

# 1. A modern fizika születése

## 1.1. Bevezetés

### KLASSZIKUS ÉS MODERN FIZIKA

Eddigi fizikatanulmányaink során olyan törvényekkel ismerkedtünk meg, amelyekről a mindennapi életben is szerezhetünk tapasztalatokat. Ezek összhangban vannak a világról kialakult szemléletünkkel. Az eddig tárgyalt mechanika, hőtan, elektromosság, fénytán fejezeteket közös néven **klasszikus fizika**\* névvel szokás illetni.

A XIX. sz. végéig a klasszikus fizika óriási sikereket tudott felmutatni.

Newton munkássága nyomán a mechanikát egyetemes törvények foglalták logikus rendszerbe, amelyek segítségével előre lehetett jelezni a földi és égi mozgások lefolyását. A bolygók szabályos pályájától való kis eltérésekből sosem látott új bolygó feltűnését lehetett megjósolni. (Például így fedezték fel az Uránuszt.)

A hőtan törvényszerűségeit is feltárták már. A hőjelenségeknek az energiamegmaradás törvényével (Joule) és az atomok, molekulák mozgásával (Boltzmann) való összekapcsolása a hőtant is a fizika érthető, jól felhasználható fejezetévé tette.

Faraday és Maxwell munkássága betetőzte és egységbe foglalta az elektromosságról és mágnességről szerzett ismereteket, sőt a már sokat vizsgált fénycsőről is kiderült, hogy elektromágneses jelenség.

A XIX. sz. végén úgy látszott, hogy a fizika tudománya elérte csúcspontját. A fizikatanulmányait megkezdő fiatal Max Plancknak egyik tanára a következőket mondta: „A fizika rövidesen fel fogja venni végleges, stabil alakját. Meglehet, hogy egyik-másik sarokban még akad egy-egy porszem vagy kis buborék, amelyet még meg kell vizsgálni és helyére kell tenni, de a rendszer mint egész, elég biztosan áll...”. Szerencsére Planck nem hitte el, hogy nincs már mit felfedezni. Fizikusnak ment, és a fizika XX. századi forradalmának egyik elindítója lett.

Vajon miért következhetett be a XX. sz. elején – a már lezártak hitt – fizika tudományában egy sosem látott hatalmas fellendülés, amely nemcsak mennyiségileg gyarapította ismere-

teinket, hanem egész fizikai világképünket is átformálta? Mi a modern fizika\* megszületésének alapja?

A klasszikus fizika óriási sikereket ért el, de volt néhány tapasztalat, nem lehetett összeegyeztetni az alapelveivel. Ezek az ellentmondások olyan területekhez kapcsolódtak, ahol az embernek nem volt lehetősége érzékszervi tapasztalatszerzésre. Senki sem utazott még fénysebességgel haladó repülőgépen, és senki sem tudott bepillantani (még mikroszkóppal sem) az atomon belüli mikrovilágba. A fizikusok azt gondolták, hogy a mindennapi gyakorlat alapján kialakult gondolkodás, vagyis a klasszikus fizika világképe ilyen szokatlan körülmények között is alkalmazható. De tévedtek. A fénysebesség közelében jelentkező természettörvények kutatása a **relativitáselmélet**, az atomokon belüli mikrovilág kutatása pedig a **kvantumelmélet**\* megszületéséhez vezetett.

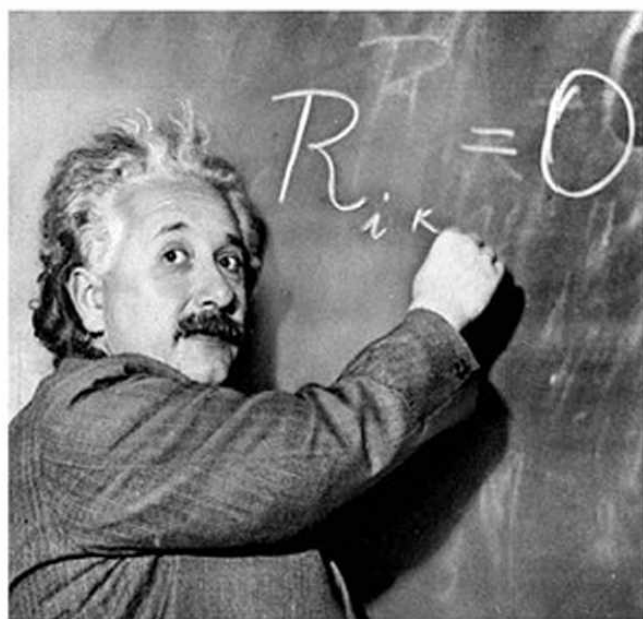
### A RELATIVITÁSELMÉLET SZÜLETÉSE

A klasszikus fizika egyik megoldatlan kérdése az volt, hogy mihez viszonyítva terjed a fény vá-

kuumban  $c = 300\,000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  sebességgel. Ismert,

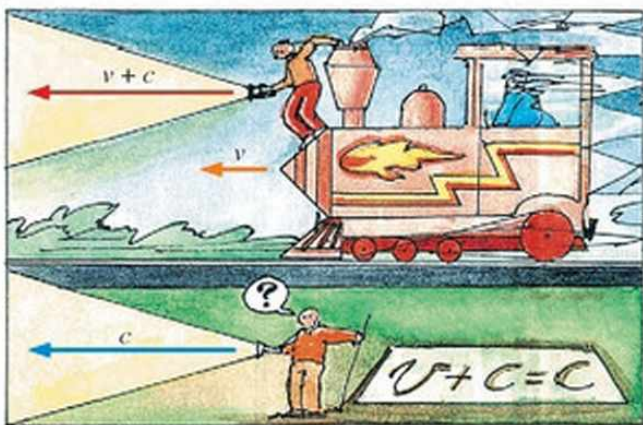
hogy a transzverzális mechanikai hullámok terjedéséhez rugalmas közeg szükséges. Ezért a fizikusok feltételezték, hogy létezik egy a fény terjedését biztosító, világmindenséget kitöltő rugalmas anyag, melyet éternek\*\* neveztek el. A gyorsabb transzverzális hullámokhoz keményebb közvetítő közeg szükséges. A rendkívül nagy fénysebességhez így igen kemény étert kellett feltételezni. Ennek azonban ellentmondott, hogy az égitestek minden akadály nélkül mozognak a világűrben. Minden kísérlet, amely az éter kimutatására irányult, eredménytelennek bizonyult.

Albert Einstein (1879–1955) világhírű német fizikus a **speciális relativitáselméletében** (1905) felállította bátor hipotézisét: nincsen éter. De akkor mihez viszonyítva mozog a fény az ismert  $c$  sebességgel? Einstein szerint: bármilyen inerciarendszerhez képest. Ez azonban nagyon szokatlan és messzire vezető megállapítás.



99.1. Albert Einstein

Képzeld csak el, hogy egy olyan vonaton ülünk, amely  $100\,000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  sebességgel egyenes vonalú egyenletes mozgással halad a Földhöz viszonyítva. A klasszikus fizikai gondolkodásunk szerint azt mondanánk, hogy ha a  $100\,000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  sebességű vonathoz képest  $300\,000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  a fény sebessége, akkor a Földhöz képest előrefelé  $400\,000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ , hátrafelé pedig  $200\,000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ . A relativitáselmélet szerint azonban a vonaton világitó lámpa fénye minden irányban  $300\,000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  sebességgel mozog, de nemcsak a vonathoz, hanem a Földhöz képest is.



99.2. A fénysebesség minden inerciarendszerben ugyanakkora

Úgy érezzük, hogy ez az állítás ellentmond a józan észnek. Einstein erre így válaszol: „A józan ész az ifjú korunkig kialakult előítéletek összessége.” Más szóval a világról szerzett tapasztalataink alapján gondolkodunk a világról. És ki ült már közel fénysebességgel mozgó vonaton, és meri biztonsággal állítani, hogy onnan milyennek látszik a világ?

Einstein szerint hibásak az abszolút térről és időről alkotott fogalmaink, de gondolkodásunk helytelensége csak igen nagy (a fénysebességet megközelítő) sebességeknél válik érzékelhetővé. Matematikai összefüggéseket is adott arra, hogy egy mozgás útja és ideje hogyan függ attól a vonatkoztatási rendszertől, amelyből szemléljük. A fénysebességre az út és idő hányadosa mindegyik inerciarendszerből ugyanazt az értéket adja. Ez csak a fénysebességre teljesül, amelyet a relativitáselmélet szerint a testek csak megközelíthetnek, de nem érhetnek el.

Einstein relativitáselmélete sok meghökkenítő állítást tartalmaz, amelyek helyessége mára egyértelműen beigazolódott. Ezek közül a további tanulmányainkban is felhasználjuk majd a **tömeg–energia ekvivalencia egyenletet**\*

$$E = m \cdot c^2,$$

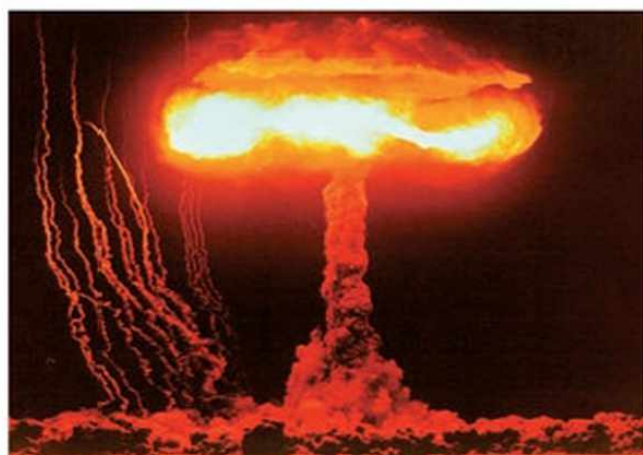
ahol  $E$  egy tetszőleges test összenergiája,  $m$  a test tömege,  $c$  pedig a vákuumbeli fénysebesség. Tehát a **test összenergiája és tömege egymással egyenesen arányos**. Eszerint, ha egy testnek nő az energiája (például gyorsítjuk), akkor nő a tömege is (de ez csak a fénysebesség közelében válik jelentőssé).

Ez egyben azt is jelenti, hogy ha a mindennapi életben gyorsításkor nem vesszük észre a tömeg növekedését, akkor az összenergia sem nagyon változott a nyugalmi állapothoz képest. A tömegből származó energia nagy része tehát már nyugalmi állapotban is a testekben van.

Mennyi ez a nyugalmi energia például valamely 1 g tömegű testnél?

$$E = 10^{-3} \text{ kg} \cdot 9 \cdot 10^{16} \frac{\text{m}}{\text{s}^2} = 9 \cdot 10^{13} \text{ J}.$$

Ez az energia, ha felszabadulna, 9 millió tonna tömegű anyagot tudna kb. 1 km magasba emelni. (Számoljunk utána!)



100.1. Az atombombában a nyugalmi energia szabadul fel

Nem véletlen, hogy mindenki kételkedve fogadta Einsteinnek a tömeg és az energia összefüggésére vonatkozó megállapítását is. (A hihetetlennek tűnő állítás – Einstein tiltakozása ellenére – tragikus bizonyítást nyert a hirosimai atombombánál, ahol kb. 10 g tömegnek megfelelő energia szabadult fel és mutatkozott meg pusztító formában.)

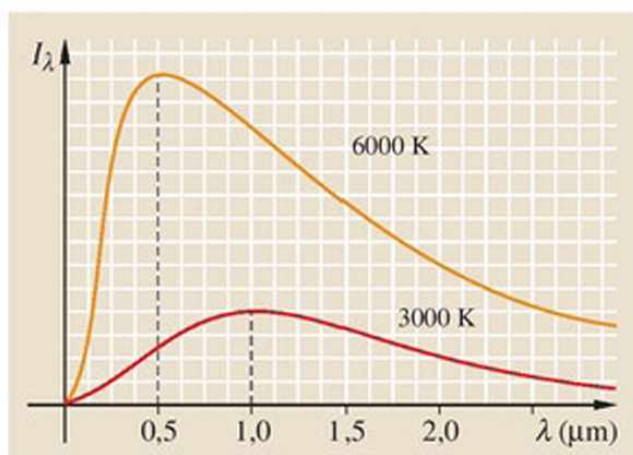
### A KVANTUMELMÉLET SZÜLETÉSE

Tudjuk, hogy a testek részecskéi állandó, rendezetlen hőmozgásban vannak. Eközben a testek elektromos töltésű részecskéi is változó mozgást végeznek, és emiatt elektromágneses hullámokat bocsátanak ki. A testek hőmérsékletétől függő elektromágneses sugárzást **hőmérsékleti sugárzásnak\*\*** nevezzük.

A hőmérsékleti sugárzás törvényszerűségeit a XIX. sz. végén már jól ismerték. A mérések alapján tudták, hogy adott hőmérsékleten az egyes hullámhosszakon milyen intenzitású elektromágneses sugárzás lép ki egy fekete testből. A 100.2. grafikonon láthatjuk, hogy magasabb hőmérsékleten nagyobb a sugárzás intenzitása. Továbbá minden hőmérsékleten van olyan hullámhossz, amelyen a sugárzás erőssége maximális. A Nap 6000 K-es hőmérsékletén ez a maximumhely például a 0,5  $\mu\text{m}$  hullámhosszon (sárgászöld színű fényenél) található.

Sokan próbálták a hőmérsékleti sugárzás tapasztalati törvényeit a klasszikus fizika törvényeivel magyarázni, sikertelenül.

Max Planck (1858–1947) német fizikus 1900-ban olyan matematikai összefüggést vezetett le, amely pontosan összhangban volt a tapasztala-



100.2. A fekete test által kisugárzott energia eloszlása

tokkal. Feltételezte, hogy a testek hőmérsékleti sugárzásának energiája nem lehet bármekkora, hanem csak egy valamilyen energiaadagnak (kvantumnak) az egész számú többszöröse.

Egy energiakvantum\* nagysága:

$$\varepsilon = h \cdot f,$$

ahol  $f$  a rezgés frekvenciája,  $h$  pedig egy állandó, amelyet azóta **Planck-állandónak\*** nevezünk. Értéke:  $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$  Js.

Az energiakvantum nagysága tehát egyenes arányban áll a hullám frekvenciájával.

A fizikusok nehezen barátkoztak meg a klasszikus fizikának ellentmondó kvantumhipotézissel. Planck felfedezését csak 1918-ban ismerték el Nobel-díjjal.

Planck kvantumhipotézise indította el a kvantumelmélet fejlődését, amely nélkül nem érthetők meg a mikrovilág jelenségei. Ezekkel foglalkozunk a továbbiakban.



100.3. A modern fizika úttörői: M. Planck és A. Einstein



## MEGJEGYZÉSEK

1. A speciális relativitáselmélet szerint a test  $m$  tömege és  $v$  sebessége közötti összefüggés:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

ahol  $m_0$  a nyugalmi tömeget,  $c$  pedig a fénysebességet jelenti. A testek gyakorlatban megszokott sebességénél  $\frac{v^2}{c^2} \approx 0$ . Még az űrhajók sebességénél is csupán  $10^{-9}$  nagyságrend adódik  $\frac{v^2}{c^2}$  értékére, amely a nevezőben 1-hez képest elhanyagolható. Így gyakorlatilag  $m = m_0$  az eredmény. De  $v = 2,6 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  sebességnél már azt kapjuk, hogy  $m = 2 m_0$ . A gyorsító berendezésekben, ahol a részecskék közel fénysebességgel is mozoghatnak, pontos mérésekkel igazolták Einstein összefüggésének helyességét.

2. Einstein a speciális relativitáselmélet után megalkotta az általános relativitáselméletet is, amely a gravitáció kérdéseivel foglalkozik. Eszerint nemcsak a vonatkoztatási rendszerektől, hanem az anyag jelenlététől (a gravitáció erősségétől) is függenek a tér és az idő tulajdonságai.
3. A hőmérsékleti sugárzás két grafikonját összehasonlítva (100.2. ábra) láthatjuk, hogy kétszer nagyobb hőmérsékleten feleakkora az a hullámhossz, amelyen a test a legerősebben sugároz. Ez a fordított arányosság általánosan is igaz (Wien-féle törvény). A grafikonok azt is szemléltetik, hogy ugyanazon test magasabb hőmérsékleten minden hullámhosszon több energiát sugároz. A mérések és számítások szerint az összes kisugárzott energia arányos az abszolút hőmérséklet negyedik hatványával (Stefan–Boltzmann-törvény). A hőmérsékleti sugárzás mindkét törvénye felhasználható a csillagok hőmérsékletének mérésére.



## GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. A dinamika alaptörvénye szerint állandó nagyságú erő egy testen állandó nagyságú gyorsulást hoz létre. Részecskegyorsító berendezésben (pl. ciklotronban) mégis azt tapasztalják, hogy a fény sebességéhez közeledve az állandó gyorsulás fenntartásához egyre nagyobb erőre van szükség. Hogyan értelmezzük ezt a tapasztalatot?
2. A 100.2. ábra grafikonjai alapján mit gondolunk, a vörös vagy a kék színű csillag a magasabb hőmérsékletű?



## FELADATOK

1. A tömeg–energia ekvivalencia alapján számítsuk ki, mennyi a testünk nyugalmi energiája!
2. Mekkora az energiaadagja egy mikrohullámú sütő által kibocsátott 2450 MHz frekvenciájú elektromágneses hullámnak, és mekkora az energiaadag egy  $10^{14}$  Hz frekvenciával rezgő molekulánál?

## 1.2. A fényelektromos jelenség

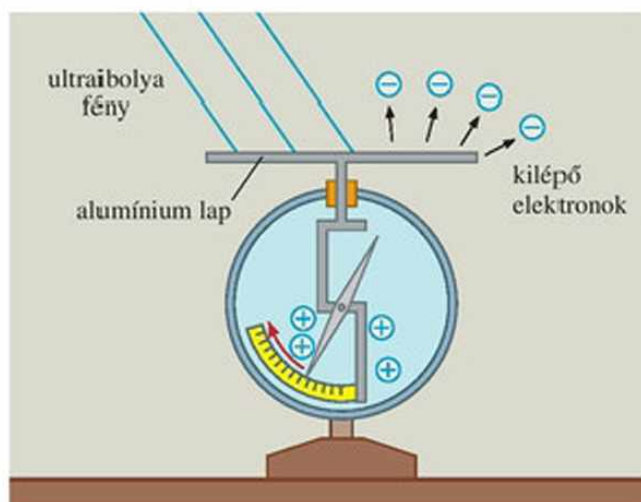
A kvantumhipotézis felvetésével és eredményes alkalmazásával Planck meglepetést okozott a fizikusok körében. Gondolatmenetét kortársai azonban inkább csak matematikai ügyeskedésnek tekintették. Az új gondolkodásmód átütő sikerét az hozta meg, hogy segítségével egy másik XIX. sz. végi probléma, a fotoeffektus ellentmondásaira is magyarázatot lehetett adni.

A fotoeffektus jelenségét a német **Wilhelm Hallwachs** (1859–1922) és tőle függetlenül az orosz **Alexandr Szoletov** (1839–1896) fedezte fel 1888-ban.

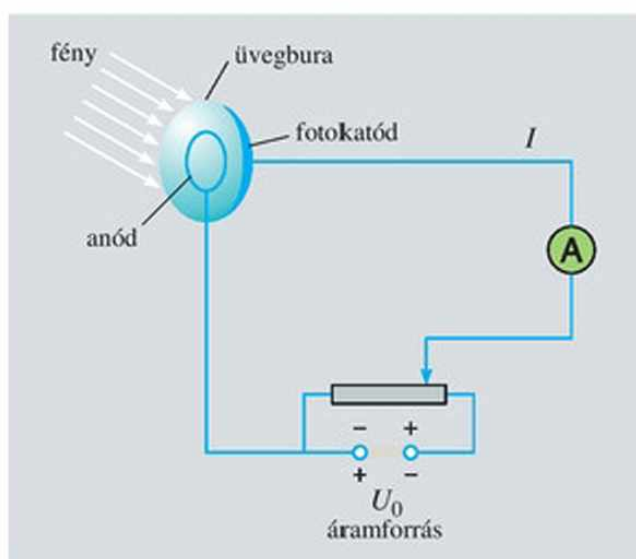
A jelenségről mi is könnyen meggyőződhetünk. (102.1. ábra) Adjunk negatív töltést egy házilag is elkészíthető elektroszkóphoz kapcsolt eszisztolt alumíniumlapnak. Ha ezután kvarclámpa fényével világítjuk meg a fémlapot, az elektroszkóp elveszíti a töltését. Ebből arra következtethetünk, hogy a megvilágítás hatására a fémlapból elektronok lépnek ki.

A fémekből izzítással (termikus emisszió), elektronok bombázásával (hidegemisszió) vagy megvilágítással (fotoemiszió) lehet szabad elektronokat kiléptetni. A fény hatására történő elektronkiléptetést **fényelektromos jelenségnek** vagy **fotoeffektusnak\*** nevezzük.

A fotoeffektus mennyiségi összefüggéseit Philipp Lenard (1862–1947) Pozsonyban született német származású fizikus vizsgálta először. Mérési eredményeit kiértékelve a fény hullámelméletének ellentmondó eredményre jutott.



102.1. Miért lesz UV fény hatására pozitív töltése a mutatónak?

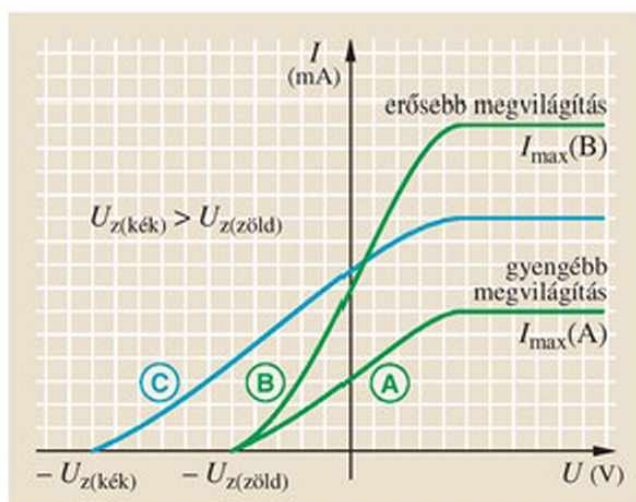


102.2. A fotocella kapcsolási rajza. Az áramforrás milyen polaritásánál van biztosan fotoáram, ha megvilágítjuk a fotocellát?

A fényelektromos jelenség mennyiségi vizsgálatára fotocellával végezhetünk kísérleteket.

Állítsuk össze a 102.2. ábrán látható kapcsolást. A fotocellára eső feszültséget egy feszültségosztóval változtathatjuk, és az áramforrás polaritását is megfordíthatjuk.

A fotocella katódját színszűrő alkalmazásával egyszínű (pl. zöld), vagyis adott frekvenciájú fényrel világítsuk meg! A fotocellára kapcsolt különböző feszültségértékeknél mérjük az áramkörben folyó fotoáram  $I$  erősségét. Adott erősségű megvilágításnál vegyük fel az  $I - U$  áramerősség–feszültség grafikont! A 102.3. ábra (A) grafikonját kapjuk.



102.3. A fotocella áramerősség–feszültség grafikonjai

A pozitív gyorsító feszültség növelésével az áramerősség egy maximális ( $I_{\max}$ ) értéket vesz fel. Ekkor a fotokatódból kilépő valamennyi elektron igen rövid idő alatt eljut az anódra, ezért nem növelhető tovább az áramerősség. Ellentétes polaritásnál a feszültség növelésével viszont egyre kisebb lesz az áramerősség, egyre kevesebb elektron képes legyőzni a növekvő elektromos mező fékező hatását. Végül egy  $U_z$  feszültségértéknél az áram megszűnik. Ezt az  $U_z$  értéket zárófeszültségnek nevezzük, mivel ekkor a fékező elektromos mező lezárja az elektronok anódra való áramlását.

Ismételjük meg a mérést változatlan színsűrűsével, de erősebb megvilágítás mellett! A (B) grafikon szerint a maximális áramerősség nagyobb lesz, de a zárófeszültség értéke nem változik.

Ezután alkalmazzunk egy másik (pl. kék) színsűrűt. Ekkor a (C) grafikon adódik: a nagyobb frekvenciájú kék fényenél nagyobb lesz az  $U_z$  zárófeszültség értéke is. A zárófeszültség nagysága tehát függ a megvilágító fény frekvenciájától, de független annak erősségétől.

A zárófeszültség értékéből meghatározhatjuk a katódból kilépő elektronok maximális mozgási energiáját. A fékező elektromos mező (más néven ellen-ter) munkájára alkalmazzuk a munkatételt:

$$U_z \cdot e = \frac{1}{2} m_e \cdot v_{\max}^2,$$

ahol  $e$  az elektron töltésének nagysága,  $m_e$  pedig az elektron tömege.

A kísérletek alapján kapott grafikonok kiértékeléséből a fotoeffektusra az alábbi mennyiségi összefüggéseket állapíthatjuk meg:

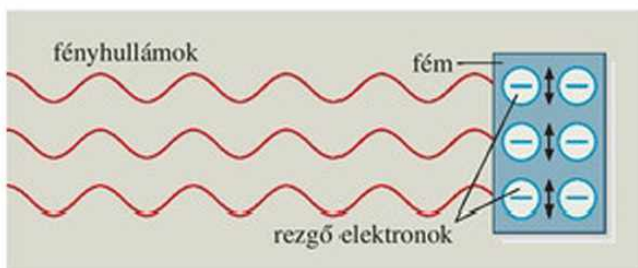
- A fotocella áramkörében mért fotoáram  $I$  áramerősségének maximális értéke annál nagyobb, minél nagyobb a megvilágító fény erőssége. Vagyis **erősebb megvilágításnál több elektron lép ki a fotokatódból.**
- A zárófeszültség csak a megvilágító fény frekvenciájától függ. Nagyobb  $f$  frekvenciájú fényenél nagyobb lesz a fotoáram  $U_z$  zárófeszültsége is. A feszültségérték – állandó frekvencia mellett – független a megvilágítás erősségétől. Tehát a **kilépő elektronok maximális mozgási energiáját csak a fény frekvenciája befolyásolja. Nagyobb frekvenciájú fény nagyobb mozgási energiával lép ki elektronokat a katódból.**

Kísérletekkel igazolhatók még az alábbi tulajdonságok:

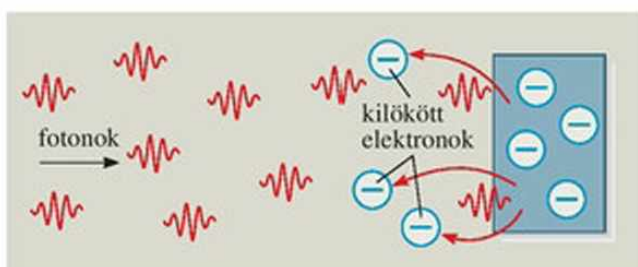
- A fotoeffektus nem jön létre, ha a fény frekvenciája kisebb egy – a fotokatód anyagára jellemző – **határfrekvenciánál:  $f < f_h$ .**
- A fényelektromos hatás mindig **pillanatszerűen következik be.** Nincs szükség várakozási időre ahhoz, hogy az elektronok a fényből összegyűjtsék a kilépéshez szükséges energiát. Erre utal, hogy a fotocellák árama a megvilágítást követően azonnal megjelenik.

A tapasztalt mennyiségi összefüggések ellentmondanak a hullámmodellek.

- Nagyobb fényerősség a hullámmodellek szerint nagyobb rezgési amplitúdót jelent, amelyhez nagyobb rezgési energia is tartozik. Így a hullámmodellek alapján azt várnánk, hogy az erősebb fény nagyobb sebességgel „tép ki” az elektronokat a fémből. A kísérletek viszont nem ezt mutatták.
- Ugyancsak nem magyarázható a hullámmodellekkel, hogy miért létezik egy határfrekvencia, amelynél kisebb frekvenciájú fényenél még erős megvilágítás esetén sem lépnek ki elektronok a fémből.
- A számítások szerint az elektromágneses mezőben rezgő elektronoknak, mint kis atomi antennáknak, akár napokig kellene „gyűjtögetni” az energiát ahhoz, hogy a fémből ki tudjanak lépni. Az elektronok kilépése viszont – még gyenge megvilágítás esetén is – azonnal (a mérések szerint kevesebb mint 1 ns alatt) megindul.



103.1. A fotoeffektus értelmezése a hullámmodellek alapján



103.2. A fotoeffektus értelmezése a fotonmodell alapján

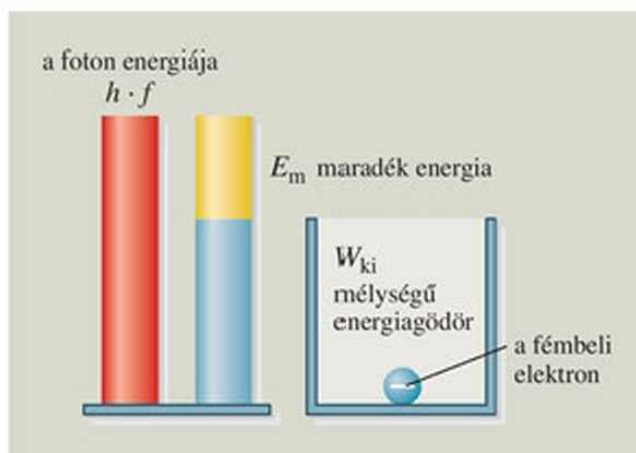
A fény hullámmodellje\* és a kísérleti eredmények közötti ellentmondást Albert Einstein oldotta meg 1905-ben. A fotoeffektusra Planck kvantumhipotézisét alkalmazta. Einstein feltételezte, hogy a fény  $\varepsilon = h \cdot f$  energiájú kvantumokból, azaz **fotonokból**\* áll. A fotoeffektusra a következő energiaegyenletet írta fel:

$$h \cdot f = W_{\text{ki}} + \frac{1}{2} m \cdot v_{\text{max}}^2$$

A **fényelektromos egyenlet**\* szerint a fénysebességgel haladó  $h \cdot f$  energiájú fotonok teljes energiájukat átadják az elektronoknak. Azok a fotonenergia egy részét  $W_{\text{ki}}$  kilépési munkára\* fordítják, a fennmaradó rész pedig mozgási energia formájában marad meg.

A **fotonmodell alkalmazva a fényelektromos jelenség ellentmondásai megszűnnek.**

- Természetessé válik, hogy ha állandó frekvencia mellett növeljük a megvilágítás erősségét, a több beérkező foton több elektront „lök ki” a fémből. Így nő a maximális áramerősség. A fotonok energiája azonban nem változik meg, így a kilépő elektronok mozgási energiája is ugyanaz marad. Ezért változatlan a zárófeszültség értéke.
- Ugyancsak érthető lesz, hogy a fotoeffektus létrejöttéhez szükség van egy minimális  $f_h$  határ-



104.1. A fotoeffektus energiamérlege. Mikor léphet ki a fémből az elektron?

frekvenciájú fényre. Hiszen csak olyan foton képes kiléptetni a fémből elektront, amelynek energiája nagyobb a kilépési munkánál:  $h \cdot f > W_{\text{ki}}$ .

- A fotoeffektus pillanatszerűsége pedig azzal magyarázható, hogy az elektronoknak nem kell az elektromágneses mezőből „összegyűjteni” a kilépéshez szükséges energiát, mivel a fotonok azt egy adagban szállítják.

Einstein **fotonhipotézise**\* később számos megerősítést nyert, a fotonelmélet a modern fizika egyik fundamentumává vált. Einstein a fényelektromos jelenség értelmezéséért elnyerte az 1921. évi fizikai Nobel-díjat.



## MEGJEGYZÉSEK

1. A fotocellát nemcsak kísérleti célokra alkalmazzák, hanem arra is alkalmas, hogy fény hatására meginduló fotoárammal áramköröket vezéreljenek elektromágneses vagy tranzisztoros relék segítségével. A gyakorlatban gyakran használnak fotocellát biztonsági-védelmi berendezések működtetésénél, ajtók, kapuk „önműködő” nyitásához, zárásához. Ezeknél a technikai berendezéseknél kihasználjuk a fotoeffektus bekövetkezésének pillanatszerűségét.
2. Félvezetők belsejében is lehet fényvel szabad elektronokat létrehozni (ezt nevezzük *belső fotoeffektusnak*). Mivel ezzel jelentősen meg lehet változtatni a vezetőképességüket, a félvezető eszközök is alkalmazhatók arra, hogy elektromos áramköröket fényjelek segítségével vezéreljünk. Ezen az elven működnek a **fotoellenállások** és a **photodiódák**.



## GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. A fotoeffektusra jellemző alábbi mennyiségek közül melyek függenek csak a megvilágító fény hullámhosszától, melyek csak a fotokatód anyagától, és melyek mindkettőtől: zárófeszültség, kilépési munka, határfrekvencia, foton energiája?



## FELADATOK

1. Egy fotocella katódját 10 mW teljesítményű 450 nm hullámhosszúságú lézertífennel világítjuk meg. A katódból minden ötödik foton vált ki elektront. A kilépési munka 0,42 eV. Számítsuk ki a fotoáram–feszültség grafikon jellemző paramétereit (zárófeszültség, maximális áramerősség)!

## MEGOLDÁS:

a) Először számítsuk ki a lézertífenn fotonjainak energiáját:

$$E_f = h \cdot \frac{c}{\lambda} = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot \frac{3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{4,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}} = 4,42 \cdot 10^{-19} \text{ J}.$$

A fotoeffektus egyenletéből a kilépő elektronok maximális mozgási energiáját meghatározhatjuk:

$$\frac{1}{2} m \cdot v_{\text{max}}^2 = E_f - W_{\text{ki}} = 0,22 \cdot 10^{-19} \text{ J}.$$

A zárófeszültség értékét a munkatétel képletéből kapjuk meg:

$$U_z \cdot e = \frac{1}{2} m \cdot v_{\text{max}}^2 \Rightarrow U_z = \frac{\frac{1}{2} m \cdot v_{\text{max}}^2}{e} = \frac{0,22 \cdot 10^{-19} \text{ J}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}} = 0,1375 \text{ V}.$$

b) A katódra másodpercenként érkező fotonok számát megkapjuk, ha a teljesítményt elosztjuk a fotonok energiájával:

$$n_f = \frac{P}{h \cdot f} = \frac{10^{-2} \text{ W}}{4,42 \cdot 10^{-19} \text{ J}} = 2,26 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{s}}.$$

A másodpercenként kilépő elektronok száma:

$$n_e = \frac{n_f}{5} = 4,52 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{s}}.$$

A maximális áramerősség pedig:

$$I_{\text{max}} = n_e \cdot e = 4,52 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{s}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} = 7,23 \cdot 10^{-4} \text{ A}.$$

2. Egy félvezető lézerceruza 650 nm hullámhosszú vörös fényt bocsát ki 1 mW teljesítménnyel.
- Mennyi egy kibocsátott fénykvantum energiája?
  - Hány kvantum lép ki a ceruzából másodpercenként?
3. Mekkora lesz az alumíniumból kilépő elektronok maximális mozgási energiája, ha a fémet 250 nm hullámhosszúságú ultraibolya sugarakkal világítjuk meg? A fém kilépési munkája 0,68 eV.
4. Egy fotocella katódjának megvilágítására 400 nm hullámhosszúságú kék fényt használunk. Ekkor a fotoáramot 0,46 V feszültségű ellentérrel tudjuk megszüntetni. Mekkora a fotokatód anyagának kilépési munkája? Milyen anyagból készülhetett a katód? (Használjuk a függvénytáblázatban található kilépési munkákat megadó táblázatot!)
5. Mekkora az előző feladatban szereplő fotocella katódjának határhullámhossza? Milyen hullámhossztartományban működik a fotocella?
6. Egy cink katódú fotocellát ultraibolya fénnel világítottunk meg. A fotocella zárófeszültsége 1,5 V. Mekkora a fény hullámhossza, ha a cink kilépési munkája 0,7 eV? Működik-e a fotocella látható fénnel történő megvilágítás esetén?



## 1.3. A foton részecsketulajdonságai

Einstein a fényelektromos jelenség értelmezésekor eredetileg a foton **energiaadagnak** tekintette.

Később a modern fizika elméletileg és kísérletileg is igazolta, hogy a fény is az anyag egyik megjelenési formája. Így a foton olyan **fényrészecskének** tekinthetjük, amely vákuumbeli **fénysebességgel** mozog, és meghatározott **energiával, tömeggel és lendülettel** rendelkezik.

A foton energiája:

$$\varepsilon = h \cdot f,$$

így az Einstein-féle

$$\varepsilon = m \cdot c^2$$

tömeg–energia ekvivalencia egyenlet alapján a fotonhoz is rendelhető tömeg.

A foton tömege a fenti két összefüggésből:

$$m_{\text{foton}} = \frac{h \cdot f}{c^2}.$$

A foton lendületét (impulzusát) úgy kaphatjuk meg, ha az  $I = m \cdot v$  képletet alkalmazzuk  $v = c$  helyettesítéssel. Így nyerjük az

$$I = \frac{h \cdot f}{c} \quad \text{vagy} \quad I = \frac{h}{\lambda}$$

összefüggéseket. Ezekből kiolvasható, hogy annál nagyobb a foton lendülete, minél nagyobb a fény frekvenciája, vagyis minél kisebb a hullámhossza.

Ha egy fekete felület a ráeső fényt elnyeli, akkor a fotonelmélet szerint ezt úgy értelmezhetjük, hogy a fotonok a lappal rugalmatlanul ütköztek, így arra nyomóerőt fejtenek ki, akárcsak az esőcseppek az esernyőre. Ha a felület egy tükör, akkor a fotonok visszapattannak a fényes felületről, a lendületváltozásuk és a felületre kifejtett nyomóerő így kétszeresére nő. Ezt a kísérletileg is igazolható jelenséget nevezzük **fénynyomásnak**.

A múlt században 1901-ben **Pjotr Lebegyev** (1866–1912) orosz fizikusnak sikerült először kísérletileg kimutatni a fénynyomást. Amikor periodikus fényimpulzusokkal világított meg torziós ingára erősített tükört, az inga kitért.

A számítások szerint a napsugárzás fénynyomása a Földünk felszínén rendkívül kicsi: kb.  $10^{-5}$  Pa nagyságrendű, ez kevesebb, mint a légnyomás 1 milliárdod része.

A fénynyomás a Nap és a csillagok belsejében már olyan számottevő lehet, hogy képes ellensúlyozni a csillagok gravitációs összehúzóerőjét.



106.1. Az üstökös csóvját a napsugárzás nyomása téríti el

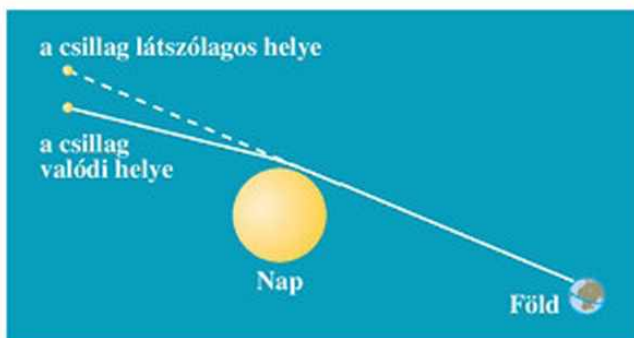
A világűrben, ahol a gáznyomás elhanyagolható, a Nap közelében elhaladó üstökös apró por- és gázrészecskékből álló csóvjának elhajlását a napsugárzás nyomása okozza.

### A FOTON ÉS A GRAVITÁCIÓS KÖLCSÖNHATÁS

Az általános tömegvonzás szerint a gravitációs kölcsönhatás bármely két, tömeggel rendelkező test között működik. Így a gravitációs vonzás fellép az égitestek gravitációs mezője és a tömeggel bíró fotonok között is. A kölcsönhatás különböző megnyilvánulási formáit kísérletileg is észlelték.

Napfogyatkozásakor megfigyelték, hogy a Nap irányába eső csillagok nem ott látszanak, ahol a csillagászati számítások szerint lenniük kellene. Ez azzal magyarázható, hogy a csillagok fénye a Nap közelében elhajlik.

Nagy tömegű csillagok hozzánk érkező fényénél hullámhossz-növekedést észleltek. Ez azzal értelmezhető, hogy a csillag igen erős gravitációs mezőjét elhagyó fotonok energiát veszítenek. Így frekvenciájuk csökken, hullámhosszuk megnő. A kísérletileg megfigyelt hullámhossz-eltolódást **gravitációs vöröseltolódásnak\*** nevezzük.



106.2. A fény elhajlása a Nap közelében. Mikor hajlik el jobban a fénysugár?

Vannak olyan csillagszerű képződmények, amelyek tömege a naptömeg sokszorososa, mérete pedig csak pár száz méter vagy néhány kilométer lehet. Ezek felszínén olyan erős a gravitációs vonzás, hogy az égitestet még a fénysebességgel kiinduló fotonok sem tudják elhagyni. Az ilyen égitesteket fekete lyukaknak\* nevezzük. Ma már kísérletileg igazolt tény, hogy ilyen objektumok léteznek az univerzumban. Ezekről a csillagászati részben még lesz szó.

## A FÉNY KETTŐS TERMÉSZETÉRŐL

A fényjelenségek és az azokra vonatkozó törvényszerűségek egy része (például az interferencia és a polarizáció) csak a fény hullámmodellje alapján értelmezhető. Más jelenségek

és törvényszerűségeik viszont csak a részecskemodell\* segítségével írhatók le. Ide sorolható a fotoeffektus. Ugyanakkor vannak olyan jelenségek is, amelyek értelmezésére mindkét modell alkalmas. Ilyen például a fény nyomása\*.

Általánosan megállapítható, hogy a fény terjedésével kapcsolatos jelenségeknél a fény hullámtermészete, atomos anyaggal való kölcsönhatásakor pedig a részecskejellege jut érvényre.

A pontos kísérletek igazolták, hogy a fény interferenciája akkor is létrejön, ha a kísérleti berendezésben egyidejűleg csak egy foton tartózkodik. Ezért a fény kettős természete mellett a fotonról mint kettős természetű részecskéről\* is beszélhetünk.



## MEGJEGYZÉSEK

1. A fény részecsketermészetének bizonyítéka az is, hogy az ún. **fotokémiai hatás** során bizonyos kémiai reakciók csak egy adott frekvencia feletti fény hatására jönnek létre.

