3 Magnetické pole

3.1 Indukcia magnetického poľa, pohyb náboja v magnetickom poli

Zo skúsenosti vieme, že dráhu pohybujúceho sa elektrického náboja vieme ovplyvniť permanentným magnetom alebo vodičom, ktorým preteká prúd a to prostredníctvom magnetického poľa, ktorého sú zdrojom. Vo väčšine prípadov pôsobí magnetické pole spolu s poľom elektrickým a takéto pole budeme nazývať elektromagnetickým poľom.
Základnou charakteristikou magnetického poľa je vektor magnetickej indukcie. K jeho zavedeniu vložme skusmý náboj q do elektromagnetického poľa. Sila, ktorá na tento náboj pôsobí, závisí nielen od jeho polohy, ale aj od rýchlosti jeho pohybu. Každý bod priestoru je charakterizovaný dvoma vektorovými veličinami, ktoré určujú silu pôsobiacu na ľubovoľný náboj. Prvá z nich je elektrická sila $\vec{F}_e$, ktorá prispieva do celkovej sily bez ohľadu na pohyb skusmého náboja. Popisujeme ju pomocou intenzity elektrického poľa $\vec{E}$:

$$\vec{F}_e = q\vec{E}$$

Druhou zložkou sily je magnetická sila $\vec{F}_m$, ktorá závisí od rýchlosti skusmého náboja a má charakteristický smer: v každom okamihu je táto sila kolmá k vektoru rýchlosti. Uvedené vlastnosti je možné popísať zavedením **vektora indukcie magnetického poľa** $\vec{B}$, pomocou ktorého možno zapísať magnetickú silu vzťahom

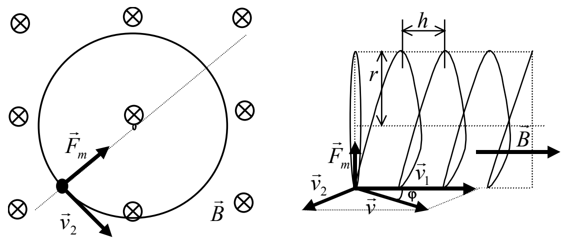
$$\vec{F}_m = q\left(\vec{v} \times \vec{B}\right)$$

Celková sila $\vec{F}$, ktorou pôsobí elektromagnetické pole na náboj je:

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\left(\vec{v} \times \vec{B}\right)$$

a nazýva sa **Lorentzova sila**.
Keďže magnetická sila je vždy kolmá na smer pohybu nabitej častice, práca, ktorú vykonáva táto sila, je nulová. Magnetické pole, ktoré sa v čase nemení (magnetostatické pole), teda nemôže meniť kinetickú energiu pohybujúcej sa nabitej častice, môže iba zakriviť jej dráhu. Jednotka B, ktorá vyplýva z rovnice pre magnetickú silu $\vec{F}_m$, sa nazýva v sústave SI tesla (T), 1 T = 1N/1Am.

Pohyb náboja v magnetickom poli. Majme časticu s nábojom Q, ktorá vletí do konštantného magnetického poľa s indukciou $\vec{B}$ rýchlosťou $\vec{v}$ tak, že uhol medzi vektormi indukcie a rýchlosti je φ. Vektor rýchlosti môžeme rozložiť na dve na seba kolmé zložky - jedna leží v smere indukcie magnetického poľa a druhá je na ňu kolmá:



Obr. 3.1

$$\vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2$$

Z obrázku 3.1 je vidieť, že:

$$\frac{v_1}{v} = \cos\varphi \;\Rightarrow\; v_1 = v\cos\varphi \quad \text{a} \quad \frac{v_2}{v} = \sin\varphi \;\Rightarrow\; v_2 = v\sin\varphi.$$

