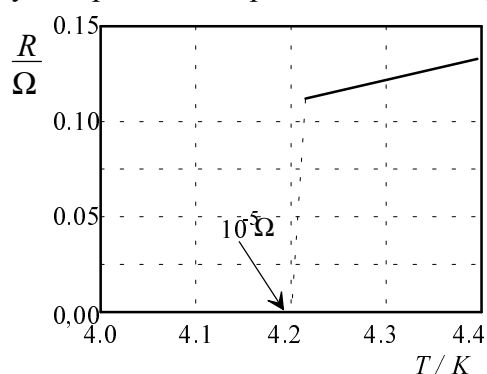


7. Supravodivost

7. Supravodivost

7.1 Experimentální přehled

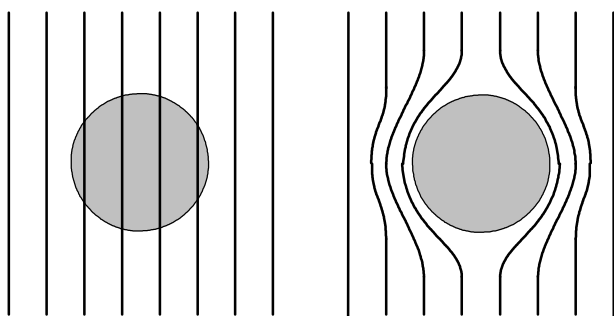
Elektrický odpor mnoha kovů a slitin náhle klesá k nule, je-li vzorek ochlazen na dostatečně nízkou teplotu, často do oblasti teploty kapalného hélia. Tento jev byl poprvé pozorován v roce 1911 u rtuti. Při jisté kritické teplotě T_c dochází ve vzorku k fázovému přechodu ze stavu s normálním elektrickým odporem do supravodivého stavu, obr. 7.1.



Obr. 7.1: Teplotní závislost odporu vzorku rtuti.

V supravodivém stavu je stejnosměrný elektrický měrný odpor nulový nebo velmi blízký nule. Bylo pozorováno, že v supravodivých prstencích probíhal elektrický proud bez jakéhokoliv útlumu po dobu delší jednoho roku, než byl experiment přerušeno. Supravodiče se chovají ve stálých magnetických polích (bude upřesněno) jako dokonalá diamagnetika s magnetickou indukcí uvnitř vzorku rovnou nule. Umístíme-li vzorek do magnetického pole a ochladíme jej na teplotu pod teplotou přechodu do supravodivého stavu, původně přímý magnetický tok bude ze vzorku vytlačen - *Meissnerův jev*, obr.7.2.

Magnetické vlastnosti supravodičů mají rozhodující význam pro charakterizaci supravodivého stavu. Supravodivý stav je uspořádaným stavem vodivostních elektronů v kovu. Uspořádání spočívá ve vytvoření volně spojených elektronových párů. Elektrony jsou uspořádány při teplotách pod T_c a neuspořádány nad touto teplotou. Podstatu a původ tohoto uspořádání vysvětlili Bardeen, Cooper a Schrieffer (BCS teorie, 1957).



Obr.7.2:Meissnerův jev v supravodivé kouli. Při snížení teploty pod kritickou teplotu jsou magnetické indukční čáry vytlačeny z objemu koule.

7.2 Výskyt supravodivosti

Supravodivost se vyskytuje u mnoha kovových prvků periodické soustavy, tab. 7.1, ale také ve slitinách, polovodičích a nověji i u keramických materiálů. Až do roku 1986 byla nejlepším známým supravodičem slitina Nb_3Ge s kritickou teplotou 23,2 K, technicky aplikovaná byla slitina Nb_3Sn v supravodivých solenoidech (do 22 T). Od objevu supravodivosti v roce 1911, vzhledem k obrovským aplikačním možnostem, bylo cílem zkoumání mnoha laboratoří nalézt tzv. *vysokoteplotní supravodiče*. Pod pojmem vysokoteplotní se rozumí kritická teplota T_c vyšší než je teplota kapalného dusíku ($T_{zkap}=77$ K), který je podstatně levnější než dosud nutné helium ($T_{zkap}=4.2$ K).

Podstatného pokroku bylo dosaženo v roce 1986 nalezením supravodivého stavu u systému Ba-La-Cu-O s $T_c=35$ K (Nobelova cena 1987).

Záměnou lanthanu yttriem nebo gadoliniem byla dosažena kritická teplota $T_c=93$ K při normálním tlaku.

Vzorky těchto nových supravodičů se většinou připravují keramickou technologií z výchozích práškových surovin. Rychlost růstu zpráv o nových vysokoteplotních supravodičích je od roku 1986 přímo závratná.

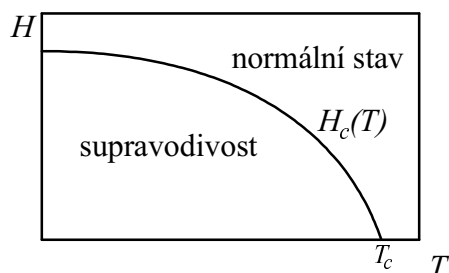
7. Supravodivost

Tab.7.1: Parametry supravodivých prvků

H	V políčku jsou uvedeny: značka prvku, kritická teplota (K), kritické magnetické pole přiabsolutní nule ($G=10^{-4}T$). Supravodivé prvky jsou															He	
Li	Be	orámovány, prvky s magnetickým uspořádáním jsou šedé. (Všimněte si, že se tyto dvě vlastnosti vylučují.) Prvky supravodivé jen za zvláštních podmínek jsou označeny hvězdičkou.										B	C	N	O	F	Ne
Na	Mg											Al 1,140 105	Si*	P*	S	Cl	Ar
K	Ca	Sc	Ti 0,39 100	V 5,38 1420	Cr*	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn 0,875 53	Ga 1,091 51	Ge*	As*	Se*	Br	Kr
Rb	Sr	Y*	Zr 0,546 47	Nb 9,50 1980	Mo 0,92 95	Te 7,77 1410	Ru 0,51 70	Rh	Pd	Ag	Cd 0,56 30	In 3,404 293	Sn(b) 3,722 309	Sb*	Te*	I	Xe
Cs*	Ba*	La _{fcc} 6,00 1100	Hf 0,12	Ta 4,483 830	W 0,012 1,07	Re 1,4 198	Os 0,655 65	Ir 0,14 19	Pt	Au	Hg(a) 4,153 412	Tl 2,39 171	Pb 7,193 803	Bi*	Po	At	Rn
Fr	Ra	Ac															
			Ce*	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Fm	Yb	Lu 0,1	
			Th 1,368 1,62	Pa 1,4	U*(a)	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr	

7.3 Supravodivost v magnetickém poli.

Dostatečně silné magnetické pole zničí supravodivost. Prahová nebo kritická hodnota vnějšího magnetického pole dostačujícího k rozrušení supravodivosti se značí $H(T)$ a je funkcí teploty. Při kritické teplotě je kritické pole nulové, $H_c(T_c) = 0$. Závislost kritického pole několika supravodivých prvků na teplotě je na obr. 7.3.



Obr.7.3: Fázové rozhraní mezi supravodivým a normálním stavem supravodiče I. druhu v rovině H - T .

