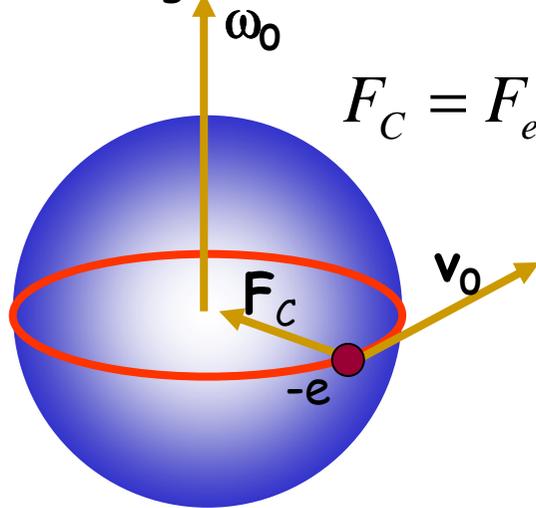


Diamagnetismo y paramagnetismo

Diamagnetismo - enfoque clásico

En ausencia de campo
magnético



$$F_C = F_e = eE(r)$$

$$F_C = m\omega_0^2 r$$

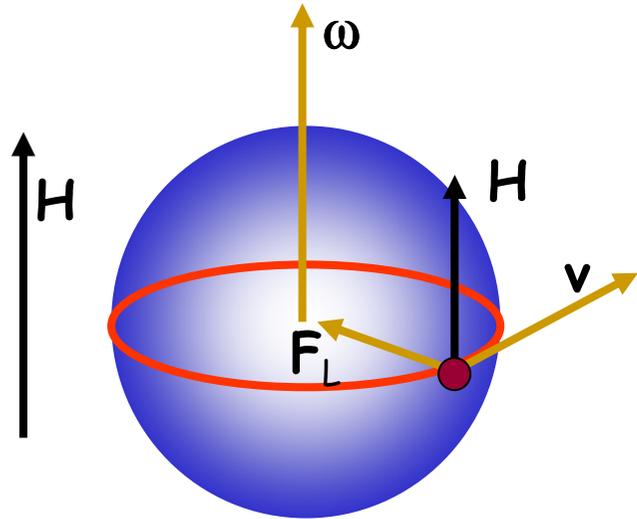
$$E(r) = KZe / r^2$$

$$K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$$

$$m\omega_0^2 r = KZe^2 / r^2, \quad \Rightarrow \quad \omega_0 = \sqrt{KZe^2 / mr^2}$$

Diamagnetismo - enfoque clásico

En presencia de campo magnético



$$\vec{F}_L = -e\vec{v} \times \vec{B} \Rightarrow F_L = -\mu_0 e v H$$

Frecuencia f , período $1/f$



$$\Delta m = \text{Area} \cdot \Delta i$$

$$m\omega^2 r = KZe^2 / r^2 + \mu_0 e \omega r H,$$

$$\omega \approx \omega_0 + \omega_L, \quad \omega_L = \frac{e\mu_0 H}{2m_0}$$

$$\Delta f = \frac{\Delta \omega}{2\pi} \approx \frac{\omega_L}{2\pi} \Rightarrow \Delta i = -e\Delta f = -\frac{e\omega_L}{2\pi}$$

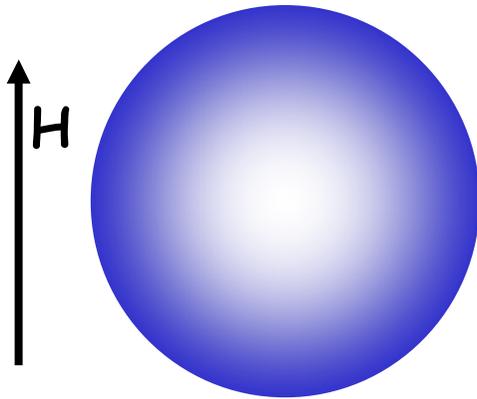
$$\Delta M = \left(-\frac{N\mu_0 e}{6m} \sum_i \overline{r_i^2} \right) H \quad \text{átomos/vol}$$

$$\chi_{dia} = -\frac{N\mu_0 e^2}{6m} \sum_i \overline{r_i^2}$$

Diamagnetismo de Langevin

Diamagnetismo - enfoque cuántico

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m} \sum_{i=1}^Z \left[\vec{p}_i + \mu_0 e \vec{A}(\vec{r}_i) \right]^2$$



$$\langle m_z \rangle = -\partial \langle \mathcal{H} \rangle / \partial B = -\frac{1}{\mu_0} \partial \langle \mathcal{H} \rangle / \partial H$$

$$\chi = \partial M / \partial H = -\frac{eN\hbar}{2m} \sum_{i=1}^Z \partial \langle l_z \rangle / \partial H + \frac{\mu_0 e^2 N}{4m} \sum_{i=1}^Z \langle r^2 \rangle_i$$

paramagnetismo

diamagnetismo

Poco dependiente de T

Diamagnetismo

Ejemplo: susceptibilidad diamagnética del carbono

$$N = \frac{N_{Av}}{V_{mol}} = N_{Av} \frac{\rho}{\mathcal{M}_{at}} \quad \text{átomos por unidad de volumen}$$

$$\chi_{dia} = -\frac{\mu_0 e^2 N_{Av} \rho}{6m \mathcal{M}_{at}} \sum_{i=1}^Z \langle r_i^2 \rangle$$

Estimación teórica

$$\rho = 2.22 \times 10^3 \text{ kg / m}^3$$

$$\mathcal{M}_{at} = 1.2 \times 10^{-2} \text{ kg / mol}$$

$$\sum_{i=1}^Z \langle r_i^2 \rangle \approx (0.7 \times 10^{-10} \text{ m})^2$$

$$\chi_{dia} = -18.9 \times 10^{-6}$$



$$\chi_{exp} = -13.8 \times 10^{-6}$$

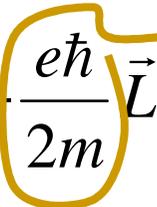
Paramagnetismo

Momento permanente

$$\langle \vec{m}_z \rangle = -\frac{e\hbar}{2m} \sum_{i=1}^Z \langle \vec{l}_z \rangle = -\frac{e\hbar}{2m} \langle \vec{L}_z \rangle$$



$$\vec{m} = -\left(\frac{e\hbar}{2m}\right) \vec{L}$$



μ_B
Magnetón de Bohr
Valor numérico

Generalización para J total

$$\vec{m} = -g\mu_B \vec{J}$$

Factor de Landé

$$\vec{J} = \vec{L} \Rightarrow g = 1$$

$$\vec{J} = \vec{S} \Rightarrow g = 2$$

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \Leftrightarrow g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

Paramagnetismo

Reglas de Hund

Llenado de subniveles atómicos



Acoplamiento de L y $S \Rightarrow J$



Factor de Landé



$$\vec{m} = -g\mu_B \vec{J}$$



$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \Leftrightarrow g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

Momento magnético de **iones**

$$m^2 \Leftrightarrow J^2$$

$$m_z \Leftrightarrow J_z$$

Medidas de susceptibilidad

$$m = g [J(J+1)]^{1/2} \mu_B$$

Medidas de magnetización de saturación

$$m_z = g J_z \mu_B$$

$$m_z^{máx} = g J \mu_B$$



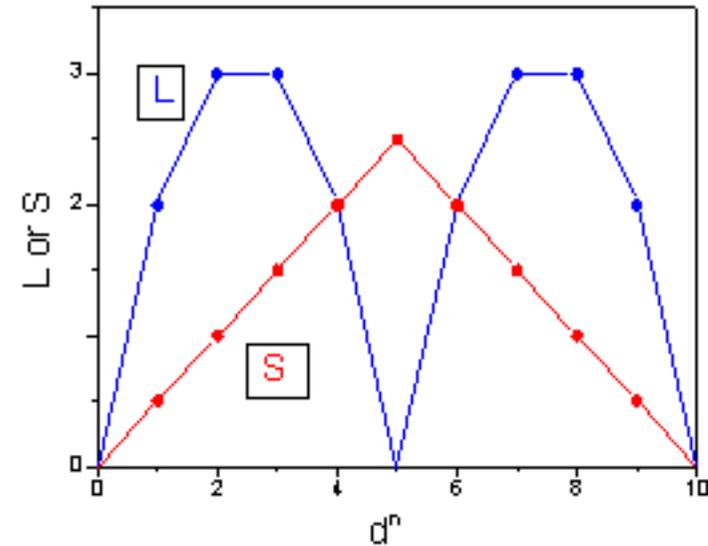
Paramagnetismo

Reglas de Hund

1. El spin S resultante del estado fundamental de un átomo toma el máximo valor compatible con el principio de exclusión (**spin máximo**)
2. Si la capa está menos que semillena, el estado fundamental es el de menor J , $J = |L - S|$. Si está más que semillena, entonces $J = L + S$

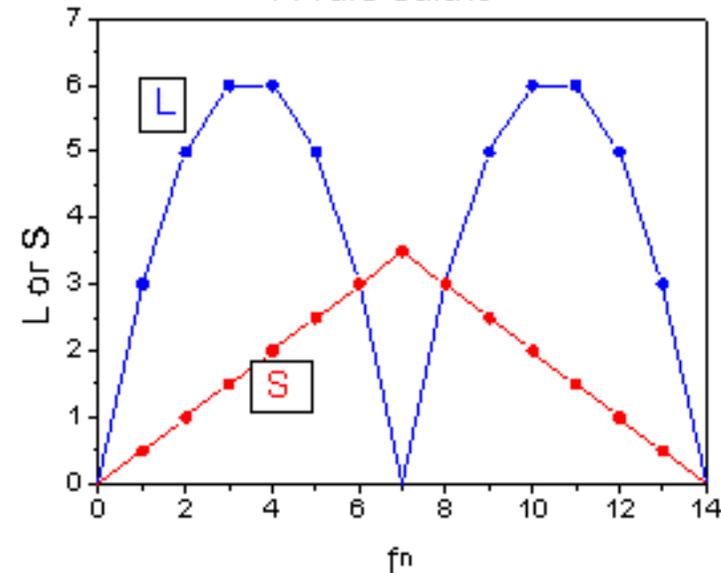
21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn

3-d transition metal ions



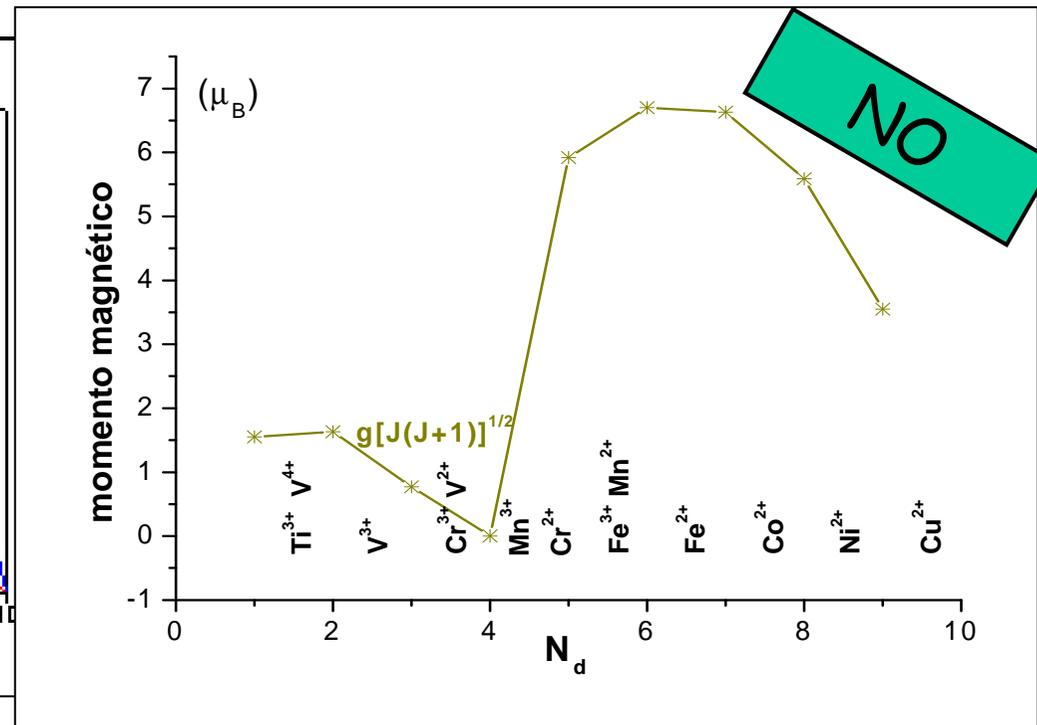
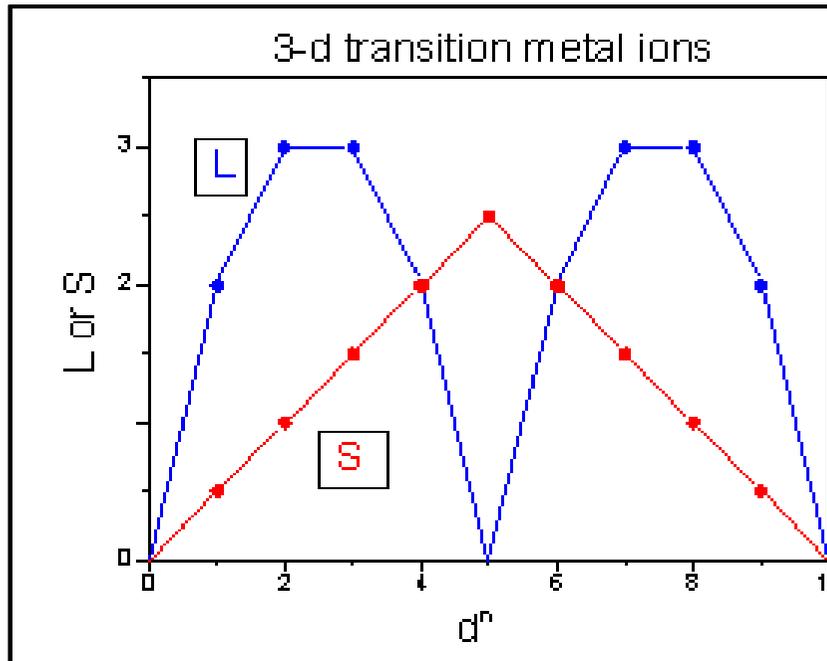
57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71
La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu

4-f rare earths



Paramagnetismo

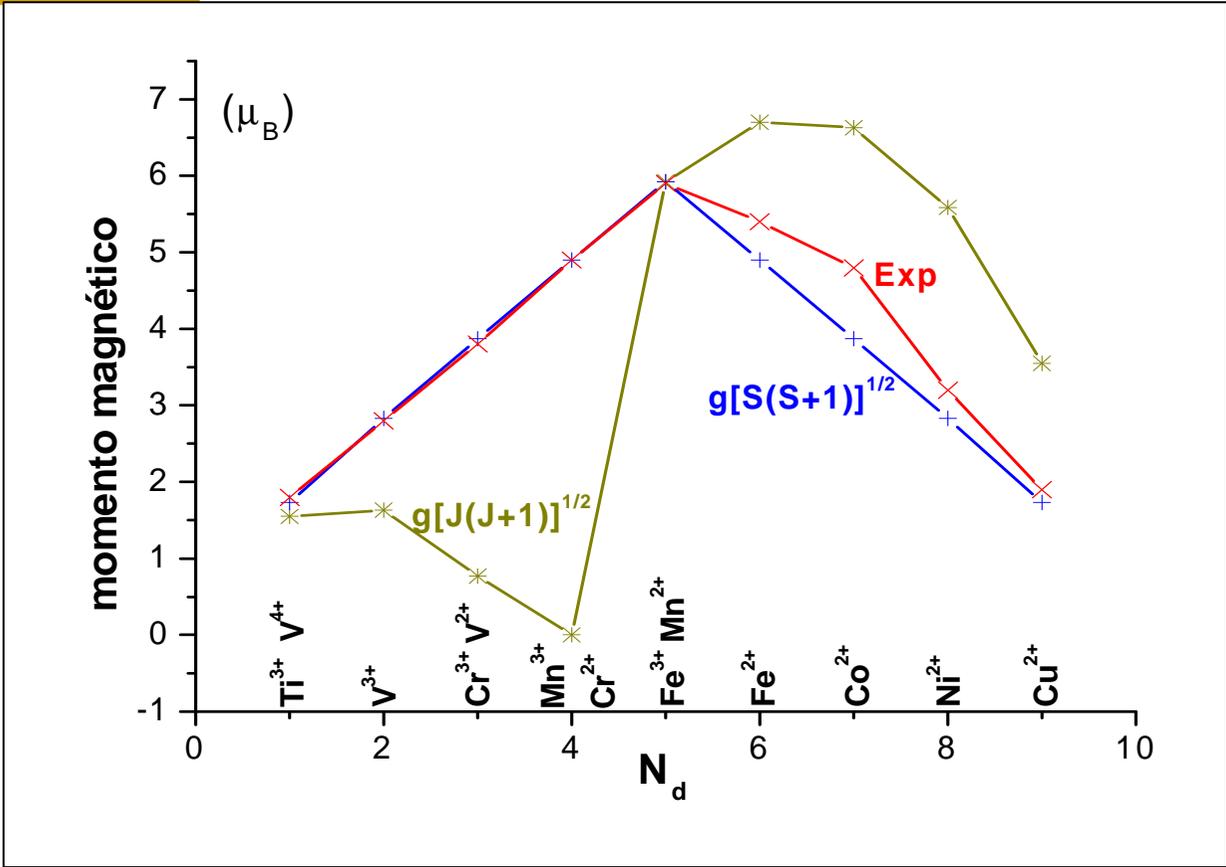
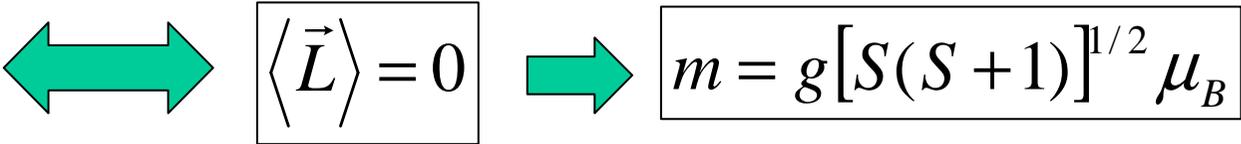
Módulo del momento magnético esperado en iones 3d de acuerdo a las reglas de Hund



$$m = g[J(J+1)]^{1/2} \mu_B$$

Paramagnetismo

Iones 3d:
"quenching"
del momento
angular
orbital



Paramagnetismo

Iones 3d

Momento magnético en magnetones de Bohr

ión	Configuración	$g[j(j+1)]^{0.5}$ Calc.	$g[s(s+1)]^{0.5}$ Calc.	medido
Ti ³⁺ , V ⁴⁺	3d ¹	1.55	1.73	1.8
V ³⁺	3d ²	1.63	2.83	2.8
Cr ³⁺ , V ³⁺	3d ³	0.77	3.87	3.8
Mn ³⁺ , Cr ³⁺	3d ⁴	0	4.90	4.9
Fe ³⁺ , Mn ²⁺	3d ⁵	5.92	5.92	5.9
Fe ²⁺	3d ⁶	6.70	4.90	5.4
Co ²⁺	3d ⁷	6.63	3.87	4.8
Ni ²⁺	3d ⁸	5.59	2.83	3.2
Cu ²⁺	3d ⁹	3.55	1.73	1.9

