

# Proprietățile magnetice ale solidelor

### 12.1 Magnetismul substanțelor

Un **magnet** este un material sau un obiect care produce un câmp magnetic. Acest câmp îi conferă magnetului proprietăți particulare cum ar fi exercitarea unei forțe de atracție asupra materialelor feromagnetice (fig.12.1).



Fig.12.1 Magnet în formă de U care atrage o plăcuță metalică

(<https://en.wikipedia.org/wiki/Diamagnetism>).

Fenomenul magnetismului este cunoscut încă din antichitate. Astfel, grecii antici au descoperit aproape de orașul Magnezia din Asia Mică o rocă care avea proprietatea de a atrage bucățile de fier. Această rocă era formată dintr-un minereu numit magnetită.

Magnetismul substanțelor își are originea în magnetismul atomilor care o compun. El constă în faptul că, în prezența unui câmp magnetic, în interiorul substanțelor apare un câmp magnetic suplimentar datorită inducerii unor momente magnetice atomice sau alinierii momentelor magnetice atomice existente în substanță.

Momentele magnetice ce există la nivelul atomilor pot avea, în principal, trei surse:

1. spinul electronilor,
2. momentul cinetic orbital al mișcării electronilor în jurul nucleului
3. modificarea momentului cinetic orbital al electronului sub influența unui câmp magnetic.

Pentru a înțelege aceasta să ne reamintim faptul că orice particula încărcată cu sarcină electrică și aflată în mișcare de rotație este echivalenta unei bucle de curent, deci ea va genera un dipol magnetic (paragraful 12.2). Figura 12.2 prezintă dipolul magnetic al electronului

produs de mișcarea sa de spin (se remarcă faptul că sensul rotației de spin determină sensul dipolului magnetic (al momentului magnetic)).

Atomii cu pături electronice complete au momente de spin și, respectiv, momente orbitale nule deoarece acestea se compensează pentru perechile de electroni de pe același orbital. Din această cauză, momentele magnetice permanente apar numai la atomii cu pături electronice incomplete. Momentele magnetice atomice se datorează în principal electronilor, dar menționăm că există și o contribuție a nucleelor datorată spinului nuclear.

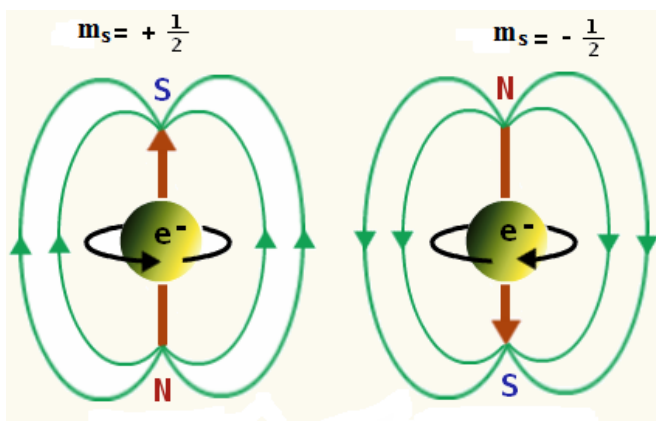


Fig.12.2 Dipolul magnetic al electronului produs de mișcarea sa de spin ( $m_s$  este numărul cuantic de spin) (<https://www.bing.com/images/search?q=Diamagnetism+Orbital+Diagram&FORM=IRMHRS>)

Așa cum s-a arătat, magnetismul substanțelor este legat de structura intrinsecă a materiei. Astfel, el se datorează faptului că particulele constitutive ale atomului care sunt încărcate electric prezintă momente magnetice datorită mișcării lor pe traiectorii închise. Spre exemplu, un electron în mișcare pe orbita sa este echivalent unui curent electric printr-o spirală și i se asociază un moment magnetic numit **moment magnetic orbital al electronului**,  $\vec{\mu}$ .

Intensitatea curentului electric echivalent mișcării electronului pe o orbită circulară este

$$i = \frac{qv}{2\pi r} \quad (12.1)$$

unde  $v$  = viteza electronului,  $e$  = sarcina electrica a electronului, iar  $r$  = raza orbitei. Momentul magnetic asociat acestui curent electric circular este

$$\mu = i \cdot S = \frac{1}{2} qvr \quad (12.2)$$

unde  $S = \pi r^2$  este suprafața orbitei circulare. Dacă momentul cinetic orbital este  $l = m_0 v r$ , momentul magnetic devine

$$\mu = \frac{ql}{2m_0} \quad (12.3)$$

sau vectorial

$$\vec{\mu} = -\frac{q\vec{l}}{2m_0} \quad (12.4)$$

unde  $\vec{\mu}$  reprezintă momentul magnetic orbital al electronului.

Deoarece momentul cinetic orbital  $\vec{l}$  este cuantificat luând valori discrete care sunt multipli întregi de  $\hbar/2 = h/2\pi$ , momentul magnetic orbital este și el cuantificat. Cea mai mică valoare pe care o poate lua momentul magnetic orbital este

$$\mu = -\frac{qh}{4\pi m_0} \quad (12.5)$$

numită **magneton Bohr-Procopiu**.

Analog mișcării orbitale, mișcarea de spin a electronului produce un moment magnetic numit **moment magnetic de spin al electronului**, iar mișcarea nucleului atomului produce un **moment magnetic nuclear**. Momentul magnetic atomic  $\mu_{at}$  este constituit din suma vectorială a tuturor momentelor magnetice ale particulelor componente ale atomului, nucleul și electronii. Deoarece momentele magnetice nucleare sunt foarte mici în raport cu cele electronice (nucleul având o masă mult mai mare decât electronul), momentul magnetic al unui atom este determinat în primul rând de electronii săi.

Momentul magnetic de spin al electronilor (relația 12.4) se mai poate scrie

$$\mu_s = 2m_s\beta \quad (12.6)$$

unde  $\beta = e\hbar/2m = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$  este magnetonul Bohr-Procopiu, iar  $m_s = \pm 1/2$  este *numărul cuantic de spin*. Momentul magnetic orbital al electronului este dat de expresia

$$\mu_l = m_l\beta \quad (12.7)$$

unde  $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  este *numărul cuantic magnetic orbital*. Existența acestor momente magnetice la nivelul atomilor (aflate în interacțiune între ele) și interacțiunea lor cu câmpuri magnetice exterioare determină magnetizarea substanțelor.

Magnetizarea substanțelor poate fi:

- **spontană**, atunci când ea apare în absența câmpului magnetic (specifică substanțelor ce conțin momente magnetice atomice care interacționează puternic între ele)

- **indusă**, atunci când ea se produce în prezența câmpului magnetic (specifică substanțelor ce conțin momente magnetice care interacționează slab între ele).

Magnetizarea unui substanței este produsă de dipolii săi magnetici atomici. Figura 12.3 prezintă un obiect cu sistemul său de dipoli magnetici atomici,  $\vec{\mu}_i$ . Pentru a caracteriza intensitatea magnetizării suferite de acest obiect se utilizează noțiunea de **magnetizație** sau **intensitate de magnetizare**, definită ca suma vectorială a momentelor magnetice atomice/ moleculare corespunzătoare unității de volum din substanța considerate

$$\vec{M} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta \sum_i \vec{\mu}_i}{\Delta V} = \frac{d \sum_i \vec{\mu}_i}{dV} \quad (12.8)$$

unde  $\vec{\mu}_i$  reprezintă momentele magnetice atomice.

Magnetizația se măsoară în A/m ca și intensitatea câmpului magnetic (H).