Z. Janáček, P. Ponížil: Úvod do fyziky pevných látek

Závislost kritického pole na teplotě lze zapsat ve tvaru

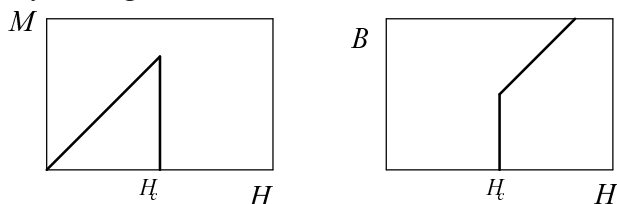
$$H_c = a(T_c^2 - T^2).$$

Magnetická indukce \vec{B} v látce závisí na indukci vnějšího pole \vec{B}_a vztahem $\vec{B} = \vec{B}_a + \mu_0 \vec{M}$, kde \vec{M} je vektor magnetizace.

Supravodiče 1. druhu:

tzv. měkké, jako např. Sn, In, Pb jsou úplně diamagnetické až ke kritickému poli, tj. $B = 0$ pro $H \leq H_c$ při $T \leq T_c$. Magnetizace $\vec{M} = -\frac{\vec{B}_a}{\mu_0} = -\vec{H}_c$. Magnetizační křivka, kterou očekáváme pro supravodiče 1. druhu, je na obr. 7.4.

Při $H < H_c$ nepronikne žádné pole do vzorku ($B = 0$). Hodnoty H_c jsou natolik nízké, že se supravodiče 1. druhu nehodí k použití v cívkách supravodivých magnetů.



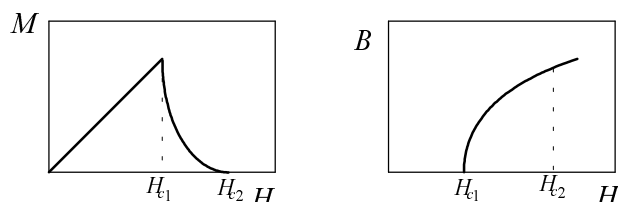
Obr. 7.4: Magnetizační křivka supravodiče I. druhu. Pod H_c Magnetické pole neproniká do materiálu.

Supravodiče 2. druhu:

tzv. tvrdé: Nb Sn, Nb Zr vykazují magnetizační křivku tvaru uvedeného na obr. 7.4.

Pod dolní kritickou hodnotou magnetického pole H_{c1} se chovají jako supravodiče typu I, tj. jsou úplně diamagnetické, mezi H_{c1} a H_{c2} magnetizace spojitě klesá k nule, tj. pole proniká dovnitř. Hodnota H_{c2} převyšuje až o dva řády hodnotu kritického pole H_c měkkých supravodičů ($H < 0.1T$). Horní kritická hodnota pole dosahuje u známých supravodičů hodnoty až 60 T. Takové materiály jsou už využívány pro vinutí solenoidů vytvářejících vysoká statická magnetická pole, při stavbě výkonných urychlovačů částic, elektromotorů, dynam apod.

7. Supravodivost



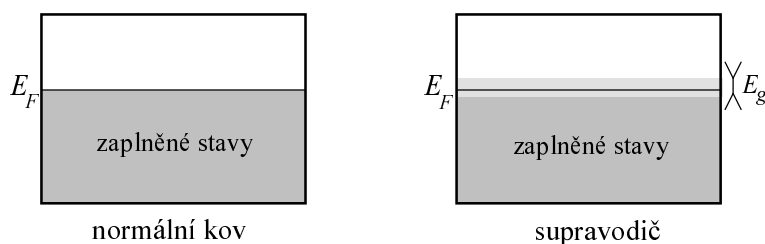
Obr.7.4: Magnetizační křivka supravodiče II. druhu. Pod H_c Magnetické pole neproniká do materiálu. Pod H_{c1} se chová stejně jako supravodič I. typu. Mezi H_{c1} a H_{c2} M klesá k nule a B roste k H .

7.4 Měrná tepelná kapacita

Při nízkých teplotách závisí měrná tepelná kapacita normálního kovu na teplotě vztahem $c_v = AT + BT^3$, kde lineární člen odpovídá za excitace elektronů, kubický člen je příspěvek od kmitů mřížky.

Pod kritickou teplotou supravodivého přechodu se toto chování podstatně mění. Jakmile teplota klesne pod T_c (v nulovém magnetickém poli), měrné teplo se skokem zvýší a pak pomalu klesá, případně klesne výrazně pod hodnotu očekávanou pro normální kov.

Při velmi nízkých teplotách klesá měrné teplo supravodiče podle vztahu $c_v \sim \exp\left(-\frac{\delta}{k_B T}\right)$. To je charakteristické tepelné chování systému, který má dvě energetické hladiny, základní a excitovanou, oddělené energetickou mezerou šířky 2δ . Velikost δ je řádu $k_B T_c$ obr. 7.6.

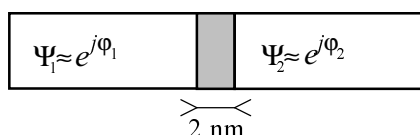


Obr.7.6: Vodivostní pás v normálním stavu a energetická mezera na Fermiho hladině v supravodivém stavu. Typická šířka je $E_g \approx 10^{-4} E_F$.

Existence této energetické mezery je podmínkou pro to, aby se tzv. Cooperovy páry elektronů mohly krystalem pohybovat bez rozptylu.

7.5 Josephsonův jev

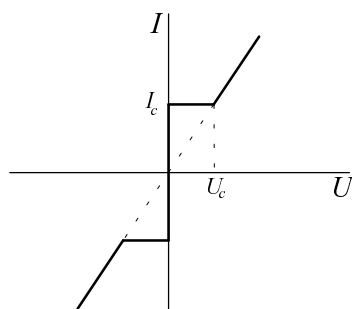
Za vhodných podmínek můžeme sledovat pozoruhodné jevy, které jsou spojeny s tunelováním supravodivých elektronových párů ze supravodiče vrstvou izolátorů do druhého supravodiče. Takovou strukturu nazýváme slabým spojem, obr.7.7.



Obr.7.7: Josephsonův slabý spoj.

Stejnoseměrný Josephsonův jev:

Bez jakéhokoliv elektrického nebo magnetického pole probíhá spojem stejnosměrný proud. Voltampérová charakteristika Josephsonova spoje je na obr. 7.8.



Obr.7.8: Volt-ampérová charakteristika Josephsonova spoje. Při nulovém napětí protéká spojem stejnosměrný proud až do kritického proudu I_c : to je stejnosměrný Josephsonův jev. Při napětí nad U_c má spoj konečný odpor, ale procházející proud má střídavou složku o frekvenci $\omega = 2eV/h$: to je střídavý Josephsonův jev.

I_c je kritický proud ($I_c < 1 \text{ mA}$) závislý na ploše a tloušťce vrstvy. Je to maximální proud, který může slabý spoj přenést, aniž by se na něm vytvořilo napětí. Procházející proud je dán vztahem $i = i_c \sin \delta$, δ závisí na tloušťce vrstvy $\delta = \psi_1 - \psi_2$.

7. Supravodivost

Střídavý Josephsonův jev

Přiložíme-li stejnosměrné napětí vyšší než U_c , vznikne proud, který má střídavou složku

$i = i_c \sin(\delta - \omega t)$, kde $\omega = \frac{2eV}{\hbar}$. Tedy stejnosměrné napětí vybudí střídavý proud, jehož frekvence je 483.6 MHz na 1 V napětí. Aplikace Josephsonova jevu jsou rozmanité. Umožňují konstrukci magnetometrů s citlivostí až 10^{-11} T, galvanometrů s možností měření napětí s citlivostí 10^{-16} V, detektorů vysokofrekvenčního výkonu až 10^{-13} W při 70 GHz, atd.