Paramagnetismo

Iones 4f

Momento magnético en magnetones de Bohr

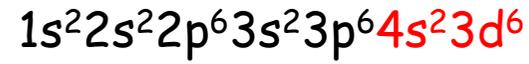
ión	configuración	$g[j(j+1)]^{0.5}$	medido
Ce ³⁺	4f ¹ 5s ² 5p ⁶	2.54	2.4
Pr ³⁺	4f ² 5s ² 5p ⁶	3.58	3.5
Nd ³⁺	4f ³ 5s ² 5p ⁶	3.62	3.5
Pm ³⁺	4f ⁴ 5s ² 5p ⁶	2.68	-
Sm ³⁺	4f ⁵ 5s ² 5p ⁶	0.84	1.5
Eu ³⁺	4f ⁶ 5s ² 5p ⁶	0	3.4
Gd ³⁺	4f ⁷ 5s ² 5p ⁶	7.94	8.0
Tb ³⁺	4f ⁸ 5s ² 5p ⁶	9.72	9.5
Dy ³⁺	4f ⁹ 5s ² 5p ⁶	10.63	10.6
Ho ³⁺	4f ¹⁰ 5s ² 5p ⁶	10.60	10.4
Er ³⁺	4f ¹¹ 5s ² 5p ⁶	9.59	9.5
Tm ³⁺	4f ¹² 5s ² 5p ⁶	7.57	7.3
Yb ³⁺	4f ¹³ 5s ² 5p ⁶	4.54	4.5

Paramagnetismo

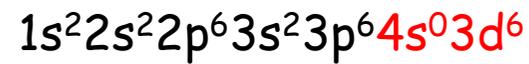
Reglas de Hund

Configuración electrónica

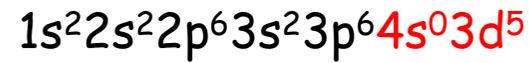
Fe⁰



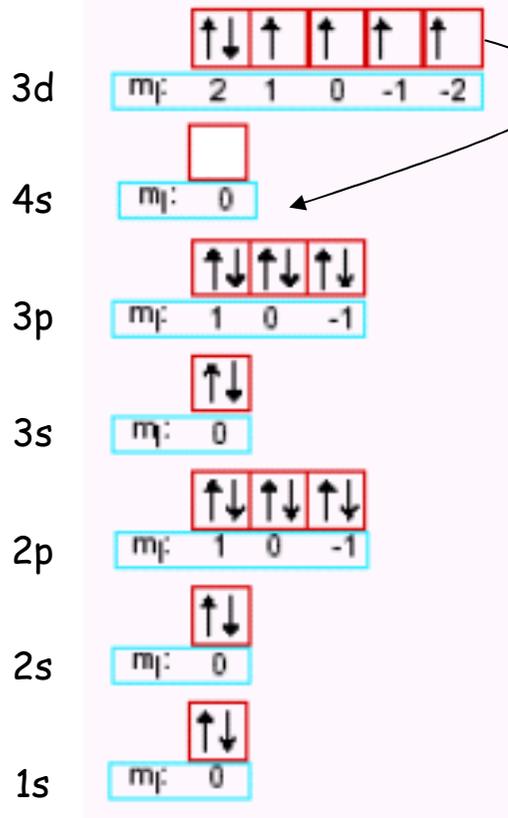
Fe²⁺



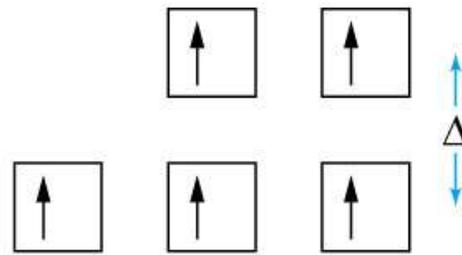
Fe³⁺



Fe²⁺

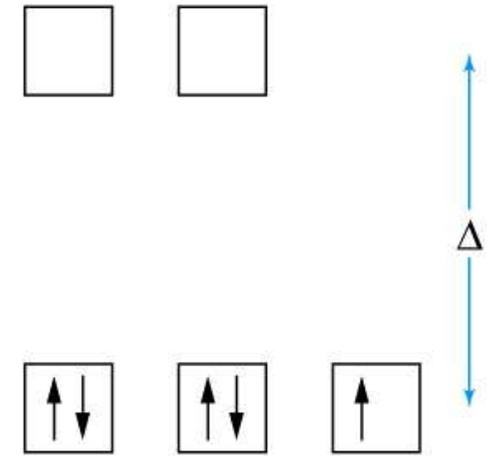


Energy ↑



Fe³⁺ in $[\text{Fe}(\text{H}_2\text{O})_6]^{3+}$
A "high spin" complex

Energy ↑

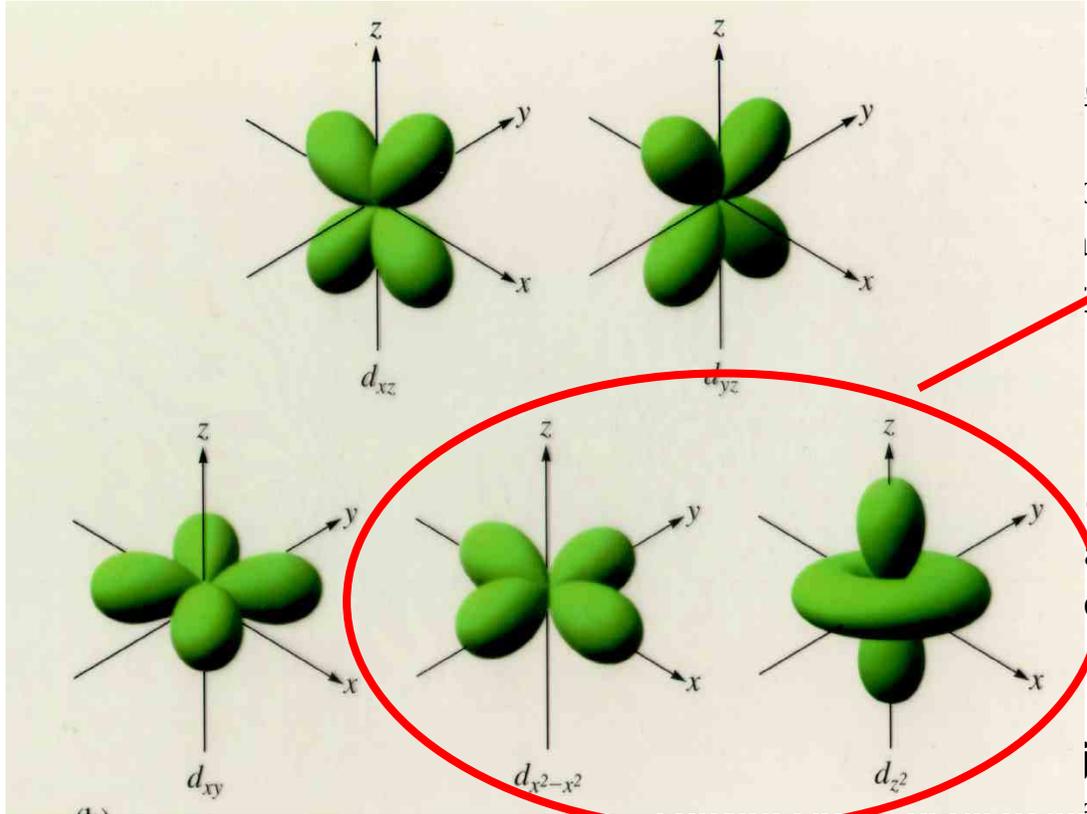


Fe³⁺ in $[\text{Fe}(\text{CN})_6]^{3-}$
A "low spin" complex

Paramagnetismo

Alto spin/Bajo spin

Complejos octaedrales



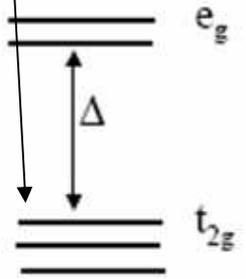
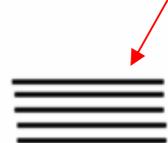
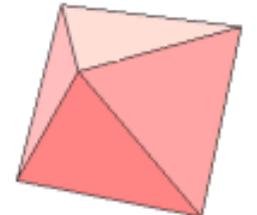
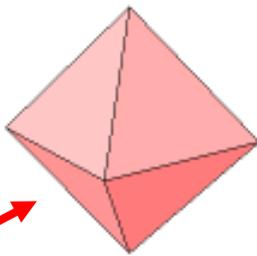
en el vacío: los 5 orbitales degenerados.

