

Dielektrická polarizace

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \chi_e \mathbf{E}(\mathbf{r})$$

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \varepsilon \mathbf{E}(\mathbf{r})$$

- elektronová polarizovatelnost

deformace elektronového obalu atomu v elektrickém poli \Rightarrow posunutí těžiště elektronového náboje a vznik indukovaného elektrického momentu každého atomu

- iontová polarizovatelnost

vzájemné posunutí jednotlivých iontů například v molekule, čímž rovněž vzniká změna jejího dipólového momentu

- orientační dipolární polarizovatelnost

změna prostorové orientace vlastních momentů (například polárních molekul) účinkem vnějšího pole - úměrná $1/T$

Dielektrická polarizace - dielektrika

skupenství	látka	teplota (K)	relativní permitivita ϵ_r
Plyny při tlaku 101,3kPa	dusík N ₂	300	1,000 528
	helium He	300	1,000 066
	kyslík O ₂	300	1,000 486

~1

- Nízký počet molekul v jednotkovém objemu

Dielektrická polarizace - dielektrika

skupenství	látka	teplota (K)	relativní permitivita ϵ_r
Kapaliny	aceton (C_3H_6O)	295	21,4
	benzen (C_6H_6)		2,284
	etylalkohol (C_2H_6O)		25,1
	chloroform ($CHCl_3$)	295	4,8
	toluen (C_7H_8)		2,38
	nitrobenzen ($C_6H_5O_2N$)		35,72
	voda (H_2O)		81

1 - 100

- Vyšší hustota molekul
- Polarita a polarizovatelnost molekul
- (Orientovatelnost molekul)

Dielektrická polarizace - dielektrika

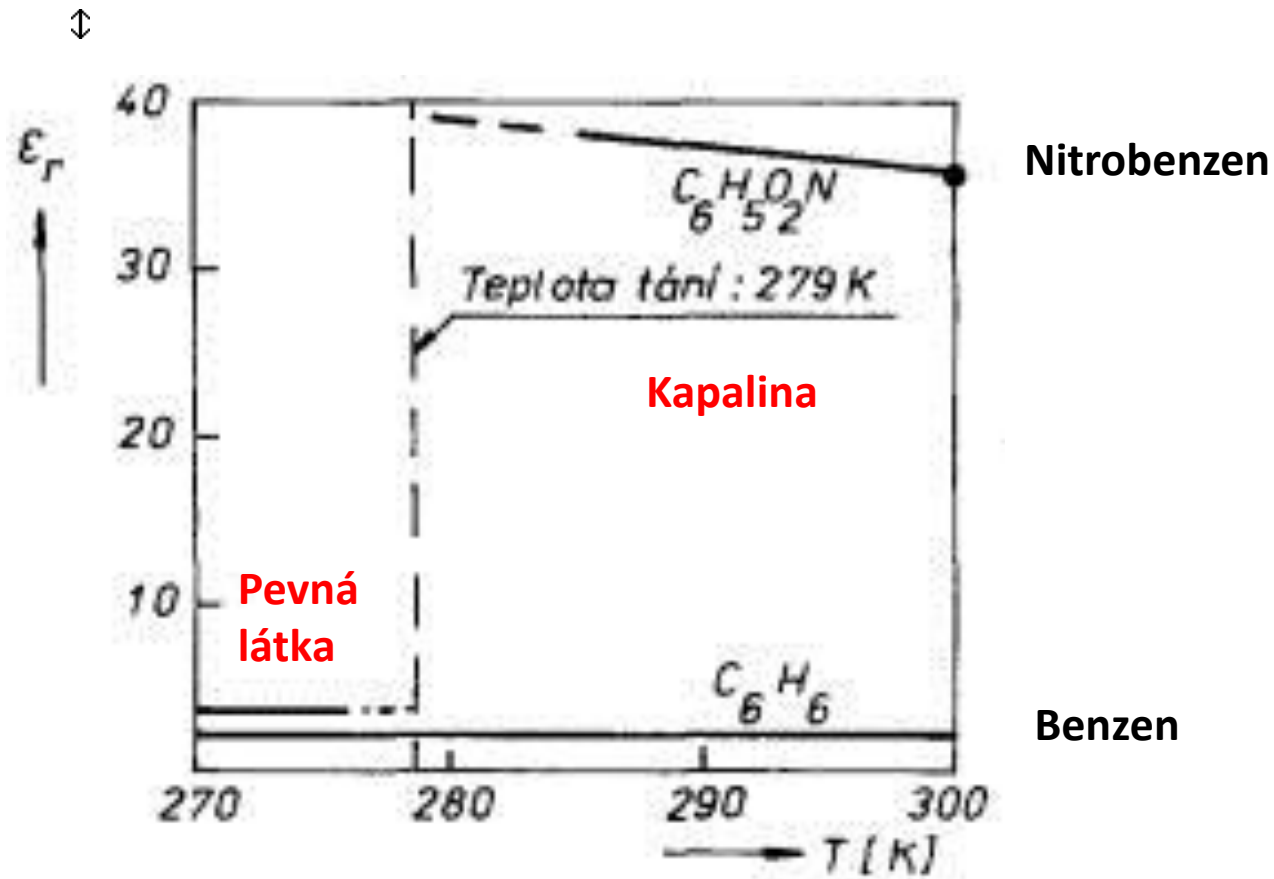
skupenství	látka	teplota (K)	relativní permitivita ϵ_r
Pevné látky	diamant (C)	295	13,1
	kamenná sůl (NaCl)		5,9
	jantar		2,8
	korund		10
	polystyren	295	2,4
	trolitul		2,53
	tetrafluoretylen		2,12
	skla		3,7 ÷ 7

1 - 10

- Vyšší hustota molekul
- Polarita a polarizovatelnost molekul
- Molekuly nemohou měnit orientaci

