FIZIKA

Rezgések és hullámok. Modern fizika

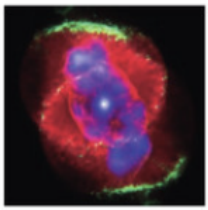
A kötet hátsó borítójának belsején egyedi kód található, melyet a **www.mozaweb.hu** *oldalon aktiválhatsz. Az aktiválás hozzáférést biztosít a kiadvány elektronikus változatához a honlapon található feltételekkel.*



Szerzők: dr. Halász Tibor
dr. Jurisits József
dr. Szűcs József



A TERMÉSZETRŐL TIZENÉVESEKNEK



FIZIKA

Rezgések és hullámok
Modern fizika 11

16., VÁLTOZATLAN KIADÁS

MOZAIK KIADÓ – SZEGED, 2018

Szerzők:

DR. HALÁSZ TIBOR
c. főiskolai tanár

DR. JURISITS JÓZSEF
gimnáziumi tanár, szaktanácsadó

DR. SZŰCS JÓZSEF
egyetemi adjunktus

Bírálók:

DR. MOLNÁR MIKLÓS
egyetemi docens

MORÓNÉ TAPODY ÉVA
gimnáziumi tanár

DR. SZATMÁRY KÁROLY
csillagász, egyetemi docens

DR. HILBERT MARGIT
egyetemi adjunktus

Kirendelt szakértő: Szokolai Tibor

Felelős szerkesztő: Tóth Katalin
Borítóterv, tipográfia: Deák Ferenc, Reményfy Tamás
Fotók: Vadász Sándor
Rajzok: Ábrahám István
Ábrák: Szentirmai Péter

KERETTANTERV:
A makói József Attila Gimnázium helyi tanterve
A dombóvári Illyés Gyula Gimnázium, Szakközépiskola és Kollégium helyi tanterve

Minden jog fenntartva, beleértve a sokszorosítás, a mű bővített, ill. rövidített változata kiadásának jogát is. A kiadó írásbeli hozzájárulása nélkül sem a teljes mű, sem annak része semmiféle formában (fotokópia, mikrofilm vagy más hordozó) nem sokszorosítható.

magyar nyomdatermék

ENGEDÉLYSZÁM: TKV/5456-5/2013

ISBN 978 963 697 422 0

© MOZAIK KIADÓ – SZEGED, 2003

I. fejezet
MECHANIKAI REZGÉSEK
ÉS HULLÁMOK



II. fejezet
ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK.
HULLÁMOPTIKA



III. fejezet
MODERN FIZIKA



IV. fejezet
MAGFIZIKA.
CSILLAGÁSZAT











Tartalom

MECHANIKAI REZGÉSEK ÉS HULLÁMOK

Emlékeztető 10

1. Rezgőmozgás 14

1.1. A rezgőmozgás fogalma. A rezgőmozgást jellemző mennyiségek 14

1.2. A harmonikus rezgőmozgás dinamikai feltétele. A rezgésidő. Az energiaviszonyok 21

1.3. A fonálinga 24

1.4. A rezgést befolyásoló külső hatások és következményeik 28

2. Mechanikai hullámok 31

2.1. A hullám fogalma 31

2.2. Hullámok viselkedése új közeg határán 36

2.3. Hullámok találkozása. Interferencia 40

2.4. A hanghullámok és jellemzőik 45

Összefoglalás 53

ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK. OPTIKA

1. Elektromágneses hullámok 56

1.1. Elektromágneses rezgések előállítása 56

1.2. Elektromágneses hullámok keletkezése és tulajdonságai 60

2. Optika 67

2.1. Fényhullámok terjedése vákuumban és anyagi közegekben 67

2.2. Egyszerű optikai eszközök: tükrök és lencsék (Emlékeztető) 73

2.3. Optikai eszközök leképezési törvénye 77

2.4. Összetett optikai rendszerek (Kiegészítő anyag) 80

2.5. Fényhullámok interferenciája, elhajlása 84

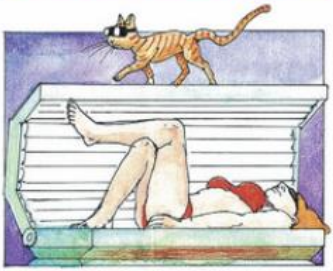
2.6. A fény mint transzverzális hullám 88

2.7. Színfelbontás, színképek 90

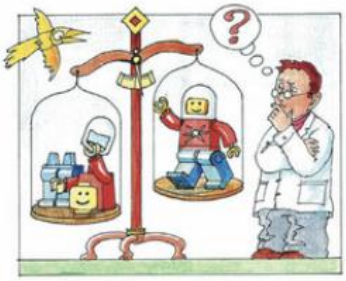
Összefoglalás 95

Tartalom









MODERN FIZIKA

1. A modern fizika születése **98**
1.1. Bevezetés **98**
1.2. A fényelektromos jelenség **102**
1.3. A foton részecsketulajdonságai **106**
1.4. Az elektron hullámtermészete **109**
2. Az atommodellek **114**
2.1. Emlékeztető **114**
2.2. Klasszikus atommodellek **116**
2.3. Az atomok vonalas színképe. Bohr atommodellje **120**
2.4. Az atomok hullámmodellje **123**
Összefoglalás **127**

MAGFIZIKA. CSILLAGÁSZAT

1. Az atommag szerkezete **130**
1.1. Az atommag fizikai jellemzői **130**
1.2. Nukleáris kölcsönhatás, kötési energia **132**
2. A radioaktivitás **136**
2.1. A természetes radioaktív sugárzások **136**
2.2. A radioaktív bomlás törvénye **140**
2.3. Sugárzást mérő eszközök. A radioaktív sugárzások biológiai hatása (Kiegészítő anyag) **144**
2.4. A radioaktív sugárzások gyakorlati alkalmazásai (Kiegészítő anyag) **148**
3. A maghasadás és a magfúzió **151**
3.1. Az uránatommagok hasadása **151**
3.2. Villamos energia termelése atomerőművekben. Az erőművek biztonsága és környezeti hatásaik (Kiegészítő anyag) **155**
3.3. A könnyű atommagok fúziója **160**
4. Csillagászat **163**
4.1. Csillagok születése és fejlődése **163**
4.2. A világegyetem szerkezete és fejlődése **166**
4.3. A világűr kutatása, távlatok **168**
Összefoglalás **172**

MEGOLDÁSOK **175**



„Soha ne úgy gondolj tanulmányaidra,
mint kötelességre,
hanem mint irigylésre méltó lehetőségre,
megismerni a szépség felszabadító erejét
a szellem birodalmában saját kedvedre
és a közösség hasznára,
amelyhez későbbi munkád tartozik."

Albert Einstein

Kedves diákok!

Tankönyvünk a fizika tudományának legújabb és egyben legizgalmasabb fejezeteivel foglalkozik.

A „kézzelfogható" mechanikai rezgések és hullámok jelenségeiből kiindulva eljutunk a rejtélyes, szemmel nem látható elektromágneses hullámok világába, ahol a hullámok hordozó közeg nélkül szállítanak óriási mennyiségű információt egyik kontinensről a másikra.

Megtudhatjuk, hogy miként született meg a modern fizika, hogyan fejlődött ki az atom- és magfizika, melyek a szó szoros értelmében is megrengették a XX. század szellemi és anyagi világát.

Tanulmányaink során rádöbbenhetünk mindennapi szemléletünk korlátaira, amikor a makro- és mikrovilág furcsa, de igaz törvényszerűségeit próbáljuk magunknak elképzelni.

A tankönyv utolsó fejezete az atommagok és a csillagok világába vezet bennünket. Feltárul előttünk az atomenergia rejtélye, és megérthetjük, miként szolgálhatják az emberiség energiaellátását az atomerőművek.

Végezetül áttekintjük világegyetemünk szerveződésének szintjeit, megismerkedünk a csillagok kozmikus születésével és halálával, univerzumunk keletkezésével, lehetséges jövőjével.

Mindezen izgalmas kérdések jobb megértését szolgálják a tankönyv újszerű ábrái, fotói, tréfás rajzai, a kiegészítő olvasmányok és a segítő megjegyzések.

Mint a tankönyvek általában, a Fizika 11. sem nyújthat teljességet. Feldolgozásához – a tanári magyarázaton kívül – a tudományos folyóiratokból, könyvekből és az internetről gyűjthetünk további információt.

A(z) (mindennapokban is) alkalmazható tudás elsajátításához türelmes, kitartó munkát, és igazi szellemi sikerélményt kívánnak

a tankönyv Szerzői.

A TANKÖNYV HASZNÁLATÁT SEGÍTŐ JELZÉSEK

Sárga mezőbe a legfontosabb szabályokat, törvényeket, illetve a mennyiségi fogalmak meghatározását és kiszámítási módját tettük.

Vastag betűkkel a fontos megállapításokat és az új fogalmak nevét írtuk.

Bal oldali piros sávval hívjuk fel a figyelmet a kisebb betűkkel írt kísérletekre, amelyek megismerése és megértése nélkül nem lehet feldolgozni a tananyagot.

Az egyes fejezeteket elmélyítő, kisebb terjedelmű kiegészítő anyagot a bal oldali szürke sávról és a kisebb méretű betűkről ismerhetjük fel.

Az oldalszámmal és az adott oldali sorszámmal (pl. *10.1.*) ellátott ábrák a szövegben leírtak könnyebb és jobb megértését segítik elő. Ezért célszerű együtt kezelni a szöveget és a hozzá tartozó ábrákat.
A *Fizikatörténeti áttekintésben* az idegen nevek kiejtése is megtalálható.

A *Megjegyzések* olyan gondolatok, amelyek nem tartoznak közvetlenül a tananyag logikai rendjébe, de fontos kiegészítői, értelmezői, elmélyítői annak.

A *Gondolkodtató kérdések* valójában számolás nélkül megoldható feladatok.

A *Feladatok* megoldásával elmélyíthetjük, jobban megérthetjük és alkalmazhatjuk az elméleti tananyagot.

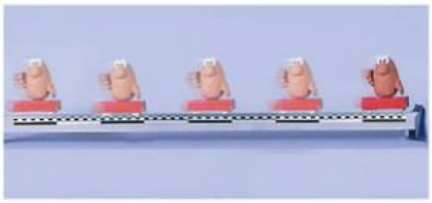
Az *Olvasmányok* a természet, a technika, valamint a fizikatörténet érdekességeivel foglalkoznak. Betekintést adnak néhány természetkutató szellemi óriás életébe és munkásságába.

I. fejezet

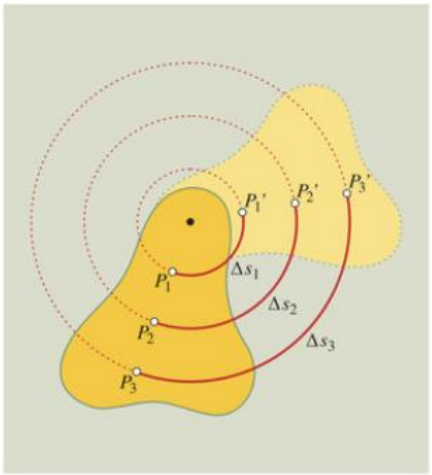


MECHANIKAI REZGÉSEK ÉS HULLÁMOK

Emlékeztető



10.1. *Hogyan mozognak haladó mozgásnál a merev test pontjai? (Sztroboszkópfelvétel)*



10.2. *Milyen mozgást végez a tengelypontot kivéve a rögzített tengelyen forgó merev test minden pontja?*

A testek helyét, helyzetét és mozgását **vonatkoztatási rendszerekhez** viszonyítjuk.

Ha egy test helye vagy helyzete egy vonatkoztatási rendszerhez viszonyítva változik, akkor **a test** ebben a rendszerben **mozog.**

A testek helye, helyzete, mozgása, pályája, sebessége **viszonylagos** (relatív), mert mindezek leírása attól függ, hogy milyen vonatkoztatási rendszerhez viszonyítunk.

A testek egyik jellegzetes mozgása a **haladó mozgás.** A haladó mozgás a test változatlan helyzetű, párhuzamos eltolódása. Ilyenkor a test minden pontja egyidejűleg azonos módon mozog. A haladó mozgást végző testnél ezért elegendő egyetlen pontjának mozgását leírni. A haladó mozgást végző test ezért – mozgás szempontjából – **anyagi pontként** kezelhető.

A testek másik jellegzetes mozgása a **forgás.** Forgás közben a kiterjedt merev testek minden pontja (a tengely pontjait kivéve) körmozgást végez a közös tengely körül.

A haladó **mozgás** akkor **egyenletes,** ha a test (anyagi pont) egyenlő idők alatt egyenlő utakat tesz meg, bármilyen kicsik vagy nagyok is ezek a választott időtartamok.

Az egyenletesen mozgó test sebességének ($\overline{v}$) nagysága kiszámítható a megtett út (Δs) és az út megtételéhez szükséges időtartam (Δt) hányadosaként:

$$v = \frac{\Delta s}{\Delta t}. \quad \text{Mértékegysége: } \frac{\text{m}}{\text{s}}.$$



10.3. *Hogyan mozog a Mikola-csőben lévő buborék?*

A **vektormennyiségnek** nemcsak nagysága, hanem iránya is van, amelyet legegyszerűbben irányított szakasszal adhatunk meg.

A sebességvektor minden pillanatban a pálya érintőjébe esik, és iránya a test mozgásának irányával egyezik meg.

Egy test (anyagi pont) **mozgása** akkor **változó,** ha sebességének nagysága vagy iránya (esetleg mindkettő) változik.

Pillanatnyi sebességnek azt a sebességet nevezzük, amellyel a test egyenletesen mozogna tovább, ha az adott pillanatban megszűnne az az erőhatás, amely addig a mozgás változását létrehozta.

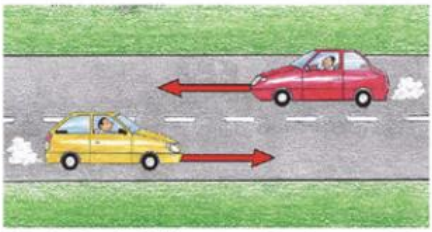
Ha egy test sebessége egyenlő időközönként mindig ugyanannyival változik (bárhogyan választjuk meg az egyenlő időközöket), akkor **a mozgás egyenletesen változó.**

A **gyorsulás** ($\vec{a}$) a sebességváltozás „gyorsaságára" és irányára jellemző **vektormennyiség.** Az egyenletesen változó mozgás gyorsulásának nagysága a sebességváltozás nagyságának és időtartamának hányadosaként számítható ki:

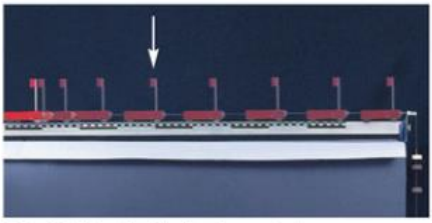
$$a = \frac{\Delta v}{\Delta t}. \qquad \text{Mértékegysége: } \frac{\text{m}}{\text{s}^2}.$$

Minden test nyugalomban marad vagy egyenes pályán egyenletesen mozog mindaddig, míg környezete meg nem változtatja a mozgásállapotát. (Ez a tehetetlenség törvénye, vagy másként **Newton I. törvénye.**)

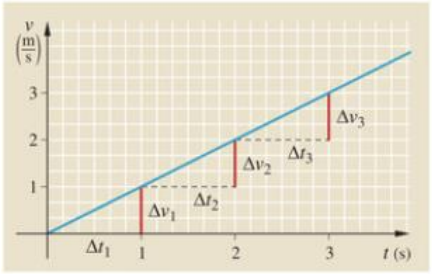
Az olyan vonatkoztatási rendszert, amelyben teljesül a tehetetlenség törvénye, **inerciarendszernek** nevezzük.



11.1. A sebességnek iránya van, tehát vektormennyiség



11.2. *Meddig változik a kocsi mozgása?*



11.3. *Miről vehető észre, hogy egy mozgás egyenletesen változó?*



11.4. Az egyenes pályán egyenletesen mozgó vonat inerciarendszer, a gyorsuló, lassuló, kanyarodó jármű nem az!



12.1. *Minek a következménye a mozgásállapot-változás?*



12.3. Egy teherautó megrakottan nehezebben gyorsul, tehát tehetetlenebb, mint üresen

A **testek mozgása** (mozgásállapota) **csak erőhatás következtében változhat meg.** Az erőhatás mértéke (mennyiségi jellemzője) az erő (F), amelynek mértékegysége a newton (N). Az erő vektormennyiség ($\vec{F}$).

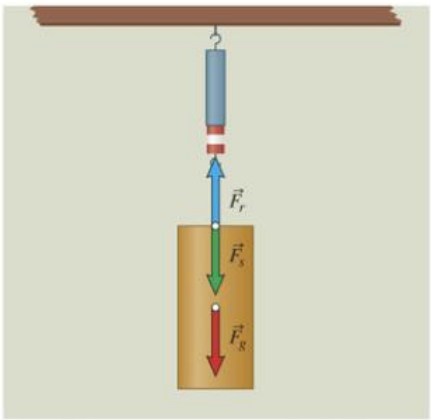
A sebességváltozás ($\Delta\vec{v}$) **és a gyorsulás** ($\vec{a}$) **iránya mindig megegyezik annak az** ($\vec{F}$) **erővektornak az irányával, amely a mozgás változását okozza.**

Az erőhatásokat az alapján is meg szoktuk különböztetni, hogy mi fejti ki azokat. Ennek megfelelően beszélhetünk pl.: rugalmas erőről ($\vec{F}_r = -D \cdot \Delta\vec{x}$), gravitációs erőről ($\vec{F}_g$), nehézségi erőről ($\vec{F}_n = m \cdot \vec{g}$), súlyról ($\vec{G}$). A test súlya az az erő, amellyel a test – a gravitációs vonzás miatt – a vízszintes alátámasztást nyomja vagy a felfüggesztést húzza. A súly nagysága és iránya – a Földhöz viszonyítva nyugvó testeknél – megegyezik a nehézségi erő nagyságával és irányával, de a két erő támadáspontja nem ugyanaz. **A nehézségi erő és a súly** tehát **két különböző erő.**

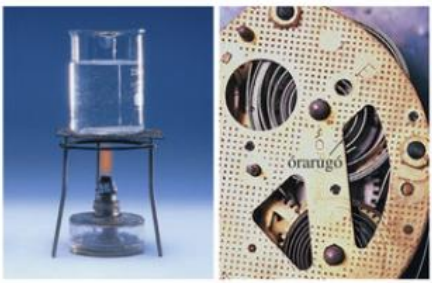
A testek mozgásállapota – **tehetetlenségük** miatt – csak környezetük hatására változhat meg. A tehetetlenség a testek egyik alapvető tulajdonsága, amely különböző testeknél különböző mértékű lehet. A testek tehetetlenségének mértéke a **tömeg** (m), mértékegysége: kg. **A dinamika alaptörvénye** a testre ható erők eredője ($\vec{F}_e$), a test tömege (m) és gyorsulása ($\vec{a}$) közötti kapcsolatot fejezi ki:

$$\vec{F}_e = m \cdot \vec{a}.$$

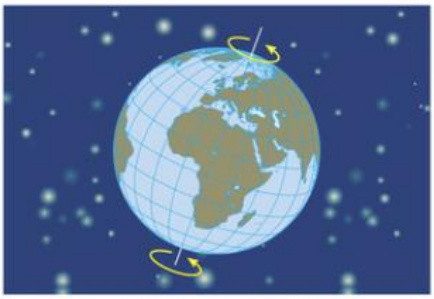
Az **energia** zárt anyagi rendszerek állapotára jellemző skalármennyiség, amely bármely állapotváltozásnál időben állandó marad. A zárt rendszer energiájára tehát megmaradási törvény írható fel. Az energia jele E, mértékegysége a joule (J).



12.2. *Mire tudunk következtetni a rugóerő nagyságából? Mi fejti ki ezeket az erőhatásokat?*



12.4. A testeknek sokféle okból van energiája (melegítés, megfeszítés stb.)



13.1. *Milyen mozgásokat végez a Föld? Adjuk meg a mozgások jellemzőit is!*

Az energiaváltozások alapvetően két csoportra oszthatók. A test energiája megváltozhat, ha a test mozgásállapota változik (munkavégzés közben), vagy ha a test részecskéinek rendezetlen mozgása változik (pl. termikus kölcsönhatás, hősugárzás stb.).

A testeknek és mezőknek sokféle okból lehet energiája, így megkülönböztetünk pl.:

mozgási energiát ($E_m = \frac{1}{2} m \cdot v^2$),

rugalmas energiát ($E_r = \frac{1}{2} D \cdot y^2$),

helyzeti (magassági) **energiát** ($E_h = m \cdot g \cdot h$).

A felsoroltakat közös néven mechanikai energiáknak nevezzük. Ha a rendszerben csak konzervatív erők érvényesülnek, akkor ott a mechanikai energiák összege állandó:

$$E_m + E_r + E_h = \text{állandó}.$$



13.2. *Milyen mozgást végeznek a vidámparki forgón lévő kocsik?*

Az olyan mozgást, amelyben a test ugyanazt a mozgásszakaszt folyamatosan, ugyanúgy ismételgeti, **periodikus mozgásnak** nevezzük.

A periodikus mozgások egyik jellemzője a **periódusidő** (T), amely alatt a mozgás ismétlődő része egyszer lejátszódik.

Azt a mennyiséget, amely megmutatja az egységnyi idő alatt lejátszódó ismétlődések számát, frekvenciának nevezzük és f-fel jelöljük:

$f = \frac{1}{T}$. Mértékegysége a hertz (Hz): $1\ \text{Hz} = \frac{1}{\text{s}}$.

Az **egyenletes körmozgás** olyan periodikus mozgás, amely leírható haladó és körmozgásként is, így jellemzői pl. a kerületi sebesség (v_k) és a szögsebesség (ω):

$$v_k = v = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{2r\pi}{T} = 2r\pi \cdot f,$$

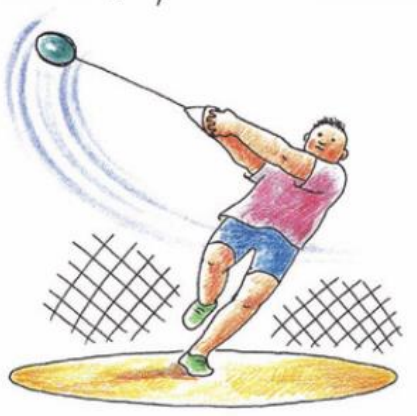
$$\omega = \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} = \frac{2\pi}{T} = 2\pi \cdot f.$$

A kerületi sebesség és a szögsebesség kapcsolata:

$$v = r \cdot \omega.$$

Az egyenletes körmozgás változó mozgás, mert kerületi sebességvektora mindig érintő irányú, iránya tehát pillanatról pillanatra változik. Így az egyenletes körmozgásnak gyorsulása van, amely a kör középpontja felé irányul, és nagysága:

$$a_{cp} = \frac{v^2}{r} = v \cdot \omega = \omega^2 \cdot r.$$



13.3. *Merre húzza forgatás közben a kalapácsvető a golyót?*

1. Rezgőmozgás

1.1. A rezgőmozgás fogalma. A rezgőmozgást jellemző mennyiségek

A megszólaltatott gitár vagy citera húrjának, a megütött dob hártyájának legtöbb pontja rezeg. A szívünk dobbanása szabályosan ismétlődik. A beteg szív dobogása lehet, hogy szabálytalan, de ismétlődő.

A természetben és a technikában sok olyan állapotváltozás van, amely szabályosan – esetleg kisebb-nagyobb szabálytalanságokkal, de – ismétlődő szakaszokból áll.

A fizikában minden olyan változást, amely időben valamilyen ismétlődést mutat, rezgésnek* nevezünk.

A rezgések sokfélék lehetnek. Egyik nagy csoportjukat a mechanikai rezgések* alkotják. A mechanikai rezgés (pl. az inga lengése; a belső égésű motorok dugattyújának mozgása; a húrok, lemezek, rudak vagy a rugóra erősített testek rezgése stb.) mindig valamilyen mozgás, ezért ilyen esetben **rezgőmozgásról*** szokás beszélni. Mivel a rezgések közül a mechanikai rezgéseket legkönnyebb kísérletileg is létrehozni és megfigyelni, a rezgések vizsgálatát célszerű ezekkel kezdeni.

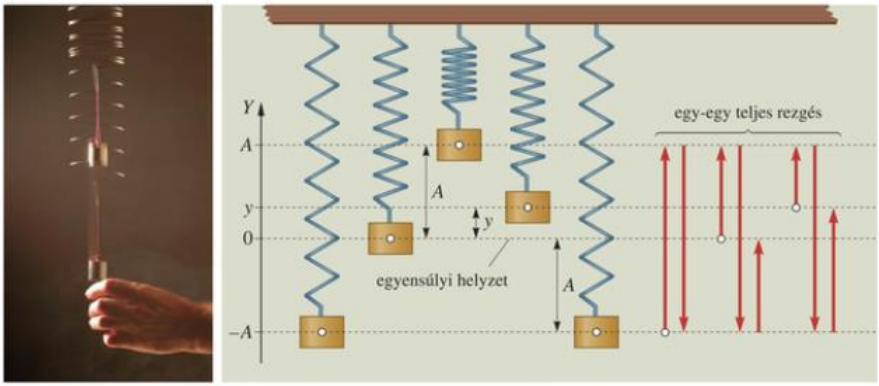
Ha pl. a csavarrugóra felfüggesztett (vagy két vízszintes helyzetű rugó közé kötött) testet a rugó hossztengelyének irányában kimozdítjuk egyensúlyi helyzetéből és elengedjük, akkor a test – két szélső helyzet között – egy egyenes szakasz mentén rezeg.

Az így rezgő test áthalad azon a helyen, ahol egyensúlyban volt, eléri a túloldali szélső helyzetet, majd visszatér a kiindulási pontjába, és ezt a mozgásszakaszt ismételgeti. Egy-egy szabályosan ismétlődő mozgásszakaszt **teljes rezgésnek*** nevezünk.

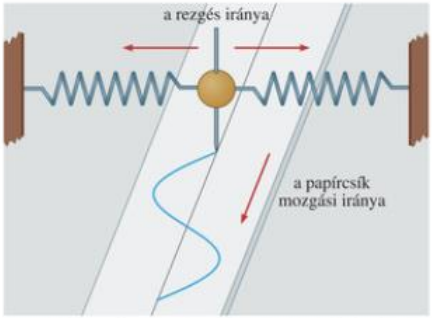
A rezgőmozgást tartósan végző test ugyanazon a pályaszakaszon sokszor fut végig. Közben állandóan változik a test egyensúlyi helyzetétől mért pillanatnyi távolsága. Ennek előjeles értékét **kitérésnek*** nevezzük (és a rezgés irányától függően y-nal vagy x-szel jelöljük). A kitérés tehát az egyensúlyi helyzettől mért elmozdulásvektor, amelynek irányát előjellel fejezhetjük ki.

A legnagyobb kitérés nagyságának **amplitúdó*** a neve, és A a jele ($A = |y_{max.}|$).

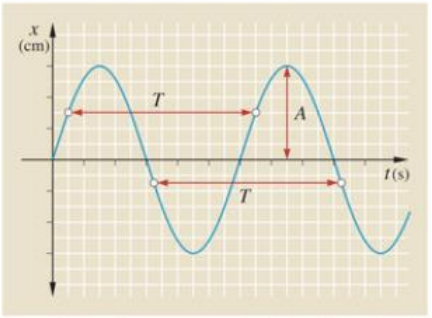
A rezgőmozgást végző test kitérésének időbeli változását jól szemlélteti a **kitérés–idő függvény** görbéje, amelyet a rezgő test segítségével is meg lehet rajzolni.



14.1. *Az amplitúdó hányszorosát teszi meg a test egy teljes rezgés alatt?*



15.1. A harmonikus rezgés szabályosan ismétlődő (de nem egyenletesen) változó mozgás



15.2. A harmonikus rezgőmozgás kitérés–idő grafikonja szinuszgörbe

A rezgő test kitérés–idő függvényének görbéje pl. a következő módon rajzolható meg: Erősítsünk a rezgő testhez egy írócsúcsot. Húzzunk el egy papírcsíkot egyenletesen a rezgés pályájára merőlegesen úgy, hogy az – a test rezgése közben – állandóan érintkezzen az írócsúccsal. A papírlapon szinuszgörbére emlékeztető hullámvonal jelenik meg.

Kimutatható, hogy az ilyen **rezgőmozgásoknál a kitérés az idő függvényében szinuszosan változik.** Ez a rezgőmozgás tehát szabályosan, de nem egyenletesen változó periodikus mozgás, amely szimmetrikus a test egyensúlyi helyzetére.

A rezgőmozgások közül azok a legegyszerűbbek, amelyeknél **a kitérés időbeli változása szinuszfüggvény segítségével írható le. Az ilyen rezgéseket harmonikus rezgőmozgásnak* nevezzük.**

A HARMONIKUS REZGŐMOZGÁST JELLEMZŐ MENNYISÉGEK

Minden eddigi mozgásfajta leírását azzal kezdtük, hogy kísérleti tapasztalatokat gyűjtöttünk. Ezután megkerestük azokat a mennyiségeket és összefüggéseket, amelyek segítségével a mozgás leírható (azaz amelyekkel meg lehet adni, hogy bármely pillanatában hol van a test, mekkora és milyen irányú a sebessége, illetve a gyorsulása stb.) A harmonikus rezgőmozgás leírásánál is így fogunk eljárni.

A harmonikus rezgőmozgást jellemző mennyiségek közül eddig a következőket ismertük meg:

– **kitérés:** az egyensúlyi helyzettől mért pillanatnyi (előjeles) távolság;
– **amplitúdó:** a legnagyobb kitérés nagysága, jele: A.

Mivel a harmonikus rezgőmozgás periodikus mozgás, így értelmezhető rá a periódusidő és a frekvencia fogalma:

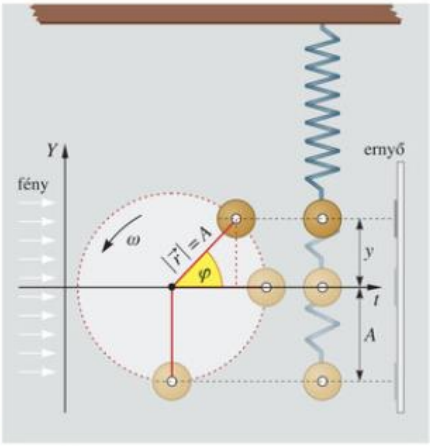
– az egy teljes rezgés létrejöttéhez szükséges idő a periódusidő, melyet itt **rezgésidőnek*** szokás nevezni. A rezgésidő jele: T;
– frekvencia, melynek itt **rezgésszám*** a neve: $f = \frac{1}{T}$. A rezgésszám megmutatja az egységnyi idő alatti teljes rezgések számát.

A HARMONIKUS REZGŐMOZGÁS ÉS AZ EGYENLETES KÖRMOZGÁS KAPCSOLATA

A harmonikus rezgőmozgás leírásához szükséges mennyiségek (a kitérés, a sebesség, a gyorsulás stb.) kiszámítási módját az egyenletes körmozgás és a harmonikus rezgőmozgás kapcsolatára építve határozzuk meg.

A harmonikus rezgőmozgás és az egyenletes körmozgás kapcsolata kísérlet alapján könnyen felismerhető:

Állítsunk össze egy olyan berendezést, amellyel függőleges síkban hajtókar segítségével egyenletesen forgathatunk egy golyót. Függesszünk fel csavarrugóra egy másik, hasonló golyót úgy, hogy az az előző golyó körpályája által meghatározott függőleges síkban rezeghessen, és nyugalmi helyzete a forgástengellyel azonos magasságban legyen.



16.1. A két test együtt mozog

3D

Helyezzünk el a körmozgás síkjára merőlegesen egy ernyőt. Világítsuk meg a két golyót – az ernyővel ellentétes oldalról – vízszintesen, a körmozgás síkjába helyezett vetítőlámpával. Így az ernyőn a két golyó árnyéka ugyanazon a függőleges egyenesen jelenik meg. (*16.1. ábra*)

Hozzuk függőleges irányú rezgésbe a rugón levő golyót olyan amplitúdóval, hogy az megegyezzen a másik golyó körpályájának sugarával. Forgassuk a hajtókart egyenletesen olyan ütemben, hogy az egyenletes körmozgást végző golyó fordulatszáma megegyezzen a rugón levő golyó rezgésszámával, és a két golyó egyszerre érkezzen a pályája legfelső, illetve legalsó pontjába.

Azt tapasztaljuk, hogy a két árnyék a mozgás minden pillanatában együtt mozog, tehát **az egyenletes körmozgást végző test merőleges vetülete ugyanúgy harmonikus rezgőmozgást végez, mint a rugón rezgő test.**

Kísérlet alapján belátható, hogy **minden harmonikus rezgőmozgást végző anyagi pont esetében lehet egy másik anyagi pontot egyenletes körmozgással úgy mozgatni, hogy annak merőleges vetülete (árnyéka) együtt mozogjon a rezgő ponttal.** Ezért a harmonikus rezgőmozgást leíró mennyiségek az ún. referencia körmozgást* jellemző mennyiségek felhasználásával is megadhatók. (Mivel a rezgőmozgást jellemző vektorok egy egyenesbe esnek, a vektori tulajdonság kifejezhető előjeles mennyiségekkel is.)

A HARMONIKUS REZGŐMOZGÁS KITÉRÉS–IDŐ FÜGGVÉNYE

Legyen a síkbeli koordináta-rendszer *Y* tengelye felfelé irányított, és erre mérjük fel a kitéréseket (*16.2. ábra*). Az időt az *Y* tengelyre merőleges és jobbra irányított tengelyre mérjük, és rajzban erre helyezzük el a referencia körmozgás pályájának középpontját. A $t = 0$ időpillanatot úgy válasszuk meg, hogy a körmozgást végző és felfelé haladó anyagi pont sugara $\varphi = 0$ szöget zárjon be az időtengellyel. Jelöljük a referencia körmozgás szögsebességét ω-val, a körpálya sugarát r-rel. A keringési idő (T_k) és a rezgésidő (T_r) egyenlő, így: $T_k = T_r = T$.

A rezgő test kitérése minden pillanatban megegyezik a referencia körmozgást végző test helyvektorának rezgésirányú összetevőjével, ezért: $y = r \cdot \sin\varphi$. $r = A$ és $\varphi = \omega t$ miatt

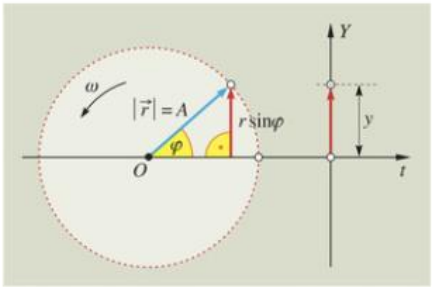
$$y = A \cdot \sin \omega t.$$

$$y = A \cdot \sin \frac{2\pi}{T} t = A \cdot \sin 2\pi f t.$$

A kitérés irányát a $\sin \omega t$ előjele adja meg.

A $2\pi f$-et (a rezgőmozgás frekvenciájának 2π-szeresét) **körfrekvenciának*** nevezzük, és – a két mozgás kapcsolata alapján – ezt is ω-val jelöljük. A rezgőmozgás körfrekvenciája ugyanis egyenlő a referencia körmozgás szögsebességével.

Rezgőmozgásnál a pillanatnyi állapotot **fázisnak*,** a rá jellemző $\varphi = \omega t$ szöget pedig **fázisszögnek*** nevezzük. A fázisszöget radiánban mérjük.



16.2. *Milyen kapcsolatban van egymással a rezgőmozgás kitérésének nagysága és a referencia körmozgás sugarának a rezgés irányába eső vetülete?*

A HARMONIKUS REZGŐMOZGÁST VÉGZŐ TEST SEBESSÉGE ÉS GYORSULÁSA

Kísérlet alapján megállapítottuk, hogy a harmonikus rezgőmozgást és a referencia körmozgást végző test merőleges vetülete tartósan együtt mozog. Ebből az következik, hogy **a rezgő test sebessége és gyorsulása minden időpillanatban egyenlő a referencia körmozgást végző test sebesség- és gyorsulásvektorának a rezgés irányába eső összetevőjével.**

***a)* A harmonikus rezgőmozgás sebessége.** Az egyenletes körmozgást végző test kerületi sebesség-vektorának nagysága $v_k = r \cdot \omega$, és iránya merőleges a kör sugarára. Ezért a sebességvektor $\varphi = \omega t$ fázisszöghöz tartozó rezgésirányú összetevője (*17.1. ábra*):

$$v = v_k \cdot \cos\varphi = r \cdot \omega \cdot \cos\omega t.$$

Figyelembe véve, hogy $r = A$, a harmonikus rezgőmozgás pillanatnyi sebessége:

$$\boldsymbol{v = A \cdot \omega \cdot \cos \omega t.}$$

Ez az összefüggés a sebesség nagyságán kívül (a $\cos\varphi$ előjelével) annak irányát is megadja.

A harmonikus rezgőmozgás sebessége akkor a legnagyobb, ha $|\cos\varphi| = 1$ (pl. ha $\varphi = 0$, vagy $\varphi = \pi$, általánosan: $\varphi = n \cdot \pi$). A harmonikus rezgőmozgást végző test legnagyobb sebességgel tehát az egyensúlyi helyzetén fut át. Ekkor

$$v_{max.} = A \cdot \omega.$$

***b)* A harmonikus rezgőmozgás gyorsulása.** Az egyenletes körmozgást végző test gyorsulásvektora (centripetális gyorsulás) mindig a körpálya középpontja felé mutat, és $a_{cp} = r \cdot \omega^2$ nagyságú. Az egyenletes körmozgás és a harmonikus rezgőmozgás ismert kapcsolata miatt a harmonikus rezgőmozgás gyorsulásvektora egyenlő a centripetális gyorsulás függőleges összetevőjével (*17.2. ábra*). Így a gyorsulás nagysága:

$$a = a_{cp} \cdot \sin\varphi = r \cdot \omega^2 \cdot \sin\varphi.$$

A rezgőmozgás jellemzőit figyelembe véve:

$$a = A \cdot \omega^2 \cdot \sin\omega t.$$

Mivel a kitérés $y = A \cdot \sin\omega t$, és a gyorsulásvektor iránya mindig ellentétes a pillanatnyi kitérés irányával, a harmonikus rezgőmozgás gyorsulása:

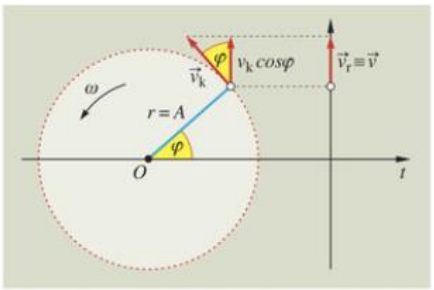
$$\boldsymbol{a = -A \cdot \omega^2 \cdot \sin \omega t = -\omega^2 \cdot y.}$$

A harmonikus rezgőmozgás gyorsulása egyenesen arányos a kitéréssel, és azzal ellentétes irányú.

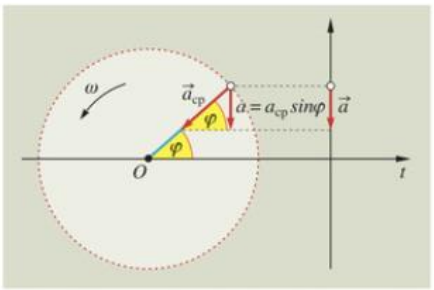
Ez a gyorsulás ott a legnagyobb, ahol az eredő erő a legnagyobb, ahol $|\sin\varphi| = 1$, vagyis a rezgőmozgás két szélső helyzetében. Itt a mozgásirány ellentétesre változik. A harmonikus rezgőmozgás legnagyobb gyorsulása tehát:

$$a_{max.} = A \cdot \omega^2.$$

Az egyensúlyi helyzetén átfutó rezgő test gyorsulása nulla, ugyanis itt a testet érő erők kiegyenlítik egymást (formailag azért, mert $\sin\varphi = 0$).



17.1. A referencia körmozgás kerületi sebességvektorának függőleges összetevője egyenlő a rezgőmozgás pillanatnyi sebességével



17.2. A centripetális gyorsulásvektor rezgésiránnyal párhuzamos összetevője egyenlő a harmonikus rezgőmozgás pillanatnyi gyorsulásával

MEGJEGYZÉSEK

1. A rezgés lehet szabálytalanul és szabályosan ismétlődő változás. A periodikus mozgás olyan szabályos rezgés, amelynél a változó fizikai mennyiségek egyenlő időközönként ismétlődő (azonos) értékeket vesznek fel. A rezgés tehát általánosabb fogalom, mint a periodikus mozgás. Mi a periodikus rezgések közül csak a harmonikus rezgőmozgást vizsgáljuk.
2. A rezgőmozgásnál az anyagi pontnak tekinthető testek rezgését úgy vizsgáljuk, hogy eltekintünk az energiaveszteségektől, tehát a harmonikus rezgőmozgás amplitúdója a vizsgálat időtartama alatt változatlan.
3. A harmonikus rezgőmozgást jellemző mennyiségeket nemcsak az általunk most alkalmazott módon lehet meghatározni, hanem megfelelő matematikai ismeretek (differenciálszámítás) birtokában közvetlenül, más mozgással történő összehasonlítás nélkül is.
4. A harmonikus rezgőmozgást jellemző vektormennyiségek irányát azért lehet a kitéréshez viszonyítva előjellel megadni, mert a harmonikus rezgőmozgás minden vektora ugyanabban az egyenesben van.
5. A rezgésidő és a rezgésszám a rezgőmozgásnak ugyanazt a tulajdonságát, a rezgés „szaporaságát" jellemzi különböző módon. Így ez a két mennyiség egyenértékű információt ad, mert az egyik ismeretében a másik is ismertnek tekinthető.
6. Az *amplitudo* latin szó, jelentése: nagyság, terjedelem.

GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. A rezgés meghatározása alapján válaszoljunk az alábbi kérdésekre:
   a) Rezgés-e a napszakok változása?
   b) Harmonikus rezgés-e az évszakok változása?
   c) Periodikus változás-e a napszakok és az évszakok változása?
   d) Mennyi a rezgésideje és rezgésszáma a napszakok és az évszakok változásának?
2. Harmonikus rezgőmozgás-e az elejtett gumilabda pattogása? Milyen alakú a labda talajtól mért távolságának távolság–idő függvénye, ha eltekintünk a visszapattanás magasságának csökkenésétől? (Segítheti a felismerést, ha megrajzoljuk a görbét.)
3. Mit tudunk a harmonikus rezgőmozgás sebességéről és gyorsulásáról, ha a kitérés maximális ($|y| = A$)?
4. A test harmonikus rezgőmozgása közben mikor ellentétes irányú a kitéréssel:
   a) a sebesség;
   b) a gyorsulás?
5. Lehet-e olyan harmonikus rezgés, amelynél van olyan időpillanat, amikor a kitérés, a sebesség és a gyorsulás számértékileg egyenlő? Ha igen, mi ennek a feltétele?
6. Igaz állítás-e az, hogy: a rezgésidő (vagy a rezgésszám) és az amplitúdó egyértelműen meghatározza egy test harmonikus rezgőmozgását? (Vagyis ezek ismeretében lehet-e válaszolni a „Mikor hol van és hogyan mozog a test?" kérdésekre?)

FELADATOK

1. Egy sima, vízszintes felületre helyezett, jól csapágyazott kiskocsit – mozgásának megfelelő mindkét irányban – kikötöttek egy-egy rugóval. Miután egyensúlyi helyzetéből 20 cm-rel kitérítették és magára hagyták, az első 5 teljes rezgést 15 másodperc alatt végezte el.

a) Rezgés közben mekkora a kocsi legnagyobb sebessége és legnagyobb gyorsulása?

b) Mekkora volt a kitérése, a sebessége és a gyorsulása az egyensúlyi helyzetén történő első áthaladása után 6 másodperccel?

c) Mekkora volt a kitérés, a sebesség és a gyorsulás az egyensúlyi helyzeten történő első áthaladás után 5 másodperccel?

d) Rajzoljuk meg a rezgés kitérés–idő, sebesség–idő és gyorsulás–idő görbéit, ha az időt az egyensúlyi helyzeten történő első pozitív irányú áthaladás pillanatától mérjük!

MEGOLDÁS:

$A = 0{,}2\ \text{m}$

$T = 3\ \text{s}$

$t_1 = 6\ \text{s}$

$t_2 = 5\ \text{s}$

$v_{\text{max.}} = ?;\ a_{\text{max.}} = ?$

$x_1 = ?;\ v_1 = ?;\ a_1 = ?$

$x_2 = ?;\ v_2 = ?;\ a_2 = ?$

a) $v_{\text{max.}} = A \cdot \omega = A \cdot \frac{2\pi}{T} = 0{,}2\,\text{m} \cdot \frac{2\pi}{3\text{s}} = \mathbf{0{,}4188\,\frac{m}{s} = 41{,}88\,\frac{cm}{s}}$ $\left(\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{3\text{s}} = 2{,}09\,\frac{1}{\text{s}}\right)$,

$a_{\text{max.}} = A \cdot \omega^2 = A \cdot \frac{4\pi^2}{T^2} = 0{,}2\,\text{m} \cdot \frac{4\pi^2}{9\text{s}^2} = \mathbf{0{,}8773\,\frac{m}{s^2} = 87{,}73\,\frac{cm}{s^2}}$.

b) Mivel $T = 3$ s, így a 6 s = 2 T, a kiskocsi ekkor ismét az egyensúlyi helyzeten fut át, tehát:

$x_1 = 0;\ v_1 = v_{\text{max}} = 0{,}42\ \frac{\text{m}}{\text{s}}$ és $a_1 = 0$.

c) $x_2 = A \cdot \sin \omega t_2 = 0{,}2\ \text{m} \cdot \sin \frac{2\pi}{3\text{s}} \cdot 5\text{s} = 0{,}2\ \text{m} \cdot \sin 10{,}46\ (\text{rad}) = 0{,}2\ \text{m} \cdot \sin 600^\circ =$

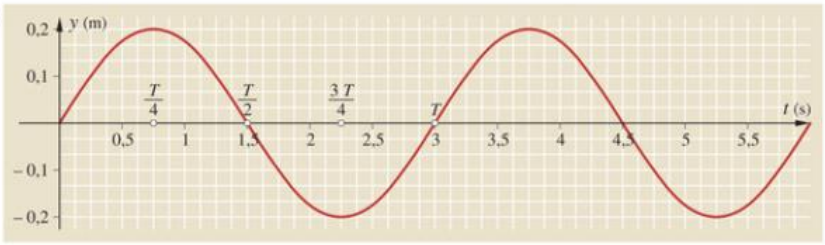
$= -0{,}2\ \text{m} \cdot \sin 60^\circ = -0{,}2\ \text{m}\ \frac{\sqrt{3}}{2} = -0{,}1732\ \text{m} = \mathbf{-17{,}32\ cm.}$

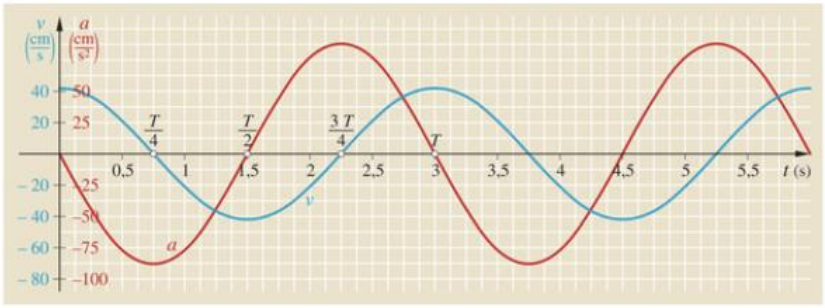
$v_2 = A \cdot \omega \cdot \cos \omega t_2 = 0{,}2\ \text{m} \cdot 2{,}09\,\frac{1}{\text{s}} \cdot \cos 10{,}46\ (\text{rad}) = 0{,}2\ \text{m} \cdot 2{,}09\,\frac{1}{\text{s}} \cdot \cos 600^\circ =$

$= -0{,}2\ \text{m} \cdot 2{,}09\,\frac{1}{\text{s}} \cdot \cos 60^\circ = -0{,}2\ \text{m} \cdot 2{,}09\,\frac{1}{\text{s}} \cdot 0{,}5 = -0{,}21\,\frac{\text{m}}{\text{s}} = \mathbf{-21\,\frac{cm}{s}}$.

$a_2 = -\omega^2 \cdot x_2 = -4{,}368\ \frac{1}{\text{s}^2} \cdot (-17{,}32\ \text{cm}) = \mathbf{75{,}66\ \frac{cm}{s^2}}$.

d)





2. Egy test harmonikus rezgőmozgásának rezgésideje 1,6 s, amplitúdója 4 cm. Mekkora a legnagyobb sebessége és legnagyobb gyorsulása? Mekkora a test kitérése, sebessége és gyorsulása az egyensúlyi helyzeten történő áthaladás után $t_1 = 0{,}3$, illetve $t_2 = 1{,}3$ másodperccel?

3. A hegedű egyik húrjának rezgésszáma 350 Hz. A húrnak van olyan pontja, amelynek legnagyobb sebessége 0,5 $\frac{\text{m}}{\text{s}}$. Mekkora e pont rezgésének amplitúdója és legnagyobb gyorsulása?

4. A gitárhúr egy pontjának rezgésszáma 440 Hz, az amplitúdója 2 mm. Mekkora e pont sebessége és gyorsulása abban a pillanatban, amikor a kitérése 1,5 mm?

5. Egy rugóra függesztett test harmonikus rezgőmozgást végez. Rezgésideje 2 másodperc, amplitúdója 10 cm.

a) Mekkora a rezgő test legnagyobb sebessége és legnagyobb gyorsulása?

b) Az időt a fölfelé mozgó test egyensúlyi helyén való áthaladásának pillanatában kezdjük mérni. Hol van a rezgő test az ötödik másodperc végén? Mekkora ilyenkor a sebesség és a gyorsulás?

c) Hol van 2,75 másodperc múlva a rezgő test? Mekkora itt a sebesség és a gyorsulás?

1.2. A harmonikus rezgőmozgás dinamikai feltétele. A rezgésidő. Az energiaviszonyok

a) **A harmonikus rezgőmozgás dinamikai feltétele** felírható a $\Sigma\vec{F}_i = \vec{F}_e = m \cdot \vec{a}$ alapján. Alkalmazzuk ezt a harmonikus rezgőmozgásra, és vegyük figyelembe, hogy $\vec{a} = -\omega^2 \cdot \vec{y}$:

$$\vec{F}_e = -m \cdot \omega^2 \cdot \vec{y}.$$

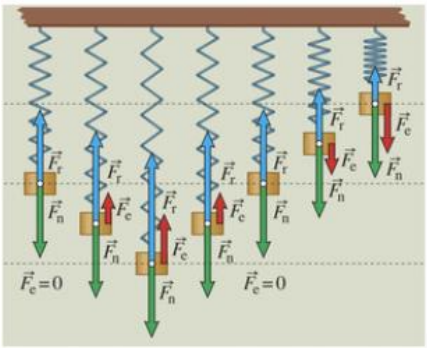
Mivel a harmonikus rezgőmozgásnál m, valamint ω állandó, a testre ható erők eredőjének nagysága egyenesen arányos a kitéréssel és iránya ellentétes azzal.

Ha a testre ható erők eredőjének nagysága egyenesen arányos a kitéréssel és iránya ellentétes azzal, akkor a test harmonikus rezgőmozgást végez.

Ez a harmonikus rezgőmozgás létrejöttének **dinamikai feltétele.**

Ez a képletből levont megállapítás belátható a következő gondolatsorral is. (*21.1.* ábra)

Mint tudjuk, egyensúlyi helyzetben a testet érő erők eredője nulla ($F_e = 0$). Így a rugón függő testet érő nehézségi erő ($F_n = m \cdot g$) és rugalmas erő ($F_r = -D \cdot y$) eredőjének nagysága is nulla. A harmonikus rezgőmozgás közben az egyensúlyi helyzettől eltávolodott testnél a rá ható erők közül csak a rugóerő változik meg. Így az eredő erőt az egyensúlyi rugóerő megváltozásaként is megkaphatjuk.



21.1. Az eredő erő a rugalmas erőnek megfelelően változik, mivel a nehézségi erő változatlan

b) **A rezgésidő kiszámításának módját** megadó képlethez a következőképpen juthatunk el.

A rugóra erősített és vízszintes pályán harmonikus rezgőmozgást végző testnél a $\Sigma\vec{F}_i = \vec{F} = m \cdot \vec{a}$ alapján: $-D \cdot x = -m \cdot \omega^2 \cdot x$.

Ebből felismerhető, hogy:

$$D = m \cdot \omega^2 \Rightarrow \omega = \sqrt{\frac{D}{m}}.$$

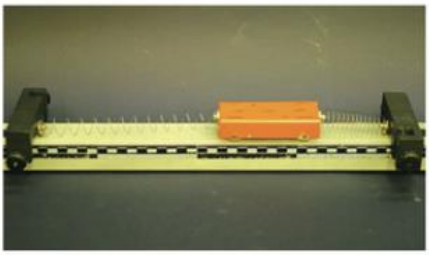
Figyelembe véve az $\omega = \frac{2\pi}{T}$ összefüggést, $\frac{2\pi}{T} = \sqrt{\frac{D}{m}}$, amelyből kifejezhető a rezgésidő:

$$T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{m}{D}} \Rightarrow f = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{D}{m}}.$$

Mint látjuk, **a rezgésidő és a frekvencia független a rezgés amplitúdójától, csak a rezgő test tömegétől és a rugóállandótól, tehát csak a rezgő rendszer sajátosságaitól függ.**

c) **A rezgő rendszer mechanikai energiáját** ($E = E_m + E_r + E_h$) legegyszerűbben a vízszintes irányú rezgésnél határozhatjuk meg. Ilyen rezgés közben ugyanis a helyzeti energia nem változik. Ha a helyzeti energia nullszintjét a rezgés síkjába helyezzük, akkor $E_h = 0$, tehát az energiaváltozásoknál csak a rugó rugalmas energiáját és a test mozgási energiáját kell figyelembe venni.

Ahhoz, hogy egy rugóra erősített test harmonikus rezgőmozgást végezzen, a rugót meg kell



21.2. *Milyen mechanikai energiája van a vízszintes pályán mozgó kocsinak?*

feszíteni, tehát munkát kell rajta végezni. Ennek eredményeként a rugó rugalmas energiája a szélső helyzetben:

$$E_{r_{max}} = \frac{1}{2} D \cdot A^2,$$

ahol A az amplitúdó, D a rugóállandó.

Ebben a helyzetben a test pillanatnyi sebessége 0, tehát nincs mozgási energiája ($E_m = 0$), így itt a rezgő rendszer mechanikai energiája:

$$E = E_r = \frac{1}{2} D \cdot A^2.$$

A test sebessége, és így mozgási energiája akkor a legnagyobb, amikor a test a nulla kitérésű egyensúlyi helyen fut át. Itt a rugó feszítetlen, tehát a rugalmas energiája nulla ($E_r = 0$). Ilyenkor a rezgő rendszer mechanikai energiája:

$$E = E_m = \frac{1}{2} m \cdot v_{max}^2.$$

Ha a rezgést fékező hatásoktól (pl. súrlódás, közegellenállás stb.) eltekinthetünk, vízszintes irányú rezgés közben a rugó és a hozzáerősített test zárt rendszernek tekinthető. A zárt rendszerekre igaz az energiamegmaradás törvénye. A test rezgése közben a rugó rugalmas energiája és a test mozgási energiája tehát csak egymás „rovására" változhat. Ezért **a harmonikus rezgőmozgást végző rendszer mechanikai energiája** (ha a rezgés vízszintes irányú) **a rugalmas energia és a mozgási energia összege; ez állandó, és egyenlő a legnagyobb rugalmas, illetve a legnagyobb mozgási energiával.**

$$E = \frac{1}{2} D \cdot x^2 + \frac{1}{2} m \cdot v^2 = \text{állandó},$$

$$E = \frac{1}{2} D \cdot A^2 = \frac{1}{2} m \cdot v_{max}^2.$$

GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Ábrázoljuk és hasonlítsuk össze a labda pattogása és a rugón rezgő test mozgása közben érvényesülő eredő erők erő–kitérés függvényét! Erőhatás szempontjából indokoljuk meg, hogy miért nem lehet harmonikus rezgőmozgás a labda pattogása!
2. Miért rezeg kisebb rezgésszámmal ugyanazon a rugón a nagyobb tömegű test? Mit tudunk az ilyen test rezgésidejéről? Ne a képletek alapján érveljünk!
3. Miért rezeg a nagyobb rugóállandójú rugón kisebb rezgésidővel ugyanaz a test? Mit tudunk a rezgésszámról?
4. Keressünk egyszerű, szemléletes magyarázatot arra, hogy a rezgésidő független a rezgés amplitúdójától!
5. A rezgő test tömegét négyszeresére, majd kilencszeresére növeltük. Mit tudunk a rezgésidőről és a rezgésszámról, ha a rugó ugyanaz maradt?
6. Rázós úton legjobban az autóbusz hátsó ülései zötyögnek le-fel. Ez a rezgés kevés utassal szaporán „pattogós", ha az autóbusz tele van utasokkal, akkor „komótosabb". Miért?
7. Milyen eszközöket vigyenek magukkal az űrhajósok, hogy a súlytalanság állapotában is megmérhessék a tömegüket? A felvitt eszközökkel hogyan végezhetik el a mérést? Az űrhajón alkalmazott módszer használható-e a Föld felszínén?
8. Mi a különbség a rezgésszám és a rezgések száma között?



9. Egy rugót két egyenlő hosszúságú darabra vágtak. Először az egyikre, majd másodszor a két egymás mellé (párhuzamosan) kötött rugódarabra erősítették fel ugyanazt a testet. Hasonlítsuk össze a két különböző rugón rezgő test esetében mérhető rezgésidőket és rezgésszámokat! (Először a rugóállandók (D_1; $D_{1,2}$) nagyságát célszerű meghatározni, az eredeti rugó rugóállandójához (D) viszonyítva!)

10. Rajzoljuk le a vízszintes irányú harmonikus rezgőmozgást végző test *rugalmasenergia–kitérés*, majd a *mozgásienergia–kitérés*, végül a rezgő rendszer *mechanikaienergia–kitérés* függvényének görbéjét! A matematikában szokásos módon jellemezzük a rezgő rendszer rugalmas és mozgási energiáját megadó energia–kitérés függvényeket! Elemezzük a három görbe kapcsolatát! Mekkora kitérésnél lesz egyenlő a rugalmas energia a mozgási energiával?

FELADATOK

1. Egy rugó 0,1 m-es megnyújtásához 2 N nagyságú erőhatás kell. A felfüggesztett rugó egyik végére egy $m = 0{,}05$ kg tömegű testet erősítettek. Mennyi ennek a rendszernek a rezgésideje, a rezgésszáma és a körfrekvenciája?

2. Mekkora tömegű test rezeg $T = 7{,}5$ s rezgésidővel a $D = 50\ \frac{\text{N}}{\text{m}}$ rugóállandójú rugón? Lehet-e ez a rezgő test egy olyan űrhajós, aki a súlytalanság állapotában van? Ha igen, legalább hány darab rugó kell az űrhajós rezgőmozgásához?



3. Mekkora a rugóállandója annak a rugónak, amelyen a 20 kg tömegű testnek 0,5 Hz a rezgésszáma? Mekkora a test legnagyobb sebessége, legnagyobb gyorsulása, és mekkora a legnagyobb rugalmas erő, ha a rezgés amplitúdója 8 cm?

4. Egy függőleges helyzetű $150\ \frac{\text{N}}{\text{m}}$ rugóállandójú rugón a rugó alsó végére erősített test 0,1 m megnyúlást okozott . A testet függőleges irányban elmozdítva egyensúlyi helyzetéből a rendszer harmonikus rezgőmozgást végez. Mekkora a rendszer rezgésideje?

5. Az $m = 0{,}5$ kg tömegű test vízszintes irányban 0,5 Hz rezgésszámú és 10 cm amplitúdójú harmonikus rezgőmozgást végez. Mekkora a rezgő rendszer mechanikai energiája?

6. Egy $m = 1{,}2$ kg tömegű test 10 cm amplitúdóval és 0,5 Hz rezgésszámmal harmonikus rezgőmozgást végez. Mennyi munkával kellett nyugalmi helyzetéből kitéríteni ezt a testet, hogy ilyen rezgés jöjjön létre?

7. Egy csúzli gumiszárait 60 N erővel 20 cm-rel nyújtották meg. Milyen magasra lehet vele függőlegesen fellőni egy 50 g tömegű kavicsot?

8. Az egyik végén rögzített rugó egy kiskocsi pályája felett vízszintesen helyezkedik el. A rugóállandó $200\ \frac{\text{N}}{\text{m}}$, a kiskocsi tömege 0,2 kg. A rugó végének $2\ \frac{\text{m}}{\text{s}}$ sebességgel ütköző kiskocsi az ütközés pillanatában hozzákapcsolódik a rugóhoz. Milyen mozgást végez a kapcsolódás után a kiskocsi, ha a súrlódástól eltekintünk? Mekkora a kocsi legnagyobb sebessége, és mennyivel nyomja össze a kocsi a rugót?

1.3. A fonálinga

A vízszintes tengely körül forgatható merev test, ha egyensúlyi helyzetéből kimozdítjuk és magára hagyjuk, **ingamozgást*** végez (ha tengelye nem a test tömegközéppontján megy át). Így mozog pl. az ingaóra „sétálója", a meglökött csillár, a hajóhinta stb.

A kiterjedt merev testek ingamozgásakor a test minden pontja (kivéve a tengely pontjait) köríven végez rezgőmozgást. A gyakorlatban sokszor jön létre ingamozgás, amely – ha másért nem is volna fontos – az időmérésben betöltött szerepe miatt figyelmet érdemel.

Az ingamozgások vizsgálatát is a legegyszerűbb esettel, a **fonálinga*** vizsgálatával kezdjük.

Az egyik végén felerősített hosszú, vékony, nyújthatatlan zsineg és a zsineg másik végére kötött kisméretű, de a zsineghez viszonyítva nagy tömegű test (pl. ólomgolyó) fonálingát alkot.

Ha a fonálingát kitérítjük és elengedjük, akkor az a nyugalmi és kitérítési pontján átmenő függőleges síkban leng. A fonálingának ez a síkmozgása a legegyszerűbb ingamozgás, mert olyan, mintha csak egyetlen anyagi pont végezne ingamozgást.

Mivel a fonálra kötött kicsi test egy köríven rezgőmozgást végez, mozgása a rezgéseknél alkalmazott mennyiségekkel (pl. A; T) jellemezhető.

