

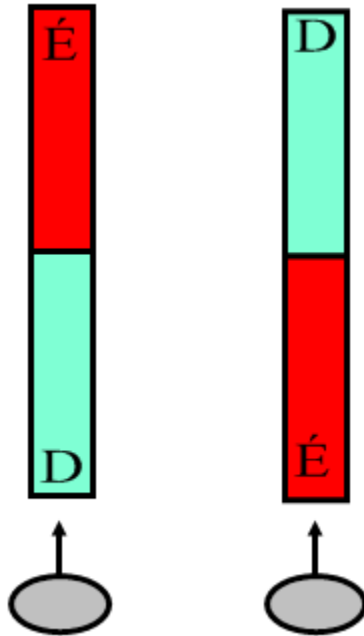
Biofizika és egészségügyi műszaki alapismeretek (GEFIT307B)

2023/2024. tanév, II. félév

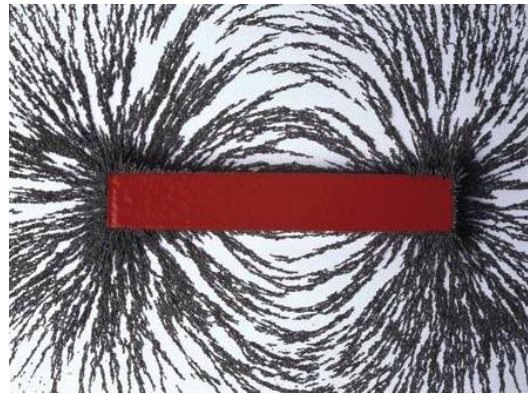
8. előadás

Mágneses alapjelenségek

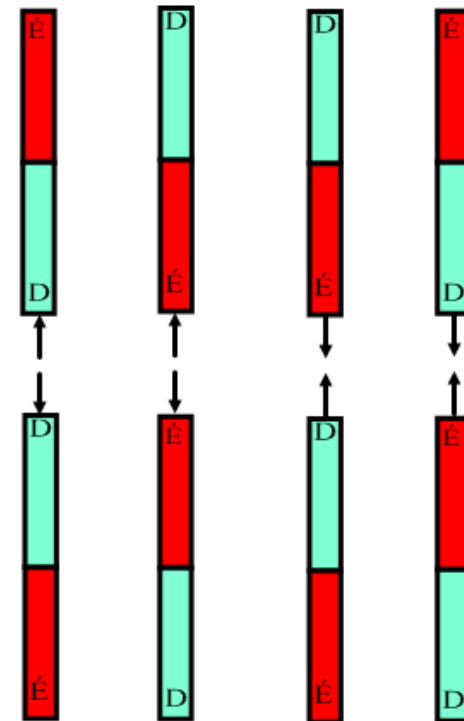
Bizonyos vasércek képesek apró vasdarabokat magukhoz vonzani: **permanens mágnes**



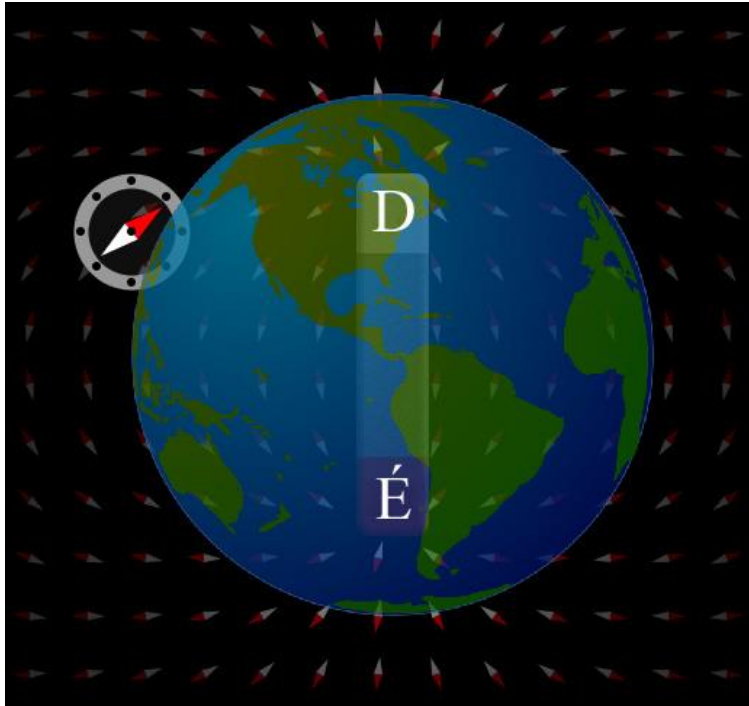
Az acélrúd felmágnesezhető ilyen ércek segítségével.
Rúd két vége: **pólusok** (a vasreszelék csak ide tapad)



Kétféle pólus - azonosak között taszítás,
ellentétesek között vonzás:

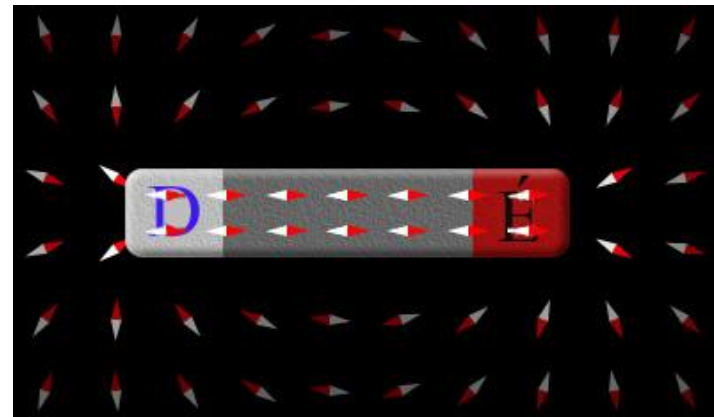


A Föld mágneses tere



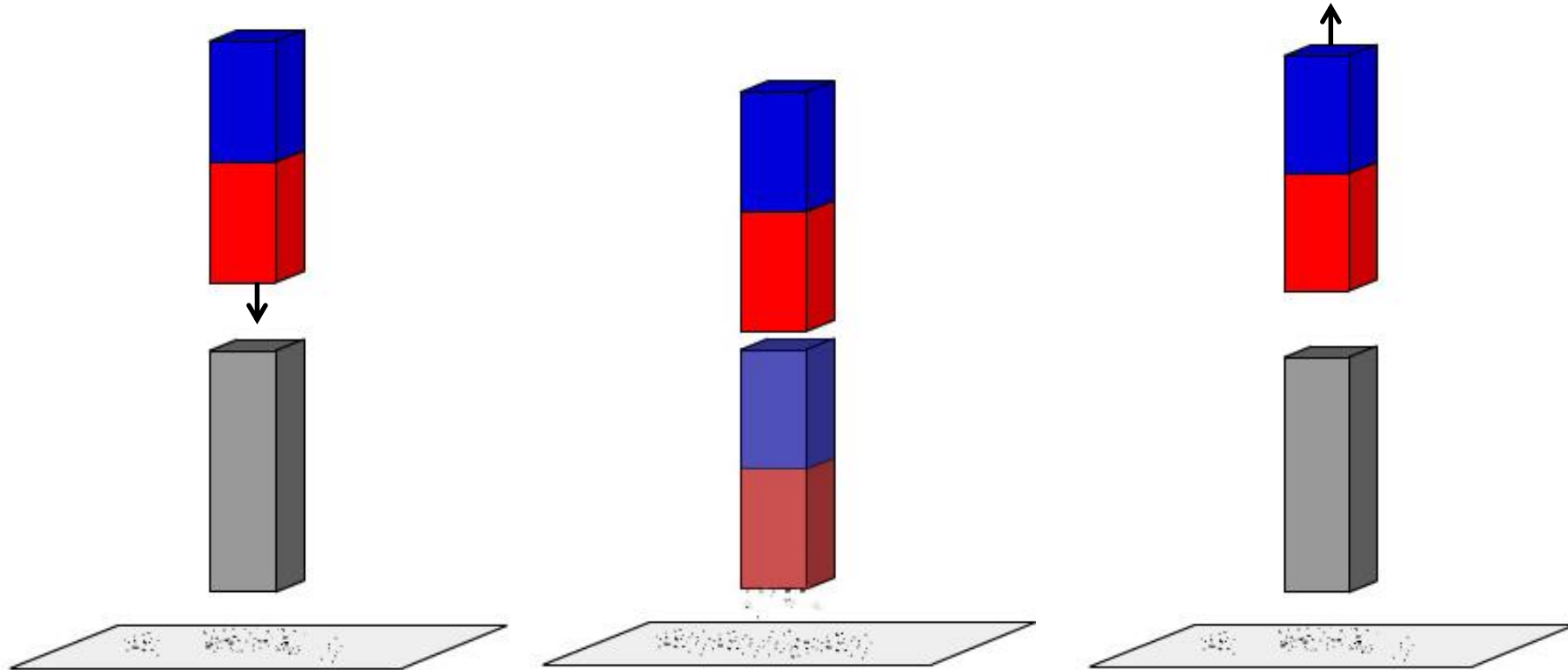
Mágnesű északi pólusa észak felé fordul a Föld mágneses tere miatt. (a Föld mágneses terének **déli** pólusa irányába)

Északi és Déli pólusok mindig együtt vannak jelen, magányos pólusok nem fordulhatnak elő. Rúd mágneset kettévágva a kisebb daraboknak is lesz két pólusa.



