

Fenomenologia Clássica e Quântica do Magnetismo

- **Origem e comportamento de momentos magnéticos: tratamento clássico**
- **Diamagnetismo, Paramagnetismo e Espectro Atômico: modelo simples**
- **Introdução da quantização dos momentos orbital e spin; Interação entre dois momentos**

Tratamento Clássico

Momento Angular Orbital e Momento Magnético Orbital

MODELO DE DIPOLO MAGNÉTICO ATÔMICO - $\mu_m = I \cdot A$

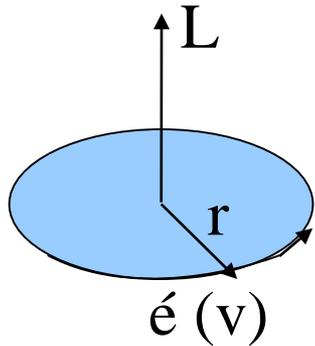
Momentos Magnéticos: são originados devido à movimentação de partículas carregadas.

Momento angular (L) e momento (μ_m) magnético relacionados)

$$\gamma = \frac{\mu_m}{L} = \text{constante}$$

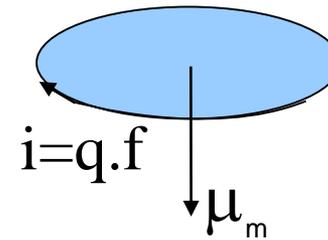
Razão giromagnética

Cálculo da razão giromagnética



$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = m \cdot (\vec{r} \times \vec{v})$$

$$|L| = m \cdot v \cdot r_0$$



f é a frequência

$$\mu_m = (q.f) \cdot (\pi r_0^2)$$

$$\omega = 2\pi f = \frac{v}{r_0} \quad \mu_m = \frac{q \cdot v \cdot r_0}{2}$$

$$\gamma = \frac{\mu_m}{L} = \frac{q \cdot v \cdot r_0}{2 \cdot m \cdot v \cdot r_0} = \frac{q}{2 \cdot m} = -\frac{e}{2 \cdot m} = -8,78 \times 10^{10} \text{ C/kg}$$

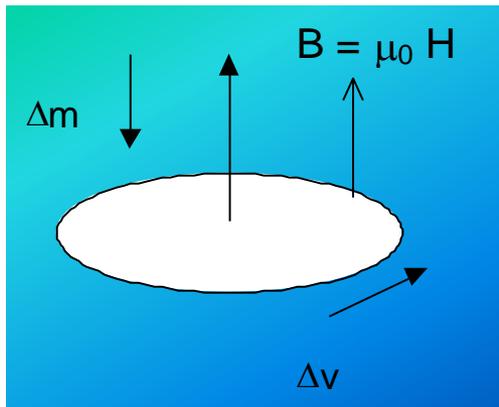
É um número exato em materiais nos quais o magnetismo é originário do movimento orbital dos elétrons, mas em outros materiais não é. Nos outros é necessário o uso de física quântica

Diamagnetismo Clássico

Lei de Lenz

Se um campo magnético é aplicado perpendicular ao plano da órbita de um elétron, a corrente se modifica (variação na velocidade - Δv).

A variação de fluxo $d\phi/dt$ originada a partir do laço de corrente é igual e oposta àquela devido ao campo



O campo não modifica a órbita.

Há duas as forças radiais:

- a força do campo sobre o elétron $F = e v B$
- A reação: variação da força centrífuga devido a variação da velocidade:

$$\Delta F_c = 2 \cdot m_e \cdot v \cdot \Delta v / r = e \cdot v \cdot B$$

$$\mu_m = \frac{q \cdot v \cdot r_0}{2}$$

$$\Delta v = \frac{er}{2m_e} B$$

$$\Delta m = -\left(\frac{e^2 r^2}{4m_e}\right) B$$

Susceptibilidade Diamagnética

$$M = N \cdot \Delta m = -\frac{\mu_0 N e^2 Z R^2}{6 m_e} H \Rightarrow \chi = \frac{dM}{dH} \Rightarrow \chi = -\frac{\mu_0 N e^2 Z R^2}{6 m_e}$$

Boa concordância com valores experimentais $\chi \approx -10^{-6}$

Z, e e m_e independem de T
 N, R^2 dependem fracamente de T

gases raros: He, Ne, Ar

gases poliatômicos: H₂, N₂

sólidos iônicos: NaCl

substâncias com ligações covalentes: Si

Diamagnetismo ocorre para todas as substâncias, mas em alguns casos é tão fraco que pode ser desprezado.

