

MAGNETICKÉ POLE V LÁTCE, MAXWELLOVY ROVNICE

MAGNETICKÉ VLASTNOSTI LÁTEK

- ✓ Magnetické vlastnosti látek (magnetik) jsou důsledkem orbitálního a rotačního pohybu elektronů.
- ✓ Obíhající elektrony představují elementární proudové smyčky (elementární magnetické dipóly), které vytvářejí magnetické pole. Pro výsledný magnetický moment atomu platí princip superpozice.
- ✓ U většiny látek se toto pole navenek neprojevuje – rozdíly jsou dány různou strukturou atomů a molekul.
- ✓ Po vložení látky do vnějšího magnetického pole působí na proudové smyčky moment síly, který se je snaží orientovat do směru pole – vzniká **makroskopický magnetický moment**.

Mírou zmagnetování látky je **magnetizace** \vec{M} :

$$\vec{M} = \frac{\text{magnetický moment}}{\text{objem}} = \frac{\vec{\mu}}{V} \quad (\text{magnetický moment v objemové jednotce})$$

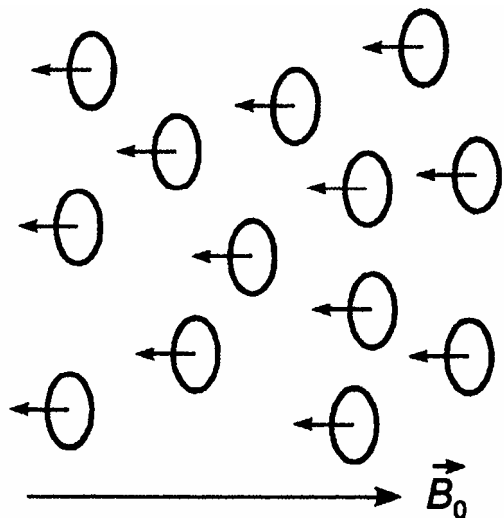
Jednotkou \vec{M} je $\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$.

Podle chování látek v magnetickém poli rozlišujeme látky na:

- a) **slabě magnetické** (diamagnetické, paramagnetické) – magnetizace látky dosahuje pouze malých hodnot,
- b) **silně magnetické** (feromagnetické) – magnetizace látky po vložení do magnetického pole může vykazovat velkých hodnot.

Diamagnetismus

Bez přítomnosti vnějšího magnetického pole je výsledný magnetický moment atomu roven nule.



Ve vnějším magnetickém poli vznikají slabé indukované magnetické dipóly, jejichž magnetické pole má směr opačný než je směr vnějšího magnetického pole \vec{B}_0 (\vec{B}_{ext}),

tzn., že **dojde uvnitř látky k zeslabení magnetické indukce vnějšího pole.**

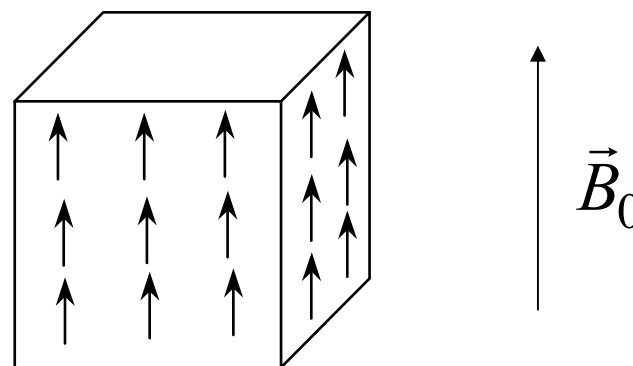
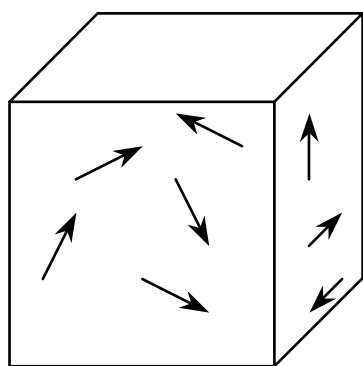
Je-li \vec{B}_0 **nehomogenní**, (např. blízko konců solenoidu nebo tyčových magnetů) je diamagnetická látka z magnetického pole **vytlačována**.

Diamagnetismus vykazují všechny látky (je však slabý a ve srovnání s paramagnetismem a feromagnetismem je zanedbatelný).

Paramagnetismus

Atomy mají vlastní nenulové permanentní magnetické momenty, ale nahodile orientované.

Vložíme-li paramagnetickou látku do vnějšího magnetického pole, mají částice s permanentním magnetickým dipólovým momentem snahu orientovat se souhlasně s vnějším magnetickým polem \vec{B}_0 (proti tomu působí neuspořádaný tepelný pohyb částic).