Sila, ktorou pôsobí magnetické pole na časticu, potom môže byť zapísaná:

$$\vec{F} = Q\left(\vec{v} \times \vec{B}\right) = Q\left(\vec{v}_1 \times \vec{B}\right) + Q\left(\vec{v}_2 \times \vec{B}\right),$$

takže

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2,$$

kde

$$\vec{F}_1 = Q\left(\vec{v}_1 \times \vec{B}\right), \quad \vec{F}_2 = Q\left(\vec{v}_2 \times \vec{B}\right)$$

a teda aj vektor sily sa skladá z dvoch na seba kolmých zložiek.
Pre veľkosť prvej zložky máme:

$$\left|\vec{F}_1\right| = Qv_1B\sin 0^\circ = 0,$$

ak by teda častica vletela do magnetického poľa tak, že vektor jej rýchlosti by bol rovnobežný s vektorom indukcie poľa, nepôsobila by na ňu žiadna sila a teda častica by sa pohybovala rovnomerným priamočiarym pohybom rýchlosťou $\vec{v}_1$. Veľkosť druhej zložky sily je:

$$\left|\vec{F}_2\right| = Qv_2B\sin 90^\circ = Qv_2B \tag{3.1}$$

a jej smer je kolmý na vektory rýchlosti a indukcie magnetického poľa. Konštantná sila, ktorá je kolmá k rýchlosti v ľubovoľnom okamihu, je dostredivá sila, takže ak častica vletí do magnetického poľa v smere kolmom na smer indukcie, výsledná dostredivá sila spôsobí, že sa bude pohybovať rovnomerne po kružnici. Polomer tejto kružnice môžeme vyjadriť z druhého Newtonovho pohybového zákona:

$$F_2 = ma_d, \quad a_d = \frac{v_2^2}{r}. \tag{3.2}$$

Z rovníc (3.1) a (3.2) máme:

$$\frac{mv_2^2}{r} = Qv_2B \quad \Rightarrow \quad r = \frac{mv_2}{QB} = \frac{mv\sin\varphi}{QB}.$$

V našom prípade, keď častica vletela do magnetického poľa pod uhlom φ, musíme zlúčiť výsledky, ktoré sme získali pre dve zložky sily - rovnomerný priamočiary pohyb a rovnomerný pohyb po kružnici. Výsledným pohybom je pohyb po skrutkovici s polomerom r.

3.2 Gaussov zákon magnetického poľa

Podobne ako sme mohli ilustrovať elektrické pole siločiarami, magnetické pole možno graficky reprezentovať indukčnými čiarami, pričom ich súvis s vektorom magnetickej indukcie je nasledovný:

1. Dotyčnica k indukčnej čiare v ľubovoľnom bode má smer $\vec{B}$ v tomto bode.
2. Počet čiar prechádzajúcich jednotkovým prierezom (plochou kolmou k čiaram) je úmerný veľkosti $\vec{B}$.

Takže čím je väčšia indukcia, tým je väčšia aj hustota čiar. Je tu ale veľký rozdiel medzi siločiarami, ktoré reprezentujú elektrické pole, a indukčnými čiarami, ktoré reprezentujú magnetické pole. Neexistuje totiž magnetický analóg elektrického náboja, to znamená, že neexistujú žiadne magnetické náboje, z ktorých by mohli vychádzať indukčné čiary. Indukčné čiary nemajú počiatok a koniec a preto vytvárajú uzavreté slučky. Uvedenú skutočnosť možno využiť k získaniu

Gaussovho zákona magnetického poľa. Úplne analogickým spôsobom ako sme definovali tok vektora intenzity elektrického poľa (pozri vzťah (1.7)) môžeme definovať aj tok vektora indukcie magnetického poľa:

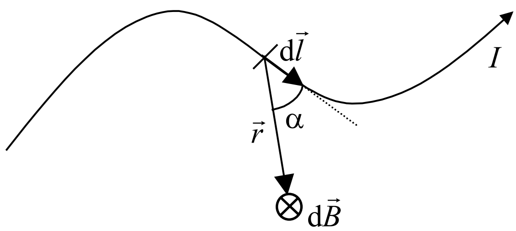
$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{S},$$

kde sa integruje cez celú plochu (uzavretú alebo otvorenú), na ktorej je Φ definovaný. Veličinu budeme nazývať **magnetický tok**. Jeho jednotkou je weber (Wb).
Určme teraz magnetický tok Φ cez uzavretú plochu S, ktorá je uložená v magnetickom poli. Keďže indukčné čiary vytvárajú uzavreté slučky, počet čiar vstupujúcich do objemu ohraničeného plochou S je rovný počtu čiar z objemu vychádzajúcich a teda magnetický tok cez uzavretú plochu je nulový:

$$\oint \vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{S} = 0. \tag{3.3}$$