Materiais diamagnéticos são aqueles que não têm contribuição do spin para o momento magnético total

Paramagnetismo Clássico

Materiais que têm momentos magnéticos permanentes locais, mas cuja interação entre eles é fraca ($\ll k_B T$)

Lei de Curie : $\chi = \frac{C}{T}$ para átomos livres

$T = 0$ K e campo aplicado: todos momentos alinhados ao campo.

$T > 0$ K – energia térmica atua contra o ordenamento, a energia é fraca e positiva.

Teoria de Langevin

μ_m é o momento atômico;
 H é o campo aplicado
 θ é o ângulo entre μ_m e H
A energia é dada por:

$$E(\theta) = \vec{\mu}_m \cdot \vec{B} \quad \longrightarrow \quad E(\theta) = \mu_0 \cdot \mu_m \cdot H \cdot \cos(\theta)$$

Para uma temperatura T , a probabilidade de o momento ter energia $E(\theta)$ é proporcional ao fator de Boltzmann:

$$e^{-E(\theta)/k_B T}$$

Teoria de Langevin - continuação

Se o ângulo entre μ_m e H for entre θ e $\theta + d\theta$, a probabilidade será:

$$dp(\theta) = \frac{\exp(-E(\theta)/k_B T) \cdot 2\pi \cdot \sin \theta \cdot d\theta}{Z}$$

Z é a função partição de probabilidade:

$$Z = \int_0^{2\pi} \exp(-E(\theta)/k_B T) \cdot 2\pi \cdot \sin \theta \cdot d\theta$$

A média térmica do momento magnético da componente paralela ao campo é:

$$\langle \mu_m \rangle_T = \frac{\int_0^{\pi} \mu_m \cdot \cos(\theta) \cdot dp(\theta)}{Z}$$

Teoria de Langevin - continuação

A função $L(s)$:

$$L(s) = \left[\cot \operatorname{gh}(s) - \frac{1}{s} \right]$$

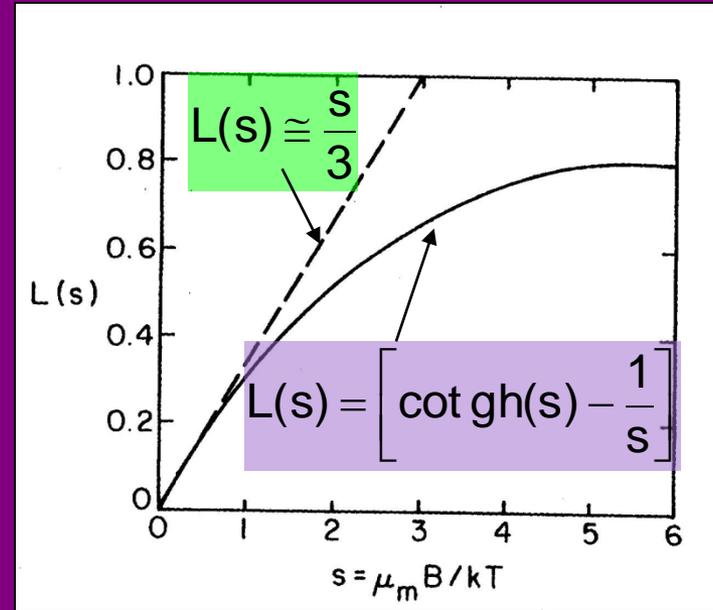
onde $s = \frac{\mu_m B}{k_B T}$

Para s pequeno:

$$\cot \operatorname{gh}(s) = \operatorname{tgh}^{-1}(s) = \frac{1}{s} + \frac{s}{3} - \frac{s^3}{45} + \dots$$