A fényképezésnél képrögzítésre használt ezüst-bromid molekula például akkor bomlik fel ezüstre és brómra, ha megfelelően nagy frekvenciájú fény éri. Ekkor a foton energiája nagyobb a molekula felbomlásához szükséges  $E_D$  disszociációs energiánál ( $h \cdot f > E_D$ ), és a kivált ezüst hatására a fényérzékeny fotopapír megfeketedik. Ha viszont az  $f$  frekvencia nem elég nagy, akkor a reakció nem jön létre. Ezért használnak a fotolaborokban vörös színű fényt munka közben.

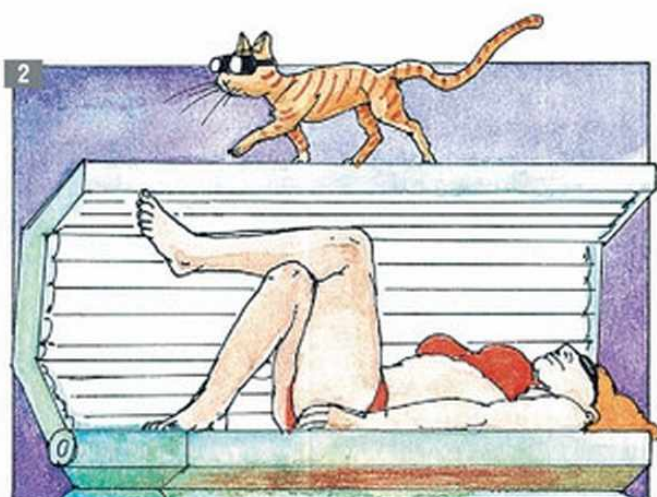


107.1. Fényképek előhívása vörös fényben

2. Fotokémiai jelenséggel magyarázható bőrünk barnulása is. A bőr felső rétegében a napfény ultraibolya sugarainak fotonjai hatására indul meg a barnulást okozó kémiai reakció. A kisebb frekvenciájú látható vagy infravörös fény fotonjainak energiája ehhez nem elég.
3. Az ultraibolya sugárzás, a röntgensugárzás és a radioaktív gamma-sugárzás az élőlényekre veszélyes. Az élő sejtekben a nagy energiájú fotonok kémiai reakciókat, molekulabomlásokat okozhatnak. Ezek a sejtek működésében vagy örökítő anyagában változásokat idézhetnek elő. Így az igen rövid hullámhosszú elektromágneses sugárzások ezen károsító hatásai is a fény részecsketermészetét bizonyítják.
4. A fotonok részecskejellegét egyértelműen igazolta **Arthur Compton** (1892–1962) amerikai fizikus 1923-ban röntgensugarakkal végzett kísérlete. Compton a grafitrétegen szóródó röntgensugarak hullámhossz-növekedését észlelte. A jelenséget a fotonok és a grafitban lévő szabad elektronok – mint rugalmas golyók – ütközésével értelmezte. (Comptont munkásságáért 1927-ben Nobel-díjjal tüntették ki.)

## GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Vajon miért nem szerepel a táblázatokban a foton tömegének számszerű adata?
2. Mindennapos tapasztalat, hogy infralámpáknál melegedni lehet, de nem lehet barnulni. A kvarclámpáknál viszont barnulhatunk, de kevésbé melegszünk. Hogyan értelmezhetjük a jelenséget a fotonelmélet segítségével?
3. Ha figyelembe vesszük, hogy a fotonok is részt vesznek a gravitációs kölcsönhatásban, akkor igaz-e az a kijelentés, hogy a fénysugár vákuumban mindig egyenes vonalban halad?



## FELADATOK

1. Másodpercenként mekkora tömegű fény érkezik a Földünkre a napsugárzás által? (A Földre érkező napsugárzás teljesítménye  $1350 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ , a Föld sugara 6370 km.)

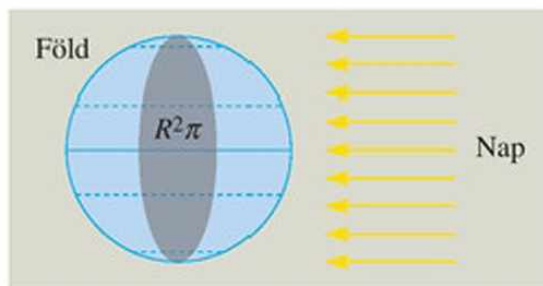
### MEGOLDÁS:

A Földre érkező sugárzási energia másodpercenként:

$$E_{\text{sug.}} = 1350 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \cdot (6,37 \cdot 10^6 \text{ m})^2 \cdot \pi = 1,72 \cdot 10^{17} \frac{\text{J}}{\text{s}}$$

Az energiának megfelelő másodpercenkénti tömeg pedig

$$m_{\text{sug.}} = \frac{E_{\text{sug.}}}{c^2} = \frac{1,72 \cdot 10^{17} \frac{\text{J}}{\text{s}}}{9 \cdot 10^{16} \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}} = 1,91 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$$



2. Számítsuk ki, mekkora lehet a látható fény fotonjainak a lendülete! (A látható tartomány 400–800 nm.)
3. Mekkora sebességű elektron lendülete egyezik meg a 663 nm hullámhosszúságú vörös színű fény fotonjainak lendületével?
4. Mekkora energiájú gamma-foton tömege egyezik meg az elektron  $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$  nyugalmi tömegével? Mekkora a foton hullámhossza?
5. A Nap teljes sugárzásának teljesítménye  $3,8 \cdot 10^{26} \text{ W}$ . Percenként mennyivel csökken a Nap tömege a sugárzása miatt? (Használjuk az  $E = m \cdot c^2$  összefüggést!)

## 1.4. Az elektron hullámtermészete

### AZ ELEKTRON RÉSZECSEJELLEMZŐI

**Joseph John Thomson** (1856–1940) angol fizikus 1897-ben a katódsugárzásról azt igazolta, hogy negatív elektromos töltésű, a hidrogénatomnál kb. 2000-szer kisebb tömegű részecskékből áll. A felfedezett részecskét elektronnak nevezte el. Az elektron felfedezéséért és tulajdonságainak tanulmányozásáért Thomson 1906-ban Nobel-díjat kapott.

A katódsugárzás elektromos és mágneses térben való eltérése alapján az elektronnál az alábbi részecskejellemzőket állapították meg:

Az elektron tömege:  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$  kg.

Az elektron töltése  $e^- = -1,6 \cdot 10^{-19}$  C.

Az  $e$  az elemi töltésadag: minden atomi részecske töltése ennek a töltésadagnak az egész számú többszöröse.

Valójában Thomson az elektron tömegének és töltésének hányadosát mérte meg. Az elemi töltés nagyságát Millikan 1911-ben elvégzett mérései alapján határozták meg.

Az elektronok pályája láthatóvá is tehető az ún. fonálsugárcsőben, ahol az elektronok egy légritkított, gömb alakú kisülési csőben külső mágneses mező hatására körpálya mentén mozognak. A pályát a gerjesztett gázatomok fénye jelöli ki.

Mindezek után kézenfekvő volt az a nézet, hogy az elektron parányi, negatív töltésű, könnyű, pontszerű részecske, ellentétben a kettős tulajdonságot mutató fotonnal, amely az anyaggal való kölcsönhatás során részecskeként, terjedéskor pedig hullámként viselkedik. A foton részecske- és hullámjellemzőinek kapcsolatát a 109.1. táblázat foglalja össze.

RÉSZECSEJELLEMZŐK	KAPCSOLAT	HULLÁMJELLEMZŐK
$E$ energiaadag	$E = h \cdot f$	$f$ frekvencia
$I$ impulzus	$I = \frac{h}{\lambda}$	$\lambda$ hullámhossz

109.1. A foton részecske- és hullámjellemzői

### DE BROGLIE HIPOTÉZISE

**Louis de Broglie** (1892–1986) francia fizikus 1924-ben felállította az **anyag hullám hipotézist**. Elgondolása szerint **minden mikrorészecske, így az elektron is mutathat hullám- és részecske tulajdonságot.**

De Broglie feltevése szerint az  $E$  energiával és  $I$  impulzussal rendelkező részecskéhez rendelt anyag hullám frekvenciája és hullámhossza az alábbi, ún. **de Broglie-összefüggésekből**\*\* határozható meg:

$$E = h \cdot f \quad \text{és} \quad I = \frac{h}{\lambda}$$

### AZ ELEKTRON HULLÁMTERMÉSZETÉNEK KÍSÉRLETI BIZONYÍTÉKA

1927-ben **C. Davisson** (1881–1958) és **L. Germer** (1896–1968) amerikai kutatók véletlenül bukkantak rá az elektronnyalábok hullámszerű viselkedésére.

Kísérletükben a nikkelt kristály felületéről csak bizonyos (interferenciának megfelelő) beesési szög esetén verődtek vissza az elektronnyalábok.

1928-ban **G. P. Thomson** (1892–1975) a megtervezett kísérletében a mikrokristályokon áthaladó elektronnyalábok a fényérzékeny lemezen vagy fluoreszkáló ernyőn koncentrikus interferenciagyűrűket hoztak létre.

Az **elektron hullámtermészetét igazoló interferencia-kísérletek** megvalósításáért G. P. Thomson és C. Davisson **1937-ben** megosztott Nobel-díjat kaptak.

G. P. Thomson J. J. Thomson fia volt. Érdekes, hogy míg az apa az elektron és annak részecske tulajdonságainak felfedezéséért, a fiú az elektron hullámtulajdonságainak igazolásáért kapott Nobel-díjat.

A G. P. Thomson kísérleti összeállításához hasonló elrendezésű elektrondiffrakciós készülékkel\*\* könnyen bemutatható a katódsugárcsőben haladó elektronnyaláb elhajlása (diffrakciója) a nyaláb útjába helyezett grafitkristályra.

Az **elektrondiffrakciós készülékkel** kísérletileg igazolhatjuk az elektron lendülete és hullámhossza között fennálló de Broglie-összefüggést.

A katódsugárcsőben felgyorsított elektronok az apró, rendezetlen kristályszemcsékből álló grafitrétegen minden irányban elhajlanak. Így az interferencia koncentrikus kör alakú erősítési helyeket eredményez.

Az erősítés  $\alpha$  irányára – ugyanúgy, mint az optikai rácsnál – az alábbi összefüggés érvényes:

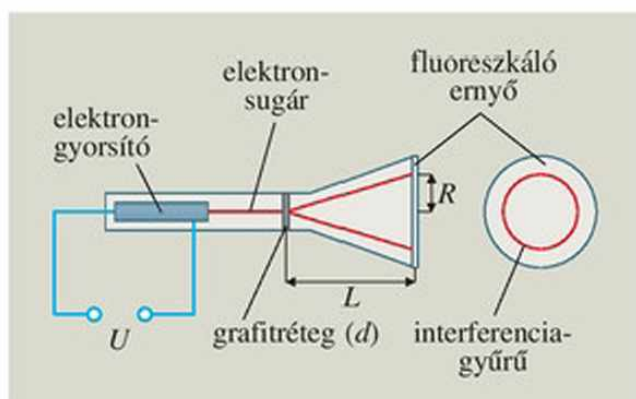
$$\sin \alpha = \frac{k \cdot \lambda}{d} \quad (k = 0, 1, 2, \dots),$$

ahol  $\lambda$  az elektronok hullámhossza,  $d$  a grafitrács rácsállandója.

Az erősítési irányra teljesül még:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{R}{L},$$

ahol  $R$  az elhajlási kör sugara,  $L$  pedig a rács-erőnyő távolság. A készülék leírásában megadott  $d$  és  $L$  értékek, valamint a mért  $R$  sugár felhasználásával a két összefüggésből meghatározható  $\lambda$  értéke.



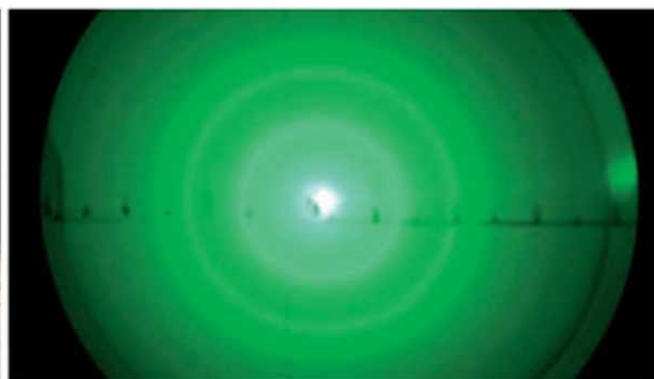
110.1. Az elektron diffrakciós készülék elvi összeállítása

A munkatétel az elektron gyorsítására:

$$e \cdot U = \frac{1}{2} m_e \cdot v^2.$$

A mérhető gyorsítófeszültségből, az elektron  $e^-$  töltéséből és  $m_e$  tömegéből az elektron  $v$  sebessége és  $I = m_e \cdot v$  lendülete is kiszámítható. Így

ellenőrizhetjük a  $\lambda = \frac{h}{m \cdot v}$  összefüggés teljesülését.



110.2. Elektron diffrakciós készülék. *Hogyan változik az interferenciakép, ha a feszültséget növeljük?*

## M MEGJEGYZÉSEK

1. Louis de Broglie *anyag hullámoknak* nevezte az elektronhoz és más atomi részecskékhez rendelt hullámot, mert abban az időben igazi anyagnak csak a kémiai anyagot és azok részecskéit tekintették. Ma viszont a fényt és a kölcsönhatásokat közvetítő fizikai mezőket is beleértjük az anyag általánosabb fogalmába.
2. A fotonok mérhető elektromágneses hullámaival ellentétben az elektron és más nyugalmi tömeggel rendelkező atomi részecskék de Broglie-féle anyag hullámai műszerekkel nem mérhetők. Ezek a hullámok nem azonosíthatók a részecskékkel, inkább matematikai eszköznek tekinthetők, mellyel jól leírható a mikrorészecskék mozgása. A mondottakat támasztja alá az is, hogy a de Broglie-hullám  $v_f = \lambda \cdot f = \frac{E}{I} = \frac{1}{2} v$  fázis sebessége nem egyezik meg a részecske  $v$  sebességével. Vagyis a fázis sebességnek nincs fizikai realitása.

## OLVASMÁNY

### Az elektron hullámtulajdonságainak gyakorlati alkalmazásairól

A fénymikroszkóp felbontóképessége  $10^{-7}$  m. Szabad szemmel viszont legfeljebb kb. 0,1 mm távolságban lévő pontokat tudunk megkülönböztetni, azaz a szem felbontóképessége  $10^{-4}$  m. Így a fénymikroszkóppal elérhető nagyítás csak néhány ezerszeres lehet. Ha növelni akarjuk a mikroszkóp nagyítását, akkor rövidebb hullámhosszúságú: ultraibolya vagy röntgenfényt kellene alkalmazni. Az optikai lencsék azonban nem alkalmasak az ilyen hullámhossztartományba eső fénysugarakkal történő leképezésre. Az elektromos és mágneses mezők pedig nem térítik el ezeket a sugarakat.

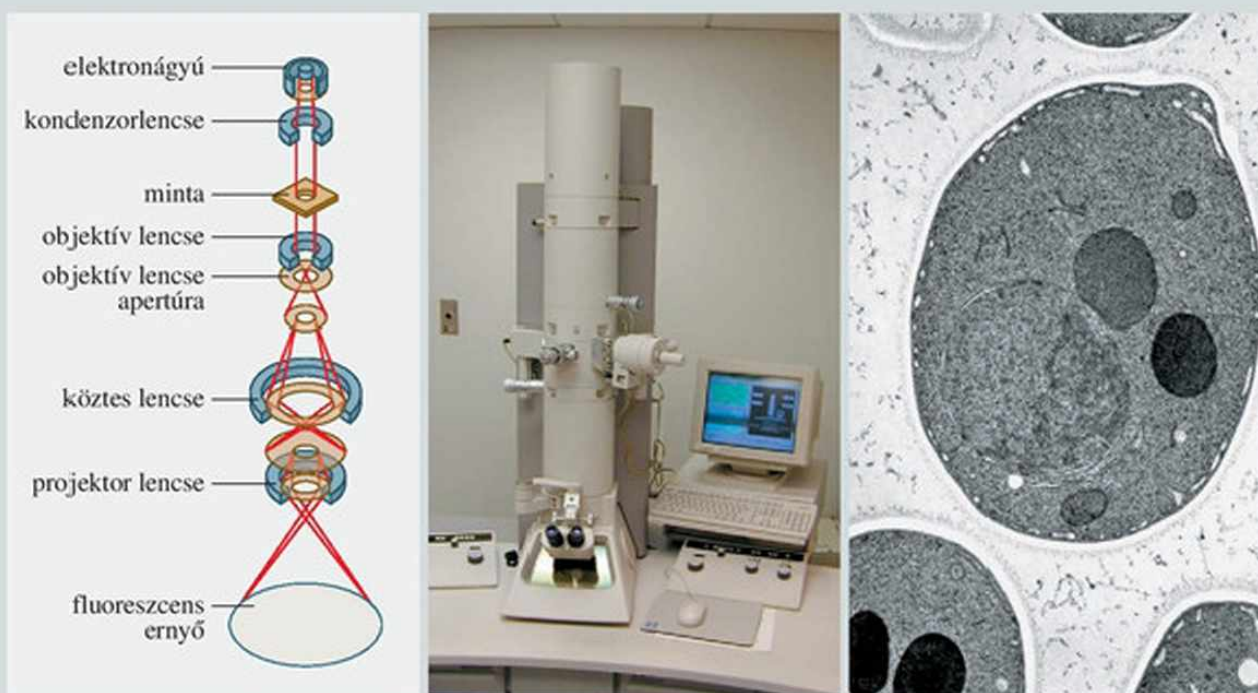
Így – miután az elektronokról kiderült, hogy hullámtermészettel rendelkeznek, és kellően nagy feszültségnél a hullámhosszuk akár pikométer ( $10^{-12}$  m) is lehet – az 1930-as években megszületett az elektronnyalábbal működő mikroszkóp ötlete, az **elektronmikroszkóp**.

Ebben a tárgy leképezésére a fénynyaláb helyett 10–100 kV gyorsítófeszültség alkalmazásával előállított elektronsugarakat alkalmaznak, a leképező rendszer pedig inhomogén elektromos vagy mágneses mezőkből (elektromos és mágneses lencséből) áll. Ebben a leképező rendszerben ugyan az elektronnyaláb klasszikus részecskeáramként térül el, de az igen vékony preparátumon mint tárgyon áthaladva érvényre jut az elektron hullámtermészete. Így a felbontóképesség nanométer nagyságrendű, a nagyítás pedig több százezerszeres is lehet. Az elektronmikroszkóp-felvételeken atomok kontúrjai, szabályos kristályrácsszerkezet körvonalai is megfigyelhetők.

Az elektronmikroszkóp olyan gyakorlati eszköz, amelynek működésében szerepet játszik az elektronnak mind a részecske-, mind pedig a hullámjellege.

Az elektron hullámtermészetét nemcsak az elektronmikroszkópban, hanem az elektronokkal történő integrált áramköri elemek készítésénél, az ún. elektronlitográfiánál is alkalmazzák, amellyel a mikroelektronikában igen lényeges miniaturizálást lehet fokozni.

Amint azt az atommodelleknél majd láthatjuk, az elektron hullámtermészetének széles körű alkalmazása valójában az atomfizikában valósul meg. Az elektron hullámtermészetén alapuló kvantummechanikai atommodellt használták fel a szilárdtestek és félvezetők sávmélettének kidolgozásánál is, amellyel megteremtették a mikroelektronika és a lézertechnika fizikai alapjait.



111.1. Az elektronmikroszkóp és felépítésének vázlata, és elektronmikroszkópos felvétel fényképe


 OLVASMÁNY

**A mikrorészecskék mozgásának leírásáról**

De Broglie hipotézise nyomán nemcsak az elektron kettős természetét sikerült kísérletileg igazolni. Más mikrorészecskék, így protonokból, neutronokból és könnyebb atomokból, molekulákból ( $\text{He}$ ,  $\text{H}_2$ ) álló sugárnyalábok kristályrácsokon való interferenciáját is kimutatták.

Mai ismereteink szerint a részecske-hullám kettősség a mikrovilág általános jellemzője. Makroszkopikus világunkban egészen más, ha a Balatonon egy csónak halad át, mint ha egy hullám. El kell fogadnunk azonban, hogy a mikrovilág képződményei nem egyszerűen kicsinyített másai a makrovilágbeli testeknek. Ha mégis az emberi léptékű világhoz akarjuk hasonlítani őket, akkor bizonyos esetekben a csónakra, máskor a vízhullámokra emlékeztető viselkedést tapasztalunk.

Képzeljünk el olyan értelmes lényeket, akik mindig csak síkidomokkal találkoztak (kör, téglalap, trapéz stb.). Egyszer lehetőségük adódik, hogy körhengerről készítsenek felvételeket. Ugyanazt a hengert előlről téglalaplannak, felülről körnek látják. Joggal gondolhatják, hogy ez lehetetlen...

A mikrorészecskéről alkotott szemléletes kép helyett fontosabb volt ezek mozgástörvényeinek matematikai megfogalmazása és a gyakorlatban való alkalmazása.

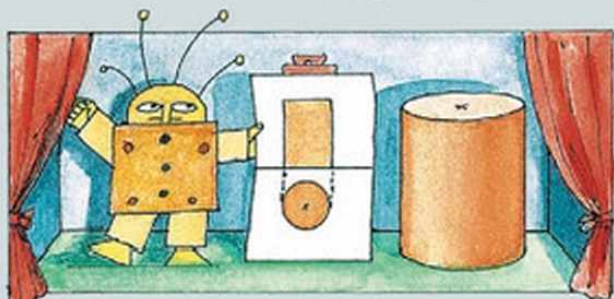
Az 1925–27 közötti években az elméleti fizikusok – de Broglie hipotézisére alapozva – a mikrorészecskék mechanikai mozgásának leírására új elméletet alkottak meg, amelyet **kvantummechanikának** vagy **hullámmechanikának** szokás nevezni. Az elmélet kidolgozásának két vezéralakja *E. Schrödinger* és *W. Heisenberg* volt.

**Erwin Schrödinger** (1887–1961) osztrák fizikus a részecskék hullámtermészetét vette alapul. Felhasználta a de Broglie-összefüggéseket, és a hullámokra vonatkozó hullámegyenletről levezette az anyaghullámok mozgását leíró – róla elnevezett – **Schrödinger-egyenletet**. Az így kidolgozott mechanikát **hullámmechanikának** nevezték el. Úttörő munkát végzett az elemi biológiai folyamatok kvantummechanikai értelmezése terén is. A hullámmechanika megalkotásáért 1933-ban Nobel-díjban részesült.

**Werner Heisenberg** (1901–1976) német fizikus a fizikai mennyiségek kvantumossággal jellegű leíró olyan matematikai eszközöket keresett, melyek segítségével eljutott az állapotfüggvény használatához. Ezzel számot tudott adni a részecske mozgásállapotáról, a részecskét az adott állapotban jellemző valamennyi fizikai mennyiség pontos vagy várható értékéről. Az általa kidolgozott elméletet **kvantummechanikának** nevezte el. Ő dolgozta ki az úgynevezett *Heisenberg-féle határozatlansági relációt* is. Eszerint a részecskék helye és sebessége nem határozható meg egyidejűleg tetszőleges pontossággal. (Ez a meglepő eredmény szintén teljesen ellentmond a pontszerű testek mozgását leíró newtoni mechanikának.) Heisenberg jelentős munkásságot fejtett ki a kvantummechanika helyes fizikai és filozófiai értelmezése terén is. 1932-ben Nobel-díjjal jutalmazták.

Később kiderült, hogy – bár eltérő formalizmussal és más-más oldalról írták le a kettős természetű mikrovilágot – elméleteik egyenértékűek voltak, és ugyanarra a végkövetkeztetésekre vezettek. Elmélete alapján Schrödinger is eljutott a **fizikai mennyiségek kvantumosságához**, Heisenberg elméletéből pedig a **részecskék hullámtermészete** következett.

A kvantummechanika matematikai megalapozásában döntő szerepe volt **Neumann János** (1903–1957) világhírű magyar származású matematikusnak, a számítógép feltalálójának is.



112.1. A modell soha nem tökéletes mása a valóságnak



112.2. Erwin Schrödinger és Werner Heisenberg



## GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Vajon miért nem lehet az elektronok hullámtulajdonságát egyszerű optikai ráccsal kimutatni (ahol a rácsállandó értéke mikron nagyságrendű)?
2. Ha technikailag sikerülne a látható fény tartományába eső de Broglie-hullámhosszú elektronhullámokat előállítani, akkor vajon látnánk-e ezekkel az elektronokkal?



## FELADATOK

1. Vegyünk egy 0,1 mg tömegű porszemekből álló mozgó részecskenyalábot.
  - a) Mekkora sebességgel kellene mozognia a nyalábban a részecskéknek, hogy a 0,1 mm széleségű réshez érve hullámelhajlást észlelhessünk? Végrehajtható lenne-e ez a kísérlet?
  - b) Ha a részecskék  $1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  sebességgel mozognának a nyalábban, akkor mekkora méretű résen tapasztalnánk hullámelhajlást? Készíthetünk-e ilyen részt?

## MEGOLDÁS:

- a) Az elhajlás észleléséhez a de Broglie-hullámhossz nagyságának a rés méretének nagyságrendjébe kell esnie. Legyen  $\lambda = 0,1 \text{ mm} = 10^{-4} \text{ m}$ . Így a szükséges sebességet a de Broglie-összefüggésből számíthatjuk:

$$m \cdot v = \frac{h}{\lambda}, \text{ ebből}$$

$$v = \frac{h}{m \cdot \lambda} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Js}}{10^{-4} \text{ kg} \cdot 10^{-4} \text{ m}} = 6,63 \cdot 10^{-26} \frac{\text{m}}{\text{s}}.$$

Ez rendkívül kicsiny sebesség, a részecskék gyakorlatilag állnak. Ha ekkora sebességgel mozognának is a részecskék, akkor sem tudnánk megfigyelni az elhajlást, mivel rendkívül hosszú ideig tartana a porszemek résen való áthaladása. (1 cm-es utat  $1,5 \cdot 10^{23} \text{ s} \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ év}$  alatt tennének meg.)

- b) A megadott sebességhez a hullámhossznak megfelelő ( $d \approx \lambda$ )  $d$  résszélességet szintén a de Broglie-összefüggésből nyerjük:

$$d \approx \lambda = \frac{h}{m \cdot v} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Js}}{10^{-4} \text{ kg} \cdot 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}} = 6,63 \cdot 10^{-30} \text{ m}.$$

Ilyen kis méretű részt nem lehet készíteni. Mint később látni fogjuk, az atommagon belüli méretek is  $10^{-15} \text{ m}$  nagyságrendűek.

A feladat tanulsága: A porszemek nagy tömege ( $10^{-4} - 10^{-5} \text{ kg}$ ) miatt nem lehet olyan kísérletet tervezni, amellyel a hullámtulajdonság kimutatható lenne. A mérhető hullámtulajdonság csak a mikrorészecskék sajátja, és a rendkívül kis tömegükből ( $10^{-27} - 10^{-30} \text{ kg}$ ) adódik.

2. Az elektronmikroszkópban a vizsgált tárgy leképezését a hullámtermészetű elektronok végzik. Mekkora az elektronok hullámhossza, ha az alkalmazott gyorsítófeszültség 100 kV?



## 2. Az atommodellek

### 2.1. Emlékeztető

A 10. osztályos tankönyvben a molekuláris hőelmélet tárgyalásakor sikeresen használtuk fel a gáztörvények értelmezésére az **atomhipotézist**. Eszerint a gázok – állandó rendezetlen, ún. hőmozgást végző – parányi atomi részecskékből (atomokból, molekulákból vagy azok keverékéből) tevődnek össze. Ott és akkor csak a részecskék számára és átlagos mozgási energiájára voltunk kíváncsiak, azok mérete és belső szerkezete számunkra érdektelen volt. Az atomi részecskéket kiterjedés nélküli, pontszerű, merev golyóknak tekintettük. Ezt akár az első atommodellnek (ún. **golyómodellnek**) is tekinthetjük.

#### AZ ATOMOK TÖMEGE, MÉRETE

A további vizsgálódásunk tárgyai az atomok lesznek. Megvizsgáljuk, milyen a belső szerkezetük, milyen még egyszerűbb, ún. elemi (tovább nem bontható) részecskékből állnak. Ezek hogyan helyezkednek el az atomon belül? Milyen kölcsönhatások lépnek fel közöttük? Van-e különbség atom és atom között? Az atomok sajátos tulajdonsága hogyan befolyásolja az azokból felépülő makroszkopikus anyag tapintható és megmérhető fizikai tulajdonságait? E kérdések foglalkoztatták a korabeli (XX. század eleji) fizikusokat is. Ezek vezettek el a fizika újabb ágának, az **atomfizikának** a megszületéséhez és múlt századi diadalmenetéhez.

Nézzük meg, hogy az eddigi ismereteink alapján mit mondhatunk az atomokról! Mekkora a tömegük és milyen méretűek?

Az atomok tömegének nagysága könnyen meghatározható az Avogadro-állandó ismeretében. Csupán az  $M$  moláris tömeget kell elosztanunk az  $N_A$  értékkel, így megkapjuk az atom vagy molekula tömegét gramm egységben:

$$m_{\text{részecske}} = \frac{M \left( \frac{\text{g}}{\text{mol}} \right)}{N_A \left( \frac{1}{\text{mol}} \right)}$$

Az elemi hidrogén moláris tömege a legkisebb (jó kerekítéssel  $1 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$ ). Így a legkisebb tömegű részecske a hidrogénatom, melynek tömege:

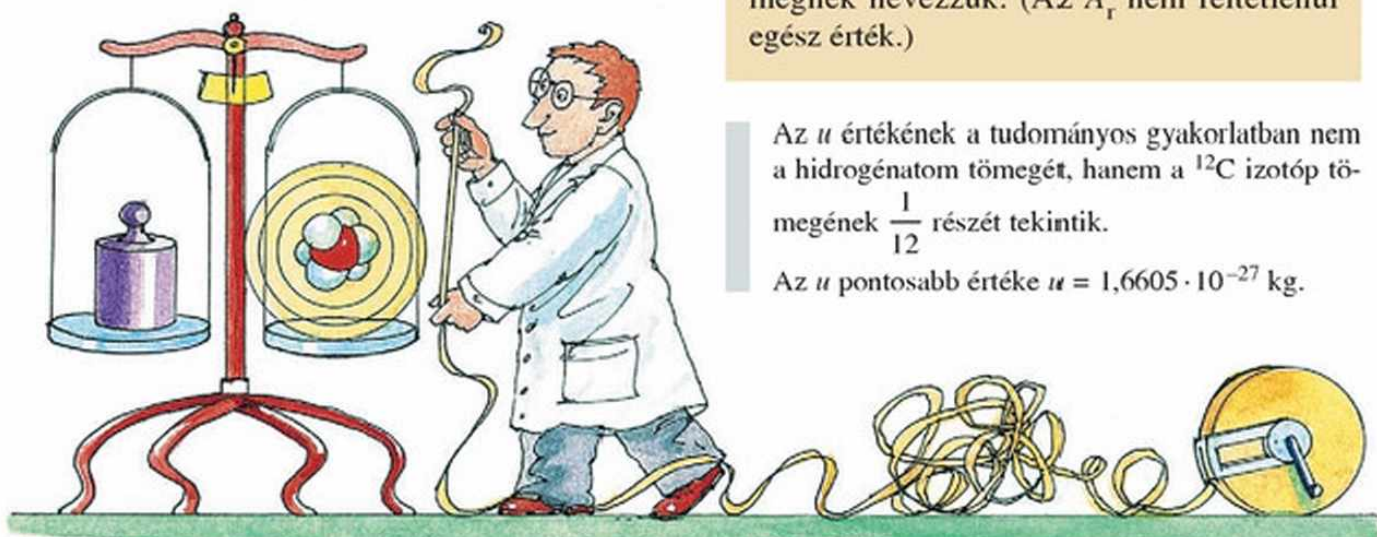
$$m_{\text{hidrogénatom}} = \frac{1 \frac{\text{g}}{\text{mol}}}{6 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}}} = 1,67 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

A hidrogénatom tömegértékét atomi tömegegységnek tekintjük, és  $u$ -val jelöljük. (A unit angol szó, jelentése: egység.)

Így az atomok tömege  $m = A_r \cdot u$  alakban írható fel. Az  $A_r$  viszonyszámot relatív atomtömegnek nevezzük. (Az  $A_r$  nem feltétlenül egész érték.)

Az  $u$  értékének a tudományos gyakorlatban nem a hidrogénatom tömegét, hanem a  $^{12}\text{C}$  izotóp tömegének  $\frac{1}{12}$  részét tekintik.

Az  $u$  pontosabb értéke  $u = 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ .



114.1. Az atomok tömege és mérete speciális módszerekkel határozható meg

Hogyan becsülhetjük meg az atomok nagyságát? Tekintsünk erre egy konkrét példát!

Gondolatban vegyünk egy  $1 \text{ cm}^3$  térfogatú, aranyból készült kockát! (Ismert az arany  $19,6 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  sűrűsége és  $197 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$  moláris tömege.)

A kockában lévő aranyatomok számát könnyen megkaphatjuk, hiszen az arany anyagmenyisége közelítően  $0,1 \text{ mol}$ , így az atomok száma

$$N \approx \frac{6 \cdot 10^{23}}{10} = 6 \cdot 10^{22}.$$

Mivel a szilárd halmazállapotú arany kristályszerkezetű, ezért az aranyatomok a kockán belül sorokban és rétegekben helyezkednek el.

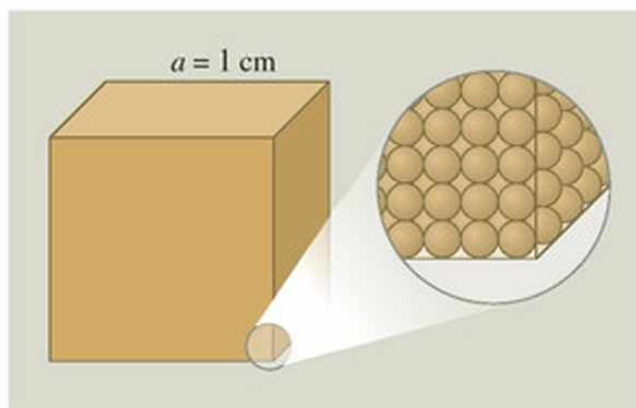
Az atomok  $d$  átmérőjének nagyságát jól becsülhetjük, ha ismerjük az élek mentén elhelyezkedő atomok  $x$  számát. A kockában lévő atomok  $N$  számát felírhatjuk  $x \cdot x \cdot x = x^3 = N$  alakban. Ebből

$$x = \sqrt[3]{6 \cdot 10^{22}} \approx 4 \cdot 10^7.$$

Az atomok átmérője pedig

$$d \approx \frac{1 \text{ cm}}{4 \cdot 10^7} = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm} = 2,5 \cdot 10^{-10} \text{ m}.$$

A  $10^{-10} \text{ m} = 0,1 \text{ nm}$  az atomi méretek ismert nagyságrendje. Korábban, az SI-egység bevezetése előtt az atomfizikában ez az egység volt használatos, melyet külön névvel is illették:  $10^{-10} \text{ m} = 1 \text{ \AA}$  (Ångström svéd fizikus tiszteletére).



115.1. Kockába „rendezett”  $N$  számú atom. Hány atom fér el egy él mentén?

Az atomi mikrovilág lineáris méretei  $10^{-10} \text{ m}$ , tömegei pedig  $10^{-27} \text{ kg}$  nagyságrendűek.

Nem meglepő, hogy ezek az óriási nagyságrendbeli különbségek (a méreteknél kb. 10, a tömegeknél pedig 25–26) a mikrovilágban lejátszódó fizikai jelenségek és törvényszerűségek terén számunkra – makroméretű lények számára – oly sok meglepő, érthetetlen furcsaságot mutatnak.

Érdekes egybeesés, hogy az ember és az atomok tömegének aránya közel megegyezik a Nap és az ember tömegének arányával. (Számoljunk utána!) A testünkben található sejtek száma pedig közel annyi, mint amennyi atomot tartalmaz egy átlagos sejt.

## f FELADATOK

1. Becsüljük meg, milyen hosszú aranyfonalat kapnánk, ha az  $1 \text{ cm}^3$  aranykockában lévő aranyatomokat szorosan egymás mellé helyeznénk!
2. A budapesti Szent István-bazilika felújításánál  $5 \text{ kg}$  tömegű aranyat használtak fel a felületek be-aranyozására. Elvileg mekkora az a legnagyobb felület, amelyet ezzel az arany mennyiséggel be lehet vonni?
3. Becsüljük meg, hogy hány mólnyi homokszemcse található a  $7,8 \text{ millió km}^2$  területű Szahara  $10 \text{ méter}$  vastag homokrétegében! (A homokszemcsék átmérőjét vehetjük  $0,5 \text{ mm}$ -nek.)
4. Becsüljük meg mérés alapján a molekulák méretét, és ezáltal az atomok nagyságrendjét! Készítsünk  $0,05$  térfogatszázalékos benzines vagy alkoholos olajsavoldatot! Egy széles üvegtálba öntsünk vizet, erre szórjunk finom kénport, majd cseppentsünk pipettával a közepére egy csepp elkészített oldatot! Az oldat jól körülhatárolt, molekuláris vastagságú, kör alakú folttá terül szét. A benzin vagy alkohol gyorsan elpárolog. Az egy cseppben lévő olajsav térfogatából és a kör területéből következtessünk az olajréteg vastagságára! (Célszerű megszámlálni, hogy  $1 \text{ cm}^3$ -ből hány csepp képződik.)

## 2.2. Klasszikus atommodellek

A látható fény hullámhossza ( $\sim 10^{-7}$  m) az atomi méreteknek ( $\sim 10^{-10}$  m) több ezerszerese. Ezért – ahogy arról már a fénymikroszkópnál szó volt – látható fényel semmiképpen nem készíthetünk az atomokról fényképet. (Mint ahogy több száz méteres rádióhullámokkal sem tudnánk finom részleteket tartalmazó képet készíteni egy embercsoportról.)

Mi tehát a teendő? Rövidíteni kell a képalkotó sugárnyaláb hullámhosszát! Ezt valósítják meg az elektronmikroszkópnál, ahol akár 100 kV-os feszültséget is alkalmaznak az elektronnyaláb gyorsítására. Így a *de Broglie-képletnek* megfelelően kellően rövid hullámhosszú, atomi részletek letapogatására jobban alkalmas „eszköz” nyernek.

Ha az elektronmikroszkóppal az atomok belső részleteit is fel szeretnénk táni, akkor a letapogató sugárnyaláb hullámhosszát az atomi méretek körülbelül 100-ad részére ( $10^{-12}$  m-re) kell csökkenteni. Az ehhez szükséges gyorsítófeszültség akár az 1 millió voltot is elérheti. (Számoljunk utána!)

Az ekkora energiájú elektronnyaláb viszont tönkretenné a vizsgálat tárgyát: az atomot vagy az atomcsoportosulást, a kristályrácsot. Ezért a – mikrovilág kettős természetéből fakadó – fizikai törvényszerűség miatt az atomok belsejét fizikai lehetetlenség lefényképezni.

A fizikusok az atomok belső szerkezetének és törvényszerűségeinek feltárására **atommodelleket**\* alkotnak.

A modellek a valóság (itt az atom) leegyszerűsített másai, nem pedig annak miniatürizált, kicsinyített vagy nagyított képei. A mindennapi életben is folyton modellezünk játék és munka közben (matchbox, repülőgépmo­dell, divatmodell stb.). Itt mindig el tudjuk különíteni a valóságot a modelltől, hiszen mindkettőt láthatjuk „saját szemünkkel”. Az atomok modellezésénél viszont az a baj, hogy csak a modellt látjuk, a valóságot – az atomokat – soha. Ezért vagyunk hajlamosak a modellt a valósággal azonosítani.

A klasszikus fizikán – vagyis a newtoni mechanikán és a Maxwell-féle elektromágneses elméleten – alapuló kezdeti modelleket klasszikus atommodelleknek nevezzük. Ide sorolható a **Thomson-modell**\* és a **Rutherford-féle atommodell**\*.

### A THOMSON-FÉLE ATOMMODELL

Az első atommodellt **Joseph John Thomson** (1856–1940) angol fizikus – az elektron felfedezője – alkotta meg 1902-ben.

Thomson katódsugarakkal végzett kísérletei azt bizonyították, hogy a katódsugárcső katódjából – függetlenül annak anyagától – mindig ugyanolyan tulajdonságú részecskék (elektronok) lépnek ki. Így kézenfekvő volt feltenni, hogy az elektron mindenféle atomnak alkotórésze.

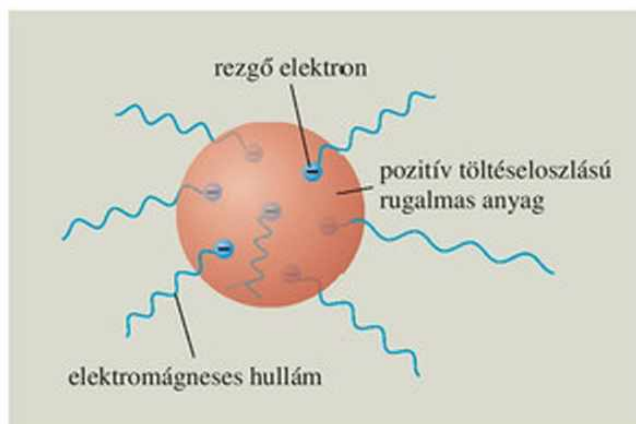
Mivel az atomok egésze elektromosan semleges, ezért a belső felépítésükben a negatív töltésű elektronokon kívül tartalmazniuk kell pozitív töltésű anyagot is. Thomson úgy képzelte, hogy az atomok tömör képződmények. Az atomok egyenletes pozitív töltéeloszlású (rugalmas természetű) anyagába vannak szétszórtan beágyazódva a negatív töltésű elektronok.

A modell mazsolás pudinghoz (vagy görögdinnyéhez) hasonlít, innen kapta a **puding-modell** vagy **görögdinnye-modell** elnevezést.

Thomson az atomok fénykibocsátását az elektronok rugalmas közegben létrejövő rezgésével értelmezte, de a vonalas színeképek keletkezését nem tudta megmagyarázni.

**Philipp Lenard** (1862–1947) a katódsugarakat vékony fémfólián keresztül kivezette a katódsugárcsőből. A katódsugarakat alkotó elektronok a fólián szinte eltérés nélkül jutottak át.

Lenard kísérletei szerint az elektronok vékony fémfóliákon könnyen áthatolnak. Az atomok tehát nem lehetnek tömör gömbök.