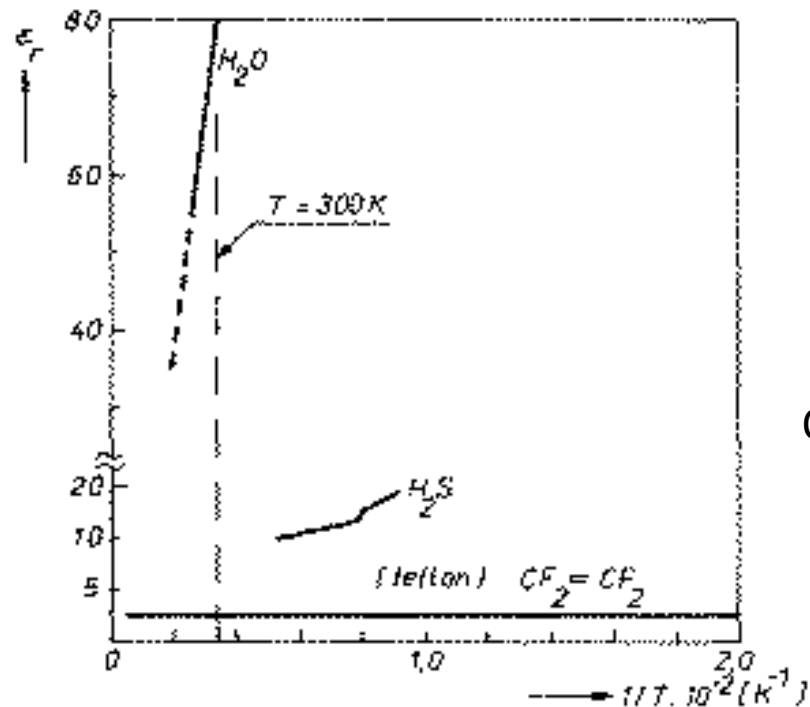
Dielektrická polarizace - dielektrika

Teplotní závislost



Dielektrická polarizace - dielektrika

Teplotní závislost



$$\epsilon_r = \epsilon_{r,n} + \frac{C}{T},$$

Obdoba Curieova zákona

- Permittivita krystalů s méně symetrickou mříží (než kubickou): tenzor 2. řádu

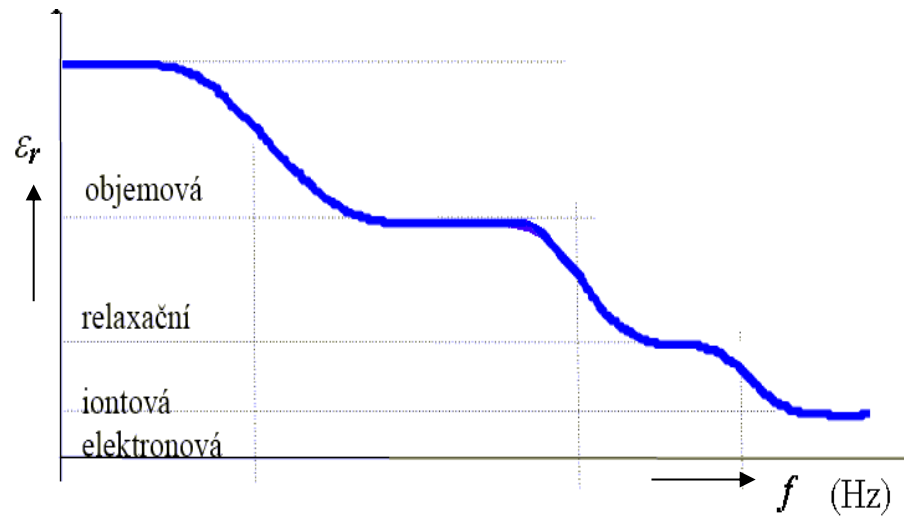
$$D_x = \epsilon_{xx} E_x + \epsilon_{xy} E_y + \epsilon_{xz} E_z,$$

$$D_y = \epsilon_{yx} E_x + \epsilon_{yy} E_y + \epsilon_{yz} E_z,$$

$$D_z = \epsilon_{zx} E_x + \epsilon_{zy} E_y + \epsilon_{zz} E_z,$$

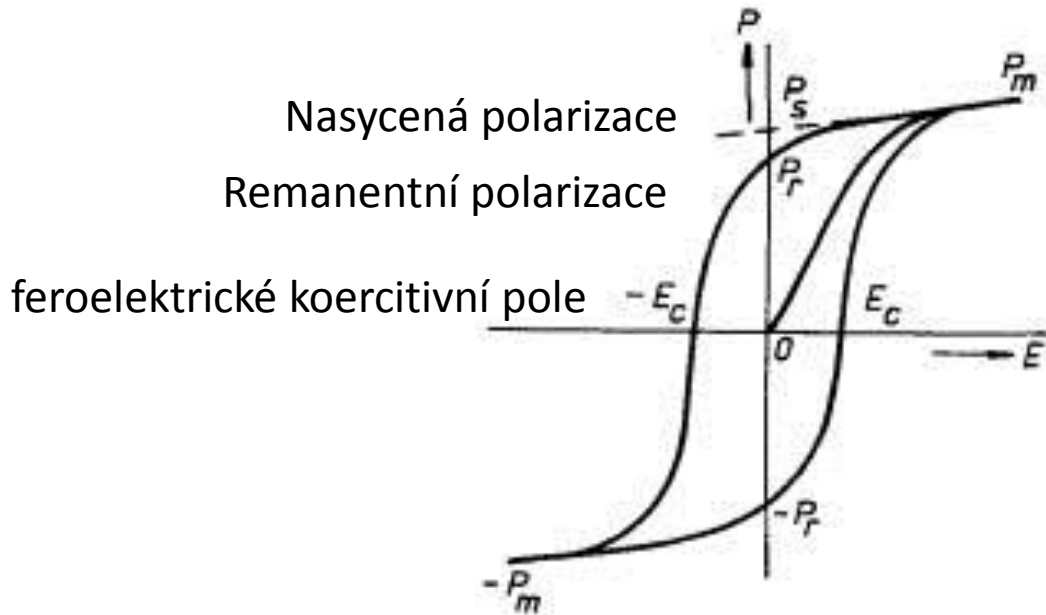
Dielektrická polarizace - dielektrika

Frekvenční závislost



Dielektrická polarizace - feroelektrika

Feroelektrická hysterezní smyčka



- Např. *Seignettova sůl* (vínan sodnodraselný $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$)
- titaničitan barnatý BaTiO_3 , $E_c \sim 10^5 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$, $P_s \sim 0,26 \text{ C}\cdot\text{m}^{-2}$
- Obdoba feromagnetických materiálů
- Zavedení „efektivní permitivity“ pro křivku prvotního polarizování $\sim 10^3$
- Mohou mít trvalý elektrický moment

Dielektrická polarizace - **feroelektrika**

- Chování nad kritickou teplotou T_C - *paraelektrický stav*

$$\varepsilon_r = \frac{\xi}{T - \Theta},$$

Θ - Curieova feroelektrická teplota blízká T_C

ξ - Curieova feroelektrická konstanta

Piezoelektrický jev

- Např. krystalický křemen (P. Curie, 1880)
- Spontánní uspořádání se týká vlastních elektrických momentů elementárních buněk krystalu - nikoliv atomů v důsledku **elastické mechanické deformace**
- Může vzniknout jen u krystalových struktur, které nemají střed symetrie
- Elektromechanické měniče pro měřicí a regulační techniku, piezoelektrické mechanické rezonátory jako stabilizační prvky frekvence elektronických oscilátorů
- **Elastickou deformací se mění elektrická polarizace krystalu.**

Elektrostrikce („opak“ piezoelektrického jevu)

- Při změně elektrického pole, které má za následek změnu elektrické polarizace, dochází ke vzniku elektrostriční deformace.

Základy teorie materiálových konstant

Permitivita nepolárních látek (Clausius-Mosottiův vztah)

- volný atom v nulovém elektrickém poli má vždy nulový elektrický dipólový moment
- molekuly existují polární (s nenulovým vlastním momentem, tak nepolární s nulovým vlastním momentem)
- Vnější elektrické pole může i v nepolární látce indukovat elektrické momenty atomů či molekul, díky elektronové a iontové (atomové) polarizovatelnosti α_e resp α_a .
- Pp. Kvazielastickou odezvu na vnější pole (**nepolární látka**):

$$\mathbf{p}_e = \alpha_e \mathbf{E}_1, \quad \mathbf{p}_a = \alpha_a \mathbf{E}_1,$$

Celkový moment molekuly:

$$\mathbf{p} = \alpha_0 \mathbf{E}_1, \quad \text{kde } \alpha_0 = \alpha_e + \alpha_a$$

model chování nepolární molekuly ve vnějším elektrostatickém poli

Základy teorie materiálových konstant

Permitivita nepolárních látek (Clausius-Mosottiův vztah)

- Pp.: v dostatečně malém objemu V je přítomno n_V molekul.

$$P = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^{n_V} p_i = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^{n_V} \alpha_i E_1. \quad \mathbf{p}_{\Delta V} = \mathbf{P} \Delta V$$

spec. případ: $\alpha_i = \alpha_0$

$$P = n_0 \alpha_0 E_1, \quad \text{kde } n_0 = n_V / V$$

- E_1 působící na molekuly není ovšem obecně totožné s makroskopickým polem E přítomným uvnitř dané látky.
- Pouze v případě plynů, kdy je počet molekul v jednotkovém objemu velmi malý, můžeme zanedbat interakce mezi nimi a obě pole ztotožnit; $E_1 = E$.

$$\chi_e = \frac{1}{\varepsilon_0 V} \sum_{i=1}^{n_V} \alpha_i \left(= \frac{n_0 \alpha_0}{\varepsilon_0} \right). \quad \mathbf{P}(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \chi_e \mathbf{E}(\mathbf{r})$$

Základy teorie materiálových konstant

Permitivita nepolárních látek (Clausiiův-Mosottiův vztah)

$$\varepsilon - \varepsilon_0 = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^{n_V} \alpha_i \quad (= n_0 \alpha). \quad \text{permitivita plynu}$$

Základy teorie materiálových konstant

Permitivita nepolárních látek (Clausiiův-Mosottiův vztah)

Permitivita kapaliny a pevné látky

- Nutno určit lokální pole \mathbf{E}_1 působící na molekuly uvnitř látky.
- Toto pole má charakter *časové* střední hodnoty *mikroskopického* pole.
- Kolem vyšetřované molekuly vymežíme v dielektriku malou kulovou oblast.
- Její poloměr zvolíme dostatečně velký, abychom dielektrikum vně této koule mohli považovat za kontinuum a použít pro jeho popis pojmu permitivity.
- Lokální pole \mathbf{E}_1 působící na vybranou molekulu bude potom možné vyjádřit jako součet makroskopického pole uvnitř zvolené dutiny \mathbf{E}_d a pole \mathbf{E}' , které v místě vybrané molekuly budí molekuly nacházející se uvnitř zvolené koule.
- Pole \mathbf{E}' představuje časovou střední hodnotu mikroskopického pole vzbuzeného v místě vybrané molekuly jejími nejbližšími sousedy.