Shrnutí

- 1) Supravodič se vyznačuje nulovým odporem při podkritických hodnotách teploty (T_c), magnetického pole (\vec{H}) a elektrické proudové hustoty (I_c).
- 2) Vzorek v supravodivém stavu vykazuje dokonalý diamagnetismus (Meissnerův jev), magnetická indukce uvnitř je nulová.
- 3) Existují dva druhy supravodičů:
V supravodiči 1. druhu dojde ke zrušení supravodivého stavu a k návratu do normálního stavu, překročí-li magnetické pole jistou kritickou hodnotu \vec{H}_c .
Supravodič 2. druhu má dvě kritická pole \vec{H}_{c1} a \vec{H}_{c2} .
V poli $\vec{H} < \vec{H}_{c1}$ se chová jako supravodič 1. druhu.
V poli $\vec{H}_{c1} < \vec{H} < \vec{H}_{c2}$ je stále ještě supravodivý, ale není ideálně diamagnetický.
Teprve při překročení \vec{H}_{c2} se supravodivý stav zruší.
- 4) Dva supravodiče oddělené tenkou dielektrickou vrstvou vykazují Josephsonovy jevy: proud prochází bez úbytku napětí. Při přiložení stejnosměrného napětí vzniká střídavý proud vysoké frekvence ($10 \text{ MHz}/\mu\text{V}$).

Z.Janáček, P.Ponížil: Úvod do fyziky pevných látek

8. Magnetické vlastnosti látek

Pevné látky se vyznačují vedle mechanických, elektrických a optických vlastností ještě vlastnostmi magnetickými. Dosavadní modely, které stačily na vysvětlování různých vlastností pevných látek, se zakládaly na elektrické interakci mezi elektrony a ionty krystalu. Základním předpokladem byla přísná periodičnost uspořádání atomů v krystalové mřížce, byl to problém elektronů v periodickém potenciálu. Zavedení mřížkových poruch umožnilo vysvětlení řady dalších vlastností (např. pevnost). V případě magnetismu přistupují další základní parametry: magnetické momenty elektronů a atomů, respektive molekul. Magnetický moment buď vzniká magnetickým polem, pak se jedná o **diamagnetismus**, nebo je stálou vlastností stavebních prvků pevné látky, pak jde o **paramagnetismus**. Magnetické vlastnosti pevných látek jsou určovány vzájemným působením magnetických momentů mezi sebou.

8.1 Základní pojmy

Elektrické a magnetické makroskopické veličiny $(\vec{E}, \vec{D}, \vec{H}, \vec{B})$ jsou vzájemně vázány Maxwellovými rovnicemi. Mezi vektorem magnetické indukce \vec{B} (Tesla) a vektorem intenzity magnetického pole \vec{H} (A/m) platí vztah $\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_r \mu_0 \vec{H} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}$, kde \vec{M} je vektor magnetizace látky nacházející se v poli o intenzitě \vec{H} , $\vec{M} = \mu_0 \chi \vec{H}$, magnetická susceptibilita χ souvisí s relativní permeabilitou vztahem $\chi = \mu_r - 1$. Vektor magnetizace \vec{M} je definován jako magnetický moment objemové jednotky $\vec{M} = \frac{\sum \vec{m}_i}{V}$, kde \vec{m}_i jsou magnetické momenty jednotlivých atomů látky. Základním nositelem magnetismu je elektron. Magnetický moment elektronu se skládá ze tří hlavních příspěvků: první má svůj původ ve spinovém momentu elektronu, druhý v jeho momentu orbitálním a třetí ve změně orbitálního momentu vyvolané vnějším magnetickým polem. Prvé dva představují paramagnetický, zatímco třetí diamagnetický příspěvek k magnetizaci.

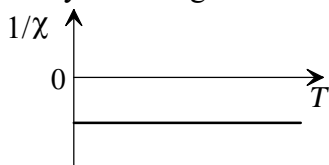
8.2 Rozdělení magnetických látek

Podle hodnoty μ_r nebo χ rozlišujeme následující magnetické jevy:

1) Diamagnetismus

$\mu_r < 1, \chi < 0$. Výsledná magnetizace \vec{M} a vyvolávající pole \vec{H} mají opačný směr. Susceptibilita diamagnetik je řádově $\chi \approx -10^{-6}$ a nezávisí na teplotě ani na intenzitě vnějšího magnetického pole, obr.8.1. K normálním diamagnetickým látkám (existují i anomální) patří všechny inertní plyny, některé kovy (Au, Mg, Cu), některé nekovy (Si, P, S) a mnohé organické sloučeniny.

Dokonalým diamagnetismem se vyznačují supravodiče.

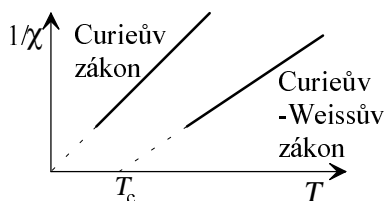


Obr. 8.1: Diamagnetismus

2) Paramagnetismus

$\mu_r > 1, \chi > 0$ Vektory \vec{M} a \vec{H} mají stejný směr. Susceptibilita bývá řádově 10^{-6} - 10^{-4} a není závislá na intenzitě pole H , ale je teplotně závislá (Curieův zákon), obr.8.2.

K paramagnetickým látkám patří všechny volné atomy a ionty, některé plyny (O_2, NO), kapaliny a některé kovy (Al, Cr, Pt,..). Pod určitou kritickou teplotou se mohou paramagnetické látky stát látkami feromagnetickými, ferimagnetickými nebo antiferomagnetickými.



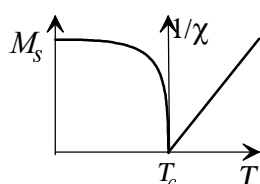
Obr. 8.2: Paramagnetismus

3) Ferimagnetismus a feromagnetismus

$\mu_r \gg 1, \chi \gg 0$. Susceptibilita je velmi vysoká a dosahuje hodnot 10^3 - 10^5 , je funkcí teploty a nejednoznačnou funkcí (viz dále) magnetického pole. Při dosažení Curieovy teploty T_c vysoká permeabilita zaniká a látky se chovají

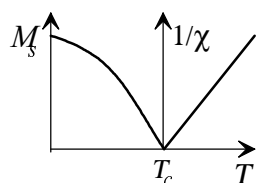
8. Magnetické vlastnosti látek

jako paramagnetické, obr.8.3, 8.4. Feromagnetiky jsou zejména Fe, Co, Ni a jejich slitiny.



Obr.8.3: Feromagnetismus (Pro $T < T_c$ je vynesena magnetizace, pro $T > T_c$ pak $1/\chi$)

Ferimagnetika jsou ferity, které mají strukturu $\text{MeO-Fe}_2\text{O}_3$, kde Me je kovový iont Ca, Mg, Zn,... Vyznačují se nízkou vodivostí, takže jsou použitelné pro vysokofrekvenční pole (nízké ztráty vířivými proudy). Existují ferity *měkké* (pro vf pole) a *tvrdé* (pro permanentní magnety). Speciální ferity, např. granát ytrito-železný $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (Y/G) se používá pro bublinové magnetické paměti. Ferimagnetismus vzniká u látek, kde magnetické momenty dvou podmřížek se nekompenzují přesně, takže převládá magnetizace v jednom směru. Vyskytuje se u krystalických i amorfních látek.



Obr. 8.4: Ferimagnetismus (Pro $T < T_c$ je vynesena magnetizace, pro $T > T_c$ pak $1/\chi$)

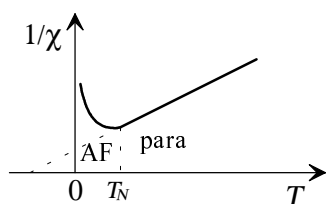
4) Antiferomagnetismus

Na jednoduchou antiferomagnetickou látku lze pohlížet jako na dvě identické feromagnetické podmřížky, jež se pronikají tak, že spiny v jedné podmřížce jsou orientovány přesně opačně ke spinům v druhé podmřížce - existuje tedy pouze v krystalických látkách.