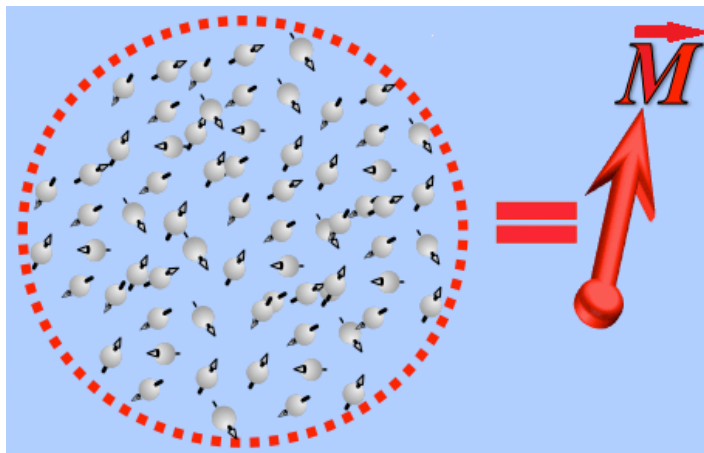


Fig.12.3 Magnetizația unui obiect ca rezultat al compunerii vectoriale a momentelor sale magnetice atomice  
(<https://www.bing.com/images/search?q=Magnetizatie&qs=n&form=QBIRMH&pq=magnetizatie&sc=8-12&sp=-1&sk=>).

Mult utilizată este și noțiunea de **magnetizație specifică**, definită ca momentul magnetic al unității de masă

$$\vec{M}_s = \frac{\sum_i \vec{\mu}_i}{m} = \frac{\sum_i \vec{\mu}_i}{\rho V} = \frac{\vec{M}}{\rho} \quad (12.9)$$

unde  $\rho$  reprezintă densitatea substanței.

Studiile experimentale au arătat că magnetizația unei substanțe depinde de câmpul magnetic extern aplicat acesteia, conform relației

$$\vec{M} = \chi \cdot \vec{H} \quad (12.10)$$

unde  $\chi$  este **susceptibilitatea magnetică** a substanței respective. Observăm că  $\chi$  este o mărime adimensională. Adeseori este utilizată noțiunea de **susceptibilitate magnetică molară**, care se referă la susceptibilitatea magnetică a unui mol de substanță ( $\chi_{\text{mol}}$ ), sau cea de **susceptibilitate magnetică specifică** ( $\chi_s$ ) care se referă la o masă de substanță egală cu unitatea. Între aceste mărimi există relațiile:

$$\chi_s = \frac{M_s}{H} = \frac{\rho M_s}{H} = \frac{M}{\rho H} = \frac{\chi}{\rho} \quad (12.11)$$

iar

$$\chi_{\text{mol}} = A \cdot \chi_s = A \cdot \frac{\chi}{\rho} \quad (12.12)$$

unde  $A$  = masa molară a substanței.

Într-un mediu dat, câmpul magnetic este caracterizat cu ajutorul **inducției magnetice**  $\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$ , unde  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{H/m}$  reprezintă permeabilitatea magnetică a vidului,  $\mu$  = permeabilitatea absolută și  $\mu_r$  = permeabilitatea relativă a substanței considerate. Inducția magnetică într-un corp este dată de suma inducției câmpului magnetic în vid  $B_0$ , respectiv a inducției magnetice induse în corpul magnetizat  $B_i$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_i \quad (12.13)$$

Dacă ținem cont că  $\vec{B}_i = \chi \vec{B}_0$  și  $\vec{B} = \mu_r \vec{B}_0$ , relația (12.13) devine

$$\mu_r \vec{B}_0 = \vec{B}_c + \vec{B}_0 \quad (12.14)$$

de unde rezultă

$$\mu_r = 1 + \chi \quad (12.15)$$

Figura 12.4 prezintă dependența  $M = M(H)$ , numită **curbă de primă magnetizare**. Pentru materialele diamagnetice și paramagnetice curbele de magnetizare au un aspect liniar și univoc (fig.12.4, curba 1, respectiv 2), în timp ce pentru materialele feromagnetice curba de magnetizare sugerează o comportare mai complexă (fig.12.4, curba 3). Substanțele feromagnetice prezintă o magnetizare spontană datorată unei ordonări spontane a momentelor magnetice atomice și o susceptibilitate magnetică ce depinde de câmpul magnetic. În consecință, pentru substanțele feromagnetice atât magnetizarea cât și inducția magnetică vor depinde de intensitatea câmpului magnetic.

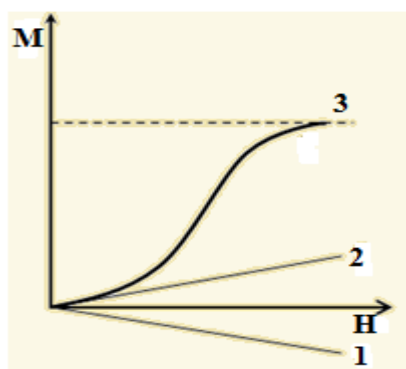


Fig.12.4 Curbele de magnetizare pentru materialele diamagnetice (1), paramagnetice (2) și feromagnetice (3).

Analiza figurii 12.4 arată că  $M$  crește odată cu creșterea lui  $H$  tinzând spre o valoare maximă numită **magnetizare de saturație** ( $M_{sat}$ ). Susceptibilitatea magnetică (tangenta curbei de magnetizare) depinde de  $H$ . Pentru materialele slab magnetice (cu  $\chi$  mic),

magnetizarea substanței este neglijabilă, câmpul din corpul probă fiind aproape identic cu cel din mediul în care este plasat acesta. În cazul substanțelor puternic magnetice ( $\chi \gg 1$ ), curbele de magnetizare trasate pe baza măsurărilor experimentale trebuie corectate de *efectul de demagnetizare*. Acest efect constă în apariția în interiorul probei a *câmpului de demagnetizare*, un câmp magnetic de sens contrar magnetizării inițiale a probei. Efectul de demagnetizare se datorează curenților de polarizare din corpul studiat. Câmpul de demagnetizare este și este dat de relația

$$H_d = -N_d M \quad (12.16)$$

unde  $N_d$  = factorul de demagnetizare. Ținând cont de apariția câmpului de demagnetizare, câmpul magnetic în interiorul va fi

$$H = H_0 + H_d = H_0 - N_d M \quad (12.17)$$

Înlocuind în (12.17) pe  $M$  cu (12.10) și exprimând apoi pe  $H$  se obține

$$H = \frac{H_0}{1 + \chi N_d} \quad (12.18)$$

Efectul de demagnetizare duce la micșorarea câmpului magnetic în interiorul probei. Apariția sa are ca rezultat producerea unei discontinuități a componentei normale a câmpului magnetic  $H$  la suprafața de separare dintre corpul studiat și mediul în care este plasat acesta.

## 12.2 Teoria diamagnetismului, paramagnetismului și feromagnetismului

După comportamentul lor magnetic substanțele se împart în următoarele categorii:

- a. diamagnetice ( $-1 < \chi < 0$ ),  $\chi$  mic
- b. paramagnetice ( $0 < \chi < 1$ );
- c. feromagnetice ( $\chi \gg 1$ ).

### Diamagnetismul

Substanțele diamagnetice sunt caracterizate din punct de vedere macroscopic prin faptul că la introducerea lor în câmp magnetic vor suferi o ușoară magnetizare de sens contrar câmpului. Ca urmare, obiectele diamagnetice sunt respinse de câmpul magnetic, fapt ce conduce, spre exemplu, la levitația diamagnetică. Figura 12.5 prezintă două cazuri de levitația

diamagnetică: **a.** levitația unei plăcuțe mici (~6mm) de grafit pirolitic deasupra unui aranjament de noua magneți de aur, de formă cubică (cu latura de 5mm), având polii aliniați vertical, alternativ (cu polul N în sus, respectiv în jos). <https://www.boundless.com/chemistry/textbooks/boundless-chemistry-textbook/periodic-properties-8/electron-configuration-68/diamagnetism-and-paramagnetism-320-10520/> și **b.** levitație unei broscuțe vii (diamagnetică datorită cantității mari de apă conținută de organismul ei), introdusă într-un câmp magnetic intens (~16 Tesla), generat de o bobină (experiment realizat la High Field Magnet Laboratory, Nijmegen, Olanda)( <https://en.wikipedia.org/wiki/Diamagnetism>).