En los **complejos octaedrales**, los orbitales d degenerados, se desdoblan en dos grupos:

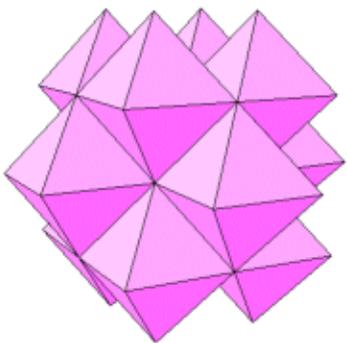
- $d_{x^2-y^2}$ y d_{z^2} (alta energía)
- d_{xy} , d_{xz} , d_{yz} (baja energía)

Para los **iones d**, esto conduce a 2 estados alto spin-bajo spin o e. El gap de energía depende de los ligandos.

Los **iones d^6 Co(III)**, pueden ser **alto spin** o **bajo spin**, p.e. t_{2g}^6 .



spherical symmetry ↔ octahedral symmetry

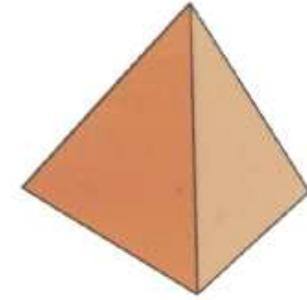


Paramagnetismo

Comparación de momentos magnéticos calculados (sólo spin) con datos experimentales para algunos complejos octaedrales

Ion	Config	$\mu_{so} / \text{B.M.}$	$\mu_{obs} / \text{B.M.}$
Ti(III)	d1 ($t_{2g}1$)	$\sqrt{3} = 1.73$	1.6-1.7
V(III)	d2 ($t_{2g}2$)	$\sqrt{8} = 2.83$	2.7-2.9
Cr(III)	d3 ($t_{2g}3$)	$\sqrt{15} = 3.88$	3.7-3.9
Cr(II)	d4 high spin ($t_{2g}3 e_g1$)	$\sqrt{24} = 4.90$	4.7-4.9
Cr(II)	d4 low spin ($t_{2g}4$)	$\sqrt{8} = 2.83$	3.2-3.3
Mn(II)/ Fe(III)	d5 high spin ($t_{2g}3 e_g2$)	$\sqrt{35} = 5.92$	5.6-6.1
Mn(II)/ Fe(III)	d5 low spin ($t_{2g}5$)	$\sqrt{3} = 1.73$	1.8-2.1
Fe(II)	d6 high spin ($t_{2g}4 e_g2$)	$\sqrt{24} = 4.90$	5.1-5.7
Co(II)	d7 high spin ($t_{2g}5 e_g2$)	$\sqrt{15} = 3.88$	4.3-5.2
Co(II)	d7 low spin ($t_{2g}6 e_g1$)	$\sqrt{3} = 1.73$	1.8
Ni(II)	d8 ($t_{2g}6 e_g2$)	$\sqrt{8} = 2.83$	2.9-3.3
Cu(II)	d9 ($t_{2g}6 e_g3$)	$\sqrt{3} = 1.73$	1.7-2.2

Paramagnetismo



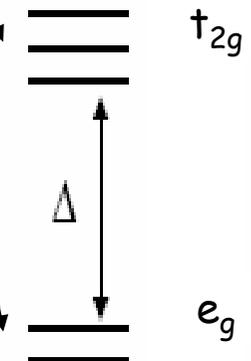
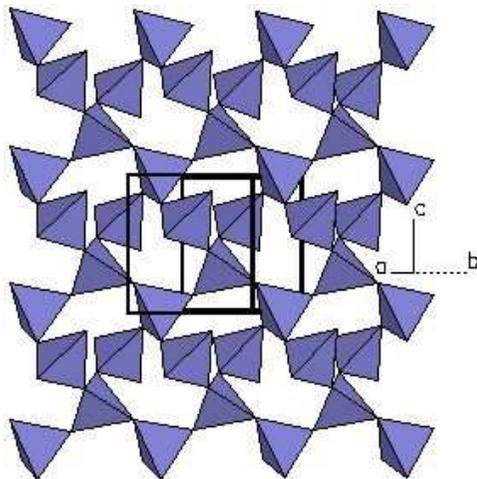
Complejos tetraedrales

En complejos **tetraedrales** ocurre lo mismo, pero

el grupo e_g : orbitales $d_{x^2-y^2}$ y d_{z^2} es ahora de baja energía
el grupo t_{2g} : orbitales d_{xy} , d_{xz} , d_{yz} es de alta energía

Los complejos tetraedrales son de alto spin porque la diferencia entre los 2 grupos de orbitales es mucho menor que la encontrada en complejos octaedrales.

La relación aproximada entre gaps es: $\Delta_{tet} = 4/9 \Delta_{oct}$.



Simetría esférica \Leftrightarrow simetría tetraedral

Paramagnetismo

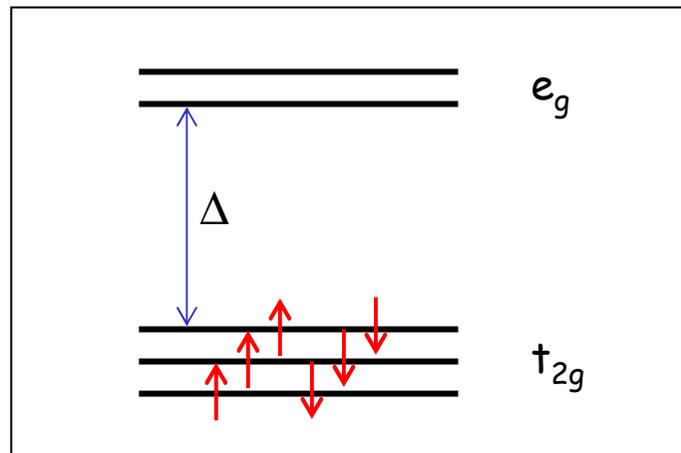
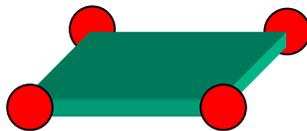
Comparación de momentos magnéticos calculados (sólo spin) con datos experimentales para algunos complejos tetraedrales

Ion	Config	$\mu_{so} / \text{B.M.}$	$\mu_{obs} / \text{B.M.}$
Cr(V)	d1 (e1)	$\sqrt{3} = 1.73$	1.7-1.8
Cr(IV) / Mn(II)	d2 (e2)	$\sqrt{8} = 2.83$	2.6 - 2.8
Fe(V)	d3 (e2 t ₂ 1)	$\sqrt{15} = 3.88$	3.6-3.7
-	d4 (e2 t ₂ 2)	$\sqrt{24} = 4.90$	-
Mn(II)	d5 (e2 t ₂ 3)	$\sqrt{35} = 5.92$	5.9-6.2
Fe(II)	d6 (e3 t ₂ 3)	$\sqrt{24} = 4.90$	5.3-5.5
Co(II)	d7 (e4 t ₂ 3)	$\sqrt{15} = 3.88$	4.2-4.8
Ni(II)	d8 (e4 t ₂ 4)	$\sqrt{8} = 2.83$	3.7-4.0
Cu(II)	d9 (e4 t ₂ 5)	$\sqrt{3} = 1.73$	-

Paramagnetismo

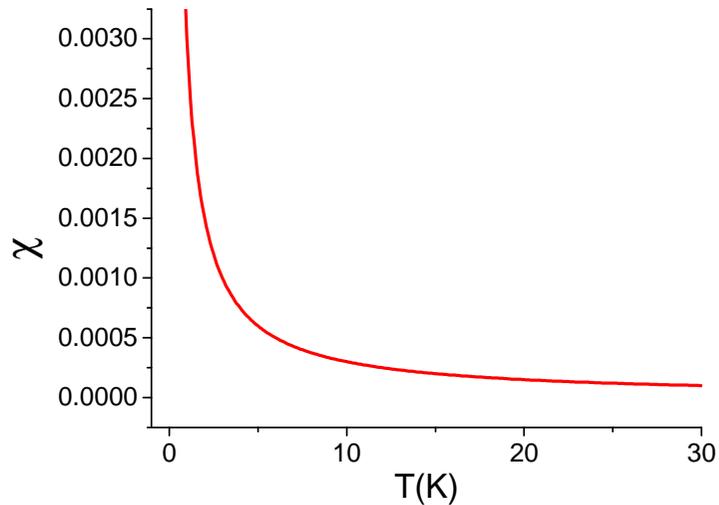
Complejos planos

Los complejos planos cuadrados son menos comunes que los tetraedrales. Suponemos que **sólo los iones d^6 p.e. Ni(II) forman complejos planos cuadrados**. Como el gap de energía entre los d_{xy} y $d_{x^2-y^2}$ es del tipo del Δ_{oct} se consideran de bajo spin y son todos diamagnéticos ($\mu=0 \mu_B$).