Mágneses polarizáció

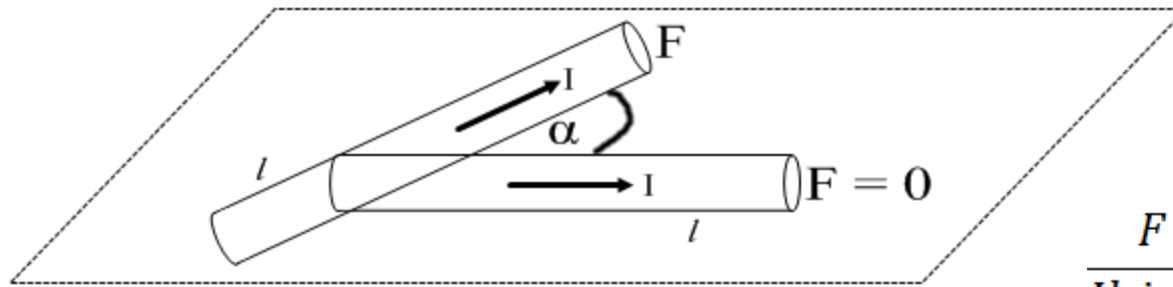
Közelbe helyezett mágnes rúd hatására a lágyvas mágnesessé válik. Eltávolítva a mágnezt a mágneses tulajdonság megszűnik.



Ampere-erő, a mágneses indukcióvektor

Árammal átjárt vezető közelébe helyezett mágnesű elfordul. A mozgó töltés tehát nemcsak elektromos, hanem mágneses teret is kelt. A mágneses tér pedig a mozgó töltésekre (Lorenz-erő) illetve áramjárta vezetőkre erőt fejt ki (Ampere-erő).

Homogén mágneses térben egy bizonyos irányban a vezetőre ható erő nulla.



Egyébként: $F \sim I$

$F \sim l$

$F \sim \sin \alpha$

$\frac{F}{I \sin \alpha}$ már csak a mágneses térre jellemző.

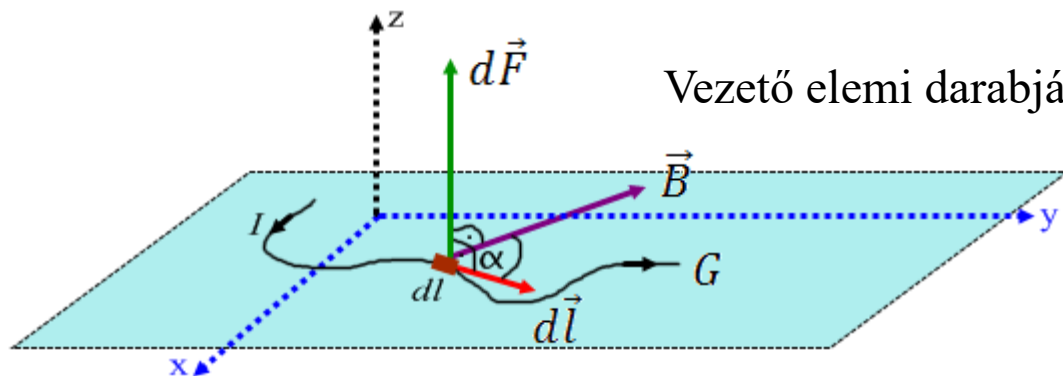
A **mágneses indukció** nagyságát tehát definiálhatjuk mint: $B = \frac{F}{I \sin \alpha}$

Íránya párhuzamos a vezetővel az $F = 0$ esetben, és úgy mutat, hogy az $\{\vec{l}, \vec{B}, \vec{F}\}$ vektorok jobbsodrású rendszert alkossanak.

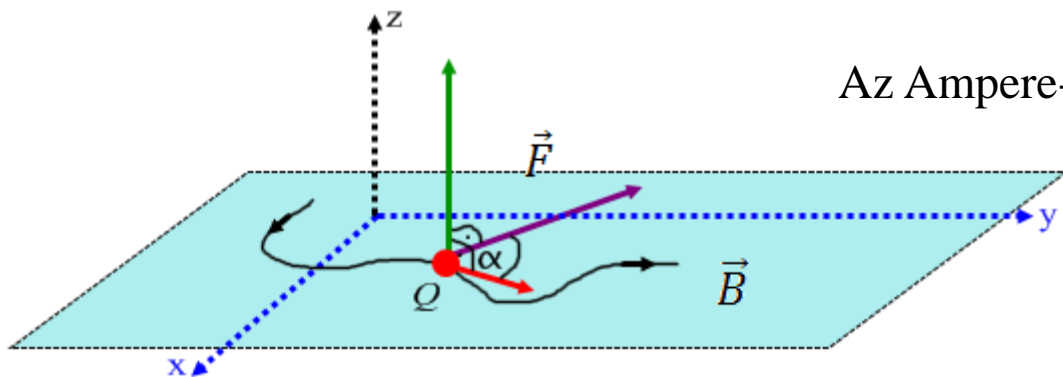
Homogén térben lévő egyenes vezetőre: $\vec{F} = I \vec{l} \times \vec{B}$

Az indukció mértékegysége: $[B] = \frac{\text{N}}{\text{Am}} = \frac{\text{Nm}}{\text{Am}^2} = \frac{\text{J}}{\text{Am}^2} = \frac{\text{VAs}}{\text{Am}^2} = \frac{\text{Vs}}{\text{m}^2} = \text{T(tesla)}$

Ampere- és Lorentz-erő általánosan



Vezető elemi darabjára ható erő: $d\vec{F} = I d\vec{l} \times \vec{B}$



Az Ampere-erőt egy darabka egyenes vezetőre felírva:

$$\Delta\vec{F} = I\Delta\vec{l} \times \vec{B} = \frac{Nq}{\Delta t} (\vec{v}\Delta t) \times \vec{B}$$

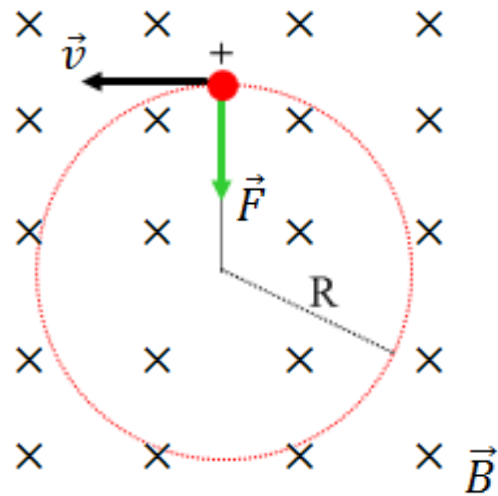
Innen egy töltött részecskére a Lorentz erő: $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$

$$\vec{F} \perp \vec{v}$$

tehát a Lorentz-erő munkája nulla. A töltött részecske sebességének nagysága homogén mágneses térben állandó.