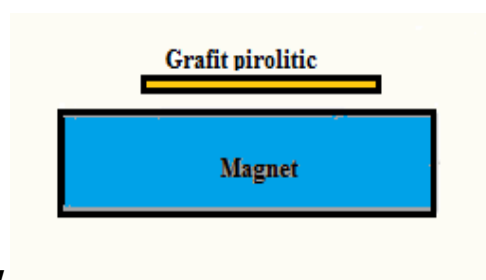
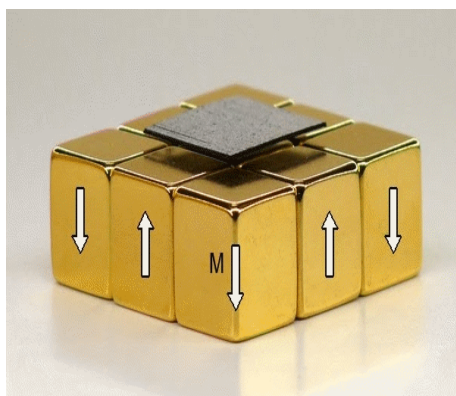


Fig.12.5 Levitația diamagnetică (<https://en.wikipedia.org/wiki/Diamagnetism>).

Comportamentul diamagnetic este specific substanțelor alcătuite din atomi cu păturile electronice complete. Deoarece perechile de electronii aflați pe același orbital au spinii orientați antiparalel, spinul lor total va fi nul. O asemenea pereche de electroni va avea momentul magnetic nul. Ca urmare, la scara întregului atom, respectiv la scara întregului obiect, momentul magnetic va fi nul.

Faptul că substanțele diamagnetice introduse în câmp magnetic suferă o ușoară magnetizare de sens contrar câmpului este o consecință a fenomenului de inducție

electromagnetică ce se produce la nivelul electronilor din atom. Astfel, conform modelului lui Larmor, sub acțiunea unui câmp magnetic exterior  $\vec{B}$ , frecvența mișcării de rotație a electronului în atom,  $\omega_0$ , este modificată, adăugându-i-se o frecvență suplimentară, numită **frecvența Larmor**,  $\omega_L$ . Apariția acesteia se datorează inducerii de către câmpul magnetic a unei mișcări de precesie a momentului magnetic electronic,  $\vec{\mu}$ , în jurul lui direcției câmpului magnetic,  $\vec{B}$  (fig.12.6).

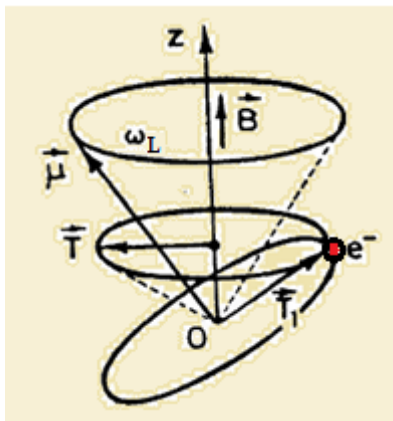


Fig.12.6 Precesia Larmor a momentului magnetic electronic.

În absența câmpului magnetic, în atom există un echilibru între forța centrifugă și cea coulombiană

$$m\omega_0^2 r = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon r^2} \quad (12.19)$$

unde  $\omega_0$  = viteza unghiulară a electronului în mișcarea sa orbitală în absența câmpului magnetic. Dacă se aplică un câmp magnetic  $B$ , perpendicular pe orbita electronului, asupra electronului se exercită o forță suplimentară de tip forță Lorentz, condiția de echilibru devenind

$$m\omega_0^2 r = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon r^2} \pm evB \quad (12.20)$$

Variația frecvenței electronului cu cantitatea  $\omega_L = \omega - \omega_0$  asigură stabilitatea electronului pe orbită, după apariția câmpului magnetic, fără ca raza orbitei electronice să se modifice. Scăzând ultimele două relații se obține

$$m\left[(\omega_0 + \omega_L)^2 - \omega_0^2\right] = \mp evB \quad (12.21)$$

Deoarece  $\omega_L \ll \omega_0$ , se pot neglija termenii de ordinul 2, ceea ce va permite obținerea expresiei pentru viteza unghiulară de precesie Larmor



$$\omega_L = \pm \frac{evB}{2m\omega_o r} = \pm \frac{eB}{2m} \quad (12.22)$$

Apariția acestei mișcări suplimentare va determina o modificare a curentului electronic orbital cu cantitatea

$$\Delta I = e v_L = e \frac{\omega_L}{2\pi} = \frac{e^2 B}{4\pi m} \quad (12.23)$$

Cunoscând  $\Delta I$ , putem să calculăm variația momentului magnetic electronic produsă prin variația  $\Delta I$  a curentului electronic orbital

$$\Delta\mu = \Delta I \cdot S = \frac{e^2 B}{4\pi m} \cdot \pi r^2 = \frac{e^2 r^2 B}{4m} \quad (12.24)$$

Precesia Larmor a  $Z$  electroni ce se mișcă pe diferite orbite ale aceluiași atom va fi echivalentă cu apariția unui moment magnetic atomic

$$\mu = -\frac{Ze^2 B}{4m} \langle r^2 \rangle \quad (12.25)$$

unde  $\langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle$  este media pătratelor distanțelor electronilor până la axa câmpului  $B$  ce trece prin nucleu. Subliniem faptul că  $\langle r^2 \rangle$  este calculat într-un sistem de referință bidimensional căci  $r$  reprezintă distanța electron-nucleu măsurată în planul orbitei atomului. Deoarece distanța pătratică medie electron-nucleu calculată într-un sistem de referință tridimensional este  $\langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle + \langle z^2 \rangle$ , rezultă relația  $\langle r^2 \rangle = \frac{2}{3} \langle r_1^2 \rangle$ . Cu aceasta, relația (12.25) devine

$$\mu = -\frac{Ze^2 B}{6m} \langle r_1^2 \rangle \quad (12.26)$$

Dacă considerăm un corp diamagnetic format din  $N$  atomi identici/ $m^3$ , magnetizația sa la introducerea în câmpul magnetic  $B$  va fi

$$M = \mu N = -\frac{NZe^2 B}{6m} \langle r_1^2 \rangle \quad (12.27)$$

iar susceptibilitatea magnetică va fi

$$\chi = \frac{M}{H} = -\frac{\mu_0 NZe^2}{6m} \langle r_1^2 \rangle \quad (12.28)$$

unde  $\mu_0$  = permeabilitatea magnetică a vidului. Observăm că susceptibilitatea magnetică astfel calculată este negativă ceea ce este în acord cu observațiile experimentale care au evidențiat respingerea corpurilor diamagnetice de către câmpurile magnetice. De asemenea, menționăm faptul că expresia (9.5.28) pentru susceptibilitate este independentă de temperatură.

Modelul teoretic ale cărui elemente fundamentale au fost prezentate mai sus a fost elaborat de P. Langevin (1872 - 1946), iar rezultatele la care a condus au fost în concordanță cu datele experimentale obținute în cazul gazelor inerte. În modelul prezentat aici se face o aproximație grosolană atunci când se consideră că toți electronii atomului au aceeași distanță față de nucleu. Un calcul mai exact, în care se presupune că electronii dintr-un cristal sunt aranjați în pături situate la distanțe  $r_i$  de nucleu, conduce la expresia

$$\chi = -\frac{\mu_0 N e^2}{6m} \cdot \sum_{i=1}^Z \langle r_i^2 \rangle \quad (12.29)$$

pentru susceptibilitate.

Un calcul și mai precis se poate face cu ajutorul mecanicii cuantice. Astfel, considerând funcția de undă radială  $R(r)$  care descrie distribuția electronilor în jurul nucleului, susceptibilitatea va fi dată de expresia

$$\chi = -\frac{\mu_0 N e^2}{6m} \cdot \int_0^\infty r^2 |R(r)|^2 dr \quad (12.30)$$

unde  $r$  reprezintă distanța electron-nucleu. Desigur, complexitatea funcțiilor de undă radiale ale electronilor face dificilă efectuarea calculului pentru obținerea susceptibilității magnetice.