V nehomogenním poli je vzorek **vtahován** do pole.

U většiny paramagnetik závisí magnetizace na termodynamické teplotě.

Pro slabá pole a vyšší teploty platí přibližný vztah pro *magnetizaci*

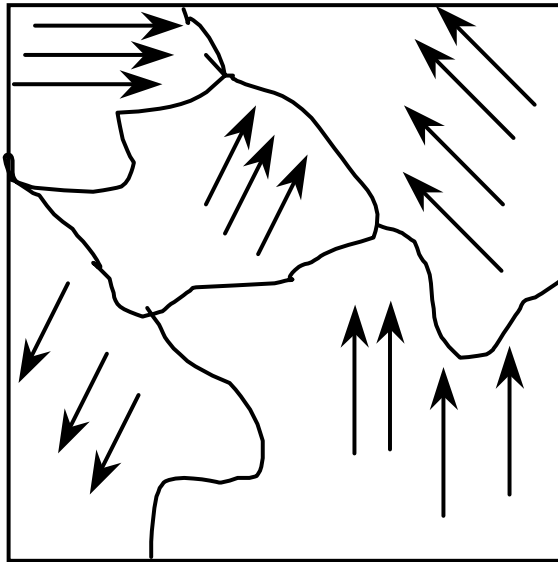
$$M = C \frac{B_0}{T}, \quad \text{Curieův zákon}$$

kde C je Curieova konstanta daného materiálu, T je absolutní teplota.

Diamagnetické a paramagnetické látky – látky se slabými a dočasnými magnetickými vlastnostmi.

Feromagnetismus

Feromagnetické materiály mají silný permanentní magnetismus (Fe, Ni, Co, + slitiny). Atomy feromagnetik mají vnitřní magnetické momenty, které mají tendenci silně se navzájem ovlivňovat (výměnná interakce).



Všechny feromagnetické látky obsahují mikroskopické oblasti, tzv. **domény** (objem 10^{-12} až 10^{-8} m^3 , obsahují 10^{17} až 10^{21} atomů). Uvnitř domén jsou magnetické momenty orientovány souhlasně.

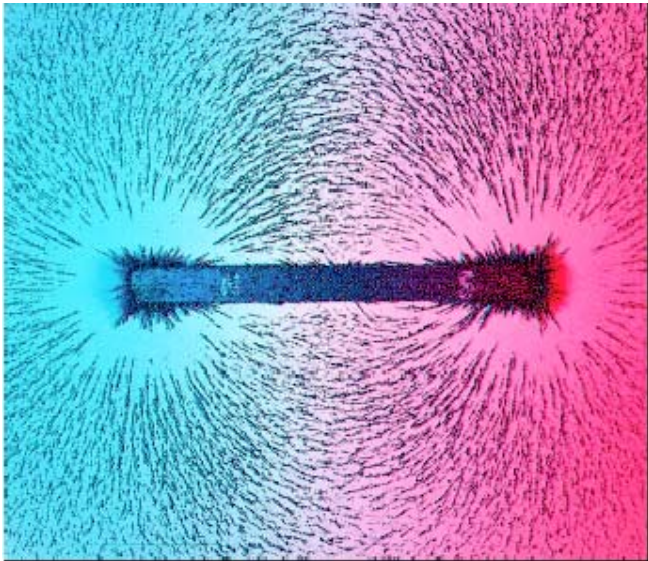
V nezmagnetovaných látkách – jednotlivé domény orientovány nahodile \Rightarrow výsledná magnetizace materiálu je nulová.

Vnější pole \vec{B}_0 může *uspořádat* tyto domény a vytvořit tak velký výsledný magnetický dipólový moment materiálu jako celku, a to ve směru \vec{B}_0 . (Ten může částečně přetrvávat, i když je pole \vec{B}_0 odstraněno.)

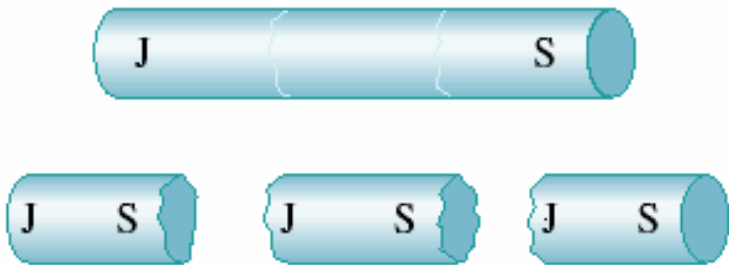
Je-li \vec{B}_0 **nehomogenní**, je látka **vtahována** do magnetického pole.

Přesáhne-li teplota vzorku tzv. *Curieovu teplotu*, pak vzorek vykazuje pouze paramagnetismus ([měření ve FP](#)).

MAGNETY



Nejjednodušší magnetickou strukturou je **magnetický dipól**, který představuje tyčový magnet. (Železné piliny naznačují indukční čáry magnetického pole.)



Rozlomíme-li magnet, pak se každý úlomek stane samostatným magnetem s vlastním severním a jižním pólem.

Magnetický monopol (magnetický náboj) neexistuje.

MAXWELLOVY ROVNICE

GAUSSŮV ZÁKON

$$\Phi_B = \oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$

Gaussův zákon pro magnetické pole

- Gaussův zákon pro magnetické pole říká, že **neexistují magnetické monopóly**.
- Dále z něj plyne, že **celkový magnetický tok jakoukoli uzavřenou plochou je nulový**, protože do uzavřené (Gaussovy) plochy vstupuje stejný počet indukčních čar, jaký z ní vystupuje.

Porovnejme s elektrickým polem:

$$\Phi_E = \oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q}{\epsilon_0}$$

Gaussův zákon pro elektrické pole

- **Zdrojem elektrického pole jsou náboje**.
- Elektrické siločáry nejsou uzavřeny.
- Tok vektoru \vec{E} uzavřenou plochou není nulový, pokud je uvnitř náboj.

Maxwellovo rozšíření Ampérova zákona

Bylo již řečeno, že časová změna toku magnetické indukce vytváří elektrické pole, což vyjadřuje **Faradayův zákon** elektromagnetické indukce

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d\Phi_B}{dt}.$$

Může naopak časová změna toku elektrické intenzity indukovat pole magnetické \vec{B} ? Ano!

Jev se nazývá **magnetoelektrickou indukcí** a má téměř stejnou strukturu jako předcházející rovnice (podle principu symetrie)

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}.$$

Tato rovnice spojuje magnetické pole indukované podél uzavřené orientované křivky a změnu elektrického toku Φ_E plochou ohraničenou touto křivkou.

Připomeňme si **Ampérův zákon**:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_c .$$

Tento zákon spojuje magnetické pole vytvářené celkovým elektrickým proudem I_c procházejícím plochou, kterou ohraničuje Ampérova křivka.

Předcházející dvě rovnice, které určují *magnetické pole \vec{B} pocházející od elektrického proudu – Ampérův zákon* a *od proměnného elektrického pole – Maxwellův zákon*, mohou být spojeny a zapsány rovnicí jedinou vyjadřující

Ampérův-Maxwellův zákon

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \left(\varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} + I_c \right) .$$

Maxwellův proud

V předchozí rovnici má první člen v závorce rozměr proudu I a nazývá se **Maxwellův proud** (I_M). Je svázán s měnícím se elektrickým polem

$$I_M = \varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} .$$

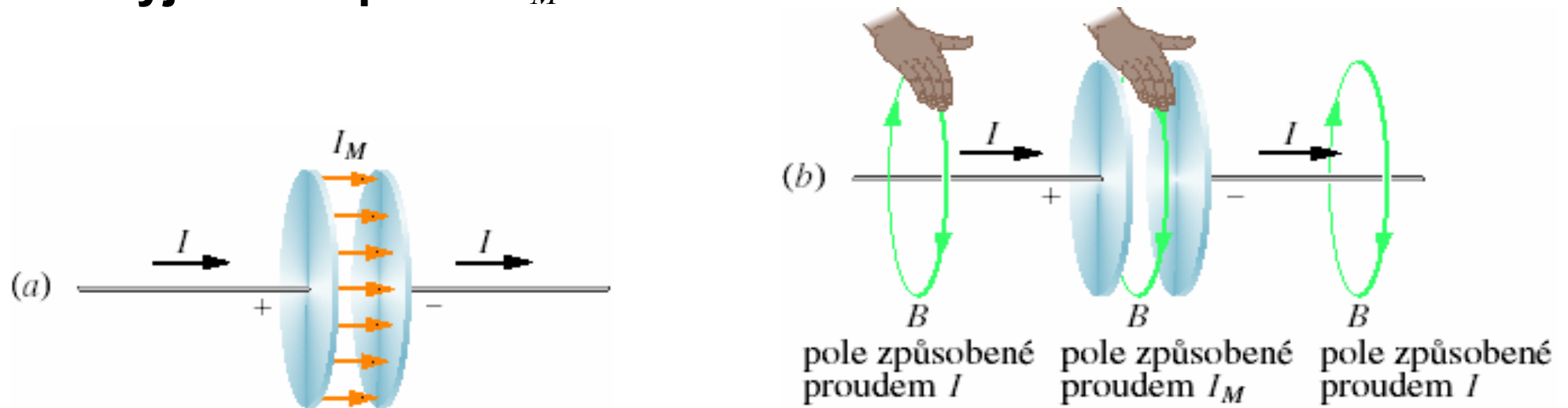
Ampérův-Maxwellův zákon (zákon celkového proudu) pak píšeme ve tvaru

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 (I_{M,c} + I_c) ,$$

kde $I_{M,c}$ je celkový Maxwellův proud tekoucí plochou obepnutou Ampérovou křivkou.