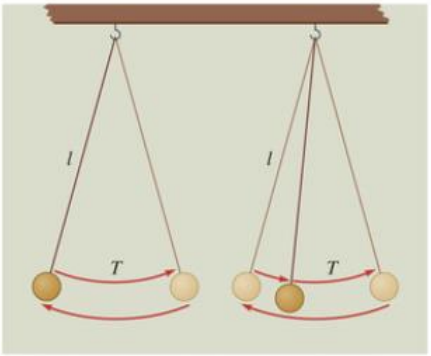
Egy **teljes lengés*** (rezgés) közben a fonálinga kétszer fut végig ugyanazon a köríven, mielőtt újra elkezdené a következő ismétlődő mozgásszakaszt. Az ingamozgás legfontosabb jellemzője a periódusidő, **lengésidőnek*** szokás nevezni.

A **kis kitérésű fonálingák** lengésidejének vizsgálata egyszerű mérőkísérletekkel is elvégezhető, például:

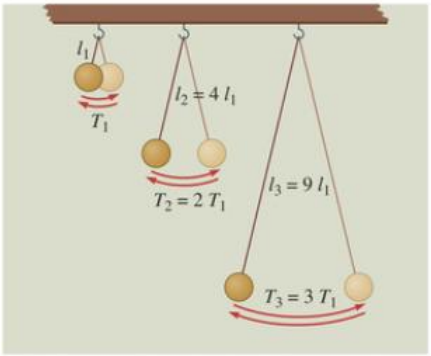
- Mérjük meg a változatlan hosszúságú inga (legalább) 10-10 teljes lengésének időtartamát úgy, hogy az különböző esetekben különböző tágassággal lengjen. Számítsuk ki és hasonlítsuk össze a lengésidőket.
- Mérjük meg a változtatható hosszúságú fonálinga 10-10 teljes lengésének időtartamát úgy, hogy az inga hossza az egyes esetekben l, 4 l és 9 l (pl. 10 cm, 40 cm, 90 cm) legyen. Számítsuk ki és hasonlítsuk össze a lengésidőket.
- Mérjük meg az azonos fonálhosszúságú, de különböző tömegű ingatestekből készült fonálingák 10-10 teljes lengésének időtartamát. Számítsuk ki és hasonlítsuk össze a lengésidejüket.

A fonálinga kis kitérésű mozgásánál kísérlet alapján megállapítható, hogy:

- Az egyenlő hosszúságú, különböző tömegű és különböző amplitúdóval lengő fonálingák lengésideje (T) a Föld egyazon helyén egyenlő. **A fonálinga lengésideje** tehát **független az amplitúdótól és az inga tömegétől.**
- A fonálinga hosszát 4-szeresére, 9-szeresére kell növelni ahhoz, hogy lengésideje 2-szer, 3-szor nagyobb legyen. **A fonálinga lengésideje egyenesen arányos az inga hosszának négyzetgyökével.**



24.1. Egy teljes lengés valójában egy teljes rezgés



24.2. Ha $l_1 : l_2 : l_3 = 1 : 4 : 9$, akkor $T_1 : T_2 : T_3 = 1 : 2 : 3$

Ugyanannak a fonálingának a lengésideje a Föld különböző helyén különböző: az Egyenlítőnél a legnagyobb, a sarkokon a legkisebb. Így arra következtethetünk, hogy **a fonálinga lengésideje függ a nehézségi erőtől, és így a nehézségi gyorsulástól, vagyis a gravitációs mező erősségétől.**

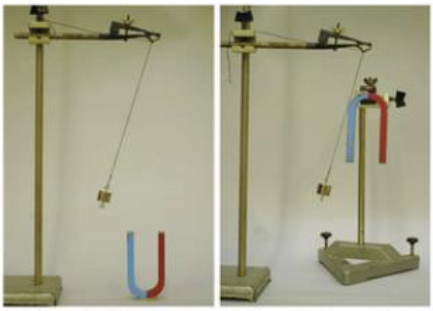
A nehézségi gyorsulás és a fonálinga lengésidejének kapcsolatát a következő modellkísérlettel vizsgálhatjuk meg a legegyszerűbben.

Ha az ingatest vasból van, és alá egy mágnest teszünk, az inga gyorsabban leng, mint a mágnes nélkül. Annál kisebb lesz a vastestű fonálinga lengésideje, minél erősebb az alá helyezett mágnes, amelynek hatása hozzáadódik a gravitációs vonzáshoz.

A vasból készült ingatest fölé helyezett mágnes – melynek hatása kivonódik a gravitációs vonzásból – növeli a lengésidőt.

Ezek a kísérletek ahhoz hasonlóak, mintha erősebb vagy gyengébb gravitációs mezőben lengett volna a fonálinga, ahol nagyobb vagy kisebb a nehézségi gyorsulás. Mindez azt mutatja, hogy **ugyanannak a fonálingának ott kisebb a lengésideje, ahol nagyobb a g nehézségi gyorsulás.**

Pontos mérőkísérletekkel, illetve elméleti meggondolások alapján felismerhető, hogy a fonálinga lengésideje a következő módon számítható ki:



25.1. Az erősebb vagy a gyengébb gravitációs mező mágnes segítségével modellezhető

$$T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{l}{g}}.$$

Ebből az összefüggésből is megállapíthatjuk, hogy a fonálinga lengésideje nem függ sem az amplitúdótól, sem az ingatest tömegétől.

Mivel a fonálinga lengésideje nem függ az amplitúdótól, időmérésre használható.

MEGJEGYZÉSEK

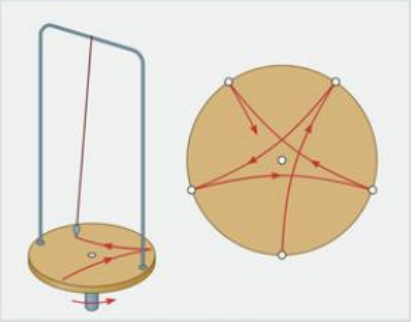
1. A kis kitérésű fonálingát szokás **matematikai ingának** is nevezni, megkülönböztetendő a **fizikai ingának** nevezett, vízszintes tengely körül lengethető kiterjedt merev testektől.
2. Ha a kitérített fonálingát nem egyszerű elengedéssel hozzuk mozgásba, hanem pl. a felfüggesztési és kitérítési ponton átmenő függőleges síkra merőleges irányban meglökjük, akkor az ingatest ellipszis vagy kör alakú pályán mozog. Az így mozgó fonálingát **kúpingának** szokás nevezni, mert fonala mozgás közben egy egyenes kúp palástját „vágja ki" a térből.
3. Ha a vékony drótszálon függő kiterjedt testet nyugalmi helyzetéből – a drót, mint tengely körül – elforgatjuk és elengedjük, akkor ez a rendszer jobbra-balra forogva ún. csavarási (torziós) rezgést végez. Az ilyen elven működő berendezéseket **csavarási** (torziós) **ingának** vagy torziós mérlegnek szokták nevezni (pl. Cavendishnek és Eötvös Lorándnak a gravitációs, Coulombnak az elektromos mezővel kapcsolatos méréseinél alkalmazott eszközök).



25.2. A Cavendish-inga

3D

4. A tehetetlenség törvényének érvényesülését az ingamozgásnál – egy forgatható keretre felerősített fonálingával – is kimutathatjuk. Ha a lengő ingát tartó keretet függőleges tengelye körül lassan elfordítjuk, az inga lengési síkja nem fordul vele, változatlan marad. (A fonalat úgy kell felerősíteni a keretre, hogy az a keret forgástengelyének egyenesében legyen felkötve, és a keret elforgatása közben ne csavarodjon meg.) J. Foucault (1819–1868) francia fizikus ennek ismeretében bizonyította a párizsi Panthéonban elvégzett híres ingakísérletével, hogy a Föld képzeletbeli tengelye körül forog.



26.1. Foucault kísérletének modellje

GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Pontos mérésnél miért indokolt, hogy 10 lengés együttes idejéből következtessünk 1 lengés idejére?
2. Az ingák milyen tulajdonságát használjuk fel az időmérésnél?
3. A falióra „sétálóján" levő ingatestet egy csavar segítségével emelni vagy süllyeszteni lehet. Mit kell tenni az ingatesttel, ha az óra siet?
4. Miért és hogyan változhat az ingaóra járása, ha ősszel befűtenek a szobában?
5. Adjunk köznapi magyarázatot a fonálingának arra a tulajdonságára, hogy lengésideje független az ingatest tömegétől! (Ne képlet alapján érveljünk!)
6. Mi a különbség a lengésszám és a lengések száma, illetve ezek mértékegysége között?
7. A metronóm is inga. Értelmezzük a metronóm mozgását az ingáról tanultak alapján!
8. Lehet-e a Föld körül keringő űrállomáson ingaórával időt mérni? Miért?

FELADATOK

1. Mennyi a lengésideje annak a fonálingának, amelynek a hossza 40 cm?
2. Egy hosszú kötélre felkötött test 1 perc alatt 12 teljes lengést végez. Milyen hosszú kötélen függ a test?
3. Az olyan fonálingát, melynek a lengésideje 2 s, tehát oda és vissza is 1-1 s alatt lendül át, másodpercingának szokás nevezni. Milyen hosszú a másodpercinga?
4. Milyen hosszú lenne a másodpercinga a Holdon, ha ott a nehézségi gyorsulás a földi értéknek kb. a hatodrésze?
5. Mennyi a g értéke ott, ahol a 4 m hosszú fonálinga 40 másodperc alatt végez 20 teljes lengést? Lehet-e ez a hely a Föld felszínén?

OLVASMÁNY

Az időmérés történetéről

Már az őskori embernek válaszolnia kellett arra a kérdésre, hogy mikor jön a tél, az áradás, mikor vonulnak a vándorló állatok, mikor gyűjthető be bizonyos termés. Ezért a gyakorlatban nélkülözhetetlen időmérés és időszámítás történelmileg jóval megelőzte az idő általános – fizikai és filozófiai – fogalmának kialakulását.

Már az ókorban felismerték, hogy az a legcélszerűbb, ha az időszámítás és -mérés alapja valamilyen megfigyelhető természeti jelenség, amelyet ismert (általában fizikai) törvényszerűség ír le.

A csillagászat négy olyan lehetőséget kínált, amely valamilyen időmérő rendszerhez vezet: **1.** A nappalok és éjszakák váltakozása. **2.** A csillagok látszólagos napi mozgása. **3.** A Hold fényváltozásai. **4.** A Föld és a bolygók pálya menti mozgása.

Az ókori csillagászok leggyakrabban a csillagokhoz igazodtak az idő meghatározásánál. Az egyiptomi papok egy égitest, a Sirius heliakus „kelésének" időpontjából határozták meg a Nílus évenként ismétlődő áradásának idejét. A brazíliai tukano indiánok a Fiastyúk csillaghalmaz lenyugvásának idejéből következtettek a vetés idejére. Egy ausztráliai törzs tagjai még ma is az Arcturus esti helyzetéből állapítják meg a termeszvadászat legalkalmasabb időszakát.

Az első időmérő eszközök, a nap- és csillagórák az időpillanatokat mutatták, míg a vízórák és a homokórák az időtartamokat mérték. A homok- és napórák, majd később a mechanikus órák segítették elő, hogy az időmérés ne csak a szűk elit kiváltsága, hanem a többség számára is alkalmazható gyakorlat legyen.

Az órák készítéséhez szükség volt a rögzített időegység elfogadására. Elsőként a sumérok osztották fel az évet 12 harmincnapos hónapra. Az egyiptomiak a nappalt és az éjszakát (tekintet nélkül azok hosszának periodikus változására) egyaránt 12-12 egyenlő részre osztották. Valószínűleg a babilóniai örökség nyomán alakult ki az óra, a perc és a másodperc hatvanas váltószáma.

Mivel két szívdobbanás közt eltelt idő nagyjából egy másodperc – amit az ember segédeszköz nélkül is érzékelni tud –, a finomabb időegység kialakulása és mérése a pulzushoz kapcsolódott. Még Galilei (1564–1642) is pulzusa segítségével figyelte meg, hogy a kötélen függő templomi gyertyatartók lengésideje független az amplitúdótól.

Az időt viszonylag pontosan mérni sokáig csak ingaórával tudták. Az inga tengelyére csavart fonálon függő nehezék gyorsulva forgatná a tengelyt. A gyorsulást egy gátló szerkezet akadályozza meg, és ez szabályozza a forgás sebességét is. A gátló szerkezet horgai az inga lengésének megfelelően a tengely fogaskerekébe akadva biztosítják, hogy a kerék minden fél lengésnél csak egy foggal fordulhasson tovább. Az inga a fogaskeréktől minden lengéskor egy kis lökést is kap, amely ellensúlyozza a csapágyak súrlódása miatt fellépő fékező hatást.

A rugós órákat mozgató erőhatást az összecsavarva („felhúzva") megfeszített spirálrugó szolgáltatja. A rugós órák járásának egyenletes ütemét a gátkerék és a billegő biztosítja. A billegő kerék a hajszálrugó által vezérelve lengéseket végez, és minden billenése alkalmával egy-egy foggal engedi tovább a gátkereket. Az ingaóra és a rugós óra működési elve tehát hasonló, csak az ingaóránál a gravitációs mező, a rugós óránál a megfeszített rugó energiacsökkenésével jár együtt az óra működése.

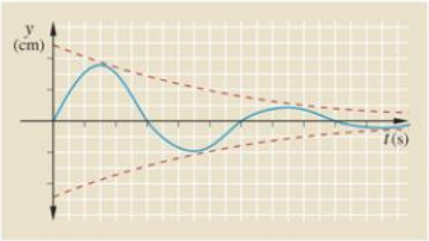


27.1. Rugós óra szerkezete

Az idő pontos mérésében a kínaiak megelőzték Európát. Már 1088-ban gátszerkezetes órát készítettek. Európában a XV. század rugós órái napi ±10 perc pontossággal jártak. Csak 1656-ban találta fel – Galilei eredményei alapján – Huygens (1629–1695) az ingaóra szabályozóját. A hajszálrugós billegőkereket a XVIII. század elején – a tengeri hajózás szükségletének kielégítésére – alkották meg. Így elérték, hogy az órák az időt heti néhány másodperc eltérésen belüli pontossággal mérjék.

A ma használt órák többsége kvarcóra. Tudományos célra a nagy pontosságú atomórákat használják.

1.4. A rezgést befolyásoló külső hatások és következményeik



28.1. *Változik-e a rendszer energiája, ha a rezgés amplitúdója csökken? Ha igen, hogyan?*

A gyakorlati életben és kísérleteink közben is észrevehettük, hogy a magára hagyott rezgő test amplitúdója a fékező hatások miatt fokozatosan csökken, végül a test megáll. Emiatt célszerű megvizsgálni a testek csökkenő amplitúdójú, és így csökkenő energiájú rezgését is, amelyet **csillapított rezgésnek*** nevezünk.

Amikor **csillapítatlan rezgést*** akarunk létrehozni, akkor a csillapító hatásokat (pl. közegellenállás, súrlódás stb.) egy másik hatással ki kell egyenlíteni.

Ha egy rezgésre képes rendszert csak egyetlen lökésszerű erőhatással hozunk mozgásba, és utána magára hagyjuk, akkor az **szabad rezgést*,** másként **sajátrezgést*** végez. A szabad rezgés legtöbbször csillapított rezgés. Így mozog például az egyensúlyi helyzetéből kitérített, majd magára hagyott fonálinga vagy a rugón rezgő test is.

Szabad rezgés közben ugyanaz a rendszer mindig ugyanazzal az f_0 sajátrezgésszámmal rezeg. **A sajátrezgésszám csak a rezgő rendszer saját tulajdonságaitól függ** (amit pl. fonálingánál l és g; a rugón rezgő testnél m és D jellemez).

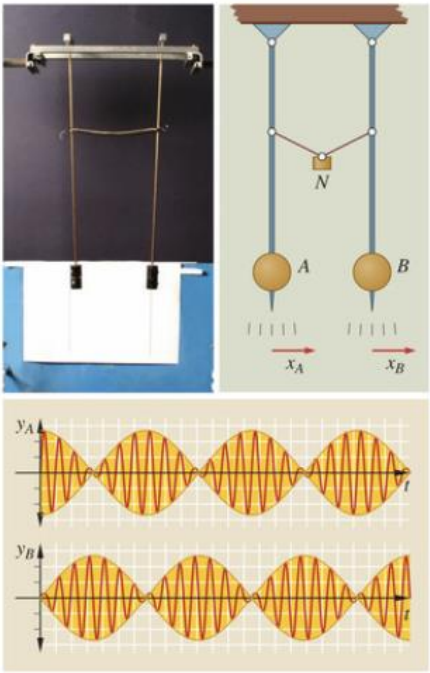
Ha a rezgő rendszert nemcsak egy indító lökés, hanem a mozgását egy külső, periodikusan változó erőhatás (gerjesztő hatás) is éri, akkor **csatolt rezgésről** beszélünk. Ekkor a rezgő rendszer váltakozó amplitúdóval és f_0-tól eltérő rezgésszámmal is rezeghet.

Két egyenlő lengésidejű és (pl. csavarrugóval vagy nehezékkel) egymáshoz **csatolt fonálingával** megfigyelhető a periodikus **gerjesztő hatások*** néhány fontos következménye.

Ha két azonos, nyugalomban levő **csatolt inga** egyikét egyetlen lökéssel lengésbe hozzuk, akkor rövid idő múlva a másik inga is egyre nagyobb amplitúdójú lengéseket végez. Közben az általunk lengésbe hozott inga amplitúdója fokozatosan csökken. Amikor az első inga egy pillanatra megáll, a második inga lengésének éppen maximális az amplitúdója. Ezt követően a folyamat fordítva játszódik le. A két inga szerepet cserél, és az első inga lengésének amplitúdója kezd növekedni.

Az olyan jelenséget, amelynél két rezgő rendszer kölcsönösen befolyásolja egymás rezgését, csatolt rezgésnek nevezzük.

Csatolt rezgéseknél a két rezgő rendszer amplitúdója, és így energiája is periodikusan úgy változik, mintha „kicserélődne".



28.2. *Igazoljuk az ábra alapján, hogy két ingatest mozgási és helyzeti energiájának összege állandó!*

KÉNYSZERREZGÉS, REZONANCIA

Más lesz a következménye a csatolt ingák kölcsönhatásának, ha például az egyik ingatest tömege sokkal nagyobb a másiknál. Ilyenkor a kis tömegű fonálinga – a sajátrezgésszámától függetlenül – a nagy tömegű inga hatásának megfelelően kénytelen mozogni. Ugyanakkor a nagy tömegű inga lengését a kis tömegű alig befolyásolja.

Amikor a rezgő rendszer egy külső gerjesztő hatásnak megfelelően kénytelen rezegni, kényszerrezgésről* beszélünk.

A kényszerrezgés kísérleti vizsgálatához állítsuk össze a *29.1. ábrán* látható rendszert. A kényszerítő (gerjesztő) egy könnyű, kb. 1 m hosszú léc, amelyre nagy tömegű – a lécen különböző magasságokban rögzíthető – vasgolyót erősítünk. A kényszerrezgést végző test legyen egy jól csapágyazott, a léc lengési síkjába eső pályán könnyen mozgó, egy-egy csavarrugóval a léchez, illetve egy ütközőhöz rögzített kiskocsi. Ennek f_0 sajátrezgésszámát a kocsi tömege és a rugók rugóállandója határozza meg. A vasgolyó helyének változtatásával a kényszerítő rezgés f_k frekvenciája változtatható. Legyen $f_{k,min.} < f_0 < f_{k,max.}$. Lengésbe hozva az ingát, figyeljük meg a kiskocsi kényszerrezgését különböző rezgésszámú kényszerítő hatások esetében.

Kísérlettel megállapítható, hogy mi jellemző a kényszerrezgésekre:

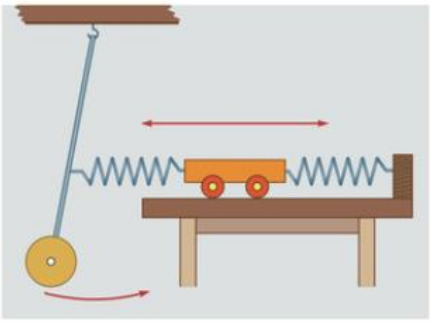
- Az inga által kifejtett kényszerítő hatás érvényesülésének első másodperceiben a kiskocsi „berezeg", szabálytalanul ide-oda mozog.
- Tartós kényszerrezgés közben a kiskocsi harmonikus, de nem a rá jellemző f_0 sajátrezgésszámú rezgőmozgást végez, hanem ugyanolyan f_k rezgésszámú mozgásra kényszerül, mint amilyennel a „kényszerítő" inga leng.
- A kényszerrezgést végző test amplitúdója általában eltér a kényszert kifejtő test amplitúdójától.
- A kocsi és az inga rezgése között fáziskésés tapasztalható, a kocsi rezgése fázisban elmarad az inga lengéséhez viszonyítva.

Ha megváltoztatjuk az inga lengésszámát, a kocsi továbbra is harmonikus rezgőmozgást végez, de más amplitúdóval és más fáziskéséssel.

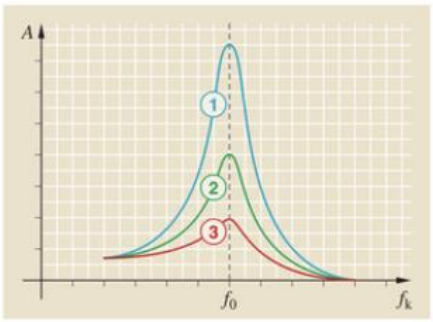
A gerjesztő hatás rezgésszámát fokozatosan változtatva megrajzolható az „amplitúdó-kényszerfrekvencia" görbe (*29.2. ábra*). Azt tapasztaljuk, hogy a kényszerrezgés amplitúdója először nő, majd csökken. Ez az amplitúdó akkor a legnagyobb, ha a gerjesztő hatás rezgésszáma megegyezik a kényszerrezgést végző rendszer sajátrezgésszámával: $f_k = f_0$. Ez az eset a **rezonancia*** jelensége.

A rezonancia annál „élesebb és erőteljesebb", minél kisebbek a rezgést csillapító hatások. Ilyenkor a kényszerrezgés amplitúdója olyan nagyra növekedhet, hogy a rezgő rendszer tönkremegy. Ez a **rezonanciakatasztrófa*.**

A rezonancia közismert jelenség. Kellemetlen, ha az autó valamelyik csavarja meglazul, és a motor egy meghatározott fordulatszámánál (ha $f_k = f_0$) rezegni kezd, amit csúnya hangjáról vehetünk észre. A hangosan játszó zenekar ritmusára a gyomrunk is „berezeghet".



29.1. A kocsin az inga a rugók segítségével kényszerrezgést hoz létre



29.2. Minél kisebb a csillapító hatás, annál erőteljesebb és „élesebb" a rezonancia

MEGJEGYZÉSEK

1. A rezgés csillapodása legtöbbször a súrlódás és a közegellenállás miatt jön létre. Attól függően, hogy melyik hatás a meghatározó, a csillapodás különböző jellegű (pl. lineáris vagy exponenciális) lehet.
2. Minden rugalmas anyagból készült kiterjedt test képes rezegni, így ezeknek is van méretüktől, alakjuktól, anyaguktól függő sajátrezgésszáma. Ennek pl. a hangforrásoknál, hangszereknél van jelentősége.

GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. A következő rezgések csillapítottak vagy csillapítatlanok?
   a) A csavarrugón függő golyót egyensúlyi helyzetéből függőleges irányban kitérítették, és magára hagyták.
   b) A hegedű húrján egyenletesen mozgatják a gyantázott vonót.
   c) A satuba fogott acéllemezt egyszer megpendítették.
   d) A „felhúzott" ingaóra sétálóját egyszer meglökték.
   A fenti esetekben mi az oka a csillapodásnak vagy a csillapítatlan rezgés megmaradásának?
2. Csillapított és csatolt rezgéseknél hogyan teljesül az energiamegmaradás törvénye?
3. Miért centírozzák (egyensúlyozzák ki) az autók kerekeit?
4. Gépek forgórészeinél sohasem biztosítható a tökéletes szimmetria. Hogyan kerülhető el mégis a kellemetlen vagy éppen katasztrófához is vezető rezonanciajelenség?
5. Soroljunk fel rezonanciajelenségeket! Mi volt ezeknél a rendszer gerjesztő és gerjesztett része?
6. Miért következik be hamarabb a rezonanciakatasztrófa, ha kicsik a rezgést csillapító hatások?
7. Miért fontos a gépkocsik lengéscsillapítója?

OLVASMÁNY

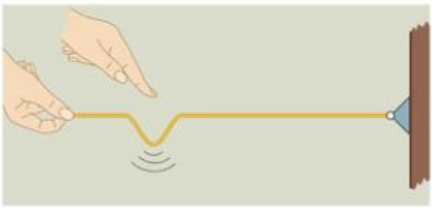
Hidak rezonanciakatasztrófája

– A franciaországi Angers (anzsé) város hídja a katonák ütemes lépései miatt 1850-ben leszakadt, mert a lépések üteme megegyezett a híd sajátrezgésszámával. Ez több mint 200 katona halálát okozta. Azóta a hidakon menetelő katonáknak mindenütt a világon azt a parancsot adják: „Lépést ne tarts!"
– 1879 karácsonyán, a skóciai Edinburgh közelében a Tay folyó hídja a tartósan ismétlődő széllökések miatt lengésbe jött. A rajta áthaladó személyvonat zökkenései erősítették a széllökések hatását. A híd végül – a vonattal és a benne ülő 75 utassal együtt – leszakadt.
– Az Egyesült Államokban levő Tacoma híd katasztrófáját is a tartós széllökések okozták 1940. november 7-én. A több óráig tartó azonos ütemű széllökések fokozatosan belengették a 800 méter hosszú hidat, amely végül eltört és lezuhant. A hosszú idő lehetővé tette, hogy a növekvő amplitúdójú lengést és a híd leszakadását filmre vegyék. Ez a felvétel ma már iskolai oktatófilm a rezonanciakatasztrófa szemléltetésére.

2. Mechanikai hullámok

2.1. A hullám fogalma

3D



31.1. A megütött rugalmas kötélen hullám fut végig

A mindennapi életben azt mondják a szél által lengetett búzára, hogy „hullámzik a búzatenger". A lelkes nézők ütemes felállással és leüléssel „hullámozva" ünneplik csapatukat a stadionban. A hullámmal kapcsolatos kifejezésekkel olyan tapasztalatot fogalmazunk meg, amely szerint valamilyen közegben (anyagban) valamilyen változás terjed.

A fizikában minden olyan változást (zavart), **amely valamilyen közegben továterjed, hullámnak* nevezünk.**

A RUGALMAS PONTSORON TERJEDŐ HULLÁM

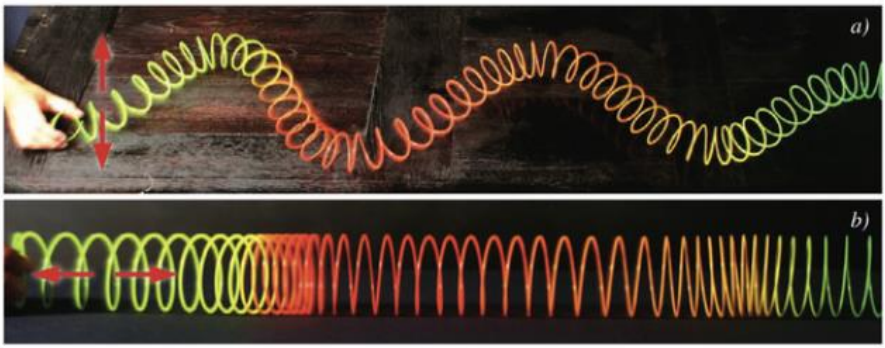
Ha kifeszített hosszú csavarrugóra vagy vékony gumicsőre felülről merőlegesen ráütünk, akkor az így létrehozott völgy alakú változás végigfut rajta.

Amikor a megnyújtott, nagy átmérőjű csavarrugó egyik végét gyors mozdulattal visszalökjük és ismét meghúzzuk, akkor a rugó csavarmenetein sűrűsödés és ritkulás vonul végig. A gumikötél vagy csavarrugó kitérített része ugyanis – egy kis késéssel – maga után húzza a mellette levő és hozzá rugalmasan kapcsolódó szomszédos részt, majd az a következőt és így tovább. (*31.2.b ábra*)

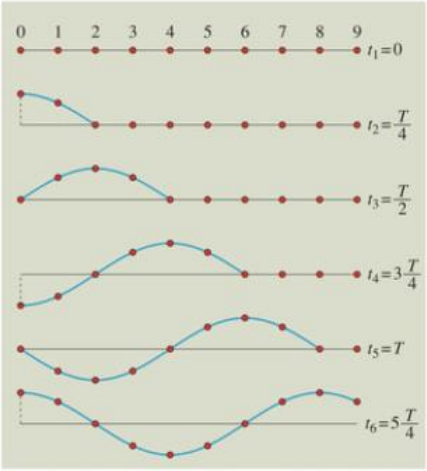
Tehát a rugalmas pontsor minden kis része változatlan egyensúlyi helyzete körül – az előtte levőhöz képest kis fáziskéséssel – rezgőmozgást végez. A külső szemlélő ezt úgy látja, mintha a pontsoron hullámhegyek és hullámvölgyek vagy sűrűsödések és ritkulások formájában hullám futna végig. Az ilyen jelenséget **haladó hullámnak*** szokás nevezni.

Ha a rugalmas közeg részei az állapotváltozás terjedésének irányára merőlegesen rezegnek – mint a merőlegesen megütött gumicső részecskéi –, a hullám **transzverzális hullám*.** A transzverzális haladó hullámokra a hullámhegyek és hullámvölgyek vonulása a jellemző.

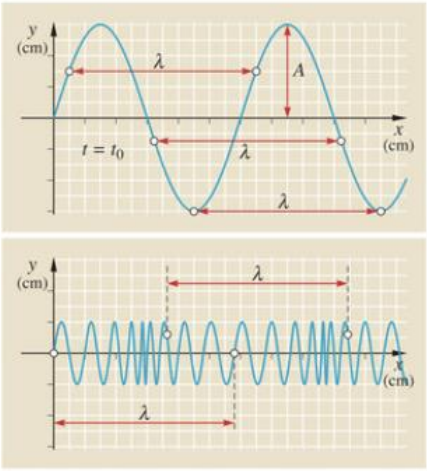
Amikor a rugalmas közeg részei az állapotváltozás terjedési irányával párhuzamosan rezegnek – mint a hossztengelyének irányában meglökött rugó –, a hullám **longitudinális hullám*.** A longitudinális haladó hullámokra a sűrűsödések és ritkulások folyamatos eltolódása a jellemző.



31.2. *Hogyan hozhatunk létre transzverzális, és hogyan longitudinális hullámot?*



32.1. A hullám terjedéséhez időre van szükség, tehát a hullám terjedésének van sebessége



32.2. A hullám térbeli periódusa a hullámhossz, amellyel a transzverzális és a longitudinális hullám is jellemezhető

A hullámmozgást végző csavarrugó fényképéről (*31.2. ábra*) megállapítható, hogy a rugó egyes részei a fényképezés pillanatában hol voltak, mekkora és milyen irányú volt ekkor a kitérésük. Ezt szemlélteti a hullámmozgás egy-egy adott pillanatra (t_n) vonatkozó kitérés–távolság függvényének görbéje is. (*32.1. ábra*)

Ha rugalmas közegben egy hullámforrás mechanikai feszültséget kelt, akkor ez a változás tovaterjed a térben. Az ilyen jelenséget **mechanikai hullámnak*** nevezzük.

A mechanikai haladó hullámban a rugalmas közeg részecskéinek rezgésállapota terjed térben és időben.

A HULLÁMOT JELLEMZŐ MENNYISÉGEK

Mivel a mechanikai hullámokban a rezgésállapot terjed, a hullámok jellemzésére is felhasználható a rezgéseknél megismert néhány mennyiség.

– **Az amplitúdó** (jele: A), a legnagyobb kitérés nagysága.
Egy hullámra csak akkor jellemző egyetlen amplitúdó, ha a közeg minden része ugyanakkora amplitúdóval rezeg.

– **A hullámhossz*** (jele: λ, lambda görög betű) megmutatja, hogy ugyanabban az időpillanatban a közeg két azonos fázisban levő, szomszédos pontja milyen távol van egymástól.
Azonos fázisban az a két pontja van a hullámnak, amelynek mind a kitérése, mind a sebessége irány és nagyság szerint is megegyezik.
A hullámhossz a hullám térbeli ismétlődésének jellemzője.

– **A periódusidő** (jele: T) az az időtartam, amely alatt a közegben terjedő változás egy hullámhossznyi utat tesz meg.
Egy periódusidő alatt a közeg bármely pontja egy teljes rezgést végez. A periódusidő a hullám időbeli ismétlődését jellemző mennyiség.

– **A rezgésszám** (frekvencia: jele f, mértékegysége Hz).
A rugalmas közeg bármely része – amely részt vesz a hullámmozgásban – azonos rezgésszámmal rezeg. **Ez a rezgésszám a hullám rezgésszáma, amely megegyezik a hullámforrás rezgésszámával.**
A hullámnál is igaz, hogy

$$f = \frac{1}{T}.$$

– **A hullám terjedési sebessége** (jele: c). Minél távolabb van egy részecske a hullámforrástól, annál később jön rezgésbe, fázisban annál nagyobb az elmaradása. A hullám terjedéséhez tehát idő kell, vagyis a hullámnak van terjedési sebessége, melyet fázissebességnek is neveznek.

A terjedési sebesség a hullám jellemző adataival is kiszámítható. Ha $\Delta s = \lambda$, akkor $\Delta t = T$.

$$c = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{\lambda}{T} = \lambda \cdot f.$$

Az erősebben megfeszített csavarrugón gyorsabban fut végig a hullám, mint a lazábbon. A mechanikai hullám terjedése elsősorban a közeg rugalmasságával, megfeszítettségével és sűrűségével van kapcsolatban, így a terjedési sebességét is ezek határozzák meg. Ezért **a hullám terjedési sebessége különböző rugalmas közegben különböző.**

A hullám rezgésszáma, függetlenül a közegtől, mindig a hullámforrás rezgésszámával egyenlő, a terjedési sebessége viszont függ a közegtől. Ez azt jelenti, hogy ha egy hullám új közegbe hatol be (pl. levegőből vízbe), rezgésszáma változatlan marad, sebessége viszont megváltozik, így hullámhossza is más lesz ($c = \lambda \cdot f$). A rezgésszám tehát maradandóbb jellemzője a hullámnak, mint a hullámhossz.

A vonal menti hullámokat* jellemző fogalmak és mennyiségek alkalmazhatók a felületi és térfogati hullámok leírásánál is.

Polarizáció*

Keltsünk egy megfeszített rugalmas kötélen transzverzális hullámokat. Ha az egyik véget – a kötélre merőleges síkban – nemcsak egy egyenes mentén rezegtetjük, hanem váltakozva különböző irányokban, akkor a hullám „szinuszgörbéje" térben összevissza megcsavarodva halad.

Ha egy kötelet keskeny nyílással ellátott deszkalapon fűzünk át, és a kötél végét térben minden irányban rezgetjük, megfigyelhetjük, hogy a nyílás csak olyan hullámot enged át, amely a terjedési irány és a nyílás által meghatározott síkban van. (*33.1.a ábra*) Az ilyen – egy síkra korlátozott – hullámokat **síkban poláros hullámnak** nevezzük.

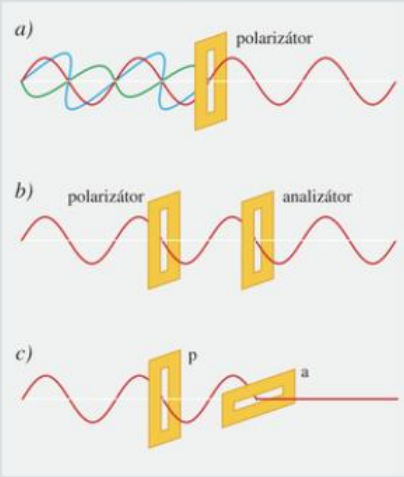
Fűzzünk a kötélre egy másik – hasonló nyílással ellátott – deszkalapot is! Először a két deszkalap nyílása legyen párhuzamos. Ilyenkor a második nyíláson az első által síkban polarizált hullám zavartalanul áthalad. (*33.1.b ábra*)

Ha a második lapot függőleges síkban az előző helyzetéhez képest 90°-kal elfordítjuk, akkor az első által síkban polarizált hullám nem haladhat át a második nyílásán. (*33.1.c ábra*) Ezért a második lap, vagyis az analizátor segítségével mutatható ki, hogy a hullám polarizált.

A keskeny nyílással rendelkező két deszkalap olyan eszköz modellje, mellyel a hullámok polarizálhatók, vagy segítségükkel eldönthető, hogy már polarizáltak-e.

A longitudinális hullám nem polarizálható, hiszen ott a rezgés és a hullám terjedési iránya egybeesik. A polarizáció tehát alkalmas annak eldöntésére, hogy egy hullám transzverzális vagy longitudinális-e.

Mindezek alapján azt szokás mondani, hogy a transzverzális hullámban két kitüntetett irány van: a terjedés iránya és a rá merőleges rezgés iránya. A longitudinális hullámban viszont csak egy kitüntetett irány van, a terjedés és a rezgés közös iránya.



33.1. *Milyen hullám polarizálható?*

MEGJEGYZÉSEK

1. A transzverzális jelző a *transversum* latin szóból származik, amelynek jelentése: keresztezés, keresztirányú. A transzverzális hullámot ezért szokás még keresztirányú, esetleg haránt hullámnak is nevezni. A longitudinális jelző a *longitudo* latin szóból származik, amelynek jelentése: hosszúság, hosszirányú kiterjedés. A longitudinális hullámot szokás hosszanti hullámnak is nevezni.

2. Rugalmas hullámról akkor beszélünk, ha a közegben rugalmas megfeszítettség („feszültség") hozható létre, és ez terjed. Rugalmas feszültség létrehozható alakváltozással (pl. rugalmas lemez meghajlítása) és térfogatváltozással (pl. gázok, folyadékok összenyomása).

   Rugalmas szilárd anyagban mind transzverzális, mind longitudinális hullám létrejöhet, mert akár az alakváltozás, akár a térfogatváltozás (sűrűsödés, ritkulás) rugalmas feszültséget hoz létre.

   A folyadékokban és gázokban a rugalmas hullám csak longitudinális lehet, mert feszültségi állapot alakváltozással nem, csak sűrűsödéssel és ritkulással (térfogatváltozással) hozható létre.

   A folyadékok felszínén látható hullámhegyek és hullámvölgyek nem rugalmas hullám részei. Ezek a felületi hullámok – a hullámforrás hatására – részben a gravitációs vonzás, részben a felületen levő részecskék között levő vonzás miatt alakulhatnak ki.


2

3. Ha a hullámforrás harmonikus rezgőmozgást végez, akkor az így keltett hullám is harmonikus (szinuszos) hullám. A harmonikus hullám vizsgálata nemcsak azért célszerű, mert a legegyszerűbb, hanem azért is, mert harmonikus hullámokból szuperpozíció révén (mint később látni fogjuk) bármilyen hullám létrehozható.

4. A hullám terjedési sebességét a rugalmas közeg részecskéinek tehetetlensége (tömege) és a részecskék között levő rugalmas erő nagysága együttesen határozza meg.

5. Az a megállapítás, hogy a hullám térben és időben is periodikus jelenség, azt jelenti:
   a) Ha a hullámvonulatra egy adott t időpillanatban rátekintünk, akkor azt látjuk, hogy ott a rezgő részecskék meghatározott (λ) szakaszonként azonos rezgésállapotban, fázisban vannak.
   b) Ha azonban a hullámvonulatnak csak egy meghatározott pontját figyeljük, azt tapasztaljuk, hogy ugyanaz a rezgésállapot T időtartamonként ismétlődik.

6. Ha rugalmas közegben állapotváltozás jön létre (pl. megváltozik a feszítettség), akkor megváltozik az állapotra jellemző energia is. Az állapotváltozás hullám formájában történő továterjedését így folyamatosan változó energiaértékekkel is lehet jellemezni. Ezért egyes könyvek azt írják, hogy: „a hullámban energia terjed". Ezt a megfogalmazást – bár egy összetett kapcsolatot röviden fejez ki – nem célszerű használni, mert azt a téves szemléletet erősíti, mintha a hullámban nem az állapotváltozás, hanem valami „létező", anyagszerű energia terjedne.

GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Soroljunk fel a köznapi életben is észlelhető hullámokat!
2. Miért nem jöhet létre hullám rugalmatlan közegben?
3. Miért a gázokban a legkisebb a mechanikai hullámok terjedési sebessége?
4. Milyen mozgást végez minden hullámforrás annak érdekében, hogy hullámot tudjon kelteni a rugalmas közegben?
5. Miért halad lassabban a hullám, ha a rugalmas kötél lazább, mint ha feszesebb?
6. Miért halad gyorsabban a hullám az üres, mint az ugyanúgy megfeszített, de homokkal töltött gumicsövön?
7. Egy közepén erősen rögzített acélpálca egyik végére kalapáccsal ráütnek. A pálca másik végéhez éppen hozzáérő felfüggesztett kis golyó elpattan egyensúlyi helyéről. Miért? (A pálca az ütés miatt nem csúszhatott el a rögzítő satuban!)
8. Miről ismerhető fel, hogy a síkbeli derékszögű koordináta-rendszerben megrajzolt szinuszgörbe rezgést vagy hullámot jellemez?
9. Mit jelent az, hogy a rezgés időben, a hullám pedig térben és időben is periodikus?
10. Milyen mennyiséggel jellemezhető a hullám térbeli, illetve időbeli periodikussága? Mi a hullám térbeli, és mi az időbeli periódusa?

FELADATOK

1. Mennyi a terjedési sebessége és a periódusideje annak a 100 Hz rezgésszámú hullámnak, amelynek hullámhossza 3,4 m?
2. Mennyi a rezgésszáma és periódusideje annak a hullámnak, amelynek terjedési sebessége 340 $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ és hullámhossza 0,5 m? Új közegbe hatolás közben milyen jellemzői változnának ennek a hullámnak?
3. Mennyi a hullámhossza annak az 5000 $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ sebességgel terjedő hullámnak, amelyet 1000 Hz rezgésszámú hullámforrás kelt?
4. Egy 9 m hosszú rugalmas kötélen 1 Hz rezgésszámú hullámot keltettek. Mekkora a hullám terjedési sebessége, ha a kötélen három teljes hullám fér el?
5. Egy tengeralattjáró 100 Hz-es hullámot kelt. Ezt a hullámot a 3 km távolságban levő megfigyelők a hullámkeltés kezdete után 2 másodperccel később észlelik. Mekkora a hullám hullámhossza?
6. Két 6 m hosszú és egyenlő keresztmetszetű, de eltérő „rugóállandójú" gumikötelet sorba kötnek egymáshoz. Az egyik gumikötél szabad végét 200 Hz rezgésszámú hullámforráshoz erősítik. Az így keltett hullámból az első kötélen három, a másodikon két teljes hullám fér el. Mennyi a hullám terjedési sebessége az első, illetve a második gumikötélen? Melyik gumikötélnek nagyobb a rugóállandója?

2.2. Hullámok viselkedése új közeg határán

A HULLÁMOK VISSZAVERŐDÉSE

a) **A rugalmas pontsoron haladó hullámok (vonal menti hullámok) visszaverődése.** Az előzőekben a rugalmas pontsoron terjedő hullámokat csak addig vizsgáltuk, amíg a rugalmas kötél egyik végén keltett hullám el nem jutott a kötél másik végéhez. Mivel pl. a kikötött kötélvégnél a hullámok nem szűnnek meg, hanem visszaverődnek, a jelenséget ezt követően is célszerű megfigyelni.

Ha egy egyik végén szilárdan rögzített és megfeszített rugalmas kötélre felülről ráütünk, akkor azon egy hullámvölgy alakú változás fut végig. Ez a változás a kötél rögzített végéről hullámhegy alakban verődik vissza. A rögzített végről visszaverődő hullám fázisa tehát ellentétesre változik.

Ha egy rugalmas kötelet vékony, rugalmatlan fonál közbeiktatásával erősítünk egy szilárdan álló tárgyhoz, akkor a rugalmas kötélnek ez a vége szabadon rezeghet. Ilyen esetben a kötélen a hullámvölgy alakjában érkező változás hullámvölgyként verődik vissza. Szabad végen történő visszaverődésnél tehát nincs fázisváltozás.

Kísérlettel megállapítható, hogy **a rugalmas kötélen haladó hullám a rögzített végről ellentétes fázisban, a szabad végről pedig azonos fázisban verődik vissza.**

b) **A felületi hullámok visszaverődése.** A különféle felületeken (pl. sík, gömb) terjedő hullámok is visszaverődhetnek. Az ilyen, ún. **felületi hullámok** vizsgálatát és egyszerűbb leírását megkönnyíti néhány szemléletes elnevezés bevezetése.

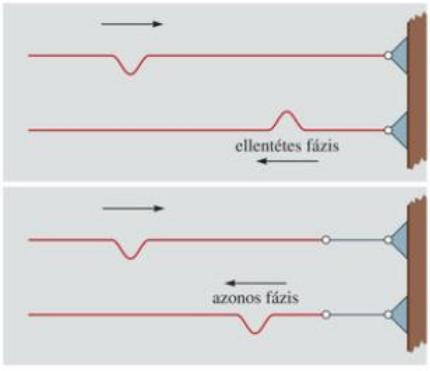
A **hullámkád** olyan nagy felületű tálca, amelyben 1–2 cm vastagságú vízréteg felületén hullám kelthető.

Az egyetlen pontban megzavart vízfelületen olyan hullám jön létre, amely egyre „bővülő", közös középpontú (koncentrikus) körök formájában terjed. A körvonalak mentén elhelyezkedő hullámhegyeket és hullámvölgyeket a víz azonos fázisban rezgő részei alakítják ki. Azokat a felületi hullámokat, amelyekben az azonos fázisban rezgő részek körök mentén helyezkednek el, **körhullámnak*** nevezzük.

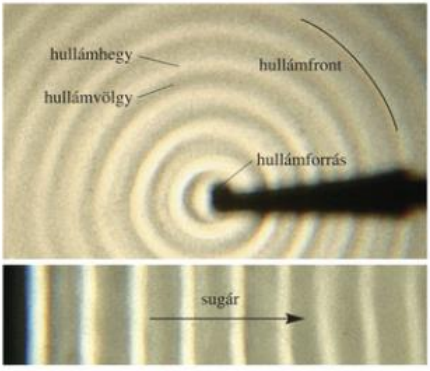
A **hullámtér*** a térnek az a része, ahol a közeg részecskéi már rezegnek. A **hullámfront*** a hullámtér mindenkori határa, ahol a közegnek egyre újabb részei jönnek rezgésbe.

Ha pl. egy vonalzó élével egyenes szakasz mentén zavarjuk meg a víz felszínét, **egyeneshullám*** keletkezik. Ekkor minden azonos fázisban rezgő rész – így pl. a hullámfront, valamint a hullámhegyek és hullámvölgyek is – egyenesek mentén helyezkedik el.

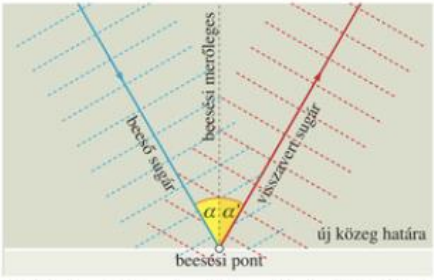
A hullám terjedési irányát a hullámfrontra merőleges egyenes és a rajta lévő irányított szakasz mutatja. (A hullám ábrázolásakor a hullámhegyek és hullámvölgyek helyett csak a hullámfrontra



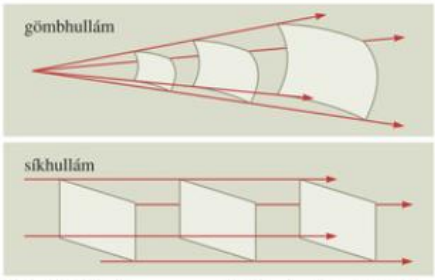
36.1. A visszavert hullám fázisa attól függ, hogy rögzített vagy szabad végről verődik-e vissza



36.2. A vízfelületen jól láthatók a hullámhegyek és a hullámvölgyek, valamint a hullámtér határa, a hullámfront



37.1. Keskeny hullámsávval jól szemléltethető a hullámok visszaverődése (α: beesési szög, α': visszaverődési szög)



37.2. A hullámokat az azonos fázisban levő pontjainak helye alapján nevezik el

merőleges egyenest – melyet szokás sugárnak* is nevezni – célszerű megrajzolni.)

A sugár és a visszaverő felület közös pontja az ún. **beesési pont***. A beesési pontban levő és a visszaverő felületre merőleges egyenes a **beesési merőleges***. (*37.1. ábra*)

A beeső sugár és a beesési merőleges a **beesési szöget*** **(α),** a visszavert sugár és a beesési merőleges pedig a **visszaverődési szöget*** **(α')** határozza meg.

Kísérlettel megállapíthatók a hullám-visszaverődés törvényei. Ha pl. egy hullámkádban a vízfelületen keltett egyeneshullám elé – különböző hajlásszögben – függőleges helyzetű visszaverő felületet helyezünk, megfigyelhetjük a visszaverődést.

A felületi hullámok visszaverődésére jellemző, hogy:
- **A visszavert hullám terjedési iránya a beeső sugár és a beesési merőleges által meghatározott beesési síkban marad.**
- **A beesési szög egyenlő a visszaverődési szöggel: $\alpha = \alpha'$.**

A visszaverődési törvényből következik, de kísérletek alapján is felismerhető, hogy:
- A visszaverő felületre merőlegesen érkező hullámok merőlegesen (önmagukban) verődnek vissza ($\alpha = \alpha' = 0$).
- A síkfelületre egymással párhuzamosan beérkező hullámok visszaverődés után is párhuzamosan haladnak.

Mivel a visszavert hullám is ugyanabban a közegben halad, mint a beeső, így sebessége és hullámhossza is megegyezik a beeső hullaméval. **Visszaverődéskor a hullám rezgésszáma nem változik.**

Térbeli hullámok*. A felületi (síkban terjedő) hullámokra bevezetett elnevezések, fogalmak és törvények átvihetők a térben terjedő hullámokra is. A térbeli hullámokat is csoportosíthatjuk az azonos fázisban levő pontok elhelyezkedésének formája alapján. (*37.2. ábra*)

Gömbhullámban* az azonos fázisban levő pontok (pl. a hullámhegyek és hullámvölgyek vagy a sűrűsödések és ritkulások, illetve a hullámfrontok) olyan gömbfelületeken vannak, amelyek közös középpontja egybeesik a pontszerű hullámforrással.

A síkhullámok* (nem tévesztendők össze a felületi hullámokkal) olyan térbeli hullámok, amelyekben az azonos fázisban levő pontok párhuzamos síkok mentén helyezkednek el.

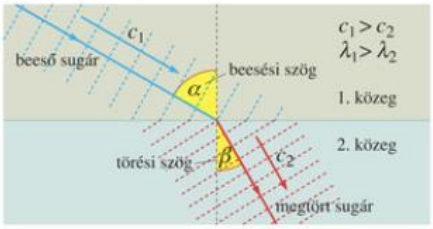
A HULLÁMOK TÖRÉSE

A szomszédban megszólaló zongora hangját a bezárt szobában is lehet hallani, mert bár a hanghullám egy része visszaverődik, egy része – ha legyengülve is – áthatol a falon.

Ha a hullám új közeg határához ér, akkor ott egy része visszaverődik, egy másik része behatol az új közegbe.

Hullámtani szempontból két közeg akkor különböző, ha bennük ugyanannak a hullámnak különböző a terjedési sebessége.

Az egyszerűbb szóhasználat érdekében ezt úgy szokás kifejezni, hogy a hullámterjedés szempontjából az a közeg „sűrűbb", amelyben a hullám terjedési sebessége kisebb, mint a „ritkább" közegben.



38.1. Hullámtöréskor nemcsak a terjedés iránya, hanem a terjedés sebessége, és így a hullámhossz is megváltozik

Ha a hullámkád aljának egyik felére pl. vastag üveglemezt helyezünk, ott a kádba öntött víz rétegvastagsága kisebb lesz.

Mivel a hullám rezgésszáma csak a hullámforrás rezgésszámától függ, a mélyebb és a sekélyebb vízben a rezgésszám egyenlő. A hullámhossz viszont a mélyebb vízben nagyobb, tehát ott a hullám terjedési sebessége is nagyobb. A mélyebb víz a hullám haladása szempontjából „ritkább", a sekélyebb „sűrűbb" közegnek tekinthető.

Amikor a mélyebb vízben keltett egyeneshullámok elérik a sekélyebb víz határfelületét, a sebességük lecsökken. Ezért ha a hullám ferdén ($\alpha > 0$) érkezik az új közeg határához, akkor a terjedési iránya (a beesési merőleges felé) megtörik. Az eredeti haladási iránytól való eltérés annál nagyobb, minél jobban eltér egymástól a hullám terjedési sebessége a két közegben.

Ha különböző közegek határfelületére egy hullám ferdén érkezik és belép az új közegbe, akkor a terjedési iránya megváltozik, a hullám megtörik.

A törés törvényeinek megállapításához a kísérletben változtathatjuk a hullám beesési szögét és a két közeget (úgy, hogy azokban a terjedési sebességek mások legyenek).

A kísérletek alapján megállapíthatjuk a hullámok törésének törvényét:

Az új közeg határfelületéhez érkező hullám az új közegben is a beeső sugár és a beesési merőleges által meghatározott síkban halad tovább.

A határfelületre merőlegesen érkező hullám irányváltoztatás nélkül halad tovább ($\alpha = 0$, $\beta = 0$).

A határfelületre ferdén érkező hullám iránya megváltozik. A megtört sugár úgy halad tovább, hogy a beesési szög és a törési szög szinuszainak hányadosa állandó. Ez az állandó megegyezik a két közegben mért terjedési sebességek hányadosával.

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{c_1}{c_2} = \text{állandó.}$$

Ezt az állandót a második közegnek az elsőre vonatkoztatott törésmutatójának nevezzük, jele: $n_{2;1}$.

$$n_{2;1} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}.$$

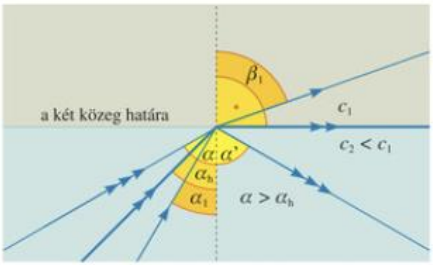
Az első közegnek a másodikra vonatkozó törésmutatója (ha a hullám a 2. közegből lép az 1. -be):

$$n_{1;2} = \frac{c_2}{c_1} = \frac{1}{n_{2;1}}.$$

Teljes visszaverődés

Amikor egy hullám a hullámtanilag sűrűbb közeg felől éri el a határfelületet és áthalad azon, a törési szög nagyobb lesz a beesési szögnél, hiszen ilyenkor a hullám a beesési merőlegestől törik. Ez alapján belátható, hogy a beesési szögek között van egy olyan ún. α_h **határszög***, amelyhez $\beta = 90°$-os törési szög tartozik. A határszögnél nagyobb beesési szög esetében a hullám nem hatol be a ritkább közegbe, hanem a közös felületről teljes mértékben visszaverődik. Ezt a jelenséget ezért **teljes visszaverődésnek*** nevezzük.

Mivel $\sin 90° = 1$, a $\sin\alpha_h = n_{1;2}$ alapján α_h mérésével a törésmutató meghatározható.



38.2. Ha az $\alpha > \alpha_h$, a hullám nem lép ki a sűrűbb közegből

MEGJEGYZÉSEK

1. A sugár elnevezés a fénysugár köznapi fogalmából alakult ki. Fényhullámokból könnyű olyan keskeny hullámvonulatot létrehozni, amely a fény terjedési irányát mutató egyenesnek látszik.
2. Egy felület hullámtani szempontból akkor tekinthető simának, ha egyenetlenségeinek mérete elhanyagolható a hullámhosszhoz viszonyítva.
3. A diffúz (szétszórt) visszaverődés is az ismert visszaverődési törvényeknek megfelelően történik. Az egyenetlen visszaverő felület ugyanis sok kicsi, különböző helyzetű sima és sík darabkákból összetettnek tekinthető. Így az eltérő helyzetű felületdarabkákra párhuzamosan érkező sugarak beesési szöge más és más lesz. Ezért verődnek vissza a sugarak szétszóródva, más és más irányba.
4. A hullám terjedése szempontjából bevezetett „sűrűbb és ritkább" megnevezés nem azonos, és nem is mindig esik egybe a mechanikai sűrűséggel. (Pl. mélyebb, illetve sekélyebb víz esetében sem.)

GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Milyen lesz és milyen irányban halad a sima síkfelületről visszaverődő egyeneshullám?
2. Hogyan verődnek vissza a párhuzamosan haladó egyeneshullámok a síkfelületről, ha a felület sima, illetve ha egyenetlen?
3. Hogyan verődnek vissza a széttartó egyeneshullámok a síkfelületről, ha a felület sima, illetve ha egyenetlen?
4. A sima sík felületű új közegre merőlegesen érkező hullámnál mennyi a beesési, a visszaverődési és a törési szög?
5. A hullám jellemzői közül mi azonos és mi különböző a hullám visszaverődése és törése esetén?

FELADATOK

1. Egy mechanikai hullám terjedési sebessége a levegőben 340 $\frac{\text{m}}{\text{s}}$, a vízben 1490 $\frac{\text{m}}{\text{s}}$. Mekkora a víz levegőhöz viszonyított törésmutatója? Mekkora a levegő vízhez viszonyított törésmutatója?
2. A hullámkádban levő víz felületén egy lemezzel 8 Hz rezgésszámú egyeneshullámot keltünk. A kialakuló 1 cm hullámhosszúságú hullám 45°-os beesési szöggel érkezik a sekélyebb víz egyenes határához. Az új közegben kialakuló hullám hullámhossza 0,7 cm. Mekkora sebességgel terjed a hullám a mélyebb és a sekélyebb vízben? Mekkora a törési szög?
3. Az előző feladatban leírt berendezéssel keltett hullám a határfelületen most úgy halad át, hogy teljesen visszaverődik. Melyik közegből érkezik a hullám a határfelülethez? Legalább mekkora ebben az esetben a beesési szög? Mit tudunk a terjedési sebességekről?

2.3. Hullámok találkozása. Interferencia

A vízfelszínre dobott kavicsok mindegyike önálló körhullámokat kelt. Ahol a hullámok hullámtere átfedi egymást, ott a víz részecskéi egy időben több „rezgési parancsnak" kell, hogy eleget tegyenek. Szemléletesen mondva: **a rezgések összegeződnek,** idegen szóval **szuperponálódnak.** Ha a hullámok találkozása időben tartósan megmaradó mintázatot ad, akkor interferenciáról beszélünk. Interferencia akár transzverzális, akár longitudinális hullámok esetében létrejöhet.

VONAL MENTI HULLÁMOK INTERFERENCIÁJA

***a)* Az egyező irányban haladó vonal menti hullámok interferenciája** és annak következménye egyszerű eszközzel is megvizsgálható.

Az egyik végén (*D*) kikötött hosszú, rugalmas zsineg másik végéhez (*C*) két egyenlő hosszúságú, ugyanolyan zsinegdarab van erősítve. Ezek másik végét egy merev pálca végeihez (*A*; *B*) kötötték. Az Y alakú zsineg két szárán a pálca mozgatásával egyszerre indíthatók el hullámok. Ez a két – közel azonos irányban haladó – hullám a három kötéldarab közös (*C*) pontjában találkozik, és eredőjük a hosszú zsinegen (*C*–*D*) halad tovább.

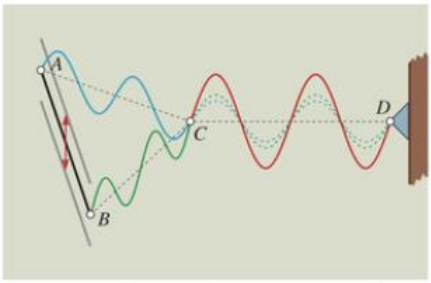
Amikor a vízszintes helyzetű pálcát önmagával párhuzamosan le-fel mozgatjuk, akkor a két zsinegen indított hullám rezgésszáma, amplitúdója és fázisa egyenlő. Mivel a két hullám ugyanolyan zsinegen terjed, sebességük, és így hullámhosszuk is megegyezik. A két zsineg egyenlő hossza miatt ($AC = BC$) a hullámok azonos fázisban érkeznek a közös (*C*) pontba. Ez azt jelenti például, hogy hullámhegy hullámheggyel vagy hullámvölgy hullámvölggyel találkozik, így a két hullám rezgési parancsa *C* pontban megegyezik, tehát erősíti egymást. Ez a magyarázata annak, hogy az eredő hullám amplitúdója a két összetevődő hullám amplitúdójának összege. (*40.1. ábra*)

A közepén fogott pálca két végét ellentétes irányban billegtetve a hullámok megegyező amplitúdóval és ellentétes fázissal ($\varphi_0 = \pi$) indulnak, így ellentétes fázissal is érkeznek a közös (*C*) pontba. Ilyen esetben hullámhegy hullámvölggyel találkozik, tehát a két hatás ellentétes. Ez az oka annak, hogy a hosszú kötélen (*CD*) nem észlelhető hullám. A két ellentétes fázisú, és így ellentétes hatású, de egyenlő amplitúdójú összetevődő hullám kioltja egymást. (*40.2. ábra*)

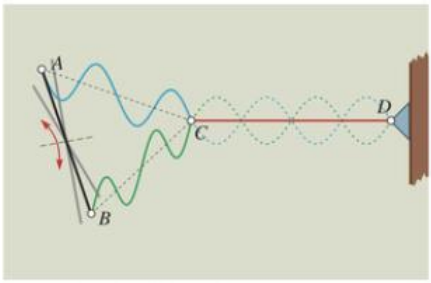
Ha a pálcát nem középen fogva billegtetjük, akkor a két vége azonos rezgésszámú és hullámhosszúságú, de ellentétes fázisú és különböző amplitúdójú hullámokat indít el a zsinegeken. Ilyen esetben az eredő hullám amplitúdója a két szuperponálódó hullám amplitúdójának különbsége lesz.

Kísérletek alapján belátható, hogy amikor ugyanabban a közegben két megegyező rezgésszámú vonal menti hullám találkozik, olyan eredő hullám jön létre, melynek rezgésszáma és hullámhossza is megegyezik a két találkozó hullaméval, de amplitúdója:

- azonos fázisú találkozásnál a két találkozó hullám amplitúdójának összege ($A = A_1 + A_2$);
- ellentétes fázisú találkozásnál a két találkozó hullám amplitúdójának különbsége ($A = |A_1 - A_2|$).