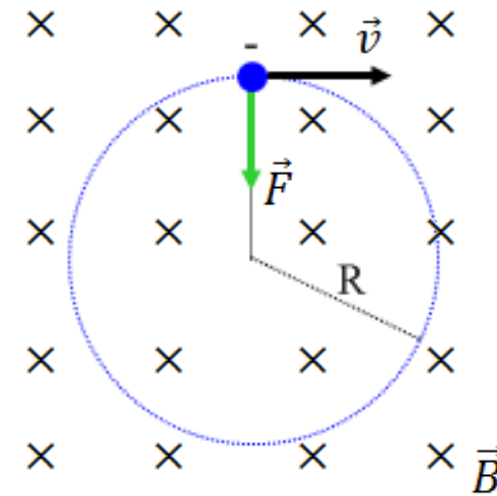
Töltött részecske mozgása homogén mágneses térben

Amennyiben $\vec{v} \perp \vec{B}$, a részecske körmozgást végez állandó sebességgel.



$$qvB = m \frac{v^2}{R}$$

$$R = \frac{mv}{qB}$$

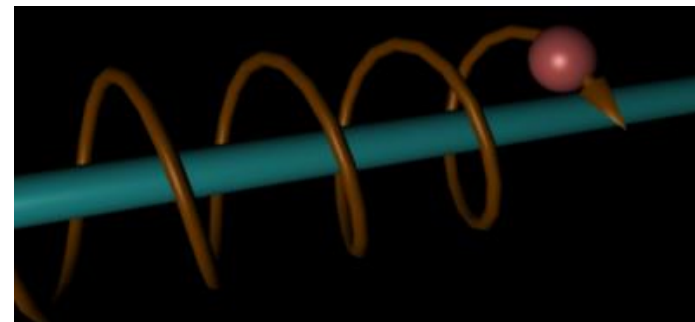


Ha a sebesség nem merőleges a térre, akkor felbontjuk a térrel párhuzamos és arra merőleges részekre:

v_{\parallel} állandó

v_{\perp} nagysága állandó, körmozgás

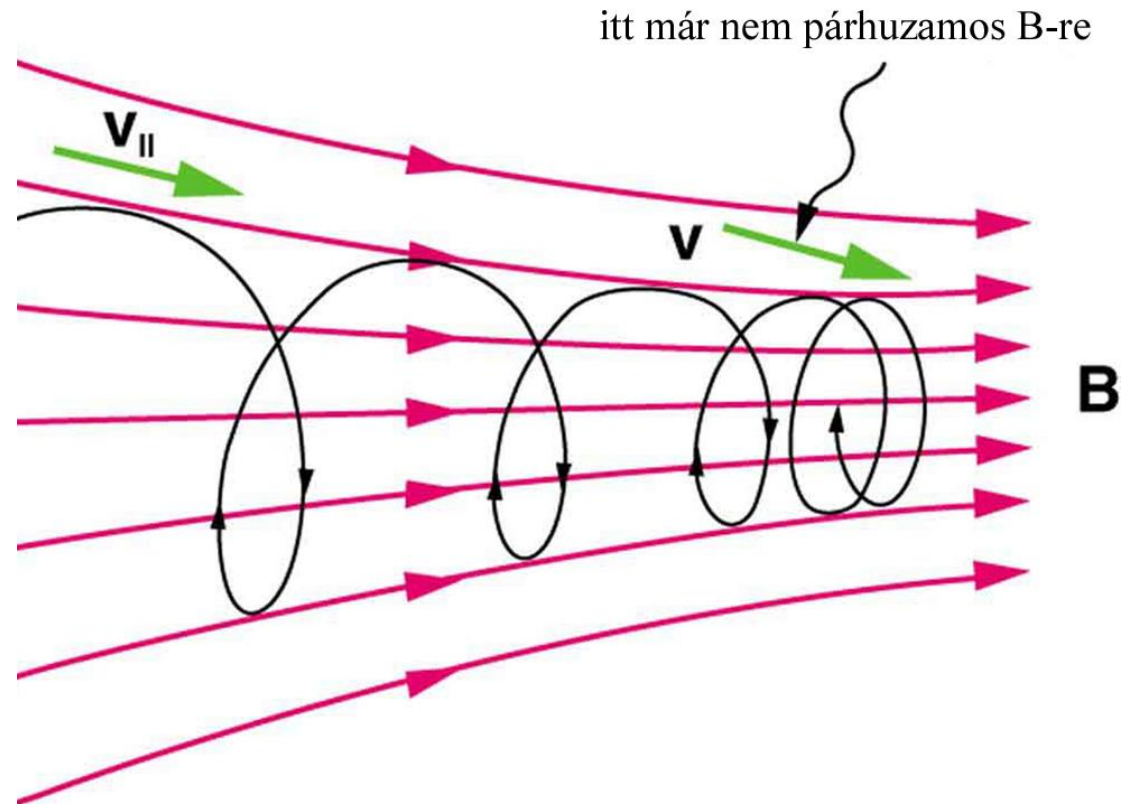
Eredmény: spirális mozgás a mágneses tér indukciójának körül.



Mágneses palack

Inhomogén mágneses térben spirálalakban mozgó töltött részecskére a csökkenő tér irányába mutató komponense is van az erőnek.

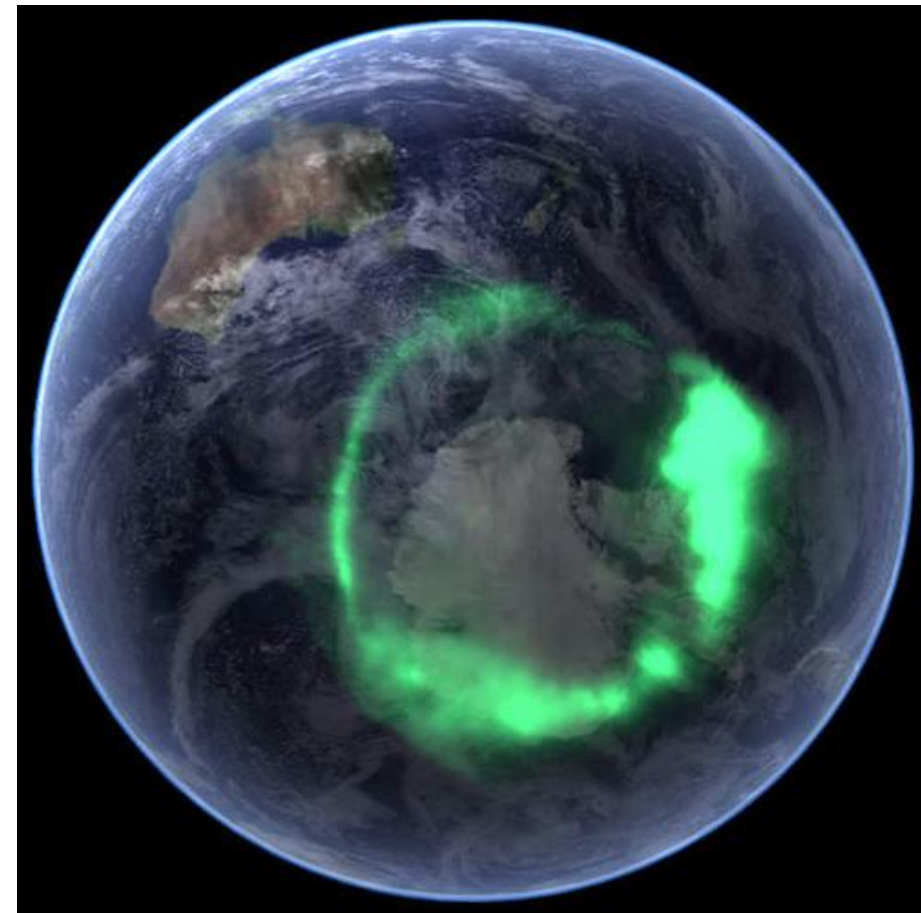
A töltött részecskék csapdába ejthetők egy térrészben melyet erősebb tér zár be mindkét irányból. Ilyen pl. a Föld mágneses tere bizonyos helyeken.



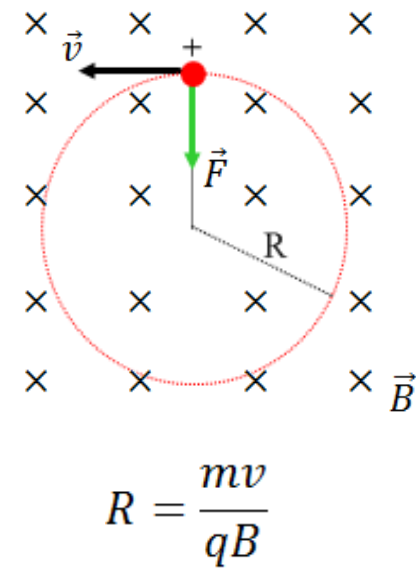
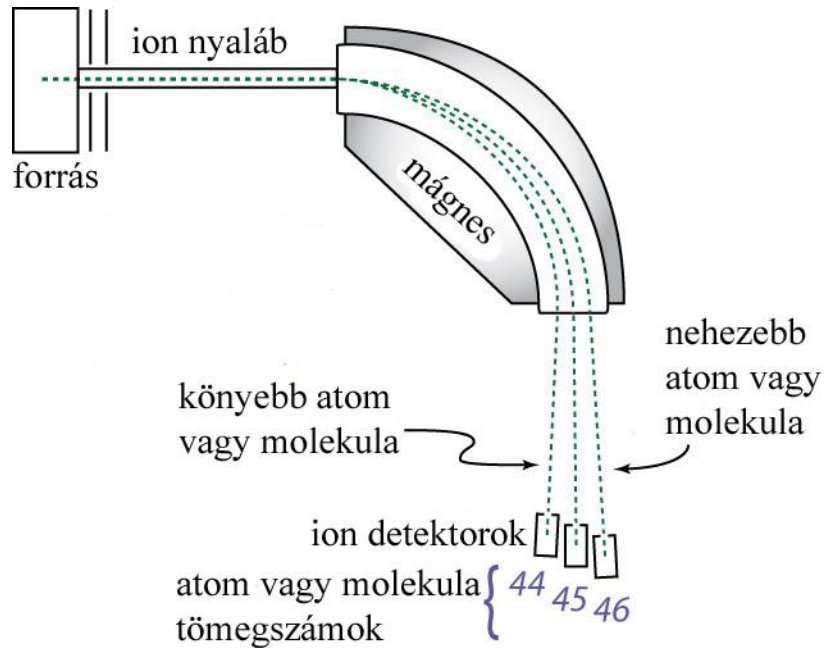
Van Allen övek

A Napból érkező töltött részecskék a Föld mágneses terében spirál mozgást végeznek és nagyrésztük a sarkok közelében lép be a Föld légkörébe jellegzetes **sarki fényt** okozva.