Táto rovnica sa nazýva **Gaussov zákon magnetického poľa** a je jednou zo základných rovníc nielen pre magnetostatické, ale aj pre všeobecné elektromagnetické pole.

3.3 Biotov - Savartov zákon



Obr. 3.2

Podľa Biota a Savarta možno vodič, ktorým tečie prúd I, reprezentovať množstvom prúdových elementov. Pod takýmto prúdovým elementom rozumieme veličinu $I\mathrm{d}\vec{l}$, kde I je veľkosť prúdu tečúceho vodičom a $\mathrm{d}\vec{l}$ je vektor o veľkosti elementárnej dĺžky vodiča, majúci smer dotyčnice v danom bode vodiča a orientovaný v smere toku prúdu vodičom (Obr. 3.2). Magnetická indukcia $d\vec{B}$ v ľubovoľnom bode priestoru je daná rovnicou

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3},$$

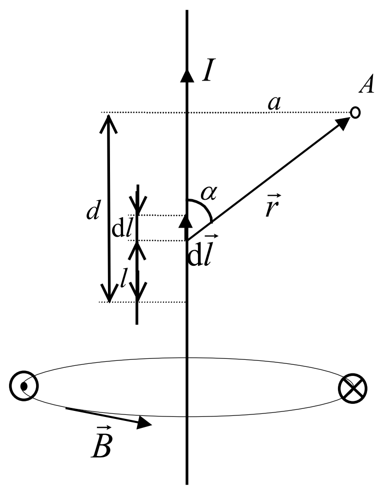
kde $\vec{r}$ je polohový vektor miesta, v ktorom magnetickú indukciu počítame, vzhľadom na uvažovaný element vodiča $d\vec{l}$ a $\mu_0 = 4\pi.10^{-7}$ mkgs^{-2}A^{-2} je **magnetická konštanta**. Táto rovnica vyjadruje **Biotov - Savartov zákon**.
Veľkosť $d\vec{B}$ je

$$dB = \frac{\mu_0 I dl \sin\alpha}{4\pi r^2},$$

kde α je uhol medzi $d\vec{l}$ a $\vec{r}$. Celkovú indukciu magnetického poľa v danom bode potom získame integrovaním cez celú dĺžku vodiča:

$$\vec{B} = \int d\vec{B}.$$

Ako príklad vyjadríme $\vec{B}$ vo vzdialenosti a od nekonečne dlhého priameho



Obr. 3.3

vodiča, ktorým tečie prúd I. Element $d\vec{l}$ vodiča prispieva do celkovej indukcie v bode A elementárnou indukciou:

$$\mathrm{d}\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{\mathrm{d}\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}.$$

Veľkosť tohto príspevku je:

$$\mathrm{d}B = \frac{\mu_0 I \mathrm{d}l \sin\alpha}{4\pi r^2}.$$

Súvis medzi veličinami l, r, α (pozri Obr. 3.3) je

$$l = d - a\mathrm{cotg}\alpha \quad \text{a} \quad r = \frac{a}{\sin\alpha}.$$

Diferencovaním prvej rovnice dostávame:

$$\mathrm{d}l = \frac{a}{\sin^2\alpha}\mathrm{d}\alpha$$

a dosadením do výrazu pre dB

$$\mathrm{d}B = \frac{\mu_0 I \mathrm{d}l \sin\alpha}{4\pi r^2} = \frac{\mu_0 I \frac{a}{\sin^2\alpha}\mathrm{d}\alpha \sin\alpha}{4\pi \frac{a^2}{\sin^2\alpha}} = \frac{\mu_0 I \sin\alpha \mathrm{d}\alpha}{4\pi a}.$$

Pre pole vytvorené celým vodičom:

$$B = \int \mathrm{d}B = \int_0^\pi \frac{\mu_0 I \sin\alpha \mathrm{d}\alpha}{4\pi a} = \frac{\mu_0 I}{2\pi a}. \tag{3.4}$$

Ako príklad je v dolnej časti obrázka 3.3 nakreslená jedna indukčná čiara.