Většina antiferomagnetů jsou iontové sloučeniny jako oxidy, sulfidy (FeO , CoS , MnS ,...), uspořádané slitiny (Fe_3Mn , CrPt , Pt_3Fe ...).

Zajímavá je teplotní závislost susceptibility antiferomagnetika, obr.8.5. Nad Néelovou teplotou T_N se chová jako látka paramagnetická podle Curieova-Weissova zákona. V antiferomagnetické oblasti pod T_N se

susceptibilita s klesající teplotou snižuje vzhledem k upevňujícímu se uspořádání na dlouhou vzdálenost. Při absolutní nule je uspořádání magnetických momentů obou podmřížek ideálního antiferomagnetika přesně antiparalelní.



Obr. 8.5: Antiferomagnetismus

8.3 Atomární popis magnetismu

Magnetický moment částic (atomů) pevné látky je způsoben :

- pohybem elektronu kolem jádra - orbitální moment
- vlastní rotací elektronu - spinový moment
- vlastní rotací jádra atomu - jaderný moment

a) Orbitální moment

Podle klasického Bohrova modelu sestává atom z kladně nabitého jádra a elektronů pohybujících se na stacionárních orbitech. Každý elektron představuje podle Ampéra proudovou smyčku s magnetickým momentem

$$m_e = \mu_0 IS = \frac{\mu_0 e \omega}{2\pi} \pi r^2 = \frac{\mu_0 e \omega r^2}{2} ,$$

ω je úhlová frekvence rotace elektronu kolem jádra na dráze o poloměru r .

Moment hybnosti elektronu na dráze (orbitální moment hybnosti) $m_{orb} = m\omega r$.

Magnetický moment souvisí jednoduše s orbitálním momentem:

$$\frac{m_e}{m_{orb}} = \frac{\mu_0 e}{2m} = g ,$$

což je tzv. orbitální gyromagnetický poměr g . Protože orbitální moment hybnosti je kvantován, bude stejným způsobem kvantován i magnetický moment. Nejmenší možná nenulová hodnota magnetického momentu

$$m_B = \frac{\mu_0 e \hbar}{2m} = 1.165 \cdot 10^{-29} \text{ Wbm},$$

se nazývá Bohrov magneton a je to nejmenší kvantum magnetického momentu.

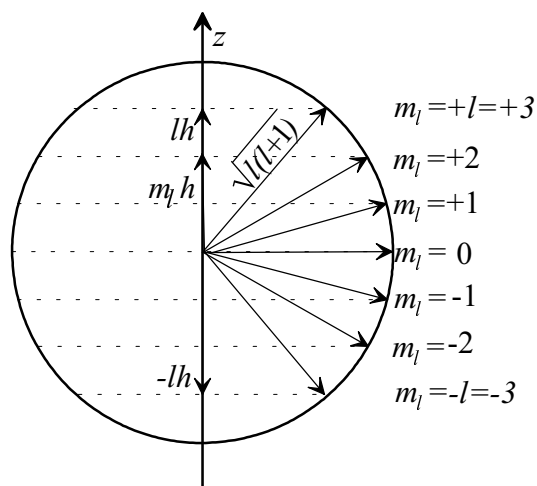
Jak je to s kvantováním pohybu elektronu v atomu? Vlastní funkce Schrödingerovy rovnice pro vodíkový a vodíku podobný atom jsou charakterizovány třemi kvantovými čísly:

(i) hlavní kvantové číslo $n = 1, 2, 3, \dots$ určuje energii elektronu,

8. Magnetické vlastnosti látek

(ii) orbitální kvantové číslo $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$ určuje orbitální moment hybnosti a charakterizuje tvar elektronových orbitů. Elektrony ve stavech $l = 1, 2, 3, 4, \dots$ se nazývají postupně s, p, d, f elektrony. Elektrony s nemají orbitální moment hybnosti ($l = 0$), a proto nemají ani orbitální magnetický moment, pro který platí $m_{orb} = h\sqrt{l(l+1)}$,

(iii) magnetické kvantové číslo $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ určuje průmět orbitálního momentu hybnosti do směru vnějšího magnetického pole (obvykle osa z), $m_z = m \cdot h$.



Obr. 8.6: Kvantování z-komponenty orbitálního momentu hybnosti. Při působení externího magnetického pole ve směru z magnetické kvantové číslo m_l určuje hodnotu komponenty momentu hybnosti ve směru z. Tyto hodnoty jsou kvantovány.

Ke každému orbitálnímu momentu charakterizovanému orbitálním kvantovým číslem l existuje $2l + 1$ možných orientací magnetického momentu, obr.8.6.

b) Spinový magnetický moment elektronu

Samotný elektron má spin s . Spinový magnetický moment elektronu ve směru vnějšího magnetického pole (osa z) $m_{SZ} = gsm_B = \pm m_B$, kde $g = 2$ je faktor spektroskopického rozštěpení a $s = \pm \frac{1}{2}$ je spinové kvantové číslo. Vlastní hodnoty spinového momentu jsou pak v analogii k orbitálnímu chování $m_s = \sqrt{s(s+1)} h$.

c) Magnetický moment jádra

Vzhledem k tomu, že hmotnost jádra je velká ve srovnání s hmotností elektronu, je příspěvek jádra k magnetizaci velmi malý a ve většině běžných případů se neuvažuje. Nukleární magneton $m_{NB} = \frac{m_B}{1836}$. K měření jaderného magnetismu se používá metoda nukleární magnetické rezonance (NMR).

Tab.8.1: Rozložení elektronů do stavů pro některé prvky

Prvek	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	6s	6p	6d
H	1																
He ^d	2																
Li	2	1															
Be	2	2															
B	2	2	1														
C	2	2	2														
N	2	2	3														
O	2	2	4														
F	2	2	5														
Ne ^d	2	2	6														
Na	2	2	6	1													
Mg	2	2	6	2													
Al	2	2	6	2	1												
Si ^d	2	2	6	2	2												
P	2	2	6	2	3												
S	2	2	6	2	4												
Cl	2	2	6	2	5												
Ar ^d	2	2	6	2	6												
K	2	2	6	2	6		1										
Ca	2	2	6	2	6		2										
Sc	2	2	6	2	6	1	2										
Ti	2	2	6	2	6	2	2										
V	2	2	6	2	6	3	2										
Cr	2	2	6	2	6	5	1										
Mn _r	2	2	6	2	6	5	2										
Fe _r	2	2	6	2	6	6	2										
Co _r	2	2	6	2	6	7	2										
Ni _r	2	2	6	2	6	8	2										
Cu ^d	2	2	6	2	6	10	1										
Zn ^d	2	2	6	2	6	10	2										
Ga	2	2	6	2	6	10	2	1									
Ge	2	2	6	2	6	10	2	2									
As	2	2	6	2	6	10	2	3									
Se	2	2	6	2	6	10	2	4									
Br	2	2	6	2	6	10	2	5									
Kr ^d	2	2	6	2	6	10	2	6									
Rb	2	2	6	2	6	10	2	6			1						
Sr	2	2	6	2	6	10	2	6			2						
Y	2	2	6	2	6	10	2	6	1		2						
Zr	2	2	6	2	6	10	2	6	2		2						
Nb	2	2	6	2	6	10	2	6	4		1						
Mo	2	2	6	2	6	10	2	6	5		1						
Tc	2	2	6	2	6	10	2	6	5		2						
Ru	2	2	6	2	6	10	2	6	7		1						
Rh	2	2	6	2	6	10	2	6	8		1						