116.1. Thomson atommodellje: puding-modell

## RUTHERFORD SZÓRÁSI KÍSÉRLETE

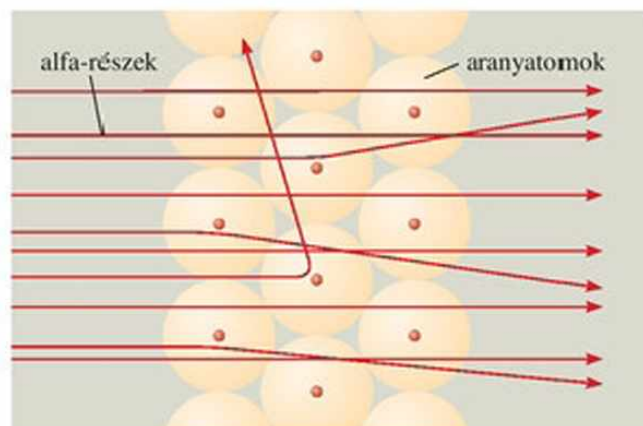
**Ernest Rutherford** (1871–1937) új-zélandi születésű angol fizikus az atomok belső szerkezetét tanulmányozta. E célból munkatársaival (Hans Geigerrel és Ernest Marsdennel) meglepő eredményre vezető kísérletsorozatot végzett el.

Rutherfordék azt vizsgálták, hogy a pozitív töltésű  $\alpha$ -részecskék ( $\text{He}^{2+}$  atommagok) hogyan haladnak át a vékony aranylemezen. Sugárforrásként radioaktív anyagot használtak. Az egész berendezést légritkított térbe helyezték, hogy az  $\alpha$ -részecskék mozgását a levegő molekulái ne akadályozzák. A részecskék becsapódását a lemeztől állandó távolságban elhelyezett, kör mentén mozgatható kis cink-szulfid lapon figyelték meg mikroszkóppal. A részecskebecsapódásokat a lapon apró fényfelvilanások jelezték. (117.2. ábra)

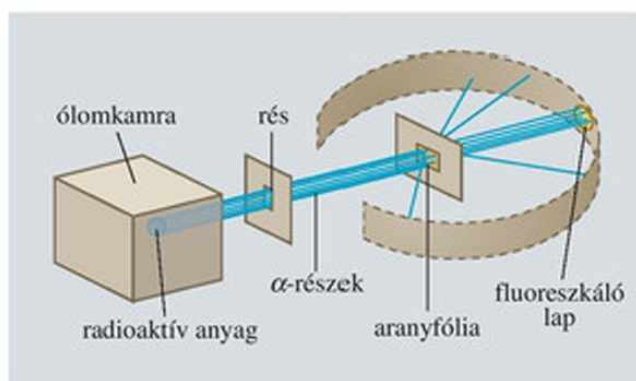
A kísérletek során azt tapasztalták, hogy a részecskék nagy hányada szinte eltérülés nélkül haladt át a fólián. Azonban – igen ritkán – megfigyeltek nagy szögben eltérülő részeket is.

A szórási kísérletek eredményét Rutherford új feltevéssel értelmezte. Feltételezte, hogy az  $\alpha$ -részecskék szóródását az atom közepén elhelyezkedő, pozitív elektromos töltésű, kis méretű atomi rész okozza. Ezt **atommagnak** nevezték el.

A kísérleteken alapuló pontos számítások szerint az atommag elektromos töltésére  $Q = Z \cdot e$  érték adódott. A  $Z$  egész szám az atom rendszámával\* egyezett meg. Az atommag tömegéről pedig kiderült, hogy az atom tömegének több mint 99,9%-át teszi ki. Az  $\alpha$ -részecskék visszaszóródási arányából arra lehetett következtetni, hogy az atommagok mérete  $10^{-15}$  m nagyságrendű (az atomi méreteknél mintegy százszázalékos része).



117.1. Mitől függ az  $\alpha$ -részecskék eltérülése?



117.2. Rutherford szórási kísérletének elvi vázlatja

## A RUTHERFORD-FÉLE ATOMMODELL

1911-ben Rutherford – a szórási kísérletek alapján – új atommodellt állított fel.

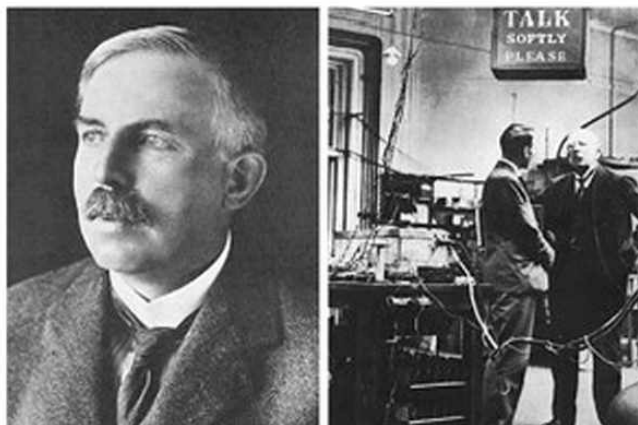
– A modell feltételezi, hogy a  $Q = Z \cdot e$  pozitív töltésű atommagot  $Z$  számú  $-e$  negatív töltésű elektron veszi körül. Így lesz az atom kifelé elektromosan semleges.

– Hogy az elektronok ne essenek a magba, a modell szerint az elektronok a mag körül, az elektromos Coulomb-erő hatására körpályákon keringenek.

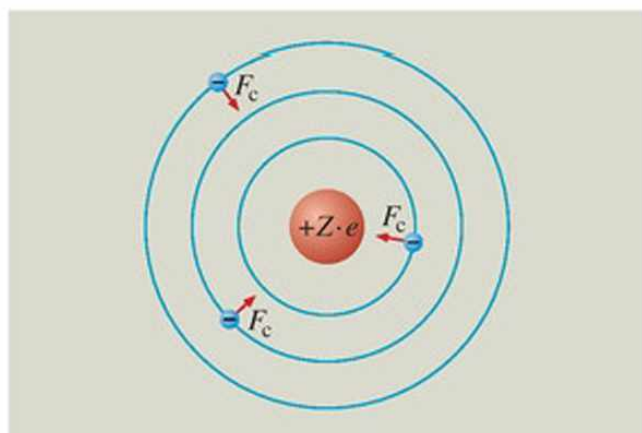
– Az így elképzelt atomi rendszer olyan, mint a Naprendszer\*, ahol a bolygók a gravitációs vonzás hatására a Nap körül keringenek. Ezért a modellt **Naprendszer-modellnek\*** is nevezik.

Rutherford atommodellje ugyan összhangban állt a szórási kísérletekkel, de ellentmondásokra is vezetett. A mag körül keringő negatív töltésű, gyorsuló elektronoknak ugyanis – mint parányi antennáknak – **folytonosan sugározniuk kellene.**

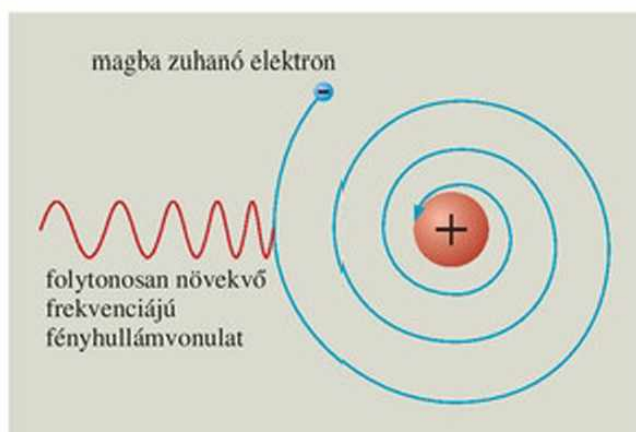
Az elektronok keringése energiavesztéssel járna. Ezért azok spirális pályán gyorsan a magba



117.3. Ernest Rutherford és a Cavendish Laboratórium



118.1. A Rutherford-féle atommodell:  $Z$  számú elektron kering a  $Z \cdot e$  töltésű mag körüli körpályákon. A centripetális erőt az elektromos Coulomb-erő szolgáltatja



118.2. A Rutherford-modell szerint a keringő elektron spirális pályán az atommagba zuhanna. *Eközben hogyan változna a keringési idő?*

zuhannának. Így a modell szerint minden atomi rendszer igen rövid idő alatt összeomlana egy folytonosan növekvő frekvenciájú fénycsillámlás kibocsátása kíséretében.

A Rutherford-féle atommodell nem tudta értelmezni a világunkban tapasztalt atomi állandóságot. Emiatt a modell további módosításra szorult.



## MEGJEGYZÉSEK

1. Rutherford szórás kísérletei és az annak alapján felállított modell ma is – közel 100 év elteltével – helytálló abban a tekintetben, hogy helyesen adja meg az atom belsejében a tömeg- és töltéeloszlást: a kisméretű atommagban koncentrálódik az atom tömegének túlnyomó része és a  $Z \cdot e$  pozitív elektromos töltés. Az atommagon kívüli részben, amelyet atomhéjnak vagy elektróhéjnak szokás nevezni, a negatív töltésű és kis tömegű elektronok helyezkednek el.
2. Rutherfordnak a szórás kísérletnél arra kellett törekednie, hogy a fólián áthaladó  $\alpha$ -részecskék mindegyike gyakorlatilag csak egy-egy atommag elektromos terében térüljön el. Ezért igen vékony, mikrométer nagyságrendű ( $10^{-6}$  m vastagságú) fóliát alkalmazott, amely néhány ezer atomrétegből állt (az atomok mérete  $10^{-10}$  m), így elérte, hogy a véletlenszerűen – a fólia síkjára merőlegesen – érkező  $\alpha$ -részecskék lényegében csak egy-egy atommag taszításának hatására térültek el. Így könnyű volt matematikailag leírni a szórás. A számítások a tapasztalattal jól egyező szórás képletet eredményeztek.



## GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Hogyan kellett volna a vékony aranylemezen a nagy sebességű  $\alpha$ -részecskék áthatolniuk a Thomson-modell szerint? (Vegyük figyelembe, hogy az  $\alpha$ -részecskék pozitív töltésűek, és kb. 8000-szer nagyobb tömegűek, mint az elektronok!)
2. Ha aranylemez helyett ugyanolyan vastagságú ezüstlemez használunk a szórás kísérletben, akkor melyik lemeznél következik be gyakrabban nagyszögű eltérülés? (Vegyük figyelembe, hogy az ezüst rendszáma 47, az aranyé pedig 79!)

## f FELADATOK

1. Becsüljük meg az aranyatommagok méretét, ha tudjuk, hogy az  $1\ \mu\text{m}$  vastagságú aranylemezről átlagosan minden hatvanezredik alfa-rész pattan vissza a szórási kísérlet során!

### MEGOLDÁS:

Vegyük a fóliát  $1\ \text{cm}^2$  területű négyzet alapú,  $1\ \mu\text{m}$  magasságú hasábnak. Korábban láttuk, hogy az  $1\ \text{cm}^3$ -es aranykockában  $6 \cdot 10^{22}$  db atom van. Ezért a fóliában található atommagok száma:

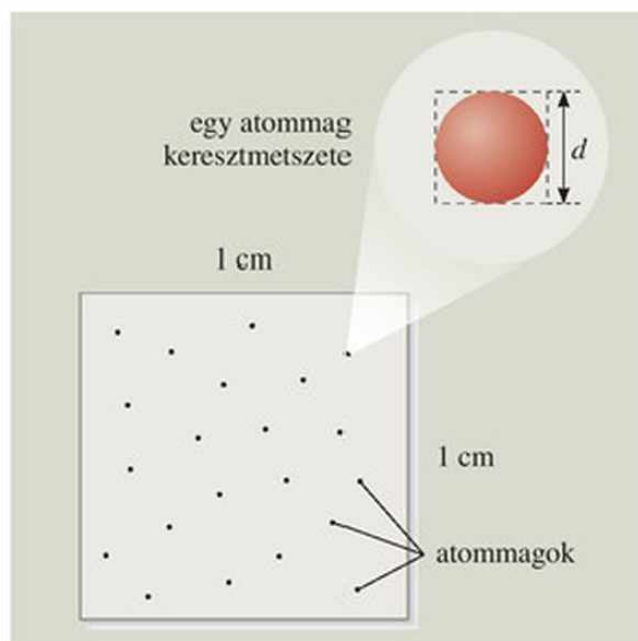
$$N_f = \frac{6 \cdot 10^{22}}{10000} = 6 \cdot 10^{18}$$

Amikor egy  $\alpha$ -részecske merőlegesen közeledik az  $1\ \text{cm}^2$  területű fólia felé, akkor az ábra szerinti „látvány tárul elé”. A visszaszóródási arányt az atommagok összkéretének és a fólia felületének arányával egyenlőnek vehetjük:

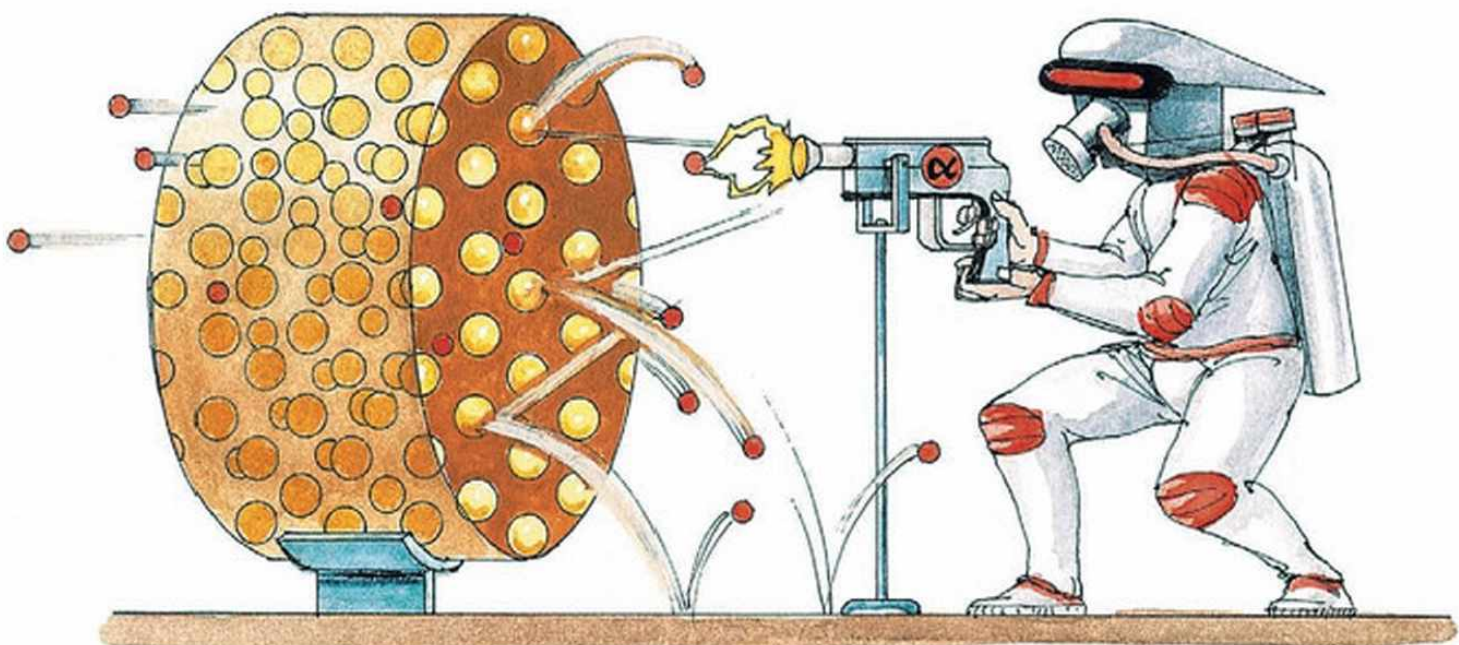
$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{1}{60000} = \frac{N_f \cdot d_{\text{mag}}^2}{1\ \text{cm}^2}$$

$$\text{Ebből a magok átmérője: } d = \sqrt{\frac{1\ \text{cm}^2}{6 \cdot 10^4 \cdot 6 \cdot 10^{18}}} = \frac{1}{6} \cdot 10^{-11}\ \text{cm} = 1,66 \cdot 10^{-14}\ \text{m}.$$

Ez az aranyatom átmérőjének kb. 15 000-ed része.



2. Milyen vastag aranylemezen szóródnának vissza teljesen az  $\alpha$ -részecskék?



## 2.3. Az atomok vonalas szinképe. Bohr atommodellje

A XIX. század végén a fizikusok légritkított, különféle gázzal töltött csövekben elektromos kisülésekkel létrehozott fényjelenségeket tanulmányozták. Vizsgálták a kisülések hatására világító gázok fényének szinképeit, amelyek vonalas szerkezetűnek mutatkoztak. A vonalak elrendeződése a gáz anyagára volt jellemző.

### A HIDROGÉNGÁZ SZINKÉPE

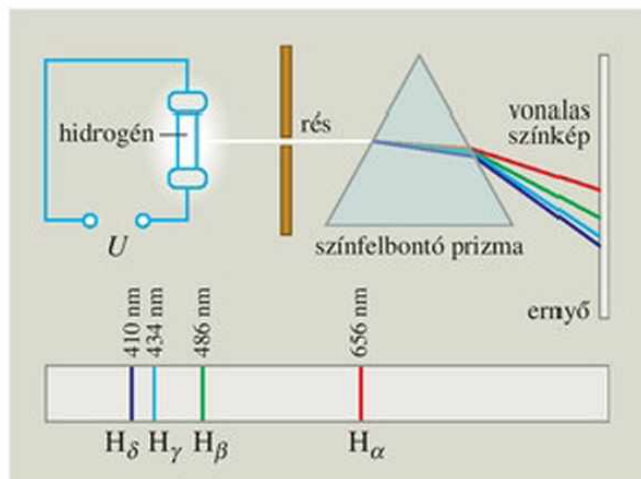
Állítsuk elő egy légritkított, hidrogéngázzal töltött kisülési csőben keletkező fény szinképét prizmaspektroszkóp segítségével. (120.1. ábra)

Az elektromos kisülések hatására létrejött atomos hidrogéngáz szinképe a látható tartományban négy éles vonalat tartalmaz.

A mérések szerint a vonalak hullámhossza rendre a következő:  $\lambda_1 = 656 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 486 \text{ nm}$ ,  $\lambda_3 = 434 \text{ nm}$ ,  $\lambda_4 = 410 \text{ nm}$ . Színük pedig: vörös, zöld, kék, ibolya.

A látszólag szabálytalanul változó hullámhosszértékek kiszámítására **Jakob Balmer** (1825–1898) svájci fizikatanár 1885-ben olyan matematikai formulát talált, melynek segítségével a négy látható színekvonal hullámhossza kiszámítható.

A későbbiekben a hidrogéngáz szinképében a távoli UV és az infravörös tartományban további más vonalakat is észleltek, amelyek szintén sorozatba rendezhetők.



120.1. Az atomos hidrogéngáz látható színekvonalainak előállítása

### BOHR-FÉLE ATOMMODELL\*

A Rutherford-féle atommodell hiányosságainak megszüntetésére, a hidrogénatomok szinképének értelmezésére Rutherford tanítványa, Niels Bohr (1885–1962) dán fizikus módosította mestere atommodelljét.

Bohr a Naprendszer-modellt elfogadta, de az alábbi alapfeltevésekkel (posztulátumokkal) egészítette ki:

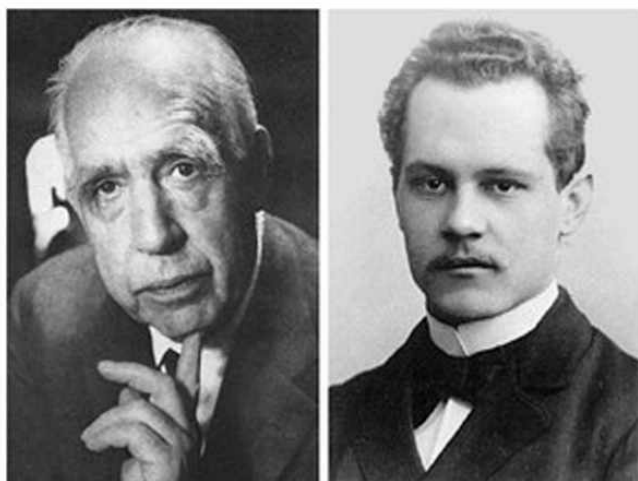
– Az atommag körül az elektronok csak meghatározott sugarú pályákon keringhetnek. A kiválasztott ún. **stacionárius** (állandósult) pályákon\* keringve az elektronok nem sugároznak.

– Az atomok fénykibocsátásakor, illetve fényelnyelésakor az elektronok az egyik pályáról a másikra kerülnek. Eközben az atomok egy fotont bocsátanak ki, illetve nyelnek el. A kibocsátott (vagy elnyelt) foton energiája megegyezik a pályák közötti energiakülönbséggel:

$$h \cdot f = E_m - E_n$$

Ezt az összefüggést **frekvenciafeltételnek** nevezzük.

Bohr a feltevései alapján teljes mértékben értelmezni tudta az egy elektront tartalmazó **hidrogénatom** és az egyszerű – egy elektront tartalmazó – ionok **vonalas szinképét**.



120.2. Niels Bohr a róla elnevezett atommodell megalkotója és Arnold Sommerfeld, a modell továbbfejlesztője

Bohr feltevéseiből levezethető, hogy a stacionárius pályák sugarai az alábbi összefüggés szerint választódnak ki:

$$r_n = r_1 \cdot n^2,$$

ahol  $n = 1, 2, 3, 4$ , és  $r_1$  a hidrogénatom legbelső Bohr-pályájának sugara, melynek értéke közelítőleg  $0,05 \text{ nm}$ . Az  $n$  egész számot **főkvantumszám**\* nevezzük.

A hidrogénatomban keringő elektron lehetséges energiaértékeire pedig az

$$E_n = \frac{E_1}{n^2}$$

összefüggést kapjuk, ahol  $E_1 = -2,18 \cdot 10^{-18} \text{ J} = -2,18 \text{ aJ}$  a legbelső pályán keringő elektron energiája.

- Ha az elektron a legbelső pályán kering, akkor a rendszer **alapállapotban**\* van.
- Ha külső pályára kerül az elektron, akkor **gerjesztett** atomról\* beszélünk.

Az elektronpályákhoz tartozó lehetséges kvantált energiaértékek az energiaképlet alapján kiszámolhatók. Az így nyert értékeket szemléletesen **energiaszinteknek**\* vagy **energianívóknak** nevezzük.

A hidrogénatom vonalas színeképeinek létrejötte az energiaszintek közötti elektronátmenetekkel értelmezhető. A  $h \cdot f = E_m - E_n$  frekvenciafeltétel felhasználásával a színeképvonalak frekvenciája kiszámítható.

A színeképvonalak sokaságát aszerint rendezhetjük ún. színeképsorozatokba, hogy a szóban forgó színeképvonal melyik kiszemelt energiaszintre történő elektronátmenet során keletkezett. Így, ha a gerjesztett állapotból a legalsó ( $n = 1$ ) energiaszintre

„ugranak vissza” az elektronok, akkor a Lyman-sorozat vonalait nyerjük. Ha viszont a magasabb ( $n = 2, 3, 4$ ) energiaszintek az elektronátmenetek fogadó szintjei, akkor a Balmer-, Paschen-, Brackett-sorozatokat kapjuk meg. (121.1. ábra)

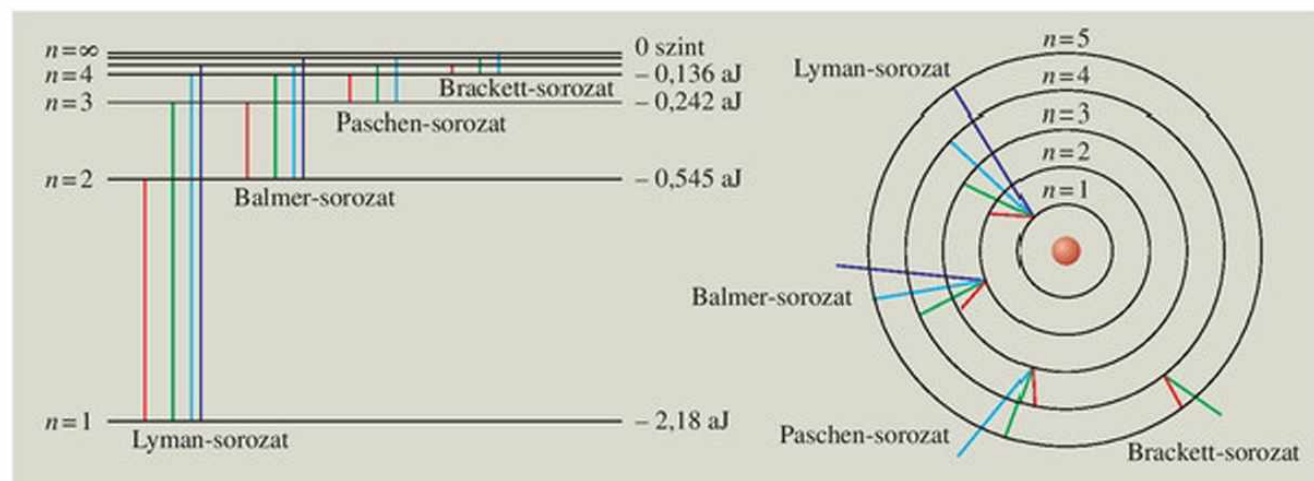
Az 1913-ban megalkotott Bohr-modell nagy előrelépést jelentett az atommodellek fejlődésében. Hiszen olyan alapvető problémát tudott kiküszöbölni, mint az atomok sugárzásos „összeomlása”. A modell alapján értelmezhetővé vált bizonyos egyszerű atomok vonalas színeképe is.

Modelljének megalkotásakor Bohr néhol gyökeresen szakított a klasszikus fizikai felfogással. Kvantált elektronpályákat vezetett be, alkalmazta a fotonelméletet. Mindezzel új atomelméletet teremtett meg, melyet **Bohr-elméletnek** nevezünk.

Az elmélet olyan megállapításai, mint az **atomok energiaszintjeinek létezése**, az energiaszintek közötti átmenetekre vonatkozó **frekvenciafeltétel**\*\*, teljes általánosságban kiállta a próbát, ezek a mai napig is helytállóak és használatosak a kísérleti és elméleti fizikában egyaránt.

Ugyanakkor számos atomfizikai jelenséget a kiegészítések és újabb kvantumszámok bevezetése ellenére sem sikerült a modell segítségével értelmezni.

- Így pl. a modell szerint az egyszerű hidrogénatomoknak lapos korongoknak kellene lenniük, holott azok a tapasztalat szerint gömbszimmetrikusak.
- Rejtély maradt, hogy a gázban állandóan ütköző atomok hogyan őrzik meg (vagy szerzik vissza) eredeti alakjukat és energiájukat. Vagyis az atomok miért mutatnak nagyfokú stabilitást az ütközéssel szemben.



121.1. A hidrogénatom vonalas színeképeinek értelmezése Bohr-moddal. Melyik sorozat vonalainak legnagyobb a frekvenciája?





## MEGJEGYZÉSEK

1. *Arnold Sommerfeld* (1868–1951) német fizikus az eredeti Bohr-modellt továbbfejlesztette. A lehetséges körpályákat **ellipszispályákkal** bővítette, ahol az ellipszispálya mindkét tengelye csak meghatározott értéket vehet fel. Így egy újabb kvantumszámot kapunk, amelyet ***l*-vel** jelölnek és **mellékkvantumszámnak\*** neveznek. Ezzel a kiegészítéssel sikerült a modell alapján értelmezni a periódusos rendszer első oszlopában lévő alkálifémek (Li, Na, K, ...) színképeit is.
2. A Bohr-modell további kiegészítései újabb kvantumszámok – ***m* mágneses kvantumszám**, s **spinkvantumszám** – bevezetésével jártak. A négy kvantumszám (***n, l, m, s***) egyértelműen meghatározza az atomon belül az elektronok ún. **kvantumállapotát**. Kémiai tanulmányainkból ismert, hogy a **Pauli-elv\*** alapján a négy kvantumszám segítségével értelmezhető a periódusos rendszer felépülése is.
3. A kiegészített Bohr-elmélet értelmezni tudta az igen rövid hullámhosszú (nagyon nagy frekvenciájú) röntgensugárzás keletkezését is. A sugárzás egyik része a röntgenkészülék anódjába becsapódó nagy energiájú elektronok fékezési sugárzásával keletkezik. A másik része pedig az anódot alkotó magas rendszámú atomok külső és belső elektronhéjai közötti elektronátmeneteivel jön létre, amikor az anódra csapódó elektronok az atomok belső elektronhéjairól egy-egy elektront kilöknek.



## GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Mivel indokolható, hogy a gáz színképvonalai a gáz anyagi minőségére jellemzők?
2. A tapasztalat szerint a gázok a rajtuk áthaladó folytonos színképű fényből elnyelik az olyan frekvenciájú fényt, melynek kibocsátására maguk is képesek. Magyarazzuk ezt meg a Bohr-modell alapján!
3. A Bohr-modell szerint megfelelően magas gerjesztettségi fok mellett a hidrogénatomok elektronpályái tetszőlegesen nagy sugarúak is lehetnek. Így pl.  $n = 1000$  esetén a pálya átmérője eléri a 0,1 mm értéket is, amelyet már egyszerű nagyítóval is megfigyelhetnénk. Mi lehet az oka, hogy kísérletileg nem sikerült ilyen nagyméretű atomokat észlelni?



## FELADATOK

1. Számítsuk ki a hidrogénatom által kibocsátott fénykvantum energiáját és hullámhosszát, ha az atom első gerjesztett állapotából ( $n = 2$ ) alapállapotba ( $n = 1$ ) kerül! (Használjuk fel az  $E_n = \frac{-2,18 \text{ aJ}}{n^2}$  összefüggést!)
2. Mutassuk meg, hogy ha a H-atom második gerjesztett állapotából ( $n = 3$ ) az első gerjesztett állapotba ( $n = 2$ ) kerül, akkor a kibocsátott fény hullámhossza éppen egyenlő a Balmer-sorozat első vonalának hullámhosszával ( $\lambda = 656 \text{ nm}$ )!
3. Hogyan keletkezhetnek a hidrogén színképének további látható vonalai? Ellenőrizzük számítással az állításunkat!
4. Ha lenne szobahőmérsékleten atomos hidrogéngáz, akkor elnyelné-e a látható fényt? (Valóságban csak hidrogénmolekulákból álló gáz van szobahőmérsékleten.) Vegyük figyelembe, hogy szobahőmérsékleten az atomok túlnyomó többsége alapállapotban van, ahol energiájuk  $-2,18 \text{ aJ}$ !

## 2.4. Az atomok hullámmmodellje

A Bohr-modell legfőbb hiányossága az volt, hogy nem vette figyelembe az atomi elektron hullámtermészetét. Ebből egyrészt elvi, másrészt a kísérleti tapasztalatokkal szembeni ellentmondások adódtak.

Az ellentmondásokat az **atomok hullámmmodellje**\*\* oldja fel. Az új modell jobb megértése érdekében először nézzünk egy egyszerűbb, egydimenziós elektron-állóhullám modellt.

### EGYENES SZAKASZRA BEZÁRT ELEKTRON ÁLLÓHULLÁM ÁLLAPOTAI

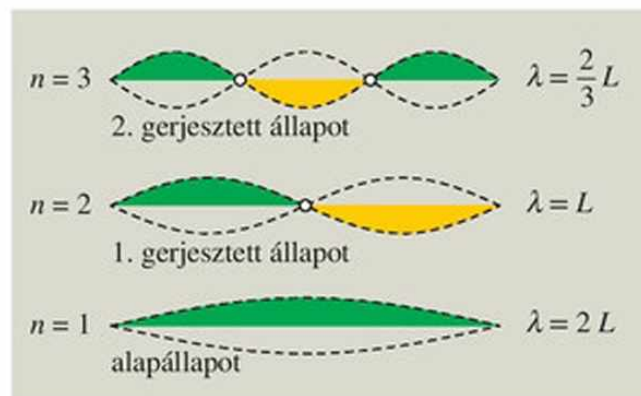
Tegyük fel, hogy az elektron egy  $L$  hosszúságú szakaszon belül ide-oda mozog állandó  $v$  sebességgel úgy, hogy a szakasz végeiről valamilyen erő hatására visszapattan. A természetben az elektron ilyen állapota valósul meg akkor, amikor láncszerű molekulákon belül szabadon mozoghat. A molekula végein az elektromos vonzóerők miatt az elektron nem léphet ki. Röviden ezt úgy fejezzük ki, hogy az elektron  $L$  hosszúságú (erőmentes) szakaszra van bezárva.

Milyen lesz a bezárt, hullámszerű elektron állapota? Kézenfekvő a feltevés, hogy az elektron de Broglie-hulláma – a mechanikai hullámokkal megegyezően – állóhullám állapotot valósít meg a szakasz mentén.

Ekkor a szakaszon csak olyan hullámhosszúságú állóhullámok alakulhatnak ki, melyek félhullámhosszának egész számú többszöröse a szakasz hossza. Lásd a két végén rögzített húr rezgéseit:

$$L = n \cdot \frac{\lambda}{2},$$

ahol  $n = 1, 2, 3, 4 \dots$  pozitív egész szám.



123.1.  $L$  hosszúságú szakaszra bezárt elektron állóhullámjai

Alkalmazzuk ezt az összefüggést a bezárt elektron de Broglie-hullámhosszára! Ekkor a  $\lambda = \frac{h}{m \cdot v}$  de Broglie-képletből a bezárt elektron lehetséges  $I = m \cdot v$  impulzusára az alábbi feltételt nyerjük:

$$I = \frac{h}{2L} \cdot n.$$

A lehetséges mozgási energiák pedig az  $E_m = \frac{1}{2} m \cdot v^2 = \frac{I^2}{2m}$  összefüggés alapján

$$E_m = \frac{h^2}{8m \cdot L^2} \cdot n^2.$$

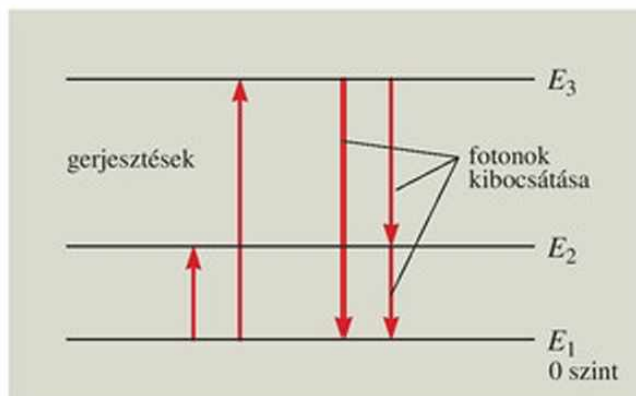
Szakaszra bezárt hullámszerű elektron állóhullám állapotaira az alábbi megállapítást tehetjük:

**A szakaszon állóhullámot kialakító elektron mozgási energiája nem vehet fel tetszőleges értéket. Az  $n$  pozitív egész számmal meghatározott energiaértékekhez energiaszintek rendelhetők. Az  $n = 1$  értékhez tartozó legkisebb energiájú állapot az alapállapot.**

A szakaszra bezárt alapállapotú elektron csak olyan energiájú fotonokat képes elnyelni, amelyek a rendszert gerjesztett állapotba emelik.

A gerjesztés után a rendszer rövid időn belül ismét alapállapotba jut, miközben a frekvenciafeltételnek megfelelő energiájú fotonot bocsát ki:

$$h \cdot f = E_m - E_n \quad (m > n).$$



123.2.  $L$  hosszúságú láncmolekulába zárt elektron gerjesztése és a molekula fotonkibocsátása

## AZ ATOMBA BEZÁRT ELEKTRON ÁLLAPOTAI

Az atomok hullámmodelljének megalkotásakor alapul vehetjük a hullámszerű elektron egydimenziós állóhullám állapotát.

Tekintsük a legegyszerűbb atomot, a hidrogénatomot. Itt a körülbelül 2000-szer nagyobb tömegű **pontszerűnek tekinthető pozitív töltésű proton\*** tartja maga körül fogva elektromos vonzásával a könnyű, **negatív töltésű hullámszerű elektront**. Ezt tekinthetjük **atomi bezárt-ságnak**.

Az erőmentes szakaszra bezárt elektron állapotaihoz hasonlóan most is azt várjuk, hogy **az elektron állapota** a mag körül kialakult de Broglie-féle **állóhullámokkal** legyen leírható.

Alapállapotban – a szakaszra bezárt elektronhoz hasonlóan – egy félhullám alakul ki a bezárási tartományban (amelynek most nincsenek olyan éles határai). (124.1. ábra)

Nézzük a hidrogénatomba zárt elektron alapállapotát, amelynél az elektron egy félhullámot alakít ki a mag körül.

Mint minden rendszer, az atomba zárt elektron is a legkisebb energiájú állapotát igyekszik felvenni (energiaminimum-elv).

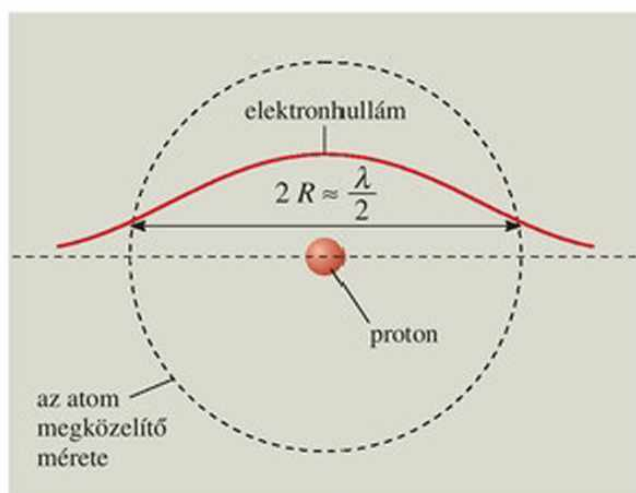
Az  $E_m = \frac{I^2}{2m}$  összefüggés szerint az elektron mozgási energiája annál kisebb lesz, minél kisebb az  $I$  impulzus. Az  $I = \frac{h}{\lambda}$  összefüggés szerint ez

akkor következik be, ha a hullámhossz nő. Ezért az elektron igyekszik minél hosszabb félhullámot kialakítani, vagyis a magtól eltávolodni.

Ugyanakkor a proton vonzása a mag felé húzza az elektront, ezáltal az elektromos potenciális energia csökkentésére törekszik. Ez a két ellentétes hatás olyan  $R$  atomi méretet eredményez, ahol a rendszer teljes energiája  $E_{\text{össz}} = E_{\text{pot}} + E_m$  a lehető legkisebb. **Ez lesz az atom stabilis egyensúlyi helyzete.**

Az atomokat érő külső hatások az atom méretét csökkenthetik (pl. külső nyomás) vagy növelhetik (pl. elektromos megosztás). Ekkor a hatás megszűnte után az atom ismét felveszi egyensúlyi méretét, és alapállapotba kerül.

Az atomi rendszer **stabil dinamikus egyensúlyi állapotot** valósít meg, amelyre az **energia-minimum** jellemző.



124.1. A hidrogénatom hullámmodellje alapállapotban. Mi tartja fogva az állóhullámot?

Az atomot olyan felfújt léggömbbel modellezhetjük, ahol az atommag vonzásának a léggömb rugalmas fala, a hullámszerűen mozgó elektronnak pedig a léggömbben összehúzó levegő felel meg. Ha a léggömböt összenyomjuk vagy méretét külső hatással növeljük, akkor a kényszer megszűnése után éppúgy visszanyeri egyensúlyi méretét, akárcsak az atom.

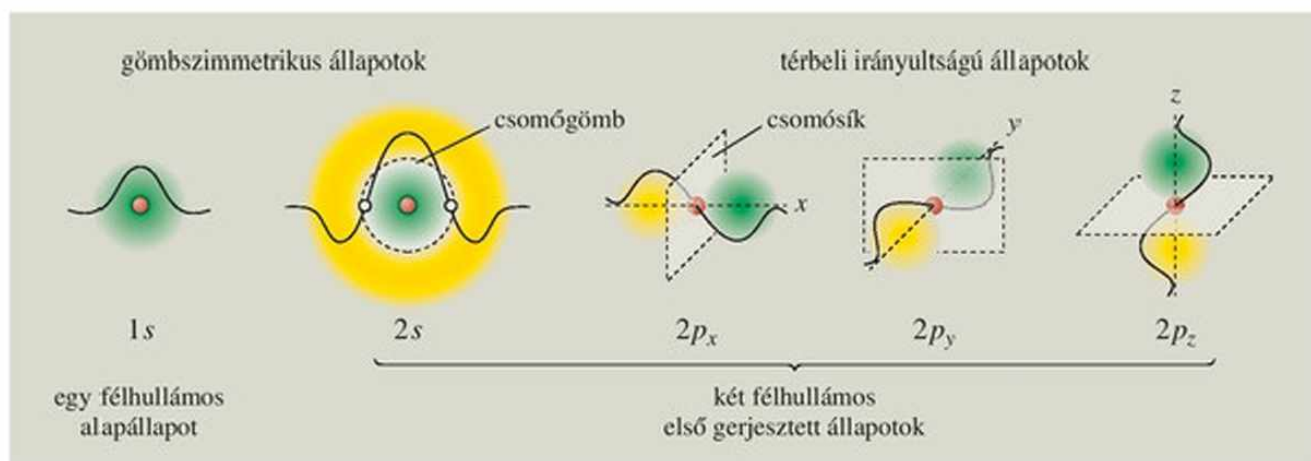
A dinamikus egyensúly alapján megbecsülhetjük az alapállapotú hidrogénatom méretének és energiájának nagyságát. Az itt nem részletezett becslések szerint a hidrogénatom méretére  $R \approx 0,5 \cdot 10^{-10} \text{ m}$  adódik (ez éppen az első Bohr-pálya sugara). Energiájára pedig megkaphatjuk az  $E_1 = -2,18 \text{ aJ}$  alapállapotbeli értéket.

## GERJESZTETT ÁLLAPOTOK

Az atom gerjesztett állapotainak lehetséges energiaértékeit az alapállapotból kiindulva kapjuk meg. A gerjesztett állapotokban az atommag körül olyan **elektron-állóhullámok** alakulnak ki, amelyek  $n$  számú félhullámot tartalmaznak. (125.1 ábra) Gömbszimmetrikus esetben ekkor  $n-1$  számú **csomópont** jelenik meg a térbeli állóhullám-mintában\*\*.