Paramagnetismo

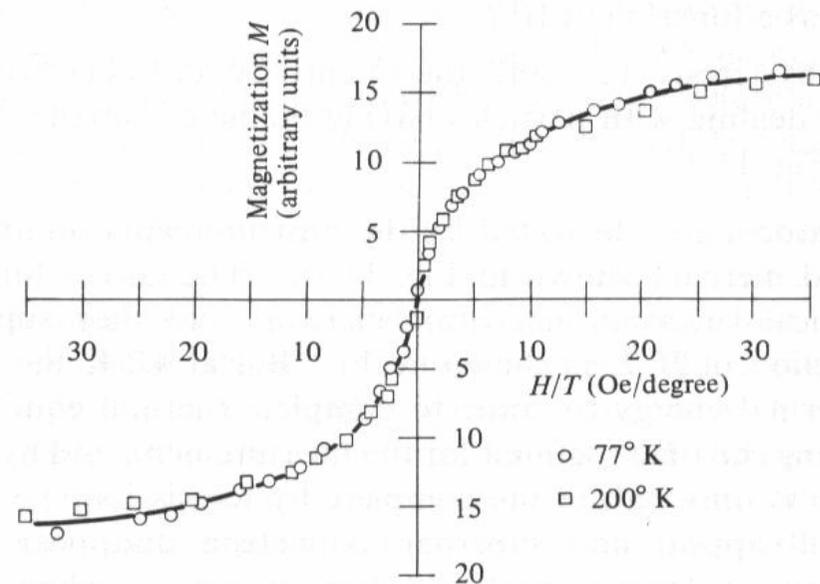
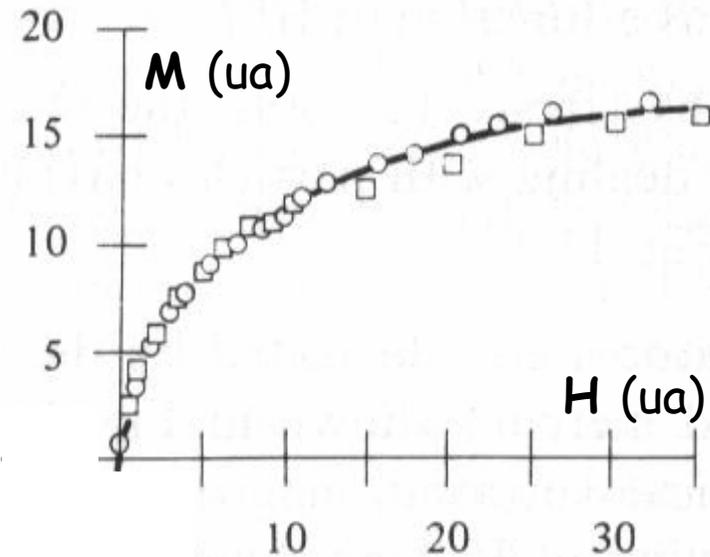
Dependencia de M con H y con T . Susceptibilidad de un paramagneto



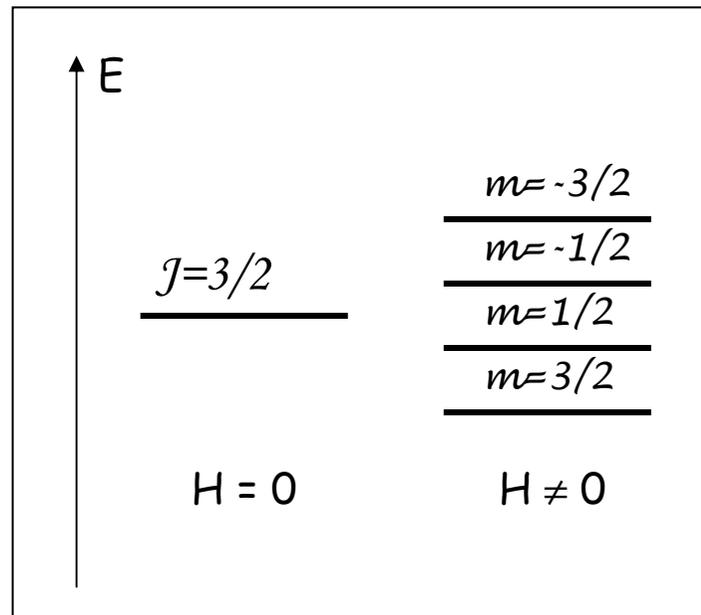
Susceptibilidad de un paramagneto bajo pequeños campos

$$\chi = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{\partial M}{\partial H}$$

Función universal de H/T



Dependencia de M con H y con T . Susceptibilidad de un paramagneto.
Modelo estadístico



Dependencia de \mathbf{M} con \mathbf{H} y con T . Susceptibilidad de un paramagneto. Modelo estadístico

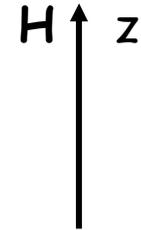
Paramagneto (Curie):

Momento permanente

Ausencia de interacciones

$$\vec{m} = -g\mu_B \vec{J} \quad m_z = -g\mu_B J_z$$

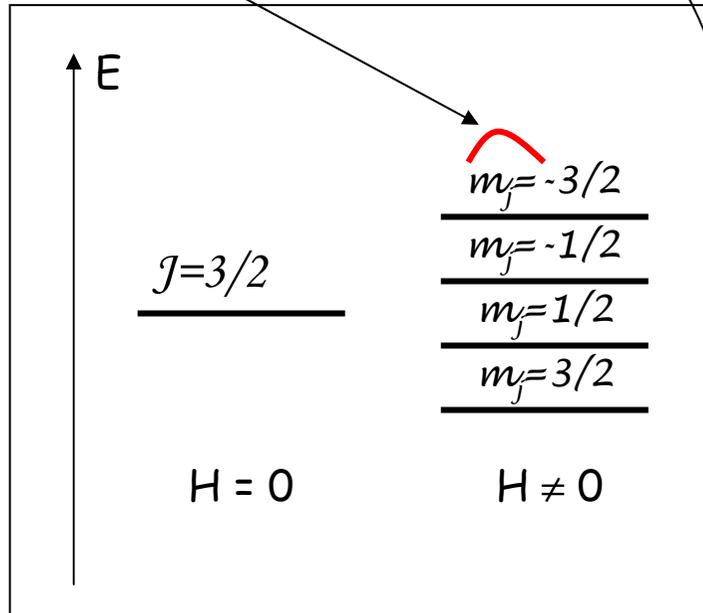
$$\mathcal{H} = -\vec{m} \cdot \vec{B} = -\mu_0 \vec{m} \cdot \vec{H} = -\mu_0 m_z H$$



Momento magnético

ojo!

Proyección de spin



Suponemos que la probabilidad de ocupación de los subniveles de energía es proporcional a los factores de Boltzmann:

$$e^{-E_m / kT} = e^{\mu_0 m_z H / kT}$$

$$\langle m_z \rangle = \frac{\sum m_z e^{\mu_0 m_z H / kT}}{\sum e^{\mu_0 m_z H / kT}} = g\mu_B \langle J_z \rangle$$

$Z(H, T)$

Función de Partición

Dependencia de \mathbf{M} con \mathbf{H} y con T . Susceptibilidad de un paramagneto.
Modelo estadístico

$$Z = \sum e^{\beta \mu_0 m_z H}$$

reemplazando: $\beta = \frac{1}{kT}$

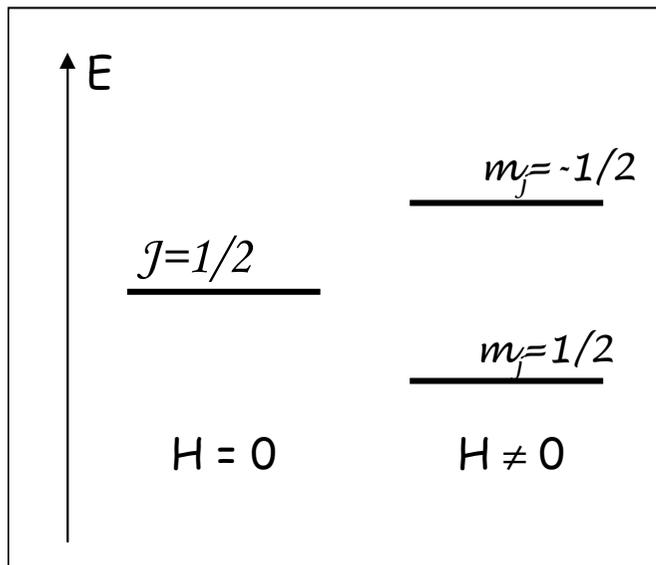
$$\langle m_z \rangle = \frac{1}{\mu_0 H} \frac{\partial \ln Z}{\partial \beta}$$

Caso $J=1/2$

$$Z = e^{-\beta \mu_0 g \mu_B J H} + e^{\beta \mu_0 g \mu_B J H}$$

Definiendo: $x = \beta \mu_0 g \mu_B J H$

$$Z = e^{-x} + e^x = 2 \cosh(x)$$



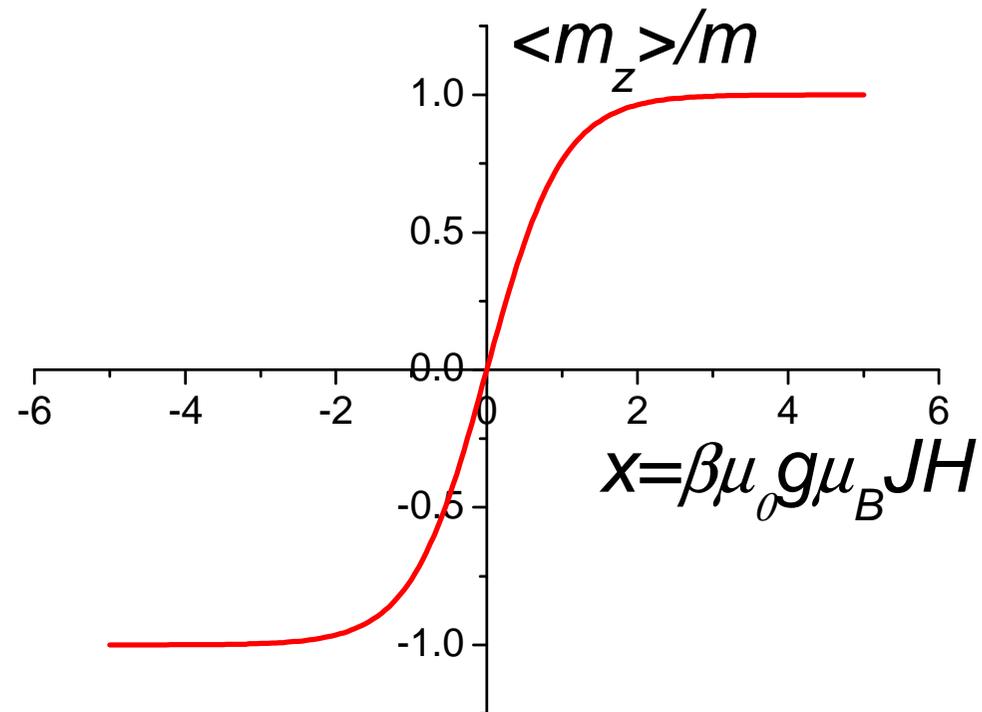
$$\langle m_z \rangle = \frac{1}{\mu_0 H} \frac{\partial \ln Z}{\partial \beta} = g \mu_B J \frac{\sinh x}{\cosh x} = m \cdot \tanh x$$