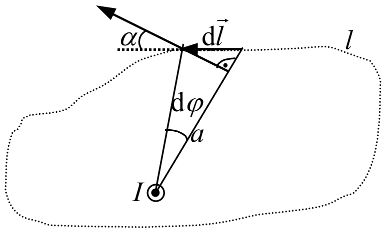
3.4 Zákon celkového prúdu (Ampérov zákon)

V predchádzajúcej časti sme odvodili vzťah pre magnetickú indukciu v okolí dlhého priameho vodiča (rovnica (3.4)). Uvažujme teraz v rovine kolmej na priamy vodič ľubovoľnú uzavretú slučku l okolo tohto vodiča. Vodičom tečie prúd I ako je to na obrázku 3.4. Vyjadríme veľkosť krivkového integrálu pozdĺž uzavretej krivky l. Ako je vidieť z obrázka 3.4, možno písať:

$$\mathrm{d}l \cos\alpha = a\mathrm{d}\varphi$$

a teda

$$\vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = B\mathrm{d}l \cos\alpha = Ba\mathrm{d}\varphi.$$



Obr. 3.4

Potom pre integrál bude platiť:

$$\oint \vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = \oint Ba\mathrm{d}\varphi = \int_0^{2\pi} \frac{\mu_0 I}{2\pi a} a\mathrm{d}\varphi = \mu_0 I$$

a teda

$$\oint \vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = \mu_0 I. \tag{3.5}$$

Táto rovnica je známa ako **Ampérov zákon celkového prúdu**. Odvodili sme ho len pre špeciálny prípad jedného priameho vodiča. Jeho platnosť je však všeobecná pre ľubovolný počet a tvar vodičov, keď pod prúdom vystupujúcim na pravej strane rovnice (3.5) rozumieme algebraický súčet všetkých prúdov, ktoré pretekajú plochou ohraničenou uzavretou integračnou krivkou na ľavej strane rovnice (3.5).

3.5 Sila pôsobiaca na vodič, ktorým tečie prúd, v magnetickom poli

Elektrický prúd vytvárajú pohybujúce sa náboje. Keďže magnetické pole pôsobí silou na každý pohybujúci sa náboj, môžeme očakávať, že bude silovo pôsobiť aj na vodič, ktorým tečie prúd. Uvažujme element prúdovodiča dĺžky dl, ktorým tečie konštantný elektrický prúd I. Vodič nech je uložený v magnetickom poli s indukciou $\vec{B}$. Vektor d$\vec{l}$ je orientovaný v smere pohybu kladného náboja. Ak dQ je voľný elementárny náboj, ktorý sa nachádza v dĺžkovom elemente dl, a pohybuje sa rýchlosťou $\vec{v}$, pre silu pôsobiacu na vybratý element môžeme písať

$$\mathrm{d}\vec{F} = \mathrm{d}Q\left(\vec{v} \times \vec{B}\right).$$

Keďže $\mathrm{d}Q = I\mathrm{d}t$ a $\vec{v} = \frac{\mathrm{d}\vec{l}}{\mathrm{d}t}$, pre silu môžeme ďalej písať

$$\mathrm{d}\vec{F} = I\mathrm{d}t\left(\frac{\mathrm{d}\vec{l}}{\mathrm{d}t} \times \vec{B}\right)$$

a teda

$$\mathrm{d}\vec{F} = I\left(\mathrm{d}\vec{l} \times \vec{B}\right).$$

Táto rovnica - tzv. **Amperov zákon sily**, vyjadruje silu, ktorou pôsobí magnetické pole na dĺžkový element $\mathrm{d}l$ vodiča, ktorým tečie konštantný prúd I. Integrovaním tejto rovnice získame silu, ktorá pôsobí na celý vodič dĺžky l:

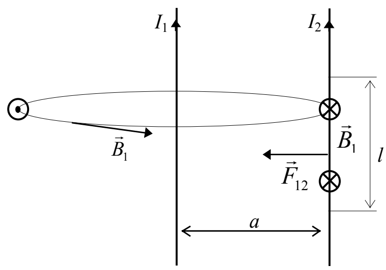
$$\vec{F} = \int_l I\left(\mathrm{d}\vec{l} \times \vec{B}\right). \tag{3.6}$$

3.5.1 Sila pôsobiaca medzi dvomi rovnobežnými priamymi vodičmi

Na obrázku 3.5 sú dva priame rovnobežné vodiče vo vzájomnej vzdialenosti a. Vodičmi tečú prúdy I_1 a I_2 v tom istom smere. Prvý vodič vytvára magnetické pole. Veľkosť jeho indukcie v mieste druhého vodiča je:

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi a}.$$

Vodič 2, ktorým tečie prúd I_2, sa teda nachádza v magnetickom poli s indukciou



Obr. 3.5

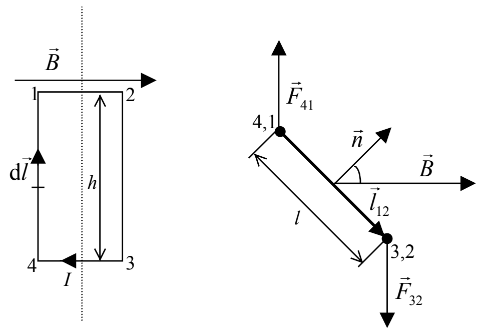
B_1. Na dĺžku l tohto vodiča bude pôsobiť magnetická sila $\vec{F}_{12}$, ktorej veľkosť podľa vzťahu (3.6) je:

$$F_{12} = I_2 l B_1 = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi a} l.$$

Orientáciu tejto sily $\vec{F}_{12}$ určíme pomocou definície vektorového súčinu a rovnice $\mathrm{d}\vec{F}_{12} = I_2\left(\mathrm{d}\vec{l} \times \vec{B}_1\right)$. Vidíme, že dva rovnobežné vodiče, ktorými tečú prúdy toho istého smeru, sa priťahujú a dva vodiče s prúdmi opačného smeru sa odpudzujú.

3.5.2 Sily pôsobiace na prúdovú slučku, magnetický moment

Sily pôsobiace na slučku s prúdom v magnetickom poli vyšetríme pre najjednoduchší prípad. Majme obdĺžnikovú drôtenú slučku dĺžky h a šírky l, ktorá je uložená v magnetickom poli $\vec{B}$. Slučkou tečie prúd I. Jednotkový vektor $\vec{n}$ je kolmý k ploche slučky a je orientovaný tým smerom, odkiaľ je vidieť prúd tiecť proti smeru pohybu hodinových ručičiek (pozri Obr. 3.6). Výsledná sila pôso-



Obr. 3.6

biaca na slučku je vektorovým súčtom síl pôsobiacich na štyri strany slučky. Magnetická sila pôsobiaca na stranu ij slučky je

$$F_{ij} = BIl_{ij}\sin\varphi_{ij},$$

kde l_{ij} je dĺžka strany a φ_{ij} je uhol medzi vektormi $\vec{B}$ a $\mathrm{d}\vec{l}_{ij}$ pre danú stranu. Je zrejmé, že platí

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{34} \quad \text{a} \quad \vec{F}_{41} = -\vec{F}_{32}.$$