A gerjesztett állapotok mérete és energiája is növekszik az alapállapotbeli értékekhez képest.

A becslésekből a gerjesztett hidrogénatom méretére  $R_n = R_1 \cdot n^2$  érték adódik, ahol  $n$  a félhullámok száma. Az összenergia értékére pedig a pontos számítások az  $E_n = \frac{E_1}{n^2}$  összefüggést adják.



125.1. A hidrogénatom hullámmodelljének lehetséges elektron-állóhullám alakjai alap- és első gerjesztett állapotokban

– A hidrogénatom **hullámmodellje** az atom energiájára és méretére ugyanolyan kvantálási szabályt adott, mint a Bohr-féle atommodell.

– A kvantummechanikai leírás szerint az atomok gerjesztésére vonatkozó **Bohr-féle frekvenciafeltétel** továbbra is érvényben marad:

$$h \cdot f = E_m - E_n$$

– A hidrogénatomra vonatkozóan a hullámmodell és a Bohr-modell alkalmazásával adódó legfontosabb eredmények megegyeznek. De míg a Bohr-modell a lehetséges energiaszinteket önkényes feltevésből vezeti le, a hullámmodell az elektron hullámtermészetén alapuló állóhullám állapotokból kapja.

– A Bohr-modell szerint a hidrogénatom az egyetlen elektronjával **lapos korongként** viselkedne, a hullámmodell térbeli állóhulláma viszont **gömbszerű**, ami megfelel a kísérleti tapasztalatoknak.

– A hullámmodell az energiaminimum elve alapján érthetővé teszi, hogy miért van az alapállapotú atom dinamikus egyensúlyban, amelyből csak a gerjesztési energia által lehet „kibillenteni”. Ebből az következik, hogy a gázrészecskék (atomok, molekulák) mindaddig rugalmasan ütköznek egymással, amíg mozgási energiájuk el nem éri a gerjesztéshez szükséges energiát. Vagyis nem túl nagy ütközési energiák (nem túl magas hőmérséklet) esetén az **ütköző atomok rugalmas golyókként viselkednek (golyómodell)**.



## MEGJEGYZÉSEK

1. Az atomba bezárt elektron állóhullámalkagainhoz rendelt  $n$ ,  $l$ ,  $m$  kvantumszámoknak szemléletes jelentést is adhatunk:

– Az  $n$  **főkvantumszám** a térbeli állóhullámok méretét és csomófelületeinek számát jelzi: az állóhullám mérete  $n^2$ -tel arányos, a csomófelületek száma pedig  $n - 1$ .

– A térbeli irányultsággal rendelkező állóhullámoknál a csomósíkok számát az  $l$  **mellékkvantumszám** adja meg:

$l$  = csomósíkok száma ( $0 < l < n$ ).

– A nem gömbsszimmetrikus állóhullámok egymástól eltérő térbeli beállítását az  $m$  **mágneses kvantumszám**mal jelezhetjük ( $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l$ ).

A 125.1. ábrán az  $1s$  jelzésű alapállapot, a  $2s$  jelű gömbsszimmetrikus és a  $2p_x$ ,  $2p_y$ ,  $2p_z$  jelű térbeli irányultságot mutató első gerjesztett állapotok állóhullámait láthatjuk. Az első gerjesztett állapotoknál a  $2s$  állapotban a csomófelület egy gömbfelület, a többinél pedig egy-egy csomósík található.

2. Minden állóhullám alak 3 kvantumszámmal ( $n, l, m$ ) jellemezhető, melyekben a Pauli-elv szerint maximálisan két-két elektron tartózkodhat vagy  $+\frac{1}{2}$ , vagy  $-\frac{1}{2}$  spinquantumszámmal. Így a magasabb rendszámú elemeknél – melyeknek elektron-állóhullámjai a hidrogénéhez hasonlóak – az elektronhéjak kiépülését az atomi elektron-állóhullám alakok betöltődéseként is értelmezhetjük.
3. A láncmolekulába zárt elektron hullámmodelljének alapján értelmezhető például a sárgarépa színe. A répában lévő hosszú karotinmolekula szabad (delokalizált) elektronnal rendelkezik. A molekula hossza olyan, hogy a rendszer a látható fényből csak a **kék színű fényvel gerjeszthető**. Ezért a molekulák halmaza a **fehér fényből csak a kéket nyeli el**. A visszavert **keverék színt** a kék szín kiegészítő színének, vagyis **narancssárgának** látjuk.



## GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Egy gáz hőmérsékletét fokozatosan növeljük. Miért fog a gáz egyre több fényt kibocsátani?
2. Milyen fizikai folyamatok eredményeként világítanak a fénycsövek?
3. Vajon miért nem mutatkozik hullámtermészetűnek egy  $m$  tömegű makroszkopikus golyó, amikor egy  $L$  hosszúságú csőben ide-oda mozog állandó  $v$  sebességgel? (A választ megkönnyíti, ha értékeket adunk az  $m, L, v$  mennyiségeknek, és kiszámítjuk a golyó de Broglie-hullámhosszát.)
4. Miben különböznek a szakaszra bezárt elektron energiaszintjei a hidrogénatomba zárt elektron energiaszintjeitől? (Gondoljunk az energiaképletre!)
5. Bizonyos anyagok (mint pl. a képen látható kőzetminták) fényvel besugározva hosszabb-rövidebb ideig – a besugárzás megszűnte után is – fényt bocsátanak ki (foszforeszkálnak, fluoreszkálnak). Nézzünk utána, hogyan értelmezhető ez a jelenség!



## FELADATOK

1. Határozzuk meg az 1 nm hosszúságú láncmolekulába zárt (delokalizált) elektron első három energiaszintjét!
2. Mekkora hullámhosszúságú fotonnal gerjeszthető az 1. feladatban szereplő láncmolekula? Milyen hullámhossztartományban van a gerjesztő fény?
3. Milyen hosszú a sárgarépa-ban lévő karotinmolekula delokalizált elektronjának pályája? (A molekula a kék fényt nyeli el. Ennek hullámhosszát 400 nm-nek vehetjük.)
4. Milyen hullámhosszú foton képes az alapállapotú hidrogént ionizálni?

# ÖSSZEFOGLALÁS

## A FÉNY KETTŐS TERMÉSZETE

A fényjelenségek értelmezésére kétféle modellt használunk: a fény **hullámmodelljét** és a fény **részecskemodelljét**. Az előbbivel értelmezhető: a fény visszaverődése, törése, elhajlása, interferenciája és a fénypolarizáció jelensége. A fényelektromos jelenséget **csak a részecskemoddellel** lehet megmagyarázni. **Mindkét modellel** értelmezhető a fénynyomás jelensége.

A fény részecskemodelljét, a **fotonelméletet** Einstein alkotta meg a fotoeffektus értelmezésére 1905-ben.

A fotoeffektus energiamérlegét írja le a **fényelektromos egyenlet**:

$$h \cdot f = W_{\text{ki}} + \frac{1}{2} m \cdot v^2,$$

ahol  $h \cdot f$  a foton energiája,  $W_{\text{ki}}$  az elektron fémből való kijutásához szükséges munka (kilépési munka), az  $\frac{1}{2} m \cdot v^2$  pedig a kilépett elektron mozgási energiája.

A fotonhoz tömeget is rendelhetünk az  $E = m \cdot c^2$  alapján:

$$m = \frac{h \cdot f}{c^2}.$$

A  $c$  sebességgel mozgó foton lendülete  $I = m \cdot c = \frac{h \cdot f}{c}$  vagy  $I = \frac{h}{\lambda}$ .

## DE BROGLIE HIPOTÉZISE

De Broglie feltette, hogy az elektron (és minden mikrorészecske) kettős természetű:

- kölcsönhatások során úgy viselkedik, mint az  $m$  tömeggel és  $I$  impulzussal rendelkező részecske,
- mozgása során viszont  $\lambda$  hullámhosszal és  $f$  frekvenciával rendelkező hullámként terjed.

A részecske- és hullámjellemzőket a **de Broglie-féle összefüggések** kapcsolják össze:

$$E = h \cdot f,$$

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

A modern fizikában az elektront és a foton egyaránt kettős természetű részecskének tekintjük. A két részecske jellemzői a következők:

## AZ ELEKTRON- ÉS FOTONRÉSZECSKÉK ÖSSZEHASONLÍTÁSA

RÉSZECSKÉ	ENERGIAADAG	LENDÜLET	HULLÁMHOSSZ	NYUGALMI TÖMEG	LEHETSÉGES SEBESSÉG
elektron	$\frac{1}{2} m \cdot v^2$	$I = m \cdot v$	$\lambda = \frac{h}{I}$	$m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg	$v < c$
foton	$E = h \cdot f$	$I = m_f \cdot c$	$\lambda = \frac{h}{I}$	zérus	$v = c$ (nincs álló foton)

**ATOMMODELLEK**

Az atomok a kémiai elemek összetett – belső szerkezettel rendelkező – legkisebb egységei. Az atom belső szerkezetét leíró, egyszerűsített konstrukciókat **atommodellnek** nevezzük. A modellel az atomok fizikai tulajdonságait, a fénykibocsátást, fényelnyelést, az atomok kölcsönhatását magyarázzuk.

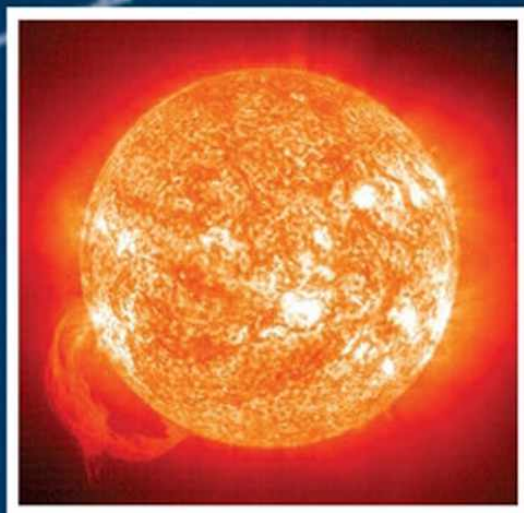
**Klasszikus atommodellek:** Thomson-féle „puding-modell”, Rutherford-féle „Naprendszer-modell”. Ezek a modellek nem tudták kellően értelmezni az atomok fénykibocsátását és stabilitását.

**Bohr-féle modell:** a modell a kvantált energiájú elektronpályák bevezetésével értelmezi a legegyszerűbb atomok vonalas színeképét, de nem ad magyarázatot az atomok gömbszimmetriájára és ütközésekkel szembeni stabilitására.

**Hullámmodell:** a modell figyelembe veszi az atomban lévő **elektronok hullámtermészetét**. A modell az atom **elektronállapotát** az atommag vonzásterében kialakuló **de Broglie-állóhullámmal** írja le. A **háromdimenziós állóhullám leírásával értelmezni lehet** az atomok **gömbszimmetriáját, stabilitását** és a kötött állapotok **energiájának adagosságát**. A modell alapján végzett számítások összhangban vannak a kísérletekből adódó számszerű eredményekkel.

# IV. fejezet

## MAGFIZIKA. CSILLAGÁSZAT





# 1. Az atommag szerkezete

## 1.1. Az atommag fizikai jellemzői

### AZ ATOMMAG MÉRETE, TÖLTÉSE ÉS TÖMEGE

A Rutherford-féle szórás kísérlet mennyiségi kiértékeléséből az atommagok méretére  $10^{-15}$  m nagyságrend adódott.

Az atommagok töltése az elemi  $e$  töltés egész számszorosa:  $Q_{\text{mag}} = Z \cdot e$ , ahol  $Z$  az atom rendszáma. (A  $Z$ -t töltésszámnak is nevezik.)

Az atomok tömegének túlnyomó része ( $\approx 99,9\%$ -a) az igen kis méretű atommagban összpontosul. Ezért az atommagok sűrűsége rendkívül nagy ( $10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  nagyságrendű).

A legkisebb tömegű és töltésű atommag a hidrogénatom magja: a **proton**.

**A proton töltése:**  $Q_p = e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ,  
**tömege:**  $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ .

A nagyobb tömegű atommagok tömege a proton tömegének közel egész számszorosa:

$$m_{\text{mag}} \approx A \cdot m_p.$$

Az  $A$  egész számot az **atommag tömegszámának\*** nevezzük.

A természetben előforduló legnagyobb atommagok tömegszáma nem éri el a 240-et. A  $Z$  rendszám a kisebb tömegű atommagoknál közel fele a tömegszámnak  $Z \approx \frac{A}{2}$ , nagyobb tömegű atommagoknál viszont kisebb. A természetben előforduló legnagyobb rendszámú elem az urán ( $Z = 92$ ).

Az atommagokat az atomok elemének vegyjelével jelöljük, bal felső indexben az  $A$  **tömegszámot**, bal alsóban pedig a  $Z$  **rendszámot** feltüntetve:



Az atommagok elektromos mezőjében a töltött részecskék eltérülését vizsgálva a mért adatokból a magok sugarára az alábbi tapasztalati képletet kapjuk:



130.1. Ha az atommag egy stadion közepére helyezett meggy lenne, akkor a magot körülvevő elektronok pályái a stadion lelátójára esnének

$$R = R_0 \cdot \sqrt[3]{A},$$

ahol az  $R_0 = 1,4 \cdot 10^{-15}$  m minden magra azonos kísérleti állandó.

A mag sugarára vonatkozó képletből kiszámíthatjuk az atommagok sűrűségét:

$$\rho_{\text{mag}} = \frac{m_{\text{mag}}}{V_{\text{mag}}} \approx \frac{A \cdot m_p}{\frac{4 \cdot \pi}{3} \cdot R_0^3 \cdot A} = 1,4 \cdot 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}.$$

Láthatjuk, hogy a magsűrűség független az atommag  $A$  tömegszámától, értéke a Földön előforduló anyagok sűrűségének kb. 100 billiószorosa.

### AZ ATOMMAG ÖSSZETÉTELE

A mérések szerint bármely atommagnak mind a tömege, mind a töltése a proton tömegének és töltésének közel egész számszorosa. Kézenfekvő volt az a korabeli feltevés, hogy az atommagok protonokból állnak. Mivel  $A > Z$ , ezért úgy gondolták, hogy a protonok mellett az atommagokban  $A - Z$  számú negatív töltésű elektron is található. (Így pl. a  ${}^4_2\text{He}$ -atommagot 4 darab proton és 2 db elektron alkotná.)

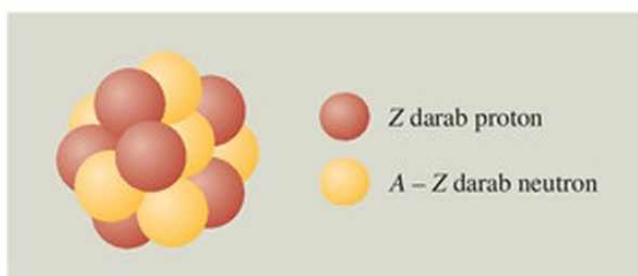
Később ez a kezdeti felfogás tarthatatlanná vált. Kiderült, hogy az atommagokban kötött állapotban elektronok nem tartózkodhatnak.

Az atommag szerkezetének kérdése a **neutron\*** (semleges részecske) felfedezésével oldódott meg.

1932-ben **James Chadwick** (1891–1974) angol fizikus egy mesterséges magátalakítás során felépítő, elektromosan semleges sugárzásról kimutatta, hogy az töltés nélküli részecskékből áll. A részecskét **neutronnak** nevezték el (a *neutrális* latin eredetű szó, jelentése: semleges).

Ezt követően a német **W. Heisenberg** és a szovjet **D. Ivanyenko** – egymástól függetlenül – közlést tette az atommag összetételére vonatkozó első feltevést, amely alapján véve ma is érvényes.

A **neutron tömege közel azonos a proton tömegével** ( $m_p \approx m_n$ ). Az elektron  $m_e$  tömegével, illetve az  $u$  atomi tömegegységgel kifejezve  $m_p = 1836 m_e = 1,0073 u$ ,  $m_n = 1838 m_e = 1,0087 u$ .



131.1. Az atommag összetétele:  $Z$  számú pozitív  $e$  töltésű proton,  $A - Z$  számú semleges, a protonnal közel azonos tömegű neutron

Az  $A$  tömegszámú,  $Z$  rendszámú atommag  $Z$  számú pozitív töltésű **protont** és  $N = A - Z$  számú semleges **neutron** tartalmaz. A magot alkotó részecskéket közös néven **nukleonoknak\*** (magrészecskékeknek) nevezzük.

## M MEGJEGYZÉSEK

1. Az azonos  $Z$  rendszámú, de különböző  $A$  tömegszámú atommagokat – illetve ezek semleges atomjait vagy azok elemeit – **izotópoknak\*** nevezzük. (Az *izotóp* görög szó, jelentése: azonos hely). Az elnevezés abból ered, hogy a semleges izotóp atomok azonos kémiai tulajdonságot mutatnak, így azok a periódusos rendszerben azonos helyen találhatóak. Az izotóp elemek kémiai azonossága abból adódik, hogy atomjaik ugyanannyi  $Z$  számú elektront tartalmaznak. Ezért az atomhéjakban a kémiai sajátosságokat meghatározó elektronelrendezés a tömegszámtól függetlenül megegyezik.
2. Chadwick  $\text{He}^{2+}$ -ionokkal bombázta berilliumatomok magjait. Az ezekből kiinduló sugárzás paraffinból nagy energiájú protonokat lökött ki. A lendületmegmaradásból a tudós arra következtetett, hogy a sugárzást a protonokkal közel egyenlő tömegű, semleges részecskék – a neutronok – alkotják.
3. Az izotópok szétválasztása olyan fizikai módszerekkel történhet, ahol a tömegkülönbség játszik szerepet. A mágneses mezőben a Lorentz-erő különböző sugarú körpályára kényszeríti az azonos töltésű és sebességű izotópiókat az  $r = \frac{m \cdot v}{B \cdot Q}$  összefüggésnek megfelelően.

Ezért az izotópiókat mágneses mezőben különböző körívek mentén haladva szétválnak. Ezen az elven alapszik a tömegspektrográf (izotópszétválasztó berendezés) működése.

3. A nukleáris technikában gyakran alkalmazott két izotópcsoport: a **hidrogénizotópok**: a könnyű hidrogén  ${}^1_1\text{H}$ , valamint a nehézhidrogének: a  ${}^2_1\text{D}$  deutérium, illetve a  ${}^3_1\text{T}$  trícium; és az atomreaktorok üzemanyagában előforduló **uránizotópok**:  ${}^{238}_{92}\text{U}$ ,  ${}^{235}_{92}\text{U}$ ,  ${}^{236}_{92}\text{U}$ .
4. Eltérő belső szerkezetük miatt az izotóp atommagok különböző magfizikai sajátossággal (pl. stabilitás, radioaktív bomlás) rendelkeznek. Amint azt a későbbiekben látni fogjuk, széles körű gyakorlati alkalmazásuk éppen ezen alapul.



131.2. Chadwick a neutron felfedezéséért 1935-ben Nobel-díjat kapott



## GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Nézzünk utána! Milyen más módszert lehetne javasolni az izotópok tömegkülönbségen alapuló szétválasztására?
2. Vajon milyen alakú pályán közelítik meg a mozgó neutronok az atommagokat?
3. Mit mondhatunk a természetben található izotópok keverékéből álló elemek relatív atomtömegéről?



## FELADATOK

1. Mekkora lenne a Föld térfogata, ha – változatlan tömeg mellett – a sűrűsége megegyezne az atommagok sűrűségével? Mekkora élhosszúságú kockába férne bele a Föld anyaga ekkor? A magsűrűséget vegyük  $\rho_{\text{mag}} \approx 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ -nek! A Föld tömege  $M_F = 6 \cdot 10^{24} \text{ kg}$ .
2. Mekkora lenne egy gombostűfejnyi atommag tömege? Mi történne ekkor az atommaggal, ha az asztalra helyeznénk? ( $\rho_{\text{mag}} \approx 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ )
3. Hány százalékkal nagyobb a  $\text{D}_2\text{O}$ -nehézmolekula tömege a  $\text{H}_2\text{O}$ -molekula tömegénél?

## 1.2. Nukleáris kölcsönhatás, kötési energia

### KÖLCSÖNHATÁSOK A NUKLEONOK KÖZÖTT

Az atommagok belső szerkezetének megismerése után a fizikusokban nyomban felmerült a kérdés, hogy vajon milyen kölcsönhatások biztosítják a magok rendkívüli sűrűségét és a kémiai reakciókkal szembeni nagyfokú stabilitását.

Vegyük sorra, hogy az eddig megismert alapvető kölcsönhatások közül melyek jöhetnek számításba a magszerkezet kialakításában.

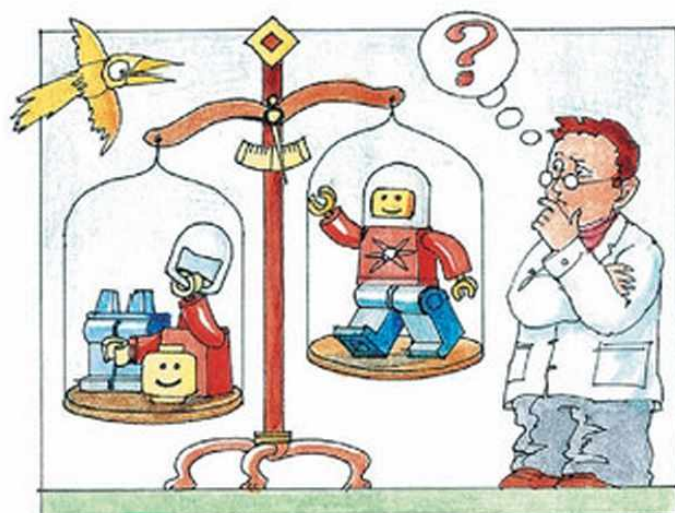
A magból és elektronból álló atomi rendszert a vonzó elektromos kölcsönhatás tartja fenn. Az atommagon belül viszont az azonos pozitív töltéssel rendelkező protonok közötti **elektromos kölcsönhatás taszító jellegű**. A protonok között fellépő taszító Coulomb-erő a magot „szétrobbantani” igyekszik, ezért a nukleonokból álló **magstruktúrát az elektromos kölcsönhatás gyengíti**.

A nukleonok között fellépő elektromos taszítóerők 36 nagyságrenddel nagyobbak a gravitációs vonzóerőknél. Így az **atommag szerkezetének kialakításában a protonok taszításának ellensúlyozására a gravitációs kölcsönhatás nem jöhet szóba**.

Fel kell tételeznünk, hogy a természetben **van egy olyan vonzó jellegű kölcsönhatástípus**, amely a magon belül az elektromos taszítással szemben is stabil rendszert képes teremteni. Ezt **nukleáris** vagy **erős kölcsönhatásnak**, röviden **magerőnek** nevezzük. A magon belüli erő- és energiaviszonyokat döntő mértékben ez a kölcsönhatás határozza meg.

A magfizikai kísérletek eredményeiből adódnak a magerő alábbi jellemzői:

- A magon belül a magerő kb. két nagyságrenddel (néhány százszor) erősebb, mint az elektromos taszítóerő. (Ebből ered az erős kölcsönhatás elnevezés.)
- Az erős kölcsönhatás rövid hatótávolságú: csak a szomszédos nukleonok között hat. A hatótávolság nagyságrendje  $10^{-15} \text{ m}$ .
- A kölcsönhatás töltésfüggetlen. Ez azt jelenti, hogy proton és proton között éppúgy hat, mint proton és neutron vagy neutron és neutron között. Vagyis a magerő szempontjából a nukleonok egyformák.



133.1. Az atommag kisebb tömegű, mint az alkotórészek tömegének összege. *Hogyan lehetséges ez?*

### AZ ATOMMAGOK KÖTÉSI ENERGIÁJA

Az atommagok belső szerkezetének megváltozásakor (az atommagok bomlásakor, egyesülésekor) energia szabadulhat fel vagy nyelődhet el. Az atommag-átalakulások energiamérlegének vizsgálatára célszerű bevezetni a **kötési energia\*** fogalmát.

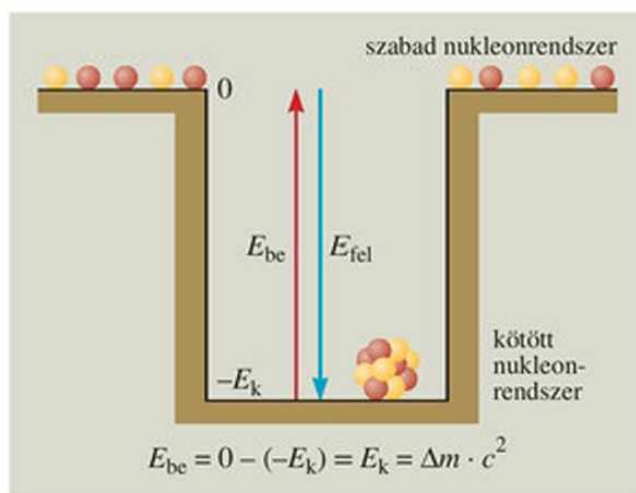
Egy atommag kötési energiáján azt a munkát értjük, amelyet akkor kell végeznünk a magerőkkel szemben, ha az adott atommagot alkotórészeire – egymástól távol lévő, nyugvó protonokra és neutronokra – bontjuk szét. Az energiamegmaradás elve szerint: ha a mag szabad alkotórészei ismét egyetlen atommaggá egyesülnek, akkor a kötési energiának megfelelő energia szabadul fel. A kötési energia jele:  $E_k$ .

A kötési energia mérésére elvileg olyan magátalakításokra lenne szükség, ahol az adott atommag teljes egészében alkotórészeire bomlik. Ilyen kísérletekkel meghatározhatnánk a befektetett energiát, de ez gyakorlatilag nem kivitelezhető.

Az atommagok kötési energiájának méréséhez szerencsére nincs szükség az atommag teljes felbontására. Segítségünkre van a már korábban is használt tömeg-energia egyenértékűséget kifejező  $E = m \cdot c^2$  Einstein-féle képlet, mellyel kiszámíthatjuk a kötési energiát.

### AZ ATOMMAGOK TÖMEGHIÁNYA

A pontos tömegmérések azt mutatják, hogy a nukleonokból összetevődő atommagok tömege mindig kisebb, mint az alkotórészek tömegei-



133.2. A kötési energia a szabad és a kötött nukleonrendszer energiaszintjének különbségével egyenlő

nek összege. Ezt a kísérleti tapasztalatot nevezük tömegdefektusnak vagy **tömeghiánynak\***. (A *defekt* német szó, jelentése: hiányos.) A hiányzó tömeget az alábbi képlettel határozhatjuk meg:

$$\Delta m = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - m_{\text{mag}},$$

ahol az  $m_p$  és az  $m_n$  a szabad proton és neutron tömegét,  $m_{\text{mag}}$  pedig az atommag tömegét jelenti. Az  $A$  a magban lévő nukleonok,  $Z$  a protonok,  $A - Z$  pedig a neutronok számát adja meg.

Egy adott atommag – mint a nukleonok kötött rendszere – energetikailag úgy tekinthető, hogy  $E_k$  mélységű energiagödörben van. Ha ebbe a kötött rendszerbe  $E_k$  kötési energiát fektetünk be, a nukleonok egymástól végtelen távolra (nyugvó) állapotba kerülnek. Ennek a szabad nukleonrendszernek az energiaszintjét zérusnak vehetjük. Ha szabad nukleonrendszerből áll össze az atommag, a rendszerből  $E_k$  nagyságú energia távozik. (133.2. ábra).

Az ugyanolyan összetételű nukleonrendszer kötött és szabad állapota között fellépő tömegkülönbséget a tömeg-energia egyenértékűség alapján értelmezhetjük. A kötött és a szabad állapotú rendszer  $\Delta m$  tömegkülönbségét éppen a (pl.  $\gamma$ -foton formájában) befektetett vagy felszabaduló  $E_k$  kötési energia szolgáltatja.

A  $\Delta m$  tömegdefektus mérésével a magok kötési energiája kiszámítható:

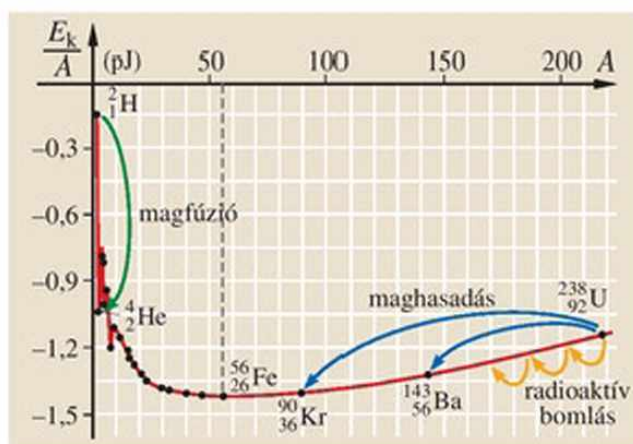
$$E_k = \Delta m \cdot c^2 = [Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - m_{\text{mag}}] \cdot c^2.$$

### HOGYAN SZABADULHAT FEL MAGENERGIA?

A mérési eredmények azt mutatják, hogy az atommag kötési energiája közel arányos a magban lévő nukleonok számával ( $E_k \sim A$ ). Célszerű megvizsgálni az **egy nukleonra jutó átlagos kötési energia**\*\*  $\left(\frac{E_k}{A}\right)$  pontos értékének változását különböző tömegszámú atommagoknál.

Ábrázoljuk az átlagos kötési energia  $-1$ -szeresét, vagyis a **magok energiaszintjének egy nukleonra eső értékét** az  $A$  tömegszám függvényében. (134.1. ábra)

A grafikon menetéből láthatjuk, hogy a kevés nukleont tartalmazó ún. **könnyű atommagoknál\*** a tömegszám növekedésével az atommagok energiaszintjének egy nukleonra jutó hányada csökken. Az átlag a minimumot (kb.  $-1,4$  pJ értéket) a vas környéki ( $A \approx 60$ ) atommagoknál éri el. Ezt követően az atommagok egy nukleonra jutó energiaszintje nő, értéke az urán körüli ( $A \approx 240$ ) nehéz atommagok\* esetében kb.  $-1,2$  pJ.



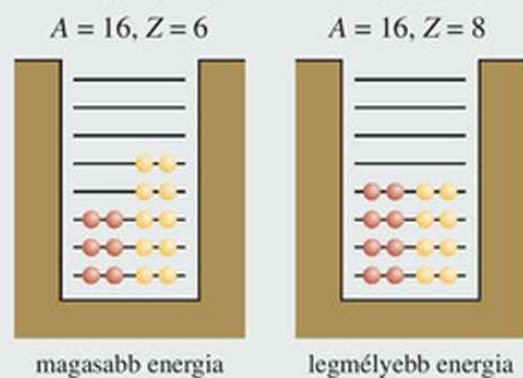
134.1. Az atommagok energiaszintjének egy nukleonra eső értéke a tömegszám függvényében

A grafikon menetéből látszik, hogy a **könnyű atommagok egyesítésekor\*** (fúzió), vagy a **nehéz atommagok hasításakor\*** (fisszió) energia szabadul fel. Szintén energiazabadozással jár, ha a **nehéz atommagok** több lépésben – **radioaktív bomlás\*** útján – **alakulnak át kisebb tömegszámú atommagokká.**

### m MEGJEGYZÉSEK

1. Az atommagok egy nukleonra jutó  $\frac{E_k}{A}$  átlagos kötési energiájának az  $A$  tömegszámtól való függését legegyszerűbben az atommag **folyadékcsépp-modelljével** értelmezhetjük. (A folyadékok részecskéi között ható kohéziós erők éppúgy rövid hatótávolságúak, mint a magerők, így kölcsönhatás mindkét esetben csak a szomszédos részecskék között lép fel.) Ebből adódik, hogy a belső nukleonok erősebben kötöttek, mint a felszínen lévők. Atommagoknál is értelmezhetjük a **felületi feszültség** jelenségét: a folyadékfelszínhez hasonlóan a magfelszín is igyekszik minél kisebb lenni, hogy ezzel csökkenjen a felületen lévő gyengébben kötött nukleonok száma. Ezért energetikailag kedvező, ha két könnyű atommag – akárcsak két érintkező higanycsépp – egyetlen maggá egyesül (fuzionál). Az  $A$  nukleonszám növekedésével azonban a kötési energia átlaga nem növekszik vég nélkül. Ugyanis az  $A$ -val együtt a protonok  $Z \approx \frac{A}{2}$  száma is egyre nő, ez pedig a protonok között fellépő elektromos taszítóerő fokozódó növekedését eredményezi. Így az  $A = 60$  nukleonszám körül az átlagos kötési energia növekedése megáll, sőt ezen túl a protonok tovább erősödő taszítása miatt fokozatosan csökken. A magok kötésének mértéke az  $A \approx 240$ , urán körüli **nehéz atommagokig** tart. Ennél nagyobb tömegszámú magok (**transzurán**) a természetben már nem fordulnak elő: a protonok erős taszítása miatt ezek a magok rendkívül instabillá válnak, és gyorsan elbomlanak.
2. Kérdés, hogy az  $A$  nukleonszám növekedése miért vonja maga után a protonok  $Z$  számának növekedését is. (Hiszen a proton–proton taszítás a kötést gyengíti.) A probléma megoldásának kulcsa a nukleonok hullámtermészetében keresendő: az atommagba bezárt hullámszerű

nukleonok is energiaszinteken helyezkednek el, akárcsak az atomhéjban lévő elektronok. Számuk ( $A$ ) növekedtével egyre magasabb energiájú (az elektronhéjaknak megfelelő) **nukleonhéjak** töltődnek be a nukleonokra is érvényes **Pauli-elv** szerint. Mivel a protonokra és neutronokra külön-külön érvényes a betöltődési elv, ezért energetikailag kedvezőtlen, ha valamelyik nukleonfajtából túl sok van a másik rovására. Kezdetben a **könnyű atommagoknál** a nukleonok aránya 1 : 1, majd a **nehéz atommagoknál** az arány – a protonok közötti egyre növekvő taszítás miatt – a neutronok javára tolódik el a kb. 3 : 2 arány felé. A proton–proton taszítás és a kizárási elv így jut egy közbelső kompromisszumra: a túl sok proton a taszítás miatt, a túl kevés pedig az energiaszintek betöltődése szempontjából energetikailag kedvezőtlen.



135.1. A nukleonok energiaszintjei az atommagban

## GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

- Vajon miért nem egyesülnek könnyen a könnyű atommagok egyetlen atommaggá?
- Ha az atommagokat folyadékseppel modellezzük, akkor a folyadéksepp milyen változása felel meg az atommagok felbomlásának és egyesülésének?
- Hogyan változna meg a nehéz atommagokban a neutronok és a protonok számának aránya, ha
  - a magerők még erősebbek lennének az elektromos erőkhöz képest;
  - a magerők gyengébbek lennének az elektromos erőkhöz képest?

## FELADATOK

- Határozzuk meg a hélium atommagjának a kötési energiáját a tömegdefektus alapján, ha a héliumatommag pontos tömege  $m_{\text{He}} = 4,003 \text{ u}$ ! (A proton tömege  $m_p = 1,0073 \text{ u}$ , a neutron tömege pedig  $m_n = 1,0087 \text{ u}$ . Az atomi tömeg egység  $u = 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ .)

### MEGOLDÁS:

$E_k = (Z \cdot m_p + (A - Z) m_n - m_{\text{He}}) \cdot c^2$  összefüggés alapján:

$$E_k = (2 \cdot 1,0073 \text{ u} + 2 \cdot 1,0087 \text{ u} - 4,003 \text{ u}) \cdot 9 \cdot 10^{16} \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2},$$

$$E_k = 0,029 \cdot 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \cdot 9 \cdot 10^{16} \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} = 4,334 \cdot 10^{-12} \text{ J} = \mathbf{4,334 \text{ pJ}}.$$

- Mekkora a  $^{12}\text{C}$  szénizotóp atommagjának kötési energiája ( $m_C = 12 \text{ u}$ ,  $u = 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ ,  $m_p = 1,0073 \text{ u}$ ,  $m_n = 1,0087 \text{ u}$ )?
- Határozzuk meg az  $^{18}\text{O}$ -izotóp magjának tömegét, ha tudjuk, hogy az egy nukleonra jutó kötési energiája 1,278 pJ!
- Melyik hidrogénizotópnak stabilabb az atommagja? A deutériummag tömege 2,0142 u, a tríciummag kötési energiája pedig 1,359 pJ.

## 2. A radioaktivitás

### 2.1. A természetes radioaktív sugárzások

#### A TERMÉSZETES RADIOAKTIVITÁS FELFEDEZÉSE

Végezzük el a következő kísérletet!

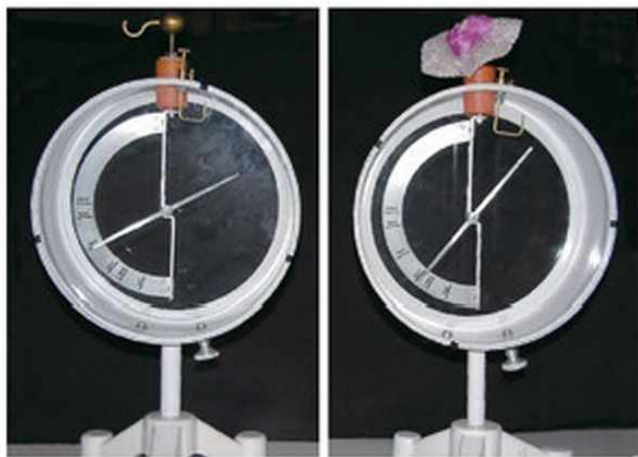
Töltsünk fel elektroszkópot pozitív vagy negatív töltésre! Helyezzünk az elektroszkóp tányérjára egy ún. gázharisnyát (a kempingezésnél használt gázlámpák fényhatásfokának növelésére szolgáló eszközt)! A mutató kitérése gyorsan csökken, mivel a gázharisnya radioaktív tóriumot tartalmaz. Ennek ionizáló sugárzása az elektroszkóp töltését csökkenti.

Ha a feltöltött elektroszkóp közelébe helyezett gázharisnyát egy vastag papírlappal elválasztjuk az elektroszkóptól, az elektroszkóp megtartja töltését. A sugárzás nem hatol át a papírlapon.

A radioaktív sugárzást **Henri Becquerel** (1852–1908) francia fizikus fedezte fel 1896-ban.

Becquerel különböző ásványok fluoreszkálását (megvilágítás utáni saját fénykibocsátását) vizsgálta. Megfigyelte, hogy az elzárt helyen tartott uránszurokére nyomot hagyott az alatta lévő fényérzékeny lemezen, holott előtte külső napsugárzás nem érte az ércet. Ebből arra következtetett, hogy az uránvegyületek láthatatlan sugárzást bocsátanak ki anélkül, hogy előzőleg külső megvilágítás érte volna azokat.

A **Marie Curie** (1867–1934), **Pierre Curie** (1859–1906) francia fizikus házaspárnak 1898-ban sikerült további radioaktív elemeket\* kémiai elválasztani más elemektől. Ennek során **fedezték**



136.2. A gázharisnya radioaktív sugárzása csökkenti az elektroszkóp töltését. *Vajon miért?*

**fel a rádiumot és a polóniumot.** A rádiumot a sugárzás szóról, a polóniumot pedig Marie Curie szülőhazájáról, Lengyelországról nevezték el.

Becquerel és a Curie házaspár a radioaktivitás felfedezéséért és tanulmányozásáért 1903-ban megosztott fizikai Nobel-díjban részesült. 1911-ben Marie Curie a kémiai Nobel-díjat is megkapta az új radioaktív elemek felfedezéséért.

**Rutherford** és más fizikusok a radioaktív sugárzások tulajdonságait vizsgálták. Az elektromos és mágneses mezőben való eltérülés alapján kétfajta töltéssel rendelkező sugárzást észleltek. Az egyik a pozitív töltésű  $\alpha$ -sugárzás\*,



136.1. *Henri Becquerel, Pierre Curie és Marie Curie, a radioaktivitás felfedezői*

a másik a negatív töltésű  $\beta$ -sugárzás\*. A sugárzások harmadik komponense, a  $\gamma$ -sugárzás\* nem térül el sem elektromos, sem pedig mágneses mezőben. (137.2. ábra)

### A RADIOAKTÍV SUGÁRZÁS FAJTÁI ÉS LEGFONTOSABB TULAJDONSÁGAI

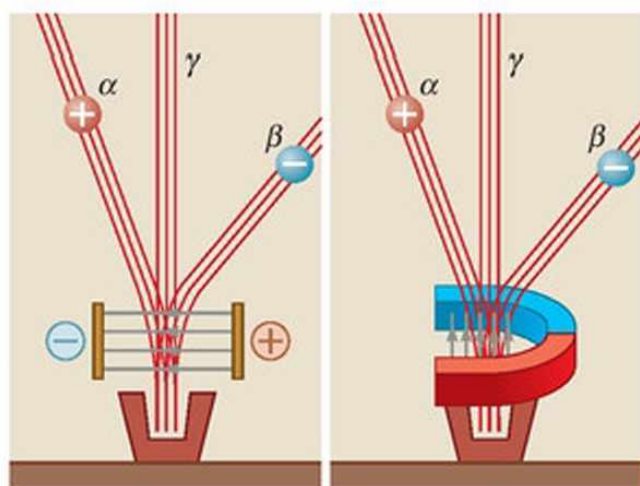
Kísérletek alapján kimutatták, hogy

- Az  $\alpha$ -sugárzást alkotó részecskék nagy energiájú héliumatommagok. Ezek az anyagban lefékeződve – két elektron felvételével – semleges héliumatommá alakulnak át.
- A  $\beta$ -sugárzást nagy energiájú elektronok alkotják.
- A  $\gamma$ -sugárzás igen rövid hullámhosszúságú elektromágneses hullám (amely nagy energiájú fotonok részecskesugárzásának is tekinthető).

A radioaktív sugárzások kísérleti tanulmányozása során a sugárzások alábbi lényeges tulajdonságait ismerték fel:

Az  $\alpha$ -részek 0,8-1,2 pJ energiával rendelkeznek, sebességük  $10^7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  nagyságrendű. A részecskéknek nagy az ionizáló képességük, ezért rövid úthosszon elveszítik energiájukat. Levegőben néhány centiméter, szilárd és folyékony anyagokban 0,1 mm-nél is rövidebb úton lefékeződnek.