Dependencia de \mathbf{M} con \mathbf{H} y con T . Susceptibilidad de un paramagneto.
Modelo estadístico

momentos por
unidad de volumen

$$\langle m_z \rangle = m \cdot \tanh x \quad M_S = N \langle m_z \rangle = Nm \tanh x$$

$$m = g\mu_B J$$



Dependencia de \mathbf{M} con \mathbf{H} y con T . Susceptibilidad de un paramagneto.
Modelo estadístico

Para J arbitrario

$$\frac{\langle m_z \rangle}{m} = \frac{\langle J_z \rangle}{J} = B_J(x)$$

Función de
Brillouin

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J}x\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{x}{2J}\right)$$

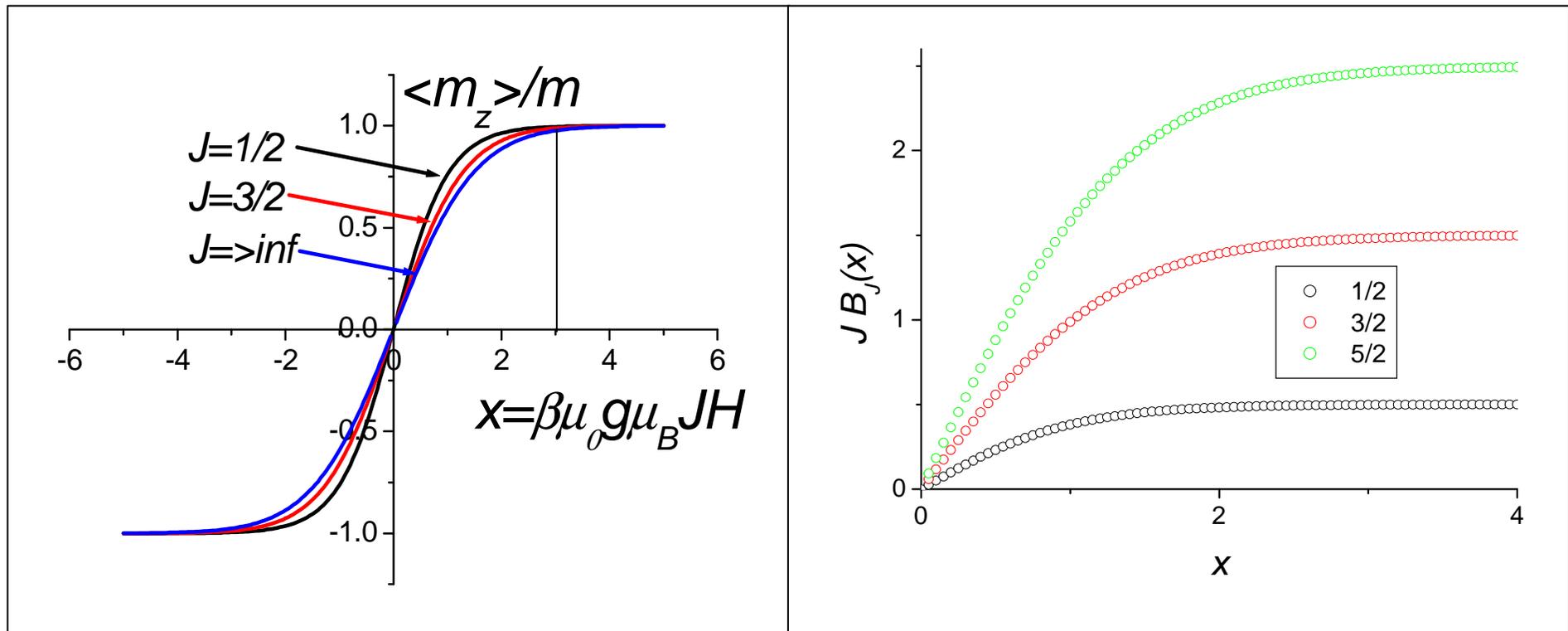
Obviamente: $B_{1/2}(x) = \tanh(x)$

$$M = N \langle m_z \rangle = NgJ\mu_B B_J(x) \leftarrow M = M(H)$$

momentos
por unidad
de volumen

Dependencia de \mathbf{M} con \mathbf{H} y con T . Susceptibilidad de un paramagneto.
Modelo estadístico

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J}x\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{x}{2J}\right)$$

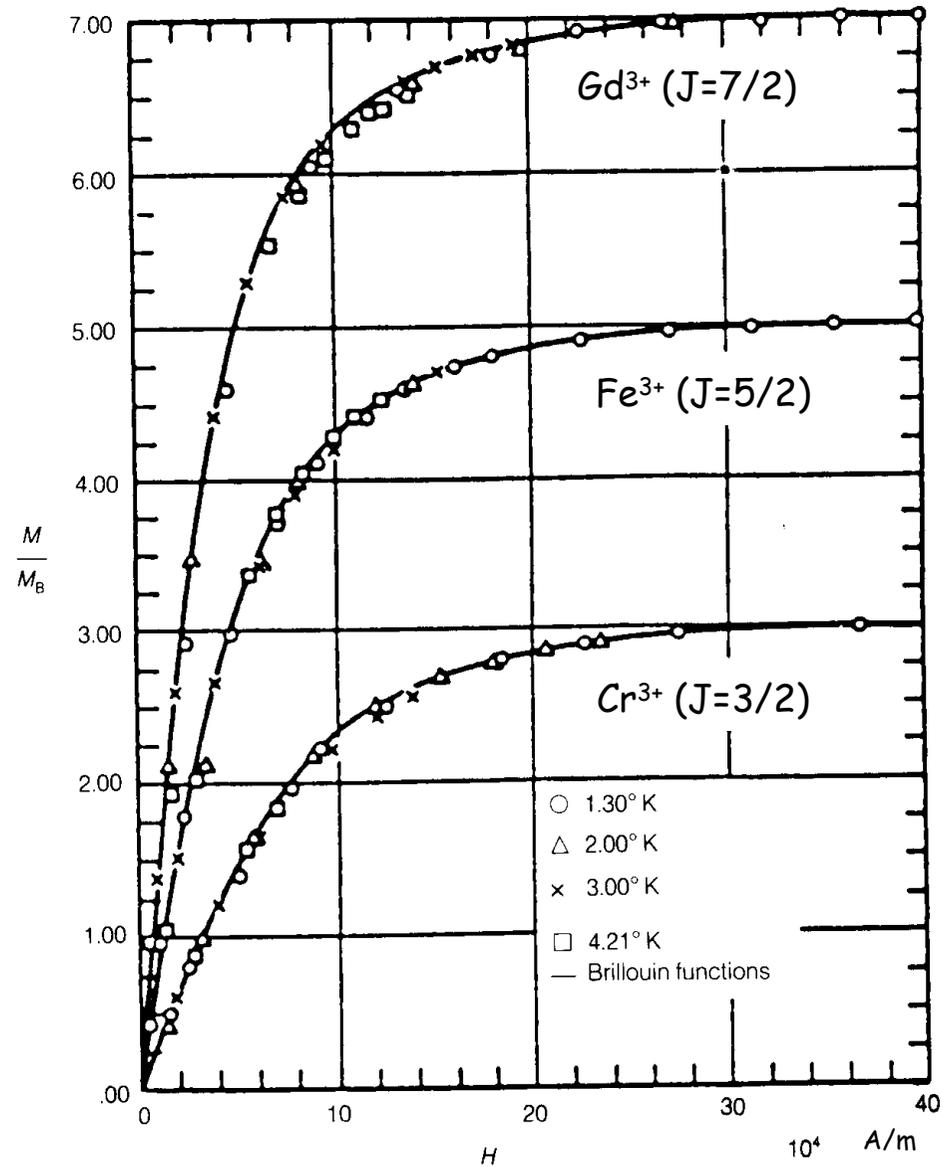


La función "satura" para $x \geq 4$

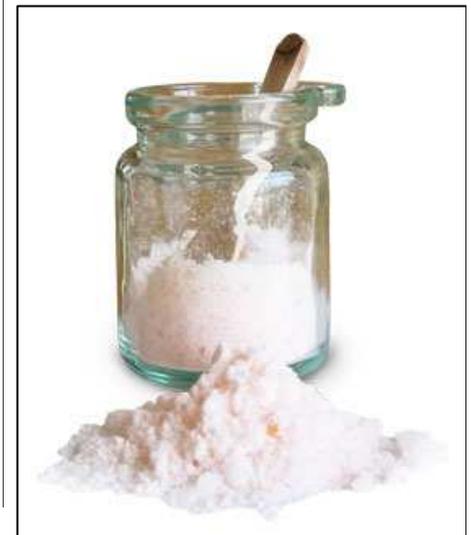
Dependencia de M con H y con T . Susceptibilidad de un paramagneto. Modelo estadístico