E:

$$L(s) \cong \frac{s}{3}$$

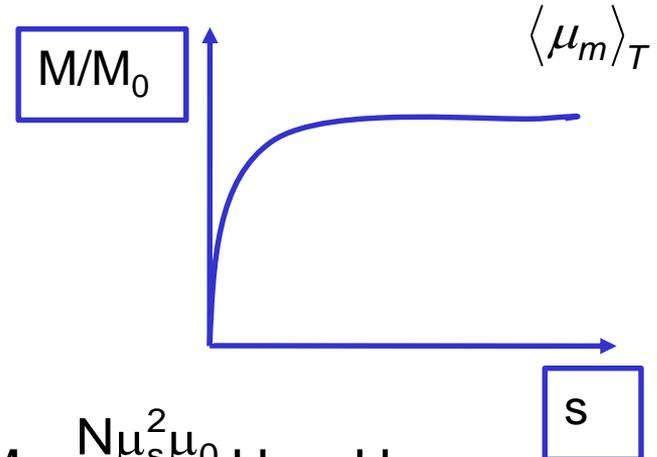


Teoria de Langevin - continuação

A magnetização é dada por N (densidade de átomos) multiplicado por

$$M = N \cdot \mu_m \cdot \left[\cot gh(s) - \frac{1}{s} \right]$$

$$M_0 = N \cdot \mu_m$$



Para s pequeno:

$$M = N \mu_m \cdot \frac{s}{3} \quad \rightarrow \quad M = N \mu_m \cdot \frac{\mu_s \mu_0 H}{3 k_B T} \quad \rightarrow \quad M = \frac{N \mu_s^2 \mu_0}{3 k_B T} H = \chi H$$

Logo:
$$\chi = \frac{N \mu_m^2 \mu_0}{3 k_B T} = \frac{C}{T}$$

$\chi \gg 1$, T pequeno e/ou H grande: $M/M_0 \rightarrow 1$ (saturação)

Exemplo: Gadolínio para $B \approx 1$ T.

$T @ 300$ K $\rightarrow \chi \approx 1,5 \times 10^{-2}$ $T @ 1$ K $\rightarrow \chi \approx 0,8$