A részecskék egy része felhalmozódik az úgynevezett Van Allen övekben.



Tömegspektrométer



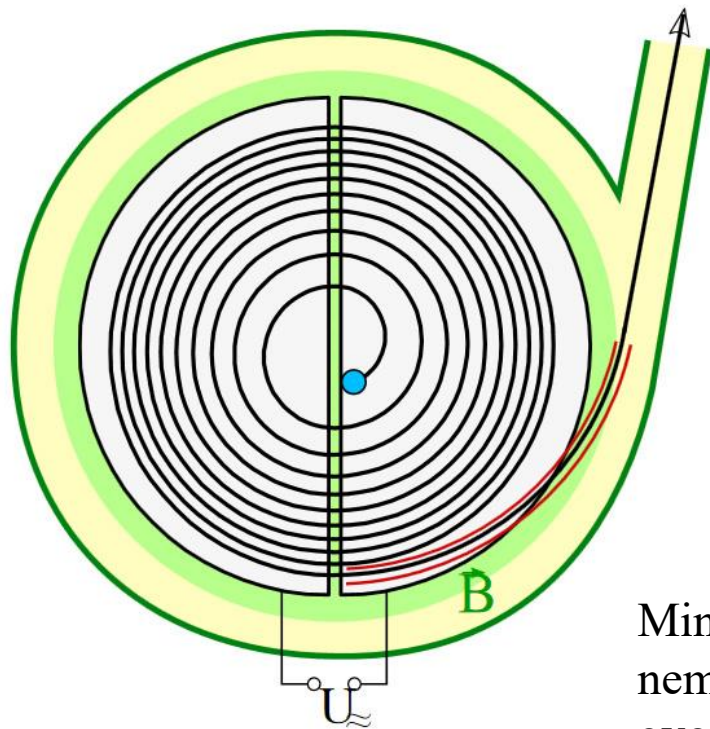
Amennyiben az ionok töltése és sebessége azonos (sebesség kiválasztás után), akkor az eltérülésük mértéke csak tömegüktől függ. Minden egyes atomtömeg eltérülési helyére tett ion detektorok jele megmondja a vizsgált anyag összetevőinek arányát (spektrum).

Ciklotron

A duánsok közötti feszültség minden áthaladáskor gyorsítja a töltött részecskét.

Ahogy nő a részecske sebessége (energiája), úgy nő a körpálya sugara.

Végül a felgyorsított részecske kilép a ciklotronból néhányszor 10 MeV energiával.



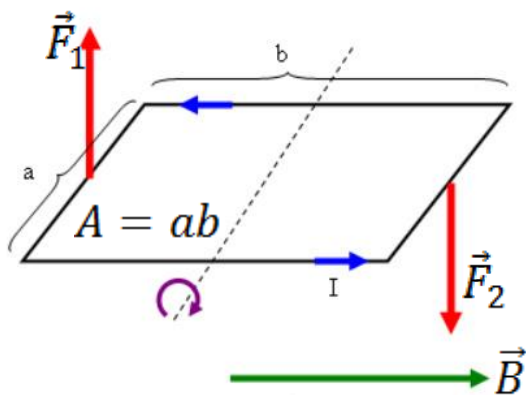
$$qvB = m \frac{v^2}{R}$$

$$R = \frac{mv}{qB}$$

$$\text{A periódusidő: } T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{qB}$$

Mint látható a periódusidő állandó, tehát nem kell változtatni a feszültség frekvenciáját gyorsítás közben.

Áramhurokra ható forgatónyomaték



Homogén mágneses térben lévő egyenes vezetőre, amikor a tér a hurok síkjában van: $F_1 = F_2 = F = IaB$

Az eredő erő nulla, de a forgatónyomaték nem.

$$M = 2F \frac{b}{2} = IaBb = IAB$$

Tetszőleges orientáció esetén a forgatónyomaték: $M = F_1 \frac{b}{2} \sin \alpha + F_2 \frac{b}{2} \sin \alpha$

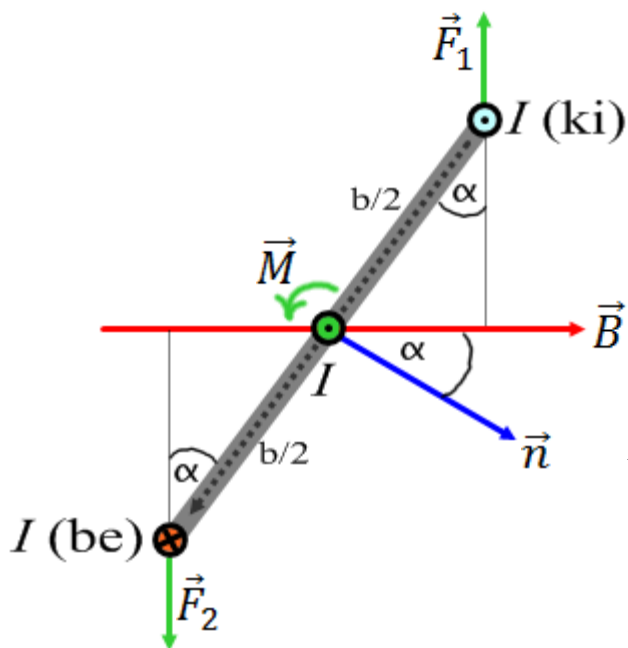
$$F_1 = F_2 = F = IaB$$

$$M = Fb \sin \alpha = IaBb \sin \alpha = IAB \sin \alpha$$

Az irányokat is figyelembe véve:

$$\vec{M} = IA\vec{n} \times \vec{B} = I\vec{A} \times \vec{B} = \vec{m} \times \vec{B}$$

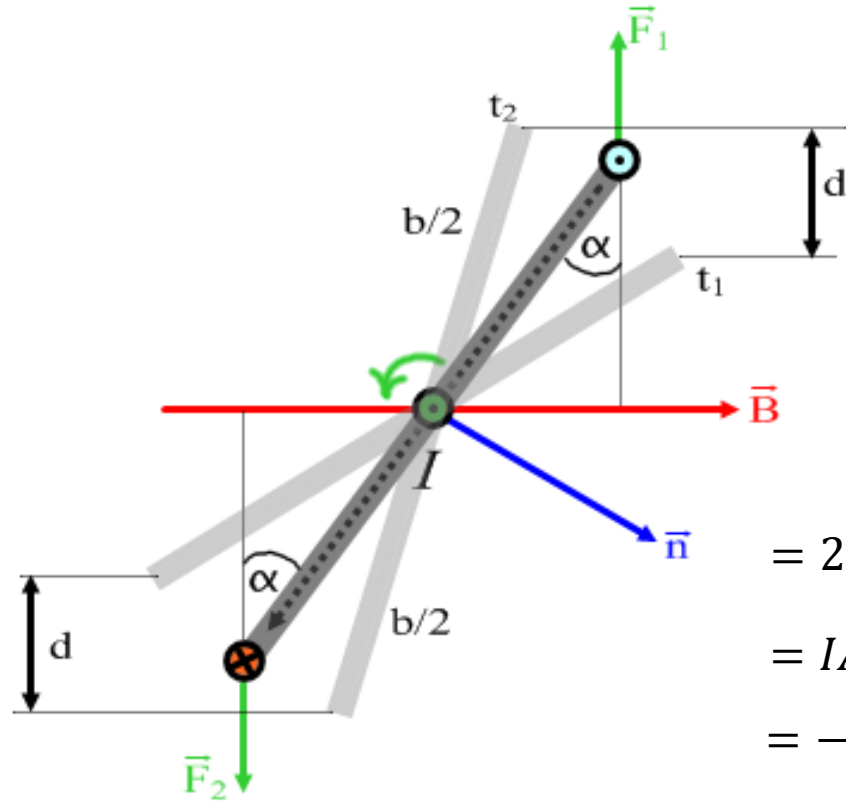
$$\vec{m} = I\vec{A} \text{ a mágneses dipólmomentum} \quad [m] = \text{Am}^2$$



A forgatónyomaték akkor szűnik meg ha a dipól befordult a mágneses indukció irányába (stabil egyensúly, ellenkező irányban pedig labilis egyensúly!).