40.1. Az azonos fázisban találkozó hullámok erősítik egymást



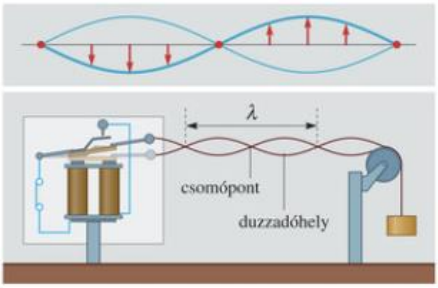
40.2. Az ellentétes fázisban találkozó azonos amplitúdójú hullámok kioltják egymást

b) **Szembe haladó vonal menti hullámok interferenciája.** Az egyik végén rögzített rugalmas kötél másik – szabad – végét folyamatos rezgésre kényszerítve a hullám visszaverődése is folyamatos lesz. **Ezeknek az egymással szembe haladó hullámoknak megegyezik a rezgésszáma, az amplitúdója és a hullámhossza is,** mivel ugyanaz a változás, ugyanabban a közegben, ugyanúgy terjed.

Jól megválasztva a hullámforrás rezgésszámát, sajátos jelenség jön létre, amelynek jellemzői a következők:

- A kötélen egymástól egyenlő távolságban tartósan nyugalomban levő pontok, ún. **csomópontok*,** ill. maximális amplitúdóval rezgő **duzzadóhelyek*** alakulnak ki. (*41.1. ábra*)
- A rugalmas kötél két szomszédos csomópont közötti szakaszának minden pontja egyszerre, azonos fázissal, tehát ugyanabban az irányban mozog. Az együtt rezgő részek amplitúdója viszont – a duzzadóhelyhez viszonyítva szimmetrikusan – különböző.
- A csomópontokkal határolt egymás melletti szakaszok pontjai ellentétes irányba mozognak.
- A kötél minden része egyszerre halad át a nyugalmi helyzeten, de úgy, hogy előtte és utána is a kötél mindig szinuszgörbén helyezkedik el.

Mivel a csomópontok és a duzzadóhelyek a kötélnek ugyanannál a pontjánál maradnak – és a hullám ezért állni látszik –, az ilyen jelenséget **állóhullámnak*** nevezzük. A hullámhossz itt is a két azonos fázisban rezgő szomszédos pont távolsága. A két szomszédos csomópont vagy duzzadóhely távolsága tehát az állóhullám hullámhosszának a fele.



41.1. Az állóhullámokban a két szomszédos csomópont közötti együtt rezgő részek amplitúdója különböző

Rugalmas kötélen állóhullám akkor alakulhat ki, ha a kötélen egymással szembe haladó, egyenlő rezgésszámú és amplitúdójú hullámok találkoznak.

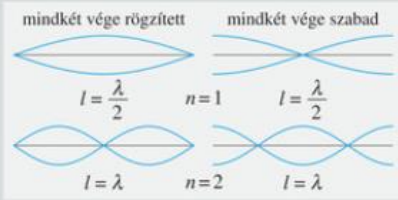
Állóhullám longitudinális hullámok találkozásakor is létrejöhet, ha azok megfelelnek a feltételeknek. Ilyen esetben a sűrűsödésekben és ritkulásokban jön létre csomópont, illetve duzzadóhely.

Az állóhullámok létrejöttének feltételeit legegyszerűbb a hullámok visszaverődésével megvalósítani.

Állóhullámok rugalmas húron és pálcán

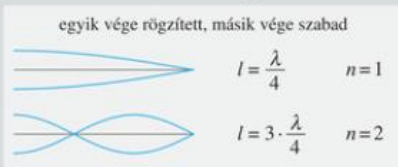
A visszaverődés másként jön létre rögzített, és másként szabad végről. A rögzített végnél csak csomópont, a szabad végnél pedig csak duzzadóhely lehet. Rugalmas pontsoron, amikor a pontsor mindkét vége rögzített (pl. acéldrót) vagy mindkét vége szabad (pl. acélrúd), tartós állóhullám akkor jön létre, ha a pontsor hossza (l) a hullámhossz felének egész számú többszöröse:

$$l = n \cdot \frac{\lambda}{2}.$$



Ha a pontsor egyik vége rögzített és a másik vége szabad, akkor állóhullám csak úgy jöhet rajta létre, ha a kötél hossza (l) a hullámhossz negyedének páratlan számú többszöröse:

$$l = (2n - 1) \cdot \frac{\lambda}{4}.$$

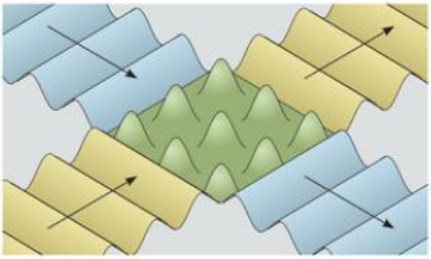


A 2-nél nagyobb n értékekre további állóhullám-alakzatok alakulnak ki.

FELÜLETI HULLÁMOK INTERFERENCIÁJA

Ha egy hullámkádban a közös tartóhoz ferdén rögzített lemezpárral keltünk hullámokat, a létrejövő egyeneshullámok **rezgésszáma azonos** lesz. A két egyeneshullám a közös hullámtér előtt és (meglepő módon) az után is egyeneshullám formájában terjed tovább. A közös hullámtérben viszont egyes helyeken a vízfelszín nagy amplitúdóval tartósan rezeg, mert mindig azonos rezgési parancsot kap, más helyeken nyugalomban marad, mert az ellentétes hatások kiegyenlítik egymást. Ilyenkor jól megfigyelhető hullámkép alakul ki. (*42.1. ábra*)

Hasonló a helyzet, ha a vízfelszín két közeli pontjában – egymással mereven összekötött, és így **ugyanabban az ütemben rezgő** csúccsal körhullámokat keltünk. Megfigyelhető, hogy a vízfelület bizonyos görbék mentén itt is tartósan nyugalomban marad, más görbék mentén maximális amplitúdóval rezeg. (*42.2. ábra*)



42.1. Egyeneshullámok közös hullámterében tartós állóhullám jöhet létre

A közös hullámtérben érvényesülő több hatás eredményeként szabálytalan, vagy tartósan szabályos hullámkép alakulhat ki. Ha az interferencia miatt létrejött szabályos állapot időben tartósan megmarad, ún. **interferenciakép*** keletkezik. Az interferenciakép létrejöttének szigorú feltételei vannak.

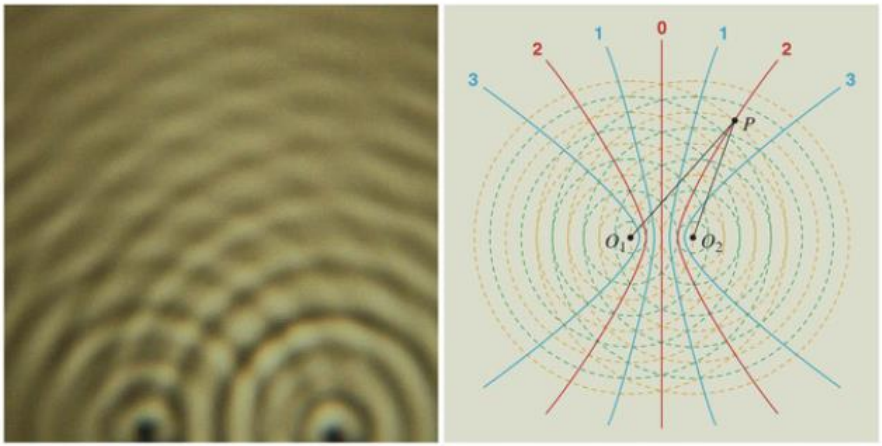
Két hullám a hullámtérnek azokban a pontjaiban hoz létre maximális erősítést, ahol hullámhegy hullámheggyel és hullámvölgy hullámvölggyel, illetve sűrűsödés sűrűsödéssel, ritkulás ritkulással találkozik, mert a két megegyező irányú hatás itt maximális. Ez azt jelenti, hogy a két hullám azonos fázisban találkozik. Ellentétes fázisú találkozás esetében a hullámok gyengítik, esetleg ki is oltják egymást.

A *42.2. ábrán* látható esetben a maximális gyengítés feltétele az, hogy az egyszerre induló hullámok által a találkozásig megtett utak $\Delta s = |O_1P - O_2P|$ különbsége a félhullámhossz páratlan számú többszöröse legyen:

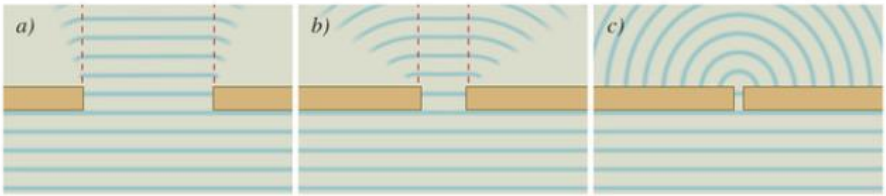
$$\Delta s = (2k-1)\frac{\lambda}{2}.$$

A maximális erősítés feltétele pedig az, hogy az útkülönbség* a hullámhossz egész számú többszöröse, vagyis (egységes fogalmazással) a félhullámhossz páros számú többszöröse legyen:

$$\Delta s = n \cdot \lambda = 2k\frac{\lambda}{2}.$$



42.2. *Indokoljuk meg matematikai ismereteink alapján, hogy a körhullámok találkozásánál a maximális erősítésű, ill. a kioltási helyek egy-egy hiperbola mentén helyezkednek el!*



43.1. Minél kisebb a „kapu", annál jobban behatol a hullám az árnyéktérbe

HULLÁMOK ELHAJLÁSA

Vizsgáljuk meg a hullám terjedését, ha résen engedjük át vagy akadályt helyezünk az útjába!

Keltsünk folyamatosan kör- vagy egyeneshullámokat a hullámkádban, és ezek elé helyezzünk egy olyan gátat, amelyen – a hullámhosszhoz képest – nagy rés van. A hullámtér gáton túli részét a pontszerű hullámforrásból induló és a rés szélein átmenő félegyenesek határolják. (*43.1.a ábra*)

Szűkítve a rést, a hullámok kissé behatolnak a félegyeneseken kívüli részbe – ún. árnyéktérbe – is, és az eddigi éles határok elmosódottá válnak. Jóval feltűnőbb ez a jelenség, az ún. elhajlás, ha a rést egy-két hullámhossznyira leszűkítjük. (*43.1.b ábra*)

Ha a rés jóval kisebb a hullámhossznál, az elhajlás egészen nagymértékűvé válik, úgy tűnik, mintha a „pontszerű" rés pontszerű hullámforrás lenne, amelyből körhullámok indulnak ki. (*43.1.c ábra*)

Egyszerre több pontszerű rést nyitva a gáton azt tapasztaljuk, hogy mindből elemi körhullámok indulnak ki, minden ilyen rés pontszerű hullámforrásként viselkedik.

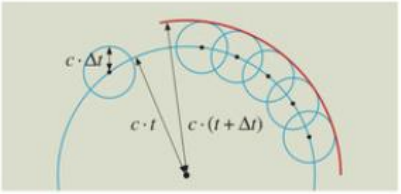
Megfigyelések szerint keskeny résen át a hullám nemcsak az egyenesvonalú terjedésnek megfelelő tartományban halad, hanem behatol az ún. árnyéktérbe is. Ez a **hullámelhajlás*** jelensége. Ha a rés sokkal nagyobb a hullámhossznál, akkor az elhajlás elhanyagolható.

A HUYGENS–FRESNEL-ELV (KIEGÉSZÍTŐ ANYAG)

Huygens 1678-ban a hullámok elhajlását a következő módon értelmezte:

– Egy hullámtér minden pontjából elemi (pl. síkfelületen kör-, térben gömb-) hullámok indulnak ki.

– A bármely későbbi időpillanatban meglévő hullámfront ezeknek az elemi hullámoknak a „burkolata" (felületi hullámoknál burkológörbéje, térfogati hullámoknál burkolófelülete).

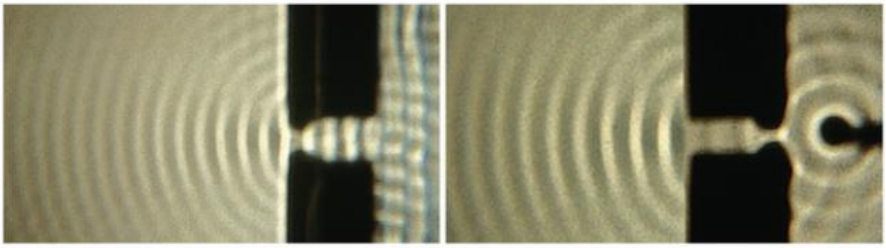


Fresnel 1819-ben a Huygens-elvben szereplő „burkolófelületnek" az interferenciaelvvel adott értelmet. A Huygens–Fresnel-elv szerint:

– **A hullámtér minden pontja elemi hullámok kiindulópontja.**

– **A hullámtérben megfigyelhető későbbi jelenségek ezeknek az elemi hullámoknak az interferenciája miatt jönnek létre.**

A Huygens–Fresnel-elv alapján a hullámok visszaverődésének, törésének és elhajlásának törvényszerűségei matematikailag is levezethetők.



43.2. Akár egyenes, akár körhullámokat kelt a hullámforrás, a „pontszerű" rés után körhullámok jönnek létre

MEGJEGYZÉSEK

1. Az *interference* latinból átvett angol szó, amelynek jelentése: kölcsönös hatás.
2. Mivel interferencia csak hullámok találkozásánál jöhet létre, az interferencia a kölcsönható partnerek hullámtermészetét bizonyítja.
3. Az állandó vagy szabályszerűen változó fáziskülönbségű, és így egymással interferenciaképet létrehozó hullámokat „koherens hullámoknak" szokás nevezni. A koherens jelző a latin *cohaereo* (kohero) szóból származik, amelynek jelentése: összefügg valamivel.

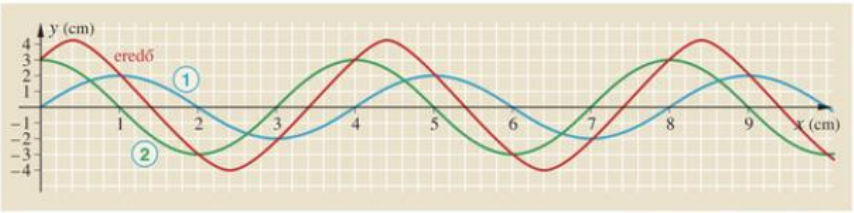
FELADATOK

1. Két hullám hullámhossza megegyezik ($\lambda_1 = \lambda_2 = 4$ cm), de amplitúdója különböző ($A_1 = 2$ cm; $A_2 = 3$ cm), és a második az elsőhöz viszonyítva $\frac{\pi}{2}$-vel késik.

Rajzoljuk meg:
- a két hullám látható képét, és
- a két hullám interferenciája miatt létrejött eredő hullám képét!

MEGOLDÁS:

A második hullám $\frac{\pi}{2}$-vel való késése azt jelenti, hogy az első hullám már $\frac{\lambda}{4}$ utat megtett, amikor a második elindult, vagy az első indulásakor a második hullám $\frac{\lambda}{4}$-gyel előbbi fázisnak megfelelő állapotban van. Az eredő hullám kitérését a két hullám kitérésének előjeles összege adja.



2. Két, egy irányban haladó hullám fáziskülönbség nélkül találkozik. Rajzoljuk meg a két találkozó hullám és az eredő hullám képét, ha: $A_1 = 3$ cm, $A_2 = 2$ cm és $\lambda_1 = 3{,}14$ cm, $\lambda_2 = 6{,}28$ cm!

3. Rajzoljuk meg az előző feladatban megadott hullámoknak és az eredőjüknek a képét, ha az elsőhöz viszonyítva a második fáziskésése $\varphi_0 = \pi$.

4. Egy 25 cm és egy 50 cm hosszúságú rugalmas zsineget egy ugyanolyan rugalmas harmadik zsineg egyik végéhez kötünk. A harmadik zsineg másik végét rögzítjük, és az Y alakú rendszert kissé megfeszítjük. A két ismert hosszúságú zsineg szabad végét 4 Hz frekvenciájú és azonos fázisú rezgésre kényszerítjük. Az így keltett hullámok 2 $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ sebességgel haladnak a zsinórokon a közös pont felé. Mi történik a harmadik zsinórral? Mit tapasztalunk, ha a két rugalmas zsinóron ellentétes fázisú, de ugyanolyan rezgésszámú hullámokat hozunk létre, mint az előbb?

2.4. A hanghullámok és jellemzőik



45.1. „Óh, Tihannak rijjadó leánya! / Szállj ki szent hegyed közűl. / Ím, kit a sors eddig annyit hánya, / Partod ellenébe űl." *Csokonai V. Mihály: A tihanyi Ekhóhoz*

A hang* hullámtermészete közismert, hiszen a gyakorlati életben is szokás hanghullámokról beszélni. A fizikában ez kísérletileg úgy tudjuk igazolni, hogy a hanggal hullámjelenségeket (visszaverődés, törés, interferencia, elhajlás) mutatunk be.

Az, hogy a hang hullám formájában terjed, könnyen igazolható az ún. Kundt-féle csőben létrehozott interferenciajelenséggel. Egy vízszintesen elhelyezett 3–4 cm átmérőjű, 1–2 m hosszú üvegcső aljára szórjunk finom parafa reszeléket. A cső egyik végét mozgatható dugattyúval, a másik végét egy – a közepén erősen rögzített (pl. satuba befogott) – üveg- vagy fémpálca végére erősített koronggal zárjuk le.

Ha a pálca csőtől távolabbi felén egy kettévágott és megnedvesített parafa dugót – erősen a pálcához szorítva – végighúzunk, akkor az hol megnyújtja, hol visszaengedi a pálcát. Így a pálca hosszanti rezgésbe jön, a csőben pedig sűrűsödéseket és ritkulásokat hoz létre, amit éles csikorgó hang is jelez.

A sűrűsödéseket és ritkulásokat a csőben hanggenerátorhoz kapcsolt hangszóró erős hangjelével vagy síppal is létrehozhatjuk.

A dugattyú tologatásával beállítható a korong és a dugattyú között olyan távolság, hogy a pálca végétől induló és a másik dugattyúról visszaverődő sűrűsödések és ritkulások szembetalálkozva tartós állóhullámot hozzanak létre a csőbe zárt levegőoszlopban. Az állóhullámok létrejöttét a parafa reszelék által kialakított csomópontok és duzzadóhelyek jelzik.

Mivel pl. a Kundt-féle csővel hanginterferencia hozható létre – amit az állóhullámok létezése bizonyít – kísérlettel igazolható, hogy a hang longitudinális hullám.

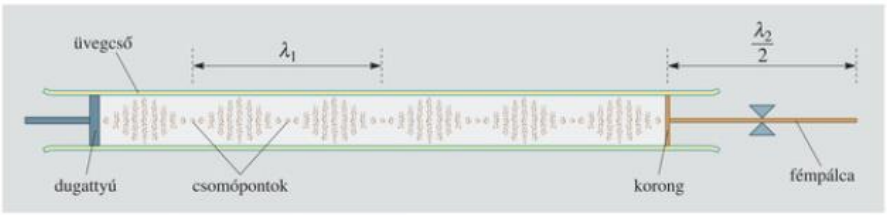
A HANGHULLÁM KELETKEZÉSE

A hang szónak többféle jelentése van. A fizikában az észlelőtől függetlenül létező **hanghullámot** nevezik hangnak. Az élettanban az emberekben keltett **hangérzetet*** jelenti a hang, amely a hallássérült emberekben nem jön létre, hiába éri őket hanghullám. A lélektanban a **hangélményt*** nevezik hangnak, amelyből csak kevés jut azoknak, akiknek rossz a zenei hallásuk.

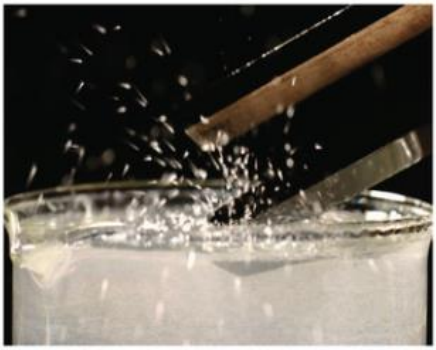
A megpendített hegedűhúrt megérintve érezhetjük, hogy amíg rezeg, addig hangot ad. A megütött hangvilla szép tiszta hangot hallat, és rezgését bizonyítja, hogy a vízfelszínhez érintve a vizet mozgásba hozza (*46.1. ábra*). Ha egy kormozott üveglapon a hangot adó hangvillára erősített tű hegyét egyenletesen végighúzzuk, akkor az szép, szabályos szinuszgörbét rajzol a koromba.

Kísérletek tanúsága szerint:

A hangforrás is – mint minden mechanikai hullámforrás – **rezgő test.**



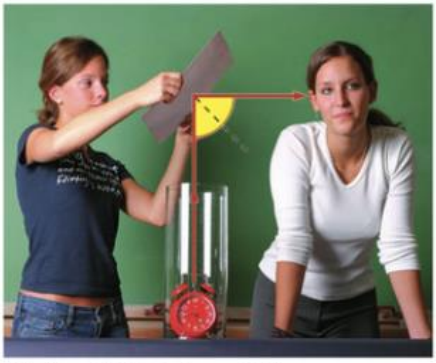
45.2. A Kundt-féle csőben is létrehozható állóhullám



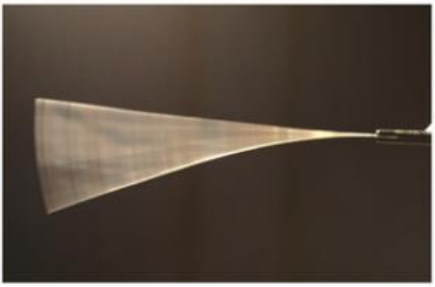
46.1. *Hogyan lehet még „láthatóvá tenni" a hangvilla rezgését?*



46.3. A működő villanycsengő hangja közvetítő közeg nélkül nem hallható



46.4. A hanghullám is visszaverődik



46.2. A rezgő lemez hangot ad

Ha egy működő elektromos csengő fölé üvegburát helyezünk, és alóla fokozatosan kiszivattyúzzuk a levegőt, a (láthatóan) változatlanul működő csengő hangját egyre halkabban, majd egyáltalán nem halljuk. (*46.3. ábra*)

A hangforrás rezgése a környezetében levő bármilyen rugalmas közegben hanghullám formájában terjed, vagyis **a hang terjedéséhez rugalmas közegre van szükség.** Annak, hogy valaki vagy valami hangot érzékeljen, három feltétele van: hangforrás, közvetítő közeg és működőképes felfogó szerv (vagy eszköz) létezése.

Egy üveghenger alján levő vattára tett óra ketyegését csak akkor halljuk a henger mellett, ha a henger szája fölött ferdén (kb. 45°-ban) egy síkfelületet helyezünk el, **amelyről a hanghullámok visszaverődnek.** (*46.4. ábra*)

A nyitott ajtón át az „árnyéktérben" is jól halljuk a szomszéd szobában beszélő ember hangját, mert **a hanghullámok elhajlanak.**

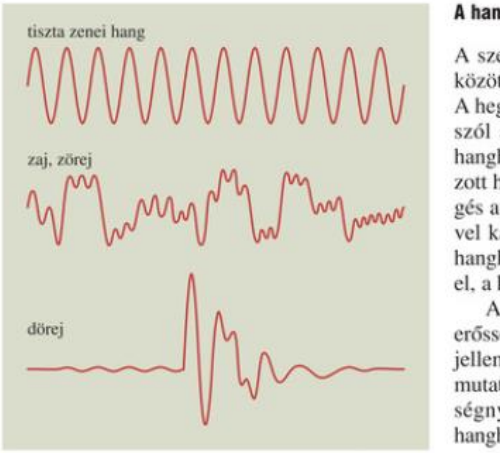
A szomszéd szobában keltett hang – gyengébben ugyan, de – csukott ajtó mellett is hallható, mert a hanghullámok áthatolnak a falon és az ajtón. Megfelelő kísérletekkel **a hanghullámok törése** is kimutatható.

Mint láttuk, (pl. a Kundt-féle csőnél) **hanginterferencia is létrehozható.**

A hanghullámok terjedése megfelel az egyéb mechanikai hullámoknál megismert terjedési tulajdonságoknak.

A HANG JELLEMZŐI

Ha egy oszcilloszkóp függőleges eltérítő bemenetéhez mikrofont kapcsolunk, akkor a képernyőn különböző hangforrások hangrezgésének képét figyelhetjük meg az oszcilloszkóp képernyőjén. (*47.1. ábra*)



47.1. A különféle hangforrások által keltett hanghullámok rezgési képei különbözőek

Az emberi fül érzékeli és képes megkülönböztetni a periodikus és nem periodikus hanghullámokat.

A kellemes hangérzetet kiváltó periodikus hangot **zenei hangnak*** nevezzük. A hangvilla harmonikus rezgésével keltett hang tiszta zenei hang, mely egyetlen szinuszgörbével jellemezhető. A leggyakrabban hallott zenei hangok, a hangszerek hangjai és az emberi énekhang nem tiszta harmonikus, hanem harmonikus hanghullámokból összetett periodikus hanghullámok.

A nem periodikus hanghullámokat **zörejnek** nevezzük. Zörej pl. a beszéd minden mássalhangzója, a közlekedési eszközök zaja, az evőeszközök csörgése stb.

Az igen rövid ideig tartó, erős, lökésszerű zörej neve **dörej.** Ilyen pl. az összeütött tenyerek hangja, a puskalövés dördülése.

Ugyanazt a hangot a hallássérült ember alig hallja, míg az egészséges fülű lehet, hogy túl erősnek érzi. A modern zenében alkalmazott zajt (pl. zörgést) egyes emberek zavarónak, mások viszont érdekesen szépnek érezhetik. Különböző emberekben ugyanaz a hang más és más érzetet válthat ki. Az emberek hangokkal kapcsolatos megállapításai tehát szubjektívek. Ezért a fizikában **a hang különféle tulajdonságainak objektív jellemzésére jól mérhető mennyiségeket kellett bevezetni.**

A hang erőssége

A szellő „suttogása" és az orkán „bömbölése" között óriási különbség van a hang erősségében. A hegedű kicsi amplitúdóval rezgő húrja halkan szól a nagy tágasságú rezgése közben keltett hanghoz viszonyítva. A hang erőssége a kisugárzott hullámok energiájától függ, amely pl. a rezgés amplitúdójával, illetve a rezgő rész tömegével kapcsolatos. Mivel a hangforrástól távolodó hanghullámok egyre nagyobb térrészre oszlanak el, a hangerősség a távolodással gyengül.

A hangtér (hullámtér) egy pontjában a hang erősségét egy mennyiséggel, a **hangerősséggel*** jellemezzük. A hangerősség (I, intenzitás) megmutatja, hogy a terjedés irányára merőleges egységnyi felületen egységnyi idő alatt áthaladó hanghullámnak mennyi az energiája. A hangerősség SI-beli mértékegysége $\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{s}\cdot\mathrm{m}^2} = \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m}^2}$.

A hangmagasság

A forgó fogaskerékhez érintett rugalmas lemez hangot ad (kereplő). Minél gyorsabban forog a fogaskerék, annál nagyobb rezgésszámmal pattog le a fogairól a lemez, és az általa keltett hangot annál magasabbnak halljuk.

A különböző sugarú koncentrikus körök mentén egyenlő távolságra átfúrt korongot tengelye körül forgatva és vékony csövön (pl. szívószálon) erős légáramot fújva valamelyik lyuksorára, hangot hallunk (lyuksziréna). Minél nagyobb sugarú körön levő lyukakra irányítjuk a légáramot, egyenlő forgásidő alatt annál többször jut át légáram a korong túloldalára, és hoz létre ott sűrűsödést. Közben egyre magasabb hangot hallunk.



47.2. A lyuksziréna a rezgésszám és a hangmagasság kapcsolatának kimutatására alkalmas eszköz

Kísérlettel megállapítható, hogy minél nagyobb a hangforrás rezgésszáma, annál magasabbnak halljuk az általa keltett hangot. **A hangmagasság* objektív mértékéül a rezgésszám szolgál** (ez az abszolút hangmagasság).

Két hang **viszonylagos hangmagasságát** a rezgésszámok hányadosa méri. Az $\frac{f_2}{f_1}$ hányadost **hangköznek*** nevezték el. A hangköz tehát nem függ a két hang abszolút hangmagasságától, pl. a 100 Hz és 200 Hz, valamint a 400 Hz és 800 Hz rezgésszámú hangok hangköze ugyanaz. A 2 : 1 arányú hangköz neve **oktáv*,** a magasabb hang a mélyebbnek az oktávja. Az egymástól oktávnyira levő hangokra az a jellemző, hogy azokat egymáshoz hasonlónak érzékeljük.

Mérések tanúsága szerint az emberekben hangérzetet csak a kb. 20 Hz, illetve 16 000 Hz közötti rezgésszámú és megfelelő amplitúdójú mechanikai rezgések váltanak ki.

A 20 Hz-nél kisebb rezgésszámú hang neve **infrahang*,** a 16 000 Hz-nél nagyobb rezgésszámúé **ultrahang*.** Az állatokban (pl. a kutyában, a delfinben és a denevérben) az ultrahangok egy része is kelt hangérzetet.

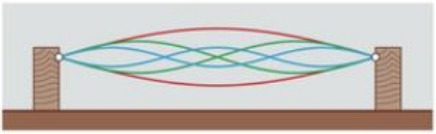
A hallásnál is fontos szerepe van a rezonanciának. A dobhártya a hangrezgések hatására kényszerrezgést végez, amelyet a középső fül hallócsontocskái közvetítenek a belső fülben lévő folyadékhoz. Itt mintegy 20 000 rezgőképes, hajszálszerű szőrsejt található. Ezek közül a hangmagasságnak megfelelő sajátrezgésszámúak rezonálnak a hangrezgésre, és ingerlik a hallóideget, amely továbbítja az ingerületet az agyba.

Békésy György (1899–1972) magyar származású fizikus a halláskutatásban elért eredményeiért 1961-ben Nobel-díjat kapott.

A hangszín

A hangforrások hangját (pl. két ember beszédét, a hegedűn és a gitáron eljátszott dallamot) akkor is meg tudjuk különböztetni egymástól, ha ugyanolyan hangmagasságon és hangerővel szólalnak meg. Erre mondjuk azt, hogy a különféle hangforrások hangjának különböző a **hangszíne*.**

Ha a megpendített húr közepét könnyedén (pl. egy papírcsíkkal vagy madártollal) megérintjük, akkor az addig erősen hallható alaphang – amelynél közepén van a duzzadóhely – megszűnik, és hallhatóvá válik az eddig „elnyomott" első felhang, amely az alaphang oktávja. Az első felhangot a húr olyan rezgése hozza létre, amelynél a húr közepén csomópont van, így az érintés azt nem befolyásolja. A húr harmadában való megérintésekor elhallgat az alaphang és az első felhang, ezért hallható lesz a második felhang stb.



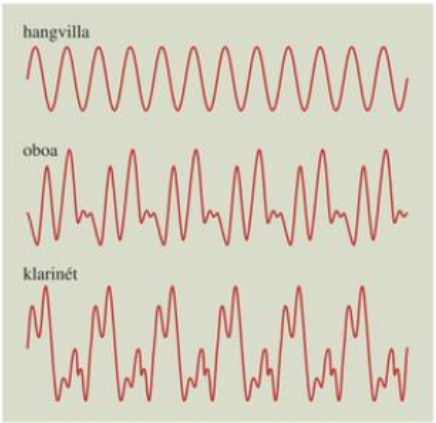
48.1. A húr egyidőben többféle rezgésben vesz részt

Kísérlettel igazolható, hogy **a hangforrásoknál az alaphanggal egyidejűleg több ún. felhang* is szól.**

Az ilyen összetett hang hangszínét az **alaphanggal** egyszerre megszólaló **felhangok** rezgésszáma és erőssége határozza meg.

A hangszín a hangforrás tulajdonságán kívül a megszólaltatás módjától is függ. Nem mindegy például, hogy a hegedű húrját pengetéssel vagy vonóval hozzuk rezgésbe.

Attól függően, hogy a felhangok közül a mélyebbek vagy a magasabbak hangzanak erősebben, az összetett hangot tompának vagy élesnek halljuk. A felhangok nélküli tiszta szinuszos alaphang színtelennek, fémesen csengőnek, „üresnek" tűnik (pl. a hangvilla hangja).



48.2. A hangszín a felhangok szuperpozíciójától függ

A hang terjedési sebessége

Firenzében 1660-ban úgy határozták meg a hang terjedési sebességét, hogy egy ismert távolságra levő ágyút elsütöttek, és a fény felvillanása, valamint a hang megérkezése közötti időtartamot megmérték. Mivel a fény terjedési ideje elhanyagolható a hang terjedési idejéhez viszonyítva, e két mért adatból a hang terjedési sebessége kiszámítható.

A hang terjedési sebességének mérése a $c = f \cdot \lambda$ összefüggés alapján visszavezethető a hullámhossz mérésére is. Ha pl. a Kundt-féle csőben ismert rezgésszámú hangforrást alkalmazunk, és a parafa reszelék ábráinál megmérjük a hullámhosszat, a terjedési sebesség kiszámítható.

Pontos mérések szerint a hang terjedési sebessége 0 °C-os, normál nyomású és nedvességű levegőben 331,5 $\frac{m}{s}$, 15 °C-os levegőben 340 $\frac{m}{s}$.

A hang sebessége a rezgésszámtól és a hullámhossztól általában független. Gázokban a nyomástól és a nedvességtől alig függ, de a sűrűségtől igen, ezért a közeg fajtája és a hőmérséklet-változás jelentősen befolyásolja a hang sebességét (pl. vízben 1550 $\frac{m}{s}$; vasban 5100 $\frac{m}{s}$; levegőben –20 °C-on 319 $\frac{m}{s}$; levegőben +20 °C-on 343 $\frac{m}{s}$).

A DOPPLER-JELENSÉG*

Eddig a hozzánk viszonyítva nyugalomban levő hangforrás hangját vizsgáltuk. Közismert azonban, hogy a mellettünk elhaladó autó zúgását közeledéskor magasabbnak halljuk, mint távolodáskor, pedig a motor működése eközben nem változott. Hasonlót tapasztalhatunk, ha mi haladunk el nagy sebességgel egy nyugalomban levő hangforrás mellett. Ez a jelenség annál feltűnőbb, minél nagyobb a megfigyelő és a hangforrás egymáshoz viszonyított sebessége.

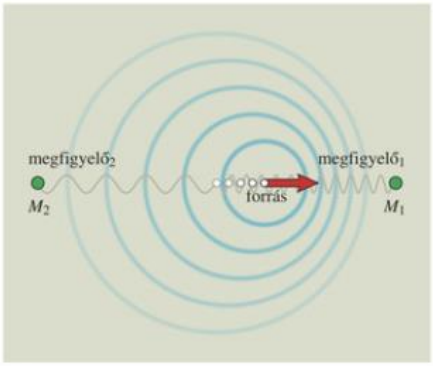
Ezt a jelenséget magunk is előidézhetjük. Egy gumicső egyik végébe erősítsünk sípot, és a másik végén keresztül levegőt befújva szólaltassuk meg, miközben a gumicsövet vízszintes síkban forgatjuk.

Jól látható a zavar terjedésének különböző hullámhossza a vízcsapból lágyan kifolyó vízsugárba tartott tű előtt és után kialakuló felületi hullámoknál is.

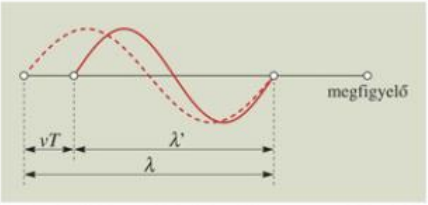
Ezt a jelenséget Doppler-jelenségnek vagy Doppler-effektusnak nevezzük. Lényege az, hogy **amikor a megfigyelő és a hangforrás egymáshoz viszonyítva mozog, a megfigyelő a hullámforrás rezgésszámától eltérő rezgésszámú hullámot észlel,** közeledéskor magasabb, távolodáskor mélyebb hangot hall. Ez a hatás mindenfajta hullámnál fellép, de a hanghullámoknál a legegyszerűbb érzékelni.

Láttuk, hogy a hullámkádban, rögzített helyen lévő pontszerű hullámforrás koncentrikus körhullámokat keltett. Ha a pontszerű hullámforrást egy egyenes mentén egyenletesen mozgatjuk, az így keltett hullámok azonos fázisban levő pontjai nem koncentrikus körökön helyezkednek el. A középpontok a mozgás irányában eltolódnak, a hullámhosszak ebben az irányban megrövidülnek, tehát a rezgésszámuk megnő. A hullámtér különböző pontjaiban tartózkodó megfigyelők különböző hullámhosszúságúnak tapasztalják a hullámokat. A legkisebb hullámhosszú hullám a terjedés irányában, a legnagyobb a terjedéssel ellentétes irányban érzékelhető.

Ha a hullámforrás egységnyi idő alatt f_0 hullámhossznyi hullámvonulatot bocsát ki, a hozzá képest nyugalomban lévő megfigyelő is ennyit érzékel. Ha a hullámforrás és a megfigyelő távolsága egyre csökken, akkor minél később jön létre a sűrűsödés és ritkulás, a hullámnak annál rövidebb utat kell ugyanakkora ($v < c$) sebességgel megtennie a megfigyelőig. Ezt a rövidebb utat természetesen hamarabb teszi meg, így hamarabb jut el a hullám az érzékelőhöz, mintha a távolabbi



49.1. *Az M_1 vagy az M_2 pontban álló megfigyelő hall mélyebb hangot?*



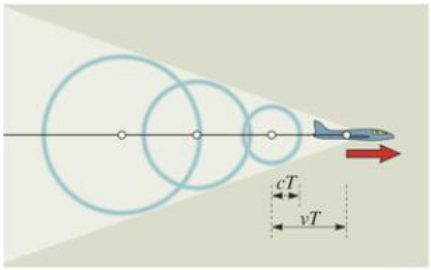
50.1. A hullámhegy és hullámvölgy vagy a sűrűsödés és ritkulás a rövidebb utat rövidebb idő alatt teszi meg

nyugvó állapotból indult volna. Ezért ugyanannyi idő alatt (pl. 1 s alatt) a később induló hullám is odaér a megfigyelőhöz, tehát az érzékelő több rezgést észlel ($f_0 < f_1$), a hangot magasabbnak hallja.

Távolodáskor fordított a helyzet. A később kibocsátott sűrűsödéseknek és ritkulásoknak egyre hosszabb utat kell megtenniük, tehát egyre később érkeznek, így ugyanannyi idő alatt kevesebb ér belőlük a megfigyelőhöz ($f_0 > f_2$), az érzékelt hang ezért mélyebb.

Ha a hullámforrás sebessége közel azonos a terjedési sebességgel ($v \approx c$), akkor a mozgás irányában igen kicsi lesz a hullámhossz. Ez azt jelenti, hogy itt igen nagy a rezgésszám, tehát a hullámoknak nagy az energiája. Amikor a hangforrás (pl. egy léglökéses repülőgép) sebessége „átlépi" az általa keltett hang terjedési sebességét, akkor a kis térben összezsúfolt nagy rezgésszámú hullám lökéshullám formájában terjed. Ilyenkor jön létre az ún. hangrobbanás*, melyet dörgésszerű hangjáról ismerhetünk fel.

Olyan esetben, amikor a hullámforrás sebessége nagyobb az általa keltett hang sebességénél ($v > c$), akkor a hanghullám lemarad a hangforrás mögött, és a hullámfrontja egy kúppalástszerű felület lesz. Az ágyúból kilőtt lövedékeknél ilyenkor a megfigyelő előbb egy jellegzetes süvítő hangot észlel, és a kilövéskor keletkezett dördülést csak később hallja.



50.2. Ha $v > c$, akkor a hang elmarad a hullámforrás mögött

MEGJEGYZÉSEK

1. **A hangforrás teljesítménye** (P): az időegység alatt minden irányba kisugárzott hanghullámok energiájától függ. Ezt a mennyiséget wattban mérjük. A normális beszéd erőssége pl. 10^{-5} W, egy nagy hangszóróé 10^2 W, a veszélyt jelző szirénáé 10^3 W.
Az átlagember által még éppen meghallható leggyengébb 1000 Hz-es hang erőssége az ún. ingerküszöb $I_0 = 10^{-12} \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$.
Két teljesítményt vagy két hangerősséget gyakran úgy hasonlítanak össze, hogy a $\frac{P_2}{P_0}$ vagy az $\frac{I_2}{I_0}$ hányadosnak (a nagyon különböző értékekre tekintettel) a 10-es alapú logaritmusát (lg) veszik, és ezt mérik „bel"-ben. A bel tizedrésze a decibel (dB), amivel gyakran úgy adják meg a hangerősségeket, hogy az ingerküszöbhöz viszonyítanak. Pl. a léglökéses repülőgép közelében a hangerősség 110–120 dB.

HANGFORRÁS	TÁVOLSÁG (M)	A HANG-INTENZITÁS SZINTJE (dB)
az óra ketyegése	0,1	20
halk beszéd	1	40
beszélgetés	1	65
kiabálás	1	80
szimfonikus zenekar	3–5	80
gépjárművek zaja	10	90
az induló repülőgép zaja	10	110

50.3. Különböző hangforrások decibelben mért hangerőssége

2. Egészségügyi vizsgálatok alapján megállapították, hogy a hanghullámoknak tartósan kitett emberi szervezetben 30 dB hangerősségig pszichés, 65 dB zajszintig vegetatív zavarok lépnek fel. A 90 dB-es tartós zajszint halláskárosodással jár. Amennyiben a hangerő meghaladja a „fájdalomküszöb" értékét (120 dB), már egyszeri zajártalom is dobhártyarepedéssel és visszafordíthatatlan halláskárosodással járhat. A diszkózene néha eléri a 130 dB-es értéket is.

3. Az „ultra-" előtag latin eredetű, jelentése: túl-, szélső. Az „infra-" előtag is latin eredetű, jelentése: valamilyen értéken aluli.

4. Az ultrahangokat a gyakorlatban számos területen használják. Hatására a finom szemcséjű por részecskéi összeállnak. Ezt a tulajdonságát használják fel pl. a gyárak portalanító, környezetvédő berendezéseiben. Az iparban anyagvizsgálatra használják az ultrahangot. Ha a fémekben repedés vagy üreg van, akkor ezeken az ultrahang megtörik, visszaverődik. A tengerek mélységének meghatározásához az ultrahangok visszaverődését használják fel. A gyógyításban, mivel elpusztítja a mikroorganizmusokat, fertőtlenítésre is alkalmas. Daganatok, a szív rendellenességei, a vese és epekövek létezése, a még meg nem született magzat neme stb. is kimutatható ultrahanggal.

5. A 16 Hz alatti infrahangokat sok tengeri élőlény érzékeli. Ez az ember számára is hasznos lehet, mert pl. egyes halak és medúzák viselkedésükkel előre jelzik a természeti katasztrófákat. A szökőárakat ugyanis megelőzi egy sor alacsony rezgésszámú hullám, melyet ezek az állatok érzékelnek, és „idegesen" reagálnak rá.

6. **Konszonanciának** nevezzük azt a jelenséget, amikor két vagy több zenei hang együttes vagy egymást követő hangzása kellemes hangérzetet kelt. Ellenkező esetben, a kellemetlen érzést kiváltó hangok között **disszonancia** van.
Két hang konszonanciája csak a rezgésszámok arányától, a hangköztől függ. A hangok annál inkább konszonánsak, minél kisebb egész számok hányadosával fejezhető ki a hangközük. Abszolút konszonanciaként halljuk az uniszónón (1:1) kívül az oktávot (2:1) és a duodecimet (3:1). Teljes konszonancia a kvint (3:2) és a kvart (4:3). Közepes konszonancia a nagy szext (5:3) és a nagy terc (5:4). Tökéletlen konszonancia a kis terc (6:5) és a kis szext (8:5).
A konszonancia és a disszonancia között nem jelölhető ki merev határ. Ennek megítélése függ pl. a kialakult ízléstől, a megszokástól és a hangok szerepétől a zenei környezetben. Ezért az e kérdésről alkotott vélemény időben is változhat.
A zenében használatos hangok **hangsort** alkotnak. Ezek a hangok egyidejű vagy egymás utáni megszólaltatásával kellemes dallamok, harmóniák állíthatók össze. A leggyakrabban használt hangsor az ún. (természetes) diatonikus **dúr hangsor,** amely egy oktávon belül hét hangból áll (C; D; E; F; G; A; H), ezt követi a következő oktáv első hangja, a C_1. Ezeknek az alaphanghoz viszonyított hangközei a következők:

$$1; \frac{9}{8}; \frac{5}{4}; \frac{4}{3}; \frac{3}{2}; \frac{5}{3}; \frac{15}{8}; 2.$$

A hangszerek hangolásának alapjául szolgáló normálhang (ún. kamarahang, jele A_1 = egyvonalas „A") rezgésszáma – az 1939-es megállapodás óta – 440 Hz.
A zenében más hangsorokat is használnak, pl. a diatonikus moll hangsort, amelynek hangjai kissé mélyebbek a dúr hangsor megfelelő hangjainál. A zenében szükség van arra is, hogy ugyanazt a dallamot – a hangközöknek ugyanazt az egymásutániságát – ne csak egy előre kijelölt hangból, hanem a hangsor bármely hangjából kiindulva is el lehessen játszani. Ez a „transzponálás" több más hangsor bevezetésével oldható csak meg. Mi ezeket nem vizsgáljuk.

GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Az emberi fül két hangot csak akkor érzékel különállónak, ha köztük legalább 0,1 s idő telt el. Hallhatunk-e visszhangot, ha a visszaverő felület 8–10 m-re van tőlünk?
2. Milyen hullámhossztartományba esnek a hallható hangok?
3. Mivel magyarázható, hogy a hallható hangoknál az elhajlás, az ultrahangoknál pedig az egyenes vonalú terjedés a jellemző?
4. Két üres tejfölöspohár alját lyukasszuk át, és kössük össze őket 2-3 m hosszú fonállal! Feszítsük meg a fonalat úgy, hogy az egyik poharat a hallgató a füléhez tartja, a másikba a társa belebeszél! Mit tapasztalunk? Miért?
5. Kundt-féle csőben 1000 Hz frekvenciájú hanggal állóhullámokat keltünk. 5 félhullám együttes hossza 85,5 cm. Mennyi a csőben a hangsebesség?
6. Miért telepítenek sövényt vagy építenek falat a települések közelében levő autóutak mellé?
7. Milyen tulajdonságú anyag alkalmas hangszigetelésre?
8. A hangversenytermek falát gyakran fedik bársonnyal vagy más vastag textilanyaggal. Miért?
9. Miért nem tud egy hosszú menetoszlop elején és végén „menetelő" katona a menetet felvezető zenekar ütemére egyszerre lépni?
10. A táblán húzott kréta néha megcsikordul. Miért?
11. Miért ad „síró" hangot a fűrészlap, ha megpendítik, vagy amikor satuba fogva reszelővel élesítik?
12. Miért különböző az emberek hangja?
13. A régen alkalmazott „szócső" alakja csonka kúp palástjához hasonlít. Szűkebb végét a szánk elé tartva, hangunkat egy meghatározott térrész felé irányíthatjuk. Hogyan működik a szócső?
14. Befolyásolja-e a Doppler-jelenséget, ha fúj a szél? Ha igen, hogyan befolyásolja ellenszélben és hogyan hátszélben?

PROJEKTFELADATOK

Alkossunk az osztályban 3-5 fős csoportokat! A csoportok válasszanak egy-egy témát az alábbiak (vagy egyéb, egyénileg felvetett témák) közül, és határozzanak meg egy számukra megfelelő ismertetési formát is (pl. mérés végzése, kísérlet bemutatása, tabló készítése, prezentáció, kiselőadás, film, számítógépes program, honlap készítése, újságcikk írása)!
Szervezzük meg az egyes csapatok munkájának bemutatását és értékelését vetélkedő formájában!

- Hangszerek, hangszercsoportok és azok működésének fizikai alapjai
- Hangtani kísérletek, mérések
- A hang szerepe az állatvilágban
- A hallás, hallásvizsgálatok
- A hang mint a környezetszennyezés formája
- A hangszennyezettség mérése lakóhelyünkön
- A hang az orvostudományban
- A hangrögzítés és hangátvitel technikai fejlődésének története
- Korszerű hangtechnikai eszközök
- Milyen szempontok alapján válasszunk hifiberendezést?

Összefoglalás

A REZGÉS

A fizikában minden olyan változást, amely időben valamilyen ismétlődést mutat, rezgésnek tekintünk.

A rezgések fajtái:

– **harmonikus rezgés** (a testet érő erők eredőjének nagysága egyenesen arányos a kitéréssel, és iránya azzal ellentétes; ilyen esetben a kitérés az időben szinuszosan változik);

– **csillapított rezgés** (csökkenő amplitúdó és csökkenő energia);

– **csillapítatlan rezgés** (változatlan amplitúdó és energia a veszteségek pótlása miatt);

– **szabad rezgés** (sajátrezgés, ha a rezgésre képes rendszert egyetlen erőlökéssel hozzuk mozgásba, és utána magára hagyjuk; f_0 csak a rendszer saját tulajdonságaitól függ);

– **csatolt rezgés** (két vagy több rezgő rendszer kölcsönösen befolyásolja egymás rezgését);

– **kényszerrezgés** (a csatolt rezgések aránytalan kölcsönhatása, amikor az egyik kényszerítő hatásával szemben a másik visszahatása elhanyagolható); **rezonancia:** (együttrezgés $f_k = f_0$).

A harmonikus rezgés jellemzői:

– **kitérés:** $y = A \cdot \sin \omega t$, a rezgő pontnak a t időpillanatban az egyensúlyi helytől mért (előjeles) távolsága; mértékegysége: m;

– **amplitúdó:** A, a maximális kitérés nagyságával egyenlő, pozitív előjellel vett távolság;

– **rezgésidő:** $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{D}}$; az egy teljes rezgés létrejöttéhez szükséges időtartam; mértékegysége: s;

– **rezgésszám:** $f = \frac{1}{T}$; nagysága az egységnyi idő alatti rezgések számával egyenlő; mértékegysége: $\frac{1}{\text{s}}$;

– **körfrekvencia:** $\omega = 2\pi \cdot f$, $\frac{1}{\text{s}}$-ben mérendő;

– **sebesség:** $v = A \cdot \omega \cdot \cos \omega t$; mértékegysége: $\frac{\text{m}}{\text{s}}$;

– **gyorsulás:** $a = -A \cdot \omega^2 \cdot \sin \omega t = -\omega^2 \cdot y$; mértékegysége: $\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$;

– **energia:** $E = E_{\text{m}}(x) + E_{\text{rug.}}(x) = \frac{1}{2} m \cdot v_x^2 + \frac{1}{2} D \cdot x^2 = \frac{1}{2} m \cdot v_{\text{max}}^2 = \frac{1}{2} D \cdot A^2$ (vízszintes rezgésnél).

Fonálinga (Matematikai inga)

Az egyik végén felerősített l hosszúságú vékony, nyújthatatlan zsineg másik végére kötött kisméretű, de – a zsineg tömegéhez viszonyítva – nagy tömegű test fonálingát alkot. **Lengésideje:** $T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$.

A HULLÁM

A hullám közegben terjedő változás (zavar).

A hullámok fajtái:

– **pontsoron terjedő** (nem tévesztendő össze az egyeneshullámmal);

– **felületi** (a hullámfront alakja szerint pl. körhullám, egyeneshullám);

– **térbeli** (a hullámfront alakjára utalóan pl. gömbhullám, síkhullám ≠ felületi hullám);

– **harmonikus:** harmonikusan rezgő hullámforrás által keltett tartós zavar tovaterjedése, ilyenkor a változás az idő szinuszos függvénye, ezért szinuszos hullámnak is szokás nevezni;

– **transzverzális:** a rezgés iránya a hullám terjedési irányára merőleges (hullámhegyek, hullámvölgyek létrejötte alapján ismerhető fel);
– **longitudinális:** a rezgés iránya a hullám terjedési irányával megegyező (sűrűsödések és ritkulások kialakulása alapján ismerhető fel);
– **haladó:** (a hullámhegyek és hullámvölgyek vagy a sűrűsödések és ritkulások térben eltolódnak);
– **állóhullám** (változatlan helyű csomópontok és duzzadóhelyek alakulnak ki, ha olyan – szembe haladó – hullámok találkoznak, amelyeknél $f_1 = f_2$; $\lambda_1 = \lambda_2$; és $A_1 = A_2$).

A harmonikus hullámok jellemzői:

– **amplitúdó:** a legnagyobb kitérés nagysága, ha ez a hullámtér minden pontjában egyenlő;
– **hullámhossz:** λ, a közeg két azonos fázisban levő, szomszédos pontjának ugyanabban a pillanatban meglevő távolsága; mértékegysége: m;
– **periódusidő:** T, az az időtartam, amely alatt a közegben terjedő változás egy hullámhossznyi utat tesz meg; mértékegysége: s;
– **rezgésszám** (frekvencia, f; a változás tovaterjedése közben a közeg minden részecskéjének a frekvenciája, amely egyenlő a hullámforrás rezgésszámával; mértékegysége: Hz; 1 Hz = $1\ \frac{1}{\text{s}}$;
– **terjedési sebesség:** ($c = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{\lambda}{T} = \lambda \cdot f$; $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ -ben mérjük).

Hullámok új közeg határán

A hullám, ha új közeg határához ér, akkor ott egy része **visszaverődik,** egy másik része **behatol** az új közegbe.

Visszaverődés

– **pontsoron** (rögzített végről ellentétes fázisban, szabad végről megegyező fázisban)
– **felületi és térfogati hullámoknál** (a visszavert hullám terjedési iránya a beeső sugár és a beesési merőleges által meghatározott síkban marad, és $\alpha = \alpha'$)

Törés

Ha $c_1 > c_2$, akkor $\beta < \alpha$, illetve ha $c_1 < c_2$, akkor $\beta > \alpha$. $\frac{c_1}{c_2} = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n_{2;1}$; $n_{1;2} = \frac{1}{n_{2;1}}$.

Hullámok találkozása (interferencia)

A közös hullámtérben érvényesülő több hullám hatására szabálytalan vagy tartósan szabályos hullámkép alakulhat ki. Az interferenciakép létrejöttének szigorú feltételei vannak, például:

– Ha két megegyező rezgésszámú **vonal menti hullám találkozik,** olyan eredő hullám jön létre, amelynek rezgésszáma és hullámhossza is egyenlő a két találkozóéval, de amplitúdója:
  a) azonos fázisú találkozáskor a két hullám amplitúdójának összege ($A = A_1 + A_2$);
  b) ellentétes fázisú találkozásnál a két hullám amplitúdójának különbsége ($A = |A_1 - A_2|$).
– Rugalmas kötélen **állóhullám jön létre, ha** egyenlő rezgésszámú és amplitúdójú **hullámok szembetalálkoznak** (ez visszaverődéssel valósítható meg legkönnyebben).

Hangjelenségek

– **A hang** hullámjelenség, így érvényes rá mindaz, amit eddig a hullámokról megállapítottunk.
– **A hang jellemzői:** a hangerősség, a hangmagasság és a hangszín. A terjedési sebesség független a rezgésszámtól és a hullámhossztól, de jelentősen függ a közeg sűrűségétől.
– **A Doppler-jelenségre** az a jellemző, hogy amikor a megfigyelő és a hangforrás egymáshoz viszonyítva mozog, a megfigyelő a hullámforrás rezgésszámától eltérő rezgésszámú hullámot észlel, pl. közeledéskor magasabb, távolodáskor mélyebb hangot hall.

II. fejezet

ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK. OPTIKA



1. Elektromágneses hullámok

1.1. Elektromágneses rezgések előállítása

EMLÉKEZTETŐ

Elektromos töltéssel rendelkező testek a környezetükben **elektromos mezőt** hoznak létre. Az elektromos mezőt **térerősségvektorral** ($\vec{E}$) jellemezzük és elektromos **erővonalakkal** szemléltetjük.

A feltöltött **síkkondenzátor** fémlemezei között homogén elektromos mező alakul ki. Itt a térerősség nagysága és iránya állandó, az erővonalak párhuzamosak és egyenlő sűrűségűek.

Az elektromos mezőnek energiája van, amelyet feltöltött kondenzátornál az

$$E_{\text{elektromos}} = \frac{1}{2} C \cdot U^2$$

összefüggéssel határozhatunk meg. U jelenti a kondenzátor lemezei közötti feszültséget, C pedig a kondenzátor kapacitását.

Mozgó elektromos töltések, árammal átjárt vezető körül **mágneses mező** jön létre, amelyet a **mágneses indukcióvektorral** ($\vec{B}$) jellemzünk és mágneses **indukcióvonalakkal** szemléltetünk.

Áramjárta hosszú, egyenes tekercs belsejében homogén mágneses mező alakul ki.

A mágneses mezőnek is van energiája, ennek nagysága egy áramjárta tekercsnél:

$$E_{\text{mágneses}} = \frac{1}{2} L \cdot I^2,$$

ahol I az áramerősséget jelenti, L pedig a tekercs induktivitását.

Ha mágneses mezőben úgy mozgatunk egy vezetőt, hogy az metszi az indukcióvonalakat, akkor a mágneses mező hatására elmozdulnak a vezető töltései, a vezető végei között feszültség indukálódik. Ez a **mozgási elektromágneses indukció,** amely pl. a lakásokban használatos szinuszos váltakozó feszültség előállításának is alapja.

Elektromos feszültséget **nyugalmi elektromágneses indukcióval** is létrehozhatunk. Ennek lényege, hogy változó mágneses mező körül elektromos mező keletkezik.

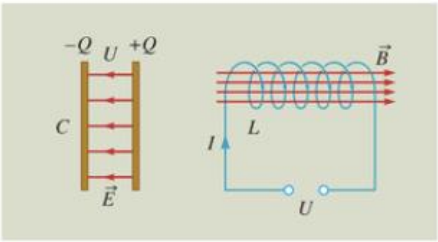
Ha az N menetszámú tekercsben Δt idő alatt a tekercs fluxusa (a tekercsben haladó indukcióvonalak száma) $\Delta\Phi$-vel változik, akkor a tekercs végpontjai között az indukált feszültség nagysága:

$$U = N \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}.$$

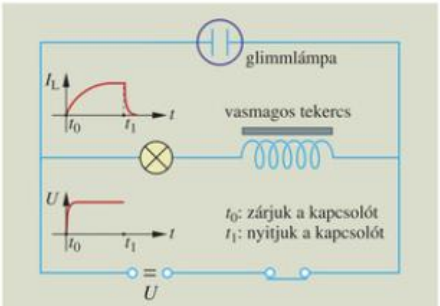
Ez Faraday törvénye.

A mozgási és nyugalmi indukciónál is teljesül **Lenz törvénye:** az indukált feszültség, indukált áram hatása olyan, hogy akadályozza az indukáló folyamatot.

Jól megfigyelhető Lenz törvénye a **be- és kikapcsolási önindukciós jelenségeknél.** Ha egy tekercsre áramforrást kapcsolunk, a tekercsen keletkező önindukciós feszültség késlelteti az áram kialakulását. Az áramforrás kikapcsolásakor létrejövő önindukciós feszültség pedig késlelteti az áram megszűnését. (*56.2. ábra*)



56.1. A homogén elektromos és mágneses mezők. *Milyenek az elektromos erővonalak és a mágneses indukcióvonalak a homogén mezők környezetében?*

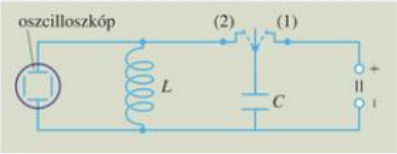


56.2. Be- és kikapcsolási indukció. *Miért csak kikapcsoláskor villan fel a glimmlámpa?*

ELEKTROMOS REZGŐKÖR

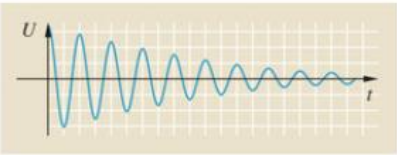
Vizsgáljuk meg, hogy mi történik, ha egy feltöltött kondenzátor lemezeit egy tekercsen keresztül rövidre zárjuk!

Állítsuk össze a következő áramkört!



Zárjuk a váltókapcsolót először az (1) jelű érintkező felé! Ekkor a kondenzátor feltöltődik az áramforrás feszültségére.

Billentsük át a kapcsolót a (2) állásba! Az oszcilloszkóp a feszültség időbeli változásáról a következő képet mutatja:

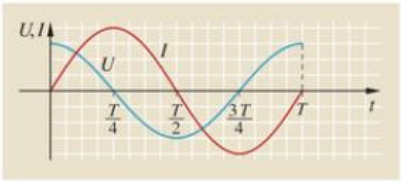


Eszerint a kondenzátor kisülése időben gyengülő váltakozó feszültséget eredményez.

Hogyan magyarázható ez a jelenség?

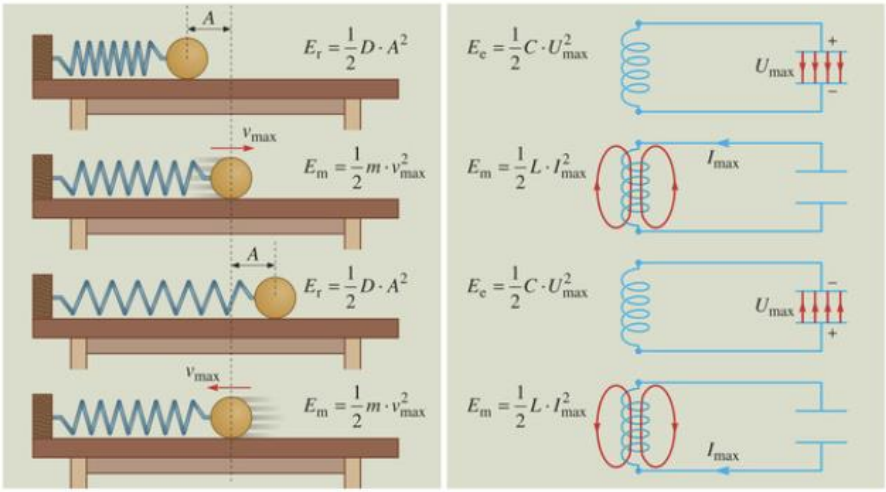
A feltöltött kondenzátor mint áramforrás áramot indít a tekercsen, de az késik a feszültséghez képest (bekapcsolási önindukció). Az áram akkor éri el maximumát, amikor a feszültség már zérusra csökkent. A feszültség megszűnése után az áram megszűnése is késik (kikapcsolási önindukció). A változatlan irányban folyó áram a kondenzátort ellenkező polaritásúra tölti fel. Ezután a kondenzátor ismét kisül (ellenkező irányban) és így tovább.