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_d + \mathbf{E}'.$$

Základy teorie materiálových konstant

Permitivita nepolárních látek (Clausius-Mosottiův vztah)

Permitivita kapaliny a pevné látky

Izotropní kapaliny a amorfní pevné látky, krystalické látky s vysokou symetrií (zejm. kubickou)

- Vyrušení příspěvků jednotlivých molekul a platí $\mathbf{E}' = 0$.

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_d$$

Základy teorie materiálových konstant

Permitivita nepolárních látek (Clausius-Mosottiův vztah)

Permitivita kapaliny a pevné látky

■ Výpočet pole uvnitř dielektrika: $\mathbf{E}_d = \frac{\epsilon_r + 2}{3} \mathbf{E}.$

$$P = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^{n_V} p_i = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^{n_V} \alpha_i E_1. \quad \mathbf{P} = (\epsilon - \epsilon_0) \mathbf{E}$$

$$3\epsilon_0 \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^{n_V} \alpha_i \quad (= n_0 \alpha).$$

Základy teorie materiálových konstant

Permitivita nepolárních látek (**Clausiův-Mosottiův vztah**)

Permitivita kapaliny a pevné látky

- S využitím Avogadrova zákona:

$$3\varepsilon_0 \frac{A_m}{\rho_M} \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = N_0 \alpha_0$$

- A_m je poměrná molekulová hmotnost dané látky, ρ_M je její hustota, N_0 Avogadrova konstanta
- Použitelná pro všechny nepolární kapaliny a plyny, pokud je možné zanedbat "mikroskopickou" složku \mathbf{E}' lokálního pole.
- Teplotní závislost permitivity nepolárních látek je dána jen teplotní závislostí počtu molekul N_0 v jednotce objemu.
- Tato závislost je slabá \Rightarrow permitivitu nepolárních látek můžeme tedy považovat za teplotně nezávislou.
- Opačné využití: změřené $\varepsilon \Rightarrow$ určení polarizovatelnosti molekul.
- Experimentální studium permitivity umožňuje tudíž určovat jisté mikrofyzikální parametry dané látky, z nichž je dále možné usuzovat na strukturu jejich molekul
= dielektrická spektroskopie

Diamagnetismus a paramagnetismus

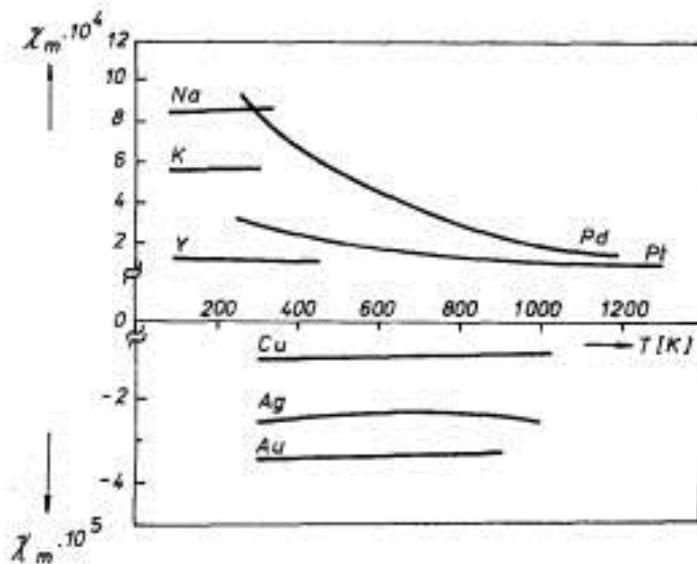
- Charakteristické jsou lineární materiálové vztahy (s výjimkou extrémně vysokých polí a extrémně nízkých teplot).

diamagnetika		paramagnetika	
látka	mag.susceptibilita při teplotě T = 293 K	látka	mag.susceptibilita při teplotě T = 293 K
antimon	- 6,8 .10 ⁻⁵	sodík	+ 8,5 .10 ⁻⁴
bismut	- 16,0 .10 ⁻⁵	draslík	+ 5,7 .10 ⁻⁴
stříbro	- 2,51 .10 ⁻⁵	hliník	+ 0,2 .10 ⁻⁴
zlato	- 3,4 .10 ⁻⁵	palladium	+ 8,2 .10 ⁻⁴
zinek	- 1,56 .10 ⁻⁵	platina	+ 2,9 .10 ⁻⁴
měď	- 0,97 .10 ⁻⁵	yttrium	+ 1,18.10 ⁻⁴
křemík	- 0,32 .10 ⁻⁵	chlorid nikelnatý	+ 1,1 .10 ⁻⁴
voda	- 0,905.10 ⁻⁵		
etylalkohol	- 0,73 .10 ⁻⁵		

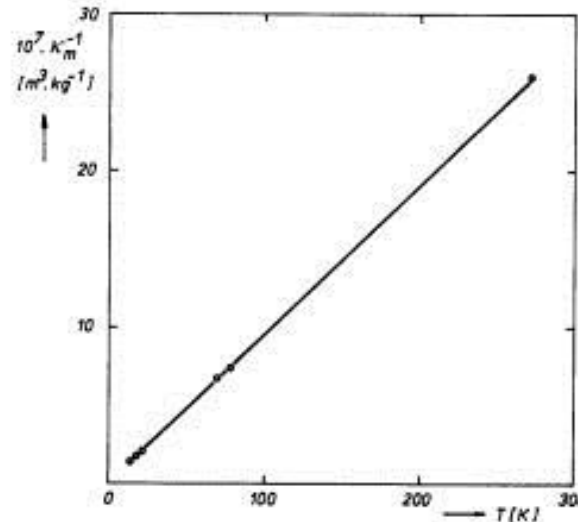
- Diamagnetické látky: Magnetické momenty elektronů v atomu se kompenzují. Atomy nemají bez vnějšího pole žádný magnetický moment.

Diamagnetismus a paramagnetismus

- Susceptibilita diamagnetik velmi málo teplotně závislá.
- Podobně susceptibilita některých paramagnetických kovů je v podstatě teplotně nezávislá.
- Naproti tomu jiné kovy (například Pd, Pt aj.) a též téměř všechna nekovová paramagnetika jeví výraznou teplotní závislost susceptibility.



Teplotní závislost susceptibilita kovových dia- a paramagnetik



$$\chi_m = \frac{C}{T},$$

Curieův z.

Teplotní závislost měrné susceptibility nekovového paramagnetika $\text{CuK}_2(\text{SO}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$

Diamagnetismus

- Spočívá ve změnách elektronových stavů vyvolaných vnějším magnetickým polem, které mohou být intuitivně chápány jako důsledek zákona elektromagnetické indukce, podle něhož změny vnějšího magnetického pole indukují v látce proudy vytvářející vlastní magnetické pole působící proti těmto změnám.
- Při vložení do vnějšího magnetického pole tedy v celém objemu látky vznikají dodatečné magnetické momenty, které se snaží vnější magnetické pole kompenzovat. Vzhledem k tomu, že jev elektromagnetické indukce platí zcela obecně, je i diamagnetický jev obecnou vlastností všech látek.
- Diamagnetické látky jsou zpravidla nejméně magneticky aktivní. Jejich magnetická susceptibilita je v absolutní hodnotě obvykle mnohem menší než susceptibilita jiného typu látek. Tato malá magnetická aktivita diamagnetik vedla k domněnce, že atomy, respektive molekuly těchto látek mají v nulovém magnetickém poli nulový magnetický moment, což znamená, že neobsahují částečně zaplněné podslupky. Teprve vnější magnetické pole indukuje dodatečné magnetické momenty vytvářející makroskopickou magnetizaci diamagnetika.