8. Magnetické vlastnosti látek

Pd	2	2	6	2	6	10	2	6	10								
Ag	2	2	6	2	6	10	2	6	10		1						
Cd	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2						
In	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	1					
Sn	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	2					
Sb	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	3					
Te	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	4					
J	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	5					
Xe ^d	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6					

d) Magnetický moment mnohoelektronového atomu

Elektrony složitějších atomů jsou rozděleny do sfér K,L,M,N,O,P,Q podle stoupající hodnoty hlavního kvantového čísla, $n = 1, 2, \dots, 7$ a uvnitř každé sféry do orbitalů s, p, d, f podle stoupající hodnoty vedlejšího kvantového čísla $l = 0, 1, 2, \dots$. V každém orbitalu je nejvýše $2(2l + 1)$ elektronů, v každé sféře, určené hlavním kvantovým číslem n , maximálně $2n^2$ elektronů. Výsledný magnetický moment složitějších atomů je vektorovým součtem orbitálních a spinových momentů. Každý elektron má vlastní celkový mechanický moment $\vec{J}_i = \vec{m}_{orb,i} + \vec{m}_{si}$ a tyto momenty tvoří výsledný mechanický moment atomu $\vec{J} = \sum \vec{J}_i$.

Výsledný magnetický moment atomu $M = \sqrt{J(J+1)} m_B g$, $J = L \pm S$,

J je výsledné kvantové číslo atomu,

L, S jsou výsledná orbitální, resp. spinová čísla atomu,

g je Landého faktor.

Magnetické momenty spinové i orbitální mohou být částečně nebo úplně vykompenzovány. Mohou nastat tři případy:

(i) Jsou-li úplně vykompenzovány orbitální momenty, je výsledný moment atomu určen pouze spinovými momenty elektronů. Tento stav charakterizuje *feromagnetismus*.

(ii) Jsou-li úplně vykompenzovány spinové i orbitální momenty, je výsledný moment atomu roven nule a takové atomy vykazují *diamagnetismus*.

(iii) Je-li vykompenzována jen část momentů či spinové momenty úplně, jedná se o *paramagnetismus*. V souladu s předloženým výkladem existuje výsledný magnetický moment pouze u atomů prvků s lichým atomovým číslem. Ve stabilním stavu, při plně obsazených drahách uvnitř elektronového obalu, je na vnějším orbitu vždy jeden elektron s nevykompenzovaným drahovým a spinovým momentem. U prvků se sudým atomovým číslem mají atomy magnetický moment nulový, protože všechny orbity v elektronovém obalu jsou obsazeny páry elektronů, jejichž drahové a spinové magnetické momenty jsou vzájemně vykompenzovány. Výjimkou

jsou prvky s neúplně obsazenými vnitřními hladinami elektronového obalu, tab.8.1. Skupina železa (neúplný orbit 3d), paladia (orbit 4d), lanthanoidy (orbit 4f), platiny (orbit 5d), aktinoidů (orbit 5f).

Např. atom železa má obsazení elektronových hladin $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^6 4s^2$, v orbitu 3d je jedna dráha obsazena dvěma elektrony a na zbývajících čtyřech drahách je po jednom elektronu.

8.4 Diamagnetické látky

Jev diamagnetismu je výsledkem indukčního působení vnějšího magnetického pole na pohybující se elektrony v základních částicích látky (atomech, iontech). V důsledku toho vzniká v každém atomu dodatkový magnetický moment, který je orientovaný proti směru působícího magnetického pole.

Diamagnetismus je vlastní všem atomům, iontům i molekulám ve všech skupenstvích látek. Je to však relativně slabý jev a většinou je překrytý silnějšími jevy (paramagnetismem nebo feromagnetismem).

V čisté podobě je možné jev diamagnetismu pozorovat u látek sestávajících z atomů s výsledným nulovým magnetickým momentem (diamagnetické atomy). Jsou to např. inertní plyny (He, Ne, Ar, Kr, Xe), ionty tvořící mřížku některých kovů (Zn, Cu, Hg, Bi), sloučeniny jejichž stavebními částicemi jsou ionty podobné atomům inertních plynů (Li^+ , Be^{2+} , Al^{3+} , O^{2-} , ...).

Působením magnetického pole o intenzitě H na elektron pohybující se na orbitu v atomu, se změní frekvence jeho oběhu, což se projeví jako přídatný magnetický moment $M = \frac{-\mu_0 e^2 r^2 H}{4m}$ mířící proti orientaci magnetického pole.

Diamagnetická susceptibilita objemové jednotky atomů:

$$\chi_{dia} = \frac{\mu_0 e^2 Z n \langle r^2 \rangle}{6m},$$

kde Z je atomové číslo, n koncentrace atomů,

$\langle r^2 \rangle$ je střední hodnota čtverce orbitálního poloměru,

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\sum r_i^2}{Z}.$$

Hodnoty susceptibility pro vybrané atomy jsou v tab. 8.2:

Tab.8.2: Hodnoty susceptibility diamagnetických látek.

Látka	χ_{dia}	Látka	χ_{dia}
N_2	$-5.0 \cdot 10^{-9}$	Ga	$-2.3 \cdot 10^{-5}$
Si	$-4.2 \cdot 10^{-6}$	Hg	$-2.9 \cdot 10^{-5}$
Cu	$-9.5 \cdot 10^{-6}$	Bi	$-1.6 \cdot 10^{-4}$

8. Magnetické vlastnosti látek

Protože diamagnetismus je podmíněný procesy, které souvisejí s vnitřním pohybem elektronů v elektronovém obalu atomů, není prakticky závislý na teplotě.

8.5 Paramagnetické látky

S jevem paramagnetismu se setkáváme u látek, které jsou tvořeny atomy nebo ionty s permanentními magnetickými momenty, jejichž vzájemné působení je velmi malé.

Tato podmínka je dobře splněna u zředěných plynů, do jisté míry ve zředěných roztocích paramagnetických iontů a u krystalů, ve kterých jsou magnetické ionty oddělené od sebe diamagnetickými atomy.

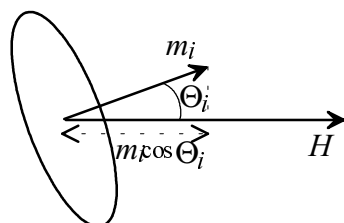
Atomy nebo ionty konají v paramagnetické látce molekulový pohyb a energie tohoto pohybu je řádu $k_B T$, kde k_B je Boltzmannova konstanta, T je absolutní teplota. V důsledku tohoto pohybu vládne v prostorovém rozložení magnetických momentů atomů úplný nepořádek. Když takovou látku vložíme do vnějšího magnetického pole s intenzitou H , působí pole uspořádacím účinkem na jednotlivé momenty atomů (podobně jako elektrické pole na elektrické dipóly).

Předpokládejme, že v jednotkovém objemu magnetika je n atomů, každý má magnetický moment m . Úhel, který svírá magnetický moment i -tého atomu se směrem magnetického pole označme Θ_i , obr.8.7.

Celková magnetizace látky:

$$M = \sum m \cos \Theta_i = nm \langle \cos \Theta \rangle.$$

Výraz $\langle \cos \Theta \rangle$ představuje střední hodnotu ze všech do úvahy přicházejících orientací úhlů Θ_i .