Teoria de Langevin comparada a dados experimentais

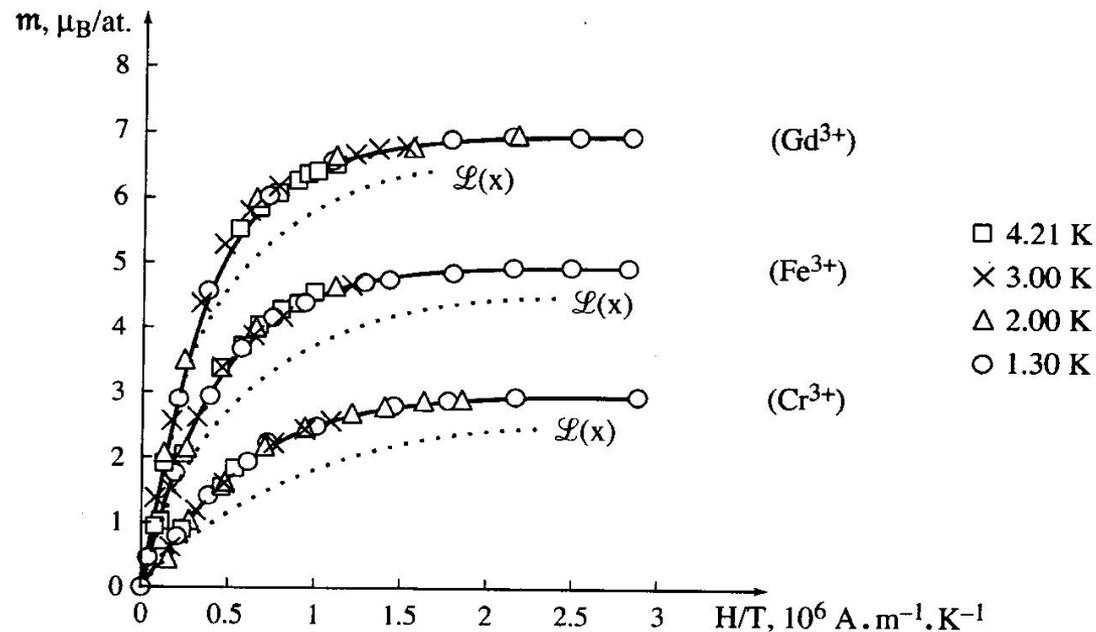
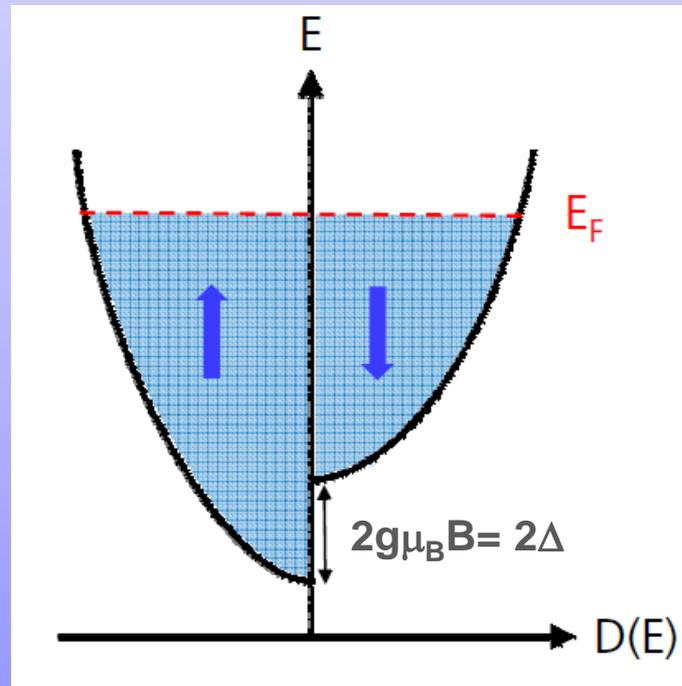


Figure 4.7 - Magnetization curves, as a function of H/T , for three salts containing a magnetic ion: $\text{CrK}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$, $\text{Fe}(\text{NH}_4)_2(\text{SO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$, and $\text{Gd}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$, after [1]

Paramagnetismo de Pauli

- Ocorre principalmente em metais (elétrons livres)
- Como cada orbital pode ser ocupado por um spin "up" ou "down", se um campo magnético é aplicado, a energia do elétron pode aumentar ou diminuir.



Paramagnetismo de Pauli

- A energia dos orbitais: $\varepsilon_{\uparrow}(\mathbf{q}) = \varepsilon(\mathbf{q}) + \Delta$ e $\varepsilon_{\downarrow}(\mathbf{q}) = \varepsilon(\mathbf{q}) - \Delta$
- Sendo $\Delta = \mu_B H$

A densidade de estados (densidade de estados/volume/energia) será:

$$D_{\uparrow}(\varepsilon) = \frac{1}{2}D(\varepsilon - \Delta)$$

$$D_{\downarrow}(\varepsilon) = \frac{1}{2}D(\varepsilon + \Delta)$$

A densidade de partículas magnéticas ocupando estados \uparrow e \downarrow no nível de Fermi será:

$$n_{\downarrow} = D_{\downarrow}(\varepsilon_F) \cdot (-\Delta)$$

$$n_{\uparrow} = D_{\uparrow}(\varepsilon_F) \cdot (+\Delta)$$

Mas:

$$D_{\uparrow}(\varepsilon_F) = D_{\downarrow}(\varepsilon_F) \cong \frac{1}{2}D(\varepsilon_F)$$

$$D(\varepsilon_F) = \frac{3N}{2\varepsilon_F}$$

$$M = \mu_B (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) \simeq \mu_B (D_{\downarrow}(\varepsilon_F)\Delta + D_{\uparrow}(\varepsilon_F)\Delta) \simeq \mu_B D(\varepsilon_F)\Delta = \mu_B^2 D(\varepsilon_F)H$$