A  $\beta$ -részek, vagyis az elektronok energiája tág határok között változhat (a fJ–pJ tartományban), sebességük  $10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  nagyságrendű, megkö-



137.2. A radioaktív sugárzás összetevőit az elektromos és mágneses mező töltésük szerint szétválasztja

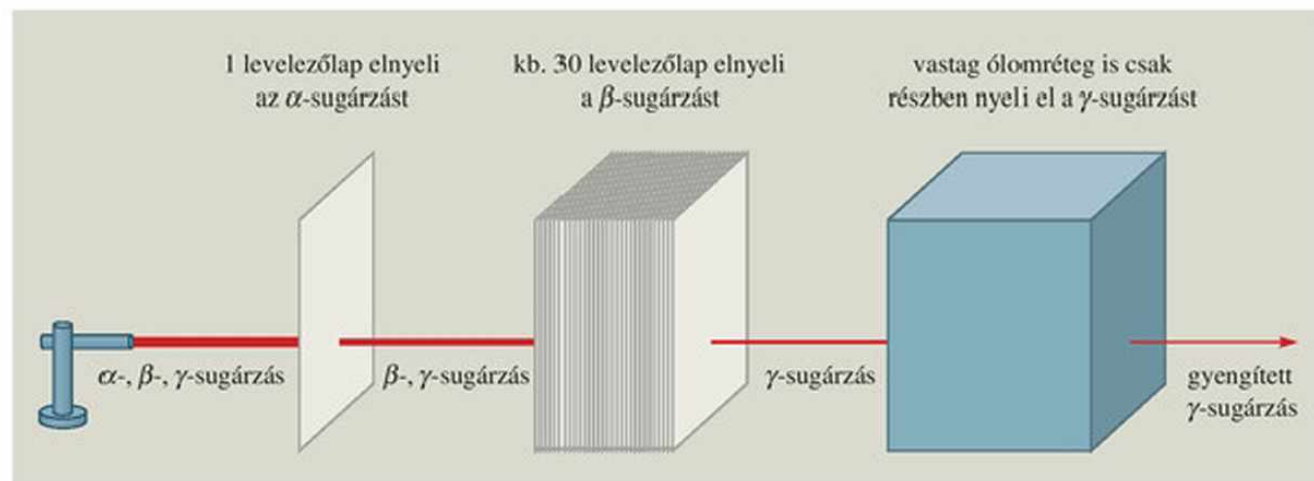
zelítheti a fénysebességet is. A sugárzás ionizálóképessége közepes, ezért a sugárzás az anyagban hosszabb úton fékeződik le. Így a  $\beta$ -sugárzás az anyagon jobban áthatol, mint az  $\alpha$ -sugárzás.

A legkevésbé ionizáló hatású a  $\gamma$ -sugárzás, ezért nagy az áthatolóképessége. Csak vastag (több deciméteres) ólomlemez vagy több méter vastagságú betonfal nyeli el a  $\gamma$ -sugarakat.

A kísérletekből kiderült, hogy a radioaktív sugárzások az atommagból indulnak ki. Erre utalnak a szokatlanul nagy részecskeenergiák is.

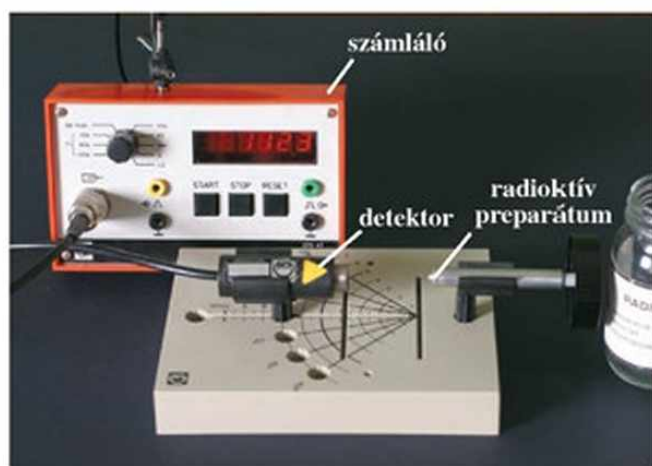
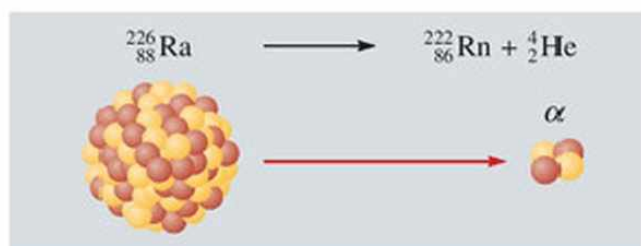
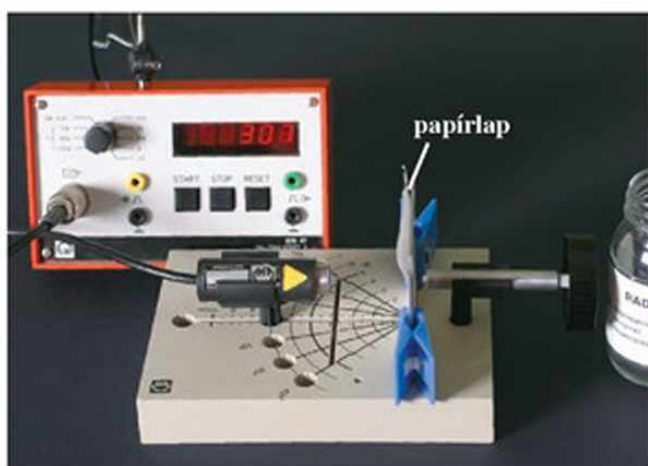
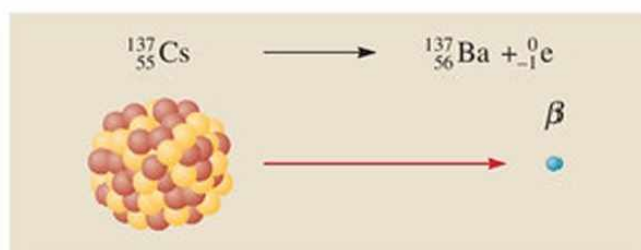
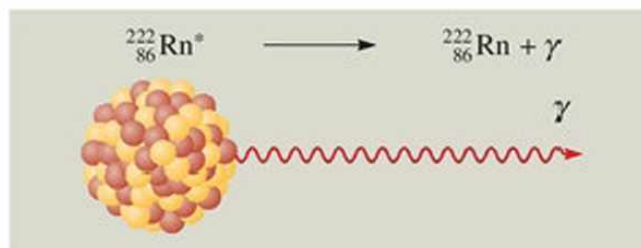
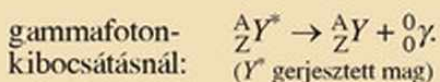
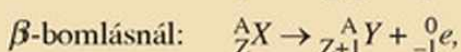
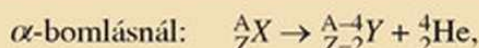
Rutherford elsőként állapította meg, hogy a sugárzó elemek atommagjai a részecske kibocsátásakor átalakulnak: új mag, új elem keletkezik. Az új elem általában szintén radioaktív.

Mivel a radioaktív sugárzás az atommagok elbomlásából származik, ezért szokás röviden radioaktív bomlásról beszélni.



137.1. Sugárzások elnyelődése anyagi rétegeken. Mitől függ az elnyelődés mértéke?

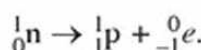


138.1. Az  $\alpha$ -sugárzás elnyelődésének mérése. A sugárzás kb. hányad része nyelődik el a papírlapban?138.2. A rádiumatommag  $\alpha$ -rész kibocsátásával radonatommaggá alakul át138.3.  $\beta$ -bomláskor a felszabadult energia nagy részét a magból távozó elektron mozgási energia formájában viszi magával138.4. A gerjesztett atommagból  $\gamma$ -foton távozik

138.5. Radioaktív magbomlások reakcióegyenletei

Az elbomló atommagból  $\alpha$ -bomláskor egy  ${}^4_2\text{He}$ -atommag távozik, ezért a visszamaradó mag  $Z$  rendszáma 2-vel,  $A$  tömegszáma 4-gyel csökken.

A  $\beta$ -bomlásnál az atommagból úgy távozik egy elektron, hogy közben a magban egy neutron protonná alakul át:



A  $\beta$ -bomlás így eggyel növeli a  $Z$  rendszámot, és nem változtatja meg az  $A$  tömegszámot.

A  $\gamma$ -sugárzásnál valójában nincs szó magátalakulásról, mivel sem az  $A$  tömegszám, sem a  $Z$  rendszám nem változik. A gerjesztett atommag egy gamma-fotont bocsát ki.

Az atommagok gammafoton-kibocsátása meg egyezik a gerjesztett atomi rendszer fotonkibocsátásával. A magban az energiák milliószor akkora, mint az atomburokban. Ezért a gamma-fotonok hullámhosszai milliószor kisebbek a látható optikai hullámhosszaknál ( $\lambda \approx 10^{-13}$  m).

A gerjesztett atommag a többletenérgiát vagy külső hatásra – magreakciók során – szerzi, vagy alfa-, illetve béta-bomlás után marad az új mag gerjesztett állapotban.

A természetes radioaktív sugárzásoknál\* a  $\gamma$ -sugárzás mindig csak az  $\alpha$ - vagy a  $\beta$ -sugárzás kísérőjeként jelentkezik. Külső hatás hiányában a sugárzás önállóan nem fordul elő.

A radioaktív bomlásokra érvényes az  $A$  tömegszám és a  $Z$  töltésszám megmaradása. Ezek figyelembevételével felírhatjuk általános esetre a magátalakulások reakcióegyenleteit. Az egyenletek segítségével könnyebben nyomon követhetjük a bomlási folyamatokat. (138.5. ábra)



## MEGJEGYZÉSEK

1. A múlt század 30-as éveiben a fizikusok körében nagy megdöbbenést keltett az a kísérleti eredmény, hogy  $\beta$ -bomláskor sérülni látszott az energiamegmaradás elve. Az atommagból távozó  $\beta$ -részecskék mozgási energiája kisebb volt, mint amennyit a számításokból vártak volna. Hová lett a hiányzó energia? Vagy talán a mikrovilág szintjén nem igaz az energiamegmaradás elve? – kételkedett Niels Bohr, a világhírű fizikus.

A problémára **Wolfgang Pauli** (1900–1958) osztrák elméleti fizikus – a kizárási elv megalkotója – talált megoldást. Feltételezte, hogy egy nagyon kicsi, semleges részecske viszi el a hiányzó energiát. A részecskét **neutrínónak**\*\* neveztek el. Feltevése az 1950-es években igazolódott be. Ekkor sikerült kísérletileg kimutatni a részecskét. **Frederic Reines** (1918–1998) amerikai fizikus 1995-ben, **Raymond Davis** (szintén amerikai) fizikus pedig 2002-ben kapott Nobel-díjat a neutrínó detektálásáért. A neutrínó fontos szerepet játszik az alapvető fizikai kölcsönhatások és elemi részecskék világában, univerzumunk megértésében.

*Nézzünk utána az interneten, mit tudhatunk még meg a „kis semlegesről”!*

2. Az atommagok pozitív  $\beta$ -sugárzók is lehetnek. (Az ilyen radioaktív izotópokat mesterségesen állítják elő.) A magból távozó részecske – amely az elektronnal azonos tömegű, de ellentétes (pozitív) töltésű pozitron\*\* – a magon belüli protonok átalakulásakor keletkezik:  $p^+ \rightarrow n^0 + e^+$ .
3. Az atommag úgy is átalakulhat, hogy az a legközelebbi elektronhéjból ( $K$ -héj) egy elektront befog, és egy proton neutronná alakul át:  $p^+ + e^- = n^0$ . Az ilyen magátalakulást  $K$ -befogásnak nevezzük. Ekkor a  $Z$  rendszám 1-gyel csökken, az  $A$  tömegszám változatlan marad, és egy  $\gamma$ -foton, illetve egy neutrínó távozik a magból.
4. A radioaktív izotópok atommagjai általában egyféleképpen bomlanak el: vagy csak  $\alpha$ -, vagy csak  $\beta$ -bomlással, ahol mindkét fajta bomlást  $\gamma$ -sugárzás kísérheti. A természetben előforduló bomlási sorokban azonban vannak olyan radioaktív izotópok is, amelyeknek azonos atomjai közül egyesek  $\alpha$ -, mások  $\beta$ -bomlással alakulnak át másik elem atommagjává. Ezt a jelenséget nevezzük *bomlási elágazásnak*. Pl. az U-238 bomlási sorának Bi-214 bizmut izotópjá  $\alpha$ -bomlással Tl-210 tallium izotóppá alakulhat át, vagy  $\beta$ -bomlással Po-214 polónium izotóp lehet belőle. (142.1. ábra). Ez utóbbi bomlás kb. 2500-szor gyakoribb az előzőnél.



## GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Lehet-e következtetni a radioaktív sugárzásban megtalálható részecskék energiájából az atommagok kötési energiájának nagyságrendjére? Indokoljuk meg, hogy miért!
2. Vajon miért nehéz kimutatni a gamma-sugárzásról, hogy tulajdonképpen elektromágneses hullám? (Gondoljunk arra, hogy milyen eszközzel lehet a sugárzások hullámtermészetét kimutatni.)
3. Hogyan lehetne megkülönböztetni a semleges neutronsugárzást a semleges  $\gamma$ -sugárzástól?



## FELADATOK

1. A  $^{238}\text{U}$ -,  $^{226}\text{Ra}$ -,  $^{222}\text{Rn}$ -izotópok alfa-sugárzók. Milyen új elemek keletkeznek a bomláskor? (Használjuk a periódusos rendszert!)
2. A szén egyik radioaktív izotópjá a  $\beta$ -sugárzó  $^{14}\text{C}$ . Milyen új elem keletkezik az izotóp bomlásakor?
3. A  $^{235}\text{U}$ -izotóp alfa-bomlással tóriummá alakul át. Mekkora lehet a felszabaduló magenergia, ha az urán kötési energiája 285,8 pJ, az új atommagé 282,5 pJ, a héliumatommagé pedig 4,53 pJ?

## 2.2. A radioaktív bomlás törvénye

A radioaktív bomlásokra vonatkozó törvényszerűségek kísérleti megfigyelése a keletkező részecskék detektálásával (észlelésével) történhet. Az olyan eszközöket, amelyekkel megmérhetjük a készülékbe jutó részecskék számát, **számlálóknak** nevezzük. Ilyen, gyakran használt eszköz a **Geiger–Müller-számlálócső**\*\*. (Ennek működéséről a későbbiekben még lesz szó.)

Ahhoz, hogy a radioaktív bomlás törvényszerűségeit matematikailag kifejezhessük, a bomlásra vonatkozóan új fizikai mennyiségeket kell bevezetni.

### A RADIOAKTÍV ANYAG AKTIVITÁSA

Egy adott mennyiségű radioaktív elem **aktivitása**\* megmutatja, hogy az elem atommagjai közül másodpercenként hány bomlik el.

Az aktivitás jele:  $A$ , mértékegysége:  $\frac{1}{s}$ . Az

egységet (a radioaktivitás felfedezőjének tiszteletére) **becquerelnek**\* nevezzük. Jele: **Bq**. Az aktivitás értékét úgy kaphatjuk meg, ha az elbomlott atommagok  $\Delta N$  számát elosztjuk a közben eltelt  $\Delta t$  idővel:

$$A = \frac{\Delta N}{\Delta t}.$$

Mivel minden bomlásnál egy  $\alpha$ - vagy  $\beta$ -részecske keletkezik, ezért az aktivitás értéke egyben az időegység alatt keletkező részecskék számát is megadja.

Az aktivitás az atommagok bomlásának időbeli lefolyását jellemzi, ezért szokás **bomlási sebességnek** is hívni.

A radioaktív anyagok aktivitásának ismerete fontos szerepet játszik a radioaktív sugárzások elleni óvintézkedéseknél: a **sugárvédelemben**. Fontos tudnunk például, hogy mekkora a környezetünkben jelen lévő radioaktív anyagok koncentrációja.

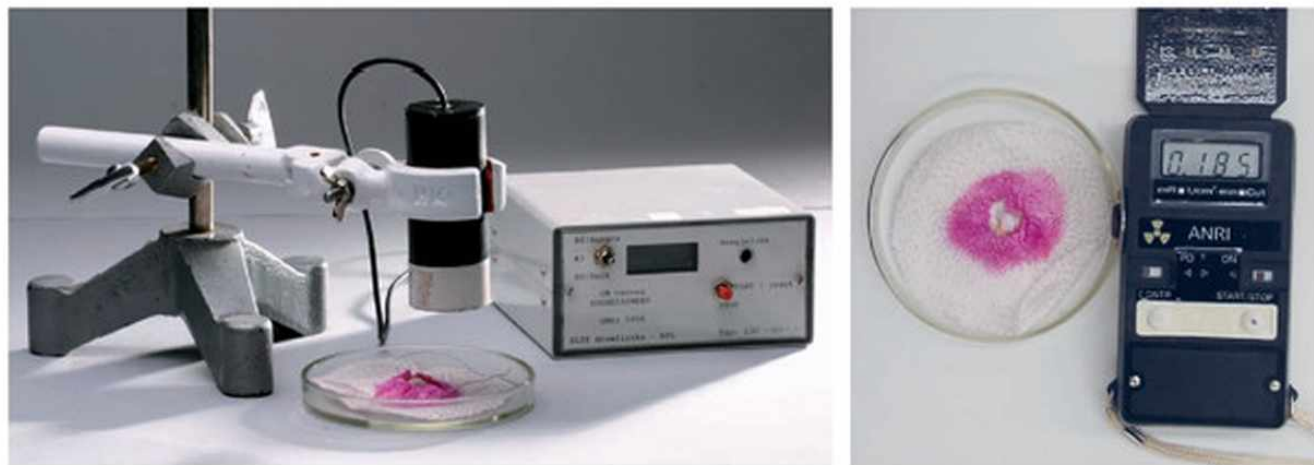
A koncentráció mértékét az aktivitással adhatjuk meg. Pl. a magyarországi lakásokban jelen lévő radioaktív nemesgáz (radon) átlagos koncentrációja akkora, hogy az ebből származó aktivitás a szobák levegőjében átlagosan 100 Bq köbméterenként. Ez az egészségkárosodás kockázata szempontjából még elfogadható, de ennek többszöröse már jelentősebb kockázattal jár. Ilyenkor a lakások radonmentesítéséről gondoskodni kell.

Ezért szükséges, hogy tudjuk, mitől függ a radioaktív anyagok aktivitásának nagysága.

- Az aktivitás annál nagyobb, minél nagyobb a radioaktív anyag mennyisége. Pontosabban: egy adott mennyiségű radioaktív izotóp  **$A$  aktivitása egyenesen arányos az izotópban lévő, még el nem bomlott atommagok  $N$  számával** ( $A \sim N$ ).

Azonos számú atomot tartalmazó különböző radioaktív elemek aktivitása igen eltérő lehet. Így például az 1 gramm tömegű rádium aktivitása 37 milliárd Bq. Az ugyanennyi atomot tartalmazó  $^{238}\text{U}$  uránizotóp aktivitása pedig a rádium aktivitásának kevesebb mint fél millióod része (alig 13 ezer Bq).

- A radioaktív elemek **aktivitása függ az elemek atommagjainak belső felépítésétől is.**



140.1. Radioaktív sugárzás detektálása laboratóriumi (balra) és hordozható Geiger–Müller-számlálóval

## A FELEZÉSI IDŐ

A radioaktív anyagok aktivitásának folyamatos méréséből következtethetünk az atommagok számának időbeli csökkenésére.

A mérések szerint a radioaktív elem atommagjainak száma – a bomlás következtében – mindig ugyanannyi idő alatt feleződik meg. Ezt az állandó időt **felezési időnek\*** nevezzük, jele  $T$ . Ha kezdetben a radioaktív anyagban  $N_0$  számú atommag volt jelen, akkor  $T$ ,  $2T$ ,  $3T$  stb. elteltével a megmaradt atomok száma rendre  $\frac{N_0}{2}$ ,  $\frac{N_0}{4}$ ,  $\frac{N_0}{8}$  stb. lesz.

A radioaktív izotópok felezési ideje állandó. Értéke nem függ sem a hőmérséklettől, sem más makroszkopikus anyagi paramétertől (csak az izotóp atommagjának belső szerkezetétől).

## A BOMLÁSI TÖRVÉNY

A fentiek alapján kifejezhetjük az el nem bomlott atommagok  $N$  számát az idő függvényében:

$$N(t) = N_0 \left( \frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T}},$$

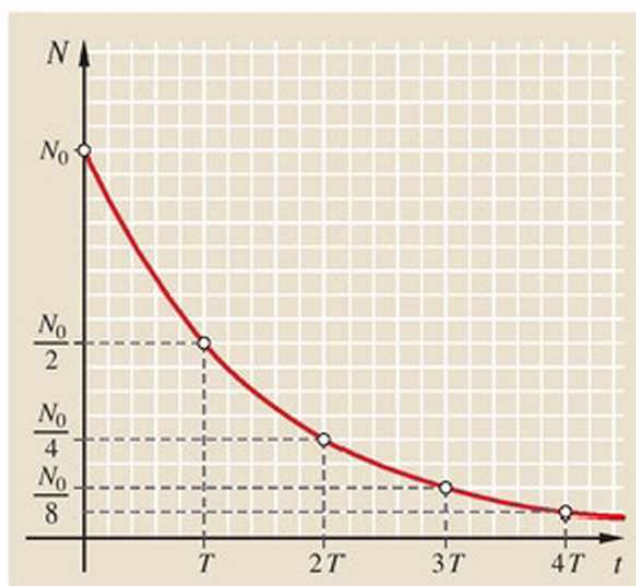
ahol  $t$  az eltelt idő,  $N_0$  a kezdeti atommagok száma,  $T$  pedig a felezési idő. Ezt az összefüggést **bomlási törvénynek** nevezzük.

A  $\frac{t}{T}$  hányados az atommagok feleződésének számát adja meg, amely általános esetben tört érték is lehet.

Mivel az  $A$  aktivitás mindenkor arányos a jelen levő atommagok  $N$  számával, ezért az aktivitás

IZOTÓP	TÖMEG
$^{238}\text{U}$	77 g
$^{235}\text{U}$	12 g
$^{226}\text{Ra}$	27 $\mu\text{g}$
$^{90}\text{Sr}$	1,2 $\mu\text{g}$
$^{60}\text{Co}$	24 ng
$^3\text{H}$	2,8 ng
$^{222}\text{Rn}$	0,18 ng

141.1.  $A = 1 \text{ MBq}$  aktivitású különböző izotópok tömege



141.2. A radioaktív atommagok száma  $T$  időközönként feleződik. Hogyan változik az  $A$  aktivitás?

időben ugyanúgy változik, mint az el nem bomlott atommagok száma:

$$A = A_0 \left( \frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T}}.$$

A bomlási törvényből levezethető az  $A$  aktivitás és a bomlatlan atommagok  $N$  száma közötti összefüggés:

$$A = \frac{0,69}{T} \cdot N,$$

ahol a magra jellemző  $\frac{0,69}{T} = \lambda$  konstans a **bom-**

**lási állandó**. A fenti kifejezést is tekinthetjük bomlási törvénynek, amelyből a korábbi – az időt kitevőben tartalmazó – exponenciális alakot szintén megkaphatjuk.

IZOTÓP	BOMLÁSI MÓD	FELEZÉSI IDŐ
$^{238}\text{U}$	$\alpha$	$4,5 \cdot 10^9$ év
$^{235}\text{U}$	$\alpha$	$7,1 \cdot 10^8$ év
$^{226}\text{Ra}$	$\alpha$	1600 év
$^{90}\text{Sr}$	$\beta$	25 év
$^{60}\text{Co}$	$\beta, \gamma$	5,27 év
$^3\text{H}$	$\beta$	12,26 év
$^{222}\text{Rn}$	$\alpha$	3,82 nap

141.3. Radioaktív izotópok felezési ideje

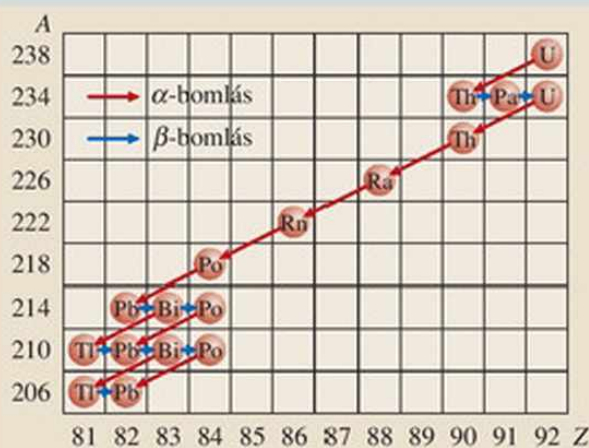


## MEGJEGYZÉSEK

1. A természetben előforduló nehéz atommagok bomlásakor keletkező újabb atommagok általában szintén radioaktívak, ezért szokás ezeket az előző elem **leányelemének** nevezni.

Az egymást követő radioaktív **nehéz atommagok** váltakozva alfa- vagy béta-bomlással kerülnek egyre mélyebb energiaállapotba a stabil vasatommagok felé haladva.

Az egymásból kialakult **radioaktív elemek bomlási sorokat\*** vagy bomlási családokat alkotnak. Mindegyik családnak van egy leghosszabb felezési idővel rendelkező **őselem** (általában ez a névadó), és van egy **stabil végső eleme**, amely valamelyik ólomizotóp, illetve a bizmut. A bomlási sorok tagjainak tömegszáma 4-gyel való osztással azonos maradékot ad, így a családok eszerint különülnek el egymástól.



142.1. Az urán bomlási sora

A SOR ELNEVEZÉSE	KEZDŐ VAGY ŐSELEM	ŐSELEM FELEZÉSI IDEJE (MILLIÓ ÉVBEN)	VÉGSŐ STABIL IZOTÓP
$A = 4n$ tórium-sor	${}^{232}_{90}\text{Th}$	14 100	${}^{208}_{82}\text{Pb}$
$A = 4n + 1$ neptúnium-sor	${}^{237}_{93}\text{Np}$	2,1	${}^{209}_{83}\text{Bi}$
$A = 4n + 2$ urán-238-sor	${}^{238}_{92}\text{U}$	4470	${}^{206}_{82}\text{Pb}$
$A = 4n + 3$ urán-235-sor	${}^{235}_{92}\text{U}$	713	${}^{207}_{82}\text{Pb}$

## 142.2. A természetes radioaktivitás négy bomlási sora

A neptúnium-sor tagjai már nem találhatók meg a Földön, mivel az őselem felezési ideje mindössze 2 millió év, ezért a Föld keletkezése (kb. 4,5 milliárd év) óta a sok feleződés következtében a tagok lebomlottak. Korábbi előfordulásukról az árulkodik, hogy a Földön megtalálható a bomlási sor utolsó stabil eleme, a  ${}^{209}_{83}\text{Bi}$  izotóp.

2. A természetes radioaktivitás a természetben előforduló radioaktív elemek bomlásából származik. Ennek túlnyomó részét a Földön még jelen lévő 3 bomlási sor tagjai adják. Ezen kívül előfordulnak kisebb tömegszámú radioaktív izotópok is: a  ${}^{40}\text{K}$ , a  ${}^{14}\text{C}$  és a  ${}^3\text{T}$ . Utóbbiak mind  $\beta$ -bomlók.



## GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Egy kisebb és egy nagyobb felezési idejű radioaktív izotópból álló anyagminta ugyanannyi atommagot tartalmaz. Melyiknek nagyobb az aktivitása?
2. Vajon miért tűnt úgy a radioaktivitás felfedezői és első vizsgálói számára, hogy az urán- és a rádiumizotópok aktivitása nem csökken?
3. Hol hasznosíthatók a hosszú felezési idejű radioaktív izotópok?
4. Melyik lehet az élő szervezetekre veszélyesebb: a rövid vagy a hosszú felezési idejű izotóp?



## FELADATOK

1. Az aktivitás fizikai mennyiségének korábbi egysége a curie (Ci) volt (melyet a Curie házaspár tiszteletére neveztek el). Ez megfelelt 1 g tömegű rádium aktivitásának.
- Határozzuk meg, hogy az 1 Ci egység hány becquerelnek ( $\frac{1}{s}$ ) felel meg! (A rádium tömegszáma 226, felezési ideje 1600 év.)
  - Mennyi lenne az aktivitása a 100 évvel ezelőtt elkülönített 1 g tömegű rádiumnak ma?
  - Mennyi 1 g rádium sugárzási teljesítménye? (Az alfa-részek energiája 0,7 pJ.)
  - Mennyi energiát ad le az 1 g tömegű elkülönített rádium 100 év alatt?

## MEGOLDÁS:

- a) Használjuk az aktivitás és az atommagok száma közötti összefüggést (1 év  $\approx 3,15 \cdot 10^7$  s):

$$A = \frac{0,69}{T_f} N = \frac{0,69}{1600 \cdot 3,15 \cdot 10^7 \text{ s}} \cdot \frac{1 \text{ g}}{226 \frac{\text{g}}{\text{mol}}} \cdot 6 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}} = 3,63 \cdot 10^{10} \text{ Bq} = \mathbf{36,3 \text{ GBq.}}$$

- b) Alkalmazzuk az aktivitásra a bomlási törvényt:

$$A = A_0 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{100}{1600}} = 3,63 \cdot 10^{10} \text{ Bq} \cdot 0,958 = \mathbf{3,47 \cdot 10^{10} \text{ Bq.}} \quad (\text{A csökkenés kisebb 5\%-nál.})$$

- c) A sugárzási teljesítményt megkapjuk, ha az aktivitást megszorozzuk a bomláskor keletkezett alfa-részek energiájával:

$$P = E_\alpha \cdot A = 0,7 \text{ pJ} \cdot 3,63 \cdot 10^{10} \text{ Bq} = \mathbf{0,025 \text{ W.}}$$

- d) Az 1 g tömegű rádium által 100 év alatt leadott összes sugárzási energia egyenlő az elbomlott atommagok számának és az alfa-részecskék energiájának szorzatával:

$$\begin{aligned} \Delta E &= E_\alpha \cdot \Delta N = E_\alpha \cdot N_0 \left(1 - \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{100 \text{ év}}{1600 \text{ év}}}\right) = 0,7 \cdot 10^{-12} \text{ J} \cdot \frac{1 \text{ g}}{226 \frac{\text{g}}{\text{mol}}} \cdot 6 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}} \cdot 0,042 = \\ &= \mathbf{7,8 \cdot 10^8 \text{ J} = 780 \text{ MJ.}} \end{aligned}$$

Ez kb. 0,5 kg szén elégetésekor felszabadult energiának felel meg.

2. A csernobili reaktorbaeset során radioaktív  $^{131}\text{I}$ -izotóp került Magyarország légterébe. A levegőben a jód aktivitása átlagosan 1–10 Bq volt köbméterenként. Az izotóp felezési ideje 8 nap.
- Mekkora lehetett a köbméterenkénti aktivitás 32 nap elteltével?
  - Legfeljebb mennyi ideig kellett várni, mire a jód aktivitása kisebb lett a kezdeti érték 1%-ánál?
3. Alulról rosszul szigetelt régi lakásokban a földből felszivárgó radioaktív radon található. Ennek aktivitása a lakás légterében elérheti az egészségre már nem veszélytelen  $1000 \text{ Bq/m}^3$  értéket is. A szigetelés megjavítása után (nem szellőztetve) mennyi idő múlva várható, hogy az aktivitás értéke a már elfogadható köbméterenkénti 100 Bq-re csökken? (A radon felezési ideje 3,85 nap.)
4. A Curie házaspár körülbelül száz évvel ezelőtt fedezte fel a rádiumot, miután kémiai úton kivonták az uránszurokérből.
- Becsüljük meg, hogy az így nyert rádium hány százalékát találnánk most meg, ha a rádiumot megőrizték volna! (A rádium felezési ideje 1600 év.)
  - Mennyi idő múlva csökken ugyanilyen arányban az elkülönített rádium mennyisége?

## 2.3. Sugármérő eszközök.

### A radioaktív sugárzások biológiai hatása

#### A SUGÁRZÁS ÉS AZ ANYAG KÖLCSÖNHATÁSA

Mindennapos tapasztalat, hogy a tartósan napsugárzásnak kitett anyagokban jelentős változás következik be. A fehér papír megsárgul, a színes anyagok kifakulnak, egyes műanyagok elvesztik rugalmasságukat, törékennyé válnak. Az anyagokban bekövetkezett változást elsősorban a napsugárzásban jelen lévő láthatatlan **ultraibolya fény nagy energiájú fotonjai okozzák**. Még ennél is nagyobb energiával rendelkeznek a röntgensugárzás fotonjai. A röntgensugárzás éppen ezért képes az anyagokon, így az emberi szöveteken is áthatolni – miközben azokban jelentős változásokat is okozhat. Ezért kell az orvosi röntgenvizsgálatoknál különösen körültekintően eljárni. Csak a vizsgálendő testrészt szabad – a lehető legrövidebb ideig – a sugárzásnak kitenni.

A nagy energiájú részecskékből álló radioaktív sugárzások is jelentős változásokat hoznak létre az anyagokban. Eközben maguk is megváltoznak: **a sugárzások egy része vagy egésze elnyelődik az anyagban.**

A radioaktív sugárzás és az anyag kölcsönhatása elsősorban az atomok és a molekulák ionizálásában nyilvánul meg. A sugárzást alkotó nagy energiájú részecskék elektronokat szakítanak ki az atomokból, molekulákból. (Ionizálják a semleges atomi részecskéket.) Előfordulhat, hogy a becsapódó részecske egy molekulából akár egy egész atomot is kilök. A nem túl erős radioaktív sugárzás melegítő hatása jelentéktelen, ezért károsító hőhatásától eltekinthetünk.

Az ionizáló részecskék a kölcsönhatás során energiát veszítenek, az anyagban lefékeződnek. A lefékeződő **alfa-részek** két elektron felvételével **semleges héliumatomokká** alakulnak át. A **béta-részecskék** az ionokba befogódnak. A **gamma-fotonok** a közönséges látható fény fotonjaihoz hasonlóan elnyelődnek.

Az anyagban elnyelődött radioaktív sugárzás részecskéi abban további fizikai változásokat már nem hoznak létre. **Az anyag stabil atomjai nem válnak radioaktívvá.** (Ezért félrevezető a sugárbetegséget sugárfertőzésnek nevezni.)

#### A RADIOAKTÍV SUGÁRZÁSOK KIMUTATÁSA, MÉRÉSE

A radioaktív sugárzások sem szabad szemmel, sem pedig más érzékszervvel közvetlenül nem észlelhetők. Hőhatás hiányában hőérzetet sem keltenek.

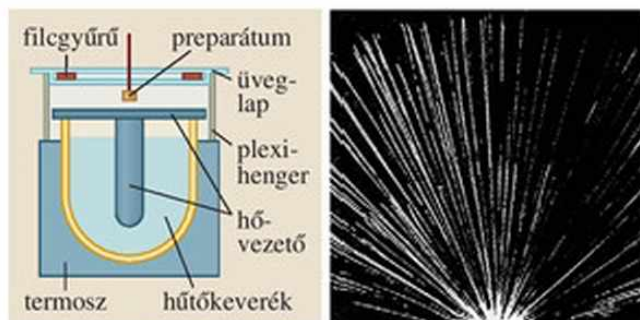
A sugárzások megfigyeléséhez, tanulmányozásához olyan mérőeszközökre van szükség, amelyek jelzik a sugárzások jelenlétét és mérik azok fizikai jellemzőit. Ezeket általában **detektoroknak\*** nevezzük. A legtöbb detektor működése a sugárzások ionizáló hatásán alapszik.

A legelső megfigyelőeszközök a **ködkamrák\*\*** voltak.

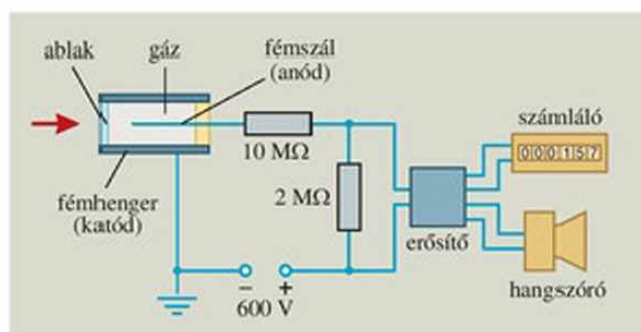
**C. T. R. Wilson** (1869–1959) skót fizikus 1912-ben szerkesztette meg az első – róla elnevezett – Wilson-féle ködkamrát. Ezért 1927-ben Comptonnal együtt megosztott Nobel-díjat kapott.

A ködkamrában (144.1. ábra) gőzöket túlteltett állapotba hoznak. A kamrán áthaladó részecskék pályája mentén keletkező ionok kondenzációs magként szolgálnak, így azokon a gőzök lecsapódnak. A kialakuló apró folyadékcseppek ködfonalakat alkotnak, így a részecskék pályája láthatóvá, fényképezhetővé válik. Az 1950-es évektől kezdve inkább a hasonló elven működő, túlhevített folyadékkal töltött **buborékkamrát** alkalmazzák. Ezek felvételeit már számítógéppel elemzik.

Az aktivitás mérésére **Geiger-Müller-számlálókat** (röviden G-M-csőket) használnak. Az egyedi részecskék detektálására alkalmas berendezést **Hans Geiger** (1882–1945) és tanítványa, **Walter Müller** (1905–1977) német fizikusok fejlesztették ki 1928-ban. A mérőeszköz (145.1. ábra) egy fémből vagy üvegből készült, gázzal töltött cső.



144.1. Diffúziós ködkamra elvi felépítése. Mi olvasható ki a ködfonalakból?



145.1. Az aktivitás mérésére szolgáló Geiger-Müller-számláló felépítésének vázlatos rajza

A G-M-csőben a beérkező részecskék ionizáló hatására a két elektróda között elektromos áramimpulzusok keletkeznek. Az impulzusok megszámlálhatók, és felerősítve hangszórával hallhatóvá is tehetők.

Az anyagokban elnyelt sugárzási energia mérésére alkalmas mérőeszközöket **dozimétereknek**\*\* nevezik. Praktikus doziméterek az ún. nyomdetektorok, amelyek egyszerű, belső szerkezet nélküli mérőeszközök. Lényeges részük egy olyan sugárzásra érzékeny lemez vagy film, amely rögzíti a becsapódó részecskék nyomait. Az adott ideig sugárzásnak kitett detektorlemezeken található becsapódások számából következtetni lehet a térségben lévő radioaktív sugárzások aktivitására. Így a detektor közelében tartózkodó személyt ért sugárdózis nagyságát is megkapjuk.

## A RADIOAKTÍV SUGÁRZÁSOK BIOLÓGIAI HATÁSA

A radioaktív sugárzások által okozott ionizáció és molekulafelbomlások révén a sejtekben ionok és szabad gyökök keletkeznek, melyek a sejt egyedi működésében zavarokat okoznak.

Ha sok sejtben következik be működési rendellenesség, akkor ez az élőlénynél a sugárzást követően különböző tünetek formájában jelentkezik. A tünetek súlyossága annál nagyobb, minél nagyobb az élő anyag egységnyi tömegében elnyelődött sugárzási energia.

A SUGÁRZÁS FAJTÁJA	MINŐSÉGI TÉNYEZŐ ( $Q$ )
röntgen-, gamma- és béta-sugárzás	1
alfa-sugárzás	20
neutronsugárzás (termikus)	2-3
gyors neutronok, protonok	10

145.2. Különböző sugárzástípusok  $Q$  minőségi tényezője



145.3. Az orvosi doziméter egyszerű részecskedetektor, érzékeny lemezen rögzíti a becsapódó részecskék nyomait

Ha a radioaktív sugárzások elnyelődésekor a sejt működési és genetikai programját tartalmazó **DNS-molekula sérül**, akkor a sejt működésében **késői zavarok** léphetnek fel, amelyek sejtburjánzás (rákos daganatok) formájában, vagy – az ivarsejtek sérülése esetén – az utódoknál előforduló **genetikai károsodás** formájában **jelentkezhetnek**.

A biológiai hatások és az elnyelt sugárzás közötti kapcsolat mennyiségi jellemzésére kétféle **dóziemmennyiséget** használunk.

### Elnyelt dózis\* ( $D_e$ )

Az elnyelt dózist úgy számítjuk ki, hogy az elnyelt sugárzási energiát elosztjuk a sugárzást elnyelő anyag tömegével.

Az elnyelt dózis jele:  $D_e$ . Mértékegysége:  $\frac{J}{kg}$ , neve: **gray\*** (gréj). Jele: **Gy**.

$$1 \frac{J}{kg} = 1 \text{ Gy. Képlete: } D = \frac{E}{m}$$

### Dózi egyenérték\*

A sugárzás biológiai hatása nemesak az egységnyi tömeg által elnyelt sugárzási energiától függ, hanem a sugárzás fajtájától is, mivel a sugárzástípus ionizáló képessége különböző. Ezért a bekövetkező biológiai hatást jobban kifejezi a dózis mennyisége, ha megszorozzuk egy a sugárzás fajtájához rendelt  $Q$  minőségi tényezővel.

Így kapjuk meg a dózi egyenértéket:

$$H = Q \cdot D.$$

A  $Q$  egység nélküli viszonyítási alapul a röntgensugárzást tekintjük –, a  $H$  dózi egyenértéknek vagy hatásos dózissal azonban új nevet adtak, ezzel jelezve a minőségi tényező figyelembevételét. Az **egység neve sievert\***, jele: **Sv**.

$$1 \text{ Sv} = 1 \frac{J}{kg}$$

Megfelelően nagy (küszöbdózis feletti) dózissal **szükségszerűen bekövetkező élettani hatásokkal** járnak (lásd a túloldali 146.1. táblázatot).



A véletlenszerű késői hatásnál csak a betegség bekövetkezésének valószínűségét tudjuk megadni a dózisegységérték függvényében. Itt nincs küszöbdózis, bármilyen kis dózis okozhat késői megbetegedést.

A Nemzetközi Sugárvédelmi Bizottság (ICRP) által megadott kockázati tényező a rákos megbetegedések bekövetkezésére:  $1,65 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{mSv}}$ . Ez azt

jelenti, hogy ha 100 ezer ember kap 1 mSv többletdóziót, akkor közülük 1-2 embernél valószínűsíthetjük a többsugárzásból eredő rákos megbetegedést.

A csernobili reaktorbaleset következtében Magyarország lakossága átlagosan 1 mSv többletdóziót kapott. Így a következő évtizedekben a csernobili balesetnek tulajdonítható rákos megbetegedések várható száma 160-170 lesz. (Magyarországon évente átlagosan 25 ezren halnak meg rákban.)