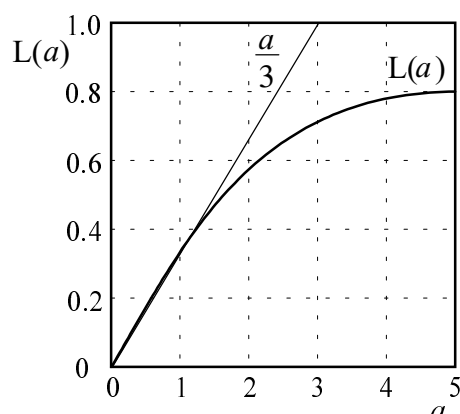
Obr.8.7: Orientace magnetického momentu atomu vzhledem k vnějšímu magnetickému poli.

Výpočet hodnoty $\langle \cos \Theta \rangle$ provedl poprvé P. Langevin s uvážením, že proti orientačnímu procesu vyvolávanému vnějším magnetickým polem působí tepelný pohyb atomů charakterizovaný tepelnou energií $k_B T$. Odvodil, že magnetizace látky při teplotě T je

Z.Janáček, P.Ponížil: Úvod do fyziky pevných látek

$$M = nm \left(\cot gh a - \frac{1}{a} \right) = nmL(a) ,$$

kde $L(a)$ je tzv. Langevinova funkce argumentu $a = \frac{mH}{k_B T}$. Její průběh je na obr. 8.8 .



Obr.8.8: Langevinova funkce.

S rostoucím polem H nebo s klesající teplotou se orientace magnetických momentů zvětšuje. Tím také roste magnetizace látky. Při běžných magnetických polích je splněna podmínka $mH \ll k_B T$. Langevinova funkce se dá rozvést do řady ($a \ll 1$):

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

a magnetizace $M \approx \frac{nm^2 H}{3k_B T}$.

Paramagnetická susceptibilita

$$\chi_{para} = \frac{M}{\mu_0 H} = \frac{nm^2}{3\mu_0 k_B T} = \frac{C}{T} ,$$

kde C je Curieova konstanta $C = \frac{nm^2}{3\mu_0 k_B T}$ a vztah $\chi_{para} = \frac{C}{T}$ vyjadřuje Curieův zákon, který byl empiricky nalezen P. Curie ještě před Langevinem.

Kdybychom chtěli dosáhnout úplné orientace, $L(a) \rightarrow 1$ pro $a \gg 1$, zjistíme po dosazení do vztahu za a , že potřebné pole by muselo mít intenzitu $H \gg \frac{k_B T}{m} \approx 10^9 \text{ Am}^{-1}$. Taková pole jsou v praxi zatím nedostupná.

Kvantová teorie paramagnetismu poskytuje stejný tvar teplotní závislosti paramagnetické susceptibility na teplotě - Curieův zákon, s tím rozdílem, že Curieova konstanta C závisí na celkovém kvantovém čísle J atomu $C = \frac{nmJ(J+1)g}{3\mu_0 k_B T}$, kde g je Landého faktor spektroskopického rozštěpení.

8. Magnetické vlastnosti látek

Hodnoty χ_{para} pro některé látky jsou v tab. 8.3:

Tab.8.3: Hodnoty susceptibility paramagnetických látek.

Látka	χ_{para}	Látka	χ_{para}
Pt	$2.9 \cdot 10^{-4}$	Li	$2.1 \cdot 10^{-5}$
Cr	$2.7 \cdot 10^{-4}$	Ca	$1.9 \cdot 10^{-5}$
Nb	$2.6 \cdot 10^{-4}$	Na	$9.1 \cdot 10^{-6}$
Al	$2.2 \cdot 10^{-5}$		

8.6 Feromagnetické látky

Některé látky mají magnetické vlastnosti, které se liší od diamagnetických a paramagnetických tím, že existuje interakce mezi magnetickými momenty atomů v krystalu vedoucí k uspořádanému stavu v doménách. Uspořádání do domén se děje pod jistou teplotou T_c . Pro feromagnetika platí, že v nulovém vnějším magnetickém poli je M různé od nuly, dále je charakteristické, že:

- (i) magnetizace není lineární funkcí H , proto také susceptibilita χ_{fero} a permeabilita jsou funkcemi pole,
- (ii) u feromagnetik lze snadno dosáhnout stavu nasycené magnetizace,
- (iii) nad Curieovou teplotou T_c je látka paramagnetická,
- (iv) magnetický stav závisí na předchozí historii látky (hystereze).

Na vysvětlení feromagnetických vlastností vypracoval P. Weiss (1907) fenomenologickou teorii, která vychází ze dvou předpokladů:

- a) Pod Curieovou teplotou se tvoří magnetické domény; každé doméně je přiřazen vektor spontánní magnetizace \vec{M}_s .
- b) Zavede se Weissovo molekulární pole \vec{H}_w , které se přičítá k intenzitě vnějšího pole \vec{H} , takže při malých hodnotách \vec{H} se domény orientují do směru pole \vec{H} .

Weissovo pole je dáno vztahem $\vec{H}_w = k_w \vec{M}_s$, kde k_w je Weissova konstanta.

Celkové pole v magnetické doméně je $\vec{H}_c = \vec{H} + \vec{H}_w$, přičemž vždy platí, že $H \ll H_w$. Vnější pole proto prakticky nezmění spontánní magnetizaci \vec{M} .

Vliv teploty na magnetizaci feromagnetických látek lze popsat rovněž Langevinovou funkcí jako u paramagnetik, pouze s tím rozdílem, že argument $a = \frac{m(H+H_w)}{k_B T}$.

Z. Janáček, P. Ponížil: Úvod do fyziky pevných látek

Nad Curieovou teplotou Weissovo pole zmizí a látka je pro $T > T_c$ paramagnetická.

Susceptibilita je popsána Curieovým-Weissovým zákonem: $\chi = \frac{C}{T-T_c}$,

kde $T_c \mu_0 k_B C$.

Kvantově mechanický rozbor problému ukázal, že spontánní magnetizace vznikne tehdy, jsou-li spiny spolu interagujících elektronů orientovány souhlasně.

Feromagnetikem může být látka tehdy, je-li poměr mřížkové konstanty a a poloměru poslední obsazené elektronové dráhy r větší než $3, \left(\frac{a}{r}\right) > 3$.

Pro některé prvky jsou hodnoty $\frac{a}{r}$ v tab. 8.5:

Tab. 8.4: Hodnoty poměru $\frac{a}{r}$ pro některé atomy.

prvek	a/r	vlastnosti
Fe	3,26	feromagnetické
Co	3,64	"
Ni	3,94	"
Cr	2,6	paramagnetické
Mn	2,9	"

Z tabulky je vidět, že Cr a Mn jsou sice paramagnetické, ale jsou blízko k hodnotě $\frac{a}{r} = 3$. Zvětšením mřížkové konstanty, např. zabudováním Mn do mřížky slitiny, lze skutečně docílit silně feromagnetických vlastností, jako např. u látek MnSb, MnBi, Mn-Cu-Al.

Magnetické domény

Kolektivní uspořádání magnetických momentů atomů ve feromagnetických látkách vede k vytvoření domén, tj. makroskopických oblastí v objemu, kde vektor magnetizace má stejnou hodnotu, směr i smysl. Lineární rozměr spontánně magnetovaných oblastí bývá $10^{-5} - 10^{-3}$ m, obr.8.10. Rozhraní mezi dvěma doménami se nazývá Blochova stěna a má tloušťku asi 300 mřížkových konstant. Zde dochází k postupnému otáčení vektoru magnetizace o 180 stupňů.

Magnetické domény a Blochovy stěny se uspořádají tak, aby celková magnetická energie byla minimální.