Mikroskopický původ magnetismu

- elektrony - orbitální (L) a spinový (S) moment hybnosti \Rightarrow magnetický dipólový moment (μ)

Spin elektronu

- vektor \mathbf{S}
- kvantová povaha
- spiny jednotlivých elektronů v atomu či molekule se většinou kompenzují - důležitý je výsledný spin
- spinové číslo - $S = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \dots$ - celkový spin
- spinové magnetické kvantové číslo $m_s = -S, \dots, +S$
- Pro energii částice se spinem je určující složka spinu \mathbf{S} do nejvýznačnější osy (z):

$$S_z = m_s \hbar \quad \text{pro } m_s = \pm \frac{1}{2}$$

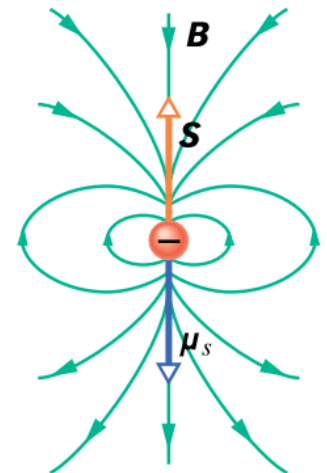
$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s} \quad \text{redukovaná Planckova konstanta}$$

vztah spinu a spinového magnetického momentu:

$$\boldsymbol{\mu}_s = -\frac{e}{m} \mathbf{S}$$

$$\mu_{s,z} = -\frac{e}{m} S_z$$

- $e = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ - elementární náboj
- $m = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ - hmotnost elektronu
- opačný směr \mathbf{S} a $\boldsymbol{\mu}$



Spin elektronu

- velikost spinového mg. momentu elektronu:

$$\mu_{s,z} = \pm \frac{e\hbar}{2m}$$

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1} \quad (\text{Bohrův magneton})$$

- potenciální energie v mg. poli:

$$E_p = -\boldsymbol{\mu}_s \cdot \mathbf{B}_{\text{ext}} = -\mu_{s,z} B$$

Orbitální moment hybnosti elektronu

- podle vedlejšího (orbitálního) kvantového čísla l orbitalu, ve kterém se elektron nachází ($l = 0, 1, 2, \dots$).
- Orbitální magnetické kvantové číslo: $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$

$$\boldsymbol{\mu}_{\text{orb}} = -\frac{e}{2m} \mathbf{L}$$

$$L_z = m_l \hbar$$

$$\mu_{\text{orb},z} = -m_l \frac{e\hbar}{2m}$$

$$\mu_{\text{orb},z} = -m_l \mu_B$$

- potenciální energie v mg. poli:

$$E_p = -\boldsymbol{\mu}_{\text{orb}} \cdot \mathbf{B}_{\text{ext}} = -\mu_{\text{orb},z} B_{\text{ext}}$$

Smyčkový model pro dráhy elektronů

- přiblížení platné částečně pro volné (vodivostní elektrony)
- správně by se měl použít kvantový přístup
- pp. že elektron obíhá rychlostí v po kruhové dráze o poloměru r ,

$$\mu_{\text{orb}} = IS$$

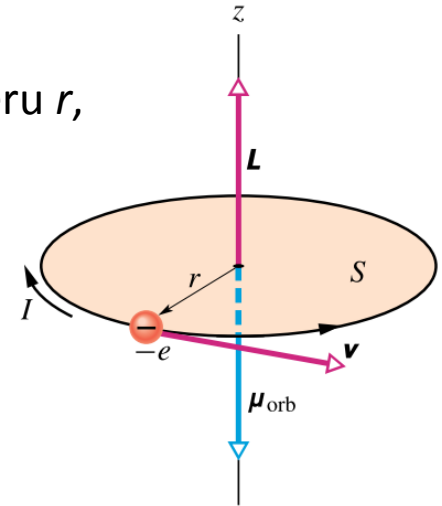
$$I = \frac{\text{náboj}}{\text{doba}} = \frac{e}{2\pi r/v}$$

$$\mu_{\text{orb}} = \frac{e}{2\pi r/v} \pi r^2 = \frac{evr}{2}$$

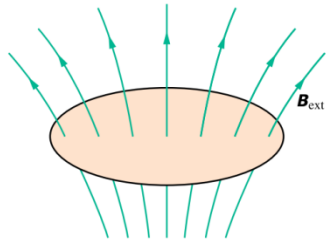
$$\mathbf{L} = m(\mathbf{r} \times \mathbf{v})$$

$$L = mrv \sin 90^\circ = mrv$$

$$\boldsymbol{\mu}_{\text{orb}} = -\frac{e}{2m}\mathbf{L}$$



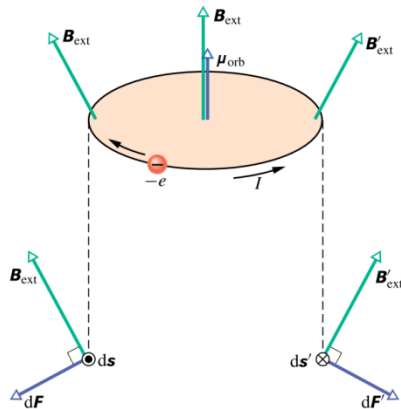
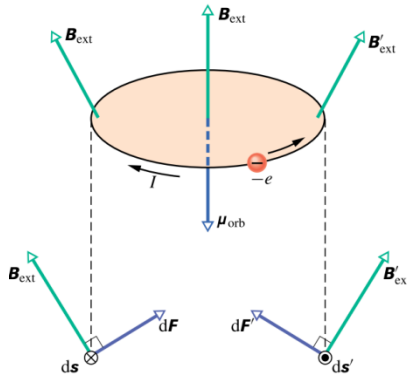
Smyčka v nehomogenním mg. poli



- pp. že proudová smyčka je tuhá a je v nehomogenním externím poli \mathbf{B}_{ext} .
- pp., že každý elektron v atomu se pohybuje v kladném anebo záporném smyslu po stejné dráze.

$$d\mathbf{F} = I d\mathbf{s} \times \mathbf{B}_{\text{ext}}$$

- vodorovné složky síly na smyčce se vyruší
- výsledná síla působí směrem nahoru nebo dolů podle směru proudu.



Diamagnetismus

- spinový a orbitální moment se skládají, do celkové magnetizace přispívají všechny elektrony, všechny atomy
- diamagnetismus vykazují všechny látky,
- je **slabý**, takže může být překryt silnějším paramagnetismem či feromagnetismem
- v kterékoli látce umístěné do vnějšího mg. pole se indukují mg. dipólové momenty orientované **opačně** vzhledem k vnějšímu poli
- Orientace dip. momentů **zmizí**, pokud odstraníme vnější pole.

Modelová představa:

- počet elektronů obíhajících jedním i druhým směrem je stejný - celkový dipólový moment atomu je nulový.
- zvyšujeme vnější mg. pole
- na elektron působí 3 síly:
Coulombova
Lorentzova od vnějšího mg. pole
Lorentzova síla od indukovaného mg. pole - urychluje elektrony s kladným smyslem oběhu, zpomaluje ty se záporným.
⇒ dipólový moment roste, resp. klesá
- Výsledný moment míří proti vnějšímu poli.
- Indukovaný dipólový moment přetrvá pokud vnější pole působí (i bez jeho změny)

Diamagnetismus

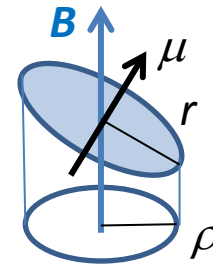
- Je-li diamagnetická látka umístěna do vnějšího magnetického pole, vyvolá se v ní magnetický dipólový moment směřující proti tomuto poli.
- Pokud vnější pole není homogenní, je diamagnetická látka vytlačována „z pole ven“, tj. z oblasti s větší magnetickou indukcí do oblasti s menší indukcí.