Până acum am explicat comportamentul diamagnetic al materialelor discutând numai contribuția electronilor legați, însă menționăm că există și o contribuție a electronilor de conducție, contribuție evidențiată în cazul conductorilor și semiconductorilor diamagnetici. Diamagnetismul electronilor de conducție este un efect cuantic datorat modificării nivelelor de energie ale electronilor de conducție sub influența câmpului magnetic exterior. În cazul semiconductorilor care au o concentrație mică de electroni de conducție  $N$ , dependentă de temperatură, susceptibilitatea magnetică are expresia

$$\chi = -\frac{\mu_0 N \mu_B^2}{3k_B T} \quad (12.31)$$

unde  $\mu_B$  = magnetonul Bohr-Procopiu, iar  $k_B$  = constanta lui Boltzmann. Relația (12.31) arată că *susceptibilitatea magnetică a semiconductorilor depinde de temperatură*. În cazul conductorilor, la temperatura normală  $T$  ( $T < T_F$ ), un număr de electroni  $NT/T_F$  (unde  $N$  = concentrația de electroni de valență,  $NT/T_F$  = concentrația de electroni de conducție) pot trece de pe nivelele de energie aflate sub nivelul Fermi, pe nivelele libere aflate deasupra nivelului Fermi. Aceasta face ca pentru conductori să se obțină pentru susceptibilitatea magnetică expresia

$$\chi = -\frac{\mu_0 N \mu_B^2}{3k_B T_F} \quad (12.32)$$

care arată că în cazul conductorilor susceptibilitatea magnetică nu depinde de temperatură. Desigur, și în cazul acțiunii câmpurilor magnetice asupra electronilor de conducție se manifestă forțe Lorentz ce acționează asupra acestor electroni. Urmarea acțiunii forțelor Lorentz este că traiectoriile electronilor de conducție între două ciocniri succesive sunt spirale, ceea ce determină apariția momentelor magnetice induse de sens contrar câmpului magnetic inductor.

Din categoria substanțelor diamagnetice fac parte pe lângă gazele inerte și o serie de metale, nemetale și compuși organici, având susceptibilități magnetice negative de ordinul  $10^{-5}$  -  $10^{-6}$ , independente de temperatură. În cazul unor substanțe ca Sb sau Bi a fost pusă în evidență o susceptibilitate de 10-100 ori mai mare, dependentă de temperatură (diamagnetism anormal). *Materialele supraconductoare, la care susceptibilitatea scade la valoarea -1, sunt considerate materiale diamagnetice perfecte.*

Efectele diamagnetice se manifestă în orice substanță introdusă în câmp magnetic, însă în cazul substanțelor care conțin atomi cu momente magnetice permanente, ele vor fi estompate de manifestarea altor efecte magnetice mai intense.

### **Paramagnetismul**

Substanțele paramagnetice conțin atomi care prezintă momente magnetice permanente. În condiții normale aceste momente magnetice nu interacționează între ele, fiind orientate haotic, astfel că substanțele paramagnetice nu prezintă o magnetizare spontană (fig.12.7).

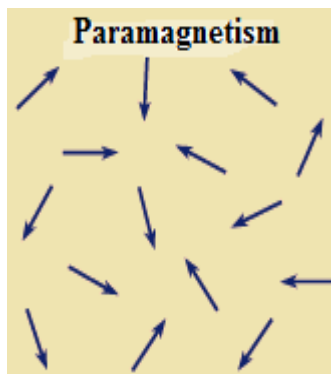


Fig.12.7 Reprezentare schematică a dispunerii momentelor magnetice atomice din substanțele paramagnetice.

În prezența unui câmp magnetic exterior momentele magnetice vor tinde să se alinieze pe direcția acestuia, proces ce are ca rezultat apariția unei magnetizări a substanței. Deoarece la introducerea substanței paramagnetice în câmp magnetic momentele magnetice se aliniază pe direcția câmpului, susceptibilitatea magnetică este pozitivă.

Paramagnetismul substanțelor este legat de existența momentelor magnetice permanente la nivelul atomilor/ ionilor ce compun aceste substanțe. Am văzut în paragraful anterior că atomii/ ionii cu pături electronice complete au momente magnetice nule, ceea ce face ca din punct de vedere magnetic ele să aibă un comportament diamagnetic. Pentru ca o substanță să aibă un comportament paramagnetic trebuie să conțină atomi/ ioni cu pături electronice incomplete. În această situație, conform regulilor lui Hund, la nivelul atomilor pot apare momente cinetice (de spin și orbitale) necompensate, respectiv momente magnetice diferite de zero.

Prima teorie a paramagnetismului a fost elaborată de J.P.Langevin care a utilizat elemente de fizică statistică clasică. Pentru deducerea magnetizației și a susceptibilității magnetice se consideră o substanță paramagnetică ce conține  $N$  atomi magnetogeni/m<sup>3</sup>, fiecare având momentul magnetic  $\vec{\mu}$ . Sub acțiunea câmpului magnetic  $\vec{B}$ , momentele magnetice vor tinde să se orienteze pe direcția câmpului. Energia de interacțiune dintre momentul magnetic și câmpul magnetic este

$$W = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu B \cdot \cos \alpha \quad (12.33)$$

în cazul unui moment magnetic a cărui direcție face unghiul  $\alpha$  cu direcția câmpului magnetic. Notând cu

$$d\Omega = 2\pi \sin \alpha \, d\alpha \quad (12.34)$$

unghiul solid corespunzător intervalului  $(\alpha, \alpha+d\alpha)$  în jurul direcției câmpului magnetic, numărul momentelor magnetice cuprinse în acest unghi solid este

$$dN = A \cdot e^{-W/k_B T} \, d\Omega \quad (12.35)$$

unde  $A$  este o constantă. Numărul total de atomi magnetogeni poate fi calculat cu relația

$$N = A \int_0^\pi e^{-W/k_B T} \cdot 2\pi \sin \alpha \, d\alpha \quad (12.36)$$

Contribuția celor  $dN$  momente magnetice la magnetizația sistemului considerat este

$$dM = \mu \cos \alpha \, dN \quad (12.37)$$

iar magnetizația sistemului considerat va fi

$$M = 2\pi\mu A \int_0^\pi e^{-W/k_B T} \sin \alpha \cos \alpha \, d\alpha \quad (12.38)$$

Eliminând constanta A între relațiile (12.36) și (12.38) și exprimând apoi magnetizația se obține

$$M = \mu \frac{\int_0^\pi \sin \alpha \cos \alpha e^{\mu B \cos \alpha / k_B T} d\alpha}{\int_0^\pi \sin \alpha e^{\mu B \cos \alpha / k_B T} d\alpha} \quad (12.39)$$

unde s-a ținut cont de faptul că energia de interacțiune dintre momentul magnetic și câmpul magnetic are expresia (12.33). Se poate schimba variabila de integrare conform relației  $y = \mu B \cos \alpha / k_B T$ . Dacă în expresia obținută pentru (12.39), după integrare, vom nota cu  $x = \mu B / k_B T$ , vom obține

$$M = \mu N \left( \frac{e^x + e^{-x}}{e^x - e^{-x}} - \frac{1}{x} \right) = \mu N \left( \coth x - \frac{1}{x} \right) = \mu N \cdot L(x) = \mu N \cdot L\left(\frac{\mu B}{k_B T}\right) \quad (12.40)$$

unde  $L(x)$  este funcția lui Langevin al cărei grafic este prezentat în figura 12.8.

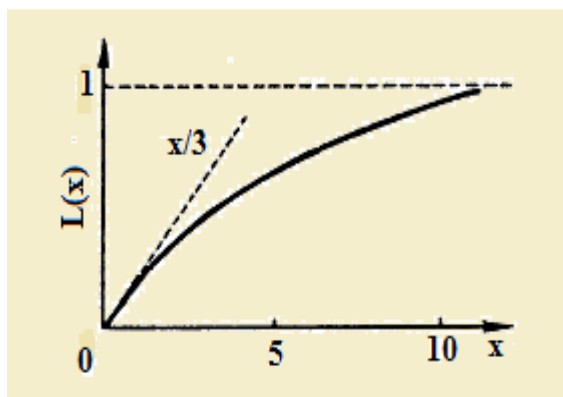


Fig.12.8 Curba reprezentativă a funcției lui Langevin.