Íránytűként használható egy áramjárta hurok is.

Áramhurok potenciális energiája



Számítsuk ki a kereten végzett munkát a t_1 és t_2 időpontok között, miközben a normális és a mágneses indukció közötti szög α_1 -ről α_2 -re változik (csökken):

$$F = F_1 = F_2 = IabB$$

$$\begin{aligned} W_{12} &= 2Fd = 2IaB \left(\frac{b}{2} \cos \alpha_2 - \frac{b}{2} \cos \alpha_1 \right) = \\ &= 2IaB \frac{b}{2} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) = IabB (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) = \\ &= IAB (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) = mB (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) = \\ &= -mB \cos \alpha_1 + mB \cos \alpha_2 \end{aligned}$$

Látható, hogy amennyiben: $E_P = -mB \cos \alpha = -\vec{m} \cdot \vec{B}$

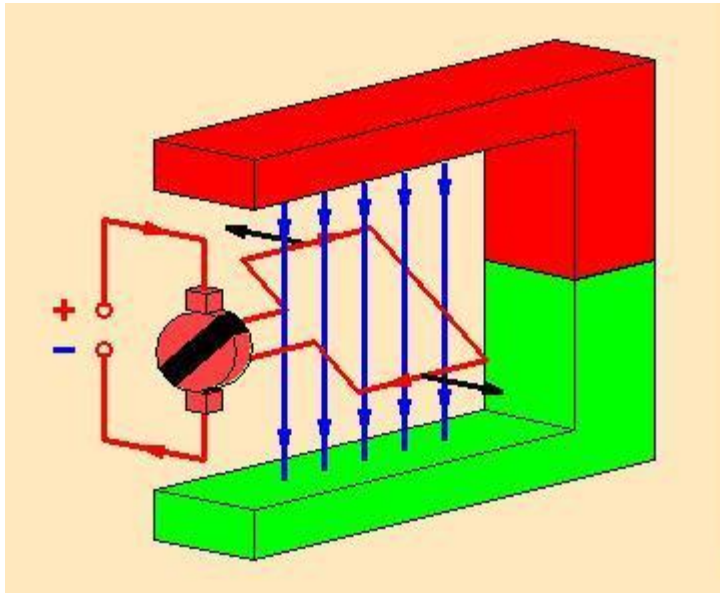
akkor a végzett munka felírható a konzervatív erőterekre jellemző formában:

$$W_{12} = E_{P1} - E_{P2}$$

Kétfázisú elektromotor

A forgó hurok két kivezetése a szigetelővel elválasztott fél-hengerhez csatlakozik.

Az egyenfeszültség alá helyezett kefék minden félfordulatnál a másik fél-hengerhez csatlakoznak.



A homogén mágneses tér az áramjárta hurkot a stabil egyensúlyi helyzetbe igyekszik beforgatni.

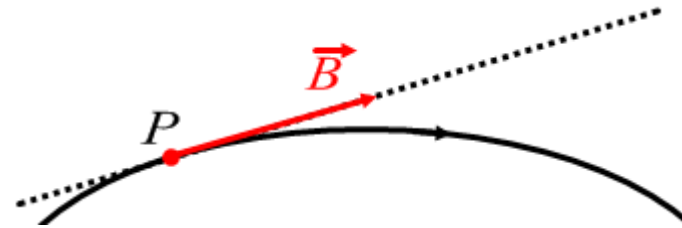
Amire azonban a hurok elérné a stabil egyensúlyi helyzetet a polaritás megfordul.

Mivel az áram ellenkező irányba folyik, a stabil egyensúlyi helyzet a labilis egyensúlyi helyzetté válik.

A labilis egyensúlyi helyzeten a lendület miatt túlfordulva a hurok igyekszik továbbfordulni a stabil egyensúlyi helyzetbe, azonban ott ismét felcserélődik a polaritás...

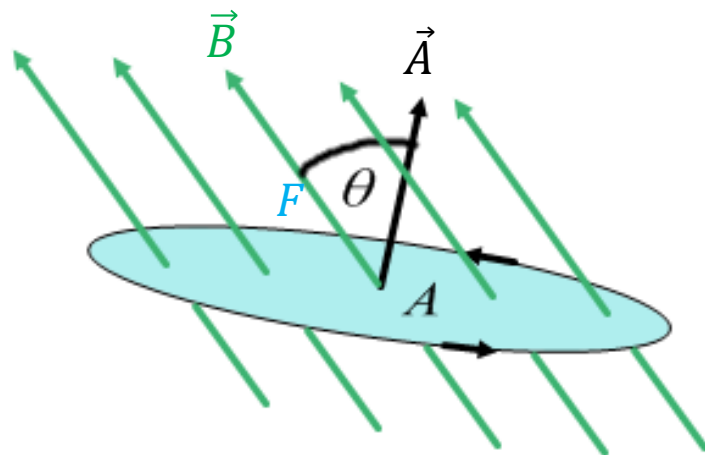
Mágneses-indukciófluxus

A mágneses mező szemléltetésére a mágneses indukcióvonalakat használjuk. Ezek olyan irányított görbék, amelyeknek érintője egyirányú az érintési pontbeli mágneses indukcióvektorral.



A mágneses indukció nagyságát az indukcióvonalak sűrűsége jellemzi. A vonalakra merőlegesen állított egységnyi felületen éppen annyi indukcióvonal halad át, mint amennyi ott az indukció mérőszáma.

Mágneses-indukciófluxus: Megadja a felületet átdőfő indukcióvonalak előjeles számát.



Ha az indukció a felület mentén homogén:

$$\Phi = BA \cos \theta = \vec{B} \cdot \vec{A}$$

Mértékegysége: $\frac{\text{Vs}}{\text{m}^2} \text{m}^2 = \text{Vs} = \text{Wb}$ (weber)

Emlék: Elektromos fluxus:

Megadja a felületet átdőfő indukcióvonalak előjeles számát.

$$\psi = DA \cos \theta = \vec{D} \cdot \vec{A}$$

Ha nem homogén az indukció akkor a felületet kicsi darabokra bontjuk és a járulékokat összegezzük.

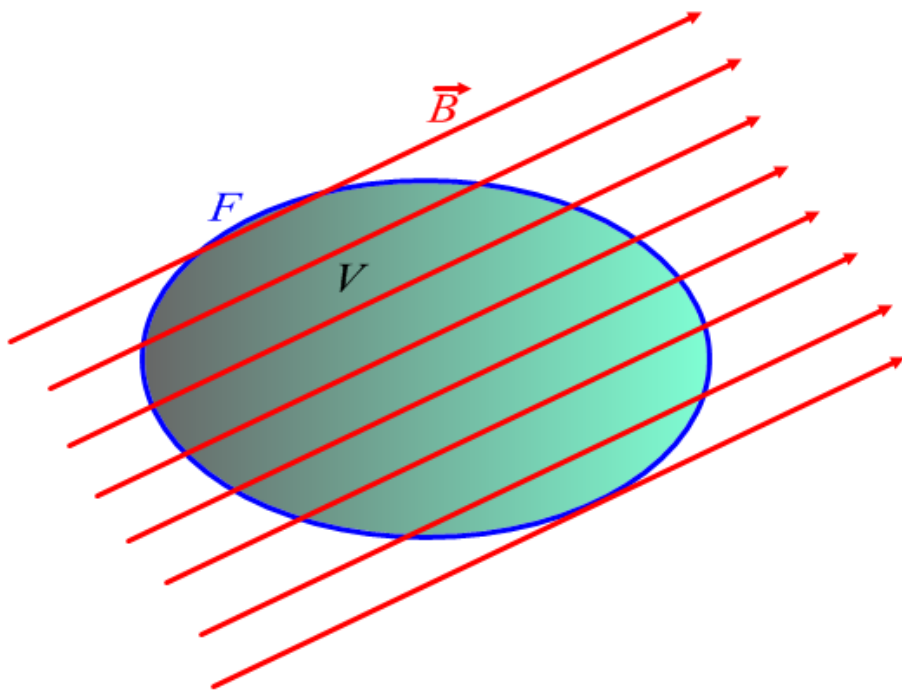
Zárt felületre vett elektromos fluxus egyenlő a felületben foglalt töltéssel. Ez az elektrosztatika II. alaptörvénye

Mágneses Gauss-törvény

Mivel mágneses töltések (monopólusok) nem léteznek (a térnek nincsenek forrásai), így a zárt felületre számított mágneses-indukciófluxus zérus. A térfogatba bemenő indukcióvonalak száma megegyezik a kijövő vonalak számával.