## A TERMÉSZETES HÁTTÉRUGÁRZÁS

Környezetünkben mindenhol megtalálható a radioaktív sugárzás. A sugárzás a Földünkön a bolygó keletkezése óta jelen van. Kezdetben, amikor még nem alakult ki bolygónk védő légköre, a világból érkező intenzív kozmikus sugárzás miatt a Föld felszínén a sugárzás intenzitása a mai értéknek többszöröse lehetett. A földi élet, a civilizáció a mindenkor és mindenhol jelen lévő sugárzás mellett fejlődött a mai szintre. Az állat- és növényfajok sugárzásból eredő tömeges kihalásáról az ezzel foglalkozó tudományágak nem szólnak.

A sugárzás megtalálható a levegőben, a talajban, a felszíni vizekben, még saját testünkben is. A környezetünkben jelen lévő természetes eredetű sugárzás összeségét természetes háttérugárzásnak\* nevezzük. A háttérugárzásból eredő



146.1. A természetes háttérugárzás mérése

AZ EMBERI SZERVEZET EGÉSZÉT ÉRT SUGÁRZÁS DÓZIS-EGYENÉRTÉKE (mSv)	A SUGÁRZÁS SZÜKSÉGSZERŰEN BEKÖVETKEZŐ ÉLETTANI HATÁSA
< 250	nincs kimutatható hatás
250 küszöbdózis	orvosilag kimutatható, de tünetmentes
750–1000	múló rosszullét, fáradékonyság
1000–2000	tartós zavarok jelentkeznek a vérképző szervek működésében
4000 félhalálos dózis	súlyos sérülés, orvosi kezelés hiányában 50%-os az elhalálozás
6000 halálos dózis	igen súlyos károsodás, speciális orvosi kezelés hiányában 2 héten belüli halál

146.2. A szükségszerűen bekövetkező élettani hatások és a szervezetet ért sugárzás hatásos dózisa közötti összefüggés

sugárdózis a természetes sugárterhelés\*. Ennek éves átlaga a Föld össznépeségére számítva:

$2,4 \frac{\text{mSv}}{\text{személy} \cdot \text{év}}$  (ez a küszöbdózis 1%-a), ame-

lyet éves lakossági sugárterhelésnek\* neveznek.

Az éves lakossági sugárterhelés értéke földrajzi helyenként és időszakonként nem egyenletesen oszlik meg. Vannak olyan helyek a világon, ahol az átlag többszöröse is lehet, pl. az indiai Kerala államban az átlag 6-7-szerese. A magashegységekben élő népeknél is jelentős lehet a kozmikus sugárzásból eredő többletterhelés. A kutatók azonban semmilyen sugárzásból származó tömeges megbetegedést nem tudtak kimutatni a nagyobb természetes sugárterhelés mellett élő népcsoportoknál. A sugárterhelés éves eloszlása sem egyenletes: nyáron a szabadban tartózkodva kevesebb sugárzás ér bennünket, mint télen a lakásokba bezárva.

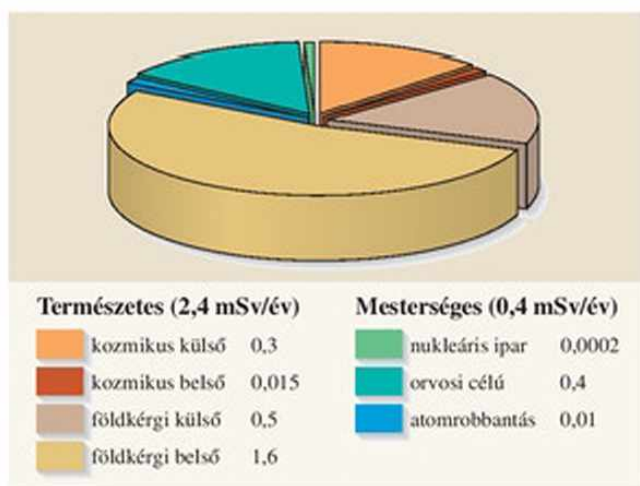
A természetes háttérugárzás egyrészt földi eredetű, a földkéregben található radioaktív elemek állandó sugárzásából ered. Ezek közül számottevő a radioaktív radon nemesgáz, amely az alsóbb kőzetrétegekből könnyen kijut környezetünk légtérébe. Ide sorolható még a földkéregből származó  $^{40}\text{K}$  radioaktív káliumizotóp, amely testünkbe a stabil káliummal együtt kerül be, mint a sejtműködés fontos eleme.

A háttérugárzás másik része kozmikus eredetű. Ide soroljuk azokat a radioaktív izotópokat, amelyek a felső légkörben a kozmikus sugárzás hatására keletkeznek pl. a  $^{14}\text{C}$ -,  $^3\text{H}$ -,  $^{22}\text{Na}$ -,  $^7\text{Be}$ -izotópok. Ezek a Föld felszínére kerülve, a táplá-

lékláncan keresztül az élő szervezetbe jutva, vagy azon kívül sugároznak.

A testünkön kívüli sugárzásból származó sugárdózist **külső sugárterhelésnek\***, a testünkbe átmenetileg bekerülő vagy a szervezetünkbe tartósan beépülő izotópokból származó sugárdózist pedig **belső sugárterhelésnek\*** nevezzük.

A természetes háttérsugárzás okozta lakossági sugárterheléshez még mesterséges sugárterhelés is járul. Ennek éves átlaga **0,4 mSv**. Ez a radioaktív izotópok orvosi alkalmazásából, energiatermelő nukleáris ipari tevékenységből és a kísérleti atomrobbantásokból megmaradó sugárzásból tevődik össze. A természetes és a mesterséges sugárterhelések megoszlását a 147.1. ábrán láthatjuk.



147.1. A lakossági sugárterhelés összetevői. Melyik komponens nagy a hegyvidéki lakosoknál?



## GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Lehet-e csökkenteni a természetes háttérsugárzásból eredő évi sugárdózist? Ha igen, hogyan?
2. A lakosságra eső teljes évi sugárterhelés átlagosan mintegy 15%-a az orvosi célú vizsgálatokból ered. Érdemes-e az orvosi vizsgálatok elhagyásával a sugárterhelésünket csökkenteni?



## FELADATOK

1. Nézzük meg, mennyire vagyunk veszélyesek saját magunkra!
  - a) Hány radioaktív részecske keletkezik a testünkben évente? (Egy felnőtt ember átlagos aktivitása 8000 Bq, amely nagyrészt  $^{40}\text{K}$ - és  $^{14}\text{C}$ -izotópok  $\beta$ -bomlásából ered.)
  - b) Becsüljük meg, mekkora sugárterhelést jelent számunkra saját testünk sugárzása! (Tekintsük úgy, hogy a keletkező részecskék fele bennünk marad, és a részecskék átlagos energiája  $E_{\text{átl.}} = 0,1 \text{ pJ}$ ! A tömegünket vegyük 70 kg-nak!)
  - c) Mekkora rákos megbetegedési kockázattal jár ez?

### MEGOLDÁS:

a) Az évenként keletkező részecskék száma:  $N = 8 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{s}} \cdot 3,15 \cdot 10^7 \text{ s} = 2,46 \cdot 10^{11}$ .

b) A kapott sugárterhelés dózisegyenértéke:  $H = 1 \cdot \frac{2,46 \cdot 10^{11} \cdot 10^{-13} \text{ J}}{70 \text{ kg}} = 0,154 \text{ mSv}$ .

c) A sugárterhelésből származó rákos megbetegedés kockázata (rizikója):

$$R = 0,18 \text{ mSv} \cdot 1,6 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{mSv}} \approx 3 \cdot 10^{-6}, \text{ vagyis minden 1 millió ember közül évente 3 személynél várható, hogy saját testének radioaktív sugárzásától kap rákot.}$$

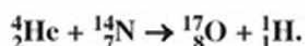
2. Mennyi sugárzási energia nyelődne el alfa-sugárzás, illetve béta-sugárzás formájában egy 70 kg tömegű felnőtt személy testében, ha halálos dózist kapna?
3. Becsüljük meg, hogy átlagosan mennyi sugárzási energia nyelődik el Magyarország lakosságában évente (a minőségi tényezőt vegyük 1-nek)! Mekkora tömegű jeget lehetne megolvasztani a becsült sugárzási energiával? (Az egyes emberek átlagos tömegét 70 kg-nak vehetjük.)

## 2.4. A radioaktív sugárzások gyakorlati alkalmazásai (Kiegészítő anyag)

### MESTERSÉGES RADIOAKTIVITÁS

Az első mesterséges atommag-átalakítást Rutherford hozta létre 1919-ben. Wilson-féle ködkamrába helyezett nitrogéngázt sugárzott be alfa-sugárakkal. Figyelte a sugárzás hatására létrejövő ködfonalnyomokat. A seprűszerűen szétartó  $\alpha$ -részecskék nyomai között néha jellegzetes elágazások jelentek meg. Ezekből Rutherford arra következtetett, hogy egy alfa-részecske behatolt valamelyik nitrogénatommagba, és azt átalakította. A ködfonal-elágazás hosszú nyomát egy, a magból kilövellő proton hozta létre, a rövid nyomot pedig a keletkező oxigénizotóp-mag okozta.

A mesterségesen létrehozott magreakció egyenlete:



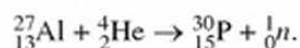
Rutherford atommag-átalakító kísérletét számos más kísérlet követte. Az atommag átalakítására kezdetben a természetes radioaktív sugárzásban előforduló részecskéket használták lövedékként. A későbbiekben nagyobb rendszámú atommagok átalakítására mesterségesen felgyorsított részecskéket használtak. A múlt század 30-as éveitől kezdődően egyre több mesterséges magátalakítást végeztek. Jelentősen megszorodott az így létrejövő új mesterséges izotópok száma.



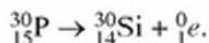
148.1. Irène Curie (1897–1956), Marie és Pierre Curie lánya, és férje, Frédéric Joliot-Curie (1900–1958), a mesterséges radioaktivitás felfedezői átveszik a Nobel-díjat

Az első olyan mesterséges magátalakítást, amelyben a keletkező atommag radioaktívnek bizonyult, a Joliot–Curie házaspár figyelte meg 1934-ben.

Alumínium alfa-részecskékkel történő besugárzásával a következő magreakció jött létre:



A keletkezett foszforizotóp a természetben nem fordul elő, mivel kis felezési idővel (kb. 3 perc) szilíciummaggá alakul át. A magátalakulásra érvényes tömegszám- és töltésszám-megmaradásból arra lehetett következtetni, hogy a foszforatommagok bomlásakor az atommagból egy, az elektronnal megegyező tömegű és azonos nagyságú, de ellentétes előjelű (pozitív) részecske távozik. A részecske a pozitron, a létrejött bomlás pedig a pozitív béta-bomlás\*\*, amelynek egyenlete a következő:



Ha a mesterséges magreakció\* során olyan atommag keletkezik, amely radioaktívnek bizonyul, akkor a jelenséget mesterséges radioaktivitásnak\* nevezzük. Gyakorlati felhasználásra napjainkban számos mesterséges izotópot hoznak létre, főleg neutronbesugárzással. Az előállított izotópok száma meghaladja az ezret.

Azt a folyamatot, amely során neutron befogásával az atommag radioaktívvá válik, neutronaktivációnak\*\* nevezzük.

### SUGÁRZÁSOK ALKALMAZÁSA A GYÓGYÁSZATBAN

A sugárzásokat a gyógyászatban a diagnosztikában és a terápiában egyaránt alkalmazzák.

#### a) Diagnosztikai alkalmazások

Egyes mesterségesen előállítható radioaktív izotópok nyomjelzőként alkalmazhatók bizonyos szervek működésének diagnosztizálására. A pajzsmirigyvizsgálatoknál például elterjedten alkalmazzák a jód  ${}^{131}\text{I}$  izotópját. A radioaktív izotóppal megjelölt jód egy bizonyos idő után beépül a szervbe. A beépülés mértéke sugármérő készülékkel mérhető, és így következtetni lehet a pajzsmirigy működésére. Hasonló módon más (pl. a vérképző) szervek működése is ellenőrizhető radioaktív izotópos nyomjelzővel\*.



149.1. Izotópos orvosi vizsgálatokhoz használható tomográfós gamma-detektor

A radioaktív nyomjelzés ötlete és kidolgozása **Hevesy György** (1885–1966) magyar származású kémikus nevéhez fűződik, aki munkásságáért 1943-ban kémiai Nobel-díjat kapott.

#### b) Terápiás alkalmazás

A rákos sejtburjánzások megfékezésére, elpusztítására gyakran használnak radioaktív besugárzást. A terápia alkalmazhatóságát az teszi lehetővé, hogy **a rendellenesen működő rákos sejtek az egészséges sejteknél érzékenyebbek a sugárzásokra.**

A besugárzás történhet kívülről jól irányított, előre megtervezett módon, vagy testüregben belülről vitt sugárforrással, esetleg a pajzsmirigynél a megfelelő mennyiségű  $^{131}\text{I}$  jódizotópnak a szervbe való bevitelével.

A besugárzásokat nagy körültekintéssel és megfelelő gyakorisággal kell elvégezni, hogy az egészséges sejteket a lehető legkisebb károsodás érje.

Külső besugárzásra gyakran alkalmaznak mesterségesen előállítható, gamma-sugárzó  $^{60}\text{Co}$  kobaltizotópot, melynek a felezési ideje 5,3 év. A besugárzóeszközt – nem éppen bizalomkeltő módon – kobaltágyúnak nevezik.

#### SUGÁRZÁSOK ALKALMAZÁSA AZ IPARBAN

A sugárzások egyik ipari alkalmazása az **anyagok rétegvastagságának mérése.** Ennek lényege, hogy a rétegen áthaladó sugárzás mért intenzitásának változásából következtetni lehet a réteg vastagságára. A radioaktív sugárzások **sejtpusztító hatását használják fel** az élelmiszeriparban és az egészségügyben **csírátlanításra és sterilizálásra.** Az így kezelt élelmiszer nem válik radioaktívvá.



149.2. A szervesanyag-tartalmú régészeti leletek korának meghatározására a  $^{14}\text{C}$ -izotópot használják

#### SUGÁRZÁSOK ALKALMAZÁSA A KORMEGHATÁROZÁSBAN

A radioaktív bomlási törvények alapján egyes kőzetek, régészeti leletek kora is meghatározható.

A kőzetek korára az urán és a mellette található stabil végső izotópja, az ólom tömegarányából lehet következtetni az urán felezési idejének ismeretében. Ezt nevezzük **geológiai kormeghatározásnak.** Ilyen jellegű mérésekből derült ki, hogy a földkéreg 4,5 milliárd évvel ezelőtt szilárdult meg.

A szerves anyagokat tartalmazó **régészeti leletek korának meghatározására a légkörben lévő kozmikus sugárzás hatására keletkező radioaktív  $^{14}\text{C}$ -izotópot használják.**

A Föld légkörében – főként szén-dioxid formájában – előforduló szénatomok egy része radioaktív  $\beta$ -sugárzó  $^{14}\text{C}$ -izotóp. Az izotóp a légkör nitrogénatomjaiból keletkezik a kozmikus sugárzás hatására. A keletkezés üteme és a bomlás sebessége között stabil egyensúly alakul ki, melynek következtében a légköri szénatomok közül minden billiomodik radioaktív  $^{14}\text{C}$ -, a többi stabil  $^{12}\text{C}$ -izotóp. (Az izotóparány 1 :  $10^{12}$ .) A légkör és a földi élőlények között fennálló szénkörforgás miatt a növények és állatok szénvegyületeiben a szénizotópok aránya megegyezik a légköri izotóparánnyal.

Amikor az élőlény elpusztul, akkor a szénkörforgás megszűnik. Így az elhalt növényi és állati részekben a radioaktív szénizotópok aránya az izotóp bomlása miatt csökken. A leletben mért izotóparányból – ismerve a  $^{14}\text{C}$   $T = 5730$  éves felezési idejét – következtetni lehet a lelet korára.

Ezt a kormeghatározást nevezzük **archeológiai kormeghatározásnak**, az alkalmazott módszert pedig **karbon-módszernek.**



## OLVASMÁNY

**Antirészecskék és a pármegsemmisülés**

**Paul Dirac** (1902–1984) angol fizikus 1926-ban felállított elméletében megjósolta, hogy az elemi részecskéknek (elektronnak, protonnak, neutronnak) létezik olyan tükörképe, amely minden tulajdonságában megegyezik az eredeti részecskével, csupán a töltésük ellentétes előjelű. Ezeket a részecskéket antirészecskéknek nevezzük. **C. D. Anderson** (1905–1991) amerikai fizikusnak 1932-ben sikerült felfedezni a világűrben jövő kozmikus sugárzásban az elektron antirészecskéjét: a **pozitron**. Később ezt a részecskét észlelte a Joliot-Curie házaspár a mesterségesen létrehozott foszfor pozitív béta-bomlása során is.

Dirac elméletéből következik (és kísérletileg is megfigyelték), hogy ha egy részecske találkozik az antirészecskéjével, akkor mindkét részecske megsemmisül, és két  $2 \cdot m \cdot c^2$  nyugalmi energiának megfelelő energiájú – foton keletkezik. A jelenséget **pármegsemmisülésnek**\*\* nevezük. A jelenség fordítva is lejátszódhat: ha a két részecske nyugalmi energiájának megfelelő energiájú foton atommagokkal hat kölcsön, akkor egy **elektron–pozitron** pár keletkezhet. Ezt nevezzük **párváltásnak**\*\*. Később a nagy energiájú gyorsítók megépülésével sikerült kísérletileg előállítani az **antiproton** és **antineutron antirészecskéket** is.

Az orvosi diagnosztikában pozitronokat használnak a belső szervekről készített térbeli réteges (tomográfias) leképezéshez, ahol a képalkotást számítógép segítségével a pármegsemmisüléskor létrejött nagy energiájú fotonokkal végzik. A berendezés rövidített elnevezése **PET (pozitron emissziós tomográf)**, ahol pozitronforrásként mesterségesen létrehozott (pl.  $^{22}\text{Na}$ ) pozitív béta-bomló izotóp szolgál. Hazánkban az első PET-berendezést Debrecenben helyezték üzembe.



## MEGJEGYZÉSEK

1. A kozmikus sugárzások hatására a felső légkörben más izotópok is létrejönnek. Így keletkezik a  $^3\text{T}$  hidrogénizotóp is, a trícium, amely 12,5 év felezési idővel béta-bomló. A tríciumot is felhasználják rövidebb korok meghatározására (pl. nemes borok korának megállapítására). Ezt nevezzük **trícium-módszeres kormeghatározásnak**. Az alkalmazott módszert a természetben megvalósuló vízkörforgás teszi lehetővé. A légkörrel kapcsolatban álló természetes vizekben (tavak, folyók, tengerek) minden trilliomodik H-atom tríciumizotóp. Az elzárt barlangok vizének és a mély pincékben lévő boroknak a tríciumtartalma a bomlás miatt ennél kisebb. Az arányból következtethetünk arra, hogy a folyadék mióta van zárt helyen.



## GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Miként segítette elő a természetes radioaktivitás felfedezése a mesterséges magátalakítások megvalósítását? (Gondoljunk a magátalakuláshoz használt „lövedékre”!)
2. Milyen feltételeknek kell eleget tenni az orvosi diagnosztikában alkalmazott mesterséges izotópoknak ahhoz, hogy nagyobb kockázat nélkül alkalmazhatók legyenek?



## FELADATOK

1. Mekkora lehet annak a mamutleletnek a kora, amelyben a radioaktív  $^{14}\text{C}$  szénizotóp koncentrációja a mai koncentrációhoz képest negyedére csökkent? (Az izotóp felezési ideje 5730 év.)
2. A közelmúltban megtalált (Ötzi nevű) gleccserember kora karbon-módszerrel 5000 évesnek adódt. Mekkora lehetett a ruhamaradványokban található elemi szén  $^{14}\text{C}$ -koncentrációsökkenése?

## 3. A maghasadás és a magfúzió

### 3.1. Az uránatommagok hasadása

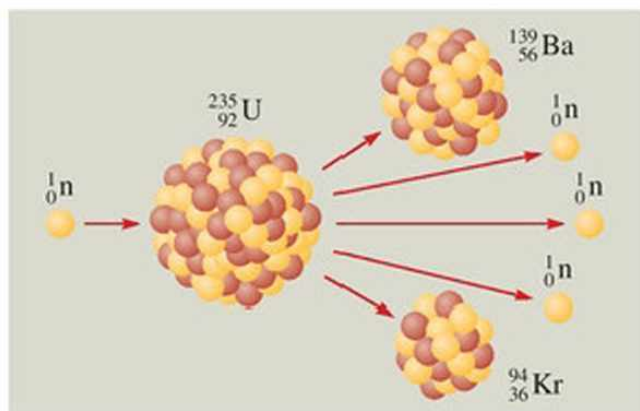
Az atommagok átlagos kötési energiájának vizsgálatánál láttuk, hogy a nehéz atommagokból energia szabadulhat fel, ha ezek könnyebb atommagokra bomlanak el.

Kísérletileg maghasadást először **Otto Hahn** (1879–1968), **Fritz Strassmann** (1902–1981) és **Lise Meitner** (1878–1968) német kutatók hozták létre 1938-ban. Uránt neutronokkal sugároztak be. Ekkor azt tapasztalták, hogy az uránmagok két közepes tömegű magra bomlottak el. A jelenséget **maghasadásnak (fisszióknak) nevezték el.**

Az uránatommagok sokféle módon hasadhatnak ketté, leggyakrabban a közelítőleg 3 : 2 tömegarány valósul meg. Egy ilyen lehetséges hasadást láthatunk a 151.2. ábrán, amelynek a reakcióegyenlete:



A  $Z = 92$  töltésszámú uránatommagok hasadása azért jár energiefelzabarással, mert a magokban lévő 92 proton kölcsönös taszítása erősen gyengíti az atommag kötését. Így az uránmag kis külső segítséggel (a neutronlövedék hatására) könnyedén elhasad két közepes méretű magra (pl.  ${}_{36}^{94}\text{Kr}$ - és  ${}_{56}^{139}\text{Ba}$ -magokra). A kisebb magokban a protonok közötti taszítás jóval kisebb lesz, mint az uránmagban volt. Ebből ered a keletkező magok kötési energiájának növekedése, a magenergia felszabadulása. Az így nyert energiát a hasadványmagok és a keletkező szabad neutronok viszik magukkal mozgási energia formájában. A keletkező hasadványmagok radioaktívak, így sugárzás útján további energia szabadul fel.



151.2. Uránatommag hasadásakor 3 szabad neutron keletkezik. Honnan tudhatjuk, hogy protonok nem szabadultak ki?

Az uránatommagok hasadásakor felszabadult teljes energia hasadásonként kb. 32 pJ. Ez egymagában parányi, de pl. már mólnyi mennyiségű ( $6 \cdot 10^{23}$  számú) maghasadás esetén is kb. 20 millió MJ energia nyerhető.

Ennyi energia mintegy ezer tonna jó minőségű szén elégetésével nyerhető. A mólnyi mennyiségű hasadó urán tömege pedig kisebb 0,25 kg-nál. Számoljunk utána!

Felhasználható mennyiségű atomenergiát csak akkor kaphatunk, ha sikerül a hasadó atommagok számát mólnyi mennyiségűre növelni. Ezt úgy érhetjük el, ha a **hasadási folyamatot önfenntartóvá tesszük.** Különböző magok egyenkénti – külső neutronlövedékekkel létrehozott – hasítása nem vezet eredményre. A kérdés tehát az: Miként tehetjük önfenntartóvá az uránatommagok hasadását?



151.1. Az atommaghasadás felfedezői: **Otto Hahn** (1879–1968), **Fritz Strassmann** (1902–1981) és **Lise Meitner** (1878–1968), illetve **Szilárd Leó** (1898–1964), az atommaghasadás láncreakciójának kidolgozója

A probléma megoldásának nehézségét érzékelteti **Rutherford** egy korábbi, 1933. évi kijelentése:

„Az atomrombolásból nyert energia silány dolog. Bárki, aki arra számít, hogy az atomok átalakítása energiaforrás lehet, csak álmokat kerget.”

A neves tudósnak ez a kategorikus kijelentése annyira „felbosszantotta” a fiatal **Szilárd Leót**, hogy megoldásként hamarosan kidolgozta és szabadalmaztatta a maghasadás láncreakcióját.

## A MAGHASADÁSOK LÁNCREAKCIÓJA

A láncreakció lényege, hogy neutronokkal olyan maghasadásokat hozunk létre, amelyekben újabb szabad neutronok is keletkeznek. Így a folyamat **önfenntartóvá válhat**. A láncreakció beindulásának két feltétele van.

- Hasadásonként átlagosan 1-nél több neutron szabaduljon fel.
- Ezekből átlagban 1-nél több hozzon létre újabb maghasadást.

Ekkor a hasadási folyamat láncreakciójában az egyidejűleg hasadó atommagok száma lavinaszerűen megnő. Igen rövid időn belül hatalmas mennyiségű energia szabadul fel. Ezt nevezzük **szabályozatlan hasadási láncreakciónak**\*

Ha **szabályozott láncreakciót**\* akarunk megvalósítani, akkor meg kell akadályozni a maghasadások számának túlzott növekedését. A folyamatot adott szinten egyensúlyban kell tartani.

A természetben előforduló urán 1 : 142 arányban  $^{235}\text{U}$ - és  $^{238}\text{U}$ -izotópokból áll. A két izotóp közül az  $^{235}\text{U}$ -magok esetében teljesül, hogy a

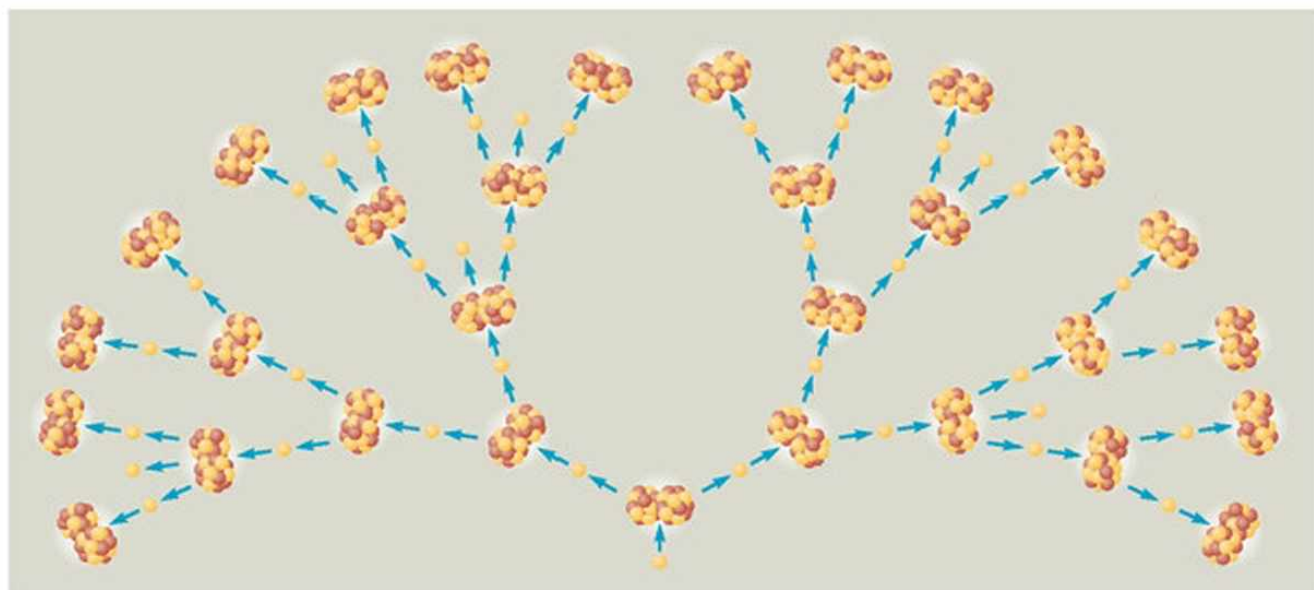
magok hasadása során több neutron (átlagosan 2,5) keletkezik. Ezen neutronoknak a nagy része azonban a nehezebben hasadó  $^{238}\text{U}$ -atommagokban legtöbbször anélkül nyelődik el, hogy újabb hasadást idézne elő. Ezért a láncreakció feltételei akkor teljesülnek, ha az uránércben növeljük a jól hasadó  $^{235}\text{U}$ -magok arányát. Az alkalmazott eljárást **izotópdúsításnak**\* nevezzük.

A láncreakció megvalósításánál arra is ügyelni kell, hogy a szabad neutronok ne szökjenek ki az uránból, mielőtt újabb magokat hasítanának. Ezért elegendően nagy tömegű uránra van szükség. A megfelelő tömeget **kritikus tömegnek**\* nevezzük. Ennél nagyobb mennyiségű anyagban a láncreakció szabályozatlanul megszaladhat.

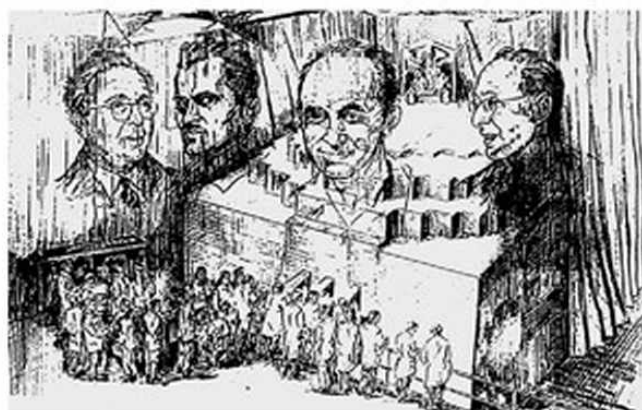
A láncreakció folyamatának állapotát a  **$k$  sokszorozódási tényezővel**\* jellemezhetjük, amely megadja, hogy egy maghasadásra átlagosan hány újabb maghasadás jut:

$$k = \frac{\text{újabb hasadások száma}}{\text{elhasadt magok száma}}$$

- Ha  $k > 1$ , akkor a láncreakcióban egyidejűleg hasadó uránmagok száma rohamosan nő. Ez a **szuperkritikus állapot**\*. Ez valósul meg a szabályozatlan, megszaladó láncreakció során az atombombában, illetve a szabályozott láncreakció esetén pl. az atomreaktorok beindításakor.
- Ha  $k = 1$ , akkor a hasadó rendszer **kritikus állapotban**\* van. Ebben az esetben az időegységre jutó maghasadások száma nem változik, vagyis a magenergia felszabadulásának teljesítménye



152.1. A maghasadás láncreakciója neutronokkal ( $k = 2$ ). Hogyan változik a láncreakció teljesítménye?



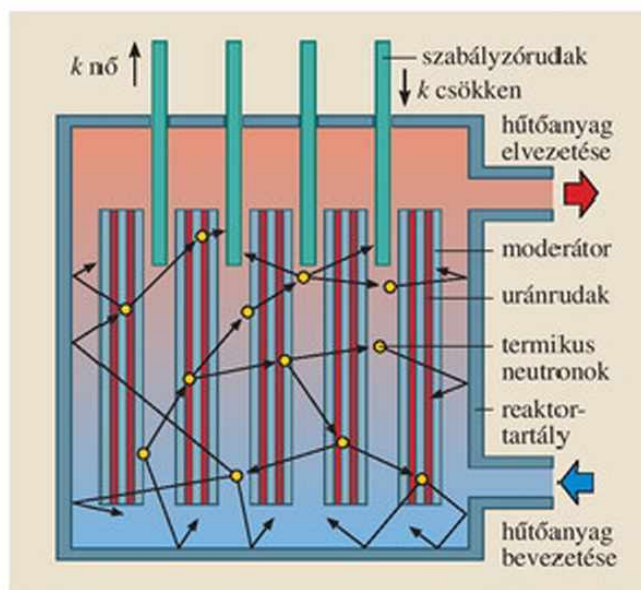
153.1. Az első atomreaktor és építői (1942, Chicago). A moderátor grafitjával készült rajzon a reaktor készítői: Szilárd Leó, Arthur Compton, Enrico Fermi, Wigner Jenő

állandó. A szabályozott láncreakció esetén az a feladat, hogy a hasadó atommagok rendszerét folyamatosan kritikus állapotban tartsuk. Ez valósul meg az atomreaktorokban normál üzemmódban.

- Ha  $k < 1$ , a rendszer **szubkritikus állapotban** van. Ekkor a hasadó magok száma egyre csökken, majd zérust elérve, a láncreakció leáll. Ezt például az atomreaktorok leállítása során kell elérni.

### SZABÁLYOZOTT LÁNCREAKCIÓ AZ ATOMREAKTORBAN

Az első atomreaktor **Enrico Fermi** (1901–1953) olasz származású Nobel-díjas fizikus vezetésével **1942-ben Chicagóban építették meg**. A reaktor tervezésében **Szilárd Leó** (1898–1964) és a Nobel-díjas **Wigner Jenő** (1902–1995) magyar származású atomfizikusok is közreműködtek.



153.2. Az atomreaktor felépítésének elvi vázlata

Az atomreaktorok elvi felépítése a 153.2. ábrán látható. A reaktor lényeges részei: a **neutronlasztító moderátor\*** (ez lehet grafit vagy víz); a moderátorban lévő rögzített helyzetű **uránrudak**; az uránrudak közé helyezett mozgatható neutronelnyelő **szabályzó rudak\*** (kadmium vagy bórozott acél). A szerkezeti elemeket vastag acélból készült reaktortartályba helyezik, melynek hűtésére valamilyen hűtőközeg szolgál. A tartályon belüli reaktorrészt **aktív zónának\*** nevezik.

Moderátor hiányában a gyors neutronok többsége az  $^{238}\text{U}$ -magokba hasítás nélkül befogódna. A moderátoranyag szerepe a maghasadások során keletkező gyors neutronok lelassítása. (Az  $^{235}\text{U}$  magot ugyanis a lassú neutronok jól hasítják.) Moderátorként a közönséges víz is megfelel, mivel a benne lévő sok proton az ütközések során a neutronokat lefékezi.

A láncreakció a neutronelnyelő rudak pozíciójának változtatásával szabályozható. A rudak kihúzásával növelni, beljebb tolásával pedig csökkenteni lehet a  $k$  sokszorozódási tényezőt. Így elérhetjük, hogy folyamatos üzemmódban ( $k = 1$ ) a reaktor állandó teljesítménnyel működjön.

### SZABÁLYOZATLAN LÁNCREAKCIÓ AZ ATOMBOMBÁBAN

Az atombomba töltete általában erősen dúsított urán vagy plutónium. Ezt a kritikus tömegnél kisebb részekre osztva helyezik el a bombában. A láncreakció akkor indul be, amikor a részeket hagyományos robbanótöltettel összelövik, és így kialakul a kritikus tömeg.



153.3. Hiroshima az atombomba-robbanás után



Az első atombombát egy neves tudósokból álló csoport építette meg az USA-ban. A kísérleti robbantást 1945 júliusában az Alamogordo-sivatagban végezték el. Ennek hatóereje 15-20 ezer tonna hagyományos robbanóanyag hatóerejével volt azonos. A látvány mindenkit megdöbbentett. A fizikusok tiltakozása ellenére 1945. augusztus 6-án Hirosimára, augusztus 9-én pedig Nagaszakira dobtak le atombombát, amely mindkét várost porig rombolta, és több százezer ember halálát okozta.



154.1. A Hirosimára ledobott urántöltetű atombomba

## M MEGJEGYZÉSEK

1. Az atomreaktorok szabályozott láncreakciójának létrehozásához elegendő, ha a természetes uránban az  $^{235}\text{U}$ -izotópot 2–4%-ra dúsítják fel. A szabályozatlan láncreakciónál: az atombombánál, nukleáris rakéták tölteténél viszont erősen dúsított (90% feletti) uránt használnak, hogy már néhány 10 kg-nyi robbanótöltet elérje a kritikus értéket.
2. Az  $^{235}\text{U}$ -izotópokon kívül más nehéz atommagok is alkalmasak arra, hogy azokkal láncreakciót valósítsanak meg. Ilyen pl. a  $^{239}\text{Pu}$ -izotóp, amely az  $^{238}\text{U}$  neutronbefogását követő kétszeri béta-bomlás útján keletkezik:  $n + {}^{238}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{239}_{92}\text{U} \xrightarrow{\beta} {}^{239}_{93}\text{Np} \xrightarrow{\beta} {}^{239}_{94}\text{Pu}$ . Mivel a  $^{239}\text{Pu}$  felezési ideje (24 ezer év) a geológiai korokhoz képest rövid, ezért a természetben nem fordul elő. A láncreakcióhoz szükséges mennyiségű plutóniumizotópot ún. **tenyésztőreaktorokban** állítják elő. A Nagaszakira ledobott atombomba plutóniumbomba volt. Töltetét az USA-beli Hanfordban épített tenyésztőreaktorokban gyártották.
3. A II. világháború utáni hidegháborús fegyverkezési versenyben a két nagyhatalom (Szovjetunió, USA) hatalmas mennyiségű nukleáris fegyvert halmozott fel, melyek együttes hatóereje többszörösen elegendő lett volna a földi civilizáció elpusztítására. *Nézzünk utána, hogy mi volt a hidegháború! Napjainkban mely országokról közismert, hogy nukleáris fegyverekkel rendelkeznek?*

## G GONDOKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Vajon miért függhet a kritikus tömeg értéke az urán dúsítottságának mértékén kívül az urántömb alakjától is? Melyik lehet a legkedvezőbb alak, és miért?
2. Vajon az atomreaktorokban alkalmazott alacsonyán dúsított uránrudak tömege eléri-e a kritikus értéket? Mit mondhatunk a reaktor teljes üzemanyag-töltetének együttes tömegéről?
3. Miért lassítják jobban a neutronokat a kis tömegszámú elemek, mint a nagy tömegszámúak?

## f FELADATOK

1. Mennyi energia szabadul fel a neutronnal gerjesztett  $^{236}\text{U}$  hasadásakor, ahol  $^{139}\text{Ba}$  és  $^{94}\text{Kr}$  magok keletkeznek? Az uránmag egy nukleonra jutó átlagos kötési energiája 1,2 pJ, a báriummagé 1,34 pJ, a kriptonmagé pedig 1,39 pJ.
2. Becsüljük meg, hogy mennyi energia szabadul fel egy 50 kg össztömegű 90%-ban dúsított urántöltetet tartalmazó atombomba felrobbanásakor! Ez mennyi  $30 \frac{\text{MJ}}{\text{kg}}$  fűtőértékű kőszén elégetésének felel meg? (Az egy uránatommag hasadásakor felszabadult energiát vegyük 32 pJ-nak.)

### 3.2. Villamos energia termelése atomerőművekben. Az erőművek biztonsága és környezeti hatásai (Kiegészítő anyag)

Chicagóban 1942 decemberében az első atomreaktor beindítása bizonyította a szabályozott láncreakció megvalósításának lehetőségét. Nyilvánvalóvá vált, hogy az atommagban rejlő óriási energiataralékok felszabadíthatók. Az első gyakorlati célokat szolgáló atomreaktorok az atombomba előállításához szükséges **plutóniumtermelő reaktorok** voltak. Ezek az atombomba előállítását szolgálták. A világ első villamos energiát termelő atomerőművét 1954-ben indították be a Moszkva melletti Obnyinszkban. Ennek villamos teljesítménye 5 MW volt.

#### AZ ATOMERŐMŰ FELÉPÍTÉSE ÉS MŰKÖDÉSE

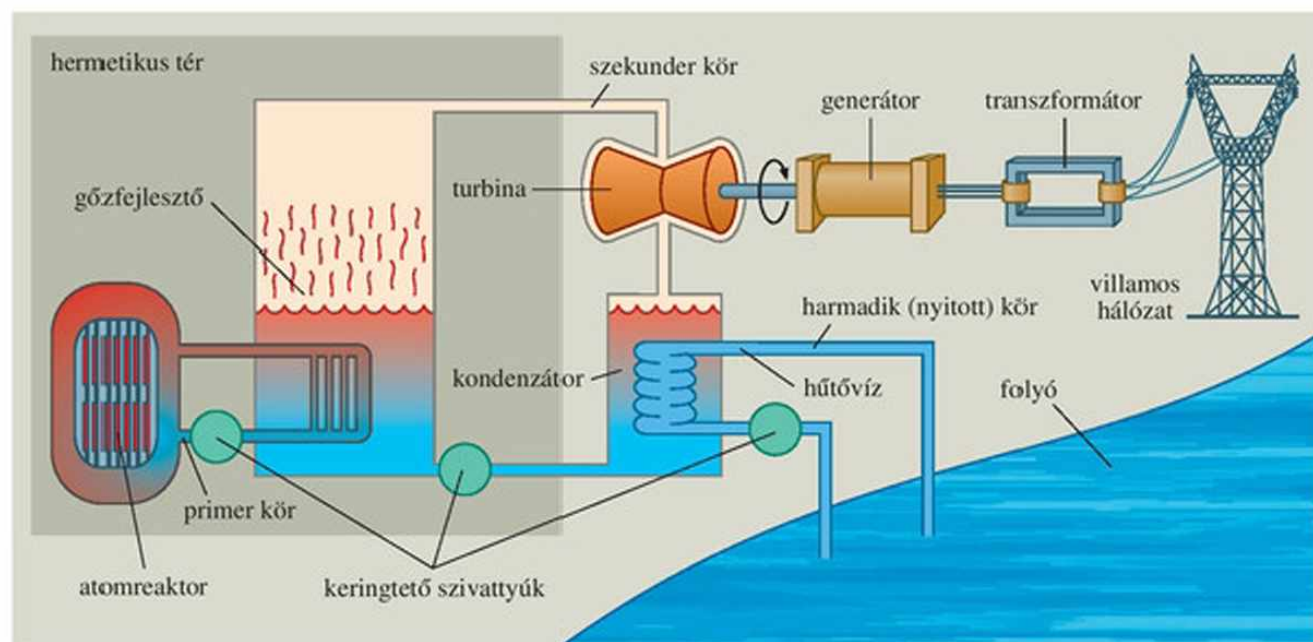
Az atomerőmű villamosenergia-termelése csak annyiban különbözik a hagyományos hőerőműtől, hogy míg a hőt az utóbbinál fosszilis energiahordozók (szén, olaj, földgáz) elégetésével (vagyis kémiai reakciók útján) nyerik, addig az atomerőmű hőtermelését a reaktorban létrehozott atommaghasadás energiaszabadulása biztosítja.