Figura 12.8 arată că pentru valori mari ale lui  $x$  funcția  $L$  tinde spre valoarea 1. În cazul câmpurilor magnetice nu prea mari și al temperaturilor obișnuite variabila  $x \ll 1$ , ceea ce permite dezvoltarea în serie a funcției  $\coth x$

$$\coth x = \frac{1}{x} + \frac{x}{3} - \frac{x^3}{45} + \dots \quad (12.41)$$

Dacă ne limităm la primii doi termeni ai seriei expresia funcției lui Langevin devine

$$L(x) = \frac{x}{3} = \frac{\mu B}{3k_B T} \quad (12.42)$$

iar expresia magnetizației va fi

$$M = \frac{\mu^2 N B}{3k_B T} = \frac{\mu_o \mu^2 N H}{3k_B T} \quad (12.43)$$

De aici se obține pentru susceptibilitatea magnetică expresia

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{\mu_o \mu^2 N}{3k_B T} = \frac{C}{T} \quad (12.44)$$

care reprezintă **legea lui Curie**. Constanta C, numită **constanta Curie**, permite calcularea momentului magnetic efectiv  $\mu$  dacă se cunosc ceilalți parametri care intervin în expresia sa. Legea lui Curie arată că susceptibilitatea magnetică depinde invers proporțional de T, ceea ce concordă cu rezultatele experimentale.

Menționăm că, din punct de vedere clasic, este posibilă orice orientare a momentelor magnetice atomice față de câmpul magnetic, fapt ce se reflectă în modul în care s-a calculat magnetizația. În realitate, momentele magnetice sunt cuantificate, putând avea numai anumite orientări față de câmpul magnetic. Astfel, momentul cinetic total al unui atom, format din suma vectorială a momentului cinetic orbital și a momentului de spin, este cuantificat conform relației

$$|\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)} \cdot \hbar \quad (12.45)$$

iar proiecția momentului cinetic total pe direcția câmpului magnetic este cuantificată conform relației

$$J_z = M_j \hbar \quad (12.46)$$

unde  $M_j$  este numărul cuantic magnetic ce ia valorile  $-J, \dots, 0, \dots, +J$ . Corespunzător momentului cinetic total J, atomul va avea un moment magnetic total

$$\mu = g\beta M_j \quad (12.47)$$

unde  $\beta$  = magnetonul Bohr-Procopiu, iar  $g$  = factorul Landé (factorul de despicare spectroscopică), egal cu 1 în cazul momentului magnetic pur orbital, egal cu 2 în cazul momentului magnetic având un caracter pur spinorial și, în sfârșit, luând valori între 1 și 2 în cazul momentelor magnetice atomice cu caracter complex, orbital și spinorial. Energia de interacțiune a momentelor magnetice (12.47) cu câmpul magnetic B este

$$W = g\beta M_j B \quad (12.48)$$

fiind și ea cuantificată. Relația anterioară dă valorile energiei magnetice corespunzătoare nivelelor de energie Zeeman ale unui sistem de momente magnetice plasate în câmp magnetic. Utilizând statistica cuantică la calculul magnetizației sistemului de momente magnetice se va obține expresia

$$M = g\mu NB_J(x) \quad (12.49)$$

unde  $B_J(x)$  se numesc funcții Brillouin și sunt definite prin relația

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \cdot \text{cth}\left(\frac{2J+1}{2J} \cdot x\right) - \frac{1}{2J} \cdot \text{cth}\left(\frac{x}{2J}\right) \quad (12.50)$$

unde  $x = g\beta B/k_B T$ . În cazul temperaturilor obișnuite și al câmpurilor magnetice nu prea intense, când  $x \ll 1$ , se face dezvoltarea în serie a funcției  $\text{cth}$ , ceea ce va conduce la simplificarea expresiei (12.50)

$$B_J(x) = \frac{J+1}{3J} \cdot x \quad (12.51)$$

Înlocuind expresia (12.51) în (12.49) vom obține pentru magnetizație expresia

$$M = \frac{g^2 \cdot \beta^2 N \cdot J(J+1) \cdot B}{3k_B T} \quad (12.52)$$

iar pentru susceptibilitatea paramagnetică expresia

$$\chi = \frac{\mu_0 \mu^2 N}{3k_B T} \quad (12.53)$$

în concordanță cu legea Curie.

În modelele prezentate pentru explicarea paramagnetismului a fost luată în considerație numai contribuția electronilor localizați la atomi, fiind ignorată contribuția electronilor de conducție. Paramagnetismul electronilor de conducție se datorează numai mișcării de spin, ei nemaiavând mișcare orbitală. Contribuția electronilor de conducție mărește susceptibilitatea magnetică a substanțelor, acestea adăugându-i-se un termen independent de temperatură.

O cerință esențială pentru existența paramagnetismului este aceea ca momentele magnetice atomice să fie independente (să nu interacționeze între ele). În cazul elementelor de tranziție și a pământurilor rare, izolarea momentelor magnetice atomice este rezultatul ecranării păturilor electronice interne, incomplete, de păturile externe. În cazul unor substanțe

care conțin radicali liberi, substanțe care prezintă un comportament paramagnetic, electronul neîmperecheat este izolat prin structuri moleculare complexe.

### **Feromagnetismul**

Substanțele cu ordonare magnetică spontană prezintă momente magnetice atomice permanente ce interacționează între ele, ceea ce are ca efect o aliniere a momentelor magnetice chiar în absența unui câmp magnetic exterior. Ordonarea spontană a momentelor magnetice atomice are ca efect, la scară macroscopică, apariția unei *magnetizări spontane*. Un asemenea comportament a fost observat la mai multe substanțe cristaline, în special la temperaturi mai joase, dar și la o serie de substanțe amorfe. Exemple tipice de astfel de substanțe sunt Fe, Co, Ni, Gd, diferite aliaje ale acestora, precum și compuși cum ar fi EuO, CrTe, MnS, etc.

Anumite particularități permit clasificarea substanțelor cu ordonare magnetică în substanțe feromagnetice, antiferomagnetice, ferimagnetice.

Substanțele feromagnetice prezintă momente magnetice atomice permanente aliniate paralel unele față de altele, ca urmare a interacțiunilor ce se manifestă între ele. O reprezentare schematică a dispunerii momentelor magnetice atomice din substanțele feromagnetice este prezentată în figura 12.9.

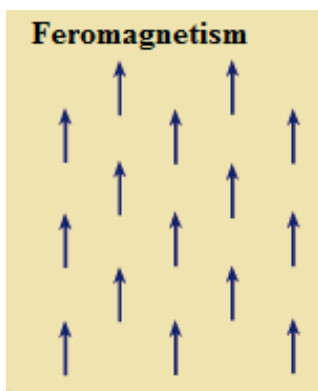


Fig.12.9 Reprezentare schematică a dispunerii momentelor magnetice atomice din substanțele feromagnetice.

Magnetizarea spontană a substanțelor feromagnetice depinde de temperatură, variind de la o valoare maximă  $M_{max}$  (pentru temperaturi foarte mici, apropiate de 0 absolut) până la valoarea 0 (pentru temperaturi ce depășesc temperatura Curie feromagnetică). Figura 12.10



prezintă variația magnetizării substanțelor feromagnetice în funcție de temperatură (conform relației 12.43).

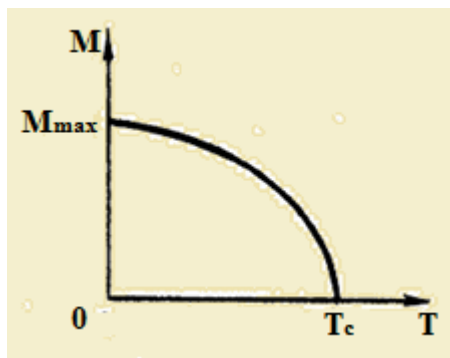


Fig.12.10 Variația magnetizării substanțelor feromagnetice în funcție de temperatură.