A feszültség és áramerősség grafikonja egy periódusidőre (a csökkenést elhanyagolva):



A grafikonokból megállapítható, hogy amikor csökken a feszültség (és így a kondenzátor elektromos mezőjének energiája), akkor nő az áramerősség (és így a tekercs mágneses mezőjének energiája), és fordítva.

Egy kondenzátorból és tekercsből álló zárt vezetőkörben a feltöltött kondenzátor elektromos mezőjének energiája átalakul a tekercs mágneses mezőjének energiájává, és viszont.



57.1. *A mechanikai és az elektromágneses rezgés összehasonlításakor mi felel meg a rugó energiájának, a test egyensúlyi helyzettől mért kitérésének, mozgási energiájának és sebességének?*

A kondenzátorból és tekercsből álló áramkört **elektromos rezgőkörnek*,** az ebben folyó váltakozó áramot **elektromágneses rezgésnek*** nevezzük.

A rezgések csillapodását az energiaveszteség okozza. Mechanikai rezgéseknél a súrlódás, a közegellenállás, az elektromágneses rezgéseknél az elektromos ellenállás és a mezők szóródása a veszteség oka.

Vizsgáljuk meg, mitől függ a kondenzátorból és tekercsből álló elektromos rezgőkör rezgésének f sajátfrekvenciája, illetve T periódusideje!

Ha a rezgőkör kondenzátorát nagyobb kapacitásúra cseréljük vagy növeljük a tekercs induktivitását (például vasmagot tolunk a tekercsbe), az oszcilloszkóp képernyőjén a rezgés grafikonja széthúzódik, azaz megnő a periódusidő.

Kísérlettel igazolható, hogy a **periódusidő,** ill. a **frekvencia** az alábbiak szerint függ a tekercs induktivitásától és a kondenzátor kapacitásától:

$$T = 2\pi \cdot \sqrt{L \cdot C}, \qquad f = \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{L \cdot C}}.$$

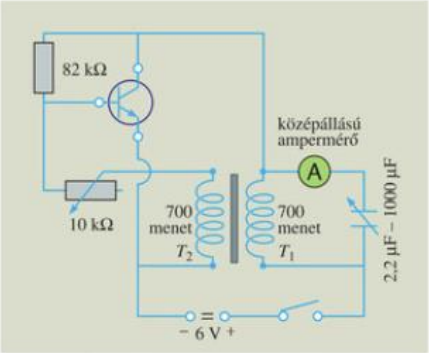
Az elektromos rezgőkör rezgésidejére vonatkozó összefüggést William Thomson angol fizikus (a kelvin-skála bevezetője) ismerte fel. Az ő tiszteletére nevezték el **Thomson-formulának**.**

Az elektromos rezgőkör nagy jelentősége abban rejlik, hogy forgó alkatrészek nélkül tetszőlegesen nagy frekvenciájú szinuszos váltakozó feszültséget, illetve áramot állíthatunk elő. Csupán a kondenzátor kapacitását és a tekercs induktivitását kell megfelelően megválasztani. Az elektromágneses rezgések energiaveszteségének pótlásával a rezgések csillapodása is megszüntethető.

A csillapítatlan rezgések egy lehetséges előállítási módját mutatja a kapcsolási rajz. (*58.1. ábra*)

A T_1 rezgőköri tekercsben folyó áram hatására hasonló módon változó áram indukálódik a T_2 visszacsatoló tekercsben. A tranzisztor ezt az áramot felerősíti, és így megfelelő ütemben pótolja a rezgőkör energiaveszteségét.

1000 µF kapacitású kondenzátor esetén az egyenáramú középállású ampermérő mutatója is követni tudja a rezgőkörben folyó áram változását. A kondenzátor kapacitásának és a T_1 tekercs induktivitásának csökkentésével a frekvencia növekszik. Hangfrekvenciás rezgések jelzésére az ampermérő helyett fejhallgatót kell alkalmaznunk.



58.1. Csillapítatlan rezgéseket előállító kapcsolás. *Honnan pótolja a rezgőkör az energiaveszteséget?*

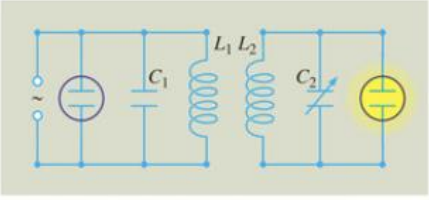
Az elektromos rezgőkör – mint minden rezgőképes rendszer – **kényszerrezgéseket** is végezhet.

Nagyfrekvenciás csillapítatlan rezgéseket előállító rezgőkör tekercse mellé helyezzünk el egy tekercset és forgókondenzátort tartalmazó egyszerű rezgőkört! (*58.2. ábra*) Mindkét rezgőkörbe kapcsoljunk a rezgések kimutatására szolgáló eszközt (pl. egy-egy glimmlámpát)!

A második rezgőkör forgókondenzátorának kapacitását változtatva elérhetjük, hogy ebben a rezgőkörben is állandó rezgések jönnek létre. A kondenzátor kapacitásának növelése során a rezgés erősödik, majd a rezonanciagörbe meneténak megfelelően fokozatosan gyengül. A legerősebb rezgést akkor kapjuk, ha a kényszerítő rezgőkör frekvenciája megegyezik a kényszerrezgést végző rezgőkör sajátfrekvenciájával. Ennek feltétele:

$$L_1 \cdot C_1 = L_2 \cdot C_2.$$

A jelenséget elektromágneses rezonanciának nevezzük.**



58.2. Rezgőkörök rezonanciájának előállítása

GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Hogyan változik egy elektromos rezgőkör sajátfrekvenciája, ha
   a) a rezgőköri tekercsbe vasmagot helyezünk?
   b) a rezgőköri tekercs menetszámát megduplázzuk?
   c) a kondenzátor lemezeinek távolságát kétszeresre növeljük?
   d) a kondenzátorra kapcsolt kezdeti feszültséget megnöveljük?
2. Az *58.2 ábra* rezonanciakísérleténél megfigyelhető, hogy minél jobban világít a második rezgőkörben a glimmlámpa, annál gyengébben világít az elsőben. Adjunk magyarázatot!

FELADATOK

1. Egy rezgőkör 0,01 H induktivitású tekercset és 470 nF kapacitású kondenzátort tartalmaz. Mennyi a rezgőkör sajátrezgésének frekvenciája és periódusideje?
2. Milyen induktivitású tekercset kell választanunk egy 470 nF-os kondenzátorhoz, ha rezgőkörrel szeretnénk előállítani
   a) a hálózati 50 Hz frekvenciájú váltakozó feszültséget?
   b) a 440 Hz frekvenciájú normál „A" hangot?
3. Egy kapcsolóval zárható rezgőkör 10 nF kapacitású kondenzátorát 12 V feszültségre töltjük. A rezgőköri tekercs induktivitása 0,2 H.
   a) Mennyi a kondenzátor legnagyobb energiája?
   b) Mennyi a tekercs legnagyobb energiája?
   c) Ábrázoljuk egy periódusidőre, a kapcsoló zárásától számítva, a tekercsen lévő feszültséget és az áramerősséget! (A rezgés csillapodását erre az időtartamra elhanyagolhatjuk.)

1.2. Elektromágneses hullámok keletkezése és tulajdonságai

3D

A XIX. sz. közepére már gazdag elektromosságtani ismeretanyag halmozódott fel. Időszerűvé vált, hogy – hasonlóan ahhoz, ahogyan a XVII. sz. végén a mechanika területén Newton tette – valaki ezt is összefüggő matematikai rendszerbe foglalja. Az elektromágneses mező átfogó elméletének matematikai kidolgozása **J. C. Maxwell** (mekszvel) skót fizikus nevéhez fűződik (1873).

Maxwell felismerte, hogy az elmélet ellentmondásmentességéhez a Faraday által felfedezett nyugalmi indukciós jelenség fordítottjának is léteznie kell a természetben.

Faraday felfedezése szerint a változó mágneses mező körül örvényes elektromos mező keletkezik.
Maxwell feltételezése szerint pedig a változó elektromos mező körül örvényes mágneses mező jön létre.

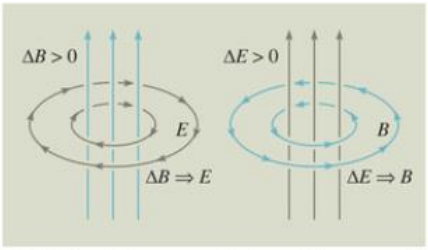
Így a periodikusan változó elektromos mező hasonló módon változó mágneses mezőt kelt, ez újra változó elektromos mezőt hoz létre és így tovább. Maxwell számításai szerint ez az elektromos töltéstől elszakadó, térben tovaterjedő elektromágneses mező – más néven **elektromágneses sugárzás*** – a transzverzális hullámok tulajdonságaival rendelkezik. Az **elektromágneses hullám*** vákuumbeli terjedési sebességére a számításokból

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

érték adódott, mely megegyezett a fény korábbi mérésekkel meghatározott terjedési sebességével.

Maxwell elméletéből így arra is lehetett következtetni, hogy **a fény is elektromágneses hullám.**

Maxwell elmélete mindaddig feltételezés maradt, amíg **H. Hertz német fizikusnak** 1888-ban (már Maxwell halála után) kísérletekkel **sikerült igazolnia az elektromágneses hullámok létezését** és azok Maxwell által „megjósolt" tulajdonságait: a visszaverődést, a törést, az interferenciát, az elhajlást és a polarizációt.



60.1. A változó mágneses mező örvényes elektromos mezőt, a változó elektromos mező örvényes mágneses mezőt kelt. *Hasonlítsuk össze a két irányszabályt!*

Hertz vizsgálatait (korszerűbb eszközök birtokában) ma már iskolai kísérletekkel is el tudjuk végezni.

Mivel az indukálódó elektromos és mágneses mezők „erőssége" egyaránt a fluxus változási gyorsaságával arányos, a kísérleteket nagyfrekvenciás rezgésekkel célszerű elvégezni (mikrohullámú vagy URH-generátor alkalmazásával).

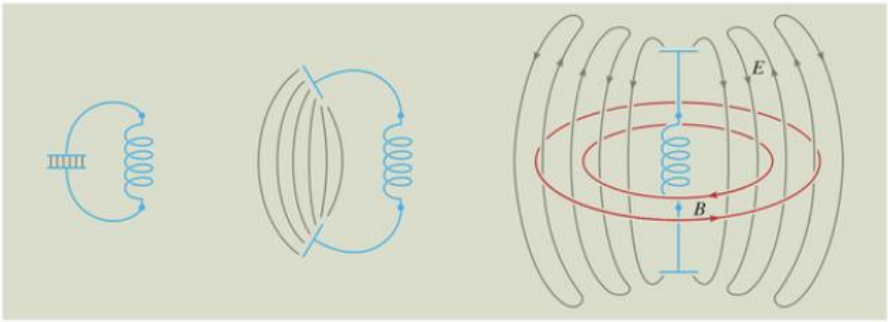
Ahhoz, hogy a változó elektromos mező a rezgőkör kondenzátorából kijusson a környező térbe, a kondenzátorlemezek széthúzásával nyitott rezgőkört* (adóantennát*) kell alkalmazni.

A gyakorlati megvalósításnál a csillapítatlan rezgéseket előállító zárt rezgőkört (oszcillátort) induktív kapcsolatba hozzuk az adóantennával (például egymenetes tekercs alkalmazásával).

A vevő szintén nyitott, az adó frekvenciájára hangolt rezgőkör (vevőantenna*), melyben izzó vagy ampermérő jelzi a létrejövő váltakozó áramot. Az adó- és vevőantenna között egyenlő hosszúság esetén van rezonancia.



60.2. *James Clerk Maxwell* (1831–1879) skót fizikus és *Heinrich Hertz* (1857–1894) német fizikus



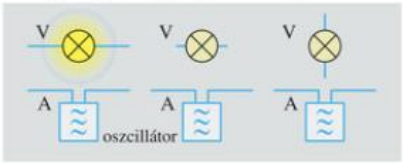
61.1. A zárt rezgőkört nyitott rezgőkörré (adóantennává) alakíthatjuk át, amely alkalmas arra, hogy az elektromágneses mezőt a térbe kisugározza

Megfigyelések

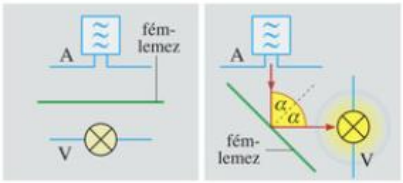
***a)* Transzverzális hullám, egyenes vonalú terjedés**
A hullám az adóantennára (A) merőleges irányban terjed. Az adóantenna síkjában a terjedés irányára merőlegesen „rezeg" az elektromos térerősség vektora. Ebben a síkban az adóantennával párhuzamos és egyenlő hosszú vevőantenna (V) izzója világít.



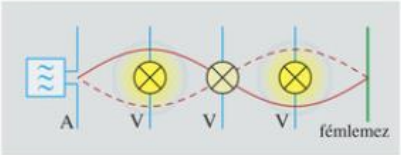
Más méretezésű vagy helyzetű vevőantennában nem ég, vagy csak gyengébben világít az izzó.



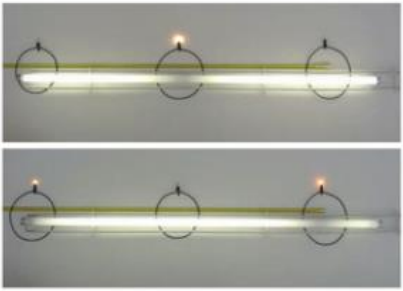
***b)* Visszaverődés**
A szigetelés átengedi, a fémfelület nem engedi át, hanem a visszaverődési törvénynek megfelelően visszaveri a hullámot.



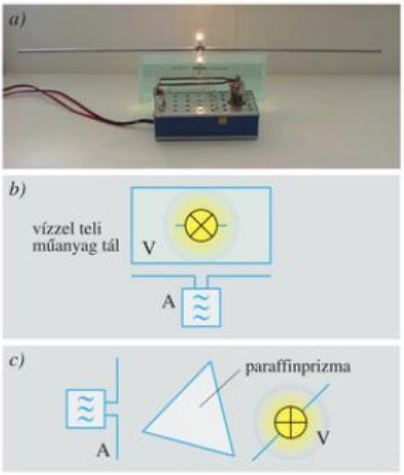
***c)* Interferencia, állóhullám**
A hullámforrásból kiinduló és a fémlemezről visszaverődő elektromágneses hullámok interferenciája állóhullámot hoz létre. Ezt bizonyítja, hogy az adóantenna és a fémlemez közötti vevőantennában az izzó fényereje a távolsággal periodikusan változik.



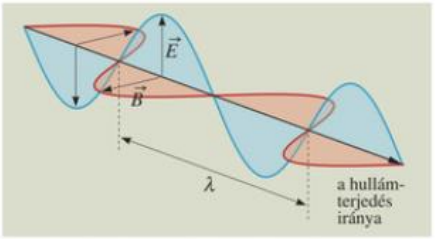
Az elektromágneses állóhullám különösen jól szemléltethető a nagyfrekvenciás generátorhoz induktív úton csatolt drótpár (Lecher-drótpár) segítségével. Ha kis izzólámpát tartalmazó vezetőkereteket helyezünk el a Lecher-drótpár mentén, az áramerősség-maximumok és -minimumok periodikus változása figyelhető meg (mágneses állóhullám). Az előbbi maximum- és minimumhelyek felcserélődnek, ha fénycsövet teszünk a drótpár fölé (elektromos állóhullám).



d) **Hullámhosszváltozás szigetelőben, törés**
A hangolt vevőantenna félhullámhosszú ún. dipólantenna**. A tapasztalat szerint vízben lényegesen rövidebb vevőantennában világít az izzó, jelezve a hullámhossz-rövidülést (*a*; *b*). A hullámhossz megváltozása a terjedési sebesség változásából adódik, melyből viszont a hullám törése is következik. Elegendő nagyságú paraffinprizma segítségével közvetlenül is megfigyelhető a hullám irányváltozása a szigetelő hatására. (*c*)



Bebizonyítható, hogy az adótól nagyobb távolságban haladó **szabad elektromágneses hullám*** két, egymásra merőleges síkban polarizált, azonos fázisú elektromos és mágneses hullámból áll. Az egyikben az elektromos térerősség, a másikban a mágneses indukció változik periodikusan a távolság és az idő függvényében. A vevőantennában az elektromos térerősség hoz létre elektromos áramot, ezért az elektromos térerősségre merőleges helyzetben nem folyik benne áram.



62.1. Elektromos és mágneses hullám az adótól távol

A TELJES ELEKTROMÁGNESES SZÍNKÉP

A fizikai ismeretek bővülésével bebizonyosodott, hogy az elektromágneses hullámoknak sokféle megjelenési formája létezik.

Az elektromágneses hullámok hullámhossz (vagy frekvencia) szerinti sorozatát teljes elektromágneses színképnek nevezzük. Erről ad áttekintést a *63.1. táblázat*. Az egyes tartományoknak nincs éles határa, átfedéseik is vannak.

Az elektromágneses hullámok mindegyikénél elektromos és mágneses mezők terjednek a hullámok terjedési tulajdonságaival, légüres térben $c = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ sebességgel.

A hullámhossz (λ), a terjedési sebesség (c) és a frekvencia (f) közötti kapcsolat:

$$\lambda \cdot f = c.$$

A különböző frekvenciájú elektromágneses hullámok – bár természetük és alaptulajdonságaik megegyeznek – lényeges eltéréseket is mutatnak keletkezésük, az anyagokkal való kölcsönhatásuk és gyakorlati felhasználhatóságuk tekintetében.

A **hosszú-, közép-, rövidhullámú és ultrarövid-hullámú (URH-)tartomány** a hang és kép átvitelében játszik fő szerepet. (*64–66. oldal*)

A **mikrohullámok*** egyik alkalmazása a radar, amely pontos távolság- és iránymérést tesz lehetővé (például a repülésnél).

A deci- és centiméter hullámhosszúságú hullámok egyenes vonalú terjedésük és az ionoszférán való áthaladásuk folytán hasznosíthatók a rádiócsillagászatban*. A nagy rádiótávcsövek összegyűjtik, és felerősítik a világűrből érkező rádióhullámokat, így képezik le az égi objektumokat.

A mikrohullámú sütőben a víz dipólmolekulái nagyfrekvenciás rezgésbe jönnek, így az ételek átmelegszenek. Eközben a porcelán- vagy üvegedény nem melegszik fel. A sütőben elektromágneses állóhullám alakul ki. Ennek csomópontjaiban nincsen rezgés, ezért az egyenletes melegítéshez forgótányér kell. Forgótányér nélkül kb. 3 cm-enként váltakoznának a meleg és hideg pontok. Tilos a mikrohullámú sütőbe jó vezetőanyagokat (például fém evőeszközt) tenni, mert erős áramok, szikrakisülések jönnek létre!

A mikrohullámok hőhatását hasznosítják a gyógyászatban is. A szövetek belső melegedése, a vérellátás fokozása bizonyos mozgásszervi betegségeknél jótékony hatású.

			HULLÁMHOSSZ (M)	FREKVENCIA (HZ)
Rádióhullámok	Kisfrekvencia		10^{4}	10^{4}
	Nagyfrekvencia	Hosszúhullám	10^{3}	10^{5}
		Középhullám	10^{2}	10^{6}
		Rövidhullám	10	10^{7}
		URH	1	10^{8}
		Mikrohullám	10^{-3}	10^{11}
Optikai színkép		Infravörös	10^{-6}	10^{14}
		Látható fény		
		Ultraibolya	10^{-7}	10^{15}
Sugarak		Röntgen-sugár	10^{-9}	10^{17}
		γ-sugár	10^{-11}	10^{19}
		Kozmikus sugarak	10^{-13}	10^{21}

63.1. A teljes elektromágneses színkép a hullámhosszak és frekvenciák nagyságrendjével

A fény **infravörös*** tartományát elsősorban melegítő hatása alapján érzékeljük és hasznosítjuk (a napsugárzás melege, infralámpa stb.). Ma már gyakori az infravörös fényképezés, filmfelvétel (amely sötétben vagy ködön át is történhet).

A **látható fénnyel** külön fejezetben foglalkozunk.

Az **ultraibolya** fény már erőteljesebb változásokat hoz létre az élő szövetekben. A Nap vagy a szolárium UV sugárzása segíti a D-vitamin képződését, a bőr lebarnulását, de szemgyulladást, bőrrákot is okozhat. A levegő ózonrétege elnyeli a Földre érkező UV sugárzás* káros komponenseit. A légkörben keletkezett ózonlyuk ezért nagy veszélyt jelent az élőlényekre. Vegyük komolyan az ezzel kapcsolatos orvosi tanácsokat!

A **röntgensugárzást*** 1895-ben fedezte fel Wilhelm Konrad Röntgen (1845–1923) német fizikus. Megfigyelte, hogy a katódsugárcső nagy sebességű elektronjainak hirtelen lefékeződése során a cső mellett elhelyezett fluoreszkáló ernyő világít. Röntgen a sugárzás felfedezéséért és vizsgálatáért elsőként kapott fizikai Nobel-díjat (1901). Mivel a kristályok rácspontjainak távolsága a röntgensugárzás hullámhosszának nagyságrendjébe esik, hullámtermészete a kristályokon történő elhajlás segítségével igazolható. A röntgensugárzást nagy áthatolóképessége* alapján az élő szervezet, sőt fémek átvilágítására is használják. A szövetekre káros, roncsoló hatású, ezért gondoskodni kell a védekezésről. A röntgenvizsgálatok során ma már felvételeket készítenek, így csak pillanatszerű a sugárzás hatása.

A **gamma-sugárzás* és kozmikus sugárzás*** az atommagbeli folyamatok eredménye. A magfizikában erről még a későbbiekben lesz szó. A gamma-sugárzást nagy energiája miatt például fémek átvilágítására, a gyógyászatban pedig daganatos sejtek elpusztítására alkalmazzák.



63.2. *Az elektromágneses hullámok milyen alkalmazásai figyelhetők meg a képen?*

OLVASMÁNY

Információátvitel rádióhullámokkal

Az emberiség életében a legfeltűnőbb változásokat talán a rádióhullámok felfedezése és alkalmazása hozta. Lehetővé vált a hang vagy kép fénysebességgel történő továbbítása. Helyszíni közvetítésben azonnal közvethetjük a Föld bármely helyén az eseményeket, légüres téren keresztül is információkat cserélhetünk a Holdon járó emberrel vagy a Mars felszínét kutató automatákkal. A mobiltelefonok elterjedésével pedig mindennapi gyakorlattá vált, hogy az emberek rádióhullámok útján tartanak egymással kapcsolatot.

3D

a) Hang továbbítása rádióhullámokkal

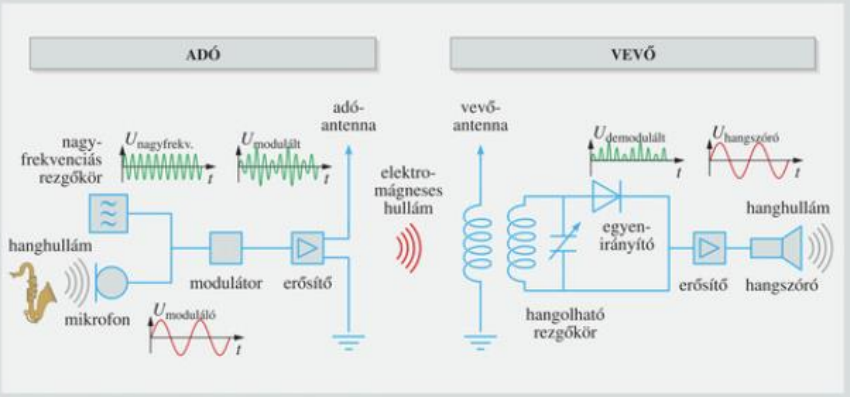
Tekintsük át a rádió adás-vétel egyik módjának, az amplitúdómodulációnak a lényegét. A gondolatmenet könnyebben követhető, ha közben a megvalósítás elvét szemléltető *64.1. ábrát* is figyeljük.

Minden adó rezgőkörében előállítanak egy az adóra jellemző nagyfrekvenciájú, csillapítatlan elektromágneses rezgést. Például a középhullámú Kossuth adónál ez 540 kHz. A beszéd, zene sokkal kisebb frekvenciájú rezgéseit (20 Hz – 20 kHz) mikrofon segítségével olyan feszültségingadozásokká alakítják, amelyek időbeli lefolyása megegyezik a hangrezgésekével. Az így nyert hangfrekvenciás feszültség pillanatnyi értékei szerint növelik-csökkentik, szaknyelven modulálják** az adó nagyfrekvenciás rezgésének amplitúdóját (AM).

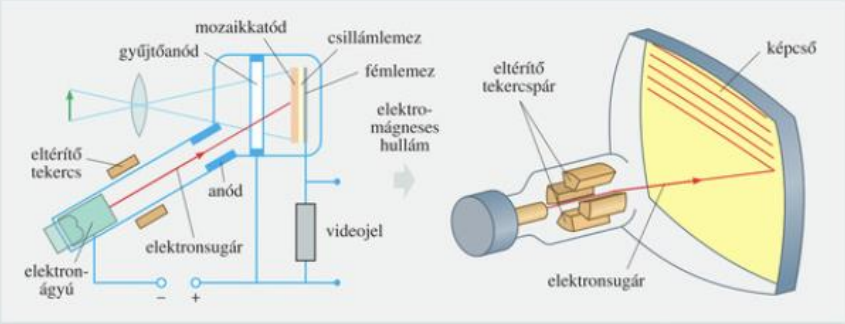
Az adó a modulált rezgést elektromágneses hullám útján kisugározza a vevőkhöz, ezáltal gerjesztő hatást gyakorol azok rezgőköreire. Mivel a rádióvevőket egyidejűleg különböző frekvenciájú adók rezgései is érik, rezonanciát kell létrehoznunk vevőnk rezgőköre és az általunk kiválasztott adó rezgőköre között. A rádióvevőknél szokásos módon ez az állomáskereső gomb forgatásával valósul meg, ami általában egy forgókondenzátor kapacitásának változtatását jelenti. (Ha vevőnk rezgőköre egynél több, egymáshoz közeli frekvenciájú adó rezgőkörével is rezonál, akkor együtt halljuk ezek adásait.)

Ahhoz, hogy hallható hangot kapjunk, a vevő rezgőkörében megjelenő modulált nagyfrekvenciás rezgésből még le kell választani az eredeti hangnak megfelelő hangfrekvenciás jelet. Ezt a modulált nagyfrekvenciás feszültség egyenirányításával, demodulálásával** érik el. Az így kapott lüktető egyenfeszültség amplitúdója éppen az eredeti hangfrekvenciás feszültség változását követi, és ezt az ingadozást fogja – felerősítés után – a hangszóró membránja is átvenni, vagyis a hangszóró az eredeti hangot adja vissza.

A hangfrekvenciás feszültséggel a vivőhullám** amplitúdója helyett annak frekvenciáját is lehet növelni-csökkenteni, vagyis modulálni (FM), a vevőben a frekvenciamodulált hullámból is különválasztható a moduláló hangjel. A frekvenciamodulációt általában a jobb hangminőségű URH-adásoknál alkalmazzák.



64.1. Az amplitúdómodulált rádió adás-vétel elve



65.1. A felvevőkamera képét „letapogató" elektronsugarat szinkron követi a vevőképcső elektronsugara

***b)* Kép továbbítása rádióhullámokkal**

A képátvitel a hangátvitelhez hasonló elven történik, csupán a nagyfrekvenciás vivőhullámot a kép jellemzőit tartalmazó feszültséggel moduláljuk.

A felvevőkamerában a képbontó cső alakítja át a képeket elektromos jelekké. A kamera lencserendszere a képet a képbontó cső mozaiklemezére vetíti, amelynek felületét fényérzékeny szemcsék borítják. A szemcsékből a fény erősségével arányos mennyiségű elektron válik ki. A mozaiklemezen tehát a kép elektromos lenyomata áll elő. A mozaiklemez szemcséit sorban balról jobbra és felülről lefelé haladva egy elektronsugár pásztázza végig, és egymás után semlegesíti a pozitív szemcséket. Minden semlegesítődés a mozaiklemezzel párhuzamos fémlemezen egy kis áramlökést jelent, melynek nagysága arányos a szemcse megvilágítottságával. A meghatározott sorrendben következő képelemeket így alakítják áram-, illetve feszültségingadozássá (videojel), amellyel a vivőhullámot modulálják.

A vevőképcső is katódsugárcső, amelynek képernyője a becsapódó elektronok helyén fényt bocsát ki. A vivőhullám szinkronizáló impulzusaival érik el, hogy a vevő képcsövének elektronsugara az adó elektronsugarával szinkronban haladjon a képernyő mentén. A vivőhullámról leválasztott moduláló jellel pedig az elektronsugár erősségét szabályozzák, amely így a vevő képernyőjén pontról pontra az adó képernyőjén lévőhöz hasonló képet rajzol fel.

Ahhoz, hogy a képelemet ne külön lássuk, a képernyőt 625 sorra és 830 oszlopra bontják. A mozihoz hasonló folytonos mozgásérzet eléréséhez másodpercenként 25 képet továbbítanak. Ez összesen 10^7 képjel továbbítását jelenti másodpercenként. A vivőhullám frekvenciájának legalább egy nagyságrenddel nagyobbnak kell lennie. Ebből már kiszámíthatjuk, hogy a televízió képtovábbítása 10 m-nél rövidebb elektromágneses hullámokkal (az URH-sávban) történhet.

A színes televízió képernyőjén minden képelem egy piros, zöld és kék fényt kibocsátó szemcséből áll. Mindhárom színt külön elektronsugár villantja fel, és az egyes színek erőssége határozza meg a létrejövő keverékszínt.

***c)* Gyakorlati megfigyelések**

A célirányos kísérleti vizsgálatok mellett a rádió- és televízióvétel gyakorlati tapasztalatai is számos példát szolgáltatnak az elektromágneses hullámok terjedési tulajdonságaira.

A földi sugárzású adások esetén a többelemes tévéantennát az adó által sugárzott hullám polarizációs síkjába állítják (vízszintes vagy függőleges síkba), és az adó irányába fordítják. A vevő dipól** (amelyről a jelet levezetik) hossza megegyezik a hullámhossz felével, ez biztosítja az adó és vevő közötti rezonanciát. A vele párhuzamos elemek a visszaverődés és interferencia útján történő jelerősítést szolgálják.

A műholdas televíziózásnál a tévéadók a Föld körül keringő műholdakra továbbítják a modulált elektromágneses hullámokat, a műholdak pedig a vivőfrekvenciák megváltoztatása és felerősítés után a földfelszín bizonyos tartományába sugározzák a jeleket. Ezeket a vevőkészülékek parabolaantennákkal* fogják fel. Az antennák gyújtópontjába helyezett vevőfejek széles frekvenciasávra érzékeny rezgőkörei nagyszámú adó jeleit továbbítják a beltéri egységhez. Itt történik hangolt rezgőkörrel a kívánt csatorna kiválasztása.

A rádióvevőnél az állomáskereső (általában egy forgókondenzátor) segítségével állítunk be rezonanciát a vevő és a kiválasztott adó rezgőköre között.

Az épületek falai nagyrészt szigetelőanyagok, ezért rajtuk áthaladnak a rádióhullámok. Alagútban, aluljáróban viszont elhallgat a zsebrádió vagy autórádió, mert a felettünk elhelyezkedő vezetőanyagok visszaverik az elektromágneses hullámokat. A vezető felületekről (például hegyoldalról) visszaverődő hullám a tévében egy második képet is létrehozhat (szellemkép).

A rövidhullámú adók hullámait jól visszaveri a napsugárzás hatására képződő magas légköri vezető réteg, az ionoszféra. Mivel ennek határvonala erősen ingadozik, az egyenes vonalban terjedő és az ionoszféráról visszavert hullámok interferenciája hol erősítést, hol gyengítést eredményez. Ez a kellemetlen, úgynevezett fading-hatás (féding) különösen éjszakai rövidhullámú adásoknál tapasztalható.

A hullámok egyenes vonalú terjedése miatt az adókat vagy olyan helyre (pl. hegytetőre) telepítik, ahonnan azokat a vevők jól „látják", vagy átjátszóadókat, erősítőket alkalmaznak. Minél nagyobb az adó hullámhossza, annál jelentősebb a hullámok **elhajlása,** ezért általában akkor is van vétel, ha nincsen közvetlen rálátás az adóra. A hosszúhullámok a földfelszín görbületét több ezer kilométeren át is követik.

GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Lehet-e a rádióvevő rezgőköri sajátfrekvenciáját a tekercsnél szabályozni? Miért?
2. Mi a szerepe a homorú fémfelületnek
   a) a hősugárzónál? *b)* a parabolaantennánál?
3. Lehet-e az ablaküvegen átjövő napfénytől barnulni? Miért?
4. Miért használnak hegesztésnél védőszemüveget?
5. Vizsgáljuk meg az otthoni rádiókészülékeket! (Milyen frekvenciatartományok vételére alkalmasak, hol milyen moduláció működik, melyik tartomány alkalmas sztereó, esetleg digitális vételre stb.?)
6. Nézzünk utána, milyen műszaki paraméterei és milyen speciális szolgáltatásai vannak egy korszerű tévékészüléknek!
7. Egy tévé használati utasítása alapján beszéljük meg, hogyan kell üzembe helyezni a készüléket!
8. Nézzünk utána, mi a különbség az UV-A, UV-B és UV-C sugárzás között! Keressünk olyan honlapot, amelyen az UV-B aktuális értékei megtekinthetők!

FELADATOK

1. Bay Zoltán magyar fizikus kutatócsoportjának a világon az elsők között sikerült 1946-ban a Holdra küldött és onnan visszaverődött radarjelet felfogni. Mennyi idő múlva érkezik meg a 384 000 km távolságú Holdról az elektromágneses „visszhang"?
2. Mennyi a 900 MHz frekvencián működő mobiltelefonok sugárzási hullámhossza? Melyik tartományba sorolható ez a hullámhossz?
3. A gyakorlatban a legkisebb frekvenciájú rádióhullámok az 50 Hz frekvenciájú váltakozó áramú áramkörökből lépnek ki. Mennyi ezeknek a hullámhossza?
4. Egy adó rezgőkörében a kondenzátor kapacitása 150 pF, a tekercs induktivitása 0,3 mH. Mennyi lesz a kibocsátott elektromágneses hullám frekvenciája és vákuumbeli hullámhossza?
5. A középhullámú Kossuth adó sajátfrekvenciája 540 kHz.
   a) Hol találjuk meg a hullámhosszskálán ezt az adót?
   b) A forgókondenzátor milyen kapacitásértékénél szólal meg a Kossuth adó, ha a rezgőkör induktivitása 0,1 mH?

2. Optika

2.1. A fényhullámok terjedése vákuumban és anyagi közegekben

A FÉNY MINT ELEKTROMÁGNESES HULLÁM

Az elektromágneses hullámok tárgyalásánál láthattuk, hogy a fény is elektromágneses hullám, amely vákuumban $c = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ sebességgel halad.

A látható fény – az elektromágneses hullámok családjában – a **400 nm-től a 800 nm-ig** terjedő hullámhossztartományba esik. A tartomány frekvenciahatárai: 750 ezer GHz – 375 ezer GHz.

A látható tartományba eső, különböző hullámhosszúságú fény a szemünkbe jutva látáskor különböző színérzetet kelt. Az egyes színekhez az alábbi hullámhossztartományok tartoznak:

SZÍN	SPEKTRUM	HULLÁMHOSSZ
ibolya		400 – 420 nm
kék		420 – 500 nm
zöld		500 – 570 nm
sárga		570 – 590 nm
narancs		590 – 600 nm
vörös		600 – 800 nm

A fehér fényben a látható tartományba eső valamennyi hullámhosszúságú fény megtalálható.

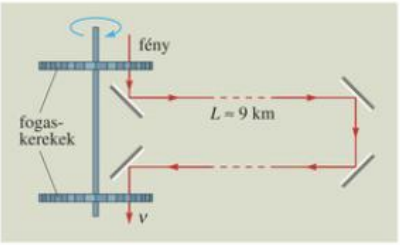
A FÉNYSEBESSÉG MÉRÉSE

A fényhullámok kb. milliószorta nagyobb sebességgel terjednek, mint a hanghullámok a levegőben. Ezért nem könnyű a fénysebesség mérése.

Kezdetben a rendkívül nagy sebesség miatt úgy gondolták, hogy a fényterjedéshez nincs szükség időre. Valóban, a tapasztalatok ezt sejtetik, mivel ha sötét éjszakában felkapcsolunk egy zseblámpát, akkor annak fényét időkésés nélkül azonnal láthatjuk sok kilométerről is. Egy tükörről visszaverődött napfény foltja is azonnal elmozdul a távoli falon, ha a tükör kissé megbillen. A csillagászati megfigyelések alapján már jóval azelőtt sikerült viszonylag pontosan meghatározni a fény sebességét, mielőtt a fény mibenlétét kiderítették volna.

Különböző módszerekkel földi viszonyok között is sikerült megmérni a fénysebességet. Így Fizeau (1819–1896) [fizó] francia fizikus 1849-ben az úgynevezett fogaskerék módszerrel végezte el a mérést.

A fogaskerék módszer egyik megvalósítási módja a következő: közös tengelyre szerelt fogaskerekek egy vonalba eső rései között fénysugarat bocsátunk át. A fénynek a kerekek közötti útját síktükrök segítségével az ábrán látható módon jelentősen megnövelhetjük $s = 2\,L \approx 18$ km hosszúságúra. Így elérhető, hogy ha a kerekeket gyors forgásba hozzuk, akkor megfelelően nagy fordulatszám esetén a második keréken nem jut át a fénysugár (mert a kerék elfordulása miatt fogba ütközik). Az elfordulás mértékéből a fordulatszám ismeretében a közben eltelt Δt idő kiszámítható. Így a fénysebesség a $c = \frac{2L}{\Delta t}$ összefüggésből meghatározható.

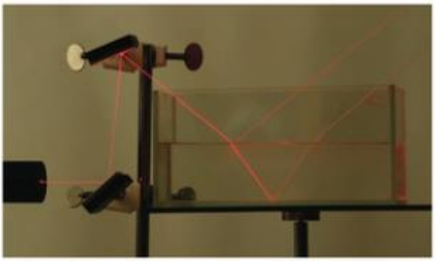


A fény sebességét sokféle módszerrel és nagy pontossággal mérték meg vákuumban, levegőben és különféle fényáteresztő közegekben. A sebességre mindig igen nagy értéket kaptak.

A vákuumbeli fénysebesség pontos értéke:

$$c = 299\,792\,458 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Az Einstein által 1905-ben megalkotott speciális relativitáselmélet** egyik meglepő alapfeltevése volt, hogy a vákuumbeli fénysebesség az elérhető legnagyobb **határsebesség.** Ennél nagyobb sebességgel semmilyen anyagi objektum nem haladhat.



68.1. A lézerfény törése és visszaverődése levegő–víz, illetve víz–üveg határfelületén

FÉNYHULLÁMOK VISSZAVERŐDÉSE ÉS TÖRÉSE ÚJ KÖZEG HATÁRÁN

Mint ahogy azt a mechanikai hullámoknál láttuk, új közeg határához érve a hullám egy része visszaverődik, másik része behatol az új közegbe.

Ez történik a fényhullámokkal is. Optikai korongon jól megfigyelhetjük egy tükör felületéhez érkező és onnan visszaverődő fénysugár útját.

A fényvisszaverődés törvényei:

– A beeső fénysugár, a beesési merőleges és a visszavert fénysugár egy síkban van.

– A beesési szög megegyezik a visszaverődési szöggel: $\alpha = \alpha'$.

A visszavert felület érdességétől függően megkülönböztetünk rendezett (tükrös) és diffúz (szétszórt) visszaverődést.

A mérések szerint az átlátszó anyagi közegekben a fény kisebb sebességgel terjed, mint vákuumban. Így például üvegekben a terjedési sebesség a vákuumbeli sebességhez képest mintegy 30–40%-kal, vízben, jégben kb. 25%-kal kisebb.

A fényhullámok törésére is érvényes a mechanikai hullámok törésénél megismert **törvény**:

– A beeső fénysugár, a megtört fénysugár és a beesési merőleges egy síkban vannak.

– A határfelületre merőlegesen érkező hullám az új közegbe lépve nem törik meg, hanem irányváltoztatás nélkül halad tovább.

– Ha a fényhullám ferdén érkezik a határfelületre, akkor az α beesési szög szinusza egyenesen arányos a β törési szög szinuszával, a két szög szinuszának hányadosa állandó, és megegyezik a két közegben mért terjedési sebességek arányával:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{c_1}{c_2} = n_{2;1}.$$

A terjedési sebességek arányát a (2) közegnek az (1) közegre vonatkoztatott **törésmutatójának** nevezzük.

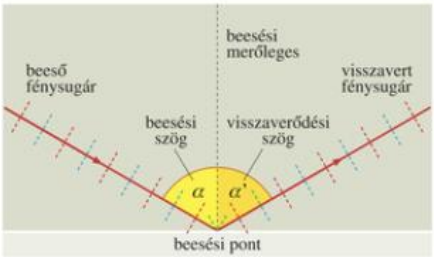
A fénytörés törvényét felfedezőiről **Snellius–Descartes-törvénynek** is nevezzük.

Mivel a fény útja megfordítható, ezért ha a fény a (2) közegből lép az (1) közegbe, akkor a terjedési sebességek hányadosa az előző hányados reciproka lesz, ezért fennáll a következő összefüggés:

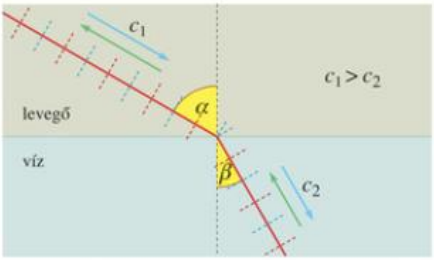
$$n_{2;1} = \frac{1}{n_{1;2}}.$$

Az anyagok vákuumra vonatkoztatott törésmutatóját **abszolút törésmutatónak** nevezzük és n-nel jelöljük. Mivel a fény terjedési sebessége a vákuumban a legnagyobb, ezért az abszolút törésmutató mindig nagyobb 1-nél.

Egy anyag abszolút törésmutatója (röviden törésmutatója) megmutatja, hogy a vákuumban a fény hányszor nagyobb sebességgel terjed, mint az adott anyagban.



68.2. Fényhullámok visszaverődése sík felületről



68.3. Fényhullámok törése új közegbe való lépéskor

Azt az anyagot nevezzük optikailag sűrűbbnek, amelynek a törésmutatója nagyobb, vagyis amelyben kisebb sebességgel terjed a fény.

Belátható, hogy az anyagok egymásra vonatkoztatott relatív törésmutatója felírható az abszolút törésmutatók hányadosaként: $n_{2,1} = \frac{n_2}{n_1}$.

TELJES VISSZAVERŐDÉS

A félbevágott üvegkorong domború oldalára sugár irányban bocsássunk keskeny fénynyalábot. A domború felületre merőlegesen beeső fénysugár törés nélkül halad tovább, nagy része a korong középpontjában a sík határfelületen megtörve kilép az üvegből. (Kis része a felületen visszaverődik.) Mivel az üveg optikailag sűrűbb a levegőnél, a törési szög nagyobb a beesési szögnél. *(69.1. ábra)*

Ha a korong elforgatásával növeljük a sík határfelületre jutó fénysugár beesési szögét, akkor elérhetjük, hogy a határfelületen egyáltalán nem lép ki fénysugár a levegőbe. A fénysugár teljes egészében sugár irányban verődik vissza. *(69.2. ábra)*

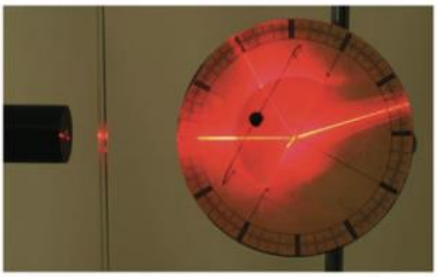
Ha az optikailag sűrűbb közegből ritkább közeg felé haladó fénysugár a határfelületen nem lép ki, hanem azon mint tökéletes tükrön visszaverődik ($\alpha = \alpha'$), teljes visszaverődés jön létre.

Ekkor a határfelület a ráeső fény 100%-át visszaveri (totális reflexió).

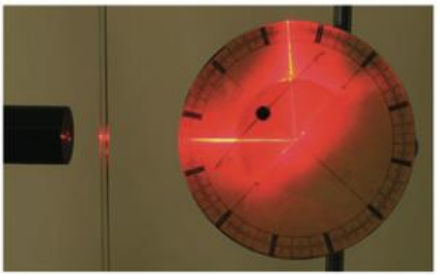
A határszöget a törési törvényből meghatározhatjuk. Írjuk fel a törési törvényt arra az esetre, amikor a törési szög eléri a 90°-ot:

$$\frac{\sin\alpha_h}{\sin 90^\circ} = \frac{1}{n}.$$

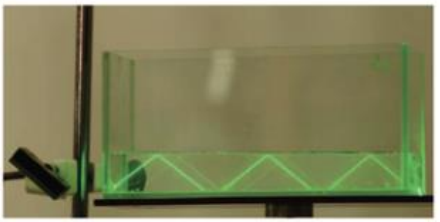
Ebből a határszög szinusza: $\sin\alpha_h = \frac{1}{n}$.



69.1. Lézerfény törése és visszaverődése üveg–levegő határfelületén ($\alpha < \alpha_h$)



69.2. Lézerfény teljes visszaverődése üveg–levegő határfelületén ($\alpha > \alpha_h$). *Készítsük el a kísérlet vázlatrajzát! Végezzük el a kísérletet, és határozzuk meg az üvegkorong törésmutatóját!*



69.3. Teljes visszaverődések sorozata a vízrétegben

MEGJEGYZÉSEK

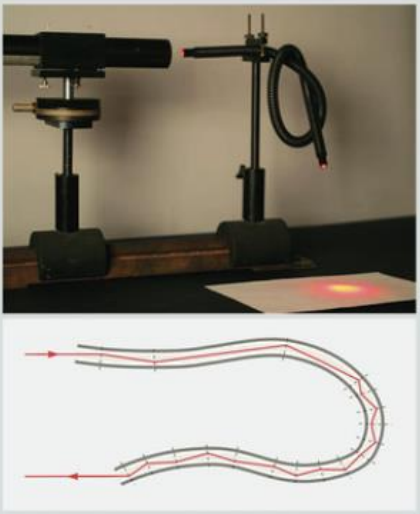
1. Az optikai sűrűség nem esik egybe a mechanikai sűrűséggel. Előfordulhat, hogy a mechanikai szempontból ritkább anyag optikailag sűrűbbnek bizonyul. Ebből arra is következtethetünk, hogy a fény lassúbb terjedése az anyagban nem értelmezhető mechanikai jellegű közegellenállásként.
2. Mivel a levegő (és más normál állapotú gázok) abszolút törésmutatója jó közelítéssel 1-nek vehető (n = 1,0002), ezért az anyagok levegőre vonatkoztatott törésmutatói jó közelítéssel azonosak az abszolút törésmutatóikkal.

OLVASMÁNY

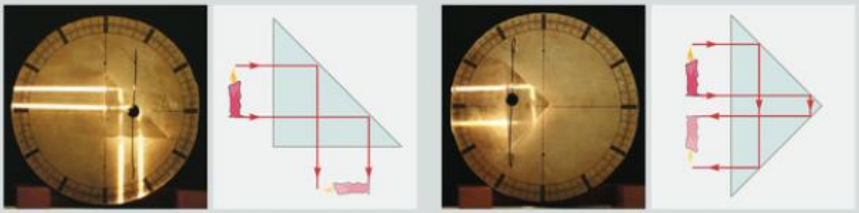
A teljes visszaverődés gyakorlati alkalmazásai

A teljes visszaverődés jelenségét a gyakorlatban sok helyen felhasználják. A fényvezető kábelek egyik végén a vékony üvegszálak kötegébe bocsátott fény a szál görbületét követve nem lép ki az oldalfalon, hanem csak a másik végen. A száloptikát elterjedten alkalmazzák az orvosi gyakorlatban, ahol az endoszkópos gyomor- és bélvizsgálatok során ennek segítségével történik a belső szervek vizsgálata vagy az esetleges műtétek végzése. A vékony, mikron vastagságú szálakból készült fényvezető kábel lehetővé teszi a képalkotást. A száloptika másik alkalmazásával, a fény útján történő információtovábbítással foglalkozik az optoelektronika. A nagyfrekvenciájú fény mint információhordozó révén egyetlen kábelen rendkívül sok, egymástól független jel (pl. telefonbeszélgetés) küldhető nagy távolságra is. Az optoelektronika nagy előnye, hogy az információ átvitelét nem zavarják elektromos zajok. A száloptikás információtovábbítás hátránya viszont az, hogy kb. 50 km-enként erősíteni kell a fényjeleket az üvegszálon belüli fényelnyelődés miatt.

A teljes visszaverődés jelenségét használják fel a képfordító prizmák optikai eszközökben való alkalmazásánál is.



70.1. Az optikai kábelben a fény teljes visszaverődések útján terjed



70.2. Teljes visszaverődés alkalmazása képfordító prizmáknál 90°-os és 180°-os elfordítások esetén

GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Átlátszatlan edénybe tegyünk pénzérmét! Nézzünk olyan irányból az edénybe, hogy éppen ne lássuk a pénzt! Ha ekkor vizet töltünk az edénybe, változatlan irányból nézve is láthatóvá válik az érme. Hogyan magyarázható ez a megfigyelés? Készítsünk magyarázó vázlatrajzot!
2. Ha vizet tartalmazó edénybe üres kémcsövet süllyesztünk, az fényesen csillog. Ha közben megtöltjük vízzel, megszűnik a csillogása. Mi a magyarázat?
3. Miért „pislognak" a csillagok?
4. Keressünk a függvénytáblázat alapján olyan anyagokat, amelyek optikai sűrűségének viszonya nem azonos a mechanikai sűrűségek viszonyával!

FELADATOK

1. Egy lézerceruza $4{,}6 \cdot 10^{14}$ Hz frekvenciájú fényt bocsát ki.

a) Mennyi a lézerfény hullámhossza levegőben?

b) Mekkora a lézerfény terjedési sebessége és hullámhossza a $\frac{4}{3}$ törésmutatójú vízben?

c) Hogyan halad tovább a lézersugár, ha a víz alól 30 °-os, illetve 60 °-os beesési szöggel irányítjuk a felszín felé?

MEGOLDÁS:

a) $f = 4{,}6 \cdot 10^{14}$ Hz

$c = 3 \cdot 10^8 \ \frac{\text{m}}{\text{s}}$

$\lambda = ?$

A hullámhossz: $\lambda = \frac{c}{f} = \frac{3 \cdot 10^8 \ \frac{\text{m}}{\text{s}}}{4{,}6 \cdot 10^{14} \ \frac{1}{\text{s}}} = 6{,}52 \cdot 10^{-7}\ \text{m} = \mathbf{652\ nm.}$

b) $n_{\text{v,l}} = \frac{4}{3}$

$c_{\text{l}} = 3 \cdot 10^8 \ \frac{\text{m}}{\text{s}}$

$c_{\text{v}} = ?$

$\lambda_{\text{v}} = ?$

A törésmutató és a sebességek kapcsolata: $n_{\text{v,l}} = \frac{c_{\text{l}}}{c_{\text{v}}}$.

$\frac{4}{3} = \frac{3 \cdot 10^8 \ \frac{\text{m}}{\text{s}}}{c_{\text{v}}}$, ebből $c_{\text{v}} = 2{,}25 \cdot 10^8 \ \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

A frekvencia változatlansága miatt: $\lambda_{\text{v}} = \frac{c_{\text{v}}}{f} = \frac{2{,}25 \cdot 10^8 \ \frac{\text{m}}{\text{s}}}{4{,}6 \cdot 10^{14}\ \text{Hz}} = \mathbf{489\ nm.}$

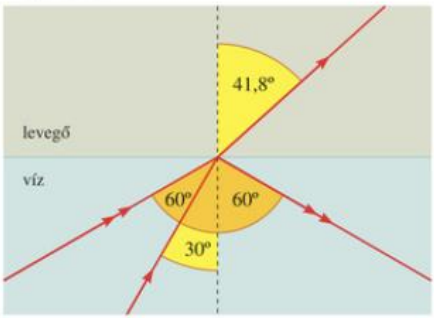
c) Az optikailag sűrűbb közegből érkező fényhullámnál teljes visszaverődés is lehetséges. A határszögre:

$\sin\alpha_{\text{h}} = \frac{3}{4}$, amiből $\alpha_{\text{h}} = 48{,}6°$ adódik.

Ennél kisebb beesési szögnél fénytörés lép fel:

$\frac{\sin 30°}{\sin\beta} = \frac{3}{4}$, ebből $\beta = 41{,}8°$.

Tehát ekkora törési szöggel lép ki a lézersugár a levegőbe. A 60°-os beesési szög esetén teljes visszaverődés lépne fel.



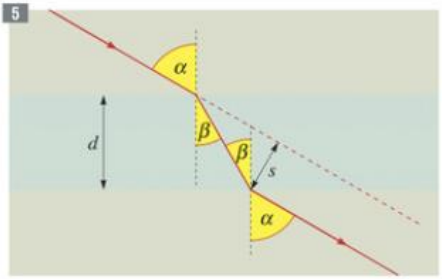
2. Vízfelületre a levegőből 45°-os beesési szögben érkeznek fénysugarak. Mekkora lesz a fénysugarak vízbe lépésekor a törési szög? A víz törésmutatója: 1,33.

3. Üveglemezre párhuzamos fénynyaláb érkezik az üveg síkjával 30°-os szöget bezárva. A fény egy része az üveglemez első felületéről visszaverődik, másik része az üvegbe megtörve belép. Mekkora szöget zárnak be az üvegben haladó és az első lapon visszaverődő fénysugarak? (Az üveg törésmutatója 1,5.) Készítsünk rajzot!

4. Mekkora az előző feladat szerinti fénytörésnél a lemezen áthaladt és az első felületen visszavert fénysugarak által bezárt szög?

5. Az ábra alapján könnyen beláthatjuk, hogy a párhuzamos felületű, ún. plánparalel lemezen áthaladó fénysugár – kétszeri törés után – önmagával párhuzamosan tolódik el. Mekkora az s eltolódása annak a fénysugárnak, amely $\alpha = 60°$-os beesési szöggel érkezik a $d = 8$ cm vastagságú, $n = 1{,}5$ törésmutatójú üveglapra? (Útmutatás: A törési törvény felhasználásával a β szög meghatározható, így az ábrán látható derékszögű háromszögek hiányzó oldalai szögfüggvényekkel kiszámíthatók.)

5



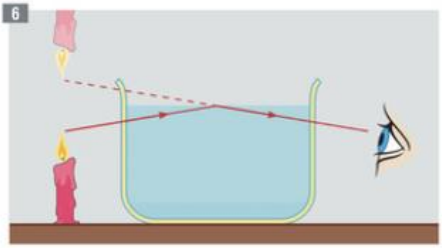
6. Átlátszó üvegedénybe öntsünk vizet, és helyezzünk az edény mellé (a vízszintnél lejjebb) egy égő gyertyát! Nézzünk a másik oldalról ferdén felfelé a vízfelszín irányába! A gyertya megfordított képét láthatjuk.

a) Mi a jelenség magyarázata?

b) Így jön létre a délibáb (fata morgana) is, csak ott a forró talaj feletti ritka levegő fölé sűrűbb levegő rétegződik. Készítsünk rajzot egy tárgy délibábképének keletkezéséről!

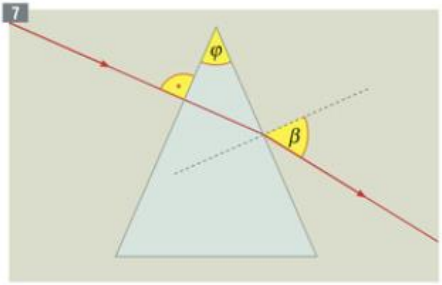
c) Miért látjuk a kocsiból nyári napon a felforrósodott távoli úttestet vizesen csillogónak?

6



7. Egy háromszög alapú üveghasáb (prizma) egyik lapján merőlegesen lép be egy fénysugár. Mekkora β törési szöggel lép ki a másik lapon? (A lapok által bezárt szög, az ún. törőszög $\varphi = 30°$. Az üveg levegőre vonatkoztatott törésmutatója $n = 1{,}5$.)

7

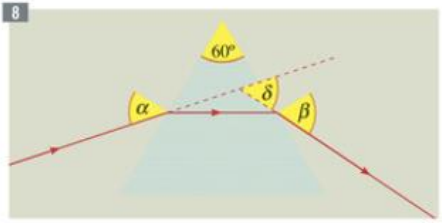


8. Egy szabályos háromszög alapú üvegprizma egyik oldallapján úgy lép be egy fénysugár, hogy az üvegben a másik oldallappal párhuzamosan halad, majd a harmadik oldallapon lép ki. (Az üveg törésmutatója: 1,4.)

a) Mekkora belépéskor az α beesési, illetve kilépéskor az β törési szög?

b) Mekkora δ szöggel térült el a fénysugár?

8



2.2. Egyszerű optikai eszközök: tükrök és lencsék (Emlékeztető)

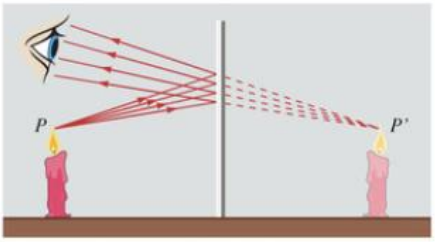


73.1. A tükör mindennapos használati tárgy

A SÍKTÜKÖR KÉPALKOTÁSA

Optikai berendezésekben gyakran használunk síktükröket a fénysugarak eltérítésére (pl. periszkóp, fénymutató), illetve tükörkép létrehozására.

A tárgy adott P pontjából kiinduló sugarakat a síktükör széttartóan úgy veri vissza, mintha azok a tükör mögül egy P' pontból indultak volna ki. A tükör mögött keletkezett kép ernyőn nem fogható fel. Az ilyen képet látszólagos képnek nevezzük. A síktükör a tárgyakról mindig **egyenes állású, a tárggyal megegyező nagyságú, látszólagos képet** alkot a tükör mögött.



73.2. A síktükör képalkotása. *Készítsük el a kísérlet vázlatrajzát a nevezetes sugármenetekkel!*

GÖMBTÜKRÖK KÉPALKOTÁSA

A homorú és domború gömbtükrök egy R sugarú gömb felületének fényes részei.

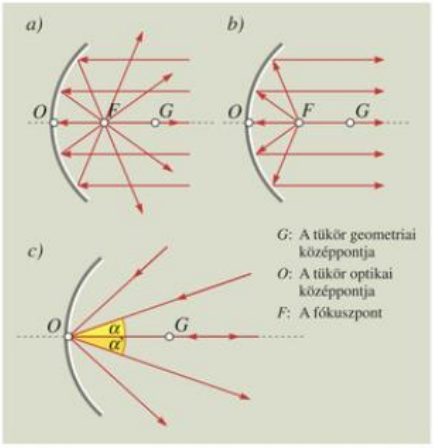
A tükörre eső és azon visszaverődő egyes fénysugarak útját könnyen nyomon követhetjük és megszerkeszthetjük, ha egy-egy pontban a gömbtükör adott kicsiny felületét olyan érintő irányú kis síktükörnek tekintjük, melynek beesési merőlegese az adott ponthoz húzott görbületi sugár.

A homorú tükör nevezetes sugármenetei:

a) A homorú tükörre a tükör szimmetriatengelyével (optikai tengely) **párhuzamosan beeső** fénysugarakat a tükör úgy veri vissza, hogy azok **egy pontban találkoznak.** Ezt a pontot nevezzük **fókuszpontnak.** ($OF = \frac{1}{2} \cdot R$)

b) A fény útjának megfordíthatóságából következik, hogy a **fókuszpontból kiinduló** fénysugarakat a homorú tükör az optikai tengellyel **párhuzamosan** veri vissza.

c) A tükör O **optikai középpontjába** érkező sugarakat a tükör a szimmetriatengelyére **szimmetrikusan** veri vissza. ($\alpha = \alpha'$)



73.3. A homorú tükrök nevezetes sugármenetei (az ábrán $R = OG$)

A domború tükör nevezetes sugármenetei:

a) A domború tükörre a tükör szimmetriatengelyével (optikai tengely) **párhuzamosan beeső** fénysugarakat a tükör úgy veri vissza, mintha azok **egy pontból (*F*),** a tükör mögül indultak volna ki. Ezt nevezzük látszólagos **fókuszpontnak.** ($OF = \frac{1}{2} \cdot R$)

b) A látszólagos **fókuszpontba tartó** fénysugarakat a domború tükör az optikai tengellyel **párhuzamosan** veri vissza.

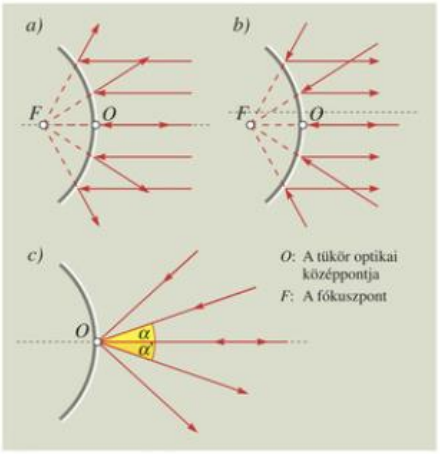
c) A tükör *O* optikai **középpontjába érkező** sugarakat a tükör a szimmetriatengelyére **szimmetrikusan** veri vissza. ($\alpha = \alpha'$)

Optikai padon kísérletileg tanulmányozhatjuk a gömbtükrök képalkotását. Tárgyként egy kis izzólámpa vagy gyertyaláng szolgálhat. A homorú tükörnél a tárgy és a tükör távolságától függően a keletkezett kép lehet ernyőn felfogható valódi (*74.3.a ábra*) nagyított vagy kicsinyített, vagy a tükör mögötti látszólagos (*74.3.b ábra*) kép, amely mindig nagyított és egyenes állású.

A nevezetes sugármenetek segítségével a gömbtükrök által a tárgyakról alkotott képet könnyen megszerkeszthetjük.