$$\chi_m < 0$$

Langevinova teorie diamagnetismu atomů a molekul

- Elektron nechť koná rovnoměrný pohyb po kruhové dráze, jejíž rovina svírá jistý úhel θ s osou z , do jejíhož směru orientujeme vnější pole \mathbf{B} .
- Účinek mg. pole: vznik antiparalelního magnetického momentu.
- Magnetický moment vložený do vnějšího magnetického pole koná Larmorovu precesi s frekvencí $\omega_L = \gamma B$.
- Larmorova precese změní střední hodnotu momentu hybnosti elektronu o hodnotu ΔL_L .

$$\Delta L_L = -m_e \overline{\rho^2} \omega_L$$



$\overline{\rho^2}$ střední kvadratický poloměr průmětu dráhy do roviny kolmé ke směru pole
indukovaný magnetický moment \mathbf{m}_d :

$$\gamma = \frac{m}{L} = \frac{q}{2M_0}. \quad \mathbf{m}_d = \gamma \Delta L_L = -\frac{e^2}{4m_e} \overline{\rho^2} \mathbf{B}.$$

Langevinova teorie diamagnetismu atomů a molekul

- Pro kulově symetrický atom obsahující Z elektronů (r_i jsou poloměry jejich kruhových drah):
- Pp. že dráhy jsou rovnoměrně prostorově rozložené tak, aby prostorové rozložení elektronového náboje mělo kulovou symetrii.
- Celkový indukovaný mg. moment:

$${}^{(\text{at})}m_d = -\frac{e^2}{4m_e} B \left(\overline{\rho_1^2} + \overline{\rho_2^2} + \dots + \overline{\rho_Z^2} \right).$$

- střední kvadratickou hodnota:

$$\overline{\rho_0^2} = (\overline{\rho_1^2} + \overline{\rho_2^2} + \dots + \overline{\rho_Z^2}) Z^{-1}$$

$${}^{(\text{at})}m_d = -\frac{e^2 Z}{4m_e} B \overline{\rho_0^2}.$$

Langevinova teorie diamagnetismu atomů a molekul

- Pro kulově symetrický atom však můžeme využít střední kvadratické hodnoty poloměru dráhy (atom v počátku, mg. pole ve směru z)

$$r_0^2 = (r_1^2 + r_2^2 + \dots + r_Z^2) Z^{-1}$$

platí:

$$\overline{x^2} + \overline{y^2} + \overline{z^2} = \overline{r_0^2}, \quad \overline{x^2} + \overline{y^2} = \overline{\rho_0^2}, \quad \overline{x^2} = \overline{y^2} = \overline{z^2}$$

$$\overline{\rho_0^2} = 2 \overline{r_0^2} / 3$$

tedy:

$${}^{(\text{at})} m_d = - \left(\frac{e^2 Z \overline{r_0^2}}{6m_e} \right) B.$$

n_0 stejných atomů v jednotce objemu:

$$\chi_m = - \mu_0 n_0 \left(\frac{e^2 Z \overline{r_0^2}}{6m_e} \right).$$

Langevinova teorie diamagnetismu atomů a molekul

- Avogadrův zákon, molekulová hmotnost A_m hustota ρ_M a Avogadrova konstanta N_0 ;
 $n_0 = \rho_M N_0 / A_m$

$$\chi_m = -\mu_0 N_0 \frac{\rho_M}{A_m} \left(\frac{e^2 Z}{6m_e} \overline{r_0^2} \right).$$

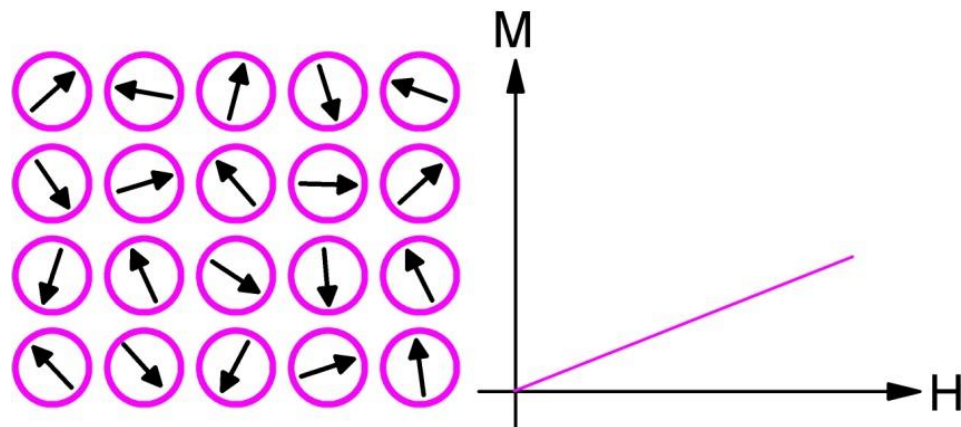
$\overline{r_0^2}$ správně nutno spočítat pomocí kvantové teorie
odhad 10^{-10} m \Rightarrow řádově správná hodnota χ_M
 $\chi_m \sim (\rho_M N_0 / A_m) \cdot 10^{-8}$

- V případě kovů je vedle diamagnetického chování lokalizovaných vnitřních elektronů v atomech třeba počítat ještě s vlivem vodivostních elektronů, jejichž diamagnetismus nelze popsat vztahy plynoucími z Langevinovy teorie.
- Teorii diamagnetismu volných elektronů na základě kvantové mechaniky vypracoval L. D. Landau.

Paramagnetismus

Atom nese magnetický moment i bez vnějšího pole.

elektronové slupky: d, f
→ 3d, 4f (5f) prvky



Vzájemné interakce momentů jsou **slabé** (vzhledem k fluktuacím)
→ momenty jsou bez vnějšího pole uspořádány **náhodně**

Souhlasná odezva na vnější pole **silná**

Vnější pole \mathbf{B}_{ext} orientuje magnetické momenty souhlasně - $\mathbf{M} \parallel \mathbf{B}$

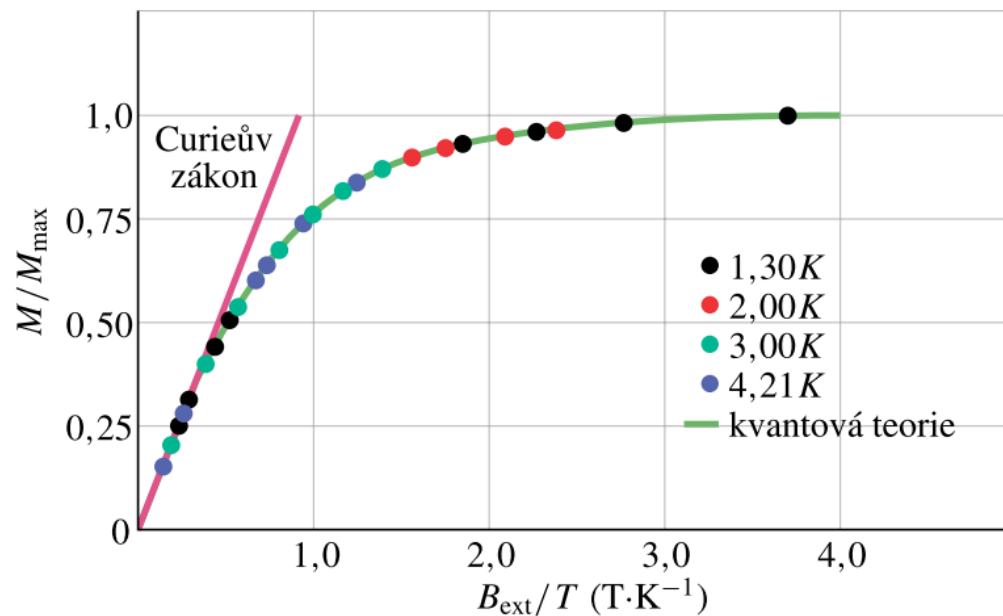
$$\chi_m > 0$$

- Maximální magnetizace = saturace vzorku.