La depășirea temperaturii Curie feromagnetice materialele feromagnetice trec în stare paramagnetică ceea ce explică anularea magnetizării lor. Susceptibilitatea magnetică a materialelor feromagnetice este dată de o formulă Curie modificată

$$\chi = \frac{C}{T - T_c} \quad (12.54)$$

numită **legea Curie-Weiss**. Această definiție este valabilă numai peste  $T_c$ . Sub  $T_c$  susceptibilitatea magnetică a materialelor feromagnetice nu este definită deoarece în această situație materialele feromagnetice au o magnetizare spontană.

Substanțele feromagnetice prezintă fenomenul de histerază magnetică. Astfel, dacă se trasează curba de variație a inducției magnetice în funcție de intensitatea câmpului magnetic exterior aplicat unei substanțe feromagnetice, se obține reprezentarea din figura 12.11.

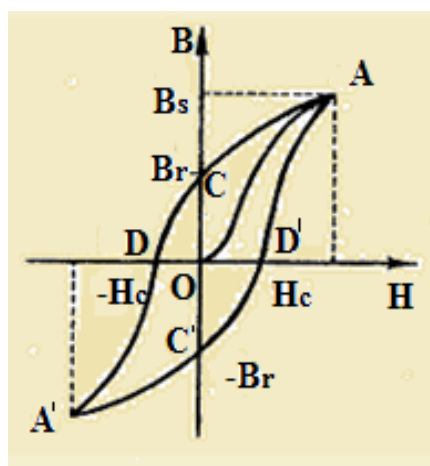


Fig. 12.11 Curba de histerază a substanțelor feromagnetice.

Dacă substanța feromagnetică este inițial nemagnetizată, prin creșterea intensității câmpului magnetic se obține curba OA, numită *curba de primă magnetizare*. După ce se atinge *valoarea de saturație*  $B_s$ , prin scăderea intensității câmpului magnetic inducția va scădea conform curbei ACD, substanța rămânând magnetizată după anularea câmpului magnetic. Valoarea  $B_r$  a inducției magnetice din punctul C se numește *inducție remanentă*. Pentru a realiza demagnetizarea substanței trebuie să i se aplice un câmp magnetic de sens contrar celui aplicat inițial, având valoarea  $H_c$ , numită *câmp coercitiv*. Dacă  $H$  crește în continuare, magnetizarea probei va crește până la atingerea valorii de saturație  $-B_s$ , conform curbei DA'. O nouă reducere a intensității câmpului magnetic va avea ca efect o evoluție a inducției magnetice a probei conform curbei A'C', în timp ce o nouă schimbare de sens și o creștere treptată a intensității câmpului va avea ca efect modificarea inducției conform curbei C'D'A. Curba închisă astfel obținută se numește *curba de histerezis*. Spre deosebire de substanțele paramagnetice la care saturația se atinge la temperaturi foarte mici și câmpuri foarte mari, la substanțele feromagnetice saturația se atinge chiar și la temperatura camerei și la câmpuri relativ slabe. Tratamentele termice sau magnetice influențează comportamentul magnetic al substanțelor feromagnetice.

Înțelegerea comportamentului substanțelor feromagnetice necesită analiza structurii electronice a atomilor ce alcătuiesc aceste substanțe cât și a mecanismelor prin care se produce interacțiunea momentelor magnetice atomice axistente în aceste substanțe. În cazul elementelor feromagnetice 3d, acestea au atomi cu păturile complete pentru nivelele 1s, 2s, 2p, 3s și 3p. Deoarece păturile complete nu dau momente magnetice, cei 18 electroni interiori nu vor participa la magnetizare. Atenția trebuie îndreptată asupra nivelelor 4s și 3d incomplete, pe care se află electroni a căror funcții de undă se suprapun. Benzile 3d și 4s se suprapun, constituind practic o singură bandă incompletă. Distribuția spinilor electronici este legată de energia de schimb, adică de variația energiei electrostatice datorată excluziunii. Astfel, doi electroni 3d sunt în medie mai depărtați unul de altul când ei au spinii paraleli decât atunci când au spinii antiparaleli. Rezultatul va fi că într-un volum  $(h/2)^3$  din spațiul impulsurilor și al coordonatelor poate exista numai un singur electron cu o anumită orientare a spinului. O pereche de electroni cu spinul paralel va avea o energie de repulsie mai mică decât o pereche de electroni cu spinii antiparaleli. Din această cauză, la completarea orbitalilor de un anumit tip, electronii se așează astfel încât să aibă spinii orientați paralel, și numai după ocuparea tuturor orbitalilor cu câte un electron se vor putea dispune pe acești orbitali și electroni cu spinul antiparalel. Astfel, în cazul fierului ce are 6 electroni pe orbitalii 3d, după ce 5 electroni se așează fiecare pe câte un orbital având spinii orientați paralel, al 6-lea

electron va ocupa unul din orbitali, având spinul orientat antiparalel față de acela al electronului ce există deja pe acel orbital. Pe baza unor considerente energetice asemănătoare se poate demonstra că atomii magnetogeni, în momentul în care se unesc pentru a forma un cristal, se vor deplasa astfel încât momentele lor magnetice să fie orientate paralel căci aceasta este situația energetică cea mai favorabilă. În modul acesta se pot forma mici regiuni pe care momentele magnetice sunt orientate paralel. P. Weiss a emis în 1910 ipoteza că în materialele feromagnetice există mici regiuni, numite **domeniile Weiss**, în care momentele magnetice atomice sunt orientate paralel pe o anumită direcție, având același sens (fig.12.12).



Fig.12.12 Reprezentare schematică a domeniilor Weiss.

Aceste orientări se schimbă de la un moment la altul, compensându-se pe ansamblul întregului corp. Aceasta explică lipsa magnetizării la un corp feromagnetic demagnetizat. Dimensiunile domeniilor Weiss sunt de ordinul  $10^{-2}$  -  $10^{-1}$  mm ( $10^5$  distanțe interatomice) fiind mult mai mici decât grăunții cristalini. Ele conțin în jur de  $10^{15}$  atomi. Apariția domeniilor de magnetizare este determinată de prezența în substanța feromagnetică a unui câmp interior de inducție  $B_i$ , numit **câmp Weiss**, proporțional cu magnetizarea

$$B_i = \lambda \cdot M \quad (12.55)$$

unde  $\lambda$  = constanta câmpului intern (constanta Weiss). În cazul introducerii unui corp feromagnetic într-un câmp magnetic de inducție  $B$ , magnetizarea corpului se va datora acțiunii ambelor câmpuri. Magnetizarea câmpului feromagnetic va putea fi scrisă modificând expresia (12.40), dedusă pe baza teoriei lui Langevin a paramagnetismului. Modificarea care trebuie efectuată constă în înlocuirea inducției  $B$  cu suma  $B + \lambda M$ , adică

$$M = \mu N \cdot L \left[ \frac{\mu}{k_B T} (B + \lambda \cdot M) \right] \quad (12.56)$$

Analizăm această expresie în două cazuri ce au corespondență cu fenomenele observate experimental.

1. Pentru cazul domeniului feromagnetic și în absența unui câmp magnetic exterior, magnetizarea este

$$M = \mu N \cdot L\left(\frac{\lambda \cdot M}{k_B T}\right) = \mu N \cdot L(x) \quad (12.57)$$

Din cantitatea ce constituie argumentul funcției lui Langevin notată cu  $x$ , putem exprima magnetizarea sub forma

$$M = \frac{k_B T}{\mu \lambda} \cdot x \quad (12.58)$$

Ne reamintim faptul că pentru cazul unor valori  $x$ , expresia (12.57) se aproximează

$$M = \mu N \frac{x}{3} \quad (12.59)$$

Egalând coeficienții lui  $x$  din expresiile (12.53) și (9.5.59), situația în care  $T = T_c$ , se obține pentru temperatura critică expresia

$$T_c = \frac{\lambda \mu^2 N}{3k_B} \quad (12.60)$$

deci, expresia temperaturii la care se distruge ordonarea magnetică.