74.2. Gömbtükör képalkotásának vizsgálata

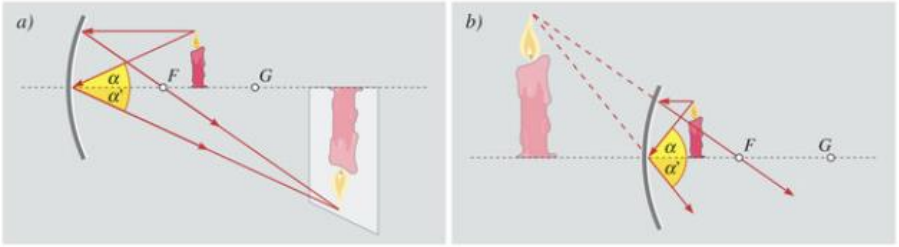


74.1. A domború tükrök nevezetes sugármenetei

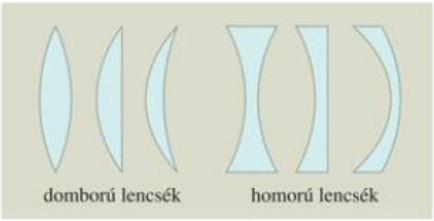
A gömbtükrök által alkotott kép és a tárgy méretviszonyait az $N = \frac{K}{T}$ **hányadossal** jellemezhetjük, amelyet **nagyításnak nevezünk.** A *T* a tárgy nagyságát, a *K* pedig az ezen tárgyról alkotott kép nagyságát jelenti. Ha $N > 1$, akkor a kép nagyított, ha $N < 1$, akkor a kép kicsinyített. Látszólagos képnél *N* értékét negatív előjellel látjuk el.

OPTIKAI LENCSÉK

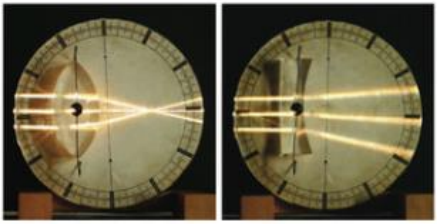
A gyakorlatban leggyakrabban átlátszó anyagból (üveg vagy műanyag) készült gömbfelületekkel határolt lencséket (ún. gömbi lencséket) használunk egyszerű nagyítóként, szemüvegekben és összetett optikai eszközökben. A határoló felületek lehetnek domborúak (konvex) és homorúak (konkáv), az egyik közülük lehet sík felület is.



74.3. A homorú tükör a fókuszponton kívüli tárgyakról valódi, azon belüliekről pedig látszólagos képet alkot. *Fogalmazzuk meg, mi a valódi és a látszólagos kép közti különbség! Szerkesszük meg egy, a fókuszpontban lévő tárgy „képét"!*



75.1. Gömbfelületekkel határolt lencsefajták



75.2. Gyűjtő- és szórólencse modelljei Hartl-korongon

A lencse fajtája tapintással is megállapítható: a domború lencse közepe mindig vastagabb, a homorúé pedig vékonyabb, mint a széle.

A lencsék fénytörésénél is vannak olyan nevezetes sugármenetek, amelyek útját könnyű nyomon követni. (*75.3. ábra*)

A gyűjtőlencse nevezetes sugármenetei:

a) A lencse az optikai tengelyével párhuzamos fénysugarakat egy pontba gyűjti össze. Ezt a pontot **fókuszpontnak,** az $f = OF$ távolságot pedig **fókusztávolságnak** hívjuk.

b) A fókuszpontból kiinduló, széttartó fénysugarakat a gyűjtőlencse törés után az optikai tengellyel párhuzamossá teszi.

c) Ha a lencse elég vékony, akkor az O optikai középpontján bármilyen irányból áthaladó fénysugarakat gyakorlatilag nem töri meg.

A valóságban ezek a sugarak önmagukkal párhuzamosan egy kicsit eltolódnak, mivel a lencse középső része plánparalel lemeznek tekinthető.

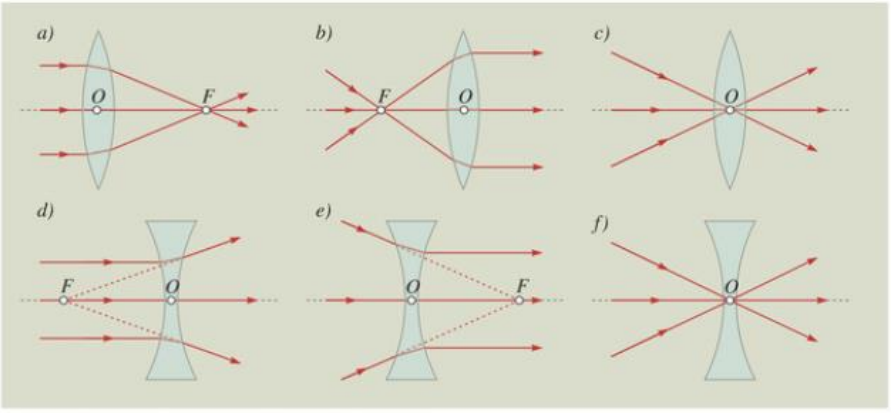
A szórólencse nevezetes sugármenetei:

d) A lencse az optikai tengelyével párhuzamos fénysugarakat a töréssel úgy teszi széttartóvá, mintha azok a fény beérkezésének oldaláról egy F pontból indultak volna ki. Ezt **látszólagos fókuszpontnak** nevezzük. Az $f = OF$ távolságot pedig **látszólagos fókusztávolságnak** hívjuk, amelyet a számításoknál negatív előjelűnek veszünk.

e) A látszólagos fókuszpontba összetartó fénysugarakat a szórólencse a törés után az optikai tengellyel párhuzamossá teszi.

f) Ha a lencse elég vékony, akkor az O optikai középpontjába bármilyen irányból érkező fénysugarak lényegében irányváltoztatás nélkül haladnak tovább.

Általában a domború lencse gyűjtő-, a homorú szórólencseként viselkedik. Ha viszont a lencse anyagának törésmutatója kisebb, mint az azt körülvevő közeg törésmutatója, akkor a domború lencse szóró-, a homorú pedig gyűjtőlencse lesz.



75.3. A gyűjtő- és a szórólencse nevezetes sugármenetei

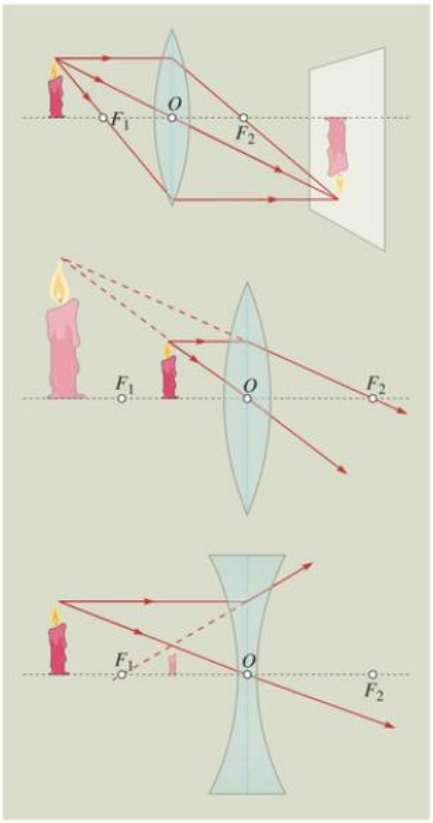


76.1. A lencsék képalkotásának tanulmányozása optikai padon

Mivel a képet a lencsén áthaladó és azon megtörő fénysugarak alkotják, ezért a valódi kép – a tükrökkel ellentétben – mindig a lencsének a tárggyal átellenes oldalán keletkezik, a látszólagos kép és a tárgy pedig a lencse azonos oldalán található.

A **gyűjtőlencse** képalkotása hasonló a **homorú tükréhez.** A tárgy és a lencse távolságától függően a keletkezett kép lehet valódi nagyított vagy kicsinyített, valamint nagyított látszólagos. A valódi képek mindig fordított, a látszólagosak pedig egyenes állásúak. A **szórólencse,** akárcsak a **domború tükör,** mindig egyenes állású, kicsinyített, látszólagos képet alkot.

Két nevezetes sugármenet segítségével a lencsék által a tárgyakról alkotott képet megszerkeszthetjük. Hasonlóan a tükrökhöz, a lencse nagyítását is az $N = \frac{K}{T}$ hányadossal jellemezzük, ahol K a kép, T pedig a tárgy nagysága.



76.2. Gyűjtő- és szórólencse képalkotásának szerkesztése a nevezetes sugármenetek felhasználásával. *Mi a feltétele, hogy a gyűjtőlencse valódi, kicsinyített képet adjon?*

GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Mikor látjuk tükörképünket az ablaküvegben: a szobából kifelé vagy kívülről befelé nézve?
2. Látja-e az arcunkat az, akinek mi a tükörben látjuk az arcát?
3. Miért nevezzük a fókuszpontot gyújtópontnak is?

FELADATOK

1. Szerkesszük meg a fényképezőgép-lencse és a nagyító képalkotását!
2. Milyen tükröt használnak az autók külső visszapillantó tükreként? Szerkesszük meg a képalkotást!
3. Nézzünk utána, mióta használja az emberiség a tükröket, lencséket! Keressünk ezzel kapcsolatos érdekességeket!

2.3. Optikai eszközök leképezési törvénye

GÖMBTÜKRÖK ÉS GÖMBI LENCSÉK LEKÉPEZÉSI TÖRVÉNYE

Az előzőekben áttekintettük a gömbtükrök és a gömbi lencsék képalkotásának szerkesztését.

Most keressük meg, hogy milyen összefüggés írható fel a t tárgytávolság, a keletkezett kép k képtávolsága és az optikai eszközre jellemző f fókusztávolság között!

Tekintsük a homorú tükör és a gyűjtőlencse képalkotását. (*77.1. ábra*)

A homorú tükör képszerkesztése alapján látható, hogy az $OA'B' \triangle \sim OBA \triangle$. (A megfelelő szögek egyenlőek.) Ebből következik, hogy $N = \frac{K}{T} = \frac{k}{t}$.

Továbbá az $FLH \triangle$ és az $FA'B' \triangle$ háromszögek hasonlósága alapján – figyelembe véve, hogy $LH = T$ és $HF \approx FO = f$ – felírhatjuk, hogy

$$\frac{f}{T} = \frac{k-f}{K}.$$

Az előző $\frac{K}{T} = \frac{k}{t}$ arányt felhasználva a képalkotásnál szereplő f, t, k távolságokra a következő törtes egyenlőséget kapjuk:

$$\frac{k-f}{f} = \frac{k}{t}, \qquad |\cdot ft$$

ahonnan átrendezés után

$$k \cdot t = f \cdot k + f \cdot t, \quad |: ftk$$

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{t} + \frac{1}{k}.$$

A gyűjtőlencse képszerkesztésénél kapott hasonló háromszögeknél a megfelelő oldalak arányait felírva szintén könnyen eljuthatunk a képalkotás fenti összefüggéséhez. ($OAB \triangle \sim OA'B' \triangle$ és $F_2LO \triangle \sim F_2A'B' \triangle$)

A képszerkesztésekből nyerjük a tükrökre és lencsékre érvényes **leképezési törvényt,** vagy más néven **távolságtörvényt:**

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{t} + \frac{1}{k}.$$

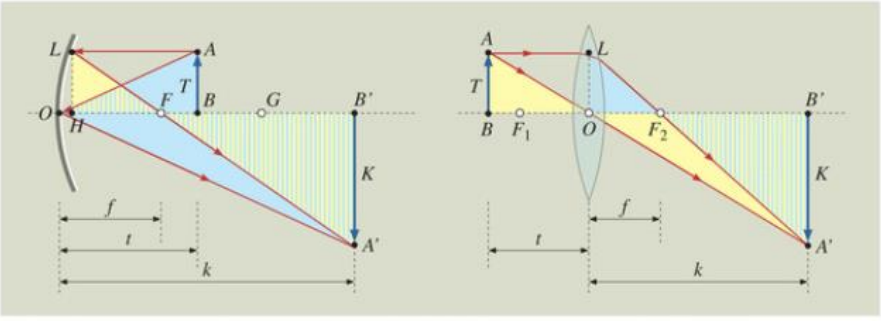
A leképezési törvény szerint a **fókusztávolság reciproka egyenlő a tárgytávolság és a képtávolság reciprokainak összegével.**

Az N nagyításra adódik, hogy

$$N = \frac{K}{T} = \frac{k}{t}.$$

A leképezési törvény általánosítható a gömbtükrök és lencsék valamennyi képalkotására, ha a képletben szereplő távolságokat előjellel látjuk el.

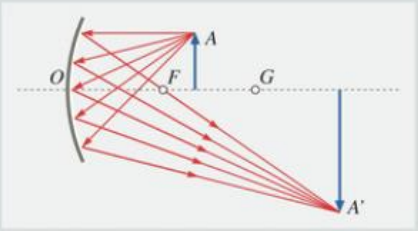
- Valódi tárgyaknál a t tárgytávolságot **mindig pozitív előjelűnek** tekintjük,
- a **gyűjtőlencsénél** és a **homorú tükörnél** a fókusztávolságot pozitívnak ($f > 0$), a **szórólencsénél** és a **domború tükörnél** pedig negatívnak ($f < 0$) kell tekinteni.
- A leképezési törvényből adódik, hogy ekkor a valódi kép képtávolsága pozitív előjelű ($k > 0$), a látszólagos képé pedig negatív előjelű lesz ($k < 0$).



77.1. Homorú tükör és domború lencse képalkotásának vázlata a leképezési törvény levezetéséhez

MEGJEGYZÉSEK

1. A lencsék és tükrök képalkotásakor természetesen nemcsak a képszerkesztéseknél használt nevezetes sugarak találkoznak a képpontban, hanem az A tárgypontból kiinduló összes fénysugár úgy verődik vissza a tükrön (vagy törik meg a lencsén), hogy az A' képponton halad keresztül. Ezért ha a lencse vagy a tükör egy részét letakarjuk, akkor a fennmaradó rész is alkot a tárgyról képet, csak az halványabb lesz, mivel ekkor kevesebb fénysugár találkozik a képpontban.

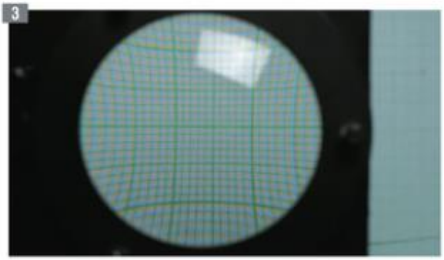


78.1. Az A pontból kiinduló összes fénysugár A'-ben találkozik

2. A leképezési törvény nagy pontossággal csak azokra a lencsékre teljesül, amelyeknek az optikai tengelynél mért d vastagsága jóval kisebb, mint a lencse D átmérője ($d << D$). Ezeket **vékony lencséknek** nevezzük. A képszerkesztéseknél a vékony lencsét a lencse szimmetriavonalával azonosítjuk, és a nevezetes sugarakat a vonalnál törjük meg a megfelelő módon. A gyűjtőlencsének akkor nagyobb a törőképessége, ha az O középponthoz minél közelebbi F_2 fókuszpontba gyűjti össze a ráeső párhuzamos fénysugarakat, azaz minél kisebb az f fókusztávolság. A szórólencse törőképessége pedig akkor nagy, ha a ráeső párhuzamos fénysugarakat minél jobban széttartóvá teszi, azaz a látszólagos F_1 fókuszpont minél közelebb van a lencse O középpontjához.
A lencsék törőképességét mennyiségileg a $D = \frac{1}{f}$ **dioptriával** jellemezhetjük, ahol megállapodás szerint a fókusztávolságot méter egységben számítjuk. A fókusztávolságok előjelének megfelelően a **gyűjtőlencse pozitív,** a **szórólencse** pedig **negatív dioptriájú.**
A lencsék f fókusztávolsága függ a lencsét határoló gömbfelületek R_1, R_2 sugaraitól és a lencse anyagának a külső közegre vonatkoztatott n törésmutatójától. Vékony lencsékre levezethető az $\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)$ összefüggés, ahol domború felület esetén $\frac{1}{R} > 0$, homorúnál $\frac{1}{R} < 0$, síklap esetén pedig $\frac{1}{R} = 0$ veendő.

GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Milyen lesz a szennyezett (pl. poros) lencse által alkotott kép a tiszta lencse képéhez képest?
2. Láthatjuk-e a felvételen a fényképezőgép lencséjére szállt légy képét? Milyen hatással lesz ez a képre?
3. A valódi lencsék képalkotása, mint ahogy az az ábrán is látható, nem mindig tökéletes. Nézzünk utána, melyek a legjellemzőbb leképezési hibák!



FELADATOK

1. Egy optikai lencsétől 6 cm-re megvilágított diafilmet helyezünk el. A filmről a lencsétől 30 cm-re lévő ernyőn éles képet kapunk.

a) Milyen lencsét használtunk, és milyen állású kép jött létre?

b) Hány dioptriás a lencse?

c) Hányszoros nagyítású kép keletkezett?

d) Hová kellene tenni a filmet, hogy ugyanakkora látszólagos képet kapjunk?

e) Milyen tükörrel lehetne ugyanilyen képeket létrehozni?

f) Készítsünk vázlatos rajzot az egyes képalkotásokról!

MEGOLDÁS:

a) Gyűjtőlencsét használtunk, és fordított állású kép jött létre.

b) $t = 6\ \text{cm}$

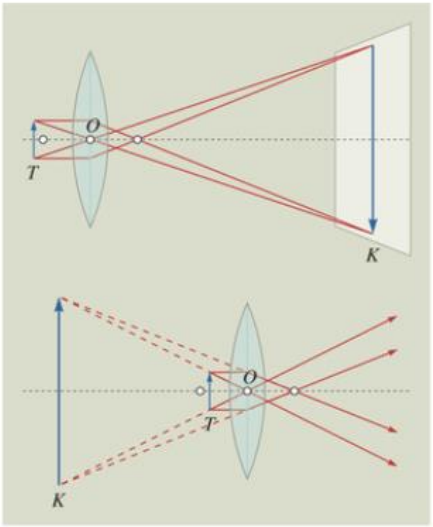
$k = 30\ \text{cm}$

$f = ?\quad D = ?$

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{t} + \frac{1}{k} = \frac{1}{6\,\text{cm}} + \frac{1}{30\,\text{cm}},$$

$$f = \mathbf{5\ cm}.$$

$$D = \frac{1}{f(\text{m})} = \frac{1}{0{,}05} = \mathbf{20\,\frac{1}{m}}.$$



c) $N = \dfrac{k}{t} = \dfrac{30\,\text{cm}}{6\,\text{cm}} = \mathbf{5}.$

d) A látszólagos kép nagyítása és képtávolsága negatív:

$$\frac{k}{t} = -5 \Rightarrow k = -5t.$$

A távolságtörvénybe behelyettesítve:

$$\frac{1}{5\,\text{cm}} = \frac{1}{t} - \frac{1}{5t}.$$

Ebből $t = \mathbf{4\,cm}$.

e) Homorú tükörrel, melynek görbületi sugara $R = 2f = \mathbf{10\ cm}$.

2. Egy 50 cm görbületi sugarú homorú tükröt tartunk magunk előtt 10 cm-re. Mekkora távolságra keletkezik a látszólagos kép a tükör mögött? Mekkora a nagyítás? Szerkesszük meg a képet!

3. A 40 cm görbületi sugarú homorú tükör által egy távoli fáról alkotott 2 cm magas képet az F fókuszponttól 0,1 cm-re lévő ernyőn láthatjuk. Mekkora, és milyen messze van a fa? Végezzük el a képszerkesztést!

4. Egy filmes fényképezőgép lencséje 20 dioptriás. Milyen messze van a lencse a filmtől, amikor 2 m távolságra lévő személyről éles képet készítünk? Végezzünk képszerkesztést!

5. Egy 5 cm átmérőjű karácsonyfadíszben a karácsonyi gyertya kicsinyített képe látszik. A kicsinyítés mértéke 0,25. Milyen messze van a gyertya a gömb alakú dísztől? Vázoljuk fel a képszerkesztést!

2.4. Összetett optikai rendszerek (Kiegészítő anyag)

A gyakorlati életben elsősorban nem egyszerű optikai eszközöket (tükröket, lencséket és prizmákat) használunk, hanem ezek együttes alkalmazásával megépített műszereket, berendezéseket. Ezeket összetett optikai rendszereknek nevezzük. A legismertebb és leggyakrabban használt összetett eszköz a **mikroszkóp** és a **teleszkóp** (távcső).

A mikroszkópot elsősorban nagyításra használják, segítségével tanulmányozható a sejtek és a mikroorganizmusok világa. Az elmúlt századokban a mikroszkóp használatával a kutatók számos felismerést és felfedezést értek el az élettan tudományában és a gyógyászatban.

Az első kezdetleges mikroszkópot és távcsövet a XVI – XVII. században Hollandiában készítették, ahol a fejlett üvegtechnika lehetővé tette, hogy viszonylag jó minőségű lencsékkel rendelkezzenek az összetett optikai eszközök megépítéséhez. Hollandiában 1664-ben **Antonie van Leeuwenhoek** [lővenhuk] (1632–1723) természettudós készített mikroszkópot, amellyel megfigyelte és elsőként jellemezte a baktériumokat és az egysejtűeket.

Hasonló jelentőséggel bírt a távcső felfedezése is, amely távoli objektumok – elsősorban égitestek – megfigyelésével gazdagította a kísérleti tapasztalatokat, és így új törvényszerűségek (pl. a bolygómozgás törvényei, a gravitációs vonzási törvény) felfedezéséhez vezette el a tudósokat.

Galileo Galilei (1564–1642) itáliai természettudós 1609-ben készített távcsövet, mellyel csillagászati megfigyeléseket végzett: a Hold domborzatát tanulmányozta, felfedezte a Jupiter négy holdját, észlelte a napfoltokat.

Johannes Kepler (1571–1630) német csillagász Galilei felfedezéseinek hatására tervezett távcsövet 1611-ben. A Kepler-féle távcső nagyobb nagyítást tett lehetővé, de fordított állású képe miatt csak csillagászati távcsőként használták.

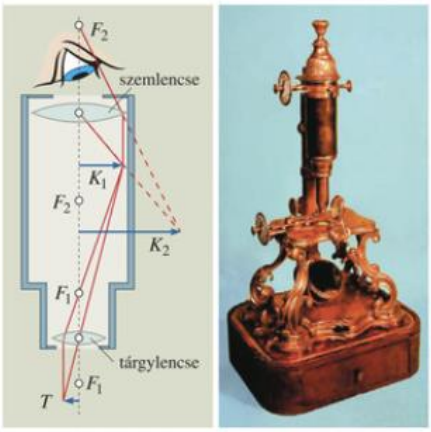
A MIKROSZKÓP FELÉPÍTÉSE

A mikroszkóp optikai része két gyűjtőlencséből áll, melyeket egy hengeres csőbe, a mikroszkóp **tubusába** helyeznek el. Az első lencse a **tárgylencse** vagy **objektív,** amely a fókuszpontja közelébe elhelyezett megvilágított kicsiny (T) tárgyról nagyított valódi (K_1) képet alkot. A második lencsével – a **szemlencsével** vagy **okulárral** –, mint egyszerű nagyítóval, tulajdonképpen ezt a valódi képet nézzük. A kapott kép látszólagos (K_2) és nagyított lesz.

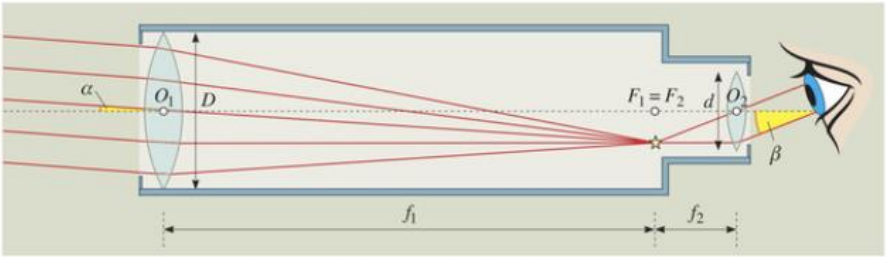
A teljes nagyítást a két lencse nagyításainak szorzata adja $N = N_t \cdot N_{sz}$. A szokásos nagyítási értékek a tárgylencsénél 100–200-szoros, a szemlencsénél pedig 10–20-szoros. Így a mikroszkóppal elérhető teljes nagyítás 1000–2000-szeres lehet.

A mikroszkóp maximális felbontásának nevezzük annak a legkisebb szakasznak a hosszát, amelynek a végpontjaiban lévő két pont még különállónak látszik a mikroszkóp látómezőjében. Ha szabad szemmel való nézéskor ez a távolság kb. 0,1 mm, akkor a mikroszkóppal vizsgált tárgy esetében ez kb. 1000-szer kisebbnek, azaz 0,1 µm-nek felel meg.

A fénymikroszkóp nagyításának korlátlan növelésére nincs lehetőség. A fénymikroszkóp felbontóképességének ugyanis határt szab a látható fény hullámhosszának nagyságrendje (0,4–0,8 µm). Ha ennél kisebb méretű objektumot világítunk meg látható fénnyel, akkor az ebbe a nagyságrendbe eső fényhullámok nem tudják részleteiben letapogatni a megvilágított objektumot, a hullámelhajlás miatt arról csak elmosódott képet alkot a mikroszkóp két lencséje.



80.1. A mikroszkóp képalkotásának vázlatos rajza és egy XVII. századi mikroszkóp képe



81.1. A Kepler-féle csillagászati távcső sugármenetének vázlatos rajza

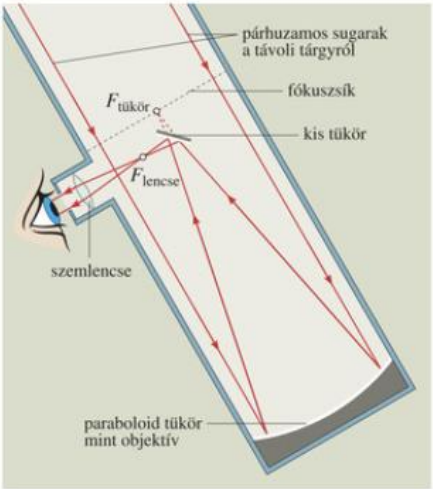
A KEPLER-FÉLE CSILLAGÁSZATI TÁVCSŐ

A Kepler-féle távcsőben használt két gyűjtőlencse elrendezése olyan, hogy a D átmérőjű f_1 fókusztávolságú tárgylencse F_1 fókuszpontja egybeesik a d átmérőjű f_2 fókusztávolságú szemlencse F_2 fókuszpontjával, így a távcső tubusának hossza $L = f_1 + f_2$ lesz. A tárgylencse a fókuszsíkjában kicsinyített valódi képet állít elő a megfigyelt távoli égitestről. Ezt a képet szemléljük a d átmérőjű, f_2 fókusztávolságú szemlencsével mint egyszerű nagyítóval.

Ha a távcsővel közeli, kiterjedt égitesteket pl. a Holdat figyeljük meg, akkor az valóban nagyobbnak látszik. Ha viszont a megfigyelt tárgy egy igen távoli, pontszerűnek látszó csillag, akkor azt távcsővel figyelve továbbra is pontszerűnek, de sokkal fényesebbnek látjuk, mivel a D átmérőjű tárgylencse sokkal több fényenergiát gyűjt be és továbbít a szemünkbe annál, mintha csak szabad szemmel néznénk. Így a távcsővel azok a nagy távolságban lévő csillagok is láthatóvá válnak, melyeket szabad szemmel nem láthatunk meg.

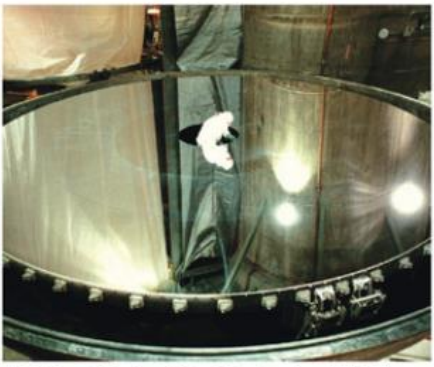
A TÜKRÖS TÁVCSÖVEK FELÉPÍTÉSE

Ahhoz, hogy fokozzuk a távcsövek nagyítását és egyben fénybegyűjtő képességét, egyre nagyobb átmérőjű és fókusztávolságú, nagyon jó minőségű lencséket kellene készíteni. Ez számos technikai problémával jár. A modern, nagy teljesítményű távcsövekben ezért lencse helyett tükröt alkalmaznak (mivel nagyméretű homorú tükröt könnyebb készíteni, mint lencsét). A távoli égitestről a homorú tükör a fókuszsíkjának közelében valódi kicsinyített képet alkot, amelyet egy síktükör segítségével kivetítünk a távcsőből, és egy egyszerű nagyítóval szemléljük. (Ezt nevezzük Newton-féle elrendezésnek.)



81.2. Tükrös távcső vázlatos rajza Newton-féle elrendezésben. *Hasonlítsuk össze a Kepler-féle távcsővel!*

3D

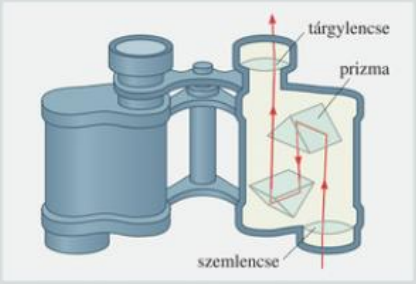


81.3. Egy csillagászati távcső 8 méter átmérőjű tükre

OLVASMÁNY

Földi távcsövek

A csillagászati távcsövek képalkotásánál nem okoz gondot a fordított kép keletkezése, mivel a lent és fent irányoknak nincs szerepe az égi objektumoknál. A földi messzelátóknál (pl. turistatávcsöveknél) azonban ez zavaró lehet. Ezért különböző képfordító eljárásokat használnak. Egyik lehetséges megoldás a derékszögű képfordító prizma alkalmazása.

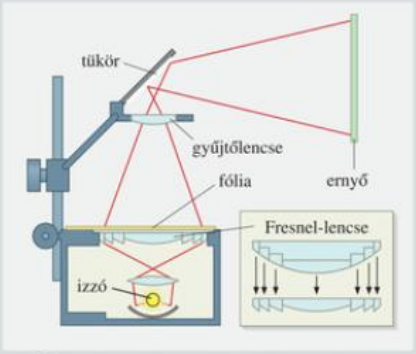


82.1. Földi távcső képfordító prizmával

Írásvetítő

Napjainkban az iskolai oktatásban, a tudományos konferenciákon, az ismeretterjesztő előadásokon még kedvelt segédeszköz az írásvetítő.

Működési elve lényegében megegyezik a diavetítőével. Mindkét eszköznél a vetítőlencse az átlátszó fóliáról nagyított, fordított állású képet állít elő a rendszerint függőleges ernyőn. Az írásvetítő nagy előnye, hogy a diafilmhez képest jóval nagyobb fóliát lehet vele kivetíteni. Ez a nagyméretű, vízszintes síkban elhelyezett, különleges szerkezetű **Fresnel-lencsének** köszönhető, amely koncentrikus köröket alkotó vájatokból tevődik össze. A vájatok görbülete megfelel a hagyományos lencsék görbületének. Így a Fresnel-lencse a hagyományos lencséknél sokkal vékonyabb és könnyebb, mégis azokhoz hasonlóan alkalmas a fény összegyűjtésére és a nagyméretű fólia átvilágítására.



82.2. Írásvetítő sugármenetének vázlatos rajza

A szem mint összetett optikai rendszer

A szem olyan összetett optikai rendszernek tekinthető, amelyben lényegében négy törőfelület képezi le a külső tárgyak valódi kicsinyített képét a szemgolyó hátsó falára, az ideghártyára (retinára).

Ezek a törőfelületek kintről befelé haladva:

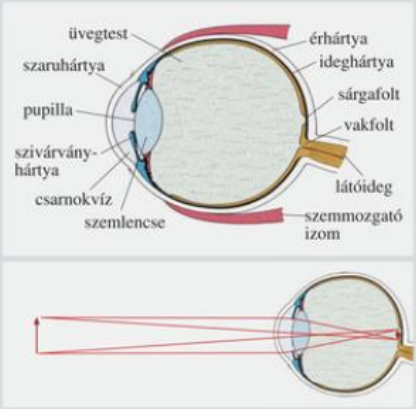
– a **szaruhártya kívül domború, belül homorú felületei,**

– a **szemlencse domború felületei.**

Az üvegtestben gyakorlatilag nem törik meg a fény.

A szem teljes törőképessége 40–50 dioptria körüli érték.

Ahhoz, hogy egy lencse vagy lencserendszer éles képet állítson elő, vagy a tárgytávolságot kell állítani (ez történik a diavetítőnél és az írásvetítőnél), vagy a képtávolságot (ez a fényképezőgépeknél alkalmazott eljárás). A szemnél ez másként valósul meg: itt az éles képet a szemlencse fókusztávolságának változtatásával érjük el oly módon,

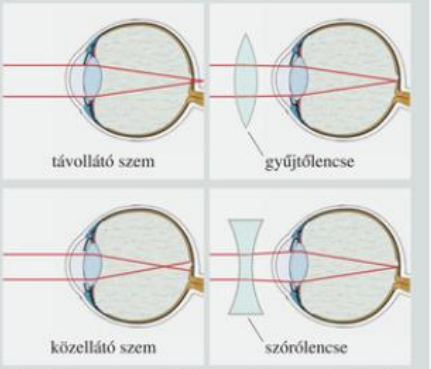


82.3. A szem szerkezete és képalkotásának vázlata

hogy a szemlencséhez kapcsolódó izmok segítségével a szemlencse deformálódik, és így a görbületi sugarak változtatásával változik a szemlencse törőképessége és a szem fókusztávolsága. A szemnek ezt a távolsághoz való alkalmazkodását latin eredetű szóval akkomodációnak nevezik.

Ha távoli tárgyakat szemlélünk, akkor a szemlencse laposabb, ha pedig közeli tárgyakat, akkor domborúbb lesz. Az egészséges szem így mintegy 10 dioptriával tudja változtatni törőképességét.

Ha a szemlencse görbülete eleve nem megfelelő, vagy ha anyaga idősebb korban rugalmatlanabbá válik, akkor a tárgytávolság változásához nem képes alkalmazkodni. Ekkor beszélünk rövidlátásról vagy távollátásról. Szemüveg vagy kontaktlencse alkalmazásával a rövidlátásnál szórólencsével, a távollátásnál pedig gyűjtőlencsével segíthetünk a szem hibáján.



83.1. A közel- és távollátó szem hibáinak „javítása"

3D

A szemhiba-korrekciót a szaruhártyára helyezett vékony hajlékony kontaktlencsével is meg lehet oldani. Újabban végeznek olyan lézeres látásjavító műtéteket is, melyek során lézersugárral korrigálják a szaruhártya görbületét.

A külső megvilágítástól függően változik a szem fényrekeszének, a pupillának a mérete (1–8 mm). Ezzel biztosítható – bizonyos határok között – az érzékeny ideghártya védelme az erős fénysugárzástól.

A távcsövek szerepe a csillagászatban

A távcsövek tárgyalásánál láthattuk, hogy a csillagászati megfigyeléseknél a távcsöveknek nem az az elsődleges feladata, hogy az objektum (a csillag) nagyított képét állítsák elő – hiszen a hatalmas távolságok miatt a távcsövön keresztül megfigyelt csillagok továbbra is pontszerűnek látszanak –, hanem az, hogy a csillagról a szemünkbe jutó fényenergiát megnöveljék. Ha több fény jut a szemünkbe, akkor a megfigyelt csillag fényesebbnek látszik, így jobban tanulmányozhatjuk az objektum viselkedését, tulajdonságait. Másfelől így a távcsövekkel olyan csillagokat is észlelhetünk, amelyeket szabad szemmel már egyáltalán nem láthatnánk, mivel a távcső nélküli megfigyeléskor a csillagról olyan kevés fényenergia jutna a szemünkbe, amely már nem hozna létre látásérzetet. Így a távcsövekkel megnövelhetjük a világegyetem belátható határait. Ebben rejlik a csillagászati távcsövek jelentősége az univerzum kutatásánál.

Nézzünk egy konkrét példát: vegyünk egy egyszerű, amatőr csillagászok által is használatos $D = 1–8$ cm átmérőjű objektív lencsével rendelkező Kepler-féle távcsövet. A lencserendszer megfelelő elrendezése esetén az objektívon keresztül kb. 100-szor több fény jut a szemünk retinájára, mint ha csak az 1–8 mm átmérőjű pupillánk gyűjtené be a csillagfényt. Így egy adott csillag 100-szor fényesebbnek látszik. Másrészt 10-szer akkora távolságban is észlelhetünk csillagot a világűrben, mint szabad szemmel (figyelembe véve, hogy a szemünkbe jutó fényenergia $\frac{1}{r^2}$ szerint csökken a csillag tőlünk mért r távolságának függvényében), ezért a távcsövünkkel megfigyelhető csillagok száma – azonos csillagsűrűséget feltételezve – $10 \cdot 10 \cdot 10$, azaz **1000-szer** annyi lesz, mint amennyit szabad szemmel láthatnánk. Így az egyszerű és viszonylag könnyen beszerezhető vagy megépíthető távcsövünkkel pásztázva a derült csillagos égboltot, azon sokkal több és fényesebb csillagot láthatunk, mint szabad szemmel.

A világ egyik legnagyobb objektívátmérőjű távcsöve Chicagóban található $D = 102$ cm értékkel. Ezzel kb. 170-szer távolabbra lehet látni, mint szabad szemmel, és így mintegy 5-6 milliószor több csillagot figyelhetünk meg. A legnagyobb tükrös távcső a Hawaii-szigeteken található, 10 m átmérőjű tükörrel.

Ma már a világűr kutatására az űrállomásokra is telepítenek távcsöveket, hogy a földi légkör zavaró hatását kiküszöböljék. 1990-ben az amerikai Hubble-űrtávcsövet helyezték ki a világűrbe a Discovery űrrepülőgép segítségével. A távcső tükrének átmérője 2,4 m.

2.5. Fényhullámok interferenciája, elhajlása

EMLÉKEZTETŐ

A mechanikai hullámok tanulmányozásakor tapasztalhattuk, hogy az azonos fázisban találkozó hullámok maximálisan erősítették, az ellenkező fázisban találkozók pedig gyengítették (esetleg kioltották) egymást.

Mivel a fény elektromágneses hullám, ezért elvárható, hogy a fénnyel is sikerül interferenciát megvalósítani.

Vegyünk hullámforrásként két fényforrást (pl. két izzólámpát), és világítsunk meg velük egy papírlapot, először az egyikkel, majd a másikkal, ezután egyszerre mindkettővel. Mit tapasztalunk? Ha mindkét lámpa világít, akkor a papírlap egyenletesen mindenhol jobban meg lesz világítva. Bármennyire is figyelünk, nem tapasztalunk a papírlapon erősebben megvilágított helyeket vagy sötétedéseket, amelyek a fényhullámok erősítésére, illetve gyengítésére utalnának.

Mi lehet az oka, hogy két fényforrással nem sikerül interferenciát létrehozni? Talán az, hogy a fényhullámok rövid hullámhossza (10^{-7} m) kis útkülönbségeket kíván meg a találkozó fényhullámoknál? Nem. Bármilyen gondosan kitervelt kísérletet is hajtanánk végre, két különböző fényforrás fényével nem tudunk interferenciaképet létrehozni.

Két fényforrással azért nem valósíthatunk meg észlelhető, tartós interferenciát, mert a fénykibocsátás valójában atomi folyamat, az elemi fényhullámok forrásai az izzószál egyes atomjai. Ezek pedig véletlenszerűen bocsátanak ki egy-egy (néhány centiméter hosszúságú) hullámvonulatot, melyek találkozásakor csak pillanatnyi (kb. 10^{-9} s-ig tartó) interferenciakép alakul ki. Ezért a szemünk csak egy átlagos megvilágítást érzékel.

Tartós interferenciához a találkozó hullámok állandó fáziskülönbsége szükséges. Ekkor a hullámok **koherensek.** A fénnyel csak úgy hozhatunk létre észlelhető interferenciát, ha minden egyes atomi eredetű fényhullámvonulatot valamilyen módon kettéosztunk, majd kis útkülönbséggel újra egyesítünk, ezzel **biztosítjuk a találkozó hullámrészek tartós koherenciáját.**

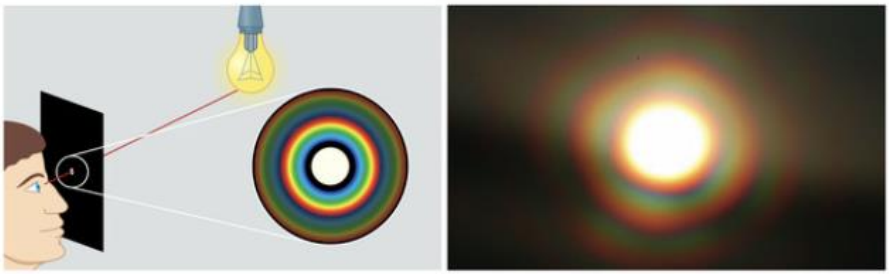
FÉNYINTERFERENCIÁVAL ÉRTELMEZHETŐ JELENSÉGEK

1. Egyszerű kísérlettel fényinterferencia jelenséget hozhatunk létre.

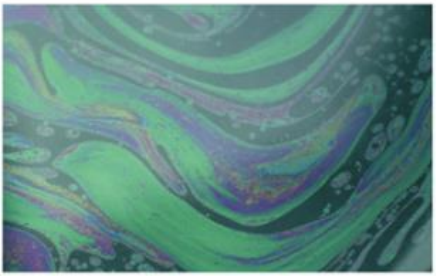
Vegyünk egy fekete kartonlapot, és azon tűvel szúrjunk egy nagyon kicsi lyukat. Tartsuk a szemünk elé a lapot, és nézzünk a lyukon át egy izzólámpát. A lyuk körül színes koncenrikus gyűrűket látunk.

A jelenséget a fényhullámok elhajlásával értelmezhetjük a Huygens–Fresnel-elv alapján. A kartonlapon lévő lyuk minden egyes pontja elemi hullámok forrásának tekinthető. Az ezekből kiinduló elemi gömbhullámok a szemünkben különböző útkülönbséggel találkoznak, így azok erősítik vagy gyengítik egymást.

Mivel a fehér fény összetett fény (különböző hullámhosszúságú fényhullámokból áll), ezért az interferencia során különböző irányokban más és más hullámhosszak oltódnak ki, így a maradék fényhullámok összességét színesnek látjuk.



84.1. Ha az izzólámpát kisméretű lyukon át nézzük, akkor a lyuk körül koncentrikus színes interferenciagyűrűket látunk



85.1. A színes olajfoltok fényinterferenciára utalnak. *Hol találkozhatunk hasonló jelenséggel a természetben és a környezetünkben?*

2. Ha vízfelszínre vagy üveglapra vékony olajréteget juttatunk, akkor a felületen színes olajfoltokat láthatunk.

A jelenséget a felszínről visszaverődő fény interferenciájával értelmezhetjük (*85.2. ábra*). Az olaj felszínére eső fényhullám egy része a felszínről tükrösen visszaverődik (1). A hullám másik része (2) az olajrétegbe hatolva megtörik, majd a víz (vagy az üveglap) felületéről visszaverődve és az olajból újabb töréssel kilépve párhuzamosan halad az (1) rész-hullámmal. A két hullámrész között útkülönbség keletkezik, amely adott irányt tekintve állandó, így a nyalábok interferenciára képesek, vagyis koherensek lesznek. Ha az olajréteg elég vékony, akkor a két nyaláb olyan közel halad egymás mellett, hogy a pupillán keresztül mindkettő a szemünkbe jut, és a retinán interferenciát hoz létre. Attól függően, hogy milyen irányba haladnak a fénynyalábok, más és más hullámhosszra teljesül a kioltás vagy gyengítés feltétele, ezért a fehér fényből megmaradt komponensek keveréke színes fényt eredményez. Ezért látjuk az olajfoltokat különböző színűeknek, ha más és más irányból nézzük azokat.

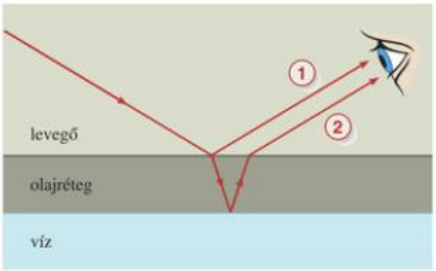
LÉZERFÉNY ELHAJLÁSA KESKENY RÉSEN, OPTIKAI RÁCSON

Világítsunk meg változtatható szélességű rést egy lézerrel (*85.3. ábra*). A fényforrás és a rés vonalában a réstől néhány méterre elhelyezett ernyőn – a lézerfény egyenes vonalú terjedésének megfelelően – világos fényfolt jelenik meg. E mellett a fényfolt mellett (a rés méreténél sokkal szélesebb tartományban) az ernyőn világos és sötét sávokból álló kép látható. A jelenséget a fényhullámok elhajlásával és az azt követő interferenciával értelmezhetjük. Ha a rés d szélességét csökkentjük, akkor a fényelhajlás mértéke nagyobb lesz – a fényfoltok közötti x távolság növekszik –, ahogy azt a mechanikai hullámelhajlásnál is tapasztalhattuk.

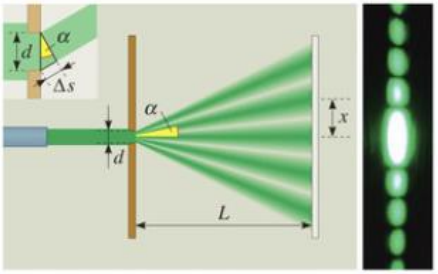
A hullámok elhajlását értelmező Huygens–Fresnel-elv szerint a lézerfénnyel megvilágított keskeny rés minden pontja elemi fényhullámok kiindulópontjának tekinthető. Az azonos fázisú elemi hullámforrásokból kiinduló hullámok interferenciája hozza létre az erősítési helyeken megjelenő fényfoltok sorozatát.

Az egyetlen réssel történő fényelhajlás ernyőn felfogott képe nagyon fényszegény, hiszen a rés szélességét keskenyre kell választani, hogy megfelelő mértékű elhajlást észleljünk. Így viszont a résen kevés fény jut át, a kép halvány lesz. Fényesebb interferenciaképet úgy kaphatunk, hogy a fényelhajlást rések sorozatával hozzuk létre. Az így elkészített **réssorozatot optikai rácsnak nevezzük.** Az optikai rács jellemzője a rések közötti **állandó d távolság,** amelyet **rácsállandónak nevezünk.** (*86.1. ábra*)

Az optikai ráccsal akkor kaphatunk jól látható elhajlási képet, ha a rácsállandó értéke is a látható fény hullámhosszának nagyságrendjébe esik, azaz a milliméternek mintegy ezredrésze.

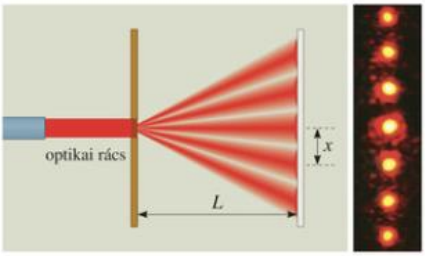


85.2. Interferencia létrehozása vékony olajrétegen

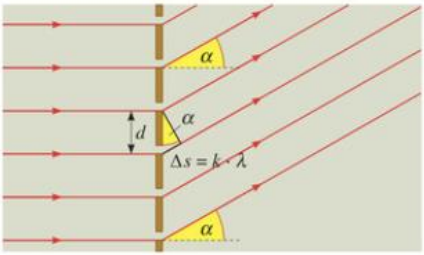


85.3. A lézerfény elhajlása keskeny résen

3D



86.1. Lézerfény elhajlása optikai rácson. *Miben különbözne a kép, ha a lézer zöld színű lenne?*



86.2. A fényhullámok erősítési iránya az optikai rácson történő elhajláskor

Világítsunk meg a lézerkészülékünkkel egy optikai rácsot. Rács hiányában alkalmazhatunk egy vékony selyemszövet darabot is, ahol a selyemszálak közötti rések alkotnak szabályos sorozatot. Az ernyőn felfogott interferenciakép sokkal fényerősebb lesz, mint az egyréses kísérletnél.

Határozzuk meg, hogy a d rácsállandójú optikai rácson áthaladó λ hullámhosszúságú fényhullámok milyen irányban erősítik egymást!

A rácsállandóhoz viszonyítva nagy távolságból induló fényhullámok a rácshoz azonos fázisban érkeznek.

Nézzük például a rések alsó széléről továbbhaladó, α szögben elhajló hullámokat! Két szomszédos sugár Δs útkülönbsége meghatározza, hogy ebben az irányban milyen fázisban fognak találkozni.

Ha $\Delta s = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \ldots k \cdot \lambda$, akkor azonos fázisú találkozás és erősítés következik. (Nemcsak a kiszemelt sugarak között, hanem a réseken belül hasonló helyzetű és ugyanilyen irányú sugarak között is!)

Az ábra derékszögű háromszögéből is kifejezhető a Δs útkülönbség:

$$\Delta s = d \cdot \sin \alpha.$$

A két összefüggésből adódik az erősítés feltétele:

$$\sin \alpha = \frac{k \cdot \lambda}{d}.$$

Az összefüggést a fény hullámhosszának méréséhez használhatjuk fel.

Példák:

a) Ha $k = 0$, nulladrendű erősítést kapunk (a fény eredeti irányában, a kép közepén).

b) Ha $k = 1$, elsőrendű erősítés jön létre, amely felfelé és lefelé is megjelenik.

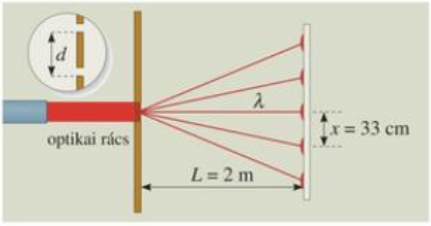
c) Ha $k = 1$ és fehér fényt alkalmaztunk, akkor létrejön az elsőrendű elhajlási színkép. Nagyobb λ-hoz nagyobb α tartozik. Az optikai rács tehát a fehér fényt színeire bontja. (Belül van az ibolya, kívül a vörös.)

MEGJEGYZÉSEK

1. Optikai rács sokféleképpen előállítható. Például úgy, hogy átlátszó üveglapra sűrűn, a fényt át nem eresztő, párhuzamos vonalakat karcolunk. Jedlik Ányos (1800–1895) mestere volt az optikai rács előállításának. Osztógépével olyan rácsot készített, amelyen 1 mm-es szakaszon több mint ezer karcolat volt.
2. Rácsként működik minden olyan periodikus optikai ismétlődés, ahol az ismétlődés hossza a fény hullámhosszának nagyságrendjébe esik. Így nemcsak átlátszó, hanem tükröző (reflexiós) rácsok is vannak. Ilyen pl. a CD lemez felülete is, ahol az apró, szabad szemmel nem látható mikrobarázdák alkotják a rácsot. Ha a lemezt fehér fényben forgatjuk, akkor rajta sugaras irányban megjelennek a szivárvány színei, jelezve a létrejött fényinterferenciát.
3. A fényinterferenciát használják fel a térhatású, holografikus fényképek készítésénél. A képet nem lencse leképezésével állítják elő, hanem a tárgyról visszaverődő fény és egy ún. referencianyaláb interferenciaképét rögzítik filmen vagy átlátszó anyagon.

FELADATOK

1. A lézerceruzánk vörös színű fényének hullámhosszát kívánjuk meghatározni. Ezért egy optikai rácsot világítunk meg lézerfénnyel, annak elhajlási képét pedig a réstől $L = 2$ m-re elhelyezett ernyőn fogjuk fel. Az első erősítés helye a középső fényfolttól 33 cm-re található.



a) Mekkora a lézerfény hullámhossza, ha a rácsról tudjuk, hogy 2500 karcolatot tartalmaz centiméterenként?

b) Ha a kísérletet megismételjük egy műszálas szövetdarabbal mint ráccsal, akkor az interferenciaképen az első erősítés foltja a középső folttól 10 cm-re jelenik meg. Legfeljebb hány szálat tartalmaz az 1 cm x 1 cm-es négyzetes szövésű szövetdarab?

MEGOLDÁS:

a) Alkalmazzuk a $\sin\alpha = \frac{k\cdot\lambda}{d}$ erősítésre vonatkozó összefüggést. Elsőrendű erősítés esetén $k = 1$. A rácsállandó értéke $d = \frac{1\,\text{cm}}{2500} = 4\cdot10^{-6}\,\text{m}$. Mivel az első erősítési irányhoz tartozó szög kicsiny, ezért $\sin\alpha = \frac{x}{L}$ közelítés alkalmazható.

Így kapjuk, hogy $\lambda = d\cdot\frac{x}{L} = \frac{4\cdot10^{-6}\,\text{m}\cdot0{,}33\,\text{m}}{2\,\text{m}} = 6{,}6\cdot10^{-7}\,\text{m} = \mathbf{660\,nm.}$

b) A fenti összefüggésből most a d ismeretlen rácsállandót fejezzük ki:

$$d = \frac{\lambda\cdot L}{x} = \frac{6{,}6\cdot10^{-7}\,\text{m}\cdot2\,\text{m}}{10^{-1}\,\text{m}} = \mathbf{13{,}2\cdot10^{-6}\,m} \quad (=0{,}0013\,\text{cm}).$$

Ez egyben megfelel a szálak átmérőjének is.

A szálak maximális száma a szövetdarabban:

$$N = 2\cdot\frac{1\,\text{cm}}{d} = 2\cdot\frac{1\,\text{cm}}{0{,}0013\,\text{cm}} \approx \mathbf{1540.}$$

Megjegyzés: Ennél a valóságban természetesen kevesebb, mert a szálak között réseknek is kell lenniük.

2. Egy optikai rácson milliméterenként 200 karcolat található. A rácsot 650 nm hullámhosszúságú lézerfénnyel megvilágítva milyen távolságra lesz egymástól a két első erősítési fénypont a rácstól 4 m távolságra lévő ernyőn?

3. Hány karcolat található azon a rácson 1 cm-enként, amelyet 600 nm hullámhosszúságú fénnyel megvilágítva a második erősítési helyek egymástól 30 cm-re lesznek a rácstól 5 m távolságra lévő ernyőn?

4. Álljunk egy természetes módon (finoman) porosodott tükörtől 1-2 m távolságra! Világító zseblámpaizzó mögül nézzünk a tükörbe! Kör alakú, színes gyűrűket láthatunk. (Sötét szobában szebb a látvány!) Hogyan értelmezhető a kísérleti tapasztalat?

2.6. A fény mint transzverzális hullám

3D

EMLÉKEZTETŐ

A mechanikai hullámoknál láttuk, hogy a **longitudinális hullámok** esetén a rugalmas közegben létrejövő rezgések iránya **megegyezik** a hullám terjedési irányával.

A **transzverzális hullámnál** viszont a rugalmas közeg rezgésének iránya **merőleges** a hullám terjedési irányára.

A transzverzális hullámban a merőleges rezgési irányok közül alkalmasan elhelyezett réssel kiválasztható egyetlen rezgési irány: vagyis **a transzverzális hullámok polarizálhatók.**

A longitudinális hullámok nem polarizálhatók.

POLARIZÁLT FÉNY ELŐÁLLÍTÁSA

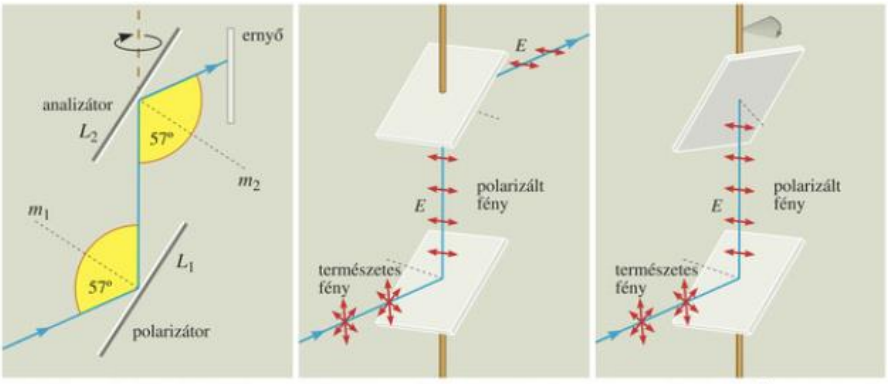
Az elektromágnes hullámoknál láttuk, hogy azokban az elektromos mező $\vec{E}$ vektora és a mágneses mező $\vec{B}$ vektora végez harmonikus rezgőmozgást a terjedés irányára merőleges síkokban. Tehát az elektromágneses hullámok transzverzálisak. A mesterséges elektromágneses hullámforrások (rádió- és tévéadók) polarizált hullámokat sugároznak ki.

Felmerül a kérdés, hogy a természetes fényforrások által kibocsátott fényhullámok, mint elektromágneses hullámok, polarizáltak-e.

Bocsássunk a *88.1. ábrán* látható L_1 üveglapra kb. 57°-os beesési szögben egy fénysugarat, az üveglapról visszavert sugarat pedig irányítsuk egy másik, L_2 üveglapra szintén 57°-os beesési szöggel. Kezdetben legyen a két üveglap párhuzamos, majd a második üveglapot lassan forgassuk a ráeső fénysugár mint tengely körül. Ekkor azt tapasztaljuk, hogy az L_2 üveglapról visszavert fénysugár intenzitása változni fog. Az ernyőn felfogott fényfolt legvilágosabb a kezdeti párhuzamos állásnál és 180°-os elfordításnál. A 90°-os és 270°-os szögeknél viszont a fényfolt elsötétül. Ha az L_1 helyett közvetlenül bocsátjuk a fényt az L_2 lapra, akkor a lapot hiába forgatjuk, a fényfolt megvilágítása változatlan marad. A kísérletekből arra következtethetünk, hogy a fényhullámot az első lap **polarizálta.** Az L_1 üveglap volt a **polarizátor,** a második, L_2 lap pedig az **analizátor** szerepét töltötte be.

Minden átlátszó anyagon való fénytükröződésnél fellép a polarizáció jelensége, azonban a polarizálódás mértékének legmegfelelőbb beesési szög más és más lesz. A víznél pl. 53°.

A közönséges fényforrások által kibocsátott fényhullám polarizálatlan, benne a terjedési irányra merőleges síkban minden irányú rezgés megtalálható. Ennek oka az, hogy a véletlenszerűen kibocsátott elemi hullámvonulatokban a **polarizációs sík** tetszőleges lehet, így ezek keverékében is minden irányú rezgés megtalálható a terjedési irányra merőleges síkban.



88.1. A fény polarizálhatóságát kimutató kísérleti összeállítás. Polarizálatlan természetes fényben az $\vec{E}$ térerősségvektor minden irányban rezeghet, a polarizált fényben csak egy irányban, a beesési síkra merőlegesen. A terjedési irány és az egyetlen rezgési irány jelöli ki a polarizációs síkot. Az ilyen fényt nevezzük síkban poláros fénynek

MEGJEGYZÉSEK

1. Lézerberendezésekben előállítható olyan poláros fény is, ahol a térerősségvektor a fény frekvenciájával azonos frekvenciával időben egyenletesen forog a terjedési irányra merőleges síkban. Az ilyen fényt **cirkulárisan poláros** fénynek nevezzük.

2. Az úgynevezett **optikailag aktív** anyagok a rajtuk áthaladó poláros fény polarizációs síkját elforgatják. Az ilyen oldatok esetén az elforgatás mértéke az oldat koncentrációjával arányos, ezért az optikai aktivitást az oldatok koncentrációjának mérésére használják a gyakorlatban. Régebben ezzel a módszerrel vizsgálták a cukorbetegek vizeletét.

3. A polárszűrők olyan anyagokból készülnek, amelyek hosszú molekulái azonos irányban állnak, mint parányi dipólantennák. Ezért csak az ilyen irányú fényrezgéseket veszik fel és továbbítják (vagyis polarizálják a fényt). A polárszűrők természetesen analizátorként is használhatók. Így üveglapok helyett velük kényelmesen elvégezhető a fény polarizálhatóságát bizonyító alapkísérlet. Polárszűrőket használnak fényképezőgépek lencséjének előtétjeként, hogy a fényvisszaverődéseket – amelyek részben vagy teljesen polarizáltak – kiszűrjék.

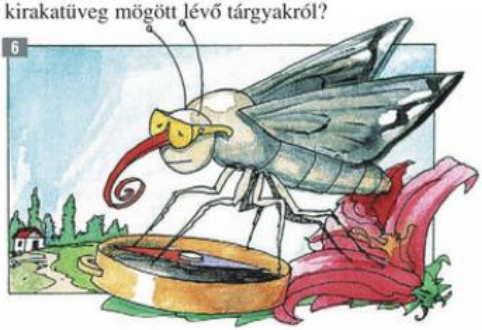
4. Ha keresztállású polárszűrők közé műanyag vonalzót vagy összehajtogatott celofánpapírt teszünk, az ernyő kivilágosodik, és változatos, színes ábrák jelennek meg rajta. A jelenség magyarázata, hogy ezek az optikailag aktív anyagok a különböző színekhez tartozó fényhullámok rezgési síkját különböző mértékben forgatják el. A forgatást az anyag vastagsága és a benne lévő mechanikai feszültség is befolyásolja. A képből például megjósolhatjuk, hol fog a vonalzó eltörni. (A kép – különösen kivetítve – nagyon látványos!)



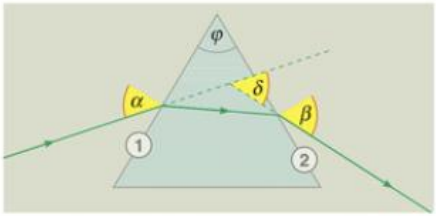
89.1. Polarizált fényben jól látszanak a műanyag vonalzóban ébredő mechanikai feszültségek

GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Mikor polarizálódnak jobban a tó felszínéről visszaverődő napsugarak: reggel, délben vagy délután? Miért?
2. Hogyan lehet jó fényképet készíteni a csillogó kirakatüveg mögött lévő tárgyakról?
3. Milyen célt szolgál a polaroid napszemüveg?
4. Keressünk példát arra, hogy a gyakorlatban – az említetteken kívül – hol használják még fel a fénypolarizáció jelenségét!
5. Keressünk a természetben előforduló fénypolarizációs jelenséget!
6. Milyen rovarok és hogyan tájékozódnak a poláros fény alapján? Szerezzünk erre vonatkozó ismereteket az internet segítségével!



2.7. Színfelbontás, színképek



90.1. A prizma fénytörésének sugármenete egyszínű lézerfény esetében



90.2. A prizma színfelbontása. *Kinek a nevéhez fűződik a jelenség felismerése?*

ANYAG	760 nm	590 nm	397 nm
alkohol	1,578	1,361	1,374
víz	1,328	1,333	1,343
üveg	1,505	1,510	1,524
jég	1,307	1,309	1,313
gyémánt	2,402	2,417	2,466

90.3. Néhány anyag törésmutatója különböző hullámhosszúságú fényre



90.4. Izzólámpa fénye optikai rácson keresztül nézve

FÉNY TÖRÉSE PRIZMÁN

Vegyünk egy háromszög alapú, üvegből készült fénytani prizmát! Bocsássunk a prizma oldallapjára egyszínű fényt (pl. lézerfényt)! Vizsgáljuk meg a fény törését a prizmán!