Keďže sily $\vec{F}_{12}$ a $\vec{F}_{34}$ pôsobia pozdĺž tej istej priamky, ich výslednica je nulová, na slučku teda nepôsobia. Pretože sily $\vec{F}_{41}$ a $\vec{F}_{32}$ nepôsobia pozdĺž tej istej priamky, ich výslednicou je moment sily, pre ktorý platí

$$\vec{M}_m = \vec{l}_{12} \times \vec{F}_{32}.$$

Keďže $\left|\vec{F}_{32}\right| = \left|\vec{F}_{41}\right| = BIh$ a $\left|\vec{l}_{12}\right| = l$, pre veľkosť momentu sily môžeme písať:

$$M_m = BIhl \sin\alpha = BIS \sin\alpha,$$

kde $S = hl$ je plošný obsah slučky. Tento vzťah, ktorý sme odvodili pre obdĺžnikovú slučku, platí pre rovinnú slučku ľubovoľného tvaru. Veličina:

$$\vec{m} = IS\vec{n} = I\vec{S}$$

sa nazýva **magnetický moment slučky**. Pomocou tejto definície môžeme písať moment sily vo vektorovom tvare:

$$\vec{M}_m = \vec{m} \times \vec{B}.$$

Na slučku s prúdom, uloženú v magnetickom poli, pôsobí moment síl, teda pri jej otočení musí byť vykonaná práca a slučka má potenciálnu energiu zviazanú s jej polohou (natočením) vo vonkajšom magnetickom poli.
Magnetickú potenciálnu energiu v nejakej polohe danej uhlom α definujeme, ako prácu vonkajších síl, potrebnú na otočenie slučky z polohy s nulovou potenciálnou energiou (obyčajne sa táto poloha volí pre $\alpha = 90^0$) do danej polohy α. Teda

$$E_p = \int\limits_{90^0}^{\alpha} M_m \mathrm{d}\alpha = \int\limits_{90^0}^{\alpha} mB \sin\alpha \mathrm{d}\alpha = mB\left[-\cos\alpha\right]_{90^0}^{\alpha} = -mB\cos\alpha,$$

alebo vo vektorovom tvare

$$E_p = -\vec{m} \cdot \vec{B}.$$

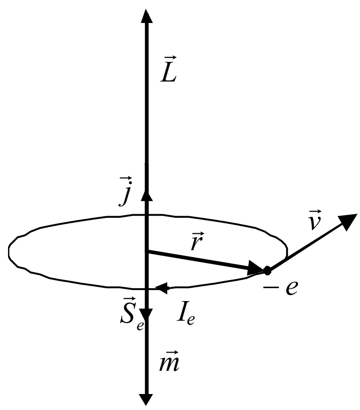
3.6 Magnetické vlastnosti látok

Magnetický moment atómu

Môžeme si predstaviť, že elektrón obiehajúci okolo jadra vytvára prúdovú slučku s prúdom $I_e = e/T = ef$, kde e je veľkosť náboja elektrónu, T je doba jeho obehu, f frekvencia, a teda magnetický moment takejto slučky za predpokladu, že elektrón obieha po kružnici polomeru r možno vyjadriť:

$$\vec{m} = I_e\vec{S}_e = -ef\pi r^2\vec{j}. \tag{3.7}$$

Keď sa elektrón pohybuje po kružnici, môžeme vektor momentu hybnosti (or-



Obr. 3.7

bitálneho) elektrónu vyjadriť nasledovne:

$$\vec{L} = \vec{r} \times m\vec{v} = rm_e v\vec{j} = m_e 2\pi f r^2 \vec{j}, \tag{3.8}$$

kde m_e je hmotnosť elektrónu, v je jeho rýchlosť.
Z porovnania rovníc (3.7) a (3.8) dostaneme:

$$\vec{m} = -\frac{e}{2m_e}\vec{L}.$$

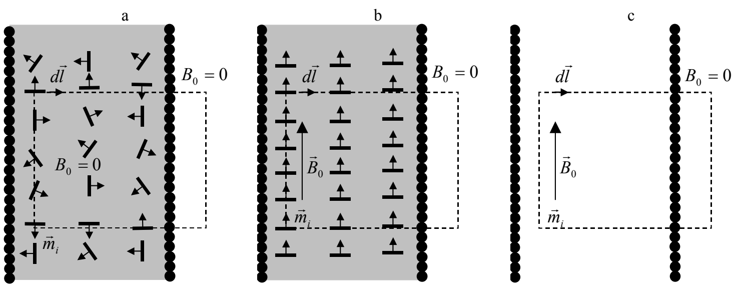
Z kvantovej mechaniky je známe, že elektrón má aj „vlastný moment hybnosti“ - spin $\vec{L}_s$, ktorý súvisí so spinovým magnetickým momentom $\vec{m}_s$ nasledovne:

$$\vec{m}_s = -\frac{e}{m_e}\vec{L}_s.$$

V mnohoelektrónových atómoch sú elektróny s rôznymi orbitami, ich magnetické momenty sú preto rôzne. Výsledný magnetický moment atómu je rovný vektorovému súčtu všetkých orbitálnych a spinových magnetických momentov jeho elektrónov.

Magnetické pole v látkovom prostredí
Látky pozostávajú z atómov, ktoré môžu mať nulový alebo nenulový výsledný magnetický moment. Neustály chaotický tepelný pohyb atómov spôsobuje, že v

prípade atómov s nenulovým magnetickým momentom, sú magnetické momenty neusporiadane orientované. Táto neusporiadanosť spôsobuje, že sa makroskopicky neprejavia.
Ak sa ale látka umiestni do magnetického poľa, silovým pôsobením (Lorentzova sila) sa elementárne prúdové slučky usporiadajú - vektory magnetických momentov sa natočia do smeru vektora indukcie vonkajšieho magnetického poľa. Táto orientácia elementárnych prúdov v prúdových slučkách sa prejaví navonok ako prídavné magnetické pole $\vec{J}$, ktoré sa s pôsobiacim vonkajším magnetickým poľom s indukciou vo vákuu $\vec{B}_0$ vektorovo sčíta. Podrobnejšie si túto problematiku rozoberme na jednoduchom príklade.
Uvažujme dva identické solenoidy. Vo vnútri jedného nech je uložená látka, ktorej atómy majú nenulové magnetické momenty. Týmto momentom priradíme elementárne prúdové slučky (napríklad orbitálny pohyb elektrónov v elektrónovom obale atómu). Elementárny prúd takejto slučky označme symbolom I_e . Vo vnútri druhého solenoidu nech je vzduch (v ideálnom prípade vákuum). Nech majú tieto solenoidy z závitov na dĺžke d a nech I je prúd tečúci solenoidom. Magnetické pole vytvorené vo vnútri solenoidu nazveme vonkajším a označíme symbolom B_0. Zároveň predpokladajme, že solenoidy sú dostatočne dlhé na to, aby sme mohli považovať pole mimo ich objemu za nulové.
Ak soleniodom netečie prúd (pozri Obr. 3.8a), orientácie momentov jednotlivých atómov sú z dôvodu tepelného pohybu rozdelené úplne náhodne. Po zapnutí prúdu solenoidom vytvorené magnetické pole B_0 spôsobí, že sa momenty atómov stáčajú do smeru tohto poľa (Obr. 3.8b). Pre zjednodušenie ďalších úvah predpokladajme úplné stočenie.
Zvoľme si uzavretú krivku ako je to čiarkovane naznačené na Obr. 3.8 a použime zákon celkového prúdu. Pre prázdny solenoid dostávame:



Obr. 3.8

$$\oint \vec{B}_0 \cdot \mathrm{d}\vec{l} = B_0 l_0 = \mu_0 \frac{z}{d} l_0 I. \tag{3.9}$$

Pre solenoid vyplnený uvažovaným materiálom platí

$$\oint \vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = B l_0 = \mu_0 \frac{z}{d} l_0 I + \mu_0 N I_e, \tag{3.10}$$

kde N je počet elementárnych prúdových slučiek, ktorých plochy pretína integračná krivka.
V našom prípade ide o prúdové slučky ležiace na dĺžke l_0 a ich stredy sa nachádzajú v objeme $V = S l_0$, kde S je plocha elementárnej slučky.
Z rovníc (3.9), (3.10) postupne dostávame

$$B_0 = \mu_0 \frac{z}{d} I,$$

$$B = \mu_0 \frac{z}{d} I + \mu_0 \frac{N I_e}{l_0} = B_0 + \mu_0 \frac{N I_e}{l_0}. \tag{3.11}$$