2. Pentru domeniul paramagnetic, când  $x = \frac{\mu}{k_B T} \cdot (B + \lambda M)$  și ia valori mici, magnetizarea se poate exprima cu ajutorul relației (12.59), adică

$$M = \frac{\mu^2 N}{3k_B T} \cdot (B + \lambda M) \quad (12.61)$$

sau

$$M = \frac{\frac{\mu^2 N}{3k_B} \cdot B}{T - \frac{\mu^2 N}{3k_B}} = \frac{C}{T - T_c} \cdot B \quad (12.62)$$

Relația (12.62) conduce la obținerea expresiei (12.54) pentru susceptibilitatea feromagneticilor aflați în stare paramagnetică ( $T > T_c$ ).

Teoria câmpului molecular al lui Weiss explică proprietățile corpurilor feromagnetice atât în cazul temperaturilor superioare lui  $T_c$ , cât și a celor inferioare lui  $T_c$ .

În cele ce urmează vom discuta sumar originea forțelor ce determină ordonarea magnetică spontană din substanțele feromagnetice. Într-un cristal există două tipuri fundamentale de interacțiuni: electrice și magnetice. Un raționament simplu ne convinge că alinierea momentelor magnetice atomice se datorează interacțiunilor electrice. Astfel, dacă am admite ca alinierea momentelor magnetice s-ar datora unui câmp magnetic intern al cristalului feromagnetic a cărui inducție efectivă este  $B_{ef}$ , atunci energia de interacțiune a unui atom cu moment magnetic  $\mu$  cu acest câmp este  $\mu B_{ef}$ . Când substanța feromagnetică ajunge la  $T_c$ , alinierea momentelor magnetice dispare, căci energia termică de agitație  $k_B T$  devine comparabilă cu cea de interacțiune magnetică,  $k_B T \cong \mu B_{ef}$ . Ținând cont că pentru Fe, spre exemplu,  $T_c \sim 1000K$ , considerând momentul magnetic atomic egal cu magnetonul Bohr-Procopiu,  $\mu_B = 9.27 \cdot 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2$ , și  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ , deducem pentru inducția câmpului magnetic efectiv valoarea  $B_{ef} \approx 1,4 \cdot 10^3 \text{ T}$ . Pe de altă parte, energia de interacțiune dintre doi dipoli magnetici poate fi calculată aproximativ cu expresia  $\mu \cdot \mu_B^2 / a^3$  unde  $a$  este constanta rețelei cristaline. Această energie corespunde cu un câmp magnetic de inducție  $B$  a cărui valoare rezultă din condiția  $\mu \cdot \mu_B^2 / a^3 \approx \mu$ . Considerând pentru  $a = 1 \text{ \AA}$ , pentru  $B$  vom obține valoarea de aproximativ 1,5 T. Aceasta înseamnă că energia de interacțiune dipol-dipol este cu trei ordine de mărime mai mică decât energia magnetică  $\mu B_{ef} = k_B T_c$ , deci interacțiunea magnetică a atomilor din rețea ar putea explica ordonarea magnetică numai pentru substanțe a căror  $T_c$  ar fi de aproximativ 1K, căci în acest caz  $B_{ef}$  ar fi de 1,4 T. Dar, pentru că în realitate acest lucru nu se întâmplă, rezultă că singura interacțiune responsabilă pentru ordonarea magnetică va fi interacțiunea electrică. Interacțiunea electrică dintre doi atomi vecini apare numai atunci când norii electronici ai acestora se întrepătrund. Energia corespunzătoare acestei interacțiuni cuprinde o parte ce nu depinde de orientarea spinilor electronici din cei doi atomi, și o altă parte care depinde de această orientare. Energia de interacțiune coulombiană ce depinde de orientarea spinilor electronici se numește *energie de schimb*. Ea are valori diferite în cazul perechilor de spini electronici orientați paralel, respectiv antiparalel. Energia de schimb pentru o pereche de atomi vecini este

$$W = -2I(\vec{S}_1 \vec{S}_2) = -2I(S_1 S_2 \cos \varphi) \quad (12.63)$$

unde  $\vec{S}_1$  și  $\vec{S}_2$  sunt spinii totali ai celor doi atomi,  $\varphi$  este unghiul dintre spini, iar  $I$  este un parametru numit *integrala de schimb*. Când  $I > 0$ , valoarea minimă pentru energia de schimb

se obține pentru  $\varphi = 0$ , adică pentru orientarea paralelă a spinilor. Dacă  $I < 0$ , valoarea minimă a energiei de schimb apare pentru  $\varphi = 180^\circ$ , deci pentru o orientare antiparalelă a spinilor. Prima situație corespunde feromagnetismului, iar cea de-a doua corespunde antiferomagnetismului pe care îl vom discuta ulterior. Această explicație, bazată pe utilizarea noțiunii de energie de schimb, face apel la teoria cuantică, căci interacțiunea de schimb este de natură cuantică. Dacă am analiza variația integralei de schimb  $I$  în funcție de raportul  $a/d$ , unde  $a$  este constanta rețelei cristaline, iar  $d$  este diametrul orbitalelor electronilor din pătura  $3p$  a atomilor metalelor de tranziție din grupa fierului, se constată că pentru  $a/d > 1,5$ ,  $I$  este pozitiv, iar pentru  $a/d < 1,5$ ,  $I$  devine negativ. Conform celor afirmate mai sus va rezulta că pentru metalele tranziționale din grupa fierului numai Fe (faza  $\alpha$ ), Co și Ni vor avea comportament feromagnetic. Manganul nu prezintă conform criteriilor enunțate comportament feromagnetic. Dacă însă se introduce în mangan o mică cantitate de azot, aceasta va determina o creștere a constantei rețelei, ceea ce va avea ca efect apariția comportamentului feromagnetic. Așadar, prezența în atomi a unor pături electronice interne incomplete și existența unei integrale de schimb pozitive constituie condiții necesare pentru orientarea paralelă a spinilor și deci pentru apariția feromagnetismului.

### ***Antiferomagnetismul. Ferimagnetismul. Superparamagnetismul.***

În cazul *substanțelor antiferomagnetice* interacțiunile electrostatice de schimb produc alinierea momentelor magnetice atomice, însă sensul acestora va fi antiparalel (fig. 12.13). Astfel, aranjamentul momentelor magnetice atomice într-o substanță antiferomagnetică constă din două subrețele întrepătrunse având momente magnetice paralele, dar cu orientări de sens contrar.

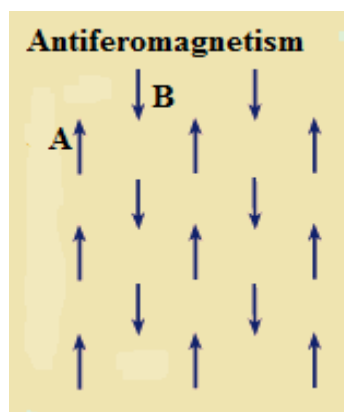


Fig.12.13 Reprezentare schematică a dispunerii momentelor magnetice atomice din substanțele antiferomagnetice.

Un comportament antiferomagnetic este întâlnit în cazul unor metale cum ar fi Mn, Sm, Nd, Eu sau a unor compuși ca MnO, CoO, UO<sub>2</sub> etc. Ordonarea magnetică din figura 12.13 este coliniară căci momentele magnetice vecine din cele două subrețele A și B, sunt paralele cu o aceeași dreaptă. Fiecare din cele două subrețele prezintă o magnetizare de valoare mare. Un corp antiferomagnetic are însă o magnetizare globală nulă căci magnetizările celor două subrețele sunt opuse și se compensează. Ca urmare, comportamentul antiferomagnetic al substanțelor poate fi observat numai indirect. Ca și în cazul substanțelor feromagnetice și la cele antiferomagnetice ordonarea magnetică dispare brusc în momentul atingerii unei temperaturi critice numite temperatura Néel. La această temperatură au fost observate maxime accentuate ale capacității calorice precum și anomalii ale dependenței susceptibilității magnetice de temperatură. Cele două subrețele ce formează un antiferomagnet se întrepătrund astfel ca fiecare atom dintr-o subrețea are ca vecini cei mai apropiați, numai atomi din cealaltă subrețea. Interacțiunile între atomi de tipul A-A și B-B sunt mult mai slabe decât cele dintre tipul A-B deci între doi atomi aparținând a două subrețele diferite.

