

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):
 $F_m = BIl = BNeqv$.

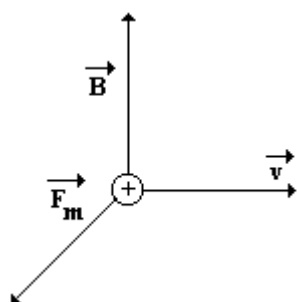
Odtud pro velikost [síly](#) působící na jeden elektron dostáváme $F_m = Bev$. Tento vztah platí nejen pro elektrony ve vodiči, ale i pro [částice](#) s nábojem mimo vodič ([protony](#), ionty, ...).

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

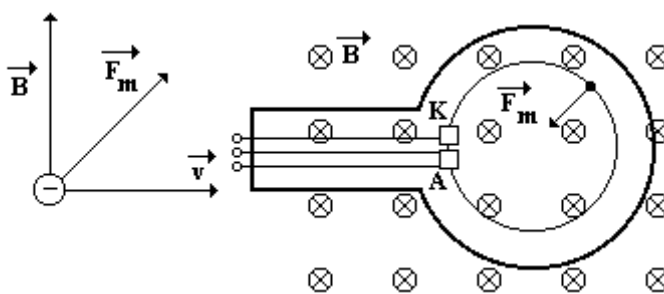
Směr magnetické síly závisí na náboji částice, což ostatně vyplývá ze vztahu pro její velikost. Vektor této síly je kolmý k vektoru [magnetické indukce](#) i k vektoru rychlosti.

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 Pa) je zataven zdroj elektronů. Celá trubice je umístěna v [homogenním magnetickém poli](#), které vytvářejí [Helmholtzovy cívk](#)y 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.