén a hőmérsékletfüggés lineárisnak tekinthető, ilyenkor elegendő felírni a lineáris tagot:

$$\rho_T = \rho_0 (1 + \alpha \Delta T)$$

Ha a vezeték hőtágulásától eltekintünk, akkor: $R_T = R_0 (1 + \alpha \Delta T)$

A hőmérsékleti együttható lehet pozitív $\alpha > 0$, ilyenkor növekvő hőmérséklettel az ellenállás nő, de lehet negatív is $\alpha < 0$, ilyenkor növekvő hőmérséklettel az ellenállás csökken.

Tehát fémeknél, ha a hőmérséklet az abszolút nullához tart, akkor az ellenállás fokozatosan csökken. Egy tökéletesen periodikus fém-kristályrács ellenállása lényegében nulla lenne, ui. ekkor az elektronok hullámfüggvénye is felveszi a rács periodicitását és nem ütközik az atomtörzsekkel. (A vezetési elektronok egymással is ütközhetnek, de a tárgyalás ezen egyszerűsített szintjén ezt elhanyagoljuk). Ehhez képest minden, ami a periodicitást lerontja, növeli az ellenállást. Többféle kristályhiba van, pl. vakanciák, intersztíciós atomok, diszlokációk, szemcsehatárok. Ezek száma is függ a hőmérséklettől, a vakanciák száma pl. T -vel növekszik. A szennyező atomok is lerontják a periodicitást, pl. mert más a méretük és a vegyértékük. Ezek koncentrációja független a hőmérséklettől. Mivel tökéletesen tiszta fém nem állítható elő, normál (tehát nem szupravezető) esetben $T=0$ felé közeledve az ellenállás egy nem zérus konstanshoz tart. Ezt maradék- vagy reziduális ellenállásnak nevezzük, a rácshibáktól, a lehűtés sebességétől, stb. is függ. A hőmérséklet növelésével egyre inkább a rácsot alkotó atomok rezgése lesz a fő tényező és az ellenállás eleinte hatványfüggvény-szerűen, majd közel lineárisan növekszik. A Matthiessen-szabály szerint a különböző okokból adódó fajlagos-ellenállás növekedések egyszerűen összeadódnak, pl. $\rho = \rho_h + \rho_T$, ahol ρ_h a rácshibákból, ρ_T a hőmérséklet okozta rácsrezgésekből adódó ellenállást jelöli.

A szennyezések sokszor mesterségesek, ötvöző anyagoktól származnak. Tegyük fel, hogy két olyan fémről van szó, amelyeknek tiszta állapotban nagyjából megegyezik a fajlagos ellenállása. Legyen az egyik fém (pl. arany) koncentrációja c , a másik fémé (pl. ezüst) ekkor $1-c$. A fajlagos ellenállás koncentrációfüggése: $\rho = \rho_{\text{tisza}} + Kc(1-c)$, ahol K az adott ötvözetre nézve konstans.

Tehát pl. 1% ezüst-szennyezés az aranyban ugyanakkora ellenállás-növekedést okoz, mint 1% arany-szennyezés az ezüstben. Ezt a megfigyelést Mott-szabálynak is hívják. Kis szennyező-koncentrációk esetén a változás lineárisnak tekinthető.

A szén, a félvezetők (és az elektrolitok) $T=0$ közelében meglehetősen nagy ellenállása növekvő hőmérséklettel csökken és többnyire a szennyezések is csökkentik. Ez egy kvalitatív (minőségi) különbség a vezető fémek és a félvezetők között.

Egyes anyagok nagyon alacsony hőmérsékleten (amely általában -200 °C alatt van) elvesztik elektromos ellenállásukat. Ezt a jelenséget szupravezetésnek nevezik. Ekkor mivel $R=0$, feszültség nélkül is folyhat áram. Az, hogy egy anyag milyen hőmérsékleten válik szupravezetővé, ill. azzá válik-e, nem függ attól, hogy szobahőmérsékleten jó vezető-e, sőt, szigetelők is lehetnek szupravezetők, ha lehűtjük őket.