Hazánk egyetlen atomerőműve a Duna mellett, Pakson található. Az atomerőmű 4 reaktorblokkot

tartalmaz, egyenként 1375 MW hőteljesítménnyel. Az erőmű teljes elektromos teljesítménye:  $4 \cdot 460 = 1840$  MW. Az erőmű reaktorai VVER-440 (nyomottvízes energiatermelő) típusúak. A nyomottvízes jelző azt jelenti, hogy a reaktorok primer körében nagy nyomású és magas hőmérsékletű víz cirkulál. A víz feladata kettős: egyrészt a neutronok lassítását biztosítja, másfelől a termelődő hőt vezeti el.

**Az atomerőműben lejátszódó folyamatok főbb állomásai:**

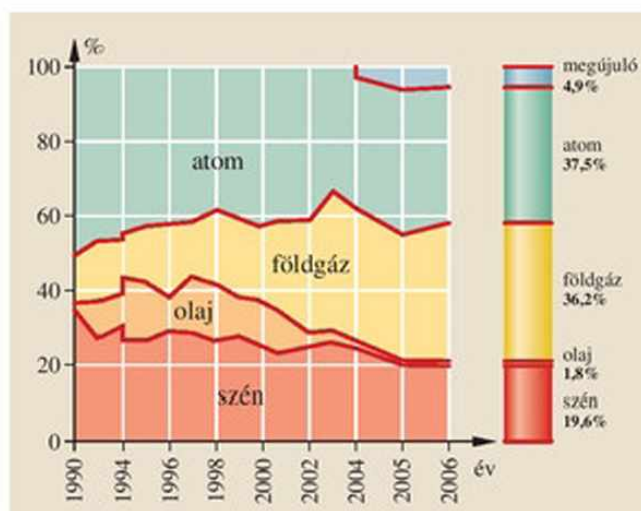
- A reaktor aktív zónájában az urán hasadásából felszabaduló hőt a **zárt primer kör** hűtőközege szállítja az (ugyancsak zárt) **szekunder kör** gőzfejlesztőjéhez.
- A **hőleadás a hőcserélőben** csőrendszeren keresztül (csak termikus érintkezés útján) **valósul meg**.
- A **szekunder kör** gőzfejlesztőjében keletkezett **nagynyomású gőz mozgásba hozza a turbinákat**.
- A turbinák **mozgási energiája** a generátorokban **elektromos energiává alakul át**.
- A Duna vize a **harmadik (nyitott) körben** hűti a turbinák gőzlecsapató kondenzátorait.



155.1. Az atomerőmű felépítésének elvi sematikus vázlatáról milyen energiaátalakulások olvashatók le?



156.1. A paksi atomerőmű vezérlőterme



156.2. Milyen változás történt Magyarország villamosenergia-forrásaiban 1990 és 2006 között?

## AZ ATOMERŐMŰEK VILAMOSENERGIA-TERMELÉSBEN VALÓ RÉSZVÉTELE

Az elmúlt fél évszázadban a világon számos atomerőmű épült. Az energiatermelő reaktorok száma mintegy 400, ezek összteljesítménye kb. 350 ezer MW. A világ villamosenergia-termelésének kb. 17%-át, az összes energiafelhasználásnak pedig 7%-át a nukleáris energia adja.

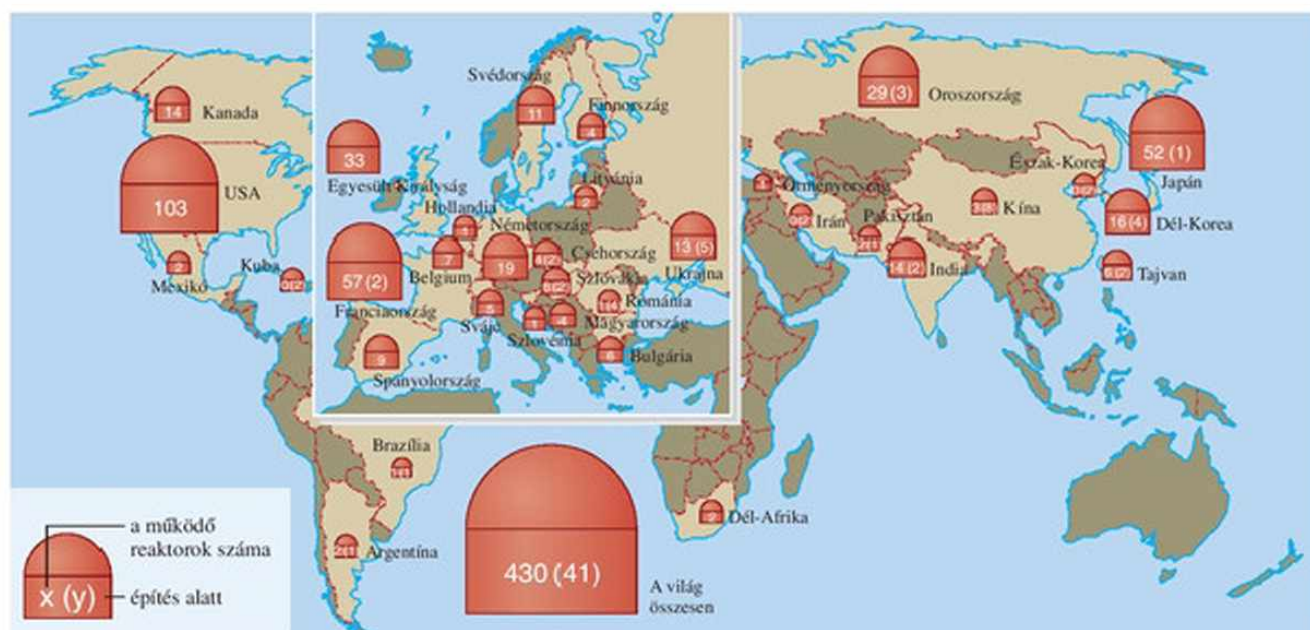
A hazai villamosenergia-termelés közel 40%-át a paksi atomerőmű szolgáltatja. Magyarország villamosenergia-felhasználásának alakulását 1990 és 2006 között a 156.2. ábrán tanulmányozhatjuk.

## AZ ATOMERŐMŰEK BIZTONSÁGÁRÓL

„A világ számára lehet elég energiát termelni, és lesz is elég, ha nem félünk attól, amitől nem kell félni. Félelem értelem nélkül nem használ.”

(Teller Ede)

A világon 50 éve működnek atomerőművek. Üzemelő reaktorok esetében összesen 3 komolyabb baleset történt: 1957-ben az angliai Windscale-ben, 1979-ben Harrisburghben (USA) és 1986-ban Csernobilban (Szovjetunió, ma Ukrajna). Közülük az utolsó volt a legnagyobb, amely jelentős radioaktív kibocsátással járt. A lakosságot is érő radioaktív kibocsátás mértéke a fenti baleseteknél: 0,04 EBq, 0,0001 EBq és 4 EBq volt (1 EBq =  $10^{18}$  Bq). A szakértői vizsgálatok megállapították, hogy mindegyik baleset emberi



156.3. A világ atomreaktorainak országonkénti megoszlása. Hol épül sok atomreaktor?



157.1. A reaktorblokkok csamoka a primer körön belül a paksi atomerőműben

mulasztás vagy szakszerűtlen beavatkozás következménye volt. A **biztonsági rendszabályok betartása mellett mindhárom baleset elkerülhető lett volna.**

Az atomerőművek üzemzavarainak és baleseteinek jellemzésére a Nemzetközi Nukleáris Eseményskálát\* vezették be 1992-ben. Ez a lakosság egyeztetett formában történő tájékoztatására szolgál. Az INES (International Nuclear Event Scale) 7 fokozatba sorolja az eseményeket. (157.3. ábra)

A 2003. április 11-i, súlyosnak minősített paksi üzemzavart e skála szerint a 3. fokozatba sorolták. Ennek fontos jellemzője, hogy nem jár a hatósági korlátot meghaladó radioaktív kibocsátással. Az üzemzavar során a légtérbe kikerült radioaktív anyagok túlnyomó része az atomerőmű üzemi területén lokalizálódott.

Az emberiség civilizációs tevékenysége sok esetben önmagát veszélyeztető hatásokat kelt. Ezért az ember a jóléte, kényelme megteremtésének érdekében bizonyos kockázatokat\* is kénytelen vállalni. Ezek a kockázatok az egész élővilágra kiterjednek.

Maga a természeti lét is hordoz mérhető kockázatot. Így bizonyos kockázattal járnak a nagyobb természeti katasztrófák, mint pl. a szélviharok, árvizek, földrengések, vulkánkitörések.

A modern társadalom nem működhet energiaellátás nélkül. Ezért arról, hogy egy ország milyen típusú erőművekre alapozza az energiatermelését, nagyon komplex szempontrendszer alapján – az egyes erőműtípusok kockázati és gazdaságossági szempontjait összevetve – kell dönteni.

A különböző emberi tevékenységek kockázatát – statisztikai adatok alapján – azon napok számá-

KOCKÁZATTAL JÁRÓ EMBERI TEVÉKENYSÉG	EGY SZEMÉLY ÉLETÉBŐL ÁTLAGOSAN ELVESZETT NAPOK
napi 1 doboz cigaretta elszívása	3000
vidéki helyett városi élet	1800
nem házas életmód	1800
5 kg túlsúly	500
autóval közlekedés	240
úszás	25
nukleárisenergia-termelés (az uránbányászattal együtt)	10

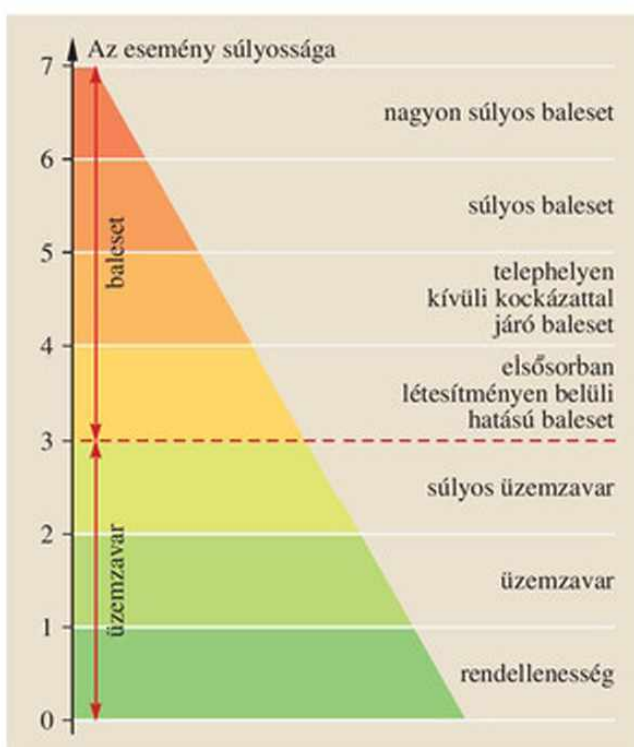
157.2. Kockázattal járó emberi tevékenységek által elvesztett napok táblázata

val jellemezhetjük, amennyivel átlagosan megrövidítik egy ember életét. (157.2. ábra) A tevékenységek haszna és a vele járó kockázat nagysága dönti el, hogy az ember vállalja-e az adott tevékenységet, vagy sem.

A fenti kockázati értékek szerint az atomerőművek nagy biztonsággal üzemelnek. Az energiatermeléssel együtt járó kockázat sok hétköznapi emberi tevékenységhez viszonyítva is vállalható.

## AZ ATOMERŐMŰVEK KÖRNYEZETI HATÁSÁRÓL

Az energiatermelő atomerőművek környezeti hatása két vonatkozásban kerülhet szóba.



157.3. A nukleáris eseményskála (INES)

Az egyik a normál üzemben történő (vagyis üzemzavar nélküli) folyamatos radioaktívanyag-kibocsátás.

A szigorú biztonsági intézkedések ellenére is elkerülhetetlen, hogy az atomerőműben, mint óriási energiát termelő ipari létesítményben, bizonyos mennyiségű radioaktív kibocsátás történjék. Ennek mértéke azonban rendkívül kicsiny: még a legérzékenyebb mérőműszerekkel is igen nehéz regisztrálni. Ezért a szakemberek modelleket állítanak fel a várható többlet-sugárterhelés megállapítására. A modellszámítások szerint az atomerőművek radioaktív kibocsátásából eredő lakossági többletdózis éves mértéke nem haladja meg a háttérsugárzásból 1 óra alatt kapott dózismennyiséget (0,0002 mSv).

A paksi atomerőmű 2. blokkjában 2003. április 11-én történt üzemzavar során a környezetbe kiszabadult radioaktív anyagok okozta többletdózis becsült értéke 0,00013 mSv, amely félórai többlet-háttérsugárzásnak felel meg.

A másik fontos környezetvédelmi kérdés az üzem közben termelődő kis, közepes és nagy aktivitású radioaktív hulladékok\* rövid és hosszú távú kezelése, elhelyezése.

Az üzem közben keletkező hulladékok (munkaeszközök, munkaruhák, folyadékszivárgások) nagy része kis és közepes aktivitású. Tárolásukra szigorú technológiát dolgoztak ki. Tömörítés után a hulladékot zárt acélhordókban sugárzást elnyelő anyagba ágyazzák (üvegesítik, cementálják), majd a hordókat ideiglenesen biztonságos tárolókba helyezik. Végleges elhelyezésük megfelelően kiképzett föld



158.1. Fűtőelemek a paksi atomerőműben

alatti tárolókban lehetséges. A kiégett fűtőelemek\* nagy aktivitású hulladéknak minősülnek. Ezért ezek ideiglenes tárolását és végleges elhelyezését még nagyobb körültekintéssel kell végezni. (Pakszon a radioaktív anyagok egyelőre a külön erre a célra épített ideiglenes tárolóba kerülnek. Végleges elhelyezésük az állandó tárolóhely megépítése után történhet meg.)

A nukleárisenergia-termelés kétségtelenül legvitatottabb láncszeme a nukleáris hulladékok kezelése és tárolása. A probléma megoldása globális kérdés. A ma ismert energiaforrások mellett egyelőre nem mondhatunk le a nukleáris energiatermelésről. Így a hulladékok elhelyezésére továbbra is keresni kell a legbiztonságosabb megoldásokat.

## OLVASMÁNY

### A csernobili atomerőmű-baleset magyarországi hatásáról

A legsúlyosabb, bennünket is közvetlenül érintő baleset 1986 áprilisában történt Csernobilban. A baleset radioaktív kibocsátása  $10^{18}$  Bq nagyságrendű volt. Ennek nagy része rövid felezési idejű  $^{131}\text{I}$ -izotópból származott, kisebb része 30 év körüli felezési idejű stroncium- és céziumizotóp volt. A hazánkat érő sugár-szennyezettségből származó többletdózis akkora volt, mint amennyit a háttérsugárzásból kb. 1 hónap alatt kapunk (kb. 0,2 mSv). A sugárdózisok biológiai hatásánál tárgyaltak szerint ennek kimutatható közvetlen hatása nem lehetett, hiszen a becsült dózisérték a küszöbdózisnak kb. 0,1%-a. A csernobili balesetet követően az ország egész területén végzett sugárzási mérések kiugróan magas aktivitásértékeket nem mutattak. Ezért nem valószínű, hogy Magyarországon valaki is a küszöbdózsist meghaladó dózist kapott, és ezzel közvetlen biológiai károsodást szenvedett volna. A késői hatások kockázati tényezőjéből kiszámíthatjuk, hogy a többletdózis okozta várható rákos megbetegedések száma a balesetet követő első évben 20-40, 50 évre előre becsülve pedig összesen kb. 200. Így a rákos elhalálozások évi 25-30 ezer fős számának növekedését a fent becsült adatok szerint aligha tulajdoníthatjuk kizárólag Csernobil hatásának.



## MEGJEGYZÉSEK

1. Atomreaktorokat az atomerőműveken kívül kutatási, oktatási célokra vagy mesterséges izotópok előállítására, továbbá tengeralattjárók és jégtörő hajók hajtására is használnak.
2. Magyarországon a paksiak mellett még két atomreaktor üzemel. Az egyik a 100 kW maximális teljesítményű vízmoderátoros oktatóreaktor, amelyet a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Nukleáris Technikai Intézete üzemeltet. A reaktort szakemberképzésre és kutatásra használják. A másik reaktor szintén Budapesten, Csillebércen található, ahol kutatás és izotóp-előállítás folyik. A reaktor maximális teljesítménye 10 MW.
3. A paksi reaktorok legfontosabb műszaki paraméterei: *Típus:* VVER-440/213 (nyomottvízes, vízhűtésű, vízmoderátorú energetikai reaktor.) *Primerkörüri hurkok száma* 6 db. *Hőteljesítmény:* 1375 MW. *Villamos teljesítmény:* 460 MW. *Primerkörben a hűtőközeg nyomása:* 12,4 MPa. *Kilépő hűtőközeg hőmérséklete:* 295 °C. *Átlagos felmelegedése:* 28 °C. *Üzemanyagtöltet:* 42 t, 2,4–3,6%  $^{235}\text{U}$ -izotópot tartalmazó (dúsított)  $\text{UO}_2$ , 4 g tömegű uránpasztillák alakjában. A frissen behelyezett urántöltet – évenkénti átrakással – 3 éven keresztül biztosítja a nukleáris hasadási energiát. Az üzemanyag kiegészi szintje  $28,6 \frac{\text{MW} \cdot \text{nap}}{\text{kg}} \approx 6,86 \cdot 10^5 \frac{\text{kWh}}{\text{kg}}$ . Azaz 1 kg urántöltetből nyerhető nukleáris energia kb. 200 háztartás évi villamosenergia-szükségletét fedezi.



## GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Vajon miért nem alkalmazzák ipari méretű energiatermelésre a radioaktív sugárzásokat?
2. Hol és milyen formában hasznosítják a radioaktív sugárzások által termelt hőt?
3. Mennyi energiaszabadulást jelent az urán fűtőelemek  $28,6 \frac{\text{MW} \cdot \text{nap}}{\text{kg}}$  kiegészi szintje?



## FELADATOK

1. Becsüljük meg, hogy a paksi erőműben hány Celsius-fokkal melegszik fel a gőzturbinák hűtésére használt – a Dunából leágaztatott – csatorna vize, ha annak vízhozama  $100 \text{ m}^3$  másodpercenként! Mennyire melegedhet fel a Duna vize, ha annak átlagos vízhozama  $2000 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$ ? (Vegyük figyelembe a hő- és a villamos teljesítményeket!)
2. A VVER-440 energiatermelő reaktorok primer körében mekkora tömegű víz áramlik át a cső adott keresztmetszetén óránként, ha az aktív zónában a víz hőmérséklete 28 °C-kal melegszik fel?
3. Mekkora terület kellene befedni napelemekkel, hogy csúcsidőben, erős napsütésben akkora legyen a naperőmű villamos teljesítménye, mint a paksi atomerőműé (1860 MW)? A felszínre merőlegesen érkező napsugárzás teljesítménye legyen  $600 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ . A napelemek villamosenergia-átalakító hatásfokát tekintsük 20%-osnak.
4. Nézzünk utána az interneten és a sajtóban, hogy mi történt Pakson 2003. április 11-én (az erőmű internetcíme: [www.paksiatomeromu.hu](http://www.paksiatomeromu.hu))!
5. Legfeljebb mekkora lehet egy vízierőmű elektromos teljesítménye, ha 30 m-es eséssel és  $2000 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$  vízhozammal számolunk? A villamosenergia-átalakítás hatásfokát vegyük 45%-nak.
6. Gyűjtsünk a különböző típusú erőművek használata mellett, illetve ellen szóló érveket! Vitassuk meg, melyek a legfőbb szempontok az erőművek telepítésekor!

### 3.3. A könnyű atommagok fúziója

„Négy ezredév után a nap kihűl,  
Növényeket nem szül többé a föld;  
Ez a négy ezredév tehát a mienk,  
Hogy a napot pótolni megtanuljuk.  
Elég idő tudásunknak, hiszem.”

(Madách Imre: Az ember tragédiája)

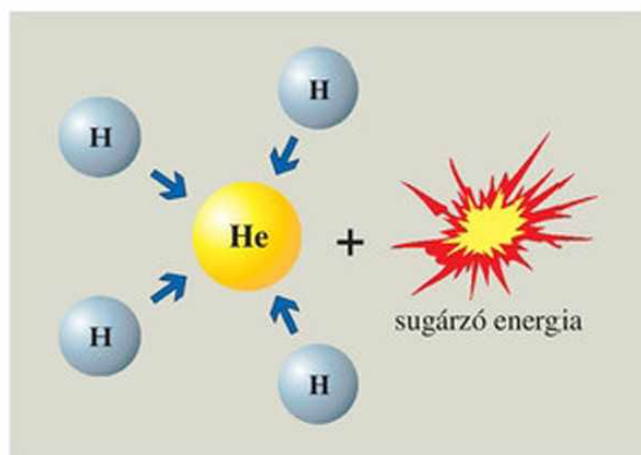
A XIX. században, a magfizika megszületése előtt, a csillagászok számára nagy fejtörést okozott a csillagok – köztük a Nap – energiatermelésének kérdése. Mivel akkoriban a fő energiaforrás a szén volt, úgy képzelték, hogy a Nap energiája is ebből származik. A Nap fizikai paramétereit (mérete, tömege, sugárzási teljesítménye) alapján úgy gondolták, hogy a Nap „tüzelőanyag-készlete” csak néhány ezer évre elegendő. (Erre utal a Madách-idézet.) Így a számítások az emberiségnek rövid múltat és jövőt jósoltak. Ezek a jóslatok nem voltak összeegyeztethetők sem a régészeti leletek korával, sem az élet keletkezésének darwini elméletével.

Az atommag és a magenergia felfedezése után vetődött fel a tudósokban a gondolat, hogy a Nap és más csillagok évmilliárdok óta tartó sugárzását talán a nukleáris energia szolgáltatja.

Az elsők között Hevesy György magyar származású, Nobel-díjas fizikus mondta ki 1923-ban, hogy a Napot nem tűz, hanem nukleáris energia táplálja.

#### A KÖNNYŰ ATOMMAGOK FÚZIÓJA

Az atommagok kötési energiájának görbéje alapján megállapítottuk, hogy a kis tömegszámú könnyű atommagok fúziójánál magenergia szabadul fel. A fúzió latin szó, egyesülést, egybeolvadást jelent.



160.1. A csillagok magjában lejátszódó H-He fúziós folyamat

Az atommagok egyesülését a nagy hatótávolságú, taszító **Coulomb-erő gátolja**. A rövid hatótávolságú, intenzív magerők csak akkor juthatnak érvényre, ha az atommagok elég közel kerülnek egymáshoz. Így a fúziós magreakciók megvalósulásának feltétele, hogy a magokból álló „atommaggáz” (az úgynevezett plazma) kellően magas hőmérsékletű és sűrűségű legyen. Ekkor a részecskék intenzív hőmozgásuk révén az elektromos taszítást legyőzik.

Ezért nevezzük a makroméretűekben megvalósuló tömeges magfúziós reakciót **termonukleáris reakciónak\***.

A fúziós folyamatok beindulásához szükséges igen magas  **$T$  hőmérséklet függ az atommagok  $Z$  rendszámától**. Ugyanis  $Z$  növekedésével a magok közötti fokozódó elektromos taszítás egyre magasabb hőmérsékletet tesz szükségessé.

A legkisebb töltéssel rendelkező magok, a protonok fúziójához kb. 15 millió K hőmérséklet szükséges. A nagyobb töltésszámú magok egyesüléséhez még magasabb hőmérséklet kell. Így a 3 héliumatommag szénatommaggá történő egyesülése már csak **százmillió K** körül jön létre a vörös óriáscsillagok magjában. Az oxigénmagok fúziója pedig **milliárd K** hőmérsékletet igényel.

A könnyű atommagok fúziójának elméletét **Teller Ede** (1908–2003), a „hidrogénbomba atyja” és az amerikai **George Gamow** (1904–1968) dolgozta ki az 1930-as évek elején. Ennek alapján oldotta meg 1938-ban **Hans Bethe** (1906–2006) amerikai fizikus a Nap és a csillagok energiatermelésének problémáját.



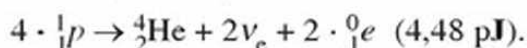
160.2. Teller Ede (1908–2003) és Hans Bethe (1906–2006)

## MAGFÚZIÓ A NAPBAN

A csillagok belsejében a fúzióhoz szükséges **magas hőmérsékletet** kezdetben a kozmikus gáz összehúzódásakor **felszabadult gravitációs energia**, majd a továbbiakban a beindult fúziós folyamat biztosítja.

A forró „atommaggáz” **hőmozgásából és sugárzásából adódó óriási nyomást** a csillag külső rétegeinek **gravitációs nyomása ellensúlyozza**.

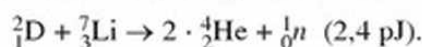
A Nap és a hozzá hasonló típusú csillagok belsejében a hidrogénatommagok egyesülnek több lépésben stabil héliumatommaggá. Eközben a  ${}^4\text{He}$ -atommag 4,48 pJ nagyságú kötési energiája szabadul fel. A termonukleáris reakció végeredményének egyenlete:



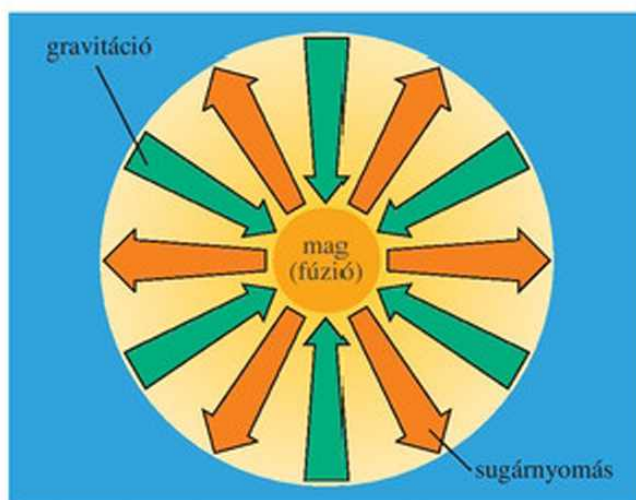
## A MAGFÚZIÓ MESTERSÉGES MEGVALÓSÍTÁSA

Szabályozatlan termonukleáris reakciót már földi körülmények között is megvalósítottak a **hidrogénbombák** kísérleti robbantásai során. A reakcióhoz szükséges magas hőmérsékletet hasadóanyagot tartalmazó atombomba felrobbantásával idézték elő.

A hidrogénbombában az atombomba töltetét veszi körül a fúziós anyag töltete. Az így nyert atombombákat kétfázisú bombáknak nevezzük. A fúziós töltet egyik lehetséges anyaga lehet pl. LiD lítium-deuterid. Az urán- vagy plutónium-töltetű atombomba által biztosított magas hőmérsékleten az alábbi fúziós folyamat játszódik le:



161.1. Kísérleti fúziós reaktor belseje és szerkezetének elvi felépítése. Nézzünk utána, hol és milyen országok részvételével építik meg a kísérleti fúziós reaktort!

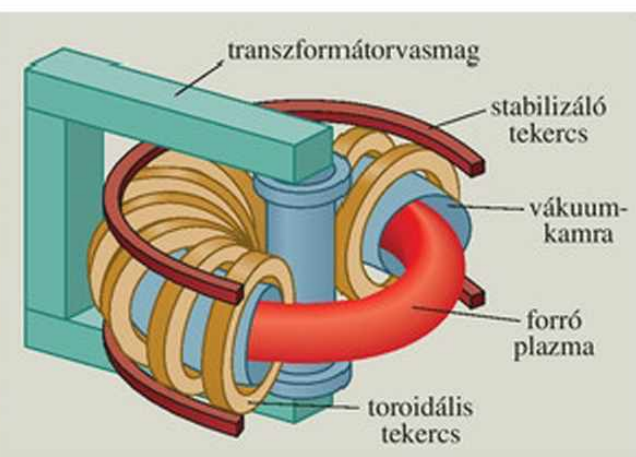


161.2. A csillag méretét a gravitáció és a fúzióból származó belső nyomás egyensúlya határozza meg

A kontrollált energiatermelő fúziós folyamatok megvalósítására irányuló kísérletek évtizedek óta folynak több-kevesebb sikerrel. A fúziós reaktorok\* energiatermelését ipari méretekben mind ez ideig nem sikerült megoldani. Ennek elsősorban technikai akadályai vannak. *Keressünk információt az interneten a fúziós kísérletekről!*

A fő probléma a plazma magas hőmérsékletéből adódik: a legfőbb gond a fúziós üzemanyag folyamatos együtt tartása és szabályozása. A könnyű magokat tartalmazó, plazmaállapotú anyagot mágneses mezővel lehet összetartani. Az erős mágneses mezőt toroid-tekerccsel állítják elő.

A kísérleti eredmények egyelőre nem túlságosan biztatóak. A XXI. század közepére várják az első energianyereséges kísérleti fúziós reaktor megvalósítását. Ennek üzemanyaga  ${}^2\text{D}$  és  ${}^3\text{T}$  lenne. A fúziós energiatermelés elterjedése csak századunk második felében várható.





## M MEGJEGYZÉSEK

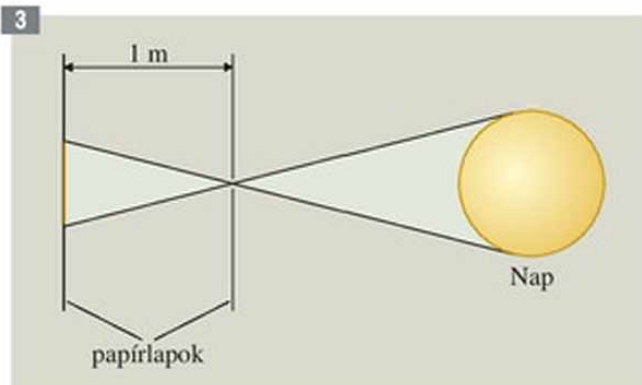
- A fúziós reaktorokban történő nukleáris energiatermelés előnyei a hasadási energiatermeléssel szemben a következőkben foglalhatók össze:
  - A fúziós energiatermelés végterméke stabil izotóp vagy újrafelhasználható trícium, így nem kell gondoskodni a veszélyes hosszú felezési idejű radioaktív anyagok tárolásáról, végleges elhelyezéséről.
  - A fő üzemanyag, a deutérium a Föld természetes vízkészletében szinte korlátlan mennyiségben áll rendelkezésre, és az urán- vagy szénbányászattal szemben tiszta módon lehet hozzájutni.
  - Az így kinyert nukleáris energiahordozó hosszú időre megoldaná az emberiség energiagondjait. A hagyományos fosszilis energiahordozók mellőzésével megoldódna az energiatermeléssel együtt járó nagymérvű környezetszennyeződés problémája is.

## G GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

- Vajon miért nem robbannak fel hidrogénbombaként a csillagok?
- Hogyan lehetne a Nap sugárzási teljesítményét meghatározni, ha tudjuk, hogy a Földre  $1350 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$  teljesítménnyel érkezik a napsugárzás?

## f FELADATOK

- Becsüljük meg, hogy a Nap belsejében mekkora tömegű hélium keletkezik percenként a hidrogén fúziója révén! (A Nap sugárzási teljesítménye  $3,86 \cdot 10^{26}$  W, a héliummagok kötési energiája 4,48 pJ.)
- A vízben található hidrogénatomok 0,02%-a deutérium. Mennyi energiát nyerhetnénk ki 1 kg tömegű vízből, ha az összes deutériumot kivonnánk belőle, és fúziós reaktorban héliumatommagokká egyesítenénk? (Két deutérium magfúziójában 0,52 pJ energia szabadul fel.)
- Fúrjunk kartonlapra tűhegynyi lyukat, és képezzük le ezzel a Nap képét egy másik, kb. 1 m-re lévő kartonlapra. Megfelelő beállításal elérhetjük, hogy a kép kör alakú lesz. Ilyen képen egy napfogyatkozás kitűnően követhető, de gyakran napfoltokat is megfigyelhetünk. A leképezés hasonló háromszögeiből, valamint a Nap és a Föld 150 millió km-es távolságából határozzuk meg a Nap átmérőjét! Eredményünket ellenőrizzük táblázatból! Vigyázat! Ne nézzünk közvetlenül a Napba, mert maradandó szemkárosodást okozhat!



- A szakirodalom és az internet segítségével keressünk a Napra vonatkozó ismereteket, adatokat!

## 4. Csillagászat

### 4.1. A csillagok születése és fejlődése

Világegyetemünket csillagok milliárdjai népesítik be, de a csillagok közötti hatalmas távolságok miatt ezekből szabad szemmel csupán néhány ezret láthatunk. A csillagászatban a távolságokat a szokásos hosszúságegységek helyett fényévben mérjük.

**1 fényév\*** az a távolság, amelyet a fény egy év alatt  $300\ 000\ 000\ \frac{\text{km}}{\text{s}}$  sebességgel megtesz.

1 fényév közelítőleg 10 ezer milliárd km ( $\approx 10^{16}$  m). A hozzánk legközelebbi csillag a Nap. A Napról a fény 8 perc alatt érkezik a Föld felszínére. A Naphoz legközelebbi csillag a Proxima Centauri\*, amely a Földtől 4,3 fényévnyi távolságra van (vagyis mintegy 250 ezerszer messzebb, mint a Nap).

A földi méretekhez képest a csillagközi távolságok óriásiak. Tőlünk több ezer, több millió fényévnyi távolságra is vannak távcsövekkel megfigyelhető csillagok, csillagcsoportosulások.

#### A CSILLAGOK SZÜLETÉSE ÉS FEJLŐDÉSE

A tudomány mai állása szerint az első csillagok a világegyetem fejlődése során, mintegy 10-12 mil-

liárd évvel ezelőtt keletkeztek a nagyrészt hidrogénből álló gázfelhők összesűrűsödésével.

Ahhoz, hogy a gravitációs vonzás hatására az összesűrűsödés meginduljon, megfelelően nagy tömegű és sűrűségű gázfelhőnek kell együtt lenni. A csillagok fejlődését 4 szakaszra oszthatjuk.

#### Első szakasz: a keletkezés

A meginduló gravitációs összehúzódás során a felszabaduló energia felforrósítja a csillag belsejét. Ekkor a gázgömb lassan világítani kezd. Ezt az állapotot nevezzük **protocsillagnak\***.

Ha a gázgömb tömege elegendően nagy, akkor a gravitációs összehúzódás tovább folytatódik, a csillag magja kb. 10-15 millió K hőmérsékletre forrósodik fel. Ezen a hőmérsékleten már megindul a protonok héliummaggá történő egyesülése. A magfúzió beindulásával **megszületik a csillag**.

#### Második szakasz: stabilitás, egyenletes sugárzás

A világító csillag további gravitációs összehúzódásának a csillag közepében uralkodó – a légköri



163.1. A csillagos égbolt képe derült éjszakán. A jobb oldali világosabb sáv a Tejút



163.2. Kozmikus ködszerű anyag sűrűsödéséből keletkeznek a csillagok. A képen a Sas-köd látható

nyomás százmilliárdszorosának megfelelő – gáznyomás és sugárzási nyomás áll ellen.

A felszabaduló nukleáris energia több százmillió, vagy akár több milliárd évre is biztosítja a csillag egyenletes sugárzását. A Nap jelenlegi sugárzási teljesítményével kb. **4,6 milliárd évre** sugároz egyenletesen, és még ugyanennyi ideig fog sugározni. A csillagok tömegüktől függően más és más teljesítménnyel világítanak. A Proxima Centauri sugárzási teljesítménye a Napénak mindössze 0,01%-át éri el. Vannak csillagok, amelyek a Nap teljesítményének akár több ezerszeresével is sugároznak. A fényes Sarkcsillag teljesítménye a Napénak 5000-szerese. Egy csillag látszólagos fényessége egyrészt függ a sugárzási teljesítményétől, másrészt a Földtől való távolságától.

A Sarkcsillag 400 fényévre van tőlünk, azaz kb. százszor messzebb, mint a Proxima Centauri, de sugárzási teljesítménye 50 milliószor nagyobb, így fényessége a legközelebbi csillag fényességének mintegy ötezerszerese.

A stabil sugárzási szakasz hossza a csillag tömegétől függ. Minél nagyobb tömegű a csillag, annál rövidebb életű. Ugyanis a nagyobb tömegű csillagok nagyobb teljesítményű sugárzásukkal hamarabb elfogyasztják a középpontjukban lévő hidrogént. A kisebbek hosszabb ideig maradnak stabil állapotban. Amíg Napunk stabil állapotának ideje kb. 9-10 milliárd év, addig a nála 20-szor nagyobb tömegű csillagnál ez a szakasz alig 5 millió évig tart.

### Harmadik szakasz: fúziós periódusok

Amikor a csillag a magfúzióval elfogyasztotta a középpontjában található hidrogénkészletének nagy részét, akkor a sugárzási teljesítménye csökken. Az ezzel járó belső nyomáscsökkenés és a gravitáció hatására a csillag belső része összenyomódik. Ez viszont újabb gravitációs-energia-felszabadulással és a központi rész felforrósodásával jár. Kb. **100 millió K hőmérsékleten megindul a héliummagok berilliummagokká és szénatommagokká történő fúziója.** Az ismét beinduló fúziós folyamatok révén jelentősen megnövekszik a belső nyomás, amely a gravitációt legyőzve a csillag méretét óriás méretűre fújja fel: a csillag **vörösóriás-állapotba** kerül. Az égitest óriási mértékben megnőtt felszíne kissé lehűl, ezért az eddig sárgásfehér színű csillag vörös színű lesz.

A számítások szerint a **Napunk mintegy öt-milliárd év múlva lesz vörös óriás\***, felszíne ekkor eléri majd a Föld jelenlegi keringési pályáját.

A csillagok a felfúvódásuk után vörös óriásként sugározva ismét stabil állapotba kerülnek – a tömegüktől függően – mindaddig, míg a korábban termelődött héliumkészlet nagy része el nem fogy. Ekkor az újabb gravitációs összehúzódást követően a még nagyobb tömegszámú könnyű magok egyesülése indul be (C, O, N) még nagyobb hőmérsékleten. Ez újabb felfúvódást okoz.

Ha a csillag tömege elég nagy, akkor ezek az ismétlődő összehúzódás-felfúvódás periódusok addig tartanak, míg a fúzió el nem éri a legstabilabb atommagot: a vasat. További fúzió már nem járna energiafelszabadulással. A csillag fúziós energiatermelése leáll.

### Negyedik szakasz: a vég

A csillagok sorsa három, egymástól különböző állapotban végződhet: **fehér törpeként\***, **neutroncsillagként\*** vagy **fekete lyukként\***.

#### a) fehértörpe-állapot

A csillag fejlődésének befejező szakasza a csillagállapot végéhez, a csillag pusztulásához vezet. A nukleáris tüzelőanyag elfogyásával a gravitációs összehúzódás folytatódik, és a csillag, ha tömege nem halad meg egy bizonyos értéket, a nagyon nagy sűrűségű –  $\text{cm}^3$ -enként több tonna tömegű – fehértörpe-állapotot\* veszi fel. Az elnevezést a kisméretű csillag magas hőmérsékleten fehéren izzó felszínéről kapta. Az összehúzódás során felszabadult energiát a csillag viszonylag hosszú idő alatt sugározza ki, és megszűnik tovább világítani. A csillagból kb. Föld méretű, nagy sűrűségű, láthatatlan égitest lesz.

#### b) neutroncsillag-állapot

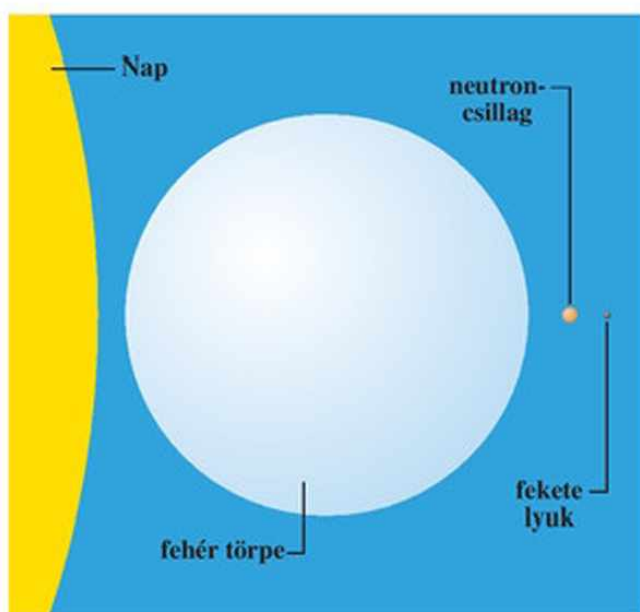
Ha a csillag tömege egy bizonyos határt meghalad (a Nap tömegének kb. 7-8-szorosa), akkor az összesűrűsödött belső rész (valójában atommagokból és elektronokból álló plazma) nem tud ellenállni a nagy nyomásnak. Az elektronok az atommagokba préselődnek, és ott a protonokkal neutronokká egyesülnek. Így egy hatalmas, neutronokból álló, atommag-sűrűségű neutroncsillag\* keletkezik. Az átalakulás viszonylag gyorsan következik be. Az elektronok rendezetlen, gyors mozgásából eredő nyomás hirtelen megszűnik, a csillag külső részei az atommag-sűrűségű belső részre zuhannak, majd onnan a csillag külső

anyaga lökeshullámszerűen a világűrben minden irányban szétszóródik. Ezt a robbanásszerű anyag- és energiakiáramlást **szupernóva-robbanásnak**\* nevezzük. Ez az égbolton szabad szemmel is megfigyelhető rendkívüli fényességgel járhat. A kínai csillagászok által 1054-ben leírt szupernóva-robbanás maradványai a Rák-ködben ma is megfigyelhetők. A csillagászok napjainkban is több szupernóva-robbanást fedeznek fel a távoli galaxisokban.

A visszamaradt neutroncsillag kb. 10 km átmérőjű, magzsűrűségű objektum. Létéről csak a kibocsátott elektromágneses hullámok rádiócsillagászati észlelése útján értesülünk. A pulzáló jeleket adó objektumokat a csillagászok **pulzároknak** nevezték el. Ezekről csak később derült ki, hogy nem mások, mint a szupernóva-robbanások után visszamaradt **gyorsan forgó neutroncsillagok**.