A mágneses Gauss-törvény integrális alakja:

$$\sum_{\text{zárt}} \vec{B} \cdot \Delta \vec{A} = 0$$



A mágneses indukcióvonalaknak nincs kezdetük és nincs végük, önmagukba záródnak.

A mágneses tér forrásmentes, viszont örvényes.

Mágnesezettség és mágneses térerősség

Az anyagok mágneses tulajdonságai túlnyomó részben az elektronok mágneses dipólmomentumára vezethetők vissza:

1. Az atommag körül mozgó elektron kicsiny köráramnak tekinthető
2. Saját mágneses momentuma is van ami a spinből adódik

A mágneses polarizáció során ezek az atomi dipólmomentumok igyekeznek egy irányba (külső tér irányába) beállni és ezáltal erősíteni egymás hatását.

A **mágnesezettség** vektor a P pontban megadja az egységnyi térfogatra jutó mágneses dipólmomentumot:

$$\vec{M} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum_{i=1}^N \vec{m}_i}{\Delta V} \quad [M] = \frac{\text{Am}^2}{\text{m}^3} = \frac{\text{A}}{\text{m}}$$

A **mágneses térerősség** a \vec{B} és az \vec{M} vektorok lineáris kombinációjaként definiált:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \quad [H] = [M] = \frac{\text{A}}{\text{m}}$$

ahol $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$ a vákuum permeabilitása.

Anyagegyenlet

Az anyagegyenlet megadja az \vec{M} mágnesezettség és a mágnesező tér \vec{B} indukciója közötti kapcsolatot. Első közelítésben lineáris kapcsolatot feltételezünk.

Amennyiben $\vec{B} \sim \vec{M}$ akkor $\vec{H} \sim \vec{M}$ is igaz. Legtöbb izotróp közegben a lineáris anyagegyenlet teljesül, vagyis $\vec{H} \parallel \vec{M}$ és $\vec{H} \sim \vec{M}$

Az arányossági tényező a χ mágneses szuszceptibilitás: $\vec{M} = \chi \vec{H}$

Ezt felhasználva a mágneses indukcióra:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0(\vec{H} + \chi \vec{H}) = \mu_0(\chi + 1)\vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$$

Ahol $\mu_r = \chi + 1$ a relatív permeabilitás, és
a $\mu = \mu_0 \mu_r$ az abszolút permeabilitás.

Az elektromos tér energiasűrűsége korábbról: $w_E = \frac{1}{2} \vec{D} \cdot \vec{E}$

Hasonlóképpen, a mágneses tér energiája: $w_M = \frac{1}{2} \vec{B} \cdot \vec{H}$

Az Ampère-féle gerjesztési törvény

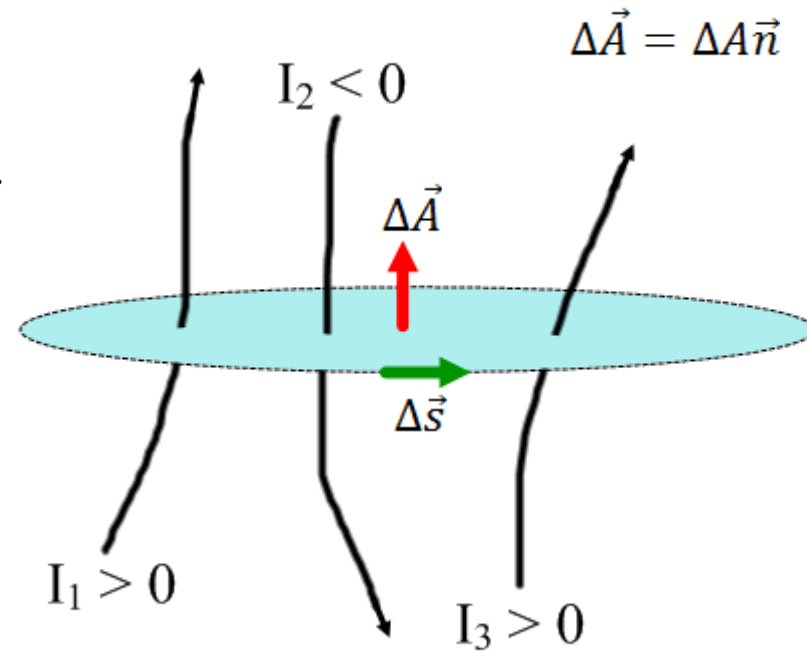
Mozgó töltések (áramok) mágneses teret hoznak létre.

Vékony vonalas vezetőkre a mágneses térerősség zárt görbére vett összegzése (integrálja) egyenlő a görbe által határolt tetszőleges felületen áthaladó áramok előjeles összegével.

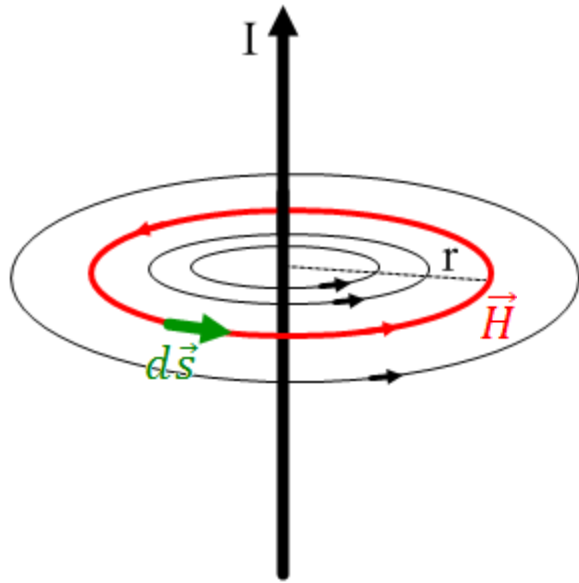
$$\sum_{\text{zárt}} \vec{H} \cdot \Delta \vec{s} = \sum I$$

A normális irányába átfolyó áram **pozitív**.

$\Delta \vec{s}$ és \vec{n} irányát a jobbcsvár szabály kapcsolja össze.



Alkalmazás: végtelen egyenes vezető tere



$$\sum_{\text{zárt}} \vec{H} \cdot \Delta \vec{s} = I$$

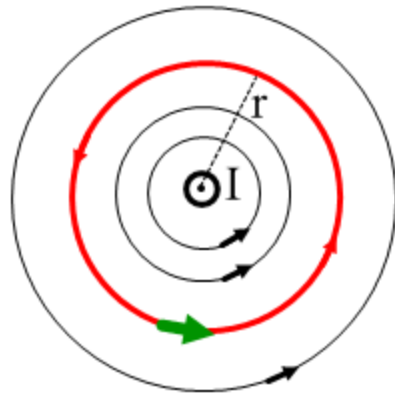
Hengerszimmetria miatt: A térerősség nagysága csak az r távolságtól függ, iránya pedig tangenciális.

$$d\vec{s} \parallel \vec{H}$$

Tehát:
$$\sum_{\text{zárt}} \vec{H} \cdot \Delta \vec{s} = \sum_{\text{zárt}} H \cdot \Delta s = H \cdot 2r\pi$$

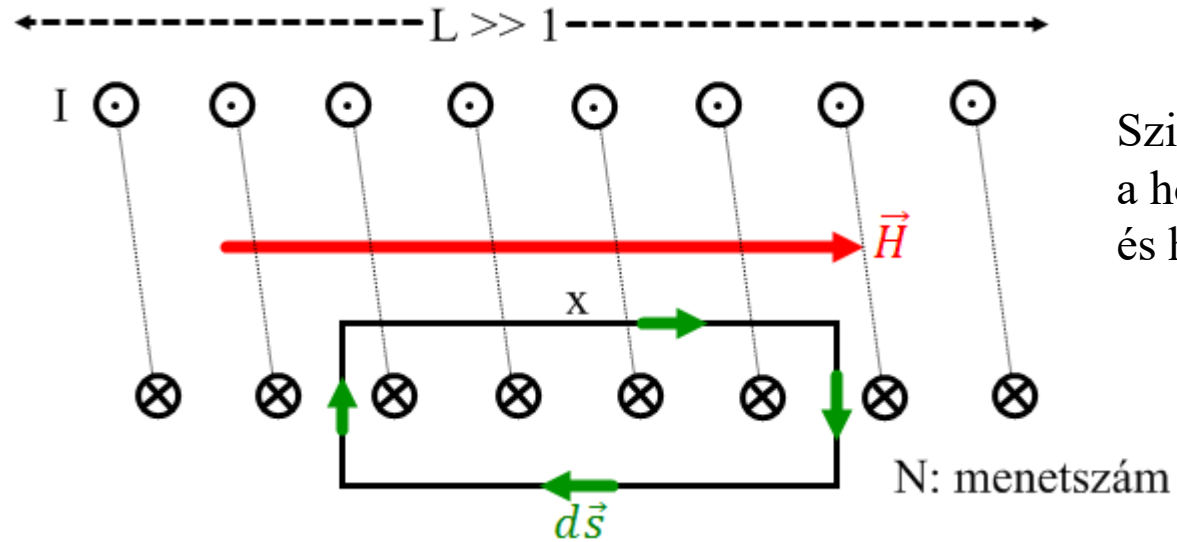
$$H 2r\pi = I$$

$$H = \frac{I}{2r\pi}$$



Vákuumban vagy levegőben pedig:
$$B = \frac{\mu_0 I}{2r\pi}$$

Alkalmazás: „végtelen” hosszú egyenes tekercs tere



Szimmetria miatt: A térerősség a hossztengellyel párhuzamos, és homogén. Kívül nulla.