Krystalová anizotropie

Magnetické látky, zejména monokrystaly, vykazují směrový charakter magnetických vlastností. Závislost magnetizace na směru magnetování je

8. Magnetické vlastnosti látek

způsobena magnetickou krystalovou anizotropií. Vedle toho existuje anizotropie elastická, která se projevuje změnou objemu (délky) při magnetizaci a obráceně.

Elastická anizotropie se projevuje magnetostrikčním jevem - je to objemová změna feromagnetika při působení vnějšího magnetického pole. Některé látky se prodlužují, magnetostrikce je kladná, jiné se zkracují, magnetostrikce je záporná. Hodnotí se koeficient magnetostrikce $\lambda = \frac{\delta l}{l}$, který je řádu 10^{-6} - 10^{-5} . Tohoto jevu se využívá ke konstrukci ultrazvukových generátorů velkého výkonu, ale jen nižších kmitočtů, kolem 30 kHz.

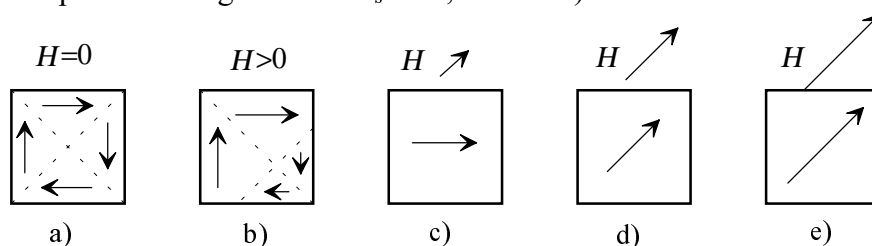
Technická magnetizační křivka:

Jestliže se feromagnetikum nachází při teplotě $T < T_c$ bez vnějšího magnetického pole v takovém stavu, že součet magnetických momentů všech domén je roven nule, mluví se o počátečním nebo panenském stavu.

K takovému stavu lze dospět dvojím způsobem:

- Zahřátím feromagnetika nad Curieovu teplotu s následujícím pomalým ochlazením bez vnějšího pole.
- Odmagnetováním feromagnetika v doznívajícím vnějším střídavém magnetickém poli.

Nachází-li se feromagnetická látka v počátečním stavu, jsou domény sice spontánně zmagnetovány, avšak uspořádány tak, že jejich výsledný vektor spontánní magnetizace $M_s = 0$, obr. 8.9a).



Obr.8.9: Postupné přeorientování domén při působení vnějšího magnetického pole

Necháme-li nyní působit vnější magnetické pole, jehož intenzitu postupně zvětšíme, budou domény, výhodněji orientované vzhledem ke směru a smyslu vnějšího pole, zvětšovat svůj objem na úkor domén orientovaných nevýhodně obr. 8.9b). Při dalším zvyšování intenzity vnějšího magnetického pole bude celý proces pokračovat tak, až zůstane jediná doména. Další zvýšení intenzity vnějšího magnetického pole natáčí vektor

magnetizace do směru vnějšího pole - dosáhne se nasycení magnetizace, obr.8.9e). Další zvýšení intenzity vnějšího pole již nemění vektor spontánní magnetizace, nastane pouze malé zvýšení v důsledku paramagnetického jevu.

Jestliže se po dosažení nasycení magnetizace intenzita vnějšího magnetického pole sníží zase k nule, zbývá při $H = 0$ tzv. remanentní magnetismus B_r , a je třeba určité záporné hodnoty vnějšího magnetického pole H_c , tzv. koercitivní síly, aby se dosáhlo nemagnetického stavu, který ale není totožný s počátečním stavem. Cyklická změna H vytvoří tzv. hysterezní smyčku $B = f(H)$, $M = f(H)$.

Feromagnetický materiál s vysokou hodnotou remanentní magnetizace B_r a koercitivní síly H_c se používá pro permanentní magnety.

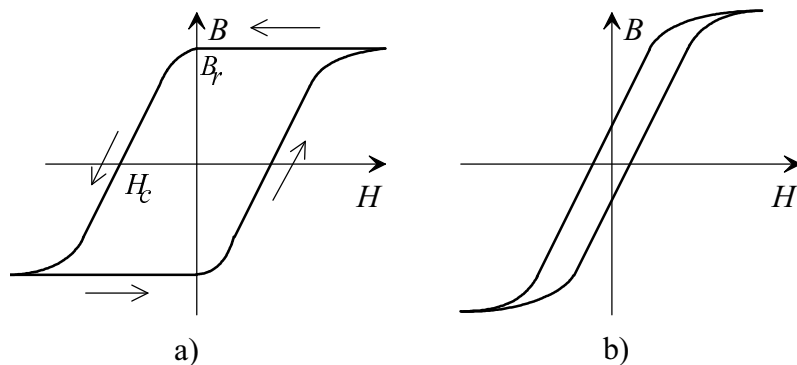
Součin $B_r H_c$ se označuje jako energetický součin a souvisí s energií, která je zapotřebí na přemagnetování (jeden celý cyklus) objemové jednotky látky.

Při střídavém magnetickém poli, nachází-li se feromagnetikum např. jako magnetické jádro v cívce protékané střídavým proudem, představuje tato energie ztráty přemagnetováním, které se projevují zahříváním.

Tohoto jevu se dá využít pro vysokofrekvenční zahřívání, kalení, svařování a tavení feromagnetických materiálů.

Na druhé straně se pro transformátorová jádra, plechy rotorů elektromotorů a generátorů střídavého napětí musí vybírat takové feromagnetické materiály, které se vyznačují štíhlou hysterezní smyčkou (H_c malé), aby ztráty byly nízké.

Hysterezní křivky magneticky tvrdého a magneticky měkkého materiálu jsou na obr. 8.10.



Obr.8.10:Hysterezní smyčka feromagnetických látek a) magneticky tvrdý materiál vhodný pro permanentní magnety, b) magneticky měkký materiál vhodný pro použití ve střídavých magnetických polích.

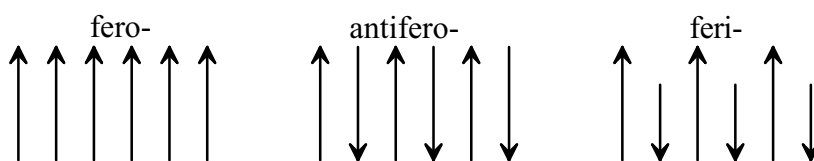
8. Magnetické vlastnosti látek

Pro permanentní magnety se používají slitiny AlNiCo. Velmi vysokých hodnot energetického součinu se dá dosáhnout u speciálních sloučenin na bázi vzácných zemin a kobaltu RCo_5 , R_2Co_{17} . Nejlepší známý permanentní magnet je sloučenina NdFeB vyráběná průmyslově metodou kovových skel.

Pro použití ve střídavých polích se používají magneticky měkké slitiny na bázi niklu (permalloy, supermalloy), které mají nejen štíhlé hysterezní smyčky (velmi malé magnetické ztráty), ale také vysokou permeabilitu.

8.7 Ferimagnetické a antiferomagnetické látky

U některých látek dochází k antiparalelní orientaci spinových momentů. Na rozdíl od paralelního uspořádání spinových momentů u feromagnetických látek se takový stav nazývá *antiferomagnetismus*, obr.8.11.