### c) feketelyuk-állapot

A csillagok pusztulásának harmadik lehetséges befejező szakasza a **feketelyuk-állapot**. Ez akkor következik be, ha a csillag tömege olyan nagy, hogy a gravitációs összehúzódás még a neutroncsillag-állapotban sem szűnik meg. Az anyagnak ebben a különleges állapotában a nagy tömeg és a rendkívül kis térfogat miatt olyan erős gravitációs tér alakul ki, hogy a rendkívüli módon összehúzó anyag objektum felületéről még a fény sem tud kilépni. Erre utal találóan a **fekete lyuk** elnevezés. Itt az elektromos erőkhöz képest



165.1. A Nap, a fehér törpe, a neutroncsillag és a fekete lyuk méretének arányai

sokkal gyengébb **gravitációs vonzás** – az összehúzódás és a csillag hatalmas tömege miatt – **minden más hatást felülmúl**.

A fizikusok és a csillagászok sokáig kételkedtek egy ilyen elfajult anyagállapot létében. Ma már több olyan csillagászati megfigyelés ismert, ahol egy látható csillag színképének változásaiból arra következtethetünk, hogy az a párjával, egy **fekete lyukkal** közös tömegközéppontjuk körül **kettős csillagként kering**.



## GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Vajon miért nem lehet a bolygókból csillag?
2. A vasatommagoknál nehezebb atommagok keletkezését szupernóva-robbanásokkal magyarázzák. Hogyan? Keressünk rá választ a szakirodalomban vagy az interneten!
3. A Magyar Csillagászati Egyesület honlapja ([www.mcse.hu](http://www.mcse.hu)) és a napi hírek alapján tartsunk kiselőadásokat, vagy készítsünk tablót a legújabb csillagászati eseményekről!



## FELADATOK

1. A Naprendszerből milyen távolságra látszik a Nap olyan fényesnek, mint a Földről a Sarkcsillag? (A Sarkcsillag 400 fényévre van a Földtől, sugárzási teljesítménye a Napénak 5000-szerese.)
2. Becsüljük meg, hogy másodpercenként mennyivel csökken a Nap tömege! (A Nap sugárzási teljesítménye  $3,86 \cdot 10^{26}$  W.)
3. Mekkora méretű lenne a Nap, ha neutroncsillag válna belőle? (A Nap tömege  $2 \cdot 10^{30}$  kg, a neutroncsillagok sűrűsége  $10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ .)

## 4.2. A világegyetem szerkezete és fejlődése

A csillagok eloszlása a világűrben nem egyenletes. A csillagok **csillagrendszerekbe**, más néven **galaxisokba\*** tömörülnek. A mi csillagunk, a Nap is egy ilyen galaxisban foglal helyet, amelyet **Galaktikának\*** vagy **Tejútrendszernek** nevezünk. A galaxisok sok milliárd csillagból tevődnek össze. A Tejútrendszer legalább 100 milliárd csillagból áll.

Tejútrendszerünk alakja oldalnézetből egy közepén kipúposodott diszkoszhoz hasonlít. Felülnézetben látszik, hogy a korongban spirálkarok vannak, ahol sűrűbben találhatók fényes csillagok, mint a karok között. A korongban a csillagok a mag körül keringenek, a közelebbiek gyorsabban, a távolabbiak lassabban.

A Tejútrendszerhez közel eső csillagcsoportosulások a Magellán-felhők, amelyek „holdként” keringenek a Tejútrendszer körül.

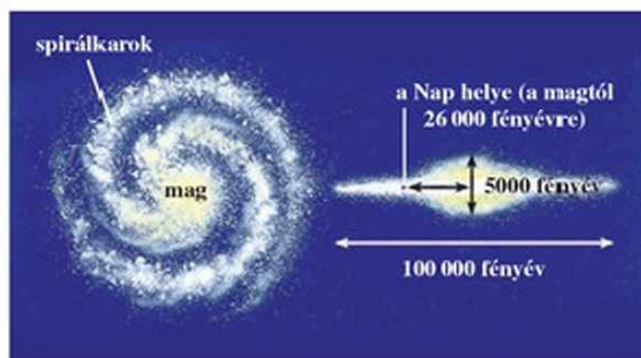
A Tejútrendszer méretei: a korong átmérője 100 ezer fényév, vastagsága pedig 5 ezer fényév.

A Napunk a bolygórendszerével a centrumtól mintegy 26 ezer fényévnire az egyik spirálkarban helyezkedik el. A Naprendszer centrum körüli keringésének kerületi sebessége  $220 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ , keringési ideje pedig 230 millió év.

A legközelebbi nagy galaxis az Androméda-köd, amely szabad szemmel is látható ködszerű foltként az Androméda-csillagképben. A Naprendszerrel való távolsága 2,9 millió fényév.

A galaxisok 10-12 milliárd évvel ezelőtt keletkeztek (a csillagokhoz hasonló módon) kozmikus gáz- és porfelhők sűrűsödéséből. A galaxisok részletesebb megfigyelését a XX. században épült óriás teleszkópok (tükrös távcsövek) tették lehetővé.

A mai csillagászati eszközökkel megfigyelhető galaxisok száma több százmilliárd.



166.1. A Tejútrendszer szerkezete



166.2. A rádióteleszkópok a mikrohullámú tartományban vizsgálják az univerzumból érkező jeleket

A galaxisok alakjuk szerint lehetnek: **elliptikusak, spirálisak és szabálytalanok.**

A galaxisok halmazokat is alkothatnak. A Tejútrendszerünk egy kb. 40 tagból álló, 3 millió fényév átmérőjű – **lokális csoportnak** nevezett – halmazba tartozik.

A távoli galaxisok központi magjában nagyon erős – a rádióhullámok tartományába eső – elektromágneses sugárzást fedeztek fel. Az erős sugárzás 10-12 milliárd évvel ezelőtt keletkezett, és a távoli csillagszerű képződményekből (kvazárokból) indult ki.

A kvazárok a világegyetem korai szakaszában keletkezett galaxisok erős sugárzást kibocsátó magjai. Megfigyelésük hatalmas, paraboloid antennájú rádiótávcsövekkel történik.

Ma a távcsövekkel belátható világegyetem mérete kb. 13-14 milliárd fényév.



166.3. A hozzánk legközelebb eső galaxis, az Androméda

## A TÁGULÓ UNIVERZUM\*

**Edwin P. Hubble** (1889–1953) amerikai csillagász 1929-ben a távoli extragalaxisok fényének vizsgálata során észrevette, hogy a színekben a földi elemeknek megfelelő színekvonalak a laboratóriumban mért hullámhossztól kissé a vörös felé tolódtak el. A jelenséget **vöröseltolódásnak** nevezzük.

A vöröseltolódás legvalószínűbb magyarázata, hogy a távoli extragalaxisok nagy sebességgel távolodnak a megfigyelőtől, és így a Doppler-effektus miatt hullámhossz-növekedés lép fel (ahogy a távolodó autósziréna hangját is mélyebbnek halljuk). A színekvonalak esetében ez azt jelenti, hogy a vonalak a vörös – hosszabb hullámhosszú – szín felé tolódnak el.

Hubble azt tapasztalta, hogy az eltolódás mértéke, vagyis a távolodás sebessége annál nagyobb, minél messzebb van a galaxis a földi megfigyelőtől. A pontos mérések a következő összefüggésre vezettek:

$$v = H \cdot R,$$

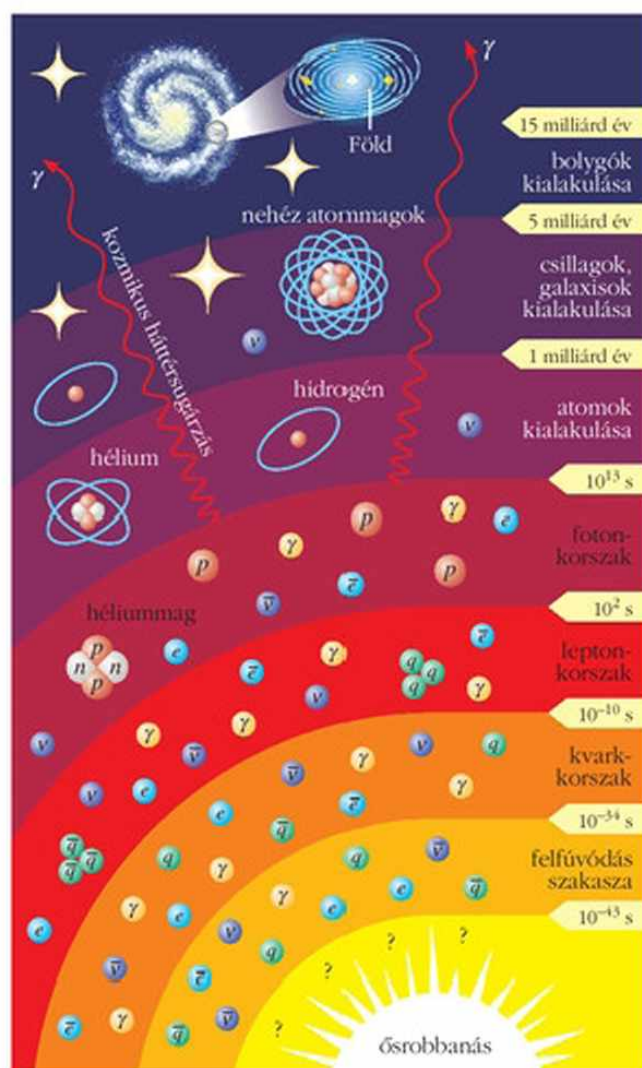
ahol  $v$  a galaxis távolodási sebessége,  $R$  a galaxis Földtől mért távolsága, a  $H = \frac{22 \frac{\text{km}}{\text{s}}}{1 \text{ millió fényév}}$

konstans pedig a Hubble-állandó. Ez a **Hubble-törvény**.

Mivel a színek eltolódásából a  $v$  sebességet ki lehet számítani, a törvény segítségével a galaxisok távolsága meghatározható.

A galaxisok egymástól való távolodása alapján feltételezhetjük, hogy valamikor a múltban – kb. 13-14 milliárd évvel ezelőtt – kellett lennie egy **ősrobbanásnak**, amely a ma is megfigyelhető tágulást okozta. Ezt az elképzelést nevezzük **ősrobbanás-elméletnek\***, vagy **Big Bang** (Nagy Bumm)-elméletnek.

Az **ősrobbanás-elmélet** a fizikusok és a csillagászok körében sokáig vitatott volt. Az elmélet általános elfogadásában döntő szerepe volt az *Arno Penzias* és *Robert Wilson* amerikai rádiócsillagászok által véletlenül felfedezett maradék- vagy **háttersugárzásnak**. A kutatók 1965-ben egy telefontársaság megbízásából rádióteleszkópjukkal az égbolt rádiósugárzását vizsgálták, zajmentes tartományok után kutatva. Eközben egy állandó, minden irányból azonos intenzitással érkező



167.1. Az univerzum kialakulásának legfontosabb eseményei

mikrohullámú zajra lettek figyelmesek. Először technikai hibákra gondoltak, de később arra a következtetésre jutottak, hogy a sugárzás a világűr-ből érkezik. Elméleti csillagászok igazolták, hogy ez nem lehet más, mint a korai forró univerzum **hőmérsékleti sugárzásának maradványa**.

A kezdetben forró univerzum a tágulás következtében 2,73 K hőmérsékletre hűlt le. Ezáltal a kezdetben mindent kitöltő, igen rövid hullámhosszú hőmérsékleti sugárzás egy alig érzékelhető, gyenge **mikrohullámú sugárzásá alakult át**.

A háttérsugárzás létezését az **ősrobbanás-elmélet** alapján Gamow amerikai fizikus már korábban megjósolta.

A forró univerzummodell mellett szól, hogy a számítások szerint a világegyetemben megfigyelhető összes hélium nem jöhetett létre a csillagokban. Egy részének az **ősrobbanást követő percekben**, a hidrogénatomok korai fúziója során kellett keletkeznie.

Az ősrobbanás-elmélet legfőbb megállapításai a következők:

- A számítások szerint a **kezdeti hőmérséklet  $10^{32}$  K** volt, és az egész világegyetem anyaga mm-nél is kisebb sugarú gömbbe volt bezsúfolva.
- Az adiabatikusnak vehető **tágulás kezdetben igen gyors volt**, rövid idő után a méretek rohamosan növekedtek, a hőmérséklet egyre kisebb lett.
- Kb. 3 perc elteltével a szubelemi részecskékből (kvarkokból) már **protonok, neutronok**, majd azokból **könnyebb atommagok keletkeztek**, a hőmérséklet pedig 1 milliárd fokra csökkent le.

- A további tágulás már hosszabb időt vett igénybe. **300 ezer év múlva a hőmérséklet 6000 K** körüli értékre esett vissza. Az atommagok kezdtek befogni az elektronokat, és semleges atomokat alkottak. Az atomok többsége hidrogénatom volt.
- A kezdet után **1 milliárd év elteltével az univerzum már 18 K-re hűlt le**, a **kozmosz felhők sűrűsödéseiből elkezdődött a csillaghalmozók, csillagok kialakulása**. A csillagokban a magfúziós energiatermelés megteremtette annak feltételeit, hogy a csillagokat övező bolygókon kialakulhasson az élet.



## FELADATOK

1. Becsüljük meg a Galaktikánk (a Tejútrendszer) tömegét, ha a benne lévő csillagok számát százmilliárdnak, egy-egy csillag tömegét pedig a Napunkéval megegyezőnek ( $2 \cdot 10^{30}$  kg-nak) vesszük.
2. Mekkora a Tejútrendszerünk átlagos sűrűsége? Tekintsük a Tejútrendszert egy 100 ezer fényév átmérőjű és 3 ezer fényév vastagságú korongnak.
3. Naprendszerünk távolsága a Tejútrendszer közepétől 26 ezer fényév, keringési ideje 230 millió év. Mekkora sebességgel keringünk a Tejútrendszerben? (Körpályát tételezzünk fel!)

## 4.3. A világűr kutatása, távlatok

Az elmúlt század fordulatot hozott a világmindenség megismerésében. A tudomány – ezen belül a fizika – forradalmi változásai és az ezzel együtt járó technikai és technológiai fejlődés lehetővé tették, hogy megismerjük a világegyetemünk objektumait, leírjuk azok elrendeződését, fejlődését, elmúlását. A XX. század végére eljutottunk addig, hogy jól működő modellünk van az univerzum kialakulására és fejlődésére, hipotéziseket állíthatunk fel annak lehetséges további sorára.

Az elmúlt században az ember a Földről már nem csak szabad szemmel vagy távcsővel kémlelhetett a világűrre. Maga is kiléphetett a kozmoszba, eljuthatott a Holdra, és elhelyezhette ott a földi civilizáció nyomait.

Jelenleg számos kutatási program irányul arra, hogy az emberiség az esetleg létező távoli civilizációkkal felvegye a kapcsolatot. Rádiótávcsövek sokasága kémleli az univerzumot – mindeddig eredménytelenül –, hogy értelmes lények üzene-

tét fogja fel. Mi magunk is elküldjük jeleinket a csillagok felé.

Az egyik ilyen program a SETI (Search for Extraterrestrial Intelligence – a földön kívüli intelligencia kutatása).

A Puerto Ricóban lévő 304 méter átmérőjű arecibói rádiótávcsővel küldték el a világűrbe az eddig legerősebb (3 perces) jelet, amelynek teljesítménye 25 villamos erőmű teljesítményével azonos. Az elküldött jel 300 ezer csillagon érzékelhető. Az üzenet 23 oszlopból és 73 sorból álló képpé alakítható. A kép szimbolikusan ábrázolja az első 10 pozitív egész számot és a DNS-molekula kettős spirálját.

Bár mind ez ideig nem azonosítottak földön kívüli üzeneteket, van remény arra, hogy egyszer sikerül fejlett civilizáció nyomaira bukkanunk. A földönkívüliekkel való személyes találkozás lehetősége – ismerve a csillagok közötti óriási távolságokat – már nem annyira biztató. Az űrkutatás eddigi eredményei azt bizonyítják, hogy Naprendszerünkben csak a Földünkön van fejlett civilizáció, és valószínű, hogy a többi bolygón korábban sem volt.

## A NAPRENDSZER KELETKEZÉSE ÉS SZERKEZETE

A Naprendszer központi részén található csillagunk, a Nap, a körülötte keringő nyolc nagybolygó és azok holdjai. A Naprendszerhez soroljuk a kisbolygókat is, amelyek nagyrészt a Mars és Jupiter nagybolygók közötti övezetben találhatók (számuk mintegy 1,5 millióra tehető). Továbbá ide sorolhatók még az elnyúlt pályán mozgó üstökösök, meteorok, valamint a Naprendszert kitöltő bolygóközi anyag, melyet kozmikus por, atomok, molekulák alkotnak.

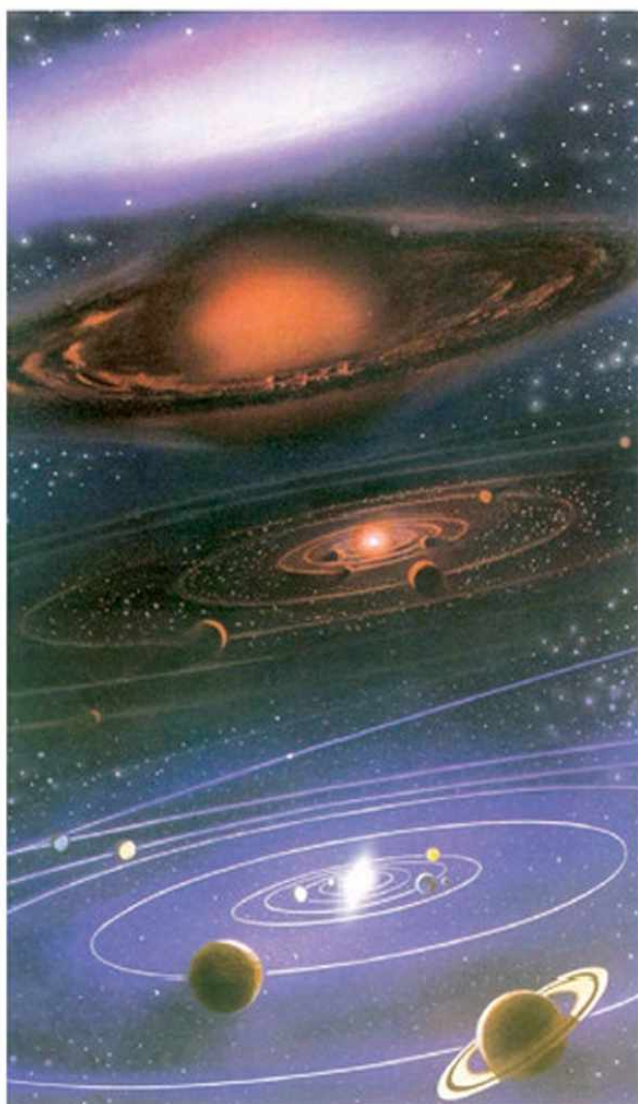
Újabb felfedezésnek számít a Neptunuson túli kisbolygóövezet, a Kuiper-öv, valamint a Naprendszer külső részén a milliárdnyi üstökös-magból álló ún. Oort-felhő.

A Naprendszer méretének tágabb értelemben azt a távolságot vehetjük, ahol még a Nap gravitációs hatása erősebb más csillagok vonzásánál. Így a Naprendszer becsült sugara kb. **2 fényév**. A Naprendszeren belüli távolságok mérésére használják a Nap–Föld közepes távolságot, melyet csillagászati egységnek neveznek (1 CS. E.  $\approx$  150 millió km). Így a Naprendszer átmérője a legkülső bolygóig számítva 80 CS. E., tágabb értelemben pedig kb. 350 ezer CS. E.

A nyolc nagybolygó közül a Naphoz közelebb keringők a **Föld típusúak\*** (Merkur, Vénusz, Föld, Mars), amelyek kisebb tömegűek, nagyobb sűrűségűek és szilárd kőzetet is tartalmaznak. A Naptól távolibbak pedig a nagy tömegű és kis sűrűségű **Jupiter típusúak\*** (Jupiter, Szaturnusz, Uránusz, Neptunusz). Ezek körül sok hold és gyűrűrendszer található. (2006 óta már csak 8 égitestet sorolnak a bolygók közé. A Plútó a „törpebolygó” kategóriába tartozik.)



169.1. Az arecibói rádiótávcső

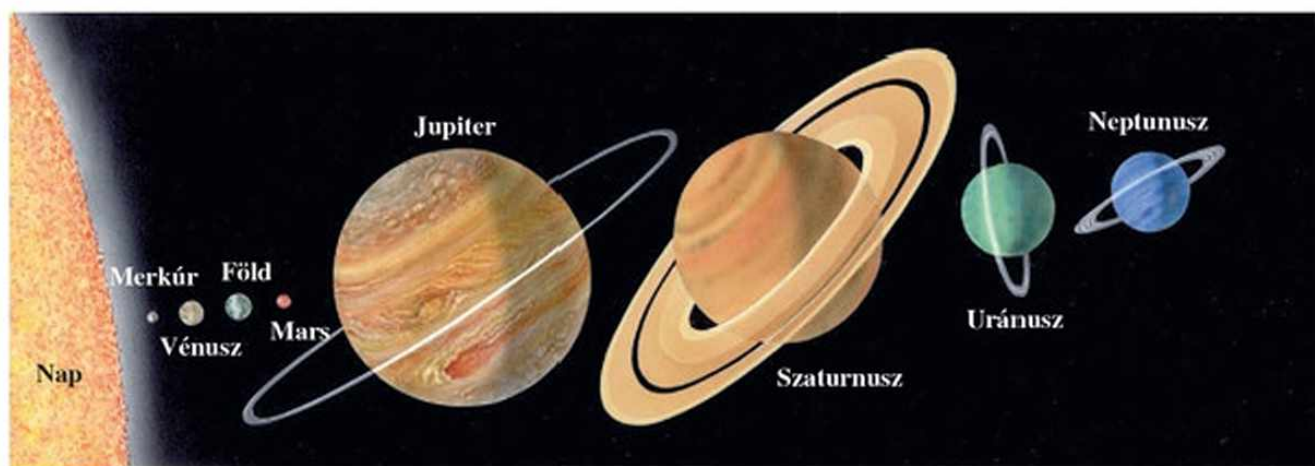


169.2. A Naprendszer keletkezése. Milyen megmaradási törvény olvasható ki a keletkezés képsorából?

A jelenlegi ismereteink szerinti legvalószínűbb elképzelés a Naprendszer keletkezéséről:

- A Naprendszer **4,5 milliárd évvel ezelőtt** olyan csillagközi anyagból képződött, amely túlnyomórészt hidrogénből állt, nehezebb atomokkal „beszennyezve”. Ezek korábbi szupernóva-robbanásokból származtak.
- Az örvénylő csillagközi anyag gravitációs összehúzódása közben **a központi magból alakult ki a Nap**, melyben **beindult a hidrogénatomok magfúziója**.
- Az összehúzódó kozmikus köd külső része koronggá laposodva a központi résztől eltávolodott. A gravitációs vonzás hatására ebben a korongban csomósodások alakultak ki. Ezeket „bolygócsíráknak” nevezik, mivel később **ezekből álltak össze a bolygók**.





170.1. A Naprendszer bolygói (méretarányosan)

A fent leírt elméletet az alábbi tapasztalati bizonyítékok támasztják alá:

- A Naprendszer tömegének nagy része (99,87%-a) a Napban összpontosul.
- Ugyanakkor a Naprendszer perdületének 98%-át a bolygók hordozzák keringésükkel és tengely körüli forgásukkal.
- A Nap bolygói közel azonos síkban és azonos irányban keringenek.
- A bolygókban előforduló hidrogén–deutérium arány közel azonos a kozmikus anyagban talált aránnyal. Ugyanakkor a Napban jóval kevesebb a deutérium, mert könnyen elbomlik. Ez azt bizonyítja, hogy a bolygók nem a Napból szakadtak ki, hanem azzal együtt keletkeztek.
- A Naphoz közelebb sűrű közetbolygók, távolabb sok gázt tartalmazó óriásbolygók és kisméretű jeges égitestek találhatók.

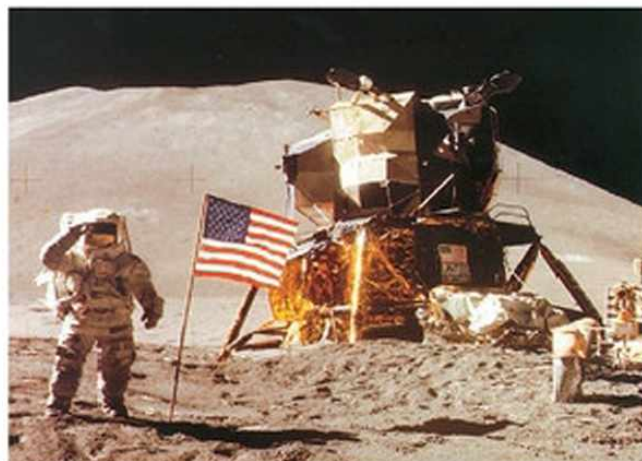
### AZ EMBER BIRTOKBA VETTE A KOZMOSZT

Napjainkban sok ezer műhold kering a Föld körül. Hasznosan szolgálják a hírközlést, a televíziós műsorszórást, a földi navigációt, a meteorológiai előrejelzéseket. Amikor **1957. október 4-én a Szovjetunióban Föld körüli pályára állították az első műholdat, a Szputnyik-1-et**, még nem gondoltak a műholdak ilyen széles körű alkalmazására.

Ezt követően megindult a bolygóközi űrkutatás is. Számos bolygó közelébe küldtek űrszondákat, amelyek értékes adatokat továbbítottak a Földre a kutatott bolygó felszínének fizikai és kémiai összetételéről, állapotáról. A Föld körül űrállomások létesültek, ahol csillagászati megfigyeléseket, technikai, biológiai kísérleteket végeznek. Köztük és a Föld között űrsiklók teszik lehetővé a rendszeres kapcsolatot.

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.
NAPTÁVOLSÁG (FÖLD = 1)	0,39	0,72	1	1,52	5,20	9,54	19,19	30,06
ÁTMÉRŐ (KM)	4878	12 103	12 756	6778	142 984	114 632	50 532	50 069
TÖMEG (FÖLD = 1)	0,06	0,81	1	0,11	318,00	95,20	14,50	17,10
SŰRŰSÉG (G/CM <sup>3</sup> )	5,43	5,25	5,52	3,95	1,33	0,69	1,29	1,64
ÁTLAGHŐMÉRSÉKLET (°C)	-180–+430	+470	+15,7	-32,0	-130	-180	-200	-210
KERINGÉSI IDŐ (FÖLDI ÉV)	0,24	0,62	1	1,88	11,86	29,46	84,01	164,79
FORGÁSI IDŐ (FÖLDI NAP)	58,65	243,16	1	1,03	0,41	0,44	0,72	0,67
ISMERT HOLDOK SZÁMA	0	0	1	2	63	56	27	13

170.2. A Naprendszer bolygóinak fontosabb adatai: 1. Merkúr; 2. Vénusz; 3. Föld; 4. Mars; 5. Jupiter; 6. Szaturnusz; 7. Uránusz; 8. Neptunusz



171.1. 1969. július 20. Ember a Holdon!

## AZ UNIVERZUM KUTATÁSÁNAK TÁVLATAI

Napjainkban a Naprendszer kutatásának fő iránya, hogy az űrszondák segítségével a környező bolygókról minél több információt szerezzünk. Ez hozzájárul ahhoz, hogy a Naprendszer keletkezésének és a bolygók kialakulásának korai történetét még pontosabban ismerjük meg.

Maï napig sem tudjuk biztosan, hogy a legegyszerűbb élőlények (a baktériumok) földi eredetűek, vagy más bolygókról, esetleg a Naprendszeren kívülről kerültek-e a Földre.

Ezen a területen nagy szenzációt keltett az 1996-ban az Antarktiszon talált, Marsról származó meteor. Az 1,9 kg-os, bazalt meteoritkőben 3,6 milliárd éves, a nanobaktériumokhoz hasonló megkövesedett maradványokat fedeztek fel.

Az elkövetkező tíz-húsz évben a Mars-kutató programok arra irányulnak, hogy a régi marsi élet valamilyen nyomait fedezzék fel a felszínen vagy mélyebben fekvő rétegekben.

A NASA (az amerikai űrkutató központ) által tervezett, a Szaturnusz körzetét kutató CASSINI-programba magyar tudósok is bekapcsolódtak. Az 1997-ben elindított űrhajó a Szaturnuszhoz való megérkezése (2004) után szondát küldött a Titán hold felszínére is.

Különösen izgalmas a más csillagok körüli bolygók keresése. Az eddig felfedezett több száz „exobolygó” ismert, többségük a Jupiterhez hasonló.

Az univerzum-modellekben még több kérdés tisztázatlan. Közülük az egyik: mi történt az ősrobbanás legeslegelején? Erről a mai fizikai törvények még nem tudnak számot adni.



171.2. Ilyen lesz a most épülő Nemzetközi Űrállomás

Ilyen irányú kutatások folynak a nagy energiájú részecskegyorsító központokban: például Amerikában a Fermilab kutatóközpontban, Európában pedig Genf mellett, az európai országok közös kutatóközpontjában, a CERN-ben. A kutatóközpontokban épült szuper-részecskegyorsítóknál óriási energiákon történő részecskeütközésekkel rekonstruálják a korai forró univerzum fizikai viszonyait. Ilyen körülmények között keresik a részecske-kölcsönhatások eddig még ismeretlen sajátosságait. A kísérleti eredményektől azt várják, hogy alapul szolgálnak a minden kölcsönhatást egybefoglaló Nagy Egyesített Elmélet (GÜT – Grand Unified Theory) megalkotásához.

Így találkozik a két szupervéglet (a mikro- és makrokozmosz) a kutatás területén, hogy együttesen fejtsék meg az univerzum rejtélyeit.

Egy másik fő kérdés: meddig folytatódik az univerzum tágulása? A tágulás lassan megáll, és az univerzum visszazuhan kezdeti állapotába (zárt világmodell\*\*)? Vagy vég nélkül tágul tovább (nyílt világmodell\*\*)?

A kérdés eldöntésére a világegyetem átlagos sűrűségének értéke adhat választ. A kritikus érték  $10^{-26} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ . Ha az átlagos sűrűség a kritikus érték

felett van, akkor a gravitáció megállítja és visszafordítja a vég nélküli tágulást. Ha pedig a sűrűség kisebb a kritikus értéknél, akkor a tágulás megállításához a gravitáció nem elegendő. Jelenleg az univerzum összes megfigyelhető anyaga ennek a kritikus sűrűségnek csak a töredékét (kb. 10%-át) teszi ki. Az elméleti számítások viszont a kritikus értéket jóslják. Ebből adódik az eddig nem ismert, még fel nem fedezett sötét anyag\*\* hipotézise, az ismeretlen anyagfajta keresése.

# ÖSSZEFOGLALÁS

## AZ ATOMMAG JELLEMZŐI

**Az atommag tömege:**  $m_{\text{mag}} \approx A \cdot u$ ,

ahol az  $A$  egész számot **tömegszám**nak nevezzük,  $u = 1,6605 \cdot 10^{-27}$  kg az atomi tömegegység.

**Az atommag töltése:**  $Q_{\text{mag}} = Z \cdot e$ ,

ahol  $Z$  a rendszám,  $e = 1,6021 \cdot 10^{-19}$  C az elemi töltés.

**Az atommag mérete:**  $R = R_0 \cdot \sqrt[3]{A}$ ,

ahol  $R$  az atommag sugara,  $A$  a tömegszám,  $R_0 \approx 1,4 \cdot 10^{-15}$  m a tömegszámtól független kísérleti állandó.

**Az atommag sűrűsége:**  $\rho = 1,4 \cdot 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ ,

a tömegszámtól független állandó érték. Ez az atommag **cseppmodelljének** alapja.

### Az atommag összetétele

Az atommag  $Z$  számú pozitív  $e$  töltésű protont és  $A - Z$  számú semleges neutronot tartalmaz. A protonokat és a neutronokat közös néven **nukleonoknak** (magalkotórészeknek) nevezzük.

Az atommag paramétereinek szokásos jelölése:  ${}^A_Z X$ , ahol  $X$  az atommag kémiai elemének vegyjele. Az azonos töltésszámú, de különböző tömegszámú magokat **izotópoknak** nevezzük. (Az izotóp elnevezést az atomokra és azok elemeire is használják.)

## AZ ATOMMAG KÖLCSÖNHATÁSAI ÉS ENERGIAVISZONYAI

Az atommag belső szerkezetének kialakításában két fundamentális kölcsönhatástípus vesz részt: – az elektromos töltéstől független, rövid hatótávolságú, igen intenzív, vonzó jellegű **erős kölcsönhatás** vagy **magerő** és

– a protonok között fellépő nagy hatótávolságú, taszító jellegű **elektrosztatikus erő**.

A vonzó **erős kölcsönhatás** a hatósugarán belül ( $10^{-15}$  m) **néhány százszor erősebb**, mint a **taszító elektromos erő**. Ez teszi lehetővé a stabil magszerkezet kialakulását.

### Az atommag kötési energiája

Az atommag alkotóelemeire való felbontásához szükséges befektetett energiát az atommag kötési energiájának nevezzük. Jele:  $E_k$ .

A kötési energiát az  $E = m \cdot c^2$  **tömeg–energia egyenértékűség** alapján számíthatjuk ki:

$$E_k = [Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - m_{\text{mag}}] \cdot c^2, \text{ ahol}$$

a  $\Delta m = [Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - m_{\text{mag}}]$  kifejezést **tömegdefektusnak** nevezzük.

## A MAGENERGIA FELSZABADULÁSÁNAK LEHETŐSÉGEI

AZ ENERGIA-FELSZABADULÁS MÓDJA	A TERMÉSZETBEN VALÓ ELŐFORDULÁSA	MESTERSÉGES ELŐÁLLÍTÁSA
radioaktivitás	radioaktív elemek a földkéregben, a földfelszínen és a légkörben	mesterséges magreakciók útján létrehozott radioaktív izotópokkal
magfúzió	a Nap és a csillagok belsejében	fúziós bombákban, kísérleti fúziós reaktorokban
maghasadás	a légkör felső rétegeiben kozmikus sugárzás hatására (nem energiatermelő)	szabályozott láncreakcióval, atombombákban megszabaduló láncreakcióval

## RADIOAKTÍV SUGÁRZÁSOK

A radioaktív sugárzások az atommagokból származnak, azok bomlásakor keletkeznek.

A radioaktív bomlások fajtái:

A BOMLÁS ELNEVEZÉSE	A BOMLÁS REAKCIÓEGYENLETE	A KELETKEZŐ SUGÁRZÁS NEVE ÉS JELLEMZŐJE
alfa-bomlás	${}^A_ZX \longrightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^4_2\text{He}$	$\alpha$ -sugárzás, nagy ionizálóképesség, rövid hatótávolság
negatív béta-bomlás	${}^A_ZX \longrightarrow {}^A_{Z+1}Y + {}^0_{-1}e + \nu_e$	$-\beta$ - és $+\beta$ -sugárzás, közepes ionizálóképesség, közepes áthatolóképesség.
pozitív béta-bomlás	${}^A_ZX \longrightarrow {}^A_{Z-1}Y + {}^0_1e + \nu_e$	$A + \beta$ -sugárzásnál pozitron-elektron pármegsemmisülés
magbomlás nincs (a mag $\gamma$ -fotont bocsát ki)	${}^A_ZY^* \longrightarrow {}^A_ZY + {}^0_0\gamma$	$\gamma$ -sugárzás, kicsi ionizálóképesség, nagy áthatolóképesség

### A radioaktív bomlás törvényszerűsége

Az  $A = \frac{\Delta N}{\Delta t}$  hányados a radioaktív anyag **aktivitása** (bomlási sebessége), ahol  $\Delta N$  az elbomlott atommagok számát,  $\Delta t$  pedig a közben eltelt időt jelenti.

A bomló atommagok számának és az  $A$  aktivitásnak az időbeli csökkenését az

$$N(t) = N_0 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T}} \quad \text{és} \quad A(t) = A_0 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T}}$$

exponenciális függvények írják le, ahol  $N_0$  és  $A_0$  a megfigyelés kezdetén ( $t = 0$ ),  $N(t)$  és  $A(t)$  pedig a  $t$  idő elteltével jelen levő atommagok számát, illetve azok aktivitását jelenti.  $T$  a **felezési idő**.

### A radioaktív sugárzások gyakorlati alkalmazásai

- *Orvosi alkalmazások:* diagnosztikai alkalmazás; terápiás alkalmazás.
- *Ipari alkalmazások:* vastagságmérés, anyagvizsgálat, sterilizálás, csírátlanítás.
- *Kormeghatározások:* geológiai kormeghatározás (urán-ólom módszer), régészeti kormeghatározás (karbon-módszer), barlangi vizek, borok korának meghatározása (trícium-módszer)

### A radioaktív sugárzások mérése

- *Mérőeszközök:* ködkamrák, elektronikus detektorok (G-M-cső), nyomdetektorok.
- *Mérhető mennyiségek:* aktivitás, sugárzási dózisok.

### A radioaktív sugárzások biológiai hatásai

A hatás jellemzésére szolgáló dózismennyiségek:

- *Elnyelt dózis:*  $D = \frac{E}{m}$ , egysége:  $1 \frac{\text{J}}{\text{kg}} = 1 \text{ Gy}$ .

- *Dózisegyenérték:*  $H = Q \cdot D$ , ahol  $1 \leq Q < 20$ , egysége:  $1 \text{ Sv} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$ .

A biológiai hatások lehetnek:

- *Szükségszerű hatások:* a hatás bekövetkezése küszöbdózissal jellemezhető, a súlyosság függ a dózis nagyságától, a tünetek a küszöb felett szükségszerűen jelentkeznek.
- *Véletlenszerű hatások:* nincs legkisebb küszöbdózis, a betegség (rák, esetleges genetikai károsodás) csak később jelentkezhet (de nem szükségszerűen, csak valószínűsíthető). Ennek mértékét a kockázattal mérhetjük. A kockázati tényező arányos a kapott sugárdózissal.

**A természetben előforduló nukleáris eredetű energiák hasznosítása**

- A Nap – *fúziós folyamatokkal keletkező* – sugárzásának felhasználása természetes módon (növények fotoszintézise) és mesterséges módon (napkollektorok, napelemek).
- A Föld belső melegének felhasználása (gyógyvizek, hévforrások, geotermikus erőművek), amely nagyrészt a földkéregben található *radioaktív bomlási sorok* tagjainak radioaktív sugárzásából ered.

**A mesterségesen előállított nukleáris energia hasznosítása**

- A nehéz atommagok hasadási energiáját atomerőművekben energia előállítására használják.
- A hasadáson alapuló atomreaktorral hajtott tengeralattjáróknál és jégtörő hajóknál.
- A rövid felezési idejű radioaktív izotópok energiaforrásként való alkalmazása mesterséges égiteszknél (műholdak, űrállomások).
- A szabályozott fúziós folyamatok fúziós reaktorokban történő energiatermelése még nem megoldott. A fúziós energiatermelés még kísérleti stádiumban van, megvalósulása a századunk második felére várható.

**CSILLAGÁSZAT**

- A bennünket körülvevő világmindenség szerkezetét, törvényszerűségeit a fizika törvényeinek alkalmazásával a **csillagászat** vizsgálja.
- A csillagászat módszere a **megfigyelés**, melynek legfontosabb eszközei az **optikai** és **rádiótávcsövek**. Az űrtávcsövekkel az összes elektromágneses hullámtartományban kapunk információt a világűrben.
- Az elmúlt (XX.) században a csillagászatnak sikerült feltárnia és megismernie a világegyetem anyagszerveződésének egyes lépcsőfokait: a **csillagokat** (melyek egy része bolygókkal is rendelkezik), a **csillagrendszereket** (galaxisokat) és a **galaxishalmazokat**.
- A mai távcsöveinkkel megfigyelhető galaxisok becsült száma **100 milliárd**, amelyek egyenként átlagosan ugyancsak **100 milliárd** csillagot tartalmaznak. A megfigyelt univerzum tehát kb.  $10^{11} \cdot 10^{11} = 10^{22}$  számú csillagot foglal magába. Így a csillagok becsült teljes tömege (csillagonként átlagosan  $m = 10^{30}$  kg naptömegeggyel számolva)  **$10^{52}$  kg** nagyságrendű.
- A megfigyelt univerzum mérete mintegy **13-14 milliárd fényév** ( $\approx 10^{26}$  m). A világegyetem átlagos sűrűsége  $10^{-26}$  kg/m<sup>3</sup> nagyságrendű.
- A magfizika és az asztrofizika segítségével sikerült a csillagok hosszan (akár több milliárd éven keresztül) tartó energiatermelését megmagyarázni: a **csillagok energiakisugárzását a könnyű atommagok fúziója** fedezi. A felszabaduló nukleáris energia tömegegységre vonatkoztatva milliószorta akkora energiát biztosít, mint a hagyományos fűtőanyagoknál végbemenő kémiai reakciók. A nukleáris fűtőanyag kimerülésével a csillagok – tömegük nagyságától függően – **kihűlő fehér törpévé**, vagy **szupernóva-robbanás** után **neutroncsillaggá** vagy **fekete lyukká** válnak.
- Az univerzum keletkezésével, jelenlegi állapotával és távoli jövőjével a **kozmológia** foglalkozik, felhasználva a csillagászati megfigyeléseket és a részecskefizika legújabb eredményeit.
- A tudományág különböző világmodelleket használ: a modellek alapján hipotéziseket állít fel az univerzum keletkezésére és a távoli jövőjére. A legismertebb modell: a **táguló világegyetem** modellje, amely szerint az univerzumunk **ősrobbanással (Big Bang = Nagy Bumm)** kezdődött. Ennek csillagászatilag megfigyelt bizonyítéka a távoli galaxisok **vöröseltolódása**, a **kozmosz háttérsugárzás** és a **H-He arány**. Ez a világmodell további megerősítésre és pontosításra szorul.
- Az elmúlt közel 50 év űrkutatása jelentős eredményeket ért el a Naprendszerünk megismerése terén. A Földünk körül keringő űrállomások, a mesterséges holdak ezrei mindennapjaink hasznos segítőjévé váltak a geológia és a világűr kutatásában, a távközlésben, a meteorológiai előrejelzések terén stb. A világűr kutatás távlati feladatai: a Naprendszer bolygóinak és kis égitestjeinek jobb megismerésére irányuló **bolygóközi űrszondás kutatások**, távoli csillagok bolygórendszereinek keresése, az egyes bolygókon esetleg kialakult élet és fejlett távoli civilizációk jelzéseinek keresése és észlelése.