

## Částice s nábojem v magnetickém poli

Proud ve vodiči je tvořen nabitými částicemi ([elektrony](#)), na které rovněž působí [magnetické pole](#). [Magnetickou sílu](#) je možno chápat jako [výslednici sil](#), které působí na jednotlivé nosiče náboje. Uvažujme vodič délky  $l$ , v němž je  $N$  [volných elektronů](#). Celkový náboj těchto elektronů je  $Q = -eN$ . Pohybují-li se tyto elektrony ve vodiči [rychlostí](#)  $\vec{v}$  ve směru vodiče, urazí vzdálenost  $l$  za dobu  $t = \frac{l}{v}$ .

Za tu dobu projde průřezem vodiče náboj  $Q$ , jemuž odpovídá proud  $I = \frac{|Q|}{t} = \frac{Nev}{l}$ . Pro velikost magnetické síly tedy můžeme psát (v případě, že vodič je kolmý k magnetickým indukčním čarám):  $F_m = BIl = BNeqv$ .

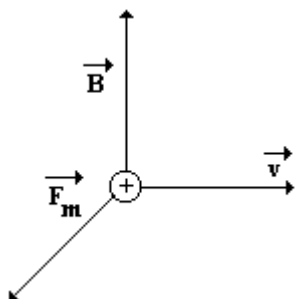
Odtud pro velikost [síly](#) působící na jeden elektron dostáváme  $F_m = Bev$ . Tento vztah platí nejen pro elektrony ve vodiči, ale i pro [částice](#) s nábojem mimo vodič ([protony](#), ionty, ...).

V obecném případě (částice se nepohybuje kolmo k indukčním čarám, ...) je magnetická síla dána vektorovým zápisem  $\vec{F}_m = e\vec{v} \times \vec{B}$ .

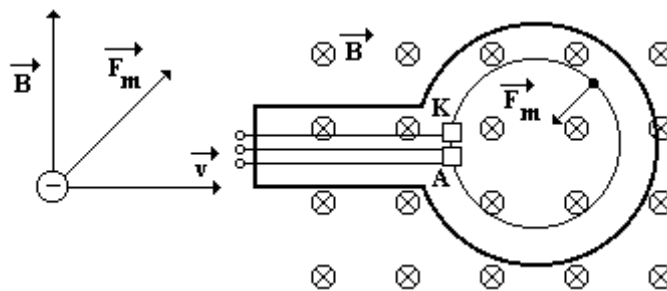
Směr magnetické síly závisí na náboji částice, což ostatně vyplývá ze vztahu pro její velikost. Vektor této síly je kolmý k vektoru [magnetické indukce](#) i k vektoru rychlosti.

Kolmost síly k vektoru magnetické indukce a k vektoru rychlosti vyplývá z vektorového zápisu této síly.

Schématicky je situace znázorněná na obr. 131.



Obr. 131



Obr. 132

Velikost magnetické síly je maximální v případě, kdy vektor rychlosti a vektor magnetické indukce navzájem svírají úhel  $\alpha = 90^\circ$ . Při zmenšování tohoto úhlu se bude velikost magnetické síly zmenšovat. Nulovou velikost bude mít v případě, kdy se bude částice pohybovat ve směru magnetické indukce. Vzhledem k tomu, že magnetická síla je kolmá na směr [pohybu](#) částice, nekoná tato síla práci. [Velikost rychlosti](#) částice (a tedy i [kinetická energie](#)) se v magnetickém poli nemění.

Mluvíme pouze o velikosti rychlosti!!! Směr se měnit může.

Pohyb elektronů v magnetickém poli lze pozorovat v tzv. Wehneltově trubici (schéma viz obr. 132). Do skleněné baňky naplněné vodíkem o nízkém [tlaku](#) ( $1 \text{ Pa}$ ) je zataven zdroj elektronů. Celá trubice je umístěna v [homogenním magnetickém poli](#), které vytvářejí [Helmholtzovy cívky](#) s velkým průměrem. Elektrony vyletují ze zdroje rychlostí  $\vec{v}$  kolmo k indukčním čarám. Na elektrony působí magnetická síla  $\vec{F}_m$ , která zakřivuje jejich [trajektorii](#), po níž se elektrony pohybují (a tím mění i směr rychlosti  $\vec{v}$ ). Výsledkem je pohyb elektronu po kružnicové trajektorii, protože magnetická síla se stává silou dostředivou.

Lze tedy psát:  $F_m = F_d$  a tedy  $Bev = m \frac{v^2}{r}$ . Odtud  $r = \frac{m}{e} \frac{v}{B}$ . Podíl  $\frac{m}{e}$  je pro danou částici konstantní

a je její důležitou charakteristikou. Pohyb částice v magnetickém poli naznačuje, jak je možné tuto konstantu měřit.

Pohybuje-li se částice současně v magnetickém i elektrickém poli, působí na ní jak síla elektrostatická  $\vec{F}_e^+$ , tak síla magnetická  $\vec{F}_m^+$ . Výslednicí obou těchto sil je síla  $\vec{F}_L^+ = \vec{F}_e^+ + \vec{F}_m^+$ , která se nazývá **Lorentzova síla**.

Pro Lorentzovu sílu tedy platí:  $\vec{F}_L^+ = e\vec{E} + e\vec{v} \times \vec{B}$ .

Působení magnetického pole na částice s nábojem našlo široké využití v praxi - vychylování elektronového paprsku v televizní obrazovce, měření v mlžné komoře, ...

---

© Encyklopedie Fyziky (<http://fyzika.jreichl.com>); Jaroslav Reichl, Martin Všeticka

Licence <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/> zakazuje úpravy a komerční distribuci.