Az első (1) lapon belépő fénysugár a prizmában a beesési merőleges felé törik, mivel a prizma anyaga optikailag sűrűbb az őt körülvevő közegnél (levegőnél).

A fénysugár a prizma belsejében haladva a (2) laphoz ér, ahol újra megtörve kilép a prizmából. Ha ismerjük a prizmára érkező fénysugár beesési szögét és a prizma anyagának a közegre vonatkozatott n törésmutatóját, valamint a prizma törőszögét (φ), akkor ki tudjuk számítani, hogy a két törés után mekkora δ szöggel térítette el a prizma a fénysugarat az eredeti irányától.

Ha a prizmára fehér fényt bocsátunk, akkor az a prizmán áthaladva színeire bomlik. A felfogó ernyőn színes fénysávok jelennek meg az alábbi sorrendben: **vörös, narancs, sárga, zöld, kék, ibolya.** Ezt a sávrendszert színképnek vagy **spektrumnak** nevezzük.

A prizma az ibolyaszínű fényt töri meg és téríti el a legjobban, a vöröset pedig a legkevésbé.

Tudjuk, hogy a különböző színű fényhullámokhoz különböző hullámhossz tartozik, ezért megállapítható, hogy az **anyagok törésmutatója** – azaz a fény terjedési sebessége az anyagban – kismértékben **függ a fény hullámhosszától is.** A jelenséget **fénydiszperziónak** vagy színszóródásnak nevezzük.

SZÍNKÉP ELŐÁLLÍTÁSA OPTIKAI RÁCCSAL

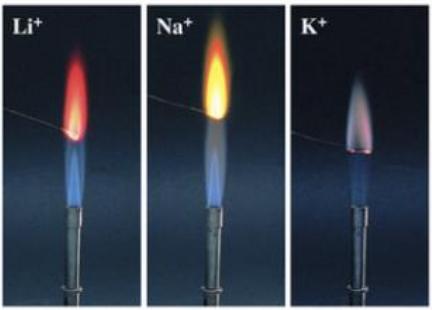
A fehér fényt színeire bonthatjuk optikai ráccsal is:

Ha lézerfény helyett fehér fénnyel világítjuk meg az optikai rácsot, akkor a fehér fényben található különböző hullámhosszúságú (különböző színű) fénysugarakra különböző elhajlási irányokban teljesül az erősítés feltétele. Ezért az ernyőn a középtől kifelé haladva a fehér fény összetevőinek színes vonalakból álló csoportjait láthatjuk (színkép). A vonalcsoportok mindig az ibolyaszínű vonallal kezdődnek és a vörössel végződnek.

Megfigyelhetjük, hogy az anyagok által kibocsátott fény színe árulkodik az anyagról. A jól égő gázláng kékes színű. Ha ebbe a lángba lítium-, nátrium- és káliumionokat tartalmazó oldatba mártott acéldrótot tartunk, azt tapasztaljuk, hogy a lángot a lítium vörösre, a nátrium sárgára, a kálium pedig ibolyaszínűre festi. (*91.1. ábra*) A színek az anyagokra jellemzőek, ezért a lángfestést anyagvizsgálatra használhatjuk.

Ebből és más egyszerű kísérletből kiindulva fejlődött ki a színképelemzés.

Otthon magunk is elvégezhetünk hasonló kísérletet, ha a gázlángba például kevés konyhasót, mosóport vagy káliumsót szórunk.



91.1. *Nézzünk utána, hogy a különböző fémek milyen jellegzetes színre festik meg a gázlángot!*

SZÍNKÉPELEMZÉS, SPEKTROSZKÓPIA

A prizmák és az optikai rácsok lehetővé teszik, hogy a rájuk eső fényt hullámhosszak szerint elkülönítsék, és így előállítsák a fény színképét vagy spektrumát.

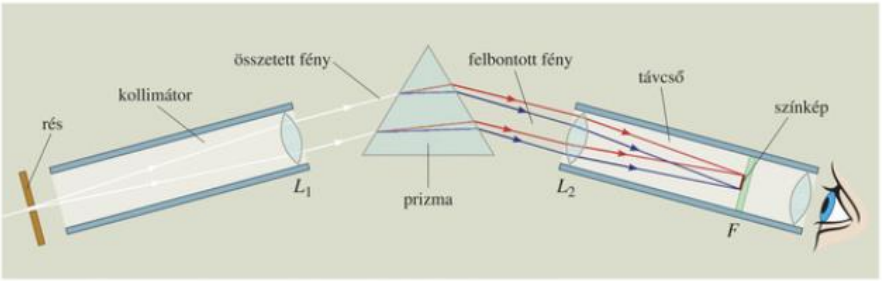
Minden anyagra igaz, hogy az általa kibocsátott vagy elnyelt fénynek jellegzetes spektruma van. Ezért a spektrum tanulmányozását felhasználhatjuk a vizsgált mintákban előforduló bizonyos anyagok jelenlétének, nagyon kicsi koncentrációjának kimutatására. Ezt az anyagvizsgálati módszert **színképelemzésnek** vagy **spektroszkópiának** nevezzük.

A színképelemzés nagy szerepet játszik a csillagászatban. A Nap és a távoli csillagok fényének színképelemzéséből kiderült, hogy a világegyetemben ugyanolyan elemek fordulnak elő, mint amilyenek Földünkön is megtalálhatóak. Érdekesség, hogy a hélium elemet először a napfény színképében sikerült azonosítani, mivel a Földön természetes körülmények között csak igen kis mennyiségben található. (Innen származik az elnevezése is: a Nap neve görögül Héliosz.)

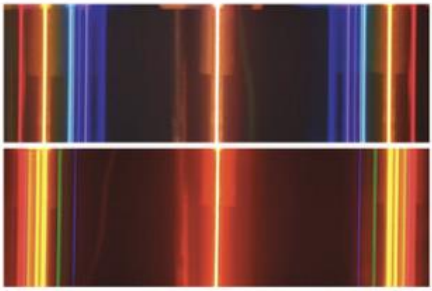
A kriminalisztikában a nyomok azonosításánál is nagy szerephez jut a színképelemzés.

A tudományos kutatásnak is az egyik leggyakrabban használt anyagvizsgálati módszere a spektroszkópia, melynek fontos kísérleti eszköze a spektroszkóp. (*91.2. ábra*)

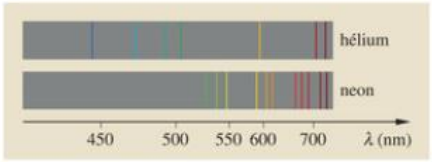
A **spektroszkóp** a fényforrások színképének előállítására és vizsgálatára szolgáló optikai berendezés, melynek részletes összeállítását a *91.2. ábrán* láthatjuk. A fényforrás által kibocsátott fényből egy keskeny R réssel választunk ki egy fénynyalábot, amelyet az L_1 gyűjtőlencsével teszünk párhuzamossá és küldünk a színfelbontó eszközre (prizmára vagy optikai rácsra). A hullámhossz szerint felbontott fényt (a spektrumot) az L_2 lencsével képezzük le az F lapra, amelyet szabad szemmel is szemlélhetünk. Ha a spektrumot fotografikus vagy elektronikus úton rögzítjük, akkor a berendezést **spektrográfnak** nevezzük.



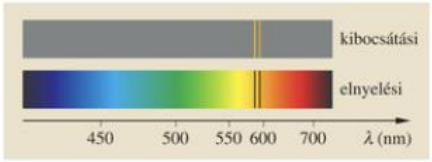
91.2. A prizmás spektroszkóp felépítésének vázlata és működésének elve



92.1. Héliummal (fent) és neonnal (lent) töltött kisülési csövek optikai ráccsal előállított vonalas színképei



92.2. A hélium és a neon prizmával felbontott kibocsátási színképe (nem lineáris hullámhosszskálával)



92.3. A nátrium kibocsátási és elnyelési színképe. *Magyarázzuk meg a különbséget!*



92.4. A gyűrűn egymással szemközt helyezkednek el a kiegészítő színek, a belső hatszög pedig a színkeverést szemlélteti

A SZÍNKÉPEK OSZTÁLYOZÁSA

A spektrumok keletkezésük szerint lehetnek:

a) *Kibocsátási vagy emissziós spektrumok,* amikor a vizsgált minta által kibocsátott fényt bontjuk fel hullámhosszak szerint.

b) *Elnyelési vagy abszorpciós spektrumok,* amikor a fehér fényt az anyagon átbocsátva a fehér fény spektrumából az adott anyagra jellemző vonalak vagy sávok hiányoznak.

A spektrumok szerkezetük szerint lehetnek:

a) Vonalas színképek* (ezek atomok, egyszerűbb molekulák elnyelési vagy kibocsátási színképei).

b) Sávos szerkezetű színképek (összetettebb molekulák, szilárd testek és folyadékok színképei).

c) Folytonos színképek (izzó testek hőmérsékleti sugárzásának színképei).

SZÍNEK, SZÍNKEVERÉS

A napsugárzás folytonos színképében az egyes szín intenzitásai különbözők. (Legerősebb intenzitású a zöldessárga szín.) A színek intenzitásának aránya az izzó fényforrások felületének hőmérsékletétől függ.

A Nap kb. 6000 °C hőmérsékletű felszínének sugárzása a szemünkbe jutva fehér színérzetet kelt. A mesterséges fényforrások (pl. izzólámpa izzószála) felszínének hőmérséklete általában kisebb, mint 6000 °C, ezért a folytonos színképükben a sárga és a vörös szín erőssége dominál. Ezért látjuk ezek fényét – a hőmérséklettől függően – sárgásnak vagy vörösesnek. Elektromos kisüléseknél az izzó gáz hőmérséklete 6000 °C-nál is nagyobb lehet, ekkor a kék szín erőssége a legnagyobb, ezért látjuk pl. a hegesztésnél látható ívfényt kékes színűnek.

Akkor is színesnek látjuk a fényt, ha valamelyik – látható tartományba eső – fényhullámot kiszűrjük a fehér fény természetes spektrumából. Ekkor a maradék színek egyesítésével is egy új szín keletkezik, ezt **összetett színnek** nevezzük.

A fehér fény spektrumából kivett szín és a maradék keverésével keletkező szín kiegészítő színpárokat alkot. Ezek a következők: vörös-zöld, ibolya-sárga, kék-narancs.

A színfelbontás megfordítható: ha a kiegészítő színeket egyesítjük, akkor újra fehér színt kapunk. Bármely két alapszín keverése új színt eredményez. A kapott keverékszínt az alapszíntől a szemünk nem képes megkülönböztetni.

MEGJEGYZÉSEK

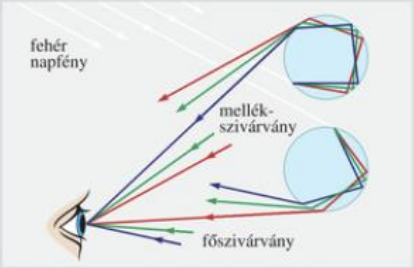
1. Nevezetes abszorpciós spektrum a Nap fényének spektruma, amelyben Fraunhofer német fizikus és optikus sok ezer sötét vonalat (Fraunhofer-féle vonalak) fedezett fel az általa készített optikai eszközökkel. A sötét vonalak keletkezésének értelmezését később Kirchhoff adta meg. Eszerint a Nap felszíne által kibocsátott folytonos spektrumú fényből a Nap külső, hideg légkörében előforduló gáz halmazállapotú anyagok nyelik el a rájuk jellemző hullámhosszúságú fényt, ezért a spektrumban ezek helyén fekete abszorpciós vonalak jelennek meg.



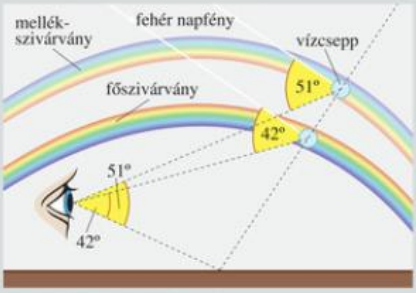
93.1. A Nap spektrumának Fraunhofer-vonalai (részlet)

2. A testek színét az határozza meg, hogy milyen hullámhosszúságú fényt nyelnek el vagy engednek át. A testek színe függ a megvilágító fény színétől is.
Pl. a fehér fényben egy nem átlátszó tárgy azért látszik sárgának, mert a kiegészítő kék fényt elnyeli. Ugyanez a tárgy kék színben már feketének látszik. Ha egy színes üvegen átnézve a környezetünket vöröses színben látjuk, akkor az üvegbe vagy olyan anyagot kevertek, amely a zöld színű fényt elnyeli, vagy pedig olyat, amely csak a vöröset engedi át.

3. A legszebb természeti tünemények egyike a szivárvány. Úgy keletkezik, hogy a napfényt a parányi esőcseppek milliói – mint apró vízgömböcskék – színeire bontják. Szivárványt az égbolton akkor láthatunk, ha az előttünk lévő esőfüggönyt a mögöttünk lévő Nap megvilágítja. Az égbolton koncentrikus körívek mentén sávokban elhelyezkedő spektrum színei egy **fő-** és egy efölött elhelyezkedő **mellékszivárványt** képeznek. Az alsó, erősebb megvilágítású főszivárványban a színek felül a vörössel kezdődnek és az ibolyával végződnek. A mellékszivárványban pedig a színek sorrendje fordított: felül van az ibolya, alul pedig a vörös sáv.
A fő szivárványívet az esőcseppekbe belépő és megtörő, majd azok belső falán visszaverődő és kilépéskor újra megtörő napsugarak hozzák létre. A mellékív esetén a vízcseppekben a fénysugár kétszer verődik vissza. Szivárványt akkor is láthatunk, ha napos időben, szétterülő vízsugárral öntözünk, és a fénysugarak a hátunk mögül érkeznek a vízcseppekre.



93.2. A napsugarak törése a vízcseppeken



93.3. A szivárvány keletkezése



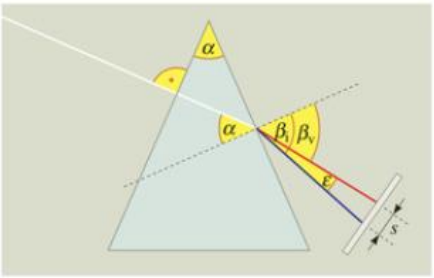
GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

1. Hogyan dönthetjük el egy színes tárgyról, hogy a szemünkbe jutott fény homogén vagy a kiegészítő szín keveréke?
2. Hogyan dönthetjük el egy színes, átlátszó üveglemezről, hogy mitől színes?

FELADATOK

1. Egy 30°-os törőszögű üvegprizma egyik lapjára merőlegesen bocsátunk egy fehér fénysugarat.
   a) Mennyivel téríti el a prizma a fehér fényben található vörös és ibolyaszínű sugarakat? ($n_{\text{vörös}} = 1{,}5$, $n_{\text{ibolya}} = 1{,}52$).
   b) Milyen széles a prizmától $L = 2$ m távolságban a beérkező fénysugarakra közel merőlegesen elhelyezett ernyőn felfogott spektrum?

MEGOLDÁS:



$\alpha = 30°$

$n_v = 1{,}5$

$n_i = 1{,}52$

$L = 2$ m

$\delta_v = ?;\ \delta_i = ?;\ s = ?$

a) A prizma első lapján – a merőleges beesés miatt – egyik fénysugár sem törik meg. A kilépő sugarak törési szögét a törési törvényből számítjuk:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta_v} = \frac{1}{n_v} \Rightarrow \sin\beta_v = n_v \cdot \sin\alpha \Rightarrow \beta_v = 48{,}59°,$$

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta_i} = \frac{1}{n_i} \Rightarrow \sin\beta_i = n_i \cdot \sin\alpha \Rightarrow \beta_i = 49{,}46°.$$

Így a két sugár eltérülése $\delta_v = \beta_v - \alpha =$ **18,59°,** illetve $\delta_i = \beta_i - \alpha =$ **19,46°.**
A két sugár által bezárt szög pedig $\varepsilon = \beta_i - \beta_v = 0{,}87°$.

b) A spektrum szélességét pedig ε és L ismeretében kiszámíthatjuk:
$s = L \cdot \text{tg}\ \varepsilon = 2\ \text{m} \cdot \text{tg}\ 0{,}187° =$ **3 cm.**

2. Egy üvegkádba alkoholt öntünk. A folyadék felszínére 60°-os beesési szöggel fehér fényt bocsátunk. Az alkoholban szétvált vörös és ibolyaszínű fénysugarak egymással 6°-os szöget zárnak be. A vörös színre az alkohol törésmutatója $n_{\text{vörös}} = 1{,}58$. Mekkora az alkohol törésmutatója az ibolyaszínre, ha azt látjuk, hogy az alkoholban az ibolyaszínű fény kevésbé tört meg, mint a vörös?

KÍSÉRLETEK

1. Nézzünk utána (pl. interneten), hogyan lehet CD lemezből házilag spektroszkópot készíteni! Készítsük el az eszközt, és vizsgáljuk meg különböző fényforrások (Nap, izzólámpa, energiatakarékos égő, halogénizzó stb.) fényét! A tapasztalatainkról készítsünk rajzokat!

ÖSSZEFOGLALÁS

ELEKTROMÁGNESES REZGÉSEK

A mágneses mező és az elektromos mező időben periodikus egymásba alakulását **elektromágneses rezgésnek** nevezzük.

A kondenzátorból és tekercsből álló elektromos **rezgőkörrel harmonikus elektromágneses rezgés állítható elő,** ahol az $\vec{E}$ elektromos térerősség és $\vec{B}$ mágneses indukció nagysága az időnek szinuszos függvénye.

A **rezgőkörben** a kondenzátor elektromos mezejének $E_e = \frac{1}{2}CU^2$ energiája periodikusan átalakul a tekercs mágneses mezejének $E_m = \frac{1}{2}LI^2$ energiájává, és viszont.

Csillapítatlan rezgés esetén a kétfajta energia összege időben állandó: $E_e + E_m = \frac{1}{2}CU^2 + \frac{1}{2}LI^2 =$ = állandó.

A valóságos rezgőkörökben a hő- és mágneses veszteségek miatt **csillapodó rezgések** jönnek létre. **Csillapítatlan rezgéseket** megfelelő ütemű, elektronikus úton történő energiapótlással állíthatunk elő.

A rezgés sajátfrekvenciája a tekercs induktivitásától és a kondenzátor kapacitásától függ: $f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$.

Az elektromos rezgőkör egy másik rezgőkörben kényszerrezgést hozhat létre, az energiaátadás a két rezgőkör sajátfrekvenciájának megegyezése ($f_1 = f_2$, azaz $L_1C_1 = L_2C_2$), vagyis rezonancia esetén a legerősebb. Elektromágneses hullámok közvetítésével a **rezonancia** nagy távolságú rezgőkörök között is megvalósítható. Ez a rádiós és televíziós információátvitel alapja.

ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK

J. C. Maxwell ismerte fel, hogy nemcsak a **változó mágneses mező indukál maga körül elektromos mezőt,** hanem fordítva: a **változó elektromos mező is mágneses mezőt kelt maga körül.** Ebből elméleti úton vezette le az elektromágneses hullámok létezését és a mechanikai hullámokhoz hasonló tulajdonságait:

– az egyenes vonalú terjedést,
– a visszaverődést,
– a törést,
– az elhajlást,
– az interferencia jelenségét és törvényeit, valamint
– az elektromágneses hullámok transzverzális jellegét.

Következtetéseit később **H. Hertz** kísérletileg is igazolta.

Maxwell elméletéből az is következett, hogy az elektromágneses hullámok hullámhossza, frekvenciája és az adott közegben mért terjedési sebesség között érvényes a $\lambda \cdot f = c$ összefüggés. Az elektromágneses hullámok vákuumban $c = 300\,000\ \frac{\text{km}}{\text{s}}$ sebességgel, vagyis fénysebességgel terjednek.

Így ismerte fel a tudomány, hogy **a látható fény is elektromágneses hullám.**

Később egymás után fedezték fel az elektromágneses hullámok más-más frekvenciájú tartományait. A természetben előforduló elektromágneses hullámok hullámhossza tág határok között változhat (néhány száz métertől egészen az atomi méretekig), ennek megfelelően a rezgések frekvenciája is a néhány Hz-től több millió GHz-ig terjed. A **teljes elektromágneses spektrum** részei (növekvő frekvencia szerint): rádióhullámok, mikrohullámok, infravörös fény, látható fény, ultraibolya fény, röntgensugárzás, γ-sugárzás, kozmikus sugárzás.

A különböző frekvenciájú elektromágneses hullámok leglényegesebb hullámtulajdonságaikban ugyan megegyeznek, de keletkezési módjukban, az anyagokkal való kölcsönhatásukban és gyakorlati felhasználásukban lényeges eltéréseket mutatnak.

A LÁTHATÓ FÉNY

Gyakorlati jelentősége miatt részletesen foglalkoztunk a látható fénnyel, annak hullámtulajdonságaival és gyakorlati alkalmazásaival. Kiemeltük a nemcsak mindennapi életünkben, hanem a mikrovilág és az univerzum megismerésében is alapvető szerepet játszó **optikai lencsék és gömbtükrök képalkotását.**

OPTIKAI ESZKÖZ	TÁRGYTÁVOLSÁG	KÉPTÁVOLSÁG	KÉP JELLEMZŐI
homorú tükör, gyűjtőlencse ($f > 0$)	$2f \le t$	$f \le k \le 2f$	valódi, fordított állású, kicsinyített
homorú tükör, gyűjtőlencse ($f > 0$)	$f \le t \le 2f$	$2f \le k$	valódi, fordított állású, nagyított
homorú tükör, gyűjtőlencse ($f > 0$)	$0 \le t \le f$	$k \le 0$	látszólagos, egyenes állású, nagyított
domború tükör, szórólencse ($f < 0$)	$0 < t$	$k < 0$	látszólagos, egyenes állású, kicsinyített

Az optikai lencsék és gömbtükrök közös leképezési törvénye és nagyítása (a mennyiségek előjeles alkalmazásával): $\frac{1}{f} = \frac{1}{t} + \frac{1}{k}$; $N = \frac{K}{T} = \frac{k}{t}$.

Az átlátszó anyagok a különböző hullámhosszúságú fényhullámokat különböző mértékben törik meg (a törésmutató függ a hullámhossztól). Ezt nevezzük színszórásnak vagy **diszperziónak.**

A prizma az összetett fehér fényt a fénydiszperzió alapján színeire bontja (hullámhossz szerint szétválasztja). Az így kapott színskálát **spektrumnak vagy színképnek** nevezzük. A spektrum alapszínei csökkenő hullámhossz (760 nm – 400 nm) és növekvő törésmutató szerint: vörös, narancs, sárga, zöld, kék, ibolya.

A fényelhajlás, a fényinterferencia és a polarizáció jelenségei a **fény hullámtermészetét** igazolják. A fényelhajlás törvényszerűségei alapján a **fény hullámhossza mérhető.**

A **gyakorlatban használatos** fényforrások fénysugarai **polarizálatlanok.** Polárszűrőkkel vagy visszaverődéssel a fény mint transzverzális hullám **polarizálható** (**póláros** vagy sarkított fény).

A hevített kémiai elemek és vegyületek által kibocsátott fény színképe az adott anyagra jellemző. Ezért a **színképelemzés (spektroszkópia)** az anyagok azonosítására alkalmas széles körben alkalmazott anyagvizsgálati módszer.

III. fejezet



MODERN FIZIKA

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, elektromosságtan, fénytan 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 fényhullámról 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.

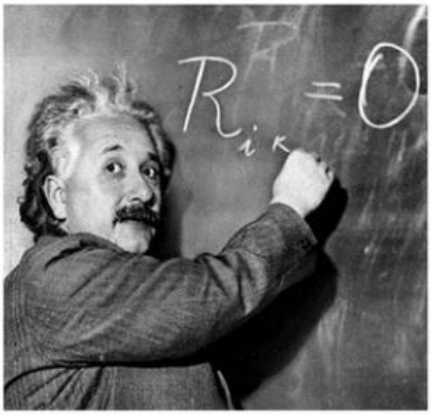
Vajon miért következhetett be a XX. sz. elején – a már lezártnak hitt – fizika tudományában egy sosem látott hatalmas fellendülés, amely **nemcsak mennyiségileg gyarapította ismereteinket, hanem egész fizikai világképünket is átformálta?** Mi a **modern fizika*** megszületésének alapja?

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

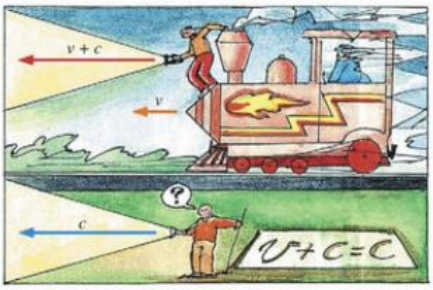
A klasszikus fizika egyik megoldatlan kérdése az volt, hogy mihez viszonyítva terjed a fény vákuumban $c = 300\,000\ \frac{\text{km}}{\text{s}}$ sebességgel. Ismert, hogy a transzverzális mechanikai hullámok terjedéséhez rugalmas közeg szükséges. Ezért a fizikusok feltételezték, hogy létezik egy a fény 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*

Képzeljük 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 világító 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 meghökkentő 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.

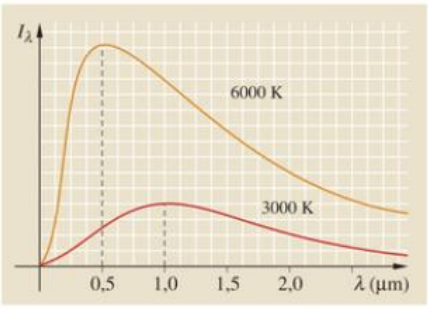
Mennyi ez a nyugalmi energia például valamely 1 g tömegű testnél?

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

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



100.2. A fekete test által kisugárzott energia eloszlása

Nem véletlen, hogy mindenki kétkedve 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 μm hullámhosszon (sárgászöld színű fénynél) 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 tapasztalatokkal. 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.

3D

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

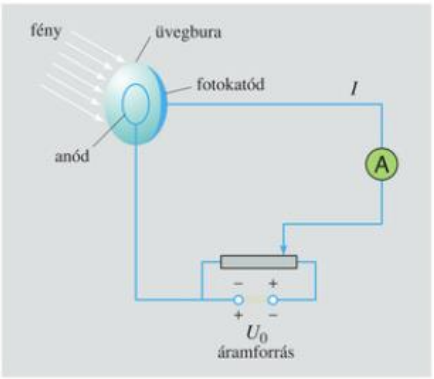
A kvantumhipotézis felvetésével és eredményes alkalmazásával Planck meglepetést okozott a fizikusok körében. Gondolatmenetét kortársai azonban inkább csak matematikai ügyeskedésnek tekintették. Az új gondolkodásmód átütő sikerét az hozta meg, hogy segítségével egy másik XIX. sz. végi probléma, a fotoeffektus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

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

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

A fémekből izzítással (termikus emisszió), elektronok bombázásával (hidegemisszió) vagy megvilágítással (fotoemiszszió) 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.

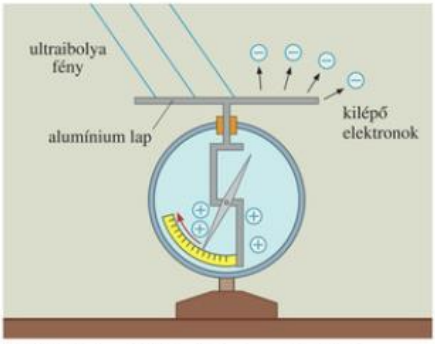


102.2. A fotocella kapcsolási rajza. *Az áramforrás milyen polaritásánál van biztosan fotoáram, ha megvilágítjuk a fotocellát?*

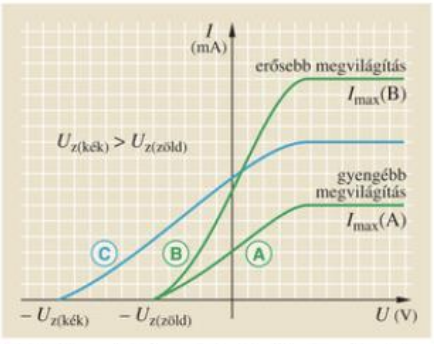
A fényelektromos jelenség mennyiségi vizsgálatára fotocellával végezhetünk kísérleteket.

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 fénnyel 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.



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



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 színszűrővel, 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) színszűrőt. Ekkor a (C) grafikon adódik: a nagyobb frekvenciájú kék fénynél 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 ellentér) 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:

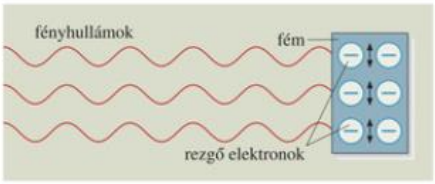
- A fotocella áramkörében mért fotoáram I áramerősségének maximális értéke annál nagyobb, minél nagyobb a megvilágító fény erőssége. Vagyis **erősebb megvilágításnál több elektron lép ki a fotokatódból.**
- A zárófeszültség csak a megvilágító fény frekvenciájától függ. Nagyobb f frekvenciájú fénynél 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 léptet ki elektronokat a katódból.**

Kísérletekkel igazolhatók még az alábbi tulajdonságok:

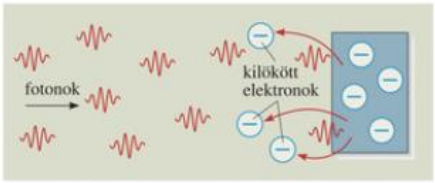
- **A fotoeffektus nem jön létre, ha a** fény **frekvenciája kisebb** egy – a fotokatód anyagára jellemző – **határfrekvenciánál: $f < f_h$.**
- **A fényelektromos hatás mindig pillanatszerűen következik be.** Nincs szükség várakozási időre ahhoz, hogy az elektronok a fényből összegyűjtsék a kilépéshez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

A tapasztalt mennyiségi összefüggések ellentmondanak a hullámmodellnek.

- Nagyobb fényerősség a hullámmodell szerint nagyobb rezgési amplitúdót jelent, amelyhez nagyobb rezgési energia is tartozik. Így a hullámmodell alapján azt várnánk, hogy az erősebb fény nagyobb sebességgel „tépi ki" az elektronokat a fémből. A kísérletek viszont nem ezt mutatták.
- Ugyancsak nem magyarázható a hullámmodellel, hogy miért létezik egy határfrekvencia, amelynél kisebb frekvenciájú fénynél 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 hullámmodell 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:

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

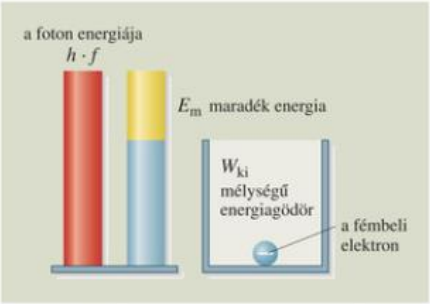
A **fényelektromos egyenlet*** szerint a fénysebességgel haladó $h \cdot f$ energiájú fotonok teljes energiájukat átadják az elektronoknak. Azok a fotonenergia egy részét W_{ki} kilépési munkára* fordítják, a fennmaradó rész pedig mozgási energia formájában marad meg.

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

– 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.



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

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 fénnyel 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 **fotodiódák.**

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 lézerfénnyel világítjuk meg. A katódból minden ötödik foton vált ki elektront. A kilépési munka 0,42 aJ. Számítsuk ki a fotoáram–feszültség grafikon jellemző paramétereit (zárófeszültség, maximális áramerősség)!

MEGOLDÁS:

a) Először számítsuk ki a lézerfény 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:

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

A zárófeszültség értékét a munkatétel képletéből kapjuk meg:

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

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:

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

2. Egy félvezető lézerceruza 650 nm hullámhosszú vörös fényt bocsát ki 1 mW teljesítménnyel.

a) Mennyi egy kibocsátott fénykvantum energiája?

b) 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 aJ.

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 fénnyel világítottunk meg. A fotocella zárófeszültsége 1,5 V. Mekkora a fény hullámhossza, ha a cink kilépési munkája 0,7 aJ? Működik-e a fotocella látható fénnyel történő megvilágítás esetén?

1.3. A foton részecsketulajdonságai

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

Később a modern fizika elméletileg és kísérletileg is igazolta, hogy a fény is az anyag egyik megjelenési formája. Így a fotont 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 tükröt, 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 összehúzódását.



106.1. Az üstökös csóváját a napfény nyomása téríti el

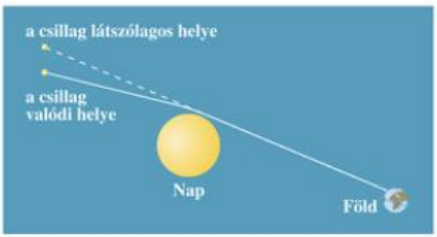
A világűrben, ahol a gáznyomás elhanyagolható, a Nap közelében elhaladó üstökös apró porszemekből álló csóvájának elhajlását a napsugárzás nyomása okozza.

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.

Napfogyatkozáskor 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 sokszorosa, 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.

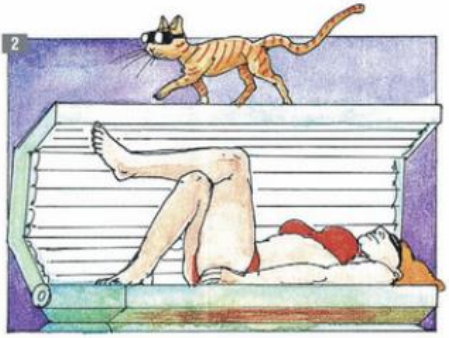
   A fényképezésnél képrögzítésre használt ezüst-bromid molekula például akkor bomlik fel ezüstre és brómra, ha megfelelően nagy frekvenciájú fény éri. Ekkor a foton energiája nagyobb a molekula felbomlásához szükséges E_D disszociációs energiánál ($h \cdot f > E_D$), és a kivált ezüst hatására a fényérzékeny 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 hullámhosszúságú 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



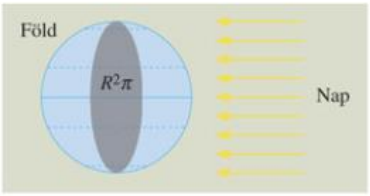
1. Vajon miért nem szerepel a táblázatokban a foton tömegének számszerű adata?
2. Mindennapos tapasztalat, hogy infralámpáknál melegedni lehet, de nem lehet barnulni. A kvarclámpáknál viszont barnulhatunk, de kevésbé melegszünk. Hogyan értelmezhetjük a jelenséget a fotonelmélet segítségével?
3. Ha figyelembe 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 $1350\,\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m}^2}$, a Föld sugara 6370 km.)

MEGOLDÁS:

A Földre érkező sugárzási energia másodpercenként:



$$E_{\mathrm{sug.}} = 1350\,\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m}^2}\cdot(6{,}37\cdot10^6\,\mathrm{m})^2\cdot\pi = 1{,}72\cdot10^{17}\,\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{s}}.$$

Az energiának megfelelő másodpercenkénti tömeg pedig

$$m_{\mathrm{sug.}} = \frac{E_{\mathrm{sug.}}}{c^2} = \frac{1{,}72\cdot10^{17}\,\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{s}}}{9\cdot10^{16}\,\frac{\mathrm{m}^2}{\mathrm{s}^2}} = \mathbf{1{,}91\,\frac{kg}{s}}.$$

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 $m_0 = 9{,}1\cdot10^{-31}$ kg nyugalmi tömegével? Mekkora a foton hullámhossza?
5. A Nap teljes sugárzásának teljesítménye $3{,}8\cdot10^{26}$ 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 RÉSZECSKEJELLEMZŐI

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 eltérülése alapján az elektronról 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.

RÉSZECSKE-JELLEMZŐK	KAPCSOLAT	HULLÁM-JELLEMZŐK
E energiaadag	$E = h \cdot f$	f frekvencia
I impulzus	$I = \frac{h}{\lambda}$	λ hullámhossz

109.1. A foton részecske- és hullámjellemzői

DE BROGLIE HIPOTÉZISE

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

De Broglie feltevése szerint az E energiával és I impulzussal rendelkező részecskéhez rendelt anyaghullám 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 nikkelkristály 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 részecsketulajdonságainak 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 grafitkristályrácson.

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 α irányára – ugyanúgy, mint az optikai rácsnál – az alábbi összefüggés érvényes:

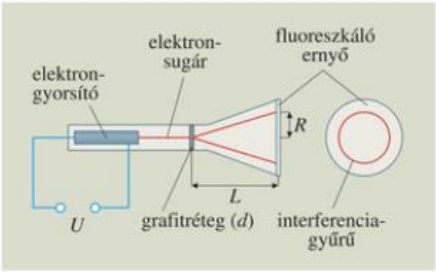
$$\sin\alpha = \frac{k \cdot \lambda}{d} \quad (k = 0,1,2,...),$$

ahol λ az elektronok hullámhossza, d a grafitrács rácsállandója.

Az erősítési irányra teljesül még:

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

ahol R az elhajlási kör sugara, L pedig a rács–ernyő távolság. A készülék leírásában megadott d és L értékek, valamint a mért R sugár felhasználásával a két összefüggésből meghatározható λ értéke.



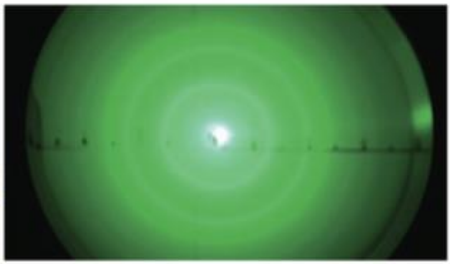
110.1. Az elektrondiffrakciós készülék elvi összeállítása

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. Elektrondiffrakciós készülék. *Hogyan változik az interferenciakép, ha a feszültséget növeljük?*

MEGJEGYZÉSEK

1. Louis de Broglie *anyaghullámoknak* 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 anyaghullámai műszerekkel nem mérhetők. Ezek a hullámok nem azonosíthatók a részecskékkel, inkább matematikai eszköznek tekinthetők, mellyel jól leírható a mikrorészek mozgása. A mondottakat támasztja alá az is, hogy a de Broglie-hullám $v_f = \lambda \cdot f = \frac{E}{I} = \frac{1}{2} v$ fázissebessége nem egyezik meg a részecske v sebességével. Vagyis a fázissebességnek 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.

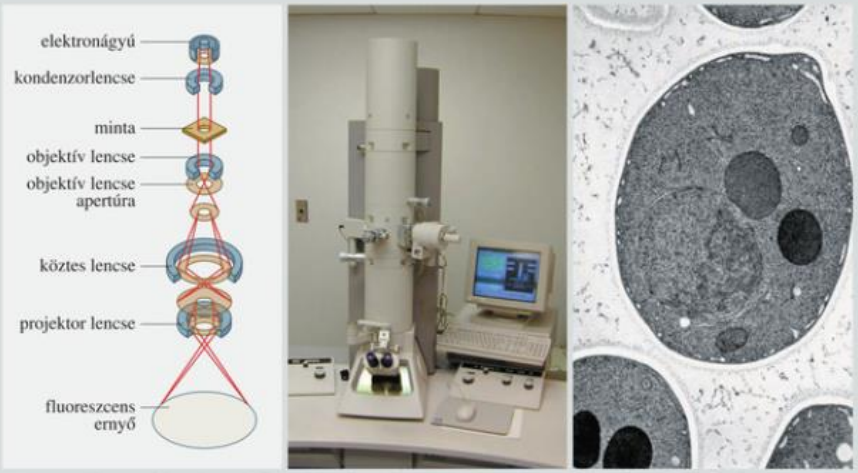
Így – miután az elektronokról kiderült, hogy hullámtermészettel rendelkeznek, és kellően nagy feszültségnél a hullámhosszuk akár pikométer (10^{-12} m) is lehet – az 1930-as években megszületett az elektronnyalábbal működő mikroszkóp ötlete, **az elektronmikroszkóp.**

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 lencsékből) 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 miniatürizálást 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 sávelméletének kidolgozásánál is, amellyel megteremtették a mikroelektronika és a lézertechnika fizikai alapjait.



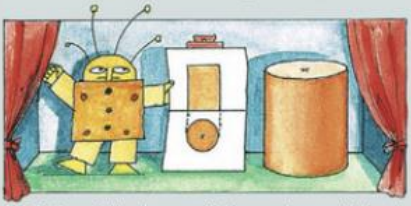
111.1. Az elektronmikroszkóp és felépítésének vázlata, és elektronmikroszkópos felvétel fényképe

3D

OLVASMÁNY

A mikrorészecskék mozgásának leírásáról

De Broglie hipotézise nyomán nemcsak az elektron kettős természetét sikerült kísérletileg igazolni. Más mikrorészek, így protonokból, neutronokból és könnyebb atomokból, molekulákból (He, H_2) álló sugárnyalábok kristályrácsokon való interferenciáját is kimutatták.



112.1. A modell soha nem tökéletes mása a valóságnak

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 elölről téglalapnak, felülről körnek látják. Joggal gondolhatják, hogy ez lehetetlen...

A mikrorészekről 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 mikrorészek mechanikai mozgásának leírására új elméletet alkottak meg, amelyet **kvantummechanikának** vagy **hullámmechanikának** szokás nevezni. Az elmélet kidolgozásának két vezéralakja *E. Schrödinger* és *W. Heisenberg* volt.



112.2. *Erwin Schrödinger* és *Werner Heisenberg*

Erwin Schrödinger (1887–1961) osztrák fizikus a részecskék hullámtermészetét vette alapul. Felhasználta a de Broglie-összefüggéseket, és a hullámokra vonatkozó hullámegyenletből 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 kvantumos jellegét 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.

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 szélességű 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 rést?

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:

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

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

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 $1{,}5 \cdot 10^{23}\ \text{s} \approx 5 \cdot 10^{15}$ év alatt tennének meg.)

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

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

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

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

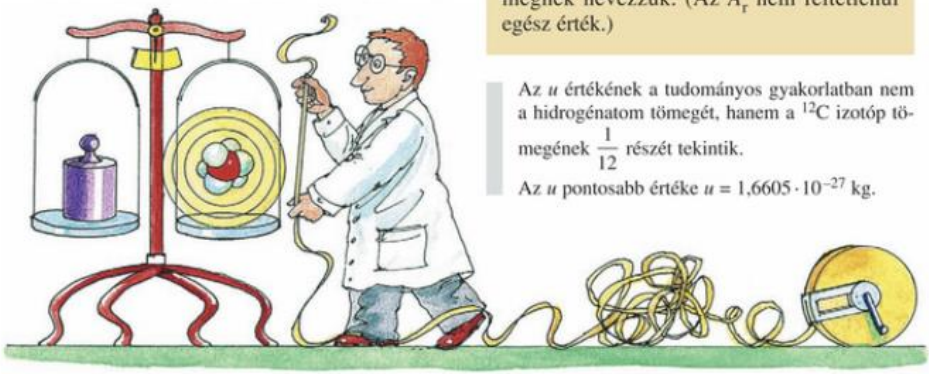
$$m_{\text{részecske}} = \frac{M\left(\frac{\text{g}}{\text{mol}}\right)}{N_A\left(\frac{1}{\text{mol}}\right)}.$$

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}C izotóp tömegének $\frac{1}{12}$ részét tekintik.
Az u pontosabb értéke $u = 1{,}6605\cdot 10^{-27}$ 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 cm^3 térfogatú, aranyból készült kockát! (Ismert az arany 19,6 $\frac{g}{cm^3}$ sűrűsége és 197 $\frac{g}{mol}$ moláris tömege.)

A kockában lévő aranyatomok számát könnyen megkaphatjuk, hiszen az arany anyagmennyisége közelítően 0,1 mol, így az atomok száma

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

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

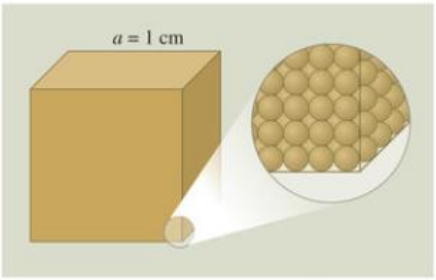
Az atomok d átmérőjének nagyságát jól becsülhetjük, ha ismerjük az élek mentén elhelyezkedő atomok x számát. A kockában lévő atomok N számát felírhatjuk $x \cdot x \cdot x = x^3 = N$ alakban. Ebből

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

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} m = 0,1 nm az atomi méretek ismert nagyságrendje. Korábban, az SI-egység bevezetése előtt az atomfizikában ez az egység volt használatos, melyet külön névvel is illettek: 10^{-10} m = 1 Å (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} m, tömegei pedig 10^{-27} 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.

FELADATOK

1. Becsüljük meg, milyen hosszú aranyfonalat kapnánk, ha az 1 cm^3 aranykockában lévő aranyatomokat szorosan egymás mellé helyeznénk!
2. A budapesti Szent István-bazilika felújításánál 5 kg tömegű aranyat használtak fel a felületek bearanyozására. Elvileg mekkora az a legnagyobb felület, amelyet ezzel az aranymennyiséggel be lehet vonni?
3. Becsüljük meg, hogy hány mólnyi homokszemcse található a 7,8 millió km^2 területű Szahara 10 méter vastag homokrétegében! (A homokszemcsék átmérőjét vehetjük 0,5 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 megszámolni, hogy 1 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 fénnyel 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 „eszközt" nyernek.

Ha az elektronmikroszkóppal az atomok belső részleteit is fel szeretnénk tárni, 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 szemeinkkel". 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.

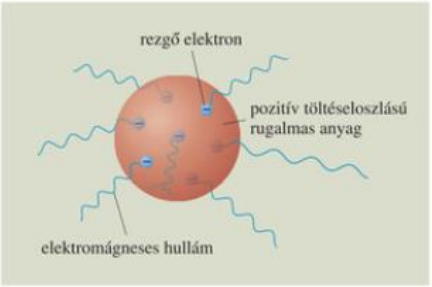
Mivel az atomok egésze elektromosan semleges, ezért a belső felépítésükben a negatív töltésű elektronokon kívül tartalmazniuk kell pozitív töltésű anyagot is. Thomson úgy képzelte, hogy az atomok tömör képződmények. Az atomok egyenletes pozitív töltéseloszlású (rugalmas természetű) anyagába vannak szétszórtan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

3D

RUTHERFORD SZÓRÁSI KÍSÉRLETE

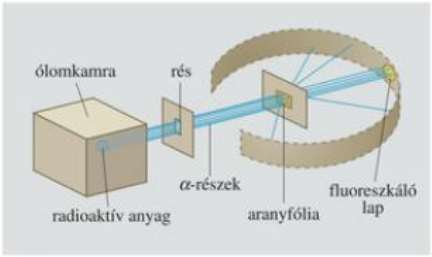
Ernest Rutherford (1871–1937) új-zélandi születésű angol fizikus az atomok belső szerkezetét tanulmányozta. E célból munkatársaival (Hans Geigerrel és Ernest Marsdennel) meglepő eredményre vezető kísérletsorozatot végzett el.

Rutherfordék azt vizsgálták, hogy a pozitív töltésű α-részecskék (He^{2+} atommagok) hogyan haladnak át a vékony aranylemezen. Sugárforrásként radioaktív anyagot használtak. Az egész berendezést légritkított térbe helyezték, hogy az α-részek 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 fényfelvillanások 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 α-részek 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 α-részek visszaszóródási arányából arra lehetett következtetni, hogy **az atommagok mérete 10^{-15} m nagyságrendű** (az atomi méreteknek mintegy százezred része).



117.2. Rutherford szórási kísérletének elvi vázlata

A RUTHERFORD-FÉLE ATOMMODELL

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

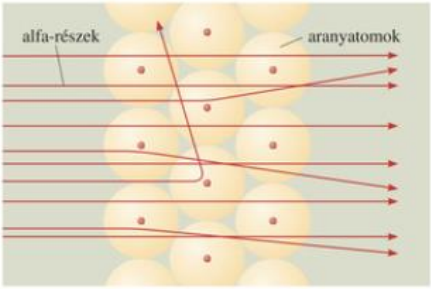
– A modell feltételezi, hogy a **$Q = Z \cdot e$ pozitív töltésű atommagot Z számú $-e$ negatív töltésű elektron** veszi körül. Így lesz az atom kifelé elektromosan semleges.

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

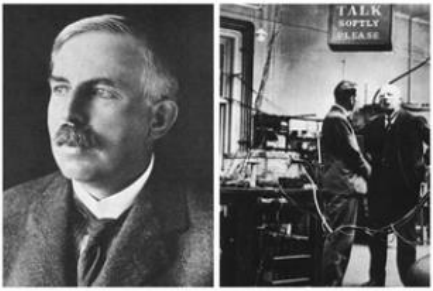
– Az így elképzelt atomi rendszer olyan, mint a Naprendszer*, ahol a bolygók a gravitációs vonzás hatására a Nap körül keringenek. Ezért a modellt **Naprendszer-modellnek*** is nevezik.

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.**

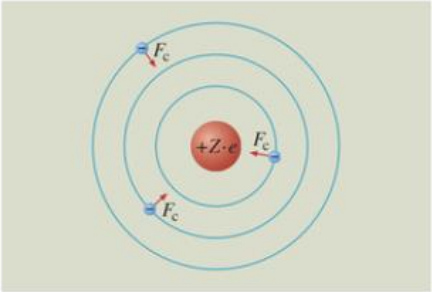
Az elektronok keringése energiaveszteséggel járna. Ezért azok spirális pályán gyorsan a magba



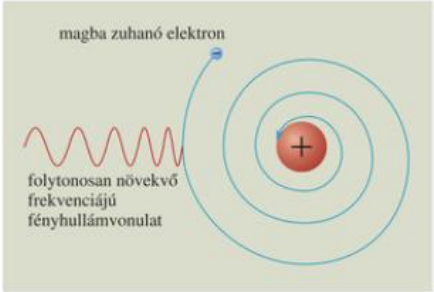
117.1. *Mitől függ az α-részek eltérülése?*



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 fényhullámvonulat kibocsátása kíséretében.

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

MEGJEGYZÉSEK

1. Rutherford szórási 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 töltéseloszlást: a kisméretű atommagban koncentrálódik az atom tömegének túlnyomó része és a $Z\cdot e$ pozitív elektromos töltés. Az atommagon kívüli részben, amelyet atomhéjnak vagy elektronhéjnak szokás nevezni, a negatív töltésű és kis tömegű elektronok helyezkednek el.
2. Rutherfordnak a szórási kísérletnél arra kellett törekednie, hogy a fólián áthaladó α-részek 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 α-részecskék lényegében csak egy-egy atommag taszításának hatására térültek el. Így könnyű volt matematikailag leírni a szórást. A számítások a tapasztalattal jól egyező szórási képletet eredményeztek.

GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

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

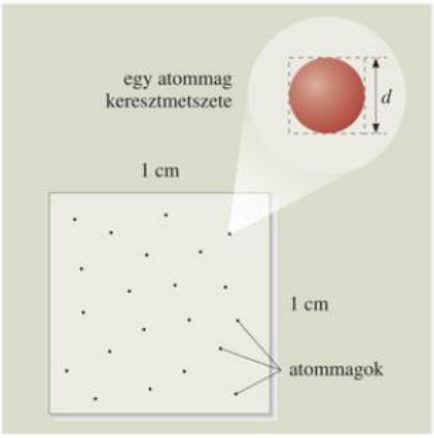
FELADATOK

1. Becsüljük meg az aranyatommagok méretét, ha tudjuk, hogy az 1 μm vastagságú aranylemezről átlagosan minden hatvanezredik alfa-rész pattan vissza a szórási kísérlet során!

MEGOLDÁS:

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

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



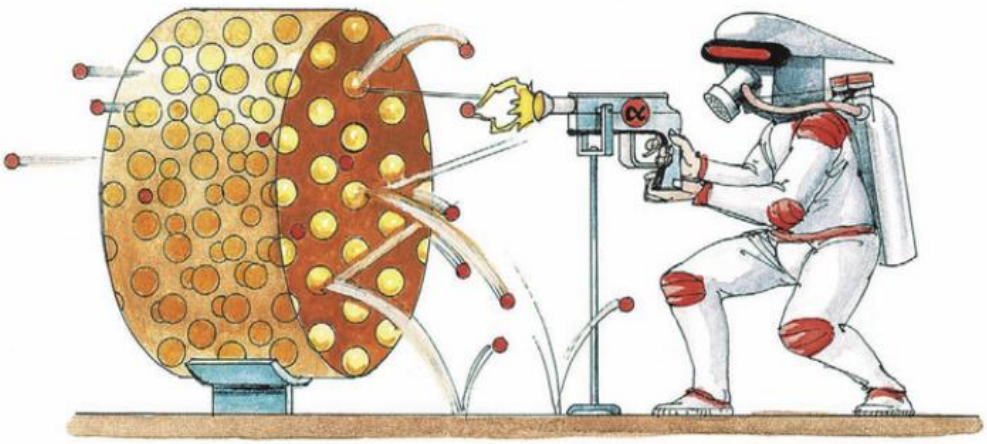
Amikor egy α-részecske merőlegesen közeledik az 1 cm^2 területű fólia felé, akkor az ábra szerinti „látvány tárul elé". A visszaszóródási arányt az atommagok összkeresztmetszetének és a fólia felületének arányával egyenlőnek vehetjük:

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

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

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

2. Milyen vastag aranylemezen szóródnának vissza teljesen az α-részecskék?



2.3. Az atomok vonalas színképe. Bohr atommodellje

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

A HIDROGÉNGÁZ SZÍNKÉPE

Állítsuk elő egy légritkított, hidrogéngázzal töltött kisülési csőben keletkező fény színképét prizmás spektroszkóp segítségével. (*120.1. ábra*)

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

A mérések szerint a vonalak hullámhossza rendre a következő: $\lambda_1 = 656$ nm, $\lambda_2 = 486$ nm, $\lambda_3 = 434$ nm, $\lambda_4 = 410$ 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 színképvonal hullámhossza kiszámítható.

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

BOHR-FÉLE ATOMMODELL*

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

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

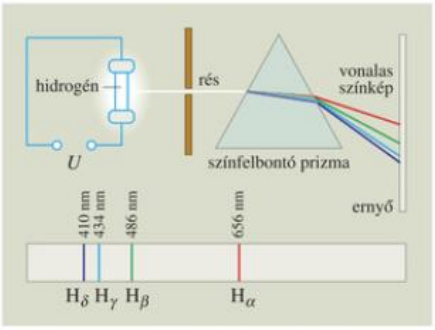
– Az atommag körül az elektronok csak meghatározott sugarú pályákon keringhetnek. A kiválasztott ún. **stacionárius** (állandósult) **pályákon*** keringve az elektronok nem sugároznak.

– Az atomok fénykibocsátásakor, illetve **fényelnyelésekor 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:**

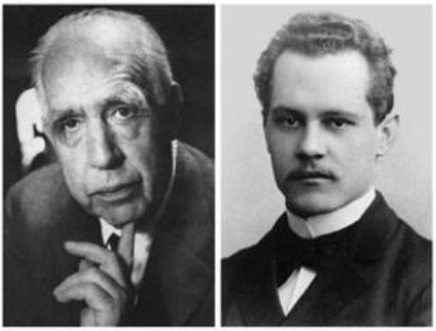
$$h \cdot f = E_m - E_n.$$

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 színképét.**



120.1. Az atomos hidrogéngáz látható színképvonalainak előállítása



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 nm. Az n egész számot **főkvantumszámnak*** nevezzük.

A hidrogénatomban keringő elektron lehetséges energiaértékeire pedig az

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

összefüggést kapjuk, ahol $E_1 = -2{,}18 \cdot 10^{-18}$ J = $= -2{,}18$ 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 színképének létrejötte az energiaszintek közötti elektronátmenetekkel értelmezhető. A $h \cdot f = E_{m} - E_{n}$ frekvenciafeltétel felhasználásával a színképvonalak frekvenciája kiszámítható.

A színképvonalak sokaságát aszerint rendezhetjük ún. színképsorozatokba, hogy a szóban forgó színképvonal 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*)

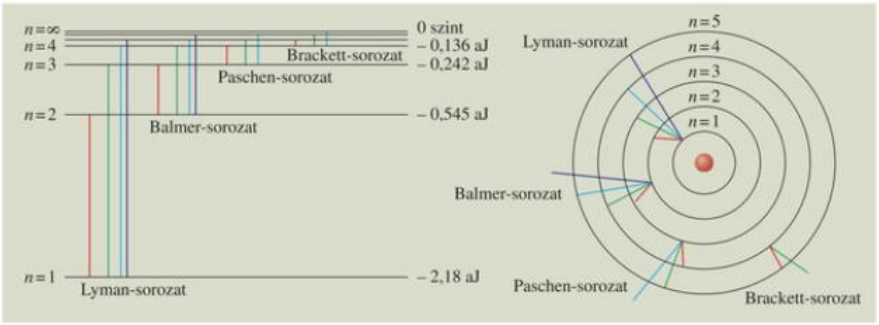
Az 1913-ban megalkotott Bohr-modell nagy előrelépést jelentett az atommodellek fejlődésében. Hiszen olyan alapvető problémát tudott kiküszöbölni, mint az atomok sugárzásos „összeomlása". A modell alapján értelmezhetővé vált bizonyos egyszerű atomok vonalas színképe is.

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 színképének értelmezése Bohr-modellel. *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*-lel** 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 maghatározza 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 anódba 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. Magyarázzuk 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 ($\lambda = 656$ 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 aJ!

2.4. Az atomok hullámmodellje

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 hullámmodellje**** 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 $n = 1, 2, 3, 4 \ldots$ pozitív egész szám.

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

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

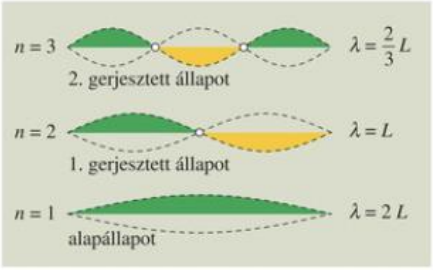
Szakaszra bezárt hullámszerű elektron állóhullám állapotaira az alábbi megállapítást tehetjük:

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.

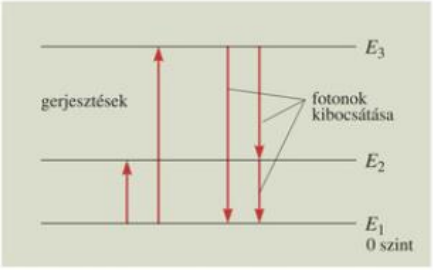
A szakaszra bezárt alapállapotú elektron csak olyan energiájú fotonokat képes elnyelni, amelyek a rendszert gerjesztett állapotba emelik.

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

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



123.1. L hosszúságú szakaszra bezárt elektron állóhullámai



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 bezártságnak.**

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.

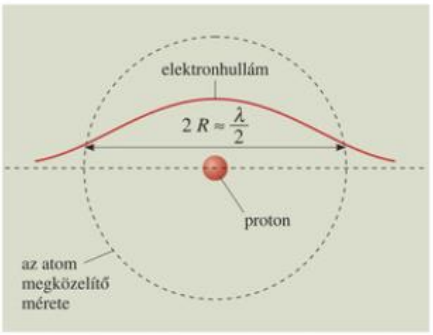
Mint minden rendszer, az atomba zárt elektron is a legkisebb energiájú állapotát igyekszik felvenni (energiaminimum-elv).

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 $E_{össz} = E_{pot} + E_m$ 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 **energiaminimum** 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 összepréselt levegő felel meg. Ha a léggömböt összenyomjuk vagy méretét külső hatással növeljük, akkor a kényszer megszűnése után éppúgy visszanyeri egyensúlyi méretét, akárcsak az atom.

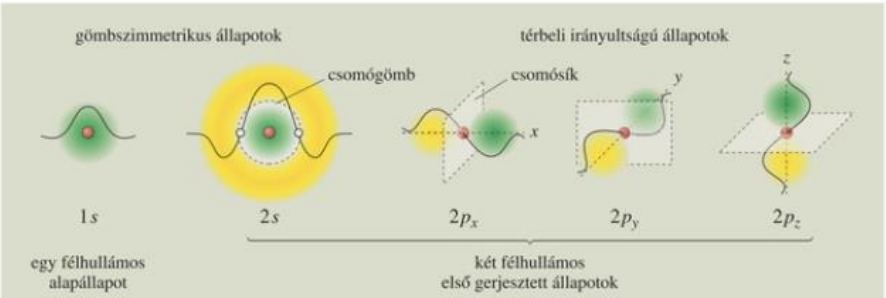
A dinamikus egyensúly alapján megbecsülhetjük az alapállapotú hidrogénatom méretének és energiájának nagyságát. Az itt nem részletezett becslések szerint a hidrogénatom méretére $R \approx 0{,}5 \cdot 10^{-10}$ **m** adódik (ez éppen az első Bohr-pálya sugara). Energiájára pedig megkaphatjuk az $E_1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

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

A becslésekből a gerjesztett hidrogénatom méretére $R_n \approx R_1 \cdot n^2$ 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).**

3D

MEGJEGYZÉSEK

1. Az atomba bezárt elektron állóhullámalakjaihoz 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 gömbszimmetrikus állóhullámok egymástól eltérő térbeli beállását az m **mágneses kvantumszámmal** jelezhetjük $(m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots \pm l)$.

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

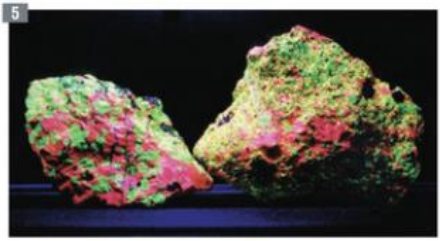
2. Minden állóhullámalak 3 kvantumszámmal (n, l, m) jellemezhető, melyekben a Pauli-elv szerint maximálisan két-két elektron tartózkodhat vagy $+\frac{1}{2}$, vagy $-\frac{1}{2}$ spinkvantumszámmal.

   Így a magasabb rendszámú elemeknél – melyeknek elektron-állóhullámai 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 fénnyel 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) fénnyel besugározva hosszabb-rövidebb ideig – a besugárzás megszűnte után is – fényt bocsátanak ki (foszforeszkálnak, fluoreszkálnak). Nézzünk utána, hogyan értelmezhető ez a jelenség!


5

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 sárgarépában 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 részecskemodellel** 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:**

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

ahol $h \cdot f$ a foton energiája, W_{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 **λ 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 fotont egyaránt kettős természetű részecskének tekintjük. A két részecske jellemzői a következők:

AZ ELEKTRON- ÉS FOTONRÉSZECSKÉK ÖSSZEHASONLÍTÁSA

RÉSZECSKE	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 színképét, 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 leírással 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 szórási kísérlet mennyiségi kiértékeléséből az atommagok méretére 10^{-15} **m** nagyságrend adódott.

