Elektron v homogenním magnetickém poli

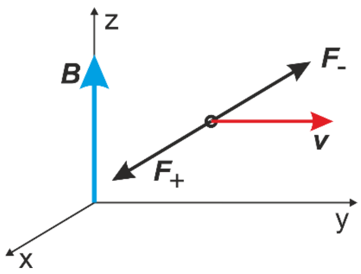
Pavel Werner

V následujícím textu se pokusíme objasnit význam struktury nabité částice modelované podle RT na změnu směru rychlosti částice pohybující se v homogenním magnetickém poli.

K definici magnetického pole se používá částice o náboji q pohybující se rychlostí $\boldsymbol{v}$.

Z experimentů známe následující chování:

1. Velikost magnetické síly působící na náboj $\boldsymbol{F}_\mathrm{B}$ je přímo úměrná velikosti náboje q a rychlosti $\boldsymbol{v}$.
2. Velikost a směr $\boldsymbol{F}_\mathrm{B}$ závisí na velikostech a směrech $\boldsymbol{v}$ a $\boldsymbol{B}$.
3. Na náboj nepůsobí žádná síla, pokud jsou vektory $\boldsymbol{v}$ a $\boldsymbol{B}$ rovnoběžné, pokud však svírají úhel θ, vektor $\boldsymbol{F}_\mathrm{B}$ je na oba kolmý a jeho velikost je úměrná sin θ.
4. Pokud se otočí znaménko náboje, otočí se i směr síly $\boldsymbol{F}_\mathrm{B}$.



Obr. 1 Směr magnetické síly $\boldsymbol{B}$, směr pohybu částice $\boldsymbol{v}$ a směr síly $\boldsymbol{F}$

Na letící částici magnetickým polem působí Lorentzova síla, která je dána vztahem

$$\boldsymbol{F} = q \cdot (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \cdot \sin\theta, \qquad [1]$$

kde q je náboj částice, $\boldsymbol{v}$ je vektor její rychlosti, $\boldsymbol{B}$ je vektor magnetické indukce a θ je úhel mezi vektory $\boldsymbol{v}$ a $\boldsymbol{B}$.

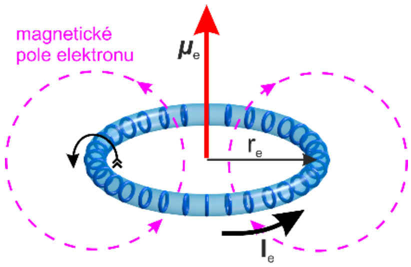
Velikost síly F_B je dána vztahem

$$|F_\mathrm{B}| = |q| \cdot v \cdot B \cdot \sin\theta, \qquad [2]$$

kde θ je úhel mezi vektory $\boldsymbol{v}$ a $\boldsymbol{B}$.

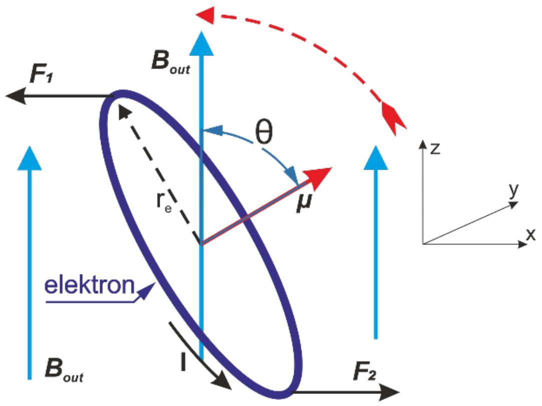
Vektor $\boldsymbol{F}_\mathrm{B}$ je vždy kolmý na vektory $\boldsymbol{v}$ a $\boldsymbol{B}$, a tak nemění velikost rychlosti **v**, ani kinetickou energii částice ale mění směr rychlosti **v**.

Vznik této síly můžeme namodelovat použitím modelu elektronu podle Prstencové teorie (RT – ring theory), který je modelován jako víceúrovňový toroidální objekt. Na tento model elektronu můžeme pohlížet jako na kruhovou proudovou smyčku o poloměru r_e, kterou protéká proud I_e a její magnetický moment je $\boldsymbol{\mu}_\mathrm{e}$ (obr. 2).