$$\sum_{\text{zárt}} \vec{H} \cdot \Delta \vec{s} = H \cdot x$$

$$Hx = \frac{NIx}{L} \quad H = \frac{NI}{L}$$

$$\sum_i I_i = \frac{NI}{L} x$$

Vákuumban vagy levegőben pedig: $B = \mu_0 \frac{NI}{L}$

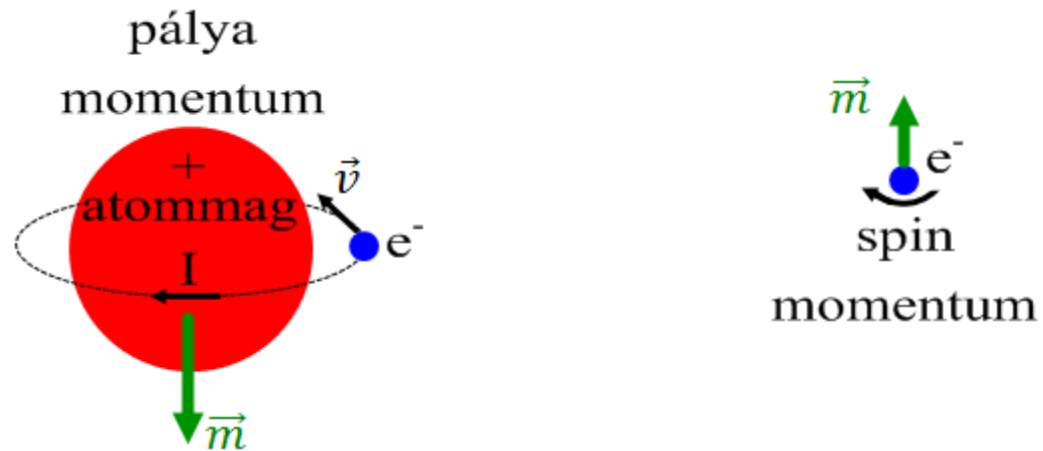
Ha a tekercsben valamilyen más anyag van: $B = \mu_0 \mu_r \frac{NI}{L}$

Anyagok mágneses tulajdonsága

Három fő csoportba sorolhatók:

- diamágnesek
- paramágnesek
- ferromágnesek

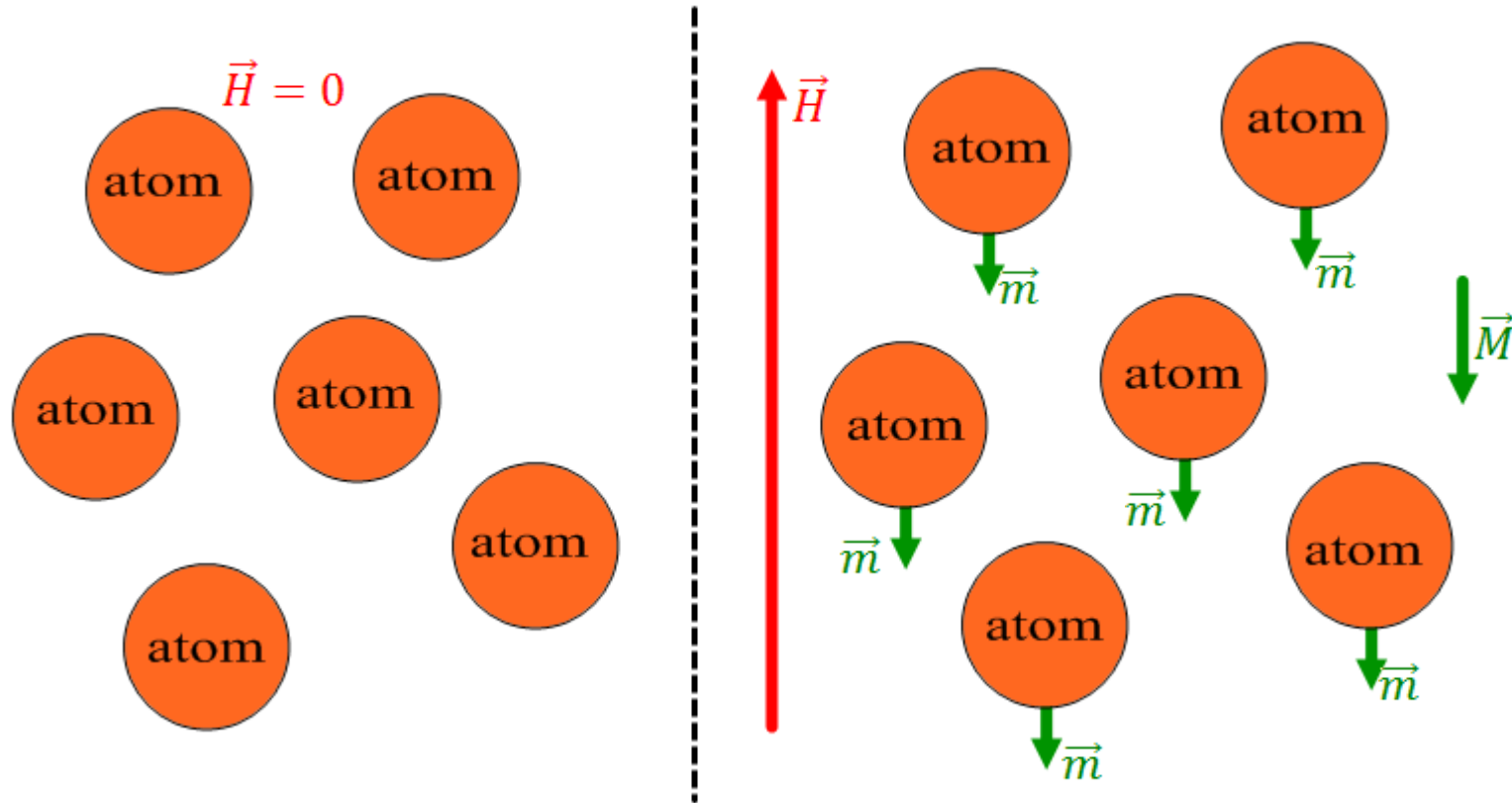
Az atomok mágneses tulajdonságaiért főleg az elektronok felelősek:



Speciális esetben (zárt elektranhéj esetén) ezek kiegyenlítik egymást, és ekkor az atom nem rendelkezik saját mágneses momentummal.

Diamágnesesek

Diamágneses anyagok atomjai nem rendelkeznek saját mágneses momentummal.