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

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

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

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

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

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

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:

$${}^{A}_{Z}X.$$

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:

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

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 ${}^{4}_{2}He$-atommagot 4 darab proton és 2 db elektron alkotná.)

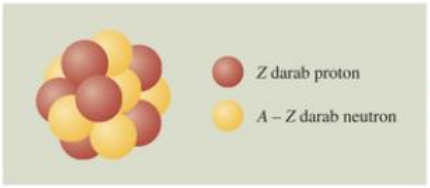
Később ez a kezdeti felfogás tarthatatlanná vált. Kiderült, hogy **az atommagokban kötött állapotban elektronok nem tartózkodhatnak.**

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

1932-ben **James Chadwick** (1891–1974) angol fizikus egy mesterséges magátalakítás során fellépő, 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 – közzétette az atommag összetételére vonatkozó első feltevést, amely alapjában 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 **neutront** tartalmaz. A magot alkotó részecskéket közös néven **nukleonoknak*** (magrészecskéknek) nevezzük.

MEGJEGYZÉSEK



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

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 találhatók. Az izotóp elemek kémiai azonossága abból adódik, hogy atomjaik ugyanannyi Z számú elektront tartalmaznak. Ezért az atomhéjakban a kémiai sajátosságokat meghatározó elektronelrendeződés a tömegszámtól függetlenül megegyezik.
2. Chadwick 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 izotópionokat az $r = \frac{m \cdot v}{B \cdot Q}$ összefüggésnek megfelelően. Ezért az izotópionok mágneses mezőben különböző körívek mentén haladva szétválnak. Ezen az elven alapszik a tömegspektrográf (izotópszétválasztó berendezés) működése.
4. A nukleáris technikában gyakran alkalmazott két izotópcsoport: a *hidrogénizotópok:* a könnyű hidrogén ^1_1H, valamint a nehézhidrogének: a ^2_1D deutérium, illetve a ^3_1T trícium; és az atomreaktorok üzemanyagában előforduló *uránizotópok:* $^{238}_{92}U$, $^{235}_{92}U$, $^{236}_{92}U$.
5. 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.

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 $\rho_{mag} \approx 10^{17} \frac{kg}{m^3}$ -nek! A Föld tömege $M_F = 6 \cdot 10^{24}$ kg.
2. Mekkora lenne egy gombostűfejnyi atommag tömege? Mi történne ekkor az atommaggal, ha az asztalra helyeznénk? ($\rho_{mag} \approx 10^{17} \frac{kg}{m^3}$)
3. Hány százalékkal nagyobb a D_2O-nehézmolekula tömege a H_2O-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.

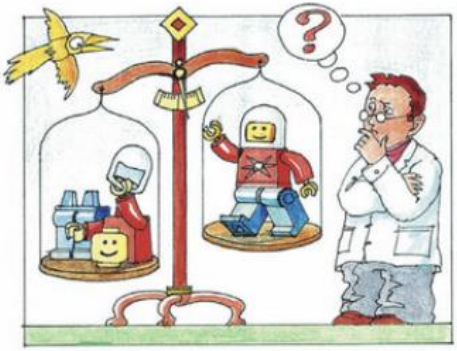
A magból és elektronból álló atomi rendszert a vonzó elektromos kölcsönhatás tartja fenn. Az atommagon belül viszont az azonos pozitív töltéssel rendelkező protonok közötti **elektromos kölcsönhatás taszító jellegű.** A protonok között fellépő taszító Coulomb-erő a magot „szétrobbantani" igyekszik, ezért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

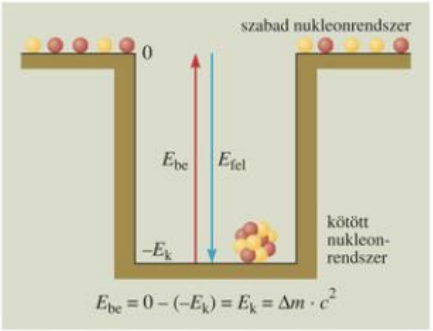
Fel kell tételeznünk, hogy a természetben **van egy olyan vonzó jellegű kölcsönhatástípus,** amely a magon belül az elektromos taszítással szemben is stabil rendszert képes teremteni. Ezt **nukleáris** vagy **erős kölcsönhatásnak,** röviden **magerőnek** nevezzük. A magon belüli erő- és energiaviszonyokat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



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

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

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

ahol az m_p és az m_n a szabad proton és neutron tömegét, m_{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 Δm tömegkülönbségét éppen a (pl. γ-foton formájában) befektetett vagy felszabaduló E_k kötési energia szolgáltatja.

A Δm tömegdefektus mérésével a magok kötési energiája kiszámítható:

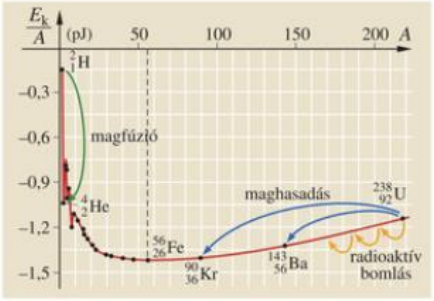
$$E_k = \Delta m \cdot c^2 = [Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - m_{mag}] \cdot c^2.$$

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.**



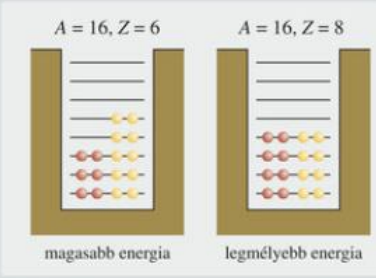
134.1. Az atommagok energiaszintjének egy nukleonra eső értéke a tömegszám függvényében

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

MEGJEGYZÉSEK

1. Az atommagok egy nukleonra jutó $\frac{E_k}{A}$ átlagos kötési energiájának az A tömegszámtól való függését legegyszerűbben az atommag **folyadékcsepp-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 higanycsepp – 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 közbenső 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

1. Vajon miért nem egyesülnek könnyen a könnyű atommagok egyetlen atommaggá?
2. Ha az atommagokat folyadékcseppel modellezzük, akkor a folyadékcsepp milyen változása felel meg az atommagok felbomlásának és egyesülésének?
3. Hogyan változna meg a nehéz atommagokban a neutronok és a protonok számának aránya, ha
   a) a magerők még erősebbek lennének az elektromos erőkhöz képest;
   b) a magerők gyengébbek lennének az elektromos erőkhöz képest?

FELADATOK

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

MEGOLDÁS:

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

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

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

2. Mekkora a ^{12}C szénizotóp atommagjának kötési energiája ($m_C = 12\ u$, $u = 1{,}6605 \cdot 10^{-27}$ kg, $m_p = 1{,}0073\ u$, $m_n = 1{,}0087\ u$)?
3. Határozzuk meg az ^{18}O-izotóp magjának tömegét, ha tudjuk, hogy az egy nukleonra jutó kötési energiája 1,278 pJ!
4. 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

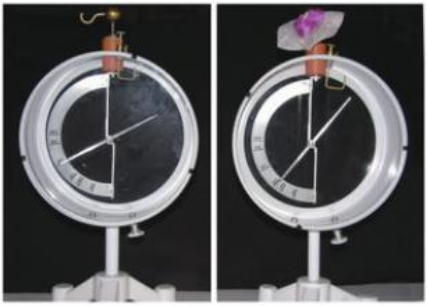
A TERMÉSZETES RADIOAKTIVITÁS FELFEDEZÉSE



Végezzük el a következő kísérletet!

Töltsünk fel elektroszkópot pozitív vagy negatív töltésűre! 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.



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

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.

3D

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



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

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

A RADIOAKTÍV SUGÁRZÁS FAJTÁI ÉS LEGFONTOSABB TULAJDONSÁGAI

Kísérletek alapján kimutatták, hogy

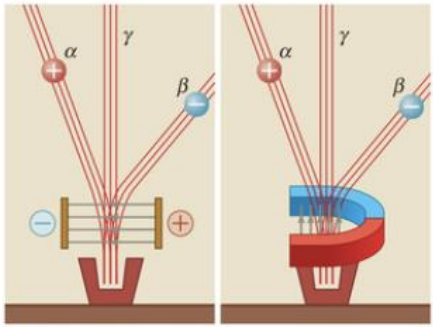
- Az **α-sugárzást alkotó** részecskék nagy energiájú **héliumatommagok.** Ezek az anyagban lefékeződve – két elektron felvételével – semleges héliumatommá alakulnak át.
- A **β-sugárzást** nagy energiájú **elektronok alkotják.**
- A **γ-sugárzás** igen rövid hullámhosszúságú **elektromágneses hullám**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

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

Az **α-részek 0,8-1,2 pJ energiával** rendelkeznek, **sebességük $10^7 \frac{m}{s}$ 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 **β-részek, vagyis az elektronok energiája tág határok között változhat** (a fJ–pJ tartományban), sebességük **$10^8 \frac{m}{s}$ nagyságrendű**, megközelítheti a fénysebességet is. A **sugárzás ionizálóképessége közepes,** ezért a sugárzás az anyagban hosszabb úton fékeződik le. Így a **β-sugárzás az anyagon jobban áthatol, mint az α-sugárzás.**

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

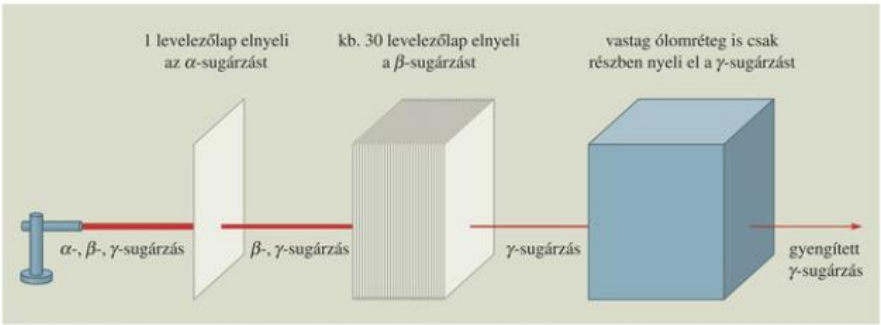


137.2. A radioaktív sugárzás összetevőit az elektromos és mágneses mező töltésük szerint szétválasztja

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.



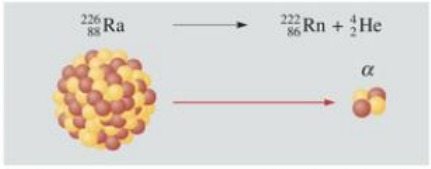
137.1. Sugárzások elnyelődése anyagi rétegeken. *Mitől függ az elnyelődés mértéke?*

3D

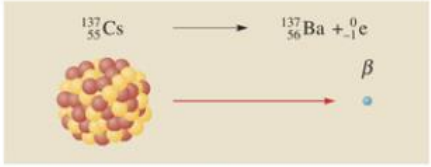


138.1. Az α-sugárzás elnyelődésének mérése. *A sugárzás kb. hányad része nyelődik el a papírlapban?*

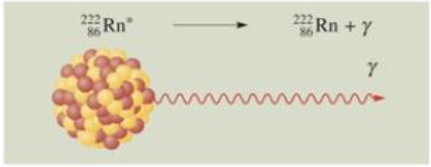
3D



138.2. A rádiumatommag α-rész kibocsátásával radonatommaggá alakul át



138.3. β-bomláskor a felszabadult energia nagy részét a magból távozó elektron mozgási energia formájában viszi magával



138.4. A gerjesztett atommagból γ-foton távozik

α-bomlásnál: $\quad {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}\mathrm{He},$

β-bomlásnál: $\quad {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + {}^{0}_{-1}e,$

gammafoton-kibocsátásnál: $\quad {}^{A}_{Z}Y^{*} \rightarrow {}^{A}_{Z}Y + {}^{0}_{0}\gamma.$
(Y^{*} gerjesztett mag)

138.5. Radioaktív magbomlások reakcióegyenletei

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

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

$$^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{1}_{1}\mathrm{p} + {}^{0}_{-1}e.$$

A β-bomlás így eggyel növeli a *Z* rendszámot, és nem változtatja meg az *A* tömegszámot.

A γ-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 megegyezik a gerjesztett atomi rendszer fotonkibocsátásával. A magban az energiák milliószor akkorák, mint az atomburokban. Ezért a gamma-fotonok hullámhosszai milliószor kisebbek a látható optikai hullámhosszaknál ($\lambda \approx 10^{-13}$ m).

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

A természetes radioaktív sugárzásoknál* a γ-sugárzás mindig csak az α- vagy a β-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 β-bomláskor sérülni látszott az energiamegmaradás elve. Az atommagból távozó β-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**** nevezték 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 β-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 γ-foton, illetve egy neutrínó távozik a magból.
4. A radioaktív izotópok atommagjai általában egyféleképpen bomlanak el: **vagy csak α-, vagy csak β-bomlással,** ahol mindkét fajta bomlást γ-sugárzás kísérheti. A természetben előforduló *bomlási sorokban* azonban vannak olyan radioaktív izotópok is, amelyeknek azonos atomjai közül egyesek α-, mások β-bomlással alakulnak át másik elem atommagjává. Ezt a jelenséget nevezzük *bomlási elágazásnak.* Pl. az U-238 bomlási sorának Bi-214 bizmut izotópja α-bomlással Tl-210 tallium izotóppá alakulhat át, vagy β-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 γ-sugárzástól?

FELADATOK

1. A ^{238}U-, ^{226}Ra-, ^{222}Rn-izotópok alfa-sugárzók. Milyen új elemek keletkeznek a bomláskor? (Használjuk a periódusos rendszert!)
2. A szén egyik radioaktív izotópja a β-sugárzó ^{14}C. Milyen új elem keletkezik az izotóp bomlásakor?
3. A ^{235}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: $\frac{1}{\text{s}}$. Az egységet (a radioaktivitás felfedezőjének tiszteletére) **becquerelnek*** nevezzük. Jele: **Bq.** Az aktivitás értékét úgy kaphatjuk meg, ha az elbomlott atommagok ΔN számát elosztjuk a közben eltelt Δt idővel:

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

Mivel minden bomlásnál egy α- vagy β-**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}U uránizotóp aktivitása pedig a rádium aktivitásának kevesebb mint fél milliomod része (alig 13 ezer Bq).

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



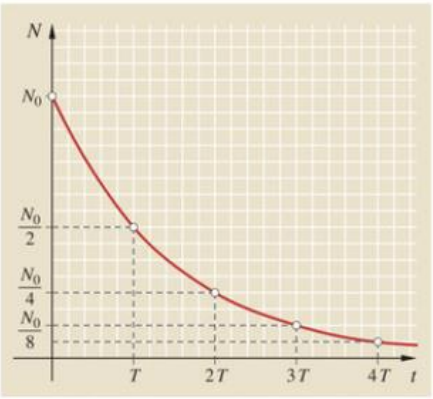
140.1. Radioaktív sugárzás detektálása laboratóriumi (balra) és hordozható Geiger–Müller-számlálóval

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).



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

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

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

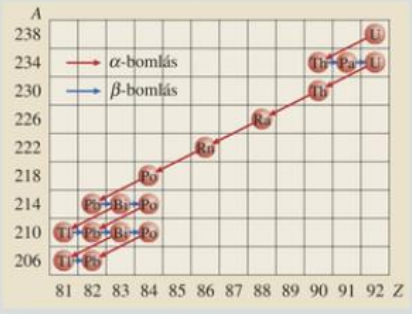
141.1. A = 1 MBq aktivitású különböző izotópok tömege

IZOTÓP	BOMLÁSI MÓD	FELEZÉSI IDŐ
^{238}U	α	$4{,}5 \cdot 10^9$ év
^{235}U	α	$7{,}1 \cdot 10^8$ év
^{226}Ra	α	1600 év
^{90}Sr	β	25 év
^{60}Co	β, γ	5,27 év
^{3}H	β	12,26 év
^{222}Rn	α	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 **őseleme** (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	$^{232}_{90}\mathrm{Th}$	14 100	$^{208}_{82}\mathrm{Pb}$
$A = 4n + 1$ neptúnium-sor	$^{237}_{93}\mathrm{Np}$	2,1	$^{209}_{83}\mathrm{Bi}$
$A = 4n + 2$ urán-238-sor	$^{238}_{92}\mathrm{U}$	4470	$^{206}_{82}\mathrm{Pb}$
$A = 4n + 3$ urán-235-sor	$^{235}_{92}\mathrm{U}$	713	$^{207}_{82}\mathrm{Pb}$

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 $^{209}_{83}\mathrm{Bi}$ 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 $^{40}\mathrm{K}$, a $^{14}\mathrm{C}$ és a $^{3}\mathrm{T}$. Utóbbiak mind β-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.

a) Határozzuk meg, hogy az 1 Ci egység hány becquerelnek ($\frac{1}{s}$) felel meg! (A rádium tömegszáma 226, felezési ideje 1600 év.)

b) Mennyi lenne az aktivitása a 100 évvel ezelőtt elkülönített 1 g tömegű rádiumnak ma?

c) Mennyi 1 g rádium sugárzási teljesítménye? (Az alfa-részek energiája 0,7 pJ.)

d) 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):

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

b) Alkalmazzuk az aktivitásra a bomlási törvényt:

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

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

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

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:

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

$$= 7{,}8 \cdot 10^8\,\text{J} = \mathbf{780\ MJ.}$$

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

2. A csernobili reaktorbaleset során radioaktív ^{131}I-izotóp került Magyarország légterébe. A levegőben a jód aktivitása átlagosan 1–10 Bq volt köbméterenként. Az izotóp felezési ideje 8 nap.

a) Mekkora lehetett a köbméterenkénti aktivitás 32 nap elteltével?

b) 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 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 uránszurokércből.

a) Becsüljük meg, hogy az így nyert rádium hány százalékát találnánk most meg, ha a rádiumot megőrizték volna! (A rádium felezési ideje 1600 év.)

b) Mennyi idő múlva csökken ugyanilyen arányban az elkülönített rádium mennyisége?



2.3. Sugárzásmérő 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 vizsgálandó 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. (Ionizáljá… a semleges atomi részecskéket.) Előf… hogy a becsapódó részecske egy mo… akár egy egész atomot is kilök. A ner… radioaktív sugárzás melegítő hatása j… len, ezért károsító hőhatásától eltekintü…

Az ionizáló részecskék a kölcsönhatás során energiát veszítenek, az anyagban lefékeződnek. A lefékeződő **alfa-részek** két … **semleges héliumatomokká** … **részecskék** az **ionokba** … **fotonok** a közönséges lát… 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.

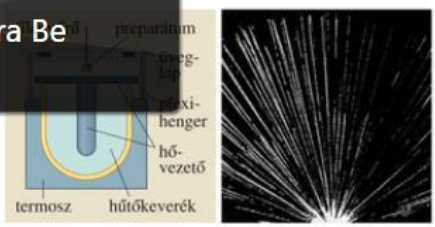
A sugárzások megfigyeléséhez, tanulmányozásához olyan mérőeszközökre van szükség, amelyek jelzik a sugárzások jelenlétét és mérik azok fizikai jellemzőit. Ezeket általában **detektoroknak*** nevezzük. A legtöbb detektor működése a sugárzások ionizáló hatásán alapszik.

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.

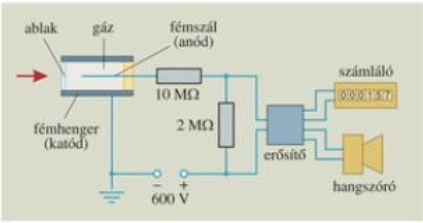
A ködkamrában *(144.1. ábra)* gőzöket túltelített állapotba hoznak. A kamrán áthaladó részecskék pályája mentén keletkező ionok kondenzációs magként szolgálnak, így azokon a gőzök lecsapódnak. A kialakuló apró folyadékcseppek ködfonalakat alkotnak, így a részecskék pályája láthatóvá, fényképezhetővé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

…ívitás mérésére **Geiger–Müller-számlálókat** (rö… en G-M-csöveket) használnak. Az egyedi rész… iskék detektálására alkalmas berendezést **Han… Geiger** (1882–1945) és tanítványa, **Walter Mü… r** (1905–1977) német fizikusok fejlesztették … 28-ban. A mérőeszköz *(145.1. ábra)* egy fémből vagy üvegből készült, gázzal töltött cső.



144.1. Diffúziós ködkamra elvi felépítése. *Mi olvasható ki a ködfonalképből?*

Kamera Be



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 hangszóróval hallhatóvá is tehetők.

Az anyagokban elnyelt sugárzási energia mérésére alkalmas mérőeszközöket **dozimétereknek**** nevezik. Praktikus dozimé terek 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 sugárzásfajták Q minőségi tényezője



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

Ha a radioaktív sugárzások elnyelődésekor a sejtek 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 **dózismennyiséget** 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:** $\frac{\text{J}}{\text{kg}}$, **neve: gray*** (gréj). **Jele: Gy.**

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

Dózisegyenérték*

A sugárzás biológiai hatása nemcsak az egységnyi tömeg által elnyelt sugárzási energiától függ, hanem a sugárzás fajtájától is, mivel a sugárzásfajták 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 dózisegyenértéket:

$$H = Q \cdot D.$$

A Q egység nélküli viszonyszám – viszonyítási alapul a röntgensugárzást tekintjük –, a H dózisegyenértéknek vagy hatásos dózisnak azonban új nevet adtak, ezzel jelezve a minőségi tényező figyelembevételét. Az **egység neve sievert*, jele: Sv.**

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

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

A **véletlenszerű késői hatásnál** csak a betegség bekövetkezésének valószínűségét tudjuk megadni a dózisegyenérték 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 többletdózist, akkor közülük 1-2 embernél valószínűsíthetjük a többletsugárzásból eredő rákos megbetegedést.

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

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

A TERMÉSZETES HÁTTÉRSUGÁRZÁS

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 világűrből 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 háttérsugárzásnak* nevezzük.** A háttérsugárzásból eredő sugárdózis **a természetes sugárterhelés*.** Ennek éves átlaga a Föld össznépességére számítva: $2{,}4\ \frac{\text{mSv}}{\text{személy} \cdot \text{év}}$ (ez a küszöbdózis 1%-a), amelyet **éves lakossági sugárterhelésnek*** neveznek.



146.1. A természetes háttérsugárzás mérése

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.

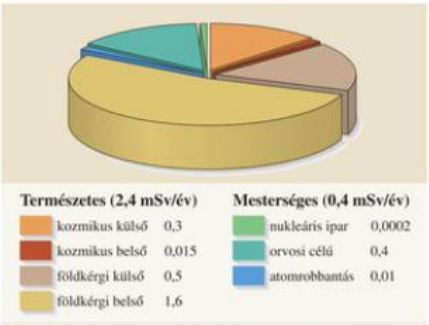
A természetes háttérsugárzás egyrészt **földi eredetű,** a földkéregben található radioaktív elemek állandó sugárzásából ered. Ezek közül számottevő a radioaktív **radon nemesgáz,** amely az alsóbb kőzetrétegekből könnyen kijut környezetünk légterébe. Ide sorolható még a földkéregből származó ^{40}K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

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

lékláncon 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}K- és ^{14}C-izotópok β-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 $E_{átl.} = 0{,}1$ pJ! A tömegünket vegyük 70 kg-nak!)
   c) Mekkora rákos megbetegedési kockázattal jár ez?

MEGOLDÁS:

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

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

c) A sugárterhelésből származó rákos megbetegedés kockázata (rizikója):
$R = 0{,}18 \text{ mSv} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{mSv}} \approx \mathbf{3 \cdot 10^{-6}}$, 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-sugarakkal. Figyelte a sugárzás hatására létrejövő ködfonalnyomokat. A seprűszerűen széttartó α-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:

$$^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{14}_{7}\mathrm{N} \rightarrow {}^{17}_{8}\mathrm{O} + {}^{1}_{1}\mathrm{H}.$$

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 megszaporodott 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 radioaktívnak bizonyult, a **Joliot–Curie házaspár figyelte meg 1934-ben.**

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

$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{30}_{15}\mathrm{P} + {}^{1}_{0}n.$$

A keletkezett foszforizotóp a természetben nem fordul elő, mivel kis felezési idővel (kb. 3 perc) szilíciummaggá alakul át. A magátalakulásokra 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:

$$^{30}_{15}\mathrm{P} \rightarrow {}^{30}_{14}\mathrm{Si} + {}^{0}_{1}e.$$

Ha a mesterséges magreakció* során olyan atommag keletkezik, amely radioaktívnak 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}I izotópját. A radioaktív izotóppal megjelölt jód egy bizonyos idő után beépül a szervbe. A beépülés mértéke sugárzásmérő 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 tomográfos gamma-detektor



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

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 testüregen belülre vitt sugárforrással, esetleg a pajzsmirigynél a megfelelő mennyiségű ^{131}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}Co kobaltizotópot, melynek a felezési ideje 5,3 év. A besugárzókészüléket – 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.

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}C-izotópot használják.**

A Föld légkörében – főként szén-dioxid formájában – előforduló szénatomok egy része radioaktív β-sugárzó ^{14}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}C-, a többi stabil ^{12}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}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 világűrből jövő kozmikus sugárzásban az elektron antirészecskéjét: a **pozitront.** 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 – a $2 \cdot m \cdot c^2$ nyugalmi energiának megfelelő energiájú – foton keletkezik. A jelenséget **pármegsemmisülésnek**** nevezzük. 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 **párkeltésnek**. 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 (tomográfiás) 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}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 ^3T 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}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 adódott. Mekkora lehetett a ruhamaradványokban található elemi szén ^{14}C-koncentrációcsökkenése?



3. A maghasadás és a magfúzió

3.1. Az uránatommagok hasadása

3D

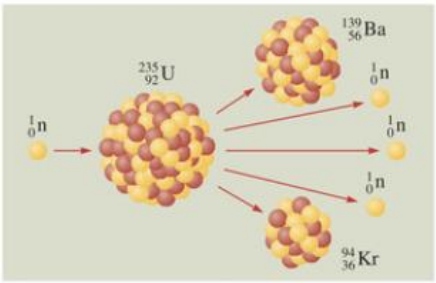
Az atommagok átlagos kötési energiájának vizsgálatánál láttuk, hogy a nehéz atommagokból energia szabadulhat fel, ha ezek könnyebb atommagokra bomlanak el.

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

$$ {}^{1}_{0}n + {}^{235}_{92}\mathrm{U} \rightarrow {}^{139}_{56}\mathrm{Ba} + {}^{94}_{36}\mathrm{Kr} + 3 \cdot {}^{1}_{0}n. $$

A $Z = 92$ töltésszámú uránatommagok hasadása azért jár energiafelszabadulással, 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. ${}_{36}\mathrm{Kr}$- és ${}_{56}\mathrm{Ba}$-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. Különben a magok egyenkénti – külső neutronlövedékkel 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.**

3D

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.

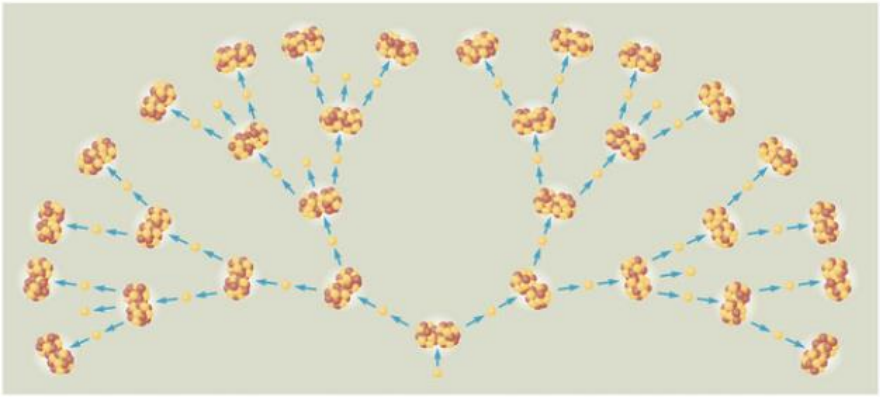
A természetben előforduló urán 1 : 142 arányban ^{235}U- és ^{238}U-izotópokból áll. A két izotóp közül az ^{235}U-magok esetében teljesül, hogy a magok hasadása során több neutron (átlagosan 2,5) keletkezik. Ezen neutronoknak a nagy része azonban a nehezebben hasadó ^{238}U-atommagokban legtöbbször anélkül nyelődik el, hogy újabb hasadást idézne elő. Ezért a láncreakció feltételei akkor teljesülnek, ha az uránércben növeljük a jól hasadó ^{235}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.

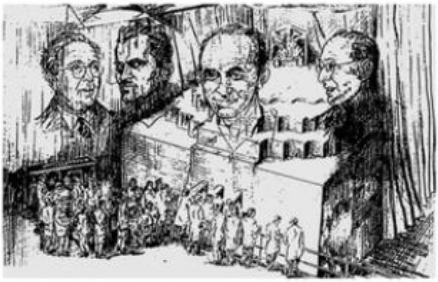
A láncreakció folyamatának állapotát a ***k* szorzótényezővel*** jellemezhetjük, amely megadja, hogy egy maghasadásra átlagosan hány újabb maghasadás jut:

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

- 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 láncrekció 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.

Az atomreaktorok elvi felépítése a *153.2. ábrán* látható. A reaktor lényeges részei: a **neutronlassító 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}U-magokba hasítás nélkül befogódna. A moderátoranyag szerepe a maghasadások során keletkező gyors neutronok lelassítása. (Az ^{235}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.

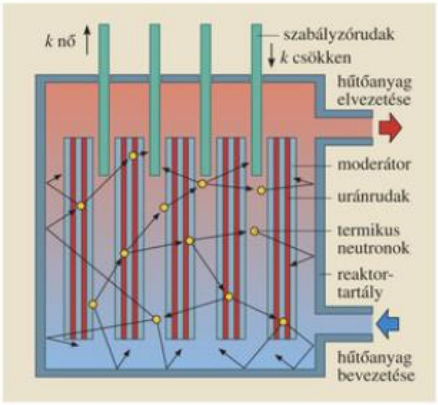
A láncreakció a neutronelnyelő rudak pozíciójának változtatásával szabályozható. A rudak kihúzásával növelni, beljebb tolásával pedig csökkenteni lehet a k sokszorozódási tényezőt. Így elérhetjük, hogy folyamatos üzemmódban ($k = 1$) a reaktor állandó teljesítménnyel működjön.

SZABÁLYOZOTT LÁNCREAKCIÓ AZ ATOMREAKTORBAN

Az első atomreaktort **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.

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.



153.2. Az atomreaktor felépítésének elvi vázlata



153.3. Hirosima az atombomba-robbanás után

3D

3D

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

MEGJEGYZÉSEK

1. Az atomreaktorok szabályozott láncreakciójának létrehozásához elegendő, ha a természetes uránban az ^{235}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}U-izotópokon kívül más nehéz atommagok is alkalmasak arra, hogy azokkal láncreakciót valósítsanak meg. Ilyen pl. a ^{239}Pu-izotóp, amely az ^{238}U neutronbefogását követő kétszeri béta-bomlás útján keletkezik: $n + {}^{238}_{92}\mathrm{U} \rightarrow {}^{239}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow{\beta} {}^{239}_{93}\mathrm{Np} \xrightarrow{\beta} {}^{239}_{94}\mathrm{Pu}$. Mivel a ^{239}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?*

GONDOLKODTATÓ 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 alacsonyan dúsított uránrudak tömege eléri-e a kritikus értéket? Mit mondhatunk a reaktor teljes üzemanyagtöltetének együttes tömegéről?
3. Miért lassítják jobban a neutronokat a kis tömegszámú elemek, mint a nagy tömegszámúak?

FELADATOK

1. Mennyi energia szabadul fel a neutronnal gerjesztett ^{236}U hasadásakor, ahol ^{139}Ba és ^{94}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 $\frac{\mathrm{MJ}}{\mathrm{kg}}$ 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 hatásaik

(Kiegészítő anyag)

Chicagóban 1942 decemberében az első atomreaktor beindítása bizonyította a szabályozott láncreakció megvalósításának lehetőségét. Nyilvánvalóvá vált, hogy az atommagban rejlő óriási energiatartalékok 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.**

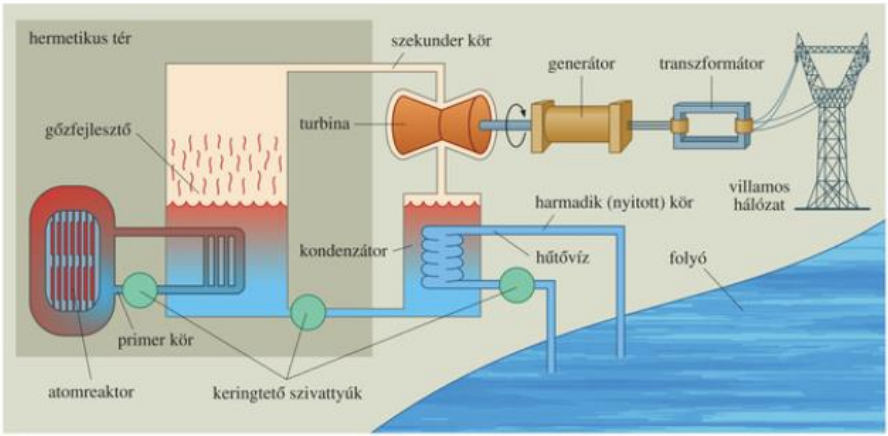
AZ ATOMERŐMŰ FELÉPÍTÉSE ÉS MŰKÖDÉSE

Az atomerőmű villamosenergia-termelése csak annyiban különbözik a hagyományos hőerőműétől, 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 energiafelszabadulása 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 (nyomottvizes energiatermelő) típusúak. A nyomottvizes jelző azt jelenti, hogy a reaktorok primér 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:

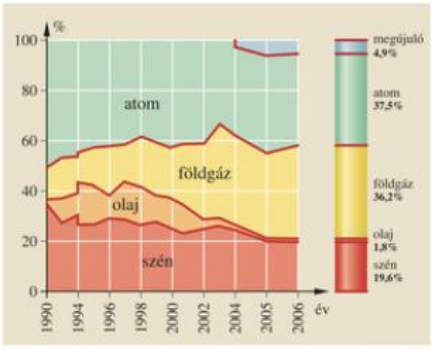
- A reaktor aktív zónájában az urán hasadásából felszabaduló hőt a **zárt primer kör** hűtőközege szállítja az (ugyancsak zárt) **szekunder kör** gőzfejlesztőjéhez.
- A **hőleadás a hőcserélőben** csőrendszeren keresztül (csak termikus érintkezés útján) **valósul meg.**
- A **szekunder kör** gőzfejlesztőjében 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 ATOMERŐMŰVEK VILLAMOSENERGIA-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.**

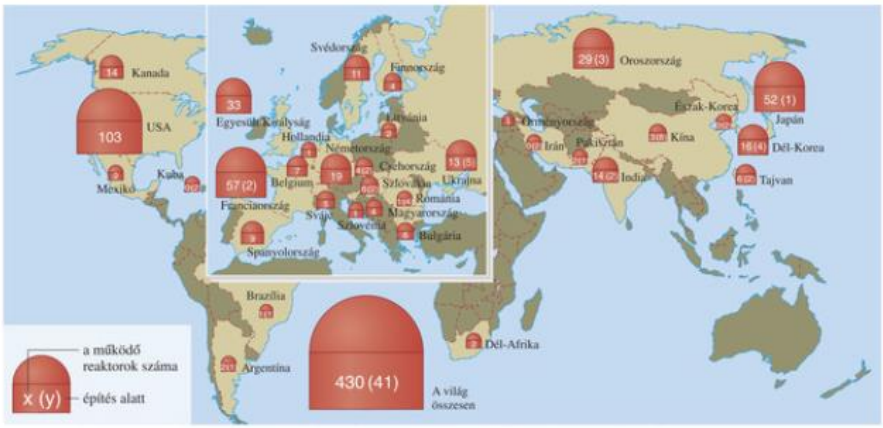
A hazai villamosenergia-termelés közel 40%-át a paksi atomerőmű szolgáltatja. Magyarország villamosenergia-felhasználásának alakulását 1990 és 2006 között a *156.2. ábrán* tanulmányozhatjuk.

AZ ATOMERŐMŰVEK 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 csarnoka a primer körön belül a paksi atomerőműben

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

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.

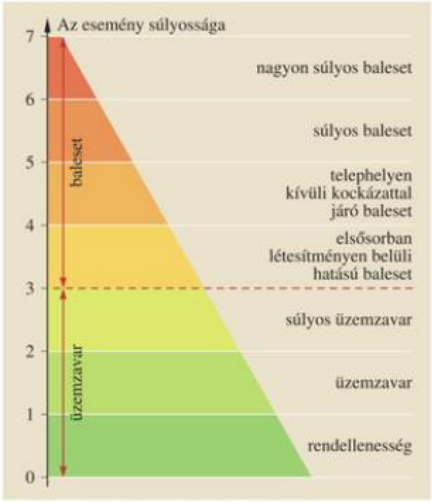
A modern társadalom nem működhet energiaellátás nélkül. Ezért arról, hogy egy ország milyen típusú erőművekre alapozza az energiatermelését, nagyon komplex szempontrendszer alapján – az **egyes erőműtípusok kockázati és gazdaságossági szempontjait összevetve – kell dönteni.**

A különböző emberi tevékenységek kockázatát – statisztikai adatok alapján – azon napok számával 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)

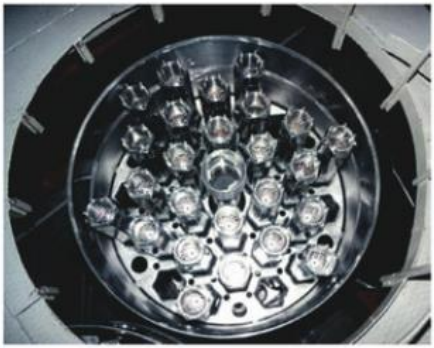
Az egyik a normál üzemben történő (vagyis üzemzavar nélküli) **folyamatos radioaktívanyag-kibocsátás.**

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



158.1. Fűtőelemek a paksi atomerőműben

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}I-izotópból származott, kisebb része 30 év körüli felezési idejű stroncium- és céziumizotóp volt. A hazánkat érő sugárszennyezettségből 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 küszöbdózist 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 (nyomottvizes, vízhűtésű, vízmoderátorú energetikai reaktor.) *Primerköri 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}U-izotópot tartalmazó (dúsított) UO_2, 4 g tömegű uránpasztillák alakjában. A frissen behelyezett urántöltet – évenkénti átrakással – 3 éven keresztül biztosítja a nukleáris hasadási energiát. Az üzemanyag kiégési 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 energiafelszabadulást jelent az urán fűtőelemek $28{,}6\ \frac{\text{MW}\cdot\text{nap}}{\text{kg}}$ kiégési 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 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 rektorok 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 területet 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)!
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 paraméterei (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.

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.

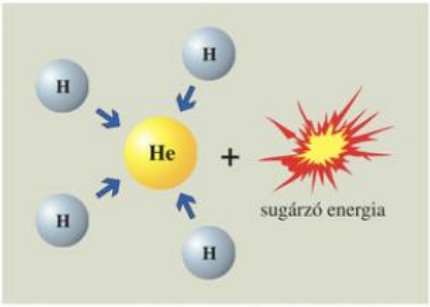
Ezért nevezzük a makroméretekben megvalósuló tömeges magfúziós reakciót **termonukleáris reakciónak*.**

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.

3D



160.1. A csillagok magjában lejátszódó H-He fúziós folyamat



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 lépcsőben stabil héliumatommaggá. Eközben a ^{4}He-atommag 4,48 pJ nagyságú kötési energiája szabadul fel. A termonukleáris reakció végeredményének egyenlete:

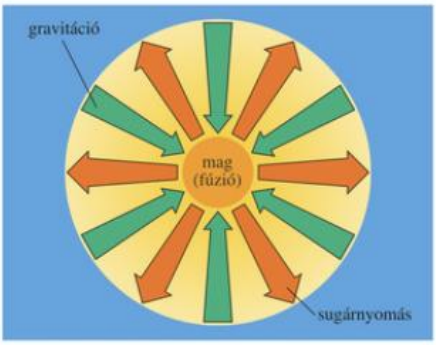
$$4 \cdot {}_1^1p \rightarrow {}_2^4\mathrm{He} + 2\nu_e + 2 \cdot {}_1^0e \quad (4{,}48\ \mathrm{pJ}).$$

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 atomboma által biztosított magas hőmérsékleten az alábbi fúziós folyamat játszódik le:

$${}_1^2\mathrm{D} + {}_3^7\mathrm{Li} \rightarrow 2 \cdot {}_2^4\mathrm{He} + {}_0^1n \quad (2{,}4\ \mathrm{pJ}).$$



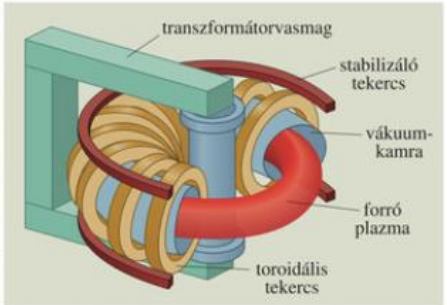
161.2. A csillag méretét a gravitáció és a fúzióból származó belső nyomás egyensúlya határozza meg

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}D és ^{3}T lenne. A fúziós energiatermelés elterjedése csak századunk második felében várható.





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

MEGJEGYZÉSEK

1. A fúziós reaktorokban történő nukleáris energiatermelés előnyei a hasadásos 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.

GONDOLKODTATÓ KÉRDÉSEK

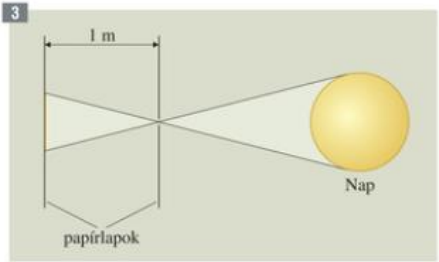
1. Vajon miért nem robbannak fel hidrogénbombaként a csillagok?
2. Hogyan lehetne a Nap sugárzási teljesítményét meghatározni, ha tudjuk, hogy a Földre 1350 $\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m}^2}$ teljesítménnyel érkezik a napsugárzás?

FELADATOK

1. 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.)

2. 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.)

3. Fúrjunk kartonlapra tűhegynyi lyukat, és képezzük le ezzel a Nap képét egy másik, kb. 1 m-re lévő kartonlapra. Megfelelő beállítással 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!



4. 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 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 ezer $\frac{km}{s}$ 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 milliárd 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 éve** 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 ötmilliárd 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**

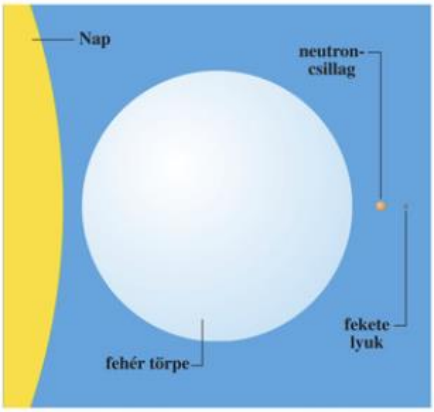
A csillag fejlődésének befejező szakasza a csillagállapot végéhez, a csillag pusztulásához vezet. A nukleáris tüzelőanyag elfogyásával a gravitációs összehúzódás folytatódik, és a csillag, ha tömege nem halad meg egy bizonyos értéket, a nagyon nagy sűrűségű – cm^3-enként több tonna tömegű – fehértörpe-állapotot* 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 lökéshullámszerűen 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, magsűrűségű 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.**



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

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 összesűrűsödött anyagi objektum felületéről még a fény sem tud kilépni. Erre utal találóan a **fekete lyuk** elnevezés. Itt az elektromos erőkhöz képest 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) és a napi hírek alapján tartsunk kiselőadásokat, vagy készítsünk tablót a legújabb csillagászati eseményekről!

FELADATOK

1. A Naprendszertől 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 középen 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.

3D

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

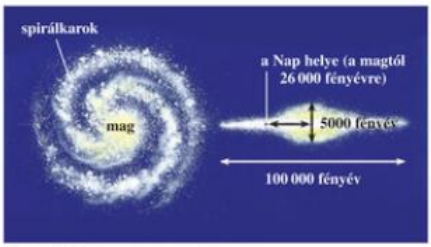
A Napunk a bolygórendszerével a centrumtól mintegy 26 ezer fényévnyire az egyik spirálkarban helyezkedik el. A Naprendszer centrum körüli keringésének kerületi sebessége 220 $\frac{\text{km}}{\text{s}}$, keringési ideje pedig 230 millió év.

3D

A legközelebbi nagy galaxis az Andromédaköd, amely szabad szemmel is látható ködszerű foltként az Andromeda-csillagképben. A Naprendszertől 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.



3D

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 Andromeda

A TÁGULÓ UNIVERZUM*

Edwin P. Hubble (1889–1953) amerikai csillagász 1929-ben a távoli extragalaxisok fényének vizsgálata során észrevette, hogy a színképben a földi elemeknek megfelelő színképvonalak 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 színképvonalak 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:

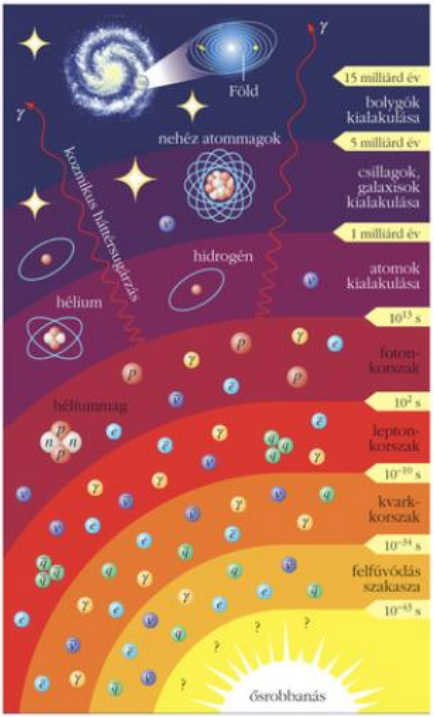
$$v = H \cdot R,$$

ahol v a galaxis távolodási sebessége, R a galaxis Földtől mért távolsága, a $H = \dfrac{22\ \frac{\text{km}}{\text{s}}}{1\ \text{millió fényév}}$ konstans pedig a Hubble-állandó. Ez a **Hubble-törvény.**

Mivel a színképek 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 **háttérsugárzásnak.** A kutatók 1965-ben egy telefontársaság megbízásából rádióteleszkópjukkal az égbolt rádiósugárzását vizsgálták, zajmentes tartományok után kutatva. Eközben egy állandó, minden irányból azonos intenzitással érkező mikrohullámú zajra lettek figyelmesek. Először technikai hibákra gondoltak, de később arra a következtetésre jutottak, hogy a sugárzás a világűrből érkezik. Elméleti csillagászok igazolták, hogy ez nem lehet más, mint a korai forró univerzum **hőmérsékleti sugárzásának maradványa.**



167.1. Az univerzum kialakulásának legfontosabb eseményei

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 sugárzássá 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 kezdték 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 **kozmikus felhők sűrűsödéseiből elkezdődött a csillaghalmazok, 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 sorsára.





Az elmúlt században az ember a Földről már nem csak szabad szemmel vagy távcsővel kémlelhette a világűrt. 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 üzenetét 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 spiráljét.

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 Neptunuszon túli kisbolygóövezet, a Kuiper-öv, valamint a Naprendszer külső részén a milliárdnyi üstökösmagból 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. ≈ 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 távoliabbak 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.)



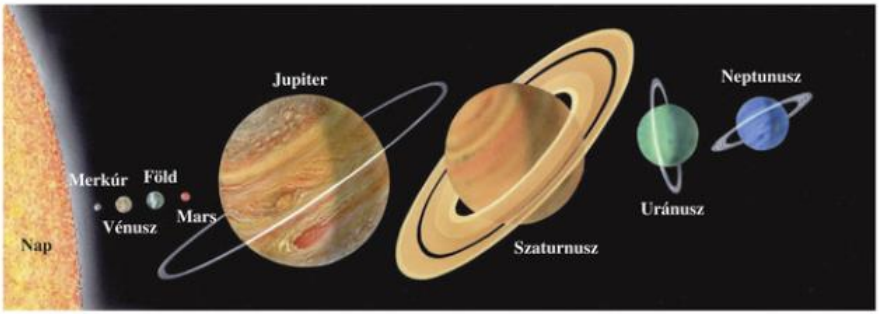
169.1. Az arecibói rádiótávcső



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

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 kőzetbolygók, 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.

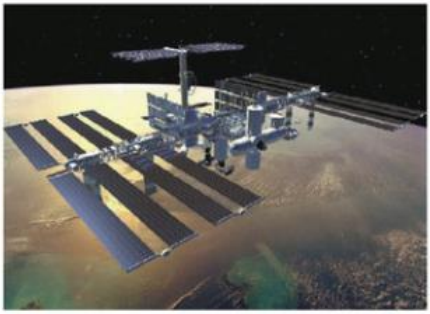
Ezt követően megindult a bolygóközi űrkutatás is. Számos bolygó közelébe küldtek űrszondákat, amelyek értékes adatokat továbbítottak a Földre a kutatott bolygó felszínének fizikai és kémiai összetételéről, állapotáról. A Föld körül űrállomások létesültek, ahol csillagászati megfigyeléseket, technikai, 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^3)	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 HOLDAK 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!



171.2. Ilyen lesz a most épülő Nemzetközi Űrállomás

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.

Mai 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.

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-részecskegyorsítókban óriási energiákon történő részecskeütközésekkel rekonstruálják a korai forró univerzum fizikai viszonyait. Ilyen körülmények között keresik a részecskekölcsönhatások eddig még ismeretlen sajátosságait. A kísérleti eredményektől azt várják, hogy alapul szolgálnak a minden kölcsönhatást egybefoglaló Nagy Egyesített Elmélet (GUT – 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 jósolják. Ebből adódik az eddig nem ismert, még fel nem fedezett **sötét anyag**** hipotézise, az ismeretlen anyagfajta keresése.

ÖSSZEFOGLALÁS

AZ ATOMMAG JELLEMZŐI

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

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

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

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 neutront 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 $\boldsymbol{E = m \cdot c^2}$ **tömeg–energia egyenértékűség alapján** számíthatjuk ki:
$E_k = [Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - m_{mag}] \cdot c^2$, ahol
a $\Delta m = [Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - m_{mag}]$ 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 megszaladó 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	${}^{A}_{Z}X \longrightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}\mathrm{He}$	α-sugárzás, nagy ionizálóképesség, rövid hatótávolság
negatív béta-bomlás	${}^{A}_{Z}X \longrightarrow {}_{Z+1}{}^{A}Y + {}^{0}_{-1}\mathrm{e} + \nu_e$	$-\beta$- és $+\beta$-sugárzás, közepes ionizálóképesség, közepes áthatolóképesség. A $+\beta$-sugárzásnál pozitron-elektron pármegsemmisülés
pozitív béta-bomlás	${}^{A}_{Z}X \longrightarrow {}_{Z-1}{}^{A}Y + {}^{0}_{1}\mathrm{e} + \nu_e$	
magbomlás nincs (a mag γ-fotont bocsát ki)	${}^{A}_{Z}Y^{*} \longrightarrow {}^{A}_{Z}Y + {}^{0}_{0}\gamma$	γ-sugárzás, kicsi ionizálóképesség, nagy áthatolóképesség

A radioaktív bomlás törvényszerűsége

Az $A = \dfrac{\Delta N}{\Delta t}$ hányados a radioaktív anyag **aktivitása** (bomlási sebessége), ahol ΔN az elbomlott atommagok számát, Δt 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:* $D = \dfrac{E}{m}$, egysége: $1\ \dfrac{\mathrm{J}}{\mathrm{kg}} = 1\ \mathrm{Gy}$.

– *Dózisegyenérték:* $H = Q \cdot D$, ahol $1 \le Q < 20$, egysége: $1\ \mathrm{Sv} = 1\ \dfrac{\mathrm{J}}{\mathrm{kg}}$.

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 égitesteknél (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 világűrből.
– 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 naptömeggel számolva) $\mathbf{10^{52}}$ **kg** nagyságrendű.
– A megfigyelt univerzum mérete mintegy **13-14 milliárd fényév** ($\approx 10^{26}$ m). A világegyetem átlagos sűrűsége 10^{-26} kg/m^3 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 távlati 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 **kozmikus 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 világűrkutatás 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.

Megoldások

(A terjedelem csökkentése érdekében a megoldásokat gyakran nem teljes mondatban fogalmaztuk meg, és néhány egyszerű kérdésre nem adtuk meg a választ.)

I. MECHANIKAI REZGÉSEK ÉS HULLÁMOK

1. REZGŐMOZGÁS

1.1. A rezgőmozgás fogalma. A rezgőmozgást jellemző mennyiségek

Gk: 1. *a)* Igen. *b)* Nem. *c)* Nem. *d)* 1 nap. 1 $\frac{1}{\text{nap}}$; 1 év; 1 $\frac{1}{\text{év}}$; **2.** Nem. Olyan „félparabola", majd egész parabola, melynek csúcsa az elejtésnek megfelelő magasságban van. **3.** $v = 0$, a maximális. **4.** *a)* Ha a test az egyensúlyi hely felé mozog. *b)* Mindig. **5.** Igen, ha $\omega = \frac{1}{\text{s}}$ és $t_1 = n \cdot \frac{T}{8}$, amikor $\sin\varphi_1 = \cos\varphi_1 = \frac{\sqrt{2}}{2}$. **6.** Igen, mert A és T vagy f ismeretében felírhatók a harmonikus rezgőmozgást jellemző mennyiségeket (y; v; a) megadó függvény.

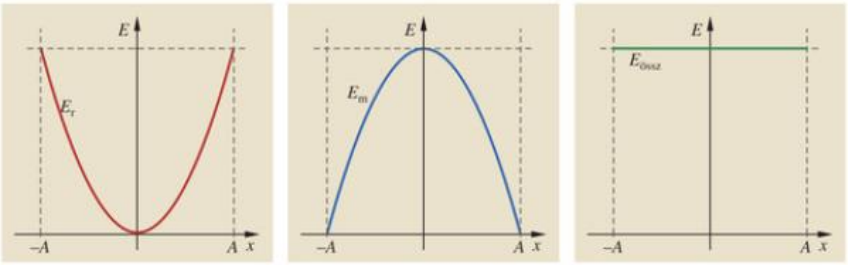
F: 2. $v_{max.} = 15{,}7\ \frac{\text{cm}}{\text{s}}$; $a_{max.} = 61{,}6\ \frac{\text{cm}}{\text{s}^2}$; $y_1 = 3{,}7$ cm; $v_1 = 6\ \frac{\text{cm}}{\text{s}}$; $a_1 = -57{,}98\ \frac{\text{cm}}{\text{s}^2}$; $y_2 = -3{,}7$ cm $v_2 = 6\ \frac{\text{cm}}{\text{s}}$; $a_2 = 57{,}98\ \frac{\text{cm}}{\text{s}^2}$; **3.** $A = 0{,}023$ cm; $a_{max.} = \omega^2 \cdot A = 109\,900\ \frac{\text{cm}}{\text{s}^2}$; **4.** $\omega t = 48{,}6°$; $v = 3{,}7\ \frac{\text{m}}{\text{s}}$; $a = 11\,460\ \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$; **5.** *a)* $v_{max.} = A\omega = 31{,}4\ \frac{\text{cm}}{\text{s}}$; $a_{max.} = 98{,}6\ \frac{\text{cm}}{\text{s}^2}$; *b)* $y = 0$, tehát a test az egyensúlyi helyzetben van; $v = v_{max.} = -31{,}4\ \frac{\text{cm}}{\text{s}}$; $a = 0$; *c)* $y = 7{,}07$ cm; $v = 22{,}2\ \frac{\text{cm}}{\text{s}}$; $a = 69{,}7\ \frac{\text{cm}}{\text{s}^2}$.

1.2. A harmonikus rezgőmozgás dinamikai feltétele. A rezgésidő. Az energiaviszonyok

Gk: 1. A labdára a két ütközés között csak a gravitációs erő hat. Mivel ez állandó, a labda mozgására nem érvényesül a harmonikus rezgőmozgás dinamikai feltétele. **2.** A nagyobb tömegű, tehát tehetetlenebb testnek nehezebb változtatni a sebességét. A rezgésidő nagyobb! **3.** Az erősebb rugó azonos kitérés esetén nagyobb erőhatás kifejtésére képes, így ugyanazt a testet gyorsabban mozgatja. A rezgésszám nagyobb. **4.** A rezgő test a hosszabb utat – mivel a rugó nagyobb megnyúláskor arányosan nagyobb erőhatást fejt ki – a kitéréssel arányosan nagyobb gyorsulással teszi meg. **5.** A rezgésidő kétszeres, háromszoros, a rezgésszám fele, harmada lesz az eredetinek. **6.** Ha a tömeg nagyobb – azonos feltételek mellett – a rezgésszám kisebb. **7.** Két ismert rugóállandójú rugót. A két rugóval jobbra-balra kikötve önmagukat, a megmért rezgésidő alapján kiszámítható a testük tömege. Igen. **8.** A rezgésszám az egységnyi idő alatti rezgégések számát mutatja meg, de nem azonos azzal, hiszen mértékegysége: $\frac{1}{\text{s}}$. A rezgések száma a vizsgált tetszés szerinti hosszúságú időtartam alatti periódusok száma, amely egy mértékegység nélküli számmal adható meg.

9. $D_1 = D_2 = 2\ D$; $D_{1;2} = 2\ D_1 = 4\ D$; $T_1 = T \cdot \sqrt{2}$; $f_1 = \frac{f}{\sqrt{2}}$; $T_{1;2} = \frac{T}{2}$; $f_{1;2} = 2f$.

10.



A rugalmas és a mozgási energia az $x = \frac{A}{\sqrt{2}} \approx 0{,}71A$ helyen lesz egyenlő.

F: 1. $T = 0{,}31$ s; $f = 3{,}2\ \frac{1}{s}$; $\omega = 20\ \frac{1}{s}$; **2.** $M = 71{,}3$ kg; Igen. Kettő, de ha két ilyen rugóval kötik ki az űrhajóst, akkor nem 7,5 s lesz a rezgésidő. **3.** $D = 197\ \frac{N}{m}$; $v_{max.} = 0{,}25\ \frac{m}{s}$; $a_{max.} = 0{,}79\ \frac{m}{s^2}$; $F_{r,max.} = 15{,}8$ N; **4.** $T = 0{,}628$ s; **5.** $E = 0{,}025$ J; **6.** $W = E_{r,max.} = \frac{1}{2} D \cdot A^2 = 0{,}06$ J; **7.** $E_r = E_h$; $h = 12{,}2$ m. **8.** Harmonikus rezgőmozgást. $v_{max.} = 2\ \frac{m}{s}$; $\frac{1}{2} m \cdot v^2 = \frac{1}{2} D \cdot A^2$-ből $A = 6{,}3$ cm.

1.3. A fonálinga

Gk: 1. Így a mérés során (pl. az óra indításánál és megállításánál) elkövetett hiba 10 részre oszlik. **2.** A lengésidő – változatlan feltételek mellett – állandó. **3.** Süllyeszteni, mert a hosszabb inga lengésideje nagyobb. **4.** Késik, ha az inga hossza a hőtágulás miatt nő. **5.** A nagyobb tömegű testnek nagyobb a tehetetlensége, de azzal arányosan nagyobb nehézségi erőhatás éri. **6.** Lásd 1.2. Gk. 9.-re adott választ. **7.** A rúdon mozgatható nehezékkel változtatható az „inga hossza". **8.** A nehézségi erő hatására mozgó ingával nem, ott súlytalansági állapot van. „Rugós ingaórával" igen, mert a rugalmas erő létezése nem függ a gravitációs hatástól.

F: 1. $T = 1{,}27$ s; **2.** $l = 6{,}22$ m; **3.** 0,995 m; **4.** 0,166 m; **5.** $g = 39{,}44\ \frac{m}{s^2}$. Nem lehet.

1.4 A rezgést befolyásoló külső hatások és következményeik

Gk: 1. *a)* csillapított, a közegellenállás és a rugó korpuszkuláinak mozgatása; *b)* csillapítatlan, a mozgó vonó tapadás közben pótolja a veszteségeket; *c)* azonos az első esettel; *d)* csillapítatlan, lásd a 27. oldalon az Olvasmányban. **2.** Lásd **28.2.** ábrát. **3.** Az egyenletes forgás érdekében. **4.** A forgórész aszimmetria miatti ütésszáma ne legyen egyenlő a forgórész f_0 sajátrezgésszámával. **6.** Kicsi a veszteség, így kevesebb lökésre éri el a kritikus állapotot a test. **7.** Rugalmas alakváltozással „átveszi" a lökéseket, és így az autó egésze nem kap ütésszerű lökéseket. A rugó a kerekeket mindig az úthoz nyomva tartja.

2. MECHANIKAI HULLÁMOK

2.1. A hullám fogalma

Gk: 2. A rugalmatlan közegben nem hozható létre rugalmas feszültség. **3.** A gázok térfogata könnyen megváltoztatható. Az kicsi erő, amellyel ilyenkor a rugalmas feszültség létrejött, csak viszonylag lassú változást hoz létre. **4.** Rezgőmozgást. **5.** A rugalmas kötélen, ha az laza, kisebb erővel hozható létre rugalmas feszültség, és ez lassúbb változást hoz létre. **6.** A homok miatt nagyobb a gumicső tehetetlensége, de a cső megfeszítettsége miatt fellépő erőhatás ugyanakkora. **7.** Az ütés miatt a pálcán longitudinális hullám keletkezik, így a – sűrűsödés és ritkulás miatt – a pálca másik vége a hossz irányában mozog, ütögeti az elé helyezett golyócskát. **8.** Rezgésnél a kitérés–idő (y–t) függvényt jellemzi a szinuszgörbe, a hullámnál pedig a távolság-kitérést (y–x). **9.** A kitérés T időnként ismétlődik. A második választ lásd a Megjegyzések 5. pontjában. **10.** λ és T.

F: 1. $c = 340\ \frac{m}{s}$; $T = 0{,}01$ s; **2.** $T = 0{,}0015$ s; $f = 667\ \frac{1}{s}$; λ és c. **3.** $\lambda = 5$ m; **4.** $c = 3\ \frac{m}{s}$; **5.** $\lambda = 15$ m; **6.** $c_1 = 400\ \frac{m}{s}$; $c_2 = 600\ \frac{m}{s}$; $D_1 < D_2$.