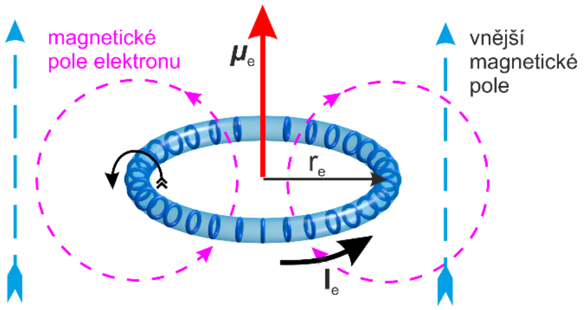
Obr. 2 Model elektronu podle RT

Na takto modelovaný elektron po vložení do vnějšího homogenního magnetického pole bude působit síla, která je však v případě uzavřené proudové smyčky nulová (obr. 3). Přestože je celková síla působící na uzavřenou smyčku nulová, vytváří na opačných koncích smyčky moment, který způsobuje otáčení smyčky kolem osy y. Tento moment natočí model elektronu tak, že toroidální rovina modelu elektronu bude kolmá k vnějšímu magnetickému poli $\boldsymbol{B}_{\text{out}}$, a vektor magnetického momentu modelu elektronu $\boldsymbol{\mu}_{\text{e}}$ bude paralelní s vektorem vnějšího magnetického pole $\boldsymbol{B}_{\text{out}}$. Síla $\boldsymbol{F}_1 = -\boldsymbol{F}_2$ a je funkcí sinθ.

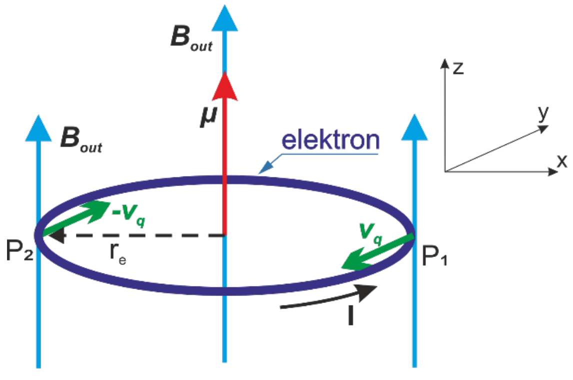


Obr. 3 Natočení do stabilní polohy proudové smyčky modelu elektronu v magnetickém poli $\boldsymbol{B}_{\text{out}}$

Model elektronu, který se nachází ve vnějším homogenním magnetickém poli, má rovnovážnou stabilní polohu (obr. 4), když vektory $\boldsymbol{\mu}_{\text{e}}$ a $\boldsymbol{B}_{\text{out}}$ jsou rovnoběžné a míří stejným směrem.

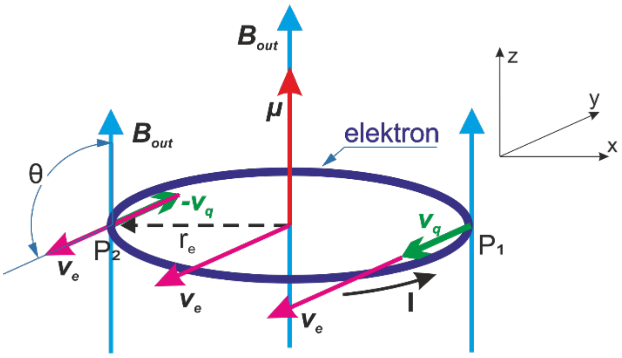


Obr. 4 Rovnovážná stabilní poloha modelu elektronu vůči vnějšímu magnetickému poli



Obr. 5 Pohyb modelu elektronu v magnetickém poli $\boldsymbol{B}_{\text{out}}$ rychlostí $\boldsymbol{v}$ a úhlem θ