Cristalele antiferomagnetice prezintă o susceptibilitate magnetică pozitivă la toate temperaturile. Deasupra temperaturii Néel ele au un comportament paramagnetic, respectând legea Curie-Weiss. Sub temperatura Néel momentele magnetice ale atomilor nefiind libere nu pot urma câmpul magnetic exterior, așa încât susceptibilitatea lor nu mai urmează legea Curie-Weiss, dar rămâne pozitivă. Pentru temperaturi mai mari decât temperatura Néel  $T_N$ , susceptibilitatea magnetică a antiferomagneticilor este dată de legea

$$\chi = \frac{C}{T + T_N} \quad (12.64)$$

unde temperatura Curie paramagnetică este negativă. Această relație poate fi obținută utilizând modelul câmpului molecular. Pe cale experimentală, prin utilizarea difracției de electroni, a fost confirmată pe deplin ipoteza subrețelilor magnetice propusă de Néel pentru explicarea antiferomagnetismului.

Un comportament magnetic înrudit cu antiferomagnetismul este cel al *substanțelor ferimagnetice*. Aranjarea momentelor magnetice atomice se face în acest caz în două subrețele întrepătrunse având moment magnetice paralele, de sens contrar, dar neegale (fig.12.14).

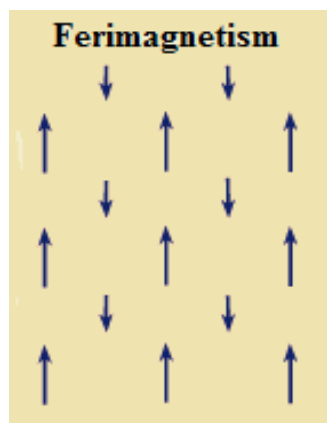


Fig.12.14 Reprezentare schematică a dispunerii momentelor magnetice atomice din substanțele ferimagnetice.

Teoria feromagnetismului a fost elaborată de Néel pe baza modelului câmpului molecular aplicat subrețelelor de momente magnetice antiparalele.

Figura 12.15 prezintă sintetic schema de aranjare a momentelor magnetice atomice la substanțele paramagnetice, feromagnetice, antiferomagnetice și ferimagnetice.

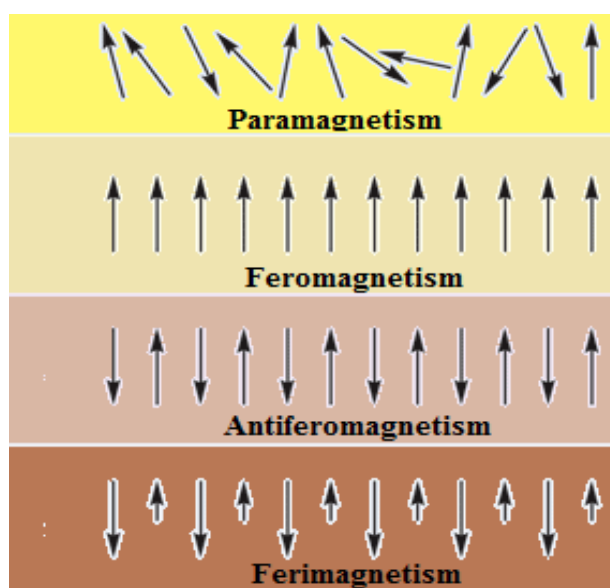


Fig.12.15 Schema de aranjare a momentelor magnetice atomice la diversele clase de substanțe magnetice.

Figura 12.16 prezintă sintetic schema de aranjare a momentelor magnetice atomice la substanțele paramagnetice și feromagnetice, în lipsa, respectiv în prezența unui câmp magnetic.



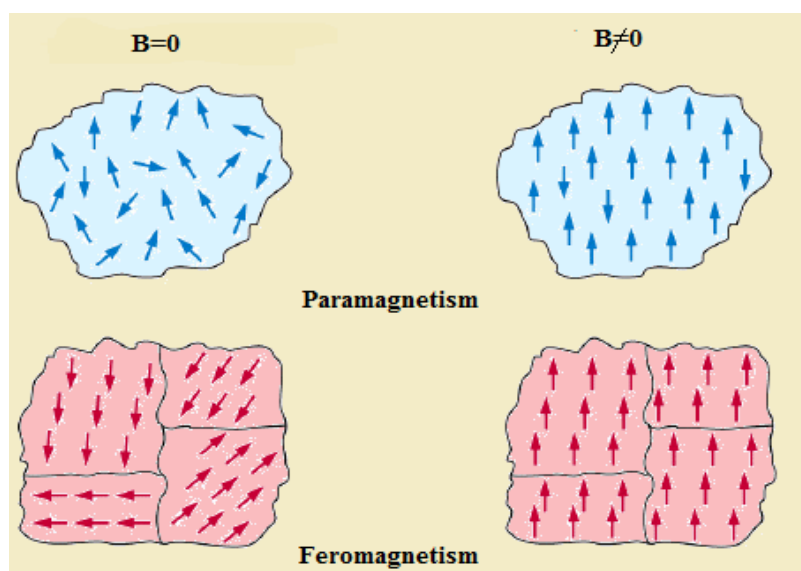


Fig.12.16 Schema de aranjare a momentelor magnetice atomice la substanțele paramagnetice și feromagnetice, în lipsa, respectiv în prezența unui câmp magnetic (<https://www.bing.com/images/search?q=paramagnetism%2c+feromagnetism&view=detailv2&&id=7FB2E720EA85772D3C1FA5C8341FAFE5FCE827B7&selectedIndex=10&ccid=1zSuza4r&simid=608032907838948042&thid=OIP.Md734aecdae2b2de72eaa00611747e157H0&ajaxhist=0>).

Substanțele *superparamagnetice* se aseamănă cu cele paramagnetice dar au magnetizarea de saturație înaltă și nu prezintă magnetizare remanentă.

Figura 12.17 prezintă comparativ variația magnetizării substanțelor feromagnetice, paramagnetice și superparamagnetice în funcție de intensitatea câmpului magnetic.

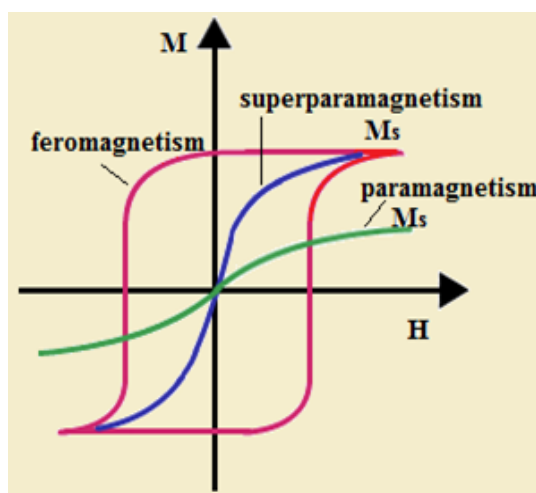


Fig.12.17 Variația magnetizării substanțelor feromagnetice, paramagnetice și superparamagnetice în funcție de intensitatea câmpului magnetic (<https://www.bing.com/images/search?q=paramagnetism%2c+feromagnetism&view=detailv2&&id=EB91D1E2C9816F9B51845DBD130EA831305D9942&selectedIndex=12&ccid=%2fVstwcI3&simid=608049473519879442&thid=OIP.Mfd5b2dc1c237c9ad50775da369316c8400&ajaxhist=0>).