Sales
paramagnéticas
de:

- Cr^{3+} ($J=3/2$)
- Fe^{3+} ($J=5/2$)
- Gd^{3+} ($J=7/2$)



Buen acuerdo de la
teoría con los
resultados
experimentales



Dependencia de M con H y con T . Susceptibilidad de un paramagneto. Modelo estadístico

Comportamientos límites

$x \rightarrow \infty$

$$B_J(x) \rightarrow 1$$

Saturación

$$M = M_S = NgJ\mu_B B_J(x) \rightarrow NgJ\mu_B = Nm$$

$$x = \frac{\mu_0 g \mu_B J H}{kT}$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ (SI)}$$

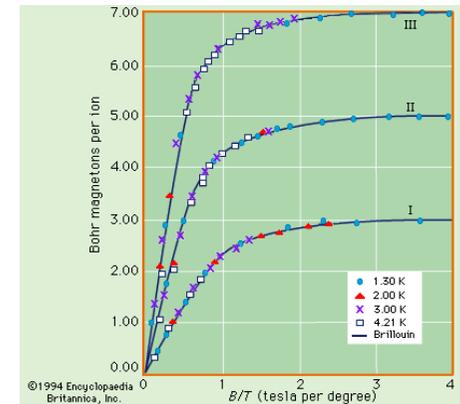
$$\mu_B = 9.27 \times 10^{-24} \text{ (SI)}$$

$$k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ (SI)}$$

$$g = 2; J = 1/2$$

$$x = 8.44 \times 10^{-6} \frac{H}{T}$$

De la medida de M_S se obtiene el valor de la proyección máxima del momento en la dirección del campo



$x = 5$

$$T = 1K \Rightarrow H_S \geq 5.92 \times 10^5 \text{ A/m} \Rightarrow B_S \geq 0.74T$$

$$T = 300K \Rightarrow H_S \geq 1.78 \times 10^8 \text{ A/m} \Rightarrow B_S \geq 222T \quad \text{!!!!}$$

Que corriente se necesita?

Dependencia de \mathbf{M} con \mathbf{H} y con T . Susceptibilidad de un paramagneto.
Modelo estadístico

$x \rightarrow 0$ ($x \ll 1$)

$$\coth(x) \approx \frac{1}{x} + \frac{x}{3} + O(x^3)$$

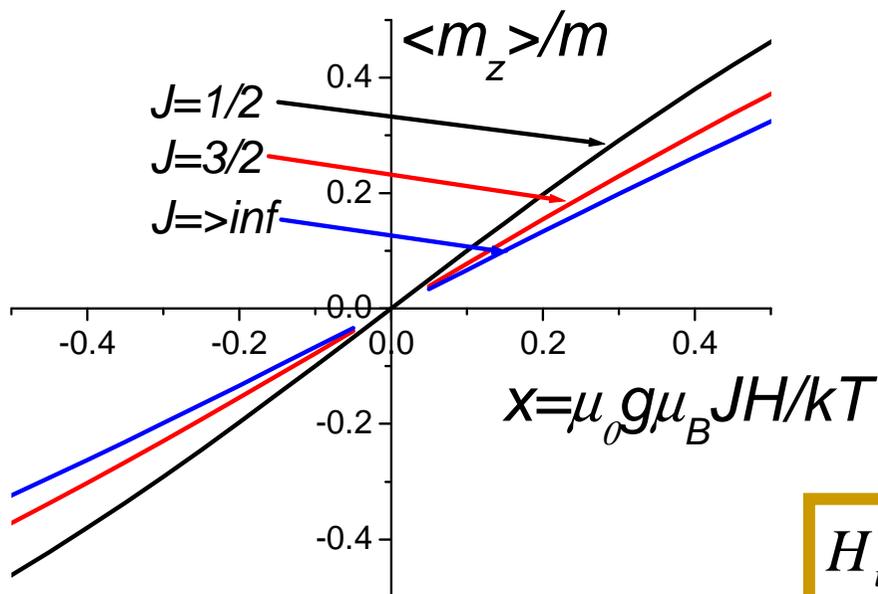
$$B_J(x) \approx \frac{J+1}{3J} x + O(x^3)$$

$$M = M_i = \frac{Ng\mu_B(J+1)x}{3} = \frac{N\mu_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1)H}{3kT}$$

Comportamientos límites

Magnetización inicial

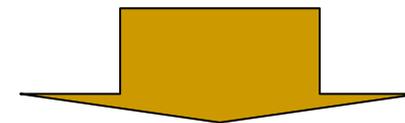
$$m^2 = g^2 J(J+1)\mu_B^2 \quad M = \frac{N\mu_0 m^2 H}{3kT}$$



Dependencia lineal con H ,

$$x \leq 0.2$$

$$T = 300 \text{ K}$$



$$H_i \leq 2.4 \times 10^4 \text{ A/m} \approx 300 \text{ Oe} \Rightarrow B_i \leq 30 \text{ mT}$$

Dependencia de M con H y con T . Susceptibilidad de un paramagneto.
Modelo estadístico

$x \rightarrow 0$ ($x \ll 1$)

susceptibilidad

$$\chi = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{\partial M}{\partial H} = \frac{\partial M_i}{\partial H} = \frac{N\mu_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1)}{3kT} = \frac{C}{T}$$

Constante de Curie

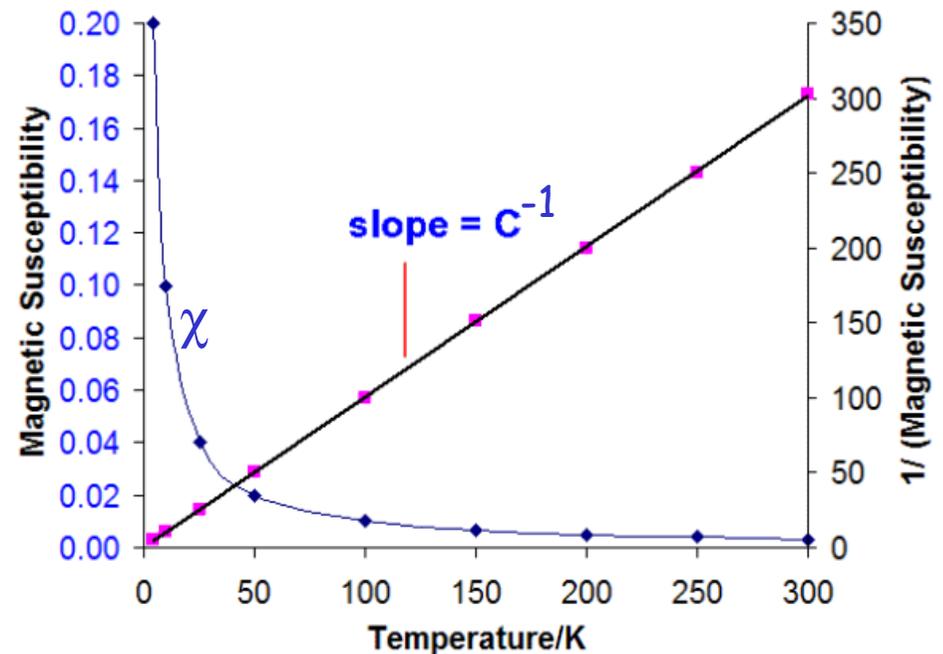
$$\chi^{-1} = \frac{3k}{N\mu_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1)} T = \frac{T}{C}$$

Ley de Curie

Pierre Curie
(1859-1906)

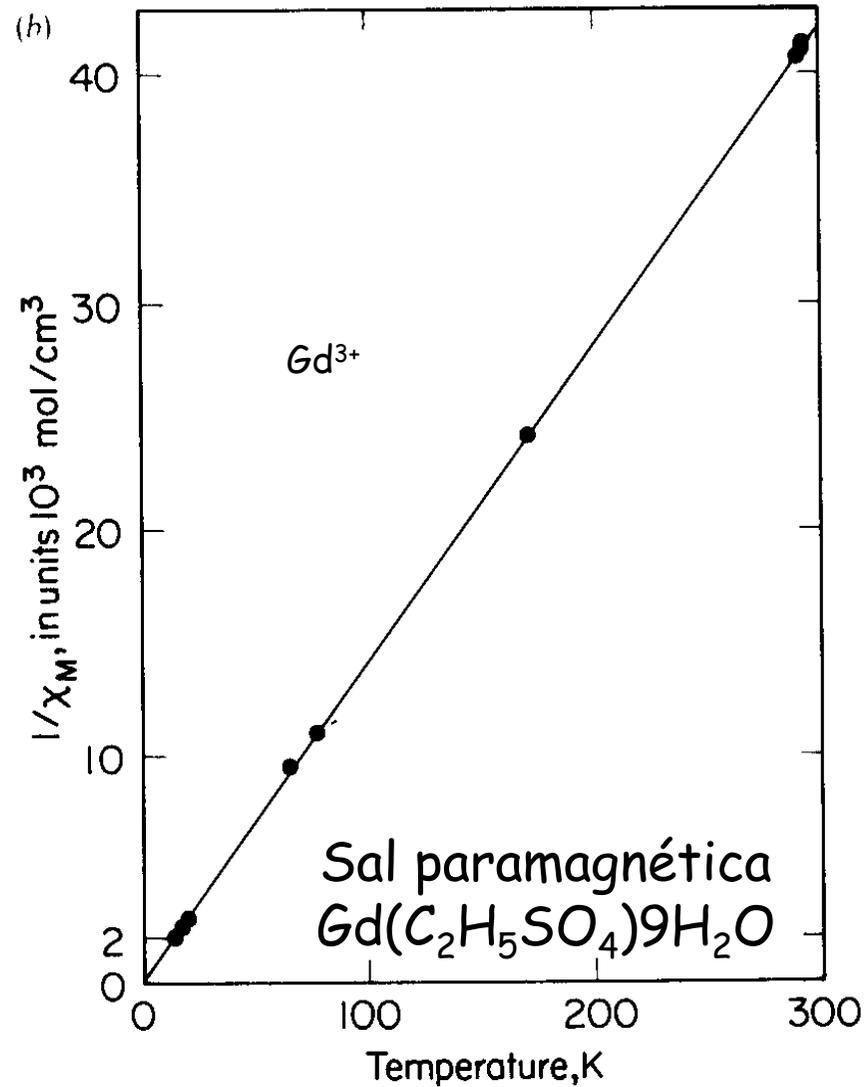


Curie Law Plots



Dependencia de M con H y con T . Susceptibilidad de un paramagneto.
Modelo estadístico

susceptibilidad



Dependencia de \mathbf{M} con \mathbf{H} y con T . Susceptibilidad de un paramagneto.
Modelo estadístico