Pokud se bude model volného elektronu pohybovat ve vnějším homogenním magnetickém poli $\boldsymbol{B}_{\mathrm{out}}$ rychlostí $\boldsymbol{v}_{\mathrm{e}}$, jejíž vektor bude svírat s vektorem vnějšího magnetického pole $\boldsymbol{B}_{\mathrm{out}}$ úhel θ, potom náboj q modelu elektronu, který vytváří proud I, se bude pohybovat nerovnoměrně vůči vnějšímu magnetickému poli a to tak, že na jedné straně v bodě P_1 jeho rychlost $\boldsymbol{v}_1 = \boldsymbol{v}_{\mathrm{e}} + \boldsymbol{v}_{\mathrm{q}}$ bude vždy větší než rychlost $\boldsymbol{v}_2 = \boldsymbol{v}_{\mathrm{e}} - \boldsymbol{v}_{\mathrm{q}}$ na protější straně toroidu v bodě P_2, obr. 6. Pohyb náboje v prostoru vytváří křivku, která se nazývá cykloida. Tvar této křivky je dán poměrem rychlostí rotace náboje smyčky modelu elektronu a rychlostí pohybu modelu elektronu ve vnějším magnetickém poli.



Obr. 6 Rozdílné rychlosti pohybujícího se modelu elektronu v místě P_1 a P_2

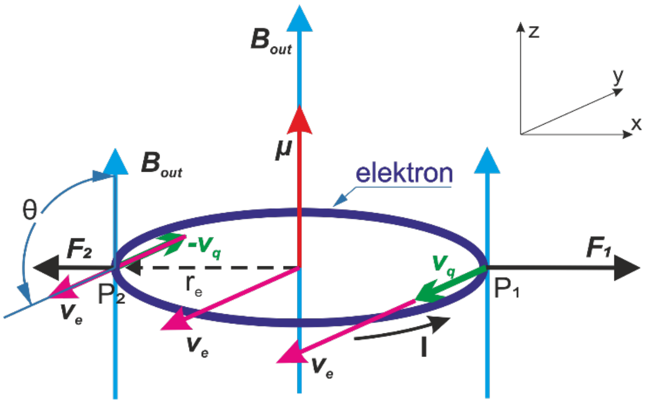
Tato rozdílná rychlost bude vytvářet na protějších stranách v místech P_1 a P_2 modelu elektronu rozdílné velikosti síly působící na protilehlých koncích toroidu, obr. 7.

$$\boldsymbol{F}_1 = \mathrm{q} \cdot (\boldsymbol{v}_1 \times \boldsymbol{B}) \cdot \sin\theta \tag{3}$$

$$\boldsymbol{F}_2 = \mathrm{q} \cdot (\boldsymbol{v}_2 \times \boldsymbol{B}) \cdot \sin\theta \tag{4}$$

Výsledná síla působící na model elektronu pohybující se v magnetickém poli $\boldsymbol{B}_{\mathrm{out}}$ rychlostí $\boldsymbol{v}_{\mathrm{e}}$ je dána rozdílem sil $\boldsymbol{F}_1$ a $\boldsymbol{F}_2$.

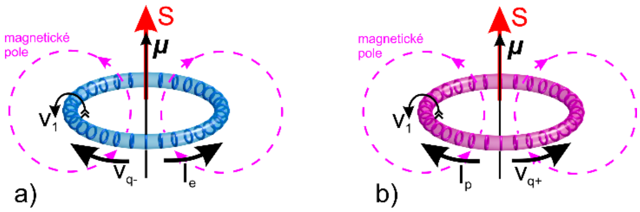
$$\boldsymbol{F} = \boldsymbol{F}_1 - \boldsymbol{F}_2 \tag{5}$$



Obr. 7 Síla působící na pohybující se model elektronu rychlostí $\boldsymbol{v}$ v magnetickém poli $\boldsymbol{B}_{\mathrm{out}}$

Pohyb elektronu v homogenním magnetickém poli není dán vlastností magnetického pole ale strukturou modelu elektronu modelovaného podle RT.

Při pohybu kladně nabité částice v homogenním magnetickém poli bude na částici působit síla v opačném směru. Je to proto, že prstencový model protonu modelovaný podle RT, má vůči směru proudu $\boldsymbol{I}_{\mathrm{p}}$ opačně orientovaný spin a magnetický moment $\boldsymbol{\mu}_{\mathrm{p}}$, obr. 8.



Obr. 8 Orientace proudu I a magnetického momentu u a) záporně nabité částice, b) kladně nabité částice