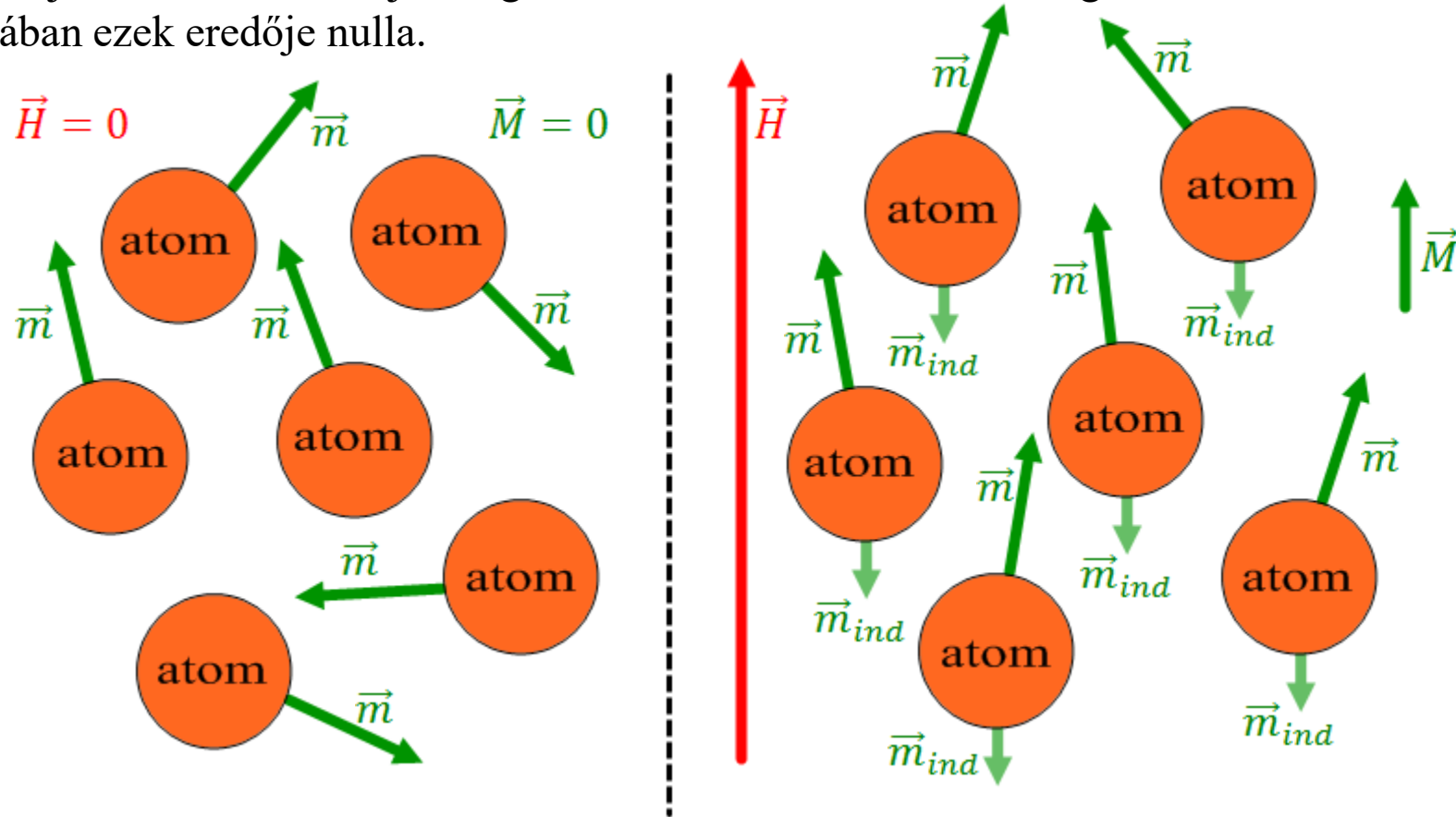
Külső mágneses tér hatására az atomokban mágneses momentum indukálódik.
Ezek iránya ellentétes a külső térrel (annak hatását gyengíteni igyekeznek – Lenz törvény)

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad \chi < 0 \quad \chi \approx -10^{-4} \quad \mu_r = 1 + \chi \approx 0.9999$$

Tehát a közegbeli indukció kisebb, mint a vákuumbeli $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$ indukció.

Paramágnesek

Az atomjai rendelkeznek saját mágneses momentummal. A hőmozgásuk miatt külső tér hiányában ezek eredője nulla.



Külső tér két hatás: indukált mágneses momentum; saját momentumokat a tér irányába igyekszik befordítani a hőmozgás ellenében. Magasabb hőmérsékleten kevésbé tudja.

$$\chi \approx 10^{-6} - 10^{-3}$$

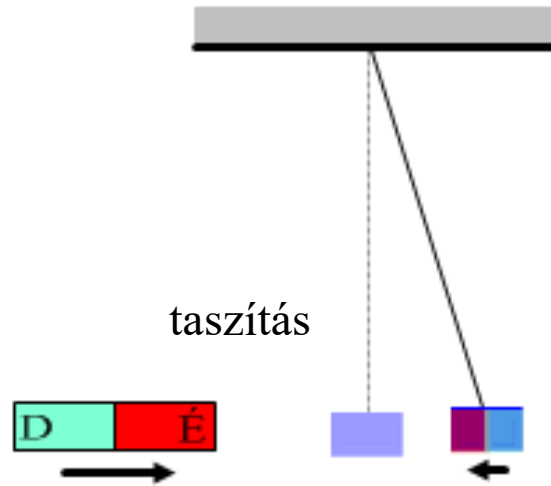
$$\mu_r = 1 + \chi \approx 1.000001 - 1.001$$

Curie-törvény: $\chi \sim \frac{1}{T}$

Dia- és Paramágnesek

Diamágnesek:

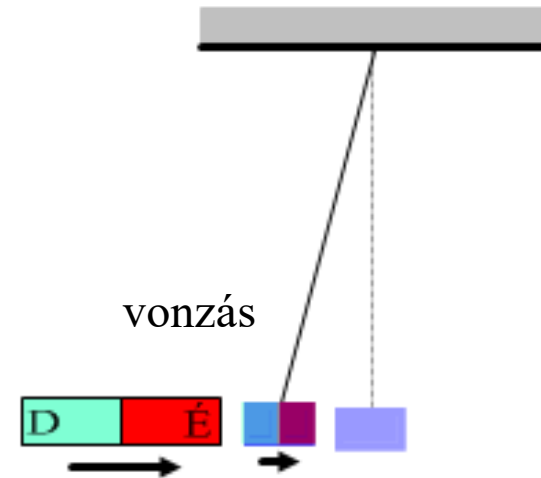
nemesgázok, víz, ezüst, arany, réz



A diamágneses anyagot a mágnes (inhomogén mező) taszítja, a belőle készített rudacska a homogén mezőben keresztbe fordul.

Paramágnesek:

alkálifémek, alumínium, volfrám, oxigén



A diamágneses anyagot a mágnes (inhomogén mező) vonzza, a belőle készített rudacska a homogén mezőben a térrel párhuzamosan állapodik meg.

Ferromágnesek

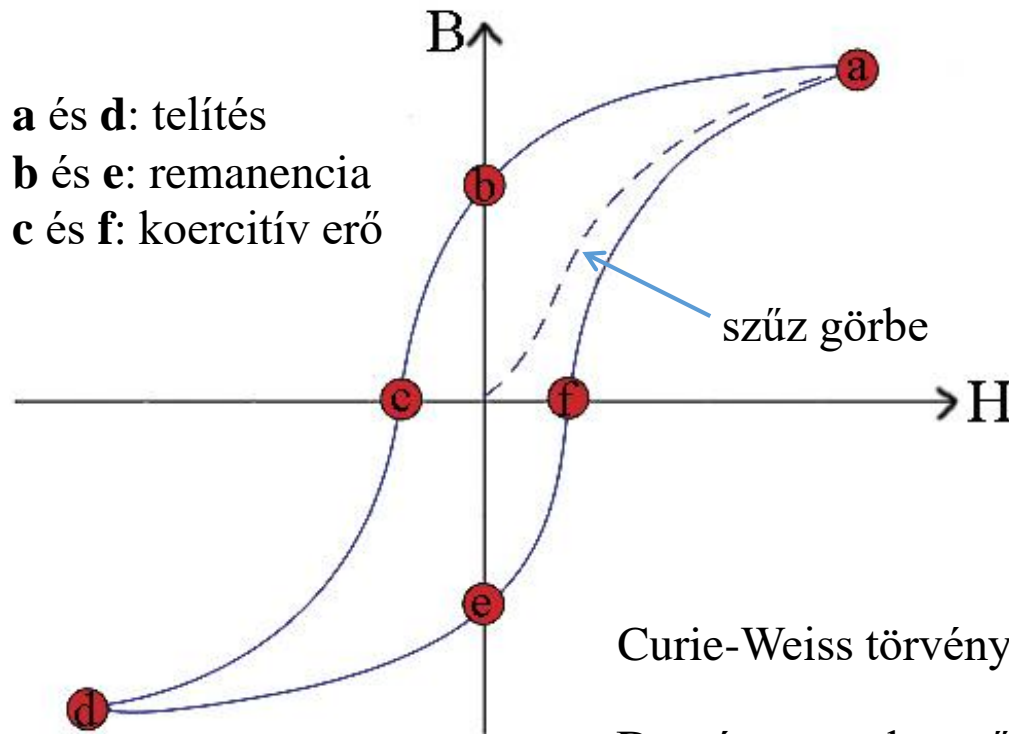
Erősen mágnesezhető anyagok, többé-kevésbé megőrzik mágnesességüket.

pl. vas, kobalt, nikkelt

A szuszceptibilitás értéke függ a külső tértől, a lineáris anyagegyenletek nem érvényesek.

$$\mu_r \approx 100 - 1000000$$

Jellemző rájuk a hiszterézis:



Nagy remanenciájú anyagok (kemény) használhatók permanens mágnesnek.

Kis remanenciájú (lágy) anyagok használhatók elektromágnesben és transzformátorban.

A Curie-hőmérséklet fölött a ferromágneses anyagok paramágnesessé válnak.

Visszahűtve a szuszceptibilitás egyre növekszik.

Curie-Weiss törvény: $\chi \sim \frac{1}{T - T_C}$

Doménés szerkezetűek, a **doménen** belül a saját mágneses dipólmomentumok egy irányba állnak.