- A susceptibilidade de Pauli é:

$$\chi_P = \frac{3N\mu_0\mu_B^2}{2E_F}$$

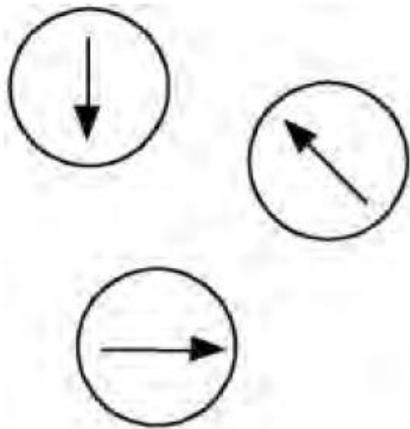
- Independe da temperatura
- Efeito fraco comparado ao paramagnetismo de íons
- Há contribuição somente dos elétrons livres, aqueles próximos do nível de Fermi (energia de Fermi é E_F)

Superparamagnetismo

- Pequenas partículas ferromagnéticas + matriz não magnética.
- Magnetização pode mudar a direção aleatoriamente sob a influência da temperatura. O tempo típico entre dois flips é chamado de tempo de relaxamento Néel - τ_N
- Medidas de Susceptibilidade: $H = 0$,
 - $t \gg \tau_N$ a magnetização é em média zero: eles estão no estado superparamagnético.
 - Neste estado, um campo magnético externo é capaz de magnetizar as partículas, de forma semelhante a um paramagneto. No entanto, a sua susceptibilidade magnética é muito maior que o de paramagnetos

Superparamagnetismo

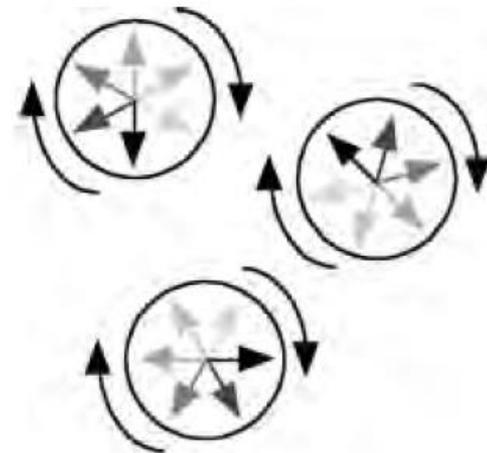
T_B é a temperatura de bloqueio (blocking temperature) e depende de τ_N



$$T < T_B$$

$$\tau_N \gg \tau_{\text{medida}}$$

Momentos bloqueados;
Momento magnético gigante



$$T > T_B$$

$$\tau_N \ll \tau_{\text{medida}}$$

Momentos desbloqueados
SUPERPARAMGNÉTICOS

Superparamagnetismo

T_B é a temperatura de bloqueio (blocking temperature) e depende de τ_N

- Para $T < T_B$ as pequenas partículas comportam-se como momentos magnéticos gigantes.
- H aplicado \rightarrow induz magnetização que segue o comportamento da função de Langevin: H/T .
- No entanto T_B varia com o tempo da medida e volume da partícula \rightarrow é um fenômeno de relaxação.
 - Se a medida de magnetização por extração: $t \approx 1$ s vê o material como superparamagnético (não bloqueado)
 - Medida por difração de nêutrons as partículas estão bloqueadas, pois o tempo de interação spin-nêutron é muito pequeno.

Tempos típicos de medidas magnéticas

- ❑ Magnetização DC: 100 s
- ❑ Susceptibilidade AC: 10^{-1} a 10^{-5} s
- ❑ Espectroscopia Mössbauer: 10^{-7} a 10^{-9} s