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): $F_m = BIl = BNev$.

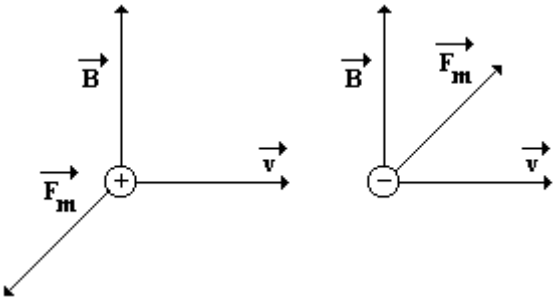
Odtud pro velikost síly působící na jeden elektron dostáváme $F_m = Bev$. Tento vztah platí nejen pro elektrony ve vodiči, ale i pro částice s nábojem mimo vodič (protony, ionty, ...).

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

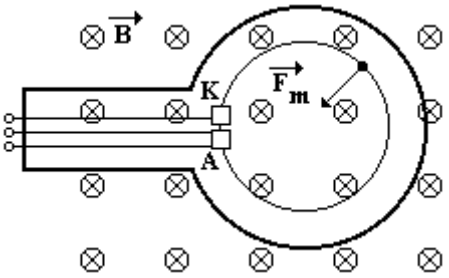
Směr magnetické síly závisí na náboji částice, což ostatně vyplývá ze vztahu pro její velikost. Vektor této síly je kolmý k vektoru magnetické indukce i k vektoru rychlosti.

> 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 $\alpha = 90°$. 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 ($1\,\mathrm{Pa}$) 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 Všetička
Licence http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/ zakazuje úpravy a komerční distribuci.