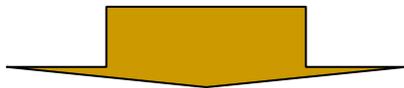
Límite clásico

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J}x\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{x}{2J}\right)$$

Cuando $J \rightarrow \infty$

$$(2J+1)/2J \rightarrow 1$$

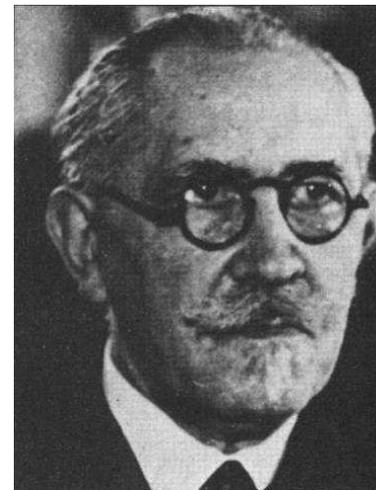
$$\coth(x/2J) \rightarrow 2J/x$$



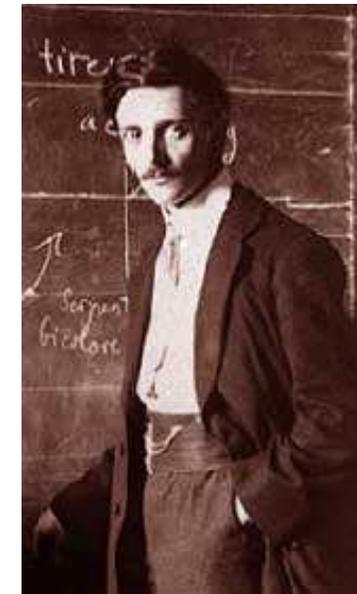
$$B_J(x) \rightarrow L(x) = \coth(x) - \frac{1}{x}$$

Función de Langevin

Paul Langevin
(1872-1946)



Función de Brillouin



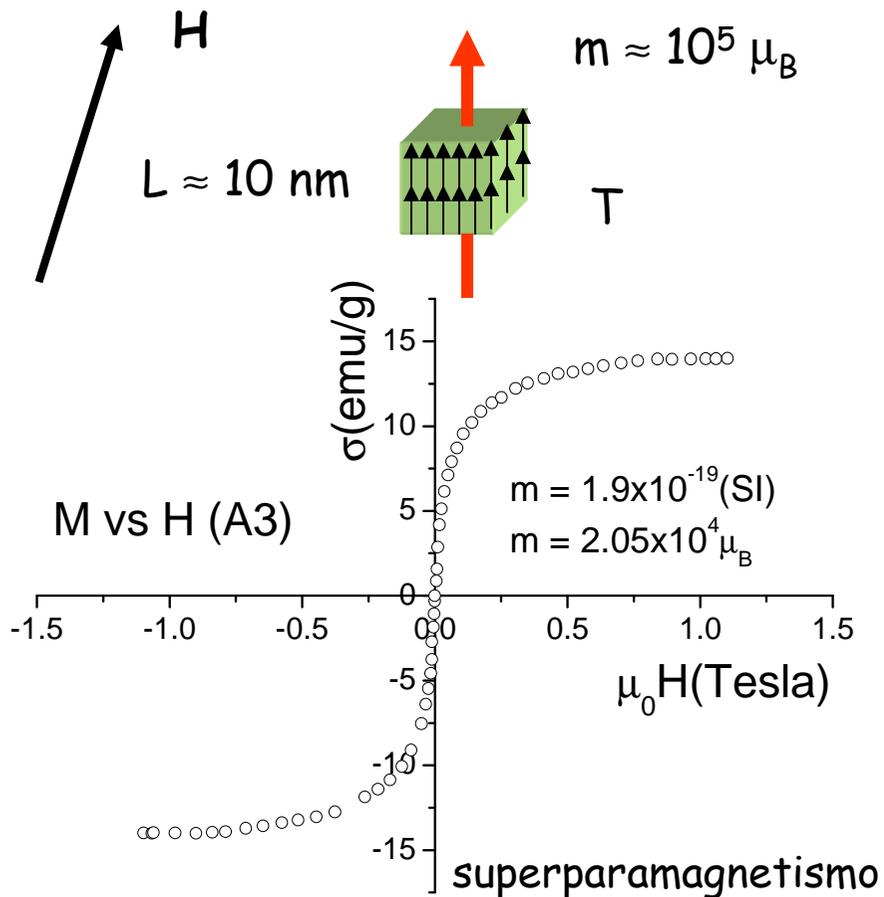
Léon Brillouin
(1889-1969)

Dependencia de M con H y con T . Susceptibilidad de un paramagneto. Modelo estadístico

Superparamagneto:

en partículas pequeñas ferromagnéticas monodominio, por ejemplo del orden de 10 nm, puede haber del orden de 1000 momentos atómicos acoplados, es decir un supermomento de aproximadamente $10^5 \mu_B$.

Si las partículas no interactúan tenemos un paramagneto de supermomentos: un superparamagneto. J es del orden de 10^5 , estamos en el límite clásico.



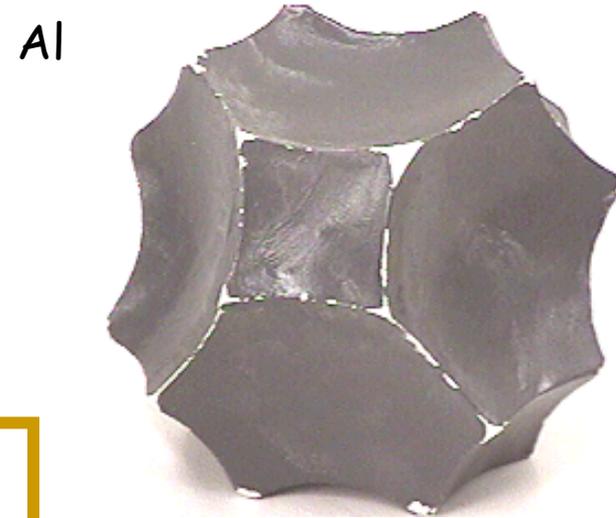
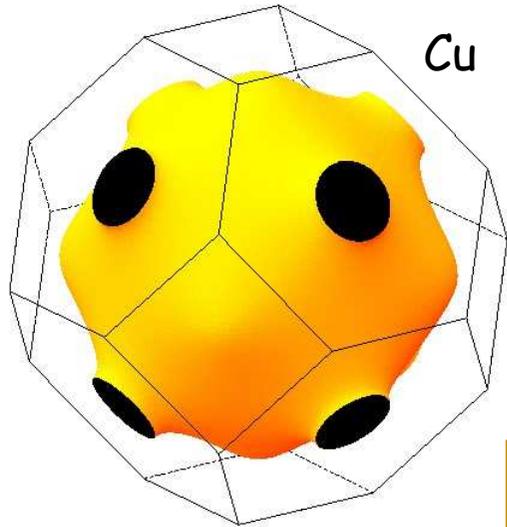
$$\langle m \rangle_H = mL(x) = m \left(\coth(x) - \frac{1}{x} \right)$$

$$x = \frac{\mu_0 g \mu_B J H}{kT} \longrightarrow x = \frac{\mu_0 m H}{kT}$$

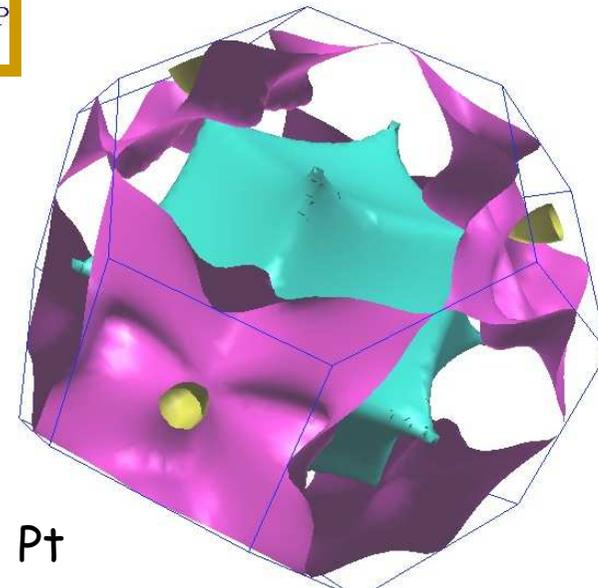