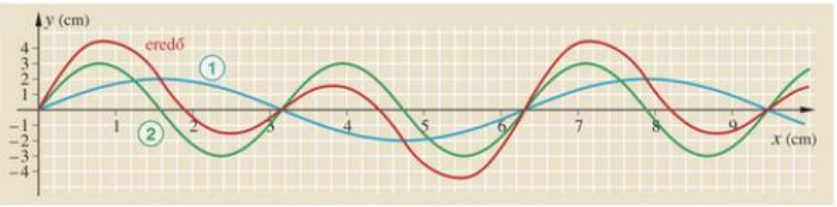
2.2. Hullámok viselkedése új közeg határán

Gk: 1. Minden jellemzője (T; λ; f) változatlan. A sugár és a beesési merőleges által meghatározott síkban marad úgy, hogy $\alpha = \alpha'$. **2.** A visszaverődés törvényének megfelelően párhuzamosan. Egyenetlen felületről diffúz módon. **3.** Széttartóan. Egyenetlen felületről diffúz módon. **4.** $\alpha = \alpha' = 0$; $\beta = 0$; **5.** Visszaverődésnél változatlan jellemzőkkel. Törésnél f és T változatlan, de λ és c változik.

F: 1. $n_{2;1} = 0{,}228$; $n_{1;2} = 4{,}38$; **2.** $c_1 = 8\ \frac{cm}{s}$; $c_2 = 5{,}6\ \frac{cm}{s}$; $\beta = 29{,}66°$. **3.** $\alpha_h = 44{,}3°$.

2.3. Hullámok találkozása. Interferencia

F: 2.



3. Az előző ábra alapján készítse el a rajzot. **4.** A harmadik zsineg nyugalomban marad, mert a két hullám ellentétes fázisban érkezik *C* pontba. A harmadik zsinegen maximális amplitúdóval fut végig az eredő hullám, mert a két hullám azonos fázisban érkezik a *C* pontba.

2.5. A hanghullámok és jellemzőik

Gk. 1. Nem, mert az oda-vissza távolság együttesen nincs legalább 34 m. **2.** 17 m – 0,021 m. **3.** A hullámhossz és az akadályok méretarányának különbségével. **5.** $c = 342\ \frac{\text{m}}{\text{s}}$; **6.** Az ott lakókat így védik a káros hanghatásoktól. **7.** Rugalmatlan, ami „elnyeli" a hangot. **8.** Jó hangelnyelők. **9.** Mert időben eltolódva hallják az ütemet diktáló hangot. **10.** Ha a kréta hol megakad, hol megcsúszik, akkor rezgésbe jön és hangforrássá válik. **11.** Mert rezgésbe jön. **12.** Különböző a hangszáluk és a különböző rezgésszámú hangokat rezonanciával felerősítő testrészük (mellkasi, garati üregek, rezonáló csontok stb.). **13.** Hangvisszaverődéssel. **14.** Igen. A megfigyelő és a hangforrás közötti távolság csökkenésekor a hangforrás felől fújó szél esetében magasabb lesz a hang stb.

II. ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK, HULLÁMOPTIKA

1. ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK

1.1. Elektromágneses rezgések előállítása

Gk: 1. *a)* A frekvencia csökken, mivel a tekercs induktivitása nagyobb lesz. *b)* A frekvencia értéke negyedére csökken. *c)* A frekvencia értéke $\sqrt{2}$-szeresére nő. *d)* A frekvencia értéke nem változik.

F: 1. $f = 2322$ Hz, $T = 0{,}43$ ms; **2.** *a)* 21,6 H; *b)* 0,28 H; **3.** *a)* $E_{C_{max}} = 720$ nJ; *b)* $E_{L_{max}} = 720$ nJ;

c) $U = 12\text{ V} \cdot \cos\left(22360\ \frac{1}{\text{s}} \cdot t\right)$, $I = 2{,}68\text{ mA} \cdot \sin\left(2230\ \frac{1}{\text{s}} \cdot t\right)$.

1.2. Elektromágneses hullámok keltése és vizsgálata

Gk: 1. Lehet, tekercs ferritmagjának eltolásával. **2.** *a)* A homorú felület fókuszába helyezett sugárforrásból kiinduló sugarakat a felület párhuzamos nyalábba veri vissza. *b)* A párhuzamos nyalábban érkező hullámokat a parabolaantenna homorú felülete a fókuszpontba helyezett hullámérzékelőre irányítja. **3.** Nem, mert az ablaküveg az UV sugarakat elnyeli. **4.** Az ultraibolya sugárzás elleni védelem miatt.

F: 1. $t = 2{,}56$ s; **2.** 0,33 m, mikrohullámú tartomány. **3.** 6000 km (kb. a Föld sugarának nagysága). **4.** $f = 750$ kHz; $\lambda = 400$ nm; **5.** *a)* $\lambda = 555$ m, középhullámsáv; *b)* $C = 868$ pF.

2. OPTIKA

2.1. A fényhullámok terjedése vákuumban és anyagi közegekben

Gk: 1. A pénzérmétől kiinduló fénysugarak az érme fölötti vízrétegből kilépve a törés következtében a függőlegessel nagyobb szöget zárnak be, így alkalmas helyről nézve láthatóvá válik az edénybe helyezett tárgy. **2.** Az üres kémcsőben lévő levegő–üveg–víz határfelületeken teljes visszaverődés jön létre, emiatt nem láthatunk a cső belsejébe. Ha vízzel töltjük meg a kémcsövet, akkor megszűnik a jelenség, beláthatunk a csőbe. **3.** A csillagok pislogását a légkör sűrűségingadozása okozza: a csillagokról a légkörön keresztül a szemünkbe jutó fény törése időben és helyben egy kicsit változik, emiatt a csillag látszólagos helye kismértékben vibrál. **4.** Az etil-alkohol és a benzol mechanikai sűrűsége a vízénél kisebb, a törésmutatójuk azonban nagyobb a víz törésmutatójánál.

F: 2. 32,1°. **3.** 84,7°. **4.** 60°. **5.** 4,1 cm. **6.** *a)* Az edényben lévő víz felszíne megfelelő szögből nézve – a teljes visszaverődés miatt – tökéletes tükörként viselkedik, amely a gyertya látszólagos képét állítja elő a víz felszíne fölött. *b)* A délibábnál a talaj feletti forró, ritka levegő felső határa lesz a tökéletes tükör, melyben visszatükröződnek a környezet tárgyai. *c)* A forró levegőhatár „tükrében" az égbolt képét látjuk az úttesten vízként csillogni. **7.** $\beta = 48{,}6°$. **8.** $\alpha = \beta = 44{,}43°$, $\delta = 28{,}86°$.

2.2. Egyszerű optikai eszközök: tükrök és lencsék

Gk: 1. Mindig az erősebb megvilágítású oldalról nézve válik láthatóvá a tükörkép. Így nappal kívülről, este pedig belülről nézve láthatjuk magunkat az ablaküvegben. **2.** Igen, mert a fény útja megfordítható. **3.** Mert a tükrökkel, lencsékkel a fókuszpontba összegyűjtött párhuzamos napsugarak az oda helyezett gyúlékony anyagot lángra lobbanthatják.

F: 1. A fényképezőgép lencséje valódi, fordított állású, kicsinyített; az egyszerű nagyító pedig látszólagos, egyenes állású, nagyított képet alkot. (A szerkesztést nevezetes sugármenetekkel lehet elvégezni.) **2.** Domború tükröt, amely mindig látszólagos, kicsinyített, egyenes állású képet alkot.

2.3. Optikai eszközök leképezési törvénye

Gk: 1. A képalkotás ugyanúgy létrejönne, csak a kép fényszegényebb lenne. **2.** Nem. A kép kevésbé lesz megvilágított.

F: 2. $k = -16{,}7$ cm, $N = -1{,}67$. **3.** $t = 40{,}2$ m, $T = 4$. **4.** $k = 5{,}13$ cm. **5.** $t = 3{,}75$ cm.

2.5. Fényhullámok interferenciája, elhajlása

F: 2. Az első erősítési fénypontok távolsága 104,9 cm. **3.** A rácson 250 karcolat található cm-enként. **4.** A porszemecskéken a fehér fény – hullámhossztól függő mértékben – elhajlik, ez eredményezi a színes interferenciagyűrűk látványát.

2.6. A fény mint transzverzális hullám

Gk: 1. Reggel és délután, mivel ekkor a napfény beesési szöge jobban megközelíti az 53°-os polarizációs szöget. **2.** Polárszűrő alkalmazásával. **3.** A polaroid napszemüveg anyaga polárszűrőt tartalmaz, amely a tükröző felületekről érkező poláros fény kiszűrésével csökkenti azok zavaró csillogását.

2.7. Színfelbontás, színképek

Gk: 1. Ha a tárgy színe homogén, akkor különböző – saját színétől eltérő – színű fénnyel megvilágítva az feketének látszik. Összetett szín esetén, csak a kiegészítő színű fényben fekete a tárgy. **2.** Hasonlóan, mint a színes tárgyaknál, csak most a megvilágítás helyett átvilágítani kell a színes üveget.

F: 2. $n_{\text{ibolya}} = 1{,}37$.

III. MODERN FIZIKA

1. A MODERN FIZIKA SZÜLETÉSE

1.1. Bevezetés

Gk: 1. A testek tömegnövekedése miatt van szükség egyre nagyobb erőre. **2.** A kék színű csillag felszínének hőmérséklete magasabb.

F: 1. Pl. egy 60 kg tömegű ember nyugalmi energiája $5{,}4 \cdot 10^{18}$ J. (Magyarország évi villamosenergia-fogyasztása kb. $1{,}4 \cdot 10^{17}$ J.) **2.** A mikrohullámú sütőnél $\varepsilon = 1{,}6 \cdot 10^{-24}$ J, a rezgő molekulánál pedig $\varepsilon = 6{,}63 \cdot 10^{-20}$ J.

1.2. A fényelektromos jelenség

Gk: 1. Csak a katód anyagi minőségétől függ a kilépési munka és a határfrekvencia értéke. A foton energiája pedig csak a fény frekvenciájától függ. A zárófeszültség a fény frekvenciájától és a katód anyagától egyaránt függ.

F: 2. *a)* $3{,}06 \cdot 10^{-19}$ J; *b)* $3{,}06 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{s}}$; **3.** $1{,}15 \cdot 10^{-19}$ J; **4.** 0,42 aJ (a katód lítium v. bárium); **5.** Határhullám-

hossz: 472 nm. A fotocella ennél rövidebb hullámhosszú tartományban működik ($\lambda < 472$ nm). **6.** 211 nm. A határhullámhossz 284 nm, tehát a fotocella a látható tartományban nem működik.

1.3. A foton részecsketulajdonságai

Gk: 1. Mert a foton tömege a frekvenciától függően változó. (Másrészt minden foton nyugalmi tömege zérus.) **3.** Az euklideszi geometria szerint nem, mert a fény a gravitációs kölcsönhatás során elgörbül. (Görbült téridőben viszont a fény útja jelöli ki az „egyeneseket".)

F: 2. A látható fotonok lendülete: $0{,}8 \cdot 10^{-27} \frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}} < I < 1{,}6 \cdot 10^{-27} \frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}}$. **3.** $v = 1000 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. **4.** $E_f = 0{,}082$ pJ. $\lambda = 2{,}42$ pm. **5.** $\Delta m = 2{,}53 \cdot 10^{11} \frac{\text{kg}}{\text{min}}$.

1.4. Az elektron hullámtermészete

Gk: 1. A mikron nagyságú rácsállandóhoz ugyanekkora hullámhoszúságú de Broglie-hullámok kellenek. Az ehhez tartozó elektronsebességek viszont túl kicsik ahhoz, hogy ennek megfelelő sebességű rendezett elektronnyalábot állítsunk elő. (A rendezetlen hőmozgás elnyomja a rendezett mozgást.) **2.** Nem. Mivel látásérzetet csak a fotonok keltenek.

F: 2. $3{,}9 \cdot 10^{-12}$ m.

2. AZ ATOMMODELLEK

2.1. Emlékeztető

F: 1. $L \approx 15$ milliárd km (100 Nap-Föld távolság). **2.** $A \approx 950$ ezer $\text{m}^2 \approx 1$ km^2 **3.** Kb. mólnyi mennyiségű homokszemet tartalmaz a Szahara 10 m vastag homokrétege.

2.2. Klasszikus atommodellek

Gk: 1. A Thomson-modell szerint az alfa-részek mindegyikének kis eltéréssel kellene áthatolnia az aranylemezen. **2.** Az aranylemeznél, mivel az aranyatommagok – a nagyobb elektromos töltésük miatt – az alfa-részeket jobban taszítják, mint az ezüstatommagok.

F: 2. Kb. 6 cm vastagságú aranylemez szórja vissza teljesen az alfa-részeket.

2.3. Az atomok vonalas színképe. Bohr atommodellje

Gk: 1. Mert a színképvonalak hullámhosszai csak a gázatomok energiaszintjeitől függnek. **2.** Az atomok az energiaszintjeiknek megfelelő frekvenciájú fotonokat elnyelik, később ugyanilyen energiájúakat ki is bocsátanak. **3.** A nagy sugarú pályákon elektronok tartósan nem lehetnek: az atom vagy ionizálódik, vagy pedig rövid idő alatt visszakerül alapállapotba.

F: 1. $E_f = 1{,}635$ aJ. $\lambda = 121$ nm (UV tartomány). **3.** A hidrogénatom elektronja az ötödik, negyedik, harmadik gerjesztett állapotokból a második gerjesztett állapotba megy át ($n \to 2$, ahol $n = 6, 5, 4$.) **4.** Nem, mivel a gerjesztéséhez legalább 1,635 aJ energia szükséges, a látható fény fotonjainak energiája pedig ennél kisebb.

2.4. Az atomok hullámmodellje

Gk: 1. Mert egyre több atom gerjesztődik, majd fotont kibocsátva visszakerül alapállapotba. **2.** A fénycsövekben a felgyorsított elektronok ionizálják a semleges gázatomokat, amelyek rekombináció során fénykvantumokat bocsátanak ki. **3.** Mivel bezárt makroszkopikus golyó hullámhossza mérhető sebességeknél rendkívül kicsi (gerjesztettségi fok $(n - 1)$ rendkívül nagy). **4.** A szakaszra bezárt elektron energiaszintjei n kvantumszám növekedésével egyre távolabb lesznek egymástól (az energia n-nel arányos), a hidrogénatomnál az energiaszintek sűrűsödnek (az energiaszintek $1/n$-nel arányosak, és negatív értékűek.) **5.** Az atomok hosszabb ideig maradnak a gerjesztést követően gerjesztett állapotban.

F: 1. 0,06 aJ, 0,24 aJ, 0,54 aJ. **2.** $\lambda = 1066$ nm (infravörös tartomány). **3.** $L = 0{,}6$ nm. **4.** $\lambda = 121$ nm.

IV. MAGFIZIKA. CSILLAGÁSZAT

1. AZ ATOMMAG SZERKEZETE

1.1. Az atommag fizikai jellemzői

Gk: 1. Ipari méretű izotópszétválasztás a termodiffúziós módszer, ahol a kisebb tömegű izotópok az intenzívebb hőmozgás miatt nagyobb mértékben diffundálnak át porózus falon, mint a nagyobb tömegűek. **2.** Elektromos kölcsönhatás hiányában egyenes pályán. **3.** Az elemek relatív atomtömege megegyezik izotópok keverékének átlagos relatív atomtömegével.

F: 1. A térfogat, $V = 6 \cdot 10^7\ \mathrm{m}^3$, a kocka élhossza 391 m. **2.** A gombostűfej tömege kb. 420 ezer tonna. Átfúrná az asztallapot, majd a Földet, és a Föld középpontjáig jutna el. **3.** 11%-kal.

1.2. Nukleáris kölcsönhatás, kötési energia

Gk: 1. Az elektromos taszítóerő gátolja a magok egyesülését. **2.** A folyadékcsepp elpárolgása és lecsapódása. **3.** *a)* Nagyobb lenne a proton-neutron arány. *b)* Kisebb lenne a proton-neutron arány.

F: 2. 14,3 pJ; **3.** 17,99 *u*. **4.** A tríciummag stabilabb, mert átlagos kötési energiája nagyobb (a deutériumé 0,18 pJ, a tríciumé pedig 0,453 pJ.)

2. A RADIOAKTIVITÁS

2.1. A természetes radioaktív sugárzások

Gk: 1. Igen. A részecskék energiájának nagyságrendje megegyezik az átlagos kötési energiák nagyságrendjével. **2.** Mert a rendkívül kicsiny hullámhossz miatt kristályrácsot kell alkalmazni. **3.** Részecskékkel való ütköztetéssel, mivel ugyanakkora energiájú neutronok és fotonok közül az előbbiek lendülete nagyobb, így azok jobban meglökik pl. az útjukba eső, állónak képzelhető protonokat. (Chadwick ennek alapján fedezte fel a neutronokat.)

F: 1. A bomláskor keletkező új atommagok: $^{234}\mathrm{Th}$, $^{222}\mathrm{Rn}$, $^{218}\mathrm{Po}$. **2.** Nitrogén. **3.** 1,23 pJ.

2.2. A radioaktív bomlás törvénye

Gk: 1. A kisebb felezési idejű izotóp aktivitása nagyobb. **2.** Mivel mindkét izotóp felezési ideje nagy (milliárd év, ezer év), a vizsgálat ideje alatt nem volt mérhető az aktivitások csökkenése. **3.** Állandó aktivitású sugárforrásként, műholdak, űrszondák energiaforrásaként. **4.** Mindkettő veszélyes lehet: a rövid felezési idejű azért, mert nagyobb az aktivitása, a hosszabb felezési idővel rendelkező pedig azért, mert hosszabb ideig sugároz.

F: 2. *a)* 0,06–0,6 Bq, *b)* Legfeljebb 53 napot. **3.** 13 nap múlva. **4.** *a)* 95,7%-át. *b)* Újabb 100 év múlva.

2.3. Sugárzást mérő eszközök. A radioaktív sugárzások biológiai hatása

Gk: 1. Jelentősen nem. A szabadban való tartózkodással a radontól származó sugárterhelés csökkenthető. **2.** Felesleges vizsgálatok esetén igen, szükséges vizsgálatok esetén nem.

F: 2. Béta-sugárzás esetén 420 J, alfa-sugárzásnál pedig 21 J sugárzási energia nyelődik el. **3.** Az elnyelődött sugárzási energia kb. 2100 kJ. A megolvasztott jég tömege 6 kg.

2.4. A radioaktív sugárzások gyakorlati alkalmazása

Gk: 1. Kezdetben az alfa-sugárzás részecskéit használták lövedékként atommagok átalakítására. **2.** Ne legyenek mérgezőek, továbbá legyen rövid a felezési idejük, és könnyen ürüljenek ki a szervezetből.

F: 1. 11 460 év. **2.** A csökkenés mértéke 45 %.

3. A MAGHASADÁS ÉS A MAGFÚZIÓ

3.1. Az uránatommagok hasadása

Gk: 1. Nagyobb felszín esetén a neutronok könnyebben megszöknek az uránból. A legkedvezőbb alak a gömb, mivel adott térfogat esetén a gömb felszíne a legkisebb. **2.** Az uránrudak tömege külön-külön nem éri el a kritikus értéket. A teljes üzemanyag (a moderátorral együtt) viszont már igen. **3.** A kis tömegszámú atommagok közel azonos tömegűek a neutronokkal, ezért a neutronok a velük való ütközésnél jelentősen lelassulnak. A nagyobb tömegű atommagokkal ütköző neutronok viszont kis energiaveszteséggel pattannak le a magokról.

F: 1. $\Delta E = 29$ pJ. **2.** $\Delta E = 3{,}45 \cdot 10^{15}$ J, $m = 1{,}15 \cdot 10^{8}$ kg.

3.2. Villamos energia termelése atomerőművekben. Az erőművek biztonsága és környezeti hatásaik

Gk: 1. Mert kicsi a radioaktív anyagok fajlagos (tömegegységre jutó) sugárzási energiája. Nagyon nagy mennyiségű radioaktív anyagot kellene összegyűjteni, hogy ipari méretű legyen a sugárzási teljesítménye. **2.** A természetben a Föld melegének nagy része a kőzetek radioaktivitásából ered, ez táplálja a meleg vizű forrásokat. Műholdak, űrszondák energiaforrásaként is alkalmaznak radioaktív izotópokat. **3.** $2{,}42 \cdot 10^{12}$ J.

F: 1. 9 °C-kal, illetve 0,4 °C-kal. **2.** Óránként 42 000 tonna. **3.** 11,6 km^2 **5.** 270 MW.

3.3. A könnyű atommagok fúziója

Gk: 1. A csillagok „szabályozott fúziós reaktorok". Ha ugyanis a fúzió fokozódik, a hőmérséklet növekedésével a nyomás is nő. Ekkor a gáz kitágul, kevesebb lehetőség lesz a magok ütközésére. Emiatt a fúzió lelassul, az anyag lehűl, a hőmérséklet és a nyomás csökken, ismét a gravitáció összehúzó hatása érvényesül, a gáz összehúzódik, és így tovább. **2.** A megadott sugárzási teljesítmény egy olyan gömbfelület 1 m^2-ére eső teljesítmény, amelynek sugara a Nap–Föld távolság. Ennek felületével kell megszorozni az 1350 $\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m}^2}$.

F: 1. 34,2 milliárd tonna. **2.** $E = 3467$ MJ.

4. CSILLAGÁSZAT

4.1. Csillagok születése és fejlődése

Gk: 1. A bolygók tömege nem elég ahhoz, hogy a gravitációs összehúzódásból felszabaduló hő megteremtse az égitest belsejében a magfúzió beindulásához és fenntartásához szükséges magas hőmérsékletet.

F: 1. Mivel a látszólagos fényesség a csillag sugárzási teljesítményével egyenesen, a távolság négyzetével pedig fordítva arányos, felírhatjuk a következő arányt: $\frac{P_{\mathrm{Nap}}}{r^2} = \frac{P_{\mathrm{csillag}}}{(400\ \text{fényév})^2}$. Ebből $r = 5{,}65$ fényév. (Kb. a legközelebbi csillag – a Proxima Centauri – távolságából látszik a Nap olyan fényesnek, mint a Sarkcsillag a Földünkről.) **2.** A tömeg-energia összefüggés szerint: $\Delta M = \frac{3{,}86 \cdot 10^{26}\,W}{c^2} = 4{,}2\,\text{millió}\frac{t}{s}$. **3.** Az atommagok sűrűségével számolva: $R = \sqrt{\frac{3M}{4\pi \cdot \rho}} \approx 15\,\mathrm{km}$.

4.2. A világegyetem szerkezete

F: 1. $M_{\text{Tejútr.}} = 10^{11} \cdot 2 \cdot 10^{30}\ \mathrm{kg} = 2 \cdot 10^{41}\ \mathrm{kg}$. **2.** $\rho_{\text{átl.}} = \frac{M_{\text{tejútr.}}}{R^2 \cdot \pi \cdot h} = 2{,}5 \cdot 10^{-20}\ \frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{m}^3}$. **3.** $v = 212\ \frac{\mathrm{km}}{\mathrm{s}}$.

A könyv ábráihoz tartozó kérdések megoldásai

I. MECHANIKAI REZGÉSEK ÉS HULLÁMOK

10.1. Haladó mozgásnál a merev test pontjai azonos módon mozognak. **10.2.** A rögzített tengelyen forgó merev test pontjai körpályán mozognak (kivéve a tengely pontjait). **10.3.** A Mikola-csőben a buborék egyenletesen mozog. **11.1.** A sebesség vektormennyiség. **11.2.** A kocsi mozgása addig változik, ameddig van gyorsító hatás. **11.3.** Egyenletesen változó mozgásnál $\Delta t_1 = \Delta t_2 = \Delta t_3$ és $\Delta v_1 = \Delta v_2 = \Delta v_3$. **12.1.** A mozgásállapot-változás mindig erőhatás következménye. **12.2.** A rugóerő nagyságából a test súlyára és a nehézségi erőre tudunk következtetni. **13.1.** 24 óra alatt. **13.2.** A vidámparki forgón lévő kocsik forgómozgást végeznek. **13.3.** A kalapácsvető forgatás közben a körpálya középpontja felé húzza a golyót. **16.2.** Egyenlőek. **21.2.** Vízszintes pályán mozgó kocsinál a helyzeti energia nem változik. **28.1.** Ha a rezgés amplitúdója csökken, a rendszer energiája is csökken. **33.1.** Csak a transzverzális hullám polarizálható. **46.1.** A hangvillát meg kell ütni.

II. ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK. HULLÁMOPTIKA

56.1. A kondenzátoron kívül nincsenek elektromos erővonalak. A tekercs indukcióvonalai folytatódnak a tekercsen kívül, és önmagukban záródnak. **56.2.** Ugyanakkora áramerősség-változás (és egyben fluxusváltozás) kikapcsolásnál rövidebb idő alatt történik, mint bekapcsolásnál. **57.1.** A rugó energiájának az elektromos mező energiáját, a kitérésnek a feszültséget, a mozgási energiának a mágneses mező energiáját, a sebességnek az áramerősséget feleltethetjük meg. **58.1.** Az áramforrásból. **60.1.** Az irányszabályok egymás fordítottjai. **63.2.** Rádióhullám – rádióvevő; mikrohullám – sütő, mobiltelefon; látható fény – izzólámpa; UV fény – szolárium; röntgensugárzás – röntgenfelvétel. **99.2.** $v + c$ helyett c a helyes.

III. MODERN FIZIKA

102.1. A kilépő elektronok miatt az elektroszkópban elektronhiány keletkezik. **102.2.** A +, – polaritásnál. **104.1.** Ha a foton energiája nagyobb a kilépési munkánál. **106.2.** Ha a Naphoz közelebb halad. **110.2.** A gyűrűk mérete csökken. **115.1.** $\sqrt[3]{N}$. **117.1.** Amelyek közel haladnak az atommagokhoz. **118.2.** Folyamatosan csökkenne. **121.1.** A Lyman-sorozaté. **124.1.** A proton elektrosztatikus vonzása.

IV. MAGFIZIKA. CSILLAGÁSZAT

133.1. A létrejövő atommagból kötési energia és tömeg távozik. **136.2.** A sugárzás ionizálja a levegőt, így az elektroszkóp gyorsabban kisül. **137.1.** A sugárzás és az anyag fajtájától és a rétegvastagságtól. **138.1.** Kb. háromnegyed része. **141.2.** Az aktivitás is rendre feleződik. **145.1.** A radioaktív sugárzás intenzitása homogén eloszlású. **151.2.** A hasadvány-magok rendszámainak összege 92 (56 + 36). **152.1.** Exponenciálisan nő (hasadási ciklusonként duplázódik). **155.1.** Magenergia – hő – mozgási energia – villamos energia. **156.2.** Csökkent az import, és kb. 40%-ra növekedett az atomenergia felhasználása. **156.3.** Távol-Keleten. **169.2.** A perdület-megmaradás törvénye.

A XX. század első ötven évének atom- és magfizikai Nobel-díjasai (*megosztott Nobel-díj)

NOBEL-DÍJAS TUDÓS	A DÍJ ÉVE	A DÍJAZOTT TEVÉKENYSÉG
W. Röntgen	1901	a röntgensugárzás felfedezéséért
H. Becquerel, P. Curie, M. Curie	1903	a radioaktivitás felfedezéséért és tanulmányozásáért
Ph. Lenard	1905	katódsugarakkal végzett kísérleteiért
J. J. Thomson	1906	az elektron felfedezéséért, katódsugarak tanulmányozásáért
M. Planck	1918	a hatáskvantum felfedezéséért
A. Einstein	1921	a fotoeffektus törvényének felfedezéséért
N. Bohr	1922	az atomok szerkezetének és sugárzásának vizsgálatáért
R. A. Millikan	1923	az elemi töltés meghatározásáért, fotoeffektus vizsgálatáért
A. H. Compton és Ch. Th. R. Wilson	1927*	a Compton-effektus felfedezéséért, illetve a ködkamra megalkotásáért
L. V. de Broglie	1928	az anyaghullámok felfedezéséért
W. Heisenberg	1932	a kvantummechanika megalkotásáért
E. Schrödinger és P. A. M. Dirac	1933*	a hullámmechanika, illetve a relativisztikus kvantummechanika megalkotásáért
J. Chadwick	1935	a neutronok felfedezéséért
C. D. Anderson	1936	a pozitronok felfedezéséért
C. J. Davisson és G. P. Thomson	1937*	az elektron hullámtermészetének kísérleti kimutatásáért
E. Fermi	1938	a neutronokkal történő magreakciók felfedezéséért
W. Pauli	1945	a róla elnevezett kizárási elv megalkotásáért
H. Yukawa	1949	a magerők elméleti tanulmányozásáért

Néhány a gyakorlatban előforduló radioaktív izotóp adatai

AZ IZOTÓP NEVE ÉS JELE	A SUGÁRZÁS FAJTÁJA (a részecske energiája pJ-ban)	FELEZÉSI IDEJE	FELHASZNÁLÁSI TERÜLET	ELŐFORDULÁSI HELY
Trícium (^{3}T)	béta (0,003)	12,26 év	kormeghatározás	természetes vizekben (10^{-18} arányban)
Szén-14 (^{14}C)	béta (0,025)	5760 év	kormeghatározás	élőlényekben, légkörben (10^{-12} arányban)
Urán-235 (^{235}U)	alfa (0,75) és gamma (0,03)	710 millió év	atomreaktorokban energiatermelésre	kőzetekben (0,7 %-os arányban)
Urán-238 (^{238}U)	alfa (0,67) és gamma (0,008)	4,5 milliárd év	atomreaktorokban plutóniumgyártásra	kőzetekben
Jód-131 (^{131}I)	béta (0,1) és gamma (0,06)	8 nap	diagnosztika és terápia	atomreaktorokban hasadványként (mesterségesen is előállítják)
Kobalt-60 (^{60}Co)	béta (0,05) és gamma (0,18)	5,27 év	terápiás kezelés	mesterségesen állítják elő
Kálium-40 (^{40}K)	béta (0,2)	1,3 milliárd év	testünkben fordul elő	tengerekben, földkéregben (0,01 %-os izotóp koncentrációban)
Stroncium-90 (^{90}Sr)	béta (0,08)	27 év	–	atomreaktorokban hasadványként
Cézium-137 (^{137}Cs)	béta (0,08) és gamma	30 év	–	atomreaktorokban hasadványként

3D

A tanult elemi részecskék jellemzői

NEVE	TÖMEGE	TÖLTÉSE	FELFEDEZÉSE	HOL TALÁLHATÓ?
elektron	$9{,}109 \cdot 10^{-31}$ kg	$-1{,}602 \cdot 10^{-19}$ C	1897, Thomson	atomhéjban
proton	$1{,}6726 \cdot 10^{-27}$ kg	$1{,}602 \cdot 10^{-19}$ C	1919, Rutherford	atommagban
neutron	$1{,}6749 \cdot 10^{-27}$ kg	0	1932, Chadwick	atommagban
pozitron	$9{,}109 \cdot 10^{-31}$ kg	$1{,}602 \cdot 10^{-19}$ C	1932, Anderson	kozmikus sugárzásban
neutrínó	$m_\nu < 10^{-35}$ kg	0	1956, Reines, Cowan	a világűrben, a Napban

Néhány könnyű atommag kötési energiája

AZ ELEM IZOTÓPJA	RENDSZÁM Z	TÖMEGSZÁM A	KÖTÉSI ENERGIA E_k (pJ)	ÁTLAGOS KÖTÉSI ENERGIA $\frac{E}{A}$ (pJ)
Deutérium	1	2	0,372	0,186
Trícium	1	3	1,359	0,453
Hélium-3	2	3	1,236	0,412
Hélium-4	2	4	4,534	1,134
Szén-12	6	12	14,766	1,231
Szén-14	6	14	16,665	1,190
Oxigén-16	8	16	20,448	1,278
Neon-20	10	20	25,738	1,287

A vas körüli atommagok kötési energiája

AZ ELEM IZOTÓPJA	RENDSZÁM Z	TÖMEGSZÁM A	KÖTÉSI ENERGIA E_k (pJ)	ÁTLAGOS KÖTÉSI ENERGIA $\frac{E}{A}$ (pJ)
Mangán-55	25	55	77,230	1,404
Vas-56	26	56	78,876	1,409
Kobalt-59	27	59	82,885	1,405
Nikkel-60	28	60	84,052	1,401
Réz-63	29	63	88,313	1,402
Cink-64	30	64	89,586	1,400
Gallium-69	31	69	96,434	1,398
Germánium	32	70	97,809	1,397

Néhány nehéz atommag kötési energiája

AZ ELEM IZOTÓPJA	RENDSZÁM Z	TÖMEGSZÁM A	KÖTÉSI ENERGIA E_k (pJ)	ÁTLAGOS KÖTÉSI ENERGIA $\frac{E}{A}$ (pJ)
Polónium-210	84	210	263,598	1,255
Radon-222	86	222	273,700	1,233
Rádium-226	88	226	277,441	1,228
Tórium-232	90	232	283,038	1,220
Urán-235	92	235	285,819	1,216
Urán-238	92	238	288,844	1,213
Neptunium-237	93	237	287,666	1,217
Plutónium-242	94	242	292,409	1,208

Fontosabb atomfizikai állandók

NEVE	JELE	NAGYSÁGA
Avogadro-állandó	N_A	$6{,}022 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}}$
Planck-állandó	h	$6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Js
atomi tömegegység	u	$1{,}661 \cdot 10^{-27}$ kg
Bohr-sugár	r_0	$0{,}529 \cdot 10^{-10}$ m
magsugárállandó	R_0	$1{,}4 \cdot 10^{-15}$ m

Az univerzum adatai

a Tejútrendszerben lévő csillagok száma	100 milliárd
galaxisok száma a megfigyelt univerzumban	100 milliárd
a Tejútrendszer becsült tömege	10^{41} kg
az univerzum becsült tömege	10^{52} kg
az univerzum becsült kora	14 milliárd év

Fizikatörténeti áttekintés

Életrajzi adatok	Munkásság	Megjegyzések
Christiaan **Huygens** [höjhensz] (1629–1695) holland matematikus és fizikus. A londoni Royal Society tagja 1663-tól. 1666-ban Párizsba költözött, ahol a francia akadémia tagja lett.	Nagy szerepe volt a modern integrál- és differenciálszámítás megteremtésében (bár általában nem kapja meg érte az őt megillető elismerést). Ezen kívül a fénnyel kapcsolatos eredményeivel (pl. a hullám és részecske kettősség) és vitáival szerzett magának nevet. Nagy áttörésnek számított az időmérésben Huygens 1656-ban az ingaórával és 1675-ben a zsebórával kapcsolatosan bejegyeztetett szabadalma.	1655-ben fedezte fel a Szaturnusz Titán nevű holdját. Tanulmányozta a Szaturnusz gyűrűit, és 1656-ban fedezte fel, hogy azok különböző méretű sziklákból állnak. Ugyanabban az évben figyelte meg az Orion-ködöt. Az ő nevéhez fűződik még számos csillagköd és néhány kettős csillag felfedezése is.
Augustin Jean **Fresnel** [frénel] (1788–1827) francia útépítő mérnök és fizikus	Főleg a polarizációval, a fény interferenciájával és a kettős töréssel foglalkozott.	Kísérlettel igazolta a fény hullámjellegét.
Christian **Doppler** (1803–1853) osztrák fizikus	1842-ben elméleti meggondolások alapján nagyon fontos gyakorlati jelentőségű hullámtani jelenséget ismert fel.	A hullámforrás és a megfigyelő egymáshoz viszonyított mozgása miatt a megfigyelő megváltozott frekvenciájú hullámot észlel.
Jean-Bernard-Léon **Foucault** [fukó] (1819–1868) francia fizikus. A párizsi Császári Obszervatórium fizikus munkatársa volt.	Módszert dolgozott ki az abszolút fénysebesség rendkívül nagy pontosságú mérésére. 1850-ben megállapította, hogy a fény a vízben lassabban halad, mint a levegőben. Kísérleti bizonyítékot szolgáltatott a Föld tengely körüli forgására. Felfedezte az örvényáramokat, amelyek erős mágneses térben forgó rézkorongban lépnek föl.	A fénysebesség mérésével kapcsolatos eredménye 1%-on belül megegyezik a helyes értékkel.
Albert **Michelson** [májkelzon] (1852–1931) Nobel-díjas amerikai fizikus	A fény terjedési sebességének nagy pontosságú mérésére szolgáló interferométer megszerkesztéséért 1907-ben kapott Nobel-díjat.	E. W. Morley-val 1887-ben közösen végezték el az éter kimutatására szolgáló híres Michelson–Morley kísérletet.
Henry **Becquerel** [bekrel] (1852–1908) Nobel-díjas francia fizikus	A természetes radioaktív sugárzás felfedezéséért a Curie házaspárral közösen 1903-ban kapott Nobel-díjat.	Az általa felfedezett sugárzást korábban Becquerel-sugárzásnak nevezték. Ma az aktivitás egysége viseli nevét.
Joseph John **Thomson** [tomszon] (1856–1940) Nobel-díjas angol fizikus	1897-ben a katódsugárzásban felfedezte az elektronokat. Felfedezéséért 1906-ban Nobel-díjat kapott. 1902-ben megalkototta az első (tömör) atommodellt: a puding- vagy görögdinnye-modellt.	A katódsugárzás mágneses és elektromos mezőben való eltérüléséből megmérte az elektron részecske (e/m) fajlagos töltését.
Max **Planck** [plank] (1858–1947) Nobel-díjas német fizikus	A $h \cdot f$ energiakvantum hipotézisével született meg a kvantumfizika. Munkásságáért 1918-ban Nobel-díjban részesült.	A hőmérsékleti sugárzás hullámhossz szerinti energiaeloszlásának elméleti indoklására elsőként tételezte fel, hogy a rezgő rendszerek energiája adagos.

Életrajzi adatok	Munkásság	Megjegyzések
Pierre **Curie** [küri] (1859–1906) Nobel-díjas francia fizikus, a párizsi Sorbonne egyetem professzora	Feleségével – →*Marie Curie*-vel – a radioaktív sugárzás tanulmányozása során 1898-ban felfedezte a rádiumot és a polóniumot. 1903-ban Becquerellel megosztott Nobel-díjat kaptak. 1906-ban lovas kocsi gázolta halálra.	A mágneses anyagok hőmérsékletfüggését is tanulmányozta. A róla elnevezett Curie-pont az a hőmérséklet, amelynél a mágneses anyagok elveszítik mágnességüket.
Philipp **Lenard** (Lénárd Fülöp) (1862–1947) pozsonyi születésű, Nobel-díjas német fizikus	A fényelektromos jelenség és a katódsugárzás vizsgálatáért 1905-ben Nobel-díjban részesült. Módosította →*J. J. Thomson* tömör atommodelljét.	A katódsugárcsőből vékony fémfólián keresztül vezette ki az elektronnyalábot. Ezzel igazolta, hogy az atomok nem lehetnek tömörek.
Marie **Curie** (-Sklodowska) [küri szklodovszka] (1867–1934) lengyel származású, Nobel-díjas francia fizikus és kémikus	Férjével – →*Pierre Curie*-vel – a radioaktív sugárzás tanulmányozásáért kapott →*Becquerellel* együtt megosztott Nobel-díjat. Az általuk felfedezett polóniumot hazájáról, Lengyelországról nevezték el. Sugárzás okozta leukémiában halt meg.	Férje váratlan halála után a Sorbonne-on a férje utóda lett, majd a párizsi Rádium Intézetet vezette. Először állította elő 10 t uránszurokércből a fém rádiumot. Ezért 1911-ben kémiai Nobel-díjat is kapott.
Charles T. R. **Wilson** [vilszon] (1869–1959) Nobel-díjas skót fizikus	1927-ben →*Comptonnal* megosztott Nobel-díjat kapott a róla elnevezett töltött részecskék kimutatására szolgáló ködkamra: a Wilson-kamra felfedezéséért.	A kamrát először 1896-ban alkalmazta röntgensugarak által keltett ionok kimutatására. Az alfa- és béta-részecskék nyomait 1912-ben elsőként fényképezte le.
Ernest **Rutherford** [raderford] (1871–1937) új-zélandi származású, Nobel-díjas angol fizikus	A radioaktivitás kutatásáért, →*F. Soddy*val kidolgozott radioaktív anyagok bomlásának elméletéért 1908-ban kémiai Nobel-díjat kapott. Az alfa-részek aranyfólián való szóródásából fedezte fel az atommagot. Új atommodellt állít fel.	1919-ben megvalósította az első mesterséges magátalakítást: nitrogénatommagokból oxigénatommagokat és protonokat állított elő alfa-sugárzással.
Frederick **Soddy** [szodi] (1877–1956) Nobel-díjas angol kémikus	Radioaktív bomlásának elméletét →*Rutherforddal* közösen dolgozta ki 1903-ban.	A radioaktív elemek között felfedezte az izotópokat.1921-ben kémia Nobel-díjat kapott.
Lise **Meitner** (1878–1968) osztrák származású atomfizikus	→*Otto Hahn* munkatársa volt. 1939-ben elsőként értelmezte elméletileg a maghasadást unokaöccsével, O. R. Frisch brit fizikussal.	Frischsel kiszámították az ^{235}U-magoknál hasadásonként létrejövő 32 pJ körüli energiát. Ők vezették be a maghasadás elnevezést. A 109-es rendszámú elemet róla nevezték el meitnériumnak.
Albert **Einstein** (1879–1955) Nobel-díjas német fizikus	A speciális és az általános relativitáselmélet megalkotója. A fényelektromos jelenség fotonokkal történő értelmezéséért 1921-ben kapott Nobel-díjat.	A híres (tömeg-energia egyenértékűségét kifejező) $E = m \cdot c^2$ képlete az atommagok átalakulásánál nyert kísérleti bizonyítékot.
Otto **Hahn** [hán] (1879–1968) Nobel-díjas német kémikus	1938-ban Fritz Strassmann-nal felfedezték, hogy neutronbesugárzás hatására az uránatommagok hasadnak. A maghasadás felfedezéséért 1945-ben kémiai Nobel-díjat kapott.	A kémiai úton észlelt uránatommag-hasadványban a bárium jelenlétét munkatársa →*L. Meitner* magyarázta először elméletileg a maghasadással.
Clinton Joseph **Davisson** [déjvisszon] (1881–1958) Nobel-díjas amerikai fizikus	1937-ben →*G. P. Thomsonnal* megosztott Nobel-díjat kapott az elektronok hullámtermészetének kísérleti felfedezéséért.	1927-ben L. H. Germerrel végzett kísérletükben észlelték, hogy a nikkelkristályra bocsátott elektronsugár visszaverődése hullámjelleget mutat.

Életrajzi adatok	Munkásság	Megjegyzések
James **Franck** [frank] (1882–1964) Nobel-díjas német fizikus	1925-ben →*G. Hertz*cel megosztott Nobel-díjat kapott az elektronok és atomok közötti ütköztetési kísérletükért. (Franck–Hertz-kísérlet)	1913-ban →*G. Hertz*cel először igazolták kísérletükkel az atomok energiájának adagosságát. Ezzel a Bohr-elméletet erősítették meg.
Hans **Geiger** (1882–1945) német fizikus	→*E. Rutherford* munkatársaként részt vett az alfa-részek szórási kísérletében. 1913-ban elektromos számlálócsőt tervez az alfa-részecskék megszámlálására.	A számlálócsövet 1928-ban W. Müllerrel tökéletesítették. Így született meg a sugárzások detektálására ma is használatos G–M-számlálócső.
Niles **Bohr** [bór] (1885–1962) Nobel-díjas dán fizikus	A kvantumfizika továbbfejlesztője, a Bohr-féle atommodell megalkotója. Munkásságáért 1922-ben kapott Nobel-díjat. A kvantumfizika elméleti értelmezésére létrejött „koppenhágai iskola" vezetője volt.	1939-ben elsőként vitte az USA-ba a maghasadás hírét. Részt vett az atombomba létrehozására irányuló amerikai Manhattan-terv végrehajtásában.
Hevesy György (1885–1966) magyar származású Nobel-díjas amerikai kémikus	1943-ben a radioaktív nyomjelzés felfedezéséért kémiai Nobel-díjat kapott. Nevéhez fűződik a hafnium elem felfedezése is (1923).	Neutronbesugárzással ^{32}S-izotópból béta-sugárzó, biológiai nyomjelzésre különösen alkalmas ^{32}P-izotópot állított elő 1935-ben.
Gustav **Hertz** [herc] (1887–1975) Nobel-díjas német fizikus	1925-ben →*G. Franck*kal megosztott Nobel-díjat kapott az atomok energiaszintjeinek létezését bizonyító Franck–Hertz-kísérlet elvégzéséért.	A berlini egyetem, majd a lipcsei fizikai kutatóintézet professzora volt. Nagybátyja, H. R. Hertz az elektromágneses hullámok kísérleti felfedezője.
Erwin **Schrödinger** [srődinger] (1887–1961) Nobel-díjas osztrák elméleti fizikus	A kvantummechanika egyik elméleti megalapozója. 1933-ban →*P. A. M. Dirac*kel megosztott Nobel-díjat kapott.	A kvantummechanika alapegyenletét a mechanikai hullámegyenlet analógiájára vezette le (Schrödinger-egyenlet).
James **Chadwick** [csedvik] (1891–1974) Nobel-díjas angol fizikus	→*E. Rutherford* munkatársa volt a cambridge-i Cavendish laboratóriumban. 1935-ben fizikai Nobel-díjat kapott a neutronok felfedezéséért. A II. világháború alatt a Manhattan-tervhez kapcsolódó angol kutatásokat irányította.	1932 elején alfa-részekkel berillium-magokat bombázott. A keletkezett nagy áthatolóképességű semleges sugárzásról kimutatta, hogy az neutronokból áll.
Arthur Holly **Compton** [kompton] (1892–1962) amerikai fizikus	A róla elnevezett Compton-jelenség felfedezéséért 1927-ben megosztott Nobel-díjat kapott →*Wilsonnal*. 1942-ben az első chicagói atomreaktor építésének hivatalos vezetője volt.	1922-ben a röntgensugarak grafitkristályon történő szóródásakor a hullámhosszak növekedését észlelte. Ezt a foton-elektron rugalmas ütközéssel magyarázta.
George Paget **Thomson** (1892–1975) Nobel-díjas angol fizikus	1937-ben megosztott Nobel-díjat kapott →*C. J. Davissonnal* az elektron hullámtermészetének kísérleti kimutatásáért. →*J. J. Thomson* – az elektron Nobel-díjas felfedezőjének – fia.	Vékony kristályrétegeken átbocsátott elektronnyaláb interferenciás elhajlását mutatta ki 1928-ban (elektrondiffrakció).
Louis V. P. R. de **Broglie** [dö broji] (1892–1987) Nobel-díjas francia fizikus	A Sorbonne-on történelem mellett fizikát is tanult. 1924-ben a doktori disszertációjában fejtette ki az anyaghullám hipotézisét. Ez a hipotézis a kvantummechanika kidolgozásának előfutára volt. Az elektron hullámtermészetének felfedezéséért 1929-ben kapott Nobel-díjat.	Az anyaghullám hipotézisét – mely szerint minden mikrorészecske a fotonokhoz hasonlóan hullámtulajdonsággal is rendelkezik – néhány évvel később →*C. J. Davisson* és →*G. P. Thomson* kísérletileg is igazolták.

Életrajzi adatok	Munkásság	Megjegyzések
Irène **Joliot-Curie** [zsoljó küri] (1897–1956) Nobel-díjas francia fizikus, Marie Curie lánya	1934-ben férjével →*F. Joliot-Curie*-vel felfedezte a mesterséges radioaktivitást. Ezért 1935-ben megosztott kémiai Nobel-díjat kaptak. 1948-tól a párizsi Rádium Intézet igazgatója volt.	Lelkes békeharcos, a Béke Világtanács tagja volt. Tevékenyen részt vett az első francia atomreaktor tervezésében. Édesanyjához hasonlóan leukémiában halt meg.
Szilárd Leó (1898–1964) magyar származású amerikai atomfizikus, a Chicagói Egyetem biofizika professzora	1934-ben szabadalmaztatta a hasadásos láncreakciót. →*Fermi* vezetésével →*Wignerrel* együtt építették meg az első atomreaktort 1942-ben, Chicagóban. 1945-ben ellenezte az atombomba bevetését. A II. világháború után az atomenergia békés felhasználásáért harcolt. Hamvait 1998-ban hazahozták.	Kezdeményezésére Einstein 1939 nyarán levelet írt F. D. Rooseveltnek, az USA elnökének, melyben felhívta a figyelmet a németek atomfegyverkezésének veszélyére. Ennek hatására indult be az amerikai atombomba-program, a Manhattan-terv.
Békésy György (1899–1972) Nobel-díjas magyar fizikus, vegyész. 1947-ben az Egyesült Államokba költözött, ahol a Harvard, majd a Hawaii Egyetemen dolgozott.	Az akusztikai és az emberi hallószerv működésére vonatkozó kutatások jelentős részét, amelyekért 1961-ben Nobel-díjat kapott, Magyarországon folytatta az 1930-as években és az 1940-es évek első felében. Az 1930-as években a Magyar Rádió stúdióinak akusztikus tervezését is ő végezte. Az Egyesült Államokban kiszélesítette kutatási területét: a látás és általában minden érzékelés közös tulajdonságait tanulmányozta.	Elemi iskoláit Münchenben németül és Konstantinápolyban franciául végezte. Tanulmányait Budapesten a Werbőczy Gimnáziumban és Zürichben folytatta. 17 évesen érettségizett, s mivel csak 18 évesen mehetett egyetemre, közel egy évig műszerésztanuló volt. Ennek később nagy hasznát vette a kísérleti eszközök tervezésénél és megvalósításánál.
Wolfgang **Pauli** (1900–1958) Nobel-díjas osztrák fizikus	1945-ben a mikrorészecskékre vonatkozó kizárási elv megalkotásáért kapott Nobel-díjat.	Ő vetette fel elsőként a neutrínó létezésének hipotézisét a béta-bomlás energiaproblémájának megoldására.
Frédéric **Joliot-Curie** [zsoljó küri] (1900–1958) Nobel-díjas francia fizikus	1934-ben feleségével →*I. Joliot-Curie*-vel felfedezte a mesterséges radioaktivitást. 1935-ben megosztott kémiai Nobel-díjban részesültek. Számos mesterséges radioaktív izotópot állítottak elő.	Kutatásaikban feleségével közel jártak a neutron felfedezéséhez. Tanulmányozták a pozitron szétsugárzását. Elítélték az atomenergia háborús felhasználását. A Béke Világtanács elnöke volt.
Gábor Dénes (1900–1979) magyar származású Nobel-díjas angol villamosmérnök	1948-ben alkotta meg a holografikus képrögzítés elméletét. Az elmélet létrehozásáért és fejlesztéséért 1971-ben kapott fizikai Nobel-díjat.	A holografikus képrögzítés módszere a lézerek alkalmazásával terjedt el. A holográfia a fénysugarak interferenciáján alapszik. Lehetőséget nyújt a tárgyak térbeli képének megjelenítésére.
Werner Karl **Heisenberg** [hejzenberg] (1901–1976) Nobel-díjas német fizikus	A kvantummechanika egyik elméleti kidolgozója (1925), és a róla elnevezett határozatlansági reláció megalkotója (1927). Munkásságáért 1932-ben kapott fizikai Nobel-díjat.	Magfizikai kutatásai is jelentősek. Foglalkozott a kvantumfizika filozófiai értelmezésével és a természettudományok alapjainak problémáival is.
Enrico **Fermi** (1901–1953) Nobel-díjas olasz atomfizikus, a Chicagói Egyetem professzora	Kvantumfizikai kutatásai során többek között kidolgozta a béta-bomlás elméletét. Neutronbesugárzással új radioaktív izotópokat hozott létre. Ezért 1938-ban fizikai Nobel-díjat kapott.	1942. december 2-án az ő vezetésével indították be a Chicagói Egyetemen az első atomreaktort. Részt vett Los Alamosban az atombomba létrehozásában is.

Életrajzi adatok	Munkásság	Megjegyzések
Paul Adrien Maurice **Dirac** [direk] (1902–1984) Nobel-díjas angol elméleti fizikus	A relativisztikus kvantummechanika kidolgozásáért 1933-ban megosztott Nobel-díjat kapott →*E. Schrödingerrel*. Az általa kidolgozott elméletből következik a kísérletileg kimutatható párkeltés és pármegsemmisülés jelensége.	Elméletileg megjósolta az elektron antirészecskéjének létezését: a pozitront, amelyet később a kozmikus sugárzásban C. A. Anderson fedezett fel.
Wigner Jenő Pál (1902–1995) magyar származású amerikai Nobel-díjas atomfizikus. A Princetoni Egyetem professzora.	1963-ban atommagok és elemi részek elméletének fejlesztéséért megosztott Nobel-díjat kapott. Plutóniumtermelő reaktort tervezett Hanfordban. Reaktorfizikai kutatásokat vezetett Oak Ridge-ben. Az elemi részek fizikájában bevezetette a bariontöltés megmaradásának törvényét (1949).	Az első szabályozott láncreakciót valósították meg →*E. Fermivel* és →*Szilárd Leóval* Chicagóban, amikor 1942-ben beindították az atomreaktort. A tervezésnél mérnöki feladatokat is végzett, ezért az első reaktormérnöknek is tekinthető.
Neumann János (1903–1957) matematikus, matematikai fizikus. A Princetoni Tudományos Intézet professzora.	Vegyészmérnöki diplomát szerzett Zürichben. Matematikát tanult a Pázmány Péter egyetemen. Részt vett a Los Alamosban az atombomba előállításának elméleti tervezésében. Kidolgozta az elektronikus számítógép elvi alapját.	Megalkotta a kvantummechanika matematikai alapjait (1932). Bebizonyította, hogy nem létezhetnek ún. „rejtett" (még nem ismert) paraméterek, amelyekkel a kvantummechanika valószínűségi jellegét magyarázhatnánk.
Hans **Bethe** [béte] (1906–2005) Nobel-díjas német származású amerikai atomfizikus	A csillagok energiatermelésének kidolgozásáért 1967-ben fizikai Nobel-díjat kapott. Idős korában érdeklődése ismét az asztrofizika felé fordult: a neutroncsillagok fizikájával foglalkozott.	Részt vett Los Alamosban az atombomba létrehozásában, majd a hidrogénbomba megvalósításában is.
Teller Ede (1908–2003) magyar származású amerikai atomfizikus	A fúziós atombomba (H-bomba) „atyja". Az amerikai H-bomba egyik kifejlesztője. Az atomreaktorok biztonságát is kutatta. Los Alamosban az amerikai atomprogramban is részt vett.	Tellertől származik a hidegháború idején kidolgozott amerikai Stratégiai Védelmi Kezdeményezés, a „csillagháború" javaslata is.
Charles Hard **Townes** [taunz] (1915–) Nobel-díjas amerikai fizikus	1964-ben →*Ny. G. Bászov* és →*A. M. Prohorov* orosz fizikusokkal a lézerek felfedezéséért megosztott Nobel-díjban részesült.	Berkeley-ben először szervezte meg a világegyetem mikrohullámú és infravörös tartományban való megfigyelését.
Alekszandr Mihajlovics **Prohorov** (1916–2002) Nobel-díjas orosz fizikus	→*Bászovval* együtt dolgozta ki a mikrohullámú erősítés (mézer) elvét, majd eljutottak a lézer megalkotásához is. 1964-ben a lézerek felfedezéséért kapott Nobel-díjat munkatársával és →*C. H. Townes*szal megosztva.	Auszráliában született, 1923-ban telepedett vissza családjával a Szovjetunióba. A moszkvai Lebegyev Intézet igazgatója (1983–96).
Nyikolaj Gennagyijevics **Bászov** (1922–2001) Nobel-díjas orosz fizikus	1964-ben megosztott Nobel-díjban részesült a lézerek felfedezéséért. A kvantum-elektrodinamika egyik megalapítója.	A moszkvai Lebegyev Intézet munkatársa, majd igazgatója volt (1973–89). A mézer elvét 1952-ben dolgozta ki →*Prohorovval*.
Murray **Gell-Mann** [dzselmen] (1929–) Nobel-díjas amerikai fizikus	1969-ben az elemi részek rendszerezéséért, a kvarkhipotézis megalkotásáért kapott Nobel-díjat.	Kvark-hipotézisét az 1970-es években végzett protonszórási kísérletek erősítették meg.

Új szakszavak jegyzéke

Középszint

adóantenna 60
aktív zóna 153
aktivitás 140
alapállapot 121
α-sugárzás 136
állóhullám 41
amplitúdó 14
anyaghullám-hipotézis 109
áthatolóképesség 63
atom rendszáma 117
atommag tömegszáma 130
atommodellek 116
becquerel 140
beesési merőleges 37
beesési pont 37
beesési szög 37
belső sugárterhelés 147
β-sugárzás 137
Bohr-féle atommodell 120
bomlási sor 142
csatolt rezgés 28
cseppmodell 134
csillapítatlan rezgés 28
csillapított rezgés 28
csomópont 41
detektorok 144
Doppler-jelenség 49
dózisegyenérték 145
duzzadóhely 41
egyeneshullám 36
elektromágneses hullám 60
elektromágneses rezgés 58
elektromágneses sugárzás 60
elnyelt dózis 145
energiakvantum 100
energiaszintek 121
éves lakossági sugárterhelés 146
fázis 16
fázisszög 16
fehértörpe 164
fekete lyuk 107
felezési idő 141
felhang 48
fény hullámmodellje 104
fény nyomása 107
fényelektromos egyenlet 104
fényév 163
fonálinga 24
fotoeffektus 102
foton 104
fotonhipotézis 104
főkvantumszám 121
Föld típusú bolygók 169
fúziós reaktor 161
Galaktika (Tejútrendszer) 166
galaxis 166
γ-sugárzás 63
geológiai kormeghatározás 149
gerjesztett atomok 121
gerjesztő hatás 28
gömbhullám 37
gray 145
haladó hullám 31
hang 45
hangélmény 45
hangerősség 47
hangérzet 45
hangköz 48
hangmagasság 48
hangrobbanás 50
hangszín 48
harmonikus rezgőmozgás 15
határszög 38
hidrogénbomba 161
hullám 31
hullámelhajlás 43
hullámforrás 32
hullámfront 36
hullámhossz 32
hullámtér 36
hullámtörés 38
infrahang 48
infravörös fény 63
ingamozgás 24
interferencia 40
interferenciakép 42
izotópdúsítás 152
izotóp 131
Jupiter típusú bolygók 169
karbon-módszer 149
kényszerrezgés 29
kettős természetű részecske 107
kiégett fűtőelem 158
kilépési munka 104
kitérés 14
klasszikus fizika 98
kobaltágyú 149
kockázat 157
kozmikus sugárzás 63
könnyű atommagok 134
körfrekvencia 16
körhullám 36
kötési energia 133
kritikus állapot 152
kritikus tömeg 152
külső sugárterhelés 147
kvantum 100
kvantumelmélet 98
lengésidő 24
longitudinális hullám 31
magegyesülés (fúzió) 134
maghasadás (fisszió) 134
mechanikai hullám 32
mechanikai rezgés 14
mellékkvantumszám 122
mesterséges magreakció 148
mesterséges radioaktivitás 148
mikrohullám 62
modern fizika 98
Naprendszer 117
Naprendszer-modell 117
nehéz atommagok 134
Nemzetközi Nukleáris Eseményskála (INES) 157
neutron 131
neutroncsillag 164
neutronlassító moderátor 153
nukleon 131
oktáv 48
ősrobbanás-elmélet 167
összetett hang 47
parabolaantenna 65
Pauli-elv 122
Planck-állandó 100
polarizáció 33
protocsillag 163
proton 124
Proxima Centauri 163
radioaktív bomlás 134
radioaktív elem 136
radioaktív hulladék 158
radioaktív izotópos nyomjelző 148
rádiócsillagászat 62
referencia körmozgás 16
részecskemodell 107
rezgés 14
rezgésidő 15
rezgésszám 15
rezgőkör 58
rezgőmozgás 14
rezonancia 29
rezonanciakatasztrófa 29

röntgensugárzás 63
Rutherford-féle modell 116
sajátrezgés 28
sievert 145
síkhullám 37
sokszorozódási tényező 152
stacionárius pálya 120
sugár 37
szabad rezgés 28
szabályozatlan hasadási láncreakció 152
szabályozott láncreakció 152
szabályzó rudak 153
szubkritikus állapot 153
szuperkritikus állapot 152
szupernóva-robbanás 165
táguló univerzum 167
teljes lengés 24
teljes rezgés 14
teljes visszaverődés 38
térbeli hullámok 37
természetes háttérsugárzás 146
természetes radioaktív sugárzás 138
természetes sugárterhelés 146
termonukleáris reakció 160
Thomson-modell 116
tömeg–energia ekvivalencia egyenlet 99
tömeghiány 133
törési szög 38
törésmutató 38
transzverzális hullám 31
ultrahang 48
útkülönbség 42
UV sugárzás 63
vevőantenna 60
visszaverődési szög 37
vonalas színkép 92
vonal menti hullám 33
vöröseltolódás 106
vörös óriás 164
zenei hang 47

Emelt szint

átlagos kötési energia 134
atomok hullámmodellje 123
de Broglie-összefüggések 109
demodulálás 64
dipólantenna 62
dozimáter 145
elektromágneses rezonancia 58
elektrondiffrakciós készülék 109
éter 98
frekvencia-feltétel 121
Geiger–Müller-számlálócső 140
hőmérsékleti sugárzás 100
ködkamra 144
modulálás 64
neutrínó 139
neutronaktiváció 148
nyílt világmodell 171
nyitott rezgőkör 60
párkeltés 150
pármegsemmisülés 150
pozitív béta-bomlás 148
pozitron 139
sötét anyag 171
speciális relativitáselmélet 67
térbeli állóhullámminta 124
Thomson-formula 58
vevő dipól 65
vivőhullám 64
zárt világmodell 171

Irodalomjegyzék

Marx György: Atommag-közelben (Mozaik Oktatási Stúdió, Szeged, 1996)
Marx György: Wigner Jenő (Akadémiai Kiadó, Bp., 2002)
Marx György: A marslakók érkezése (Akadémiai Kiadó, Bp., 2000)
Öveges József: Rajzos atomfizika (Inter M. D.)
K. N. Muhin: Magfizika – mindenkinek (Műszaki Könyvkiadó, Bp., 1975)
Werner Heisenberg: A rész és az egész (Gondolat, Bp., 1975)
J. Gribbin: Az idő születése (Akkord Kiadó, 2000)



Kiadja a Mozaik Kiadó, 6723 Szeged, Debreceni u. 3/B.; Telefon: (62) 470-101
E-mail: kiado@mozaik.info.hu • Honlap: www.mozaik.info.hu • Felelős kiadó: Török Zoltán
Műszaki szerkesztő: Szentirmai Péter, Katona Csaba
Készült a Dürer Nyomda Kft.-ben, Gyulán • Felelős vezető: Fekete Viktor
Terjedelem: 17,16 (A/5) ív • 2018. május • Tömeg: 380 g • Raktári szám: MS-2623T