Obr.8.11: Uspořádání spinových momentů. a) paralelní u feromagnetismu, b) antiparalelní u antiferomagnetismu, c) nevykompenzované antiparalelní u ferimagnetismu

Podle Neélový teorie se antiferomagnetická látka skládá ze dvou podmřížek, kde při teplotách pod Neélovu teplotu T_N jsou magnetické momenty obou podmřížek stejné a antiparalelní, takže se vzájemně ruší. Celý krystal má nulový magnetický moment, tj. neexistuje permanentní magnetizace. Susceptibilita antiferomagnetik $\chi > 0$ a dosahuje hodnot 10^{-5} - 10^{-3} proto se antiferomagnetika často považují za zvláštní případ paramagnetik.

Ferimagnetismus se někdy nazývá nevykompenzovaný antiferomagnetismus. Ferimagnetická látka je tvořena dvěma podmřížkami s různými magnetickými momenty, které se nekompenzují, takže látka se vyznačuje spontánní magnetizací ($M = M_A - M_B$). Nejznámější z látek, ve kterých je možné pozorovat tento typ magnetické struktury jsou ferity - odtud název ferimagnetismus (Néel).

Ferimagnetika se v mnoha ohledech chovají jako feromagnetika. Společně je zařazujeme do skupiny silně magnetických látek, na rozdíl od

slabě magnetických látek vykazujících diamagnetismus, paramagnetismus nebo antiferomagnetismus.

Ferimagnetika mají velký technický význam, což souvisí zejména s tím, že jejich měrný odpor je vysoký (o několik řádů vyšší než u kovových feromagnetik).

Tzv. pravoúhlé ferity, tj. materiály, které se vyznačují pravoúhlou hysterezní smyčkou, se používají ve tvaru malých toroidních jader jako magnetické paměťové prvky.

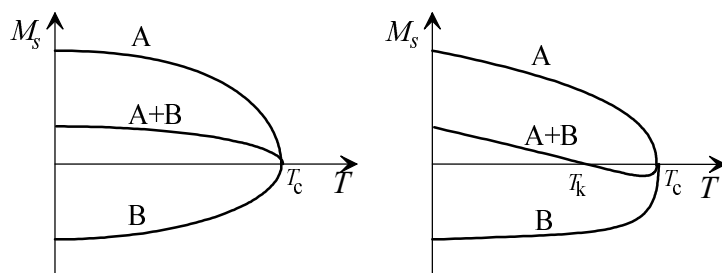
Vedle měkkých feritů existují též magneticky tvrdé ferity, které se hodí pro aplikaci jako permanentní magnety. Mají složení $\text{BaO} \cdot 6(\text{Fe}_2\text{O}_3)$, Ba se někdy nahrazuje Sr, Pb. Vyrábějí se metodou práškové metalurgie.

Feritů je celá řada, nejběžnější jsou ferity

- se spinelovou strukturou (spinel $\text{MgO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$ - viz Keramické materiály) typu $\text{MeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, kde Me je některý z dvojmocných kovových iontů, např. Mg^{2+} , Mn^{2+} , Fe^{2+} , Co^{2+} ,
- s granátovou strukturou typu $x \text{Me}_2\text{O}_3 \cdot y \text{Fe}_2\text{O}_3$, Me je prvek ze skupiny vzácných zemin,
- magnetoplumbitové struktury $\text{MeO} \cdot n \text{Fe}_2\text{O}_3$ (nej důležitější prakticky je ferit barnatý).

Fenomenologickou teorii ferimagnetismu vypracoval v roce 1948 L. Néel. Z ní vyplývá, že vznik ferimagnetismu je podmíněn přítomností iontů s nenulovým magnetickým momentem v obou podmřížkách. Není-li podmínka splněna, chová se ferit ($\text{ZnO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$) jako paramagnetikum v celém rozsahu teplot.

Néelova teorie vysvětlila zcela uspokojivě experimentálně pozorovaný průběh teplotní závislosti spontánní magnetizace. Na obr.8.12 jsou dva typické příklady této závislosti.



Obr.8.12: Magnetizace podmřížek a výsledná magnetizace.

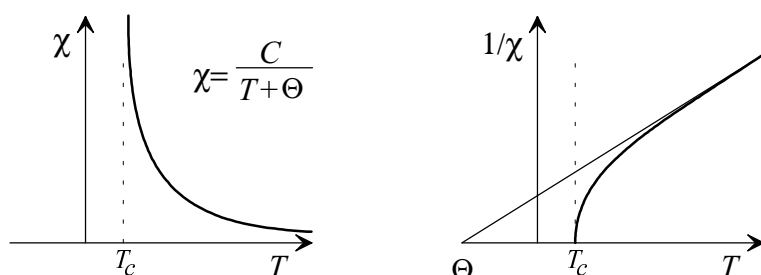
8. Magnetické vlastnosti látek

V případě a) je magnetizace podmřížky A vždy větší než magnetizace podmřížky B. Průběh výsledné magnetizace je analogický jako u kovových feromagnetik.

V případě b) je v intervalu teplot 0 až T_K magnetizace podmřížky A větší než podmřížky B, v intervalu teplot T_K až T_C je tomu naopak. Při teplotě T_K jsou magnetizace vykompenzované, látka se chová jako antiferomagnetikum.

Teplotní závislost magnetické susceptibility feritů nad Curieovou teplotou se neřídí ani Curieovým ani Curie-Weissovým zákonem. Je to složitější závislost. Z Néelovy teorie vyplývá pro tuto závislost hyperbolický zákon.

Na obr. 8.13 jsou pro srovnání nakresleny teplotní závislosti susceptibility feromagnetických materiálů.



Obr. 8.13: Teplotní závislost susceptibility a její převrácené hodnoty pro ferity.

Přehledné tabulky některých fero-, feri- a antiferomagnetických materiálů jsou v tab. 8.5 - 8.7.

Tab.8.5: Feromagnetika

Materiál	T_c (K)	M_0 (T)
Fe	1 043	0,1752
Co	1 388	0,1446
Ni	627	0,0510
Gd	293	0,1980
Dy	85	0,3000
CrBr ₃	37	0,0270
Au ₂ MnAl	200	0,0323
Cu ₂ MnAl	630	0,0726
Cu ₂ MnIn	500	0,0613
EuO	77	0,1910

Z.Janáček, P.Ponižil: Úvod do fyziky pevných látek

EuS	16,5	0,1184
MnAs	318	0,0870
MnBi	670	0,0675
GdCl ₃	2,2	0,0550

Tab.8.6: Antiferomagnetika

Material	T _c (K)	Material	T _c (K)
MnO	122	KCoF ₃	125
FeO	198	MnF ₂	67,34
CoO	291	FeF ₂	78,4
NiO	600	CoF ₂	37,7
RbMnF ₃	54,5	MnCl ₂	2
KFeF ₃	115	VS	1 040
KMnF ₃	88,3	Cr	311

Tab.8.7: Ferimagnetika

Material	T _c (K)	M ₀ (T)
Fe ₃ O ₄ (magnetit)	858	0,0510
CoFe ₂ O ₄	793	0,0475
NiFe ₂ O ₄	858	0,0300
CuFe ₂ O ₄	728	0,0160
MnFe ₂ O ₄	573	0,0560
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂ (YIG)	560	0,0195

8.8 Složitější magnetické struktury.

Kromě pěti základních typů magnetického chování bylo nalezeno ještě dalších devět typů, které se objevují zejména u amorfních pevných látek, ve

8. Magnetické vlastnosti látek

kterých žádné dvě atomové polohy nejsou ekvivalentní, a u neuspořádaných pevných látek, ve kterých jsou polohy v pravidelné krystalové mřížce nepravidelně obsazeny různými ionty.

Podrobný přehled viz např. čas. Čs. Fyz. A 34 (1984), 337-363.

MY SI MYSLÍME, NOÉ,
ŽE BUDOUCNOST MÁ
STUDIUM VLASTNOSTÍ KAPALIN