Veličina

$$M = \frac{N I_e}{l_0} = \frac{N I_e S}{l_0 S} = \frac{N m}{V}, \tag{3.12}$$

kde m je magnetický moment elementárnej prúdovej slučky, sa nazýva **magnetizácia**. Zo vzťahu (3.12) je zrejmé, že magnetizácia predstavuje magnetický moment jednotkového objemu.
Rovnicu (3.11) môžeme teraz napísať nasledovne

$$B = B_0 + \mu_0 M = B_0 + J \tag{3.13}$$

kde veličina $J = \mu_0 M$ sa nazýva **magnetická polarizácia**.
Nakoniec ešte zavedieme veličinu nazývanú **intenzita magnetického poľa** vzťahom:

$$H = \frac{B - \mu_0 M}{\mu_0} \tag{3.14}$$

a po úprave dostaneme

$$B = \mu_0 H + \mu_0 M = \mu_0 H + J. \tag{3.15}$$

Vo všeobecnosti veličiny B, M, J, H sú vektorovými veličinami a teda napríklad poslednú rovnicu zapíšeme v tvare:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M} = \mu_0 \vec{H} + \vec{J}.$$

Magnetizácia a magnetická polarizácia daného materiálu sa menia, ak sa tento vloží do vonkajšieho magnetického poľa. Táto zmena je charakterizovaná veličinou

$$\kappa = \frac{M}{H}$$

nazývanou **magnetická susceptibilita**, alebo veličinou

$$\mu = \frac{B}{H}$$

nazývanou **permeabilita**.
Rovnicu (3.15) môžeme teraz postupne napísať nasledovne

$$B = \mu_0 H + \mu_0 \kappa H = \mu_0 (1 + \kappa) H = \mu H$$

a teda

$$\mu = \mu_0 (1 + \kappa) = \mu_r \mu_0,$$

kde $\mu_r = 1 + \kappa$ je relatívna permeabilita. Je zrejme, že pre vákuum je $\kappa = 0$, $\mu_r = 1$ a $\mu = \mu_0$.
Látky podľa veľkosti ich susceptibility a permeability možno rozdeliť takto:
$\kappa = 0,\ \mu_r = 1$.....vákuum
$\kappa < 0,\ \mu_r < 1$.....diamagnetické látky (napr. pre meď $\mu_r = 0,999995$)
$\kappa > 0,\ \mu_r > 1$.....paramagnetické látky (napr. pre vzduch $\mu_r = 1,0000031$)
$\kappa >> 0,\ \mu_r >> 1$.....feromagnetické látky (μ_r môže dosahovať hodnoty až $10^5 - 10^6$).
Diamagnetické a paramagnetické látky označujeme ako slabomagnetické a feromagnetické ako silnemagnetické.
Na záver ešte uveďme alternatívne vyjadrenie zákonu celkového prúdu. Z rovníc (3.9), (3.13)a (3.14) dostávame:

$$\oint \vec{H} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = \frac{z}{d} I l_0.$$

Nakoľko na pravej strane je celkový prúd pretekajúci plochou ohraničenou uzavretou integračnou krivkou, ide zrejme o inú formu zápisu zákona celkového prúdu. Aj keď sme k nej dospeli len pre špeciálny prípad, jej platnosť je všeobecná.
Potom, ak zákon celkového prúdu zapíšeme v tvare

$$\oint \vec{H} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = I, \tag{3.16}$$

na pravej strane je celkový prúd pretekajúci plochou ohraničenou uzavretou integračnou krivkou, avšak v rovnici (3.16) ide len o makroskopické prúdy na rozdiel od rovnice $\oint \vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = \mu_0 I$, kde na pravej strane vystupujú všetky prúdy, teda aj elementárne prúdy.