Idea Maxwellova proudu dovoluje zachovat představu, že proud protéká souvisle celým obvodem, tedy i kondenzátorem (bez dielektrika). Žádný náboj se však mezi elektrodami nepohybuje.

Jak vyjádříme proud I_M mezi deskami kondenzátoru?



Mezi deskami kondenzátoru neprochází proud, proto by **tam Ampérův zákon neměl platit**. Na deskách kondenzátoru ale dochází k akumulaci a změně náboje (nabíjení – vybíjení).

Proto je zde časová změna náboje rovna proudu I : $\frac{dQ}{dt} = I$.

Z Gaussova zákona elektrostatiky: $\Phi_E = \frac{Q}{\epsilon_0} \Rightarrow \frac{d\Phi_E}{dt} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{dQ}{dt} = \frac{1}{\epsilon_0} I$,

odkud

$$\varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} = I \quad \Rightarrow \quad I_M = I.$$

Oba proudy – proud nosičů náboje I a proud Maxwellův I_M – mají magnetické účinky popsané stejným zákonem. (Maxwellův proud, který se svou fyzikální podstatou liší od vodivostního proudu, je s ním rovnocenný ve schopnosti vytvářet magnetické pole.)

Maxwellův proud I_M můžeme tedy považovat za **pokračování vodivého proudu I** z jedné elektrody přes mezeru kondenzátoru k druhé elektrodě.

Jinak řečeno: Výraz $I_M = \varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$ je matematickým ekvivalentem

proudu mezi deskami kondenzátoru. Maxwellův proud I_M „**nahrazuje**“ skutečný proud v oblasti, kterou proud neteče, avšak kde dochází ke změně toku intenzity elektrického pole. (Vznik Maxwellova proudu I_M , se uplatňuje jen v polích, která **se mění velmi rychle**.)

MAXWELLOVY ROVNICE PRO VAKUUM V INTEGRÁLNÍM TVARU

Maxwellovy rovnice shrnují poznatky elektromagnetismu a představují základní zákony pro elektromagnetické pole.

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q}{\varepsilon_0}$$

Gaussův zákon pro elektrické pole

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$

Gaussův zákon pro magnetické pole

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$$

Faradayův zákon

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \left(\varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} + I_c \right)$$

Ampérův-Maxwellův zákon

Pro zadané rozdělení nábojů a proudů určují odpovídající elektrická a magnetická pole a jejich vývoj v čase (\approx Newtonovy pohybové rovnice pro dynamiku částic), vysvětlují všechny elektromagnetické jevy. Pro výpočty je často výhodnější diferenciální tvar \rightarrow soustava parciálních diferenciálních rovnic 2.řádu.

Tabulka 32.1 Maxwellovy rovnice

NÁZEV

ROVNICE

Gaussův zákon
pro elektrické pole (rov. (24.7))

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \frac{Q}{\varepsilon_0}$$

vyjadřuje souvislost mezi tokem intenzity elektrického pole \mathbf{E} uzavřenou plochou a celkovým elektrickým nábojem uvnitř této plochy.

Gaussův zákon
pro magnetické pole (rov. (32.1))

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0$$

vyjadřuje poznatek, že tok magnetické indukce \mathbf{B} libovolnou uzavřenou plochou je roven nule (tj. neexistuje magnetický náboj).

Faradayův zákon (rov. (21.22))

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$$

vyjadřuje souvislost mezi cirkulací intenzity elektrického pole \mathbf{E} podél uzavřené orientované křivky a časovou změnou indukčního magnetického toku $\Phi_B = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$ plochou ohraničenou touto křivkou.

Ampérův-Maxwellův zákon
(rov. (32.33))

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \mu_0 \left(\varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} + I_c \right)$$

vyjadřuje souvislost mezi cirkulací magnetické indukce \mathbf{B} podél uzavřené orientované křivky a časovou změnou toku elektrické intenzity $\Phi_E = \int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S}$ plochou ohraničenou touto křivkou a celkovým proudem procházejícím touto plochou.

Rovnice jsou uvedeny ve tvaru platném pro vakuum, tedy v nepřítomnosti magnetických materiálů nebo dielektrik.