Paramagnetismus

- Pierre Curie (1895) (T - teplota, C - Curieova konstanta), magnetizační křivka:

$$M = C \frac{B_{\text{ext}}}{T} \quad (\text{Curieův zákon})$$



Síran chromito-draselný

Susceptibilita nekovových paramagnetik (Langevinova teorie)

- Pp.: Atomy, respektive molekuly paramagnetických látek mají **vlastní magnetické momenty m** , které se účinkem vnějšího magnetického pole částečně orientují a vytvářejí makroskopickou magnetizaci **M** .
- Další předpoklady:
 - Velikost nezávisí v prvním přiblížení na velikosti vnějšího magnetického pole.
 - Jednotlivé molekuly na sebe vzájemně nepůsobí, takže **orientace dané molekuly není závislá na orientaci jiných molekul**.
- Nepůsobí-li vnější pole, jsou magnetické momenty jednotlivých molekul orientovány chaoticky, takže výsledný magnetický moment makroskopické části látky je nulový.
- Ve vnějším poli jsou však jednotlivé momenty podrobeny silovému působení, takže může dojít k jejich částečnému uspořádání do směru pole.

Susceptibilita nekovových paramagnetik (Langevinova teorie)

- Pp. , že v malém objemu látky V je obsaženo n_V molekul, jejichž magnetické momenty $\mathbf{m}_1, \mathbf{m}_2, \dots$, svírají se směrem vnějšího pole úhly $\theta_1, \theta_2, \dots$. Magnetizace látky M odpovídá součtu průmětů molekulárních momentů to směru pole:

$$M = \frac{m_1 \cos \vartheta_1 + m_2 \cos \vartheta_2 + \dots + m_{n_V} \cos \vartheta_{n_V}}{V}.$$

- Pp. , že všechny momenty mají stejnou velikost:

$$M = \frac{m}{V} (\cos \vartheta_1 + \cos \vartheta_2 + \dots + \cos \vartheta_{n_V}).$$

Zavedeme-li střední hodnotu: $\langle \cos \vartheta \rangle = (\cos \vartheta_1 + \cos \vartheta_2 + \dots + \cos \vartheta_{n_V}) n_V^{-1}$

a koncentraci molekul $n_0 = n_V/V,$

$$M = n_0 m \langle \cos \vartheta \rangle.$$

Susceptibilita nekovových paramagnetik (Langevinova teorie)

- Pravděpodobnost určité hodnoty $\cos\theta$ je určena potenciální energií daného dipólu v magnetickém poli \mathbf{B} působícím na dipól: $W_m = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{B} = -mB \cos\theta$
- \mathbf{B} působící na atomové magnetické momenty můžeme vždy s dostatečnou přesností považovat za totožné s vnějším makroskopickým polem, protože susceptibilita je velmi malá..

$$p(\cos \vartheta) = K_L \exp\left(-\frac{W_m}{k_B T}\right), \quad K_L \text{ je normovací konstanta}$$

- Použitím obecného výrazu pro výpočet střední hodnoty náhodné veličiny s normovanou hustotou pravděpodobnosti $p(\cos\theta)$ dostaneme po přechodu k nové integrační proměnné θ výraz:

$$\langle \cos \vartheta \rangle = \frac{\int_0^\pi \cos \vartheta \exp\left(\frac{mB}{k_B T} \cos \vartheta\right) \sin \vartheta d \vartheta}{\int_0^\pi \exp\left(\frac{mB}{k_B T} \cos \vartheta\right) \sin \vartheta d \vartheta},$$

Susceptibilita nekovových paramagnetik (Langevinova teorie)

po integraci, označili jsme označili $a = mB/k_B T = \mu_0 mH/k_B T$

$$\langle \cos \vartheta \rangle = \cotg a - \frac{1}{a},$$

$$L(a) = \cotg a - \frac{1}{a}. \quad L(a) \text{ je Langevinova funkce}$$

$$\Rightarrow M = n_0 m L(a).$$

- Magnetizace M paramagnetika obecně dosti složitou funkcí teploty a magnetického pole.
- S výjimkou oboru velmi nízkých teplot a vysokých polí vždy platí $a = \mu_0 mH/k_B T \ll 1$
- Langevinovu funkci aproximujeme jejím rozvojem v mocninnou řadu:

$$L(a) = \frac{a}{3} - \frac{a^3}{45} + \dots$$

Susceptibilita nekovových paramagnetik (Langevinova teorie)

Ponecháme-li v tomto rozvoji jen první člen, dostaneme pro susceptibilitu $\chi_m = M/H$

$$\chi_m = \mu_0 \frac{n_0 m^2}{3k_B T}. \quad \text{tvar Curieova zákona}$$

$$C = \mu_0 \frac{n_0 m^2}{3k_B}. \quad \text{Curieova konstanta}$$

- Langevinova teorie tedy dává kvalitativně správnou teplotní závislost paramagnetické susceptibility.
- Srovnáním naměřené teplotní závislosti susceptibility můžeme určit hodnotu Curieovy konstanty a z ní je možné vypočítat velikost magnetického momentu molekul m .
- Pro další fyzikální interpretaci takto získané veličiny je však již nutné vzít v úvahu zákonitosti kvantové mechaniky.
- **Nevysvětluje paramagnetismus kovů, na němž se výrazně podílí vodivostní elektrony.** Teplotně nezávislý paramagnetismus vodivostních elektronů nemůže být vyložen na základě klasického modelu elektronového plynu (Pauli - paramagnetická susceptibilita elektronového plynu).

Permitivita polárních látek (Langevinova-Debyova teorie)

- Mechanické účinky elektrického a magnetického pole na elektrický a magnetický dipól jsou dány formálně shodnými vztahy
- Pp., že molekuly v dané látce jsou dostatečně volné a mohou se účinkem elektrického pole natáčet.
- Uvažujme látku obsahující n_0 molekul v jednotce objemu a předpokládejme, že každá z těchto molekul má vlastní dipólový moment \mathbf{p}_0 . Pro orientační složku polarizace P_d bude na základě analogie možné psát:

$$P_d = n_0 \frac{p_0^2}{3k_B T} E_1. \quad E_1 \text{ intenzita elektrického pole působícího na molekulu}$$

- Na rozdíl od problému paramagnetismu však zde není obecně možné zanedbat interakce mezi molekulami.
- Intenzita E_1 má význam **lokálního pole**.
- Můžeme zavést činitele orientační polarizovatelnosti:

$$\alpha_d = \frac{p_0^2}{3k_B T}$$

Permitivita polárních látek (Langevinova-Debyova teorie)

- Zobecnění polarizovatelnosti molekuly:

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_d = \alpha_0 + \frac{p_0^2}{3k_B T}$$

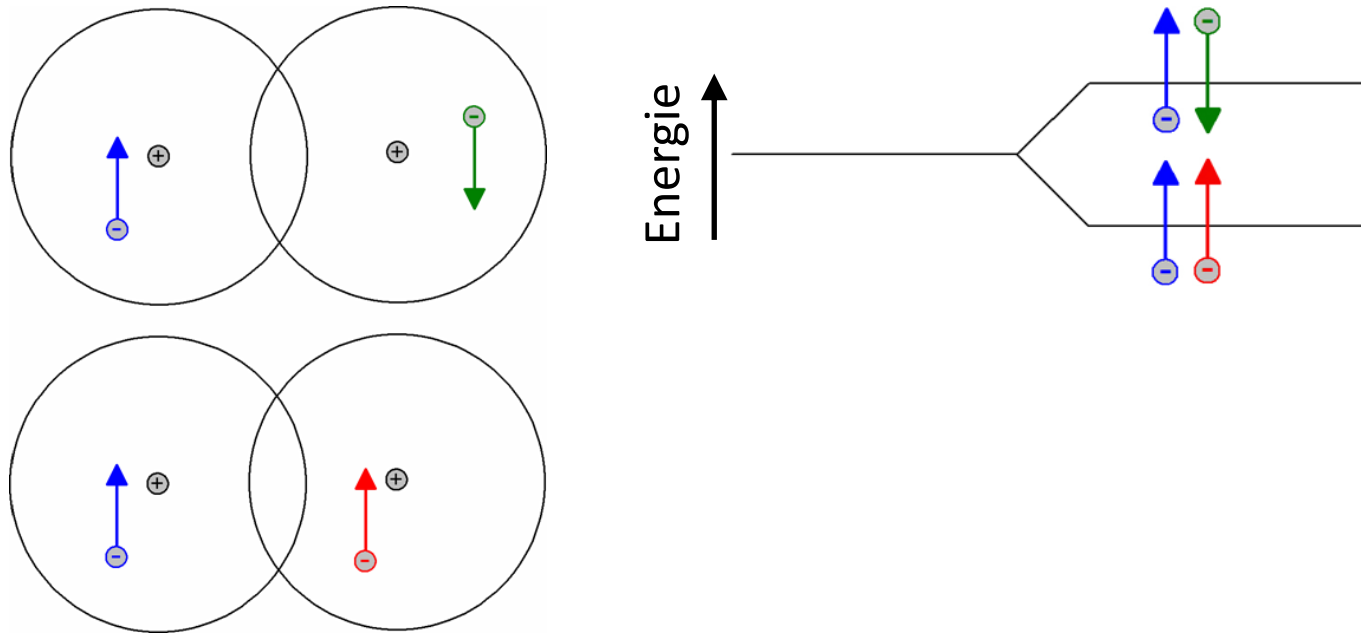
- *Langevinův-Debyeův vzorec*: vyjadřuje, že celková polarizovatelnost látky je obecně dána součtem elektronové, atomové a orientační polarizovatelnosti.
- Orientační polarizovatelnost dává tedy zřejmě teplotně závislý příspěvek k celkové polarizovatelnosti a vzorec dává také možnost vysvětlit pozorovaný typ teplotní závislosti permitivity.
- Z naměřené teplotní závislosti permitivity je na druhé straně principiálně možné pomocí určit dipólový moment molekuly.

Omezení platnosti:

- Pro výpočet lokálního pole polárních látek není obecně možné použít postup, který vede na Clausiovu-Mosottiovu formuli.
- V pevných látkách mohou být molekuly vzájemně silně vázány, a mohou tudíž mít značně omezenou možnost orientování. Langevinova teorie pak není použitelná.

Feromagnetismus

- Výměnné interakce - interakce elektronových magnetických momentů
- Pauliho vylučovací princip
- Elektronové momenty mají tendenci se spontánně spořádat – i bez vnějšího magnetického pole.



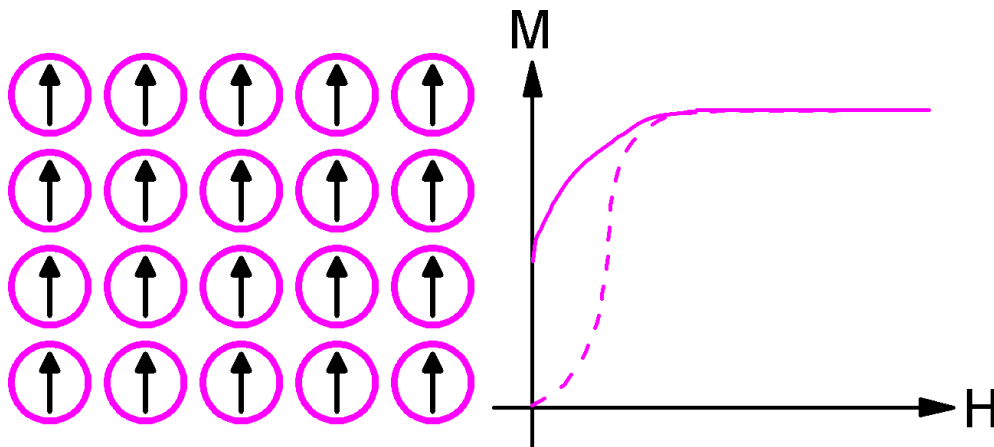
- Kritická (Curieova) teplota T_C
- Pod kritickou teplotou: energie vzájemné interakce mezi momenty převáží nad tepelnou energií.
- Nad kritickou teplotou: látka je **paramagnetická**.

Feromagnetismus

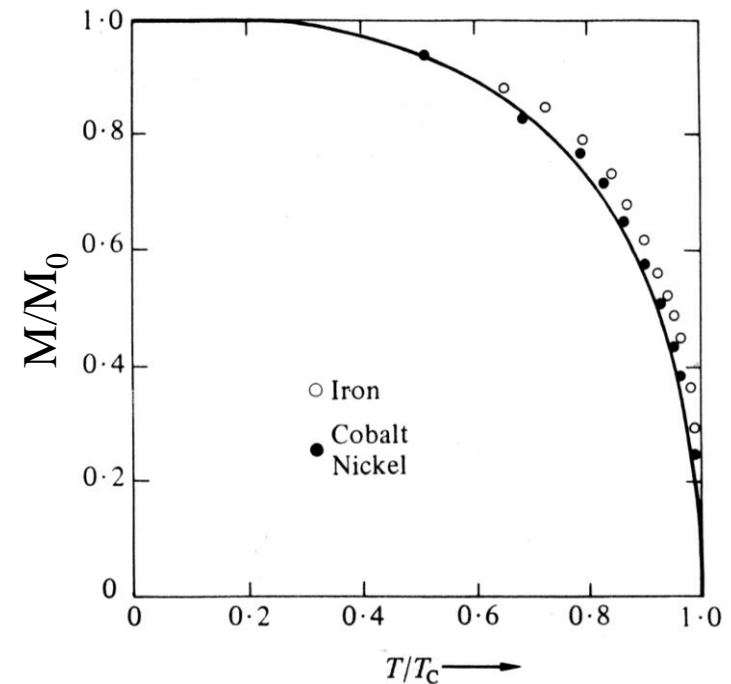
- Spontánní uspořádání magnetických momentů atomů \Rightarrow spontánní magnetizace
- Magneticky uspořádaná látka
- Odezva na magnetické pole ve feromagnetiku:

velmi silná

souhlasně orientovaná

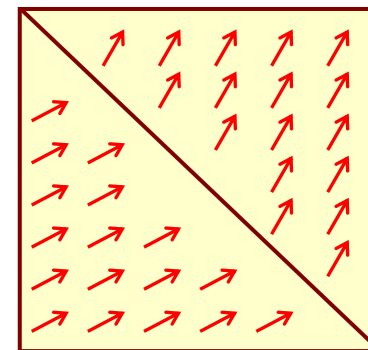
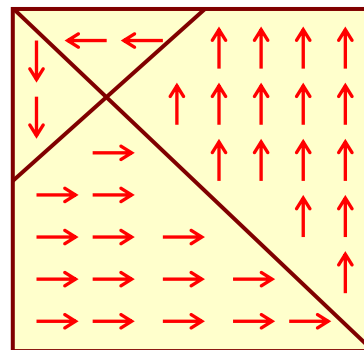
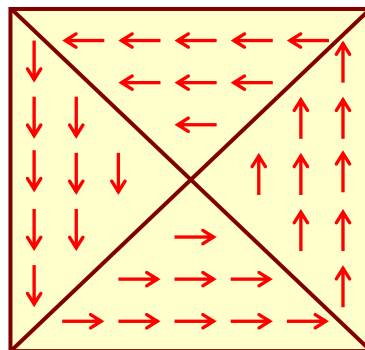


Závislost spontánní magnetizace na teplotě:



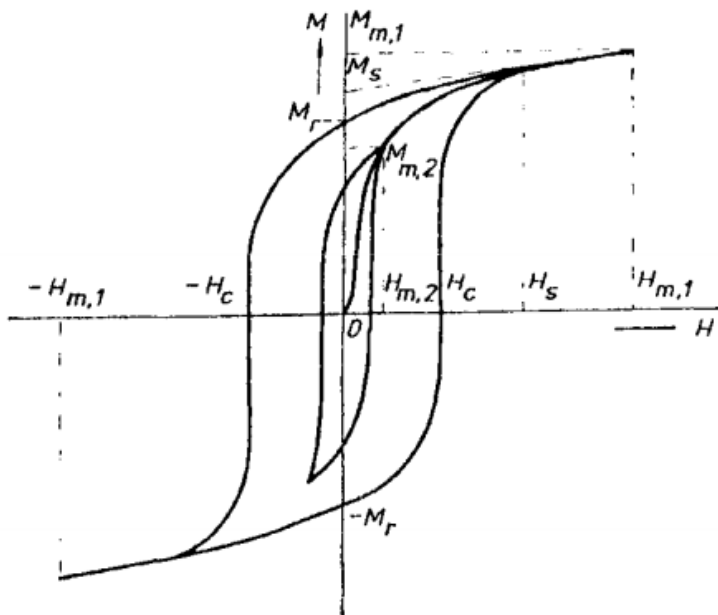
Doménová struktura

snadný směr magnetizace
- souhlasí s některou
krystalovou osou
magnetické domény

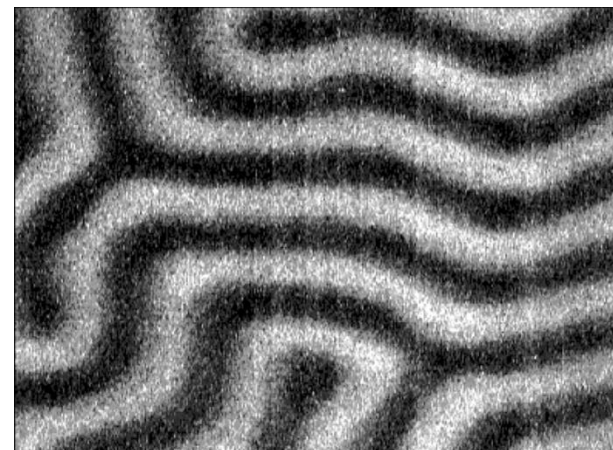


$H \nearrow$

$H \nearrow$



Hysterezní smyčka



V $H = 0$ magnetické domény tvoří uzavřené mg. obvody.

Feromagnetismus

- Nad Curieovou teplotou (**paramagnetický stav**) :

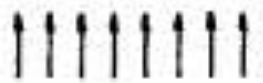
$$\chi_m = \frac{C}{T - \Theta} \quad \text{Curie-Weissův z.,}$$

- Feromagnetika: $\Theta \approx T_C$

Typy magnetického uspořádání látek

- Spontánní polarizace mg. momentů v látce:

Feromagnetikum



a)



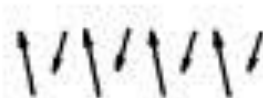
b)

Antiferomagnetikum

Ferimagnetikum



c)



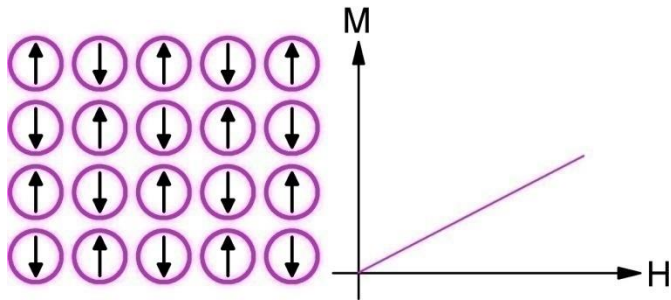
d)

nekolineární mg.
uspořádání

Typy magnetického uspořádání látek

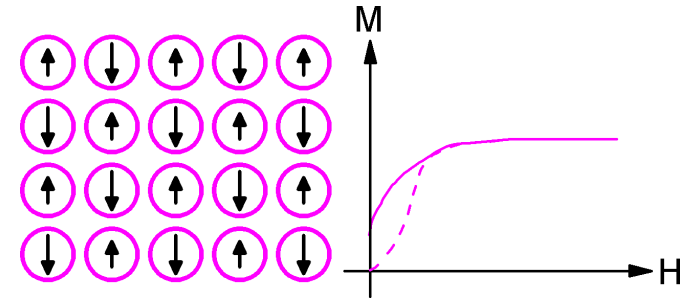
- Atomy mají orientované momenty střídavě paralelně a antiparalelně.
- Výsledná magnetizace je součtem jednotlivých podmříží.
- *Magnetická podmříž(ka)* - soustava stejně orientovaných mg. momentů.

Antiferomagnetismus



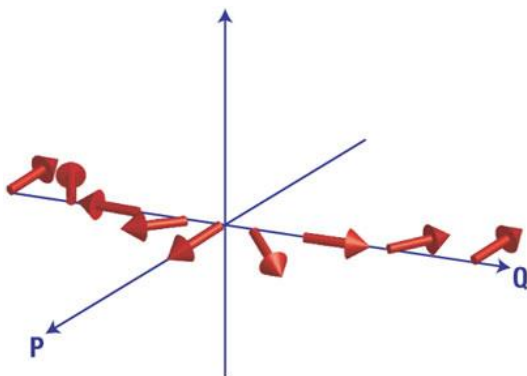
Vzáj. kompenzace momentů.

Ferimagnetismus

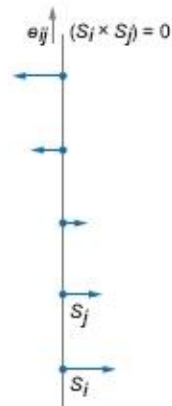


(Louis Néel)

Složitější struktury:



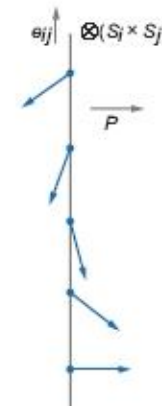
Sinusoidal



Screw



Cycloidal



Conical (I)

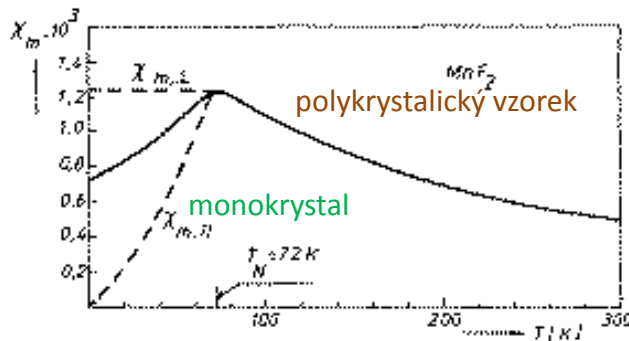


Conical (II)



Antiferomagnetismus

- Néelova teplota T_N - přechod do paramagnetického stavu
- C_w - analogie Curieovy konstanty pro oblast nad T_N



$$\chi_m = \frac{C}{T - \Theta}$$

Curie-Weissův z.,

Obr. 7.14 Teplotní závislost magnetické susceptibilitě klasického antiferomagnetika MnF_2 .

- Θ (též Weissova teplota) je značně odlišná od T_N , může být i záporná (k obr.: $\Theta = -113$ K, $T_N = 72$ K)
- Momenty jednotlivých podmřížek jsou vzájemně vykompenzovány, antiferomagnetika jsou slabě magnetické látky.
- Nejvyšší hodnotu má susceptibilita v okolí Néelovy teploty, je však stejného řádu jako susceptibilita silnějších paramagnetik.
- Antiferomagnetika jsou většinou anizotropní.

Feromagnetismus

- Magneticky měkké materiály

látka	počáteční perm. $\mu_{r,p}$	maximální perm. $\mu_{r,max}$	H_c (A/m)	$P_{m,r}$ (Wb/m ²)
transformátorová ocel (96%Fe,4%Si)	$4 \cdot 10^2$	$6,7 \cdot 10^3$	40	1,2
čisté železo (99,95% Fe)	$1 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^5$	4	2,15
78-permalloy (21,2%Fe,78,5%Ni,,3%Mn)	$6 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^5$	4	1,07
supermalloy (15,7%Fe,79%Ni,5%Mo,0,3%Mn)	$1 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^6$	0,32	0,8
manganatozinečnatý ferit ($Mn_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$)	až $5 \cdot 10^3$		10	0,4

Feromagnetismus

- Magneticky tvrdé materiály

látka	H_c (A/m)	$P_{m,r}$ (Wb/m ²)
uhlíková ocel (98,1% Fe, 1% Mn, 0,9% C)	$4 \cdot 10^3$	1,0
kobaltová ocel (52,6% Fe, 36% Co, 7% W, 3,5% Cr, 0,9% C)	$18,3 \cdot 10^3$	1,0
Alnico V (51% Fe, 14% Ni, 8% Al, 24% Co, 3% Cu)	$52 \cdot 10^3$	1,27
barnatý ferit (tuhý roztok uhlíku v Fe)	$135 \cdot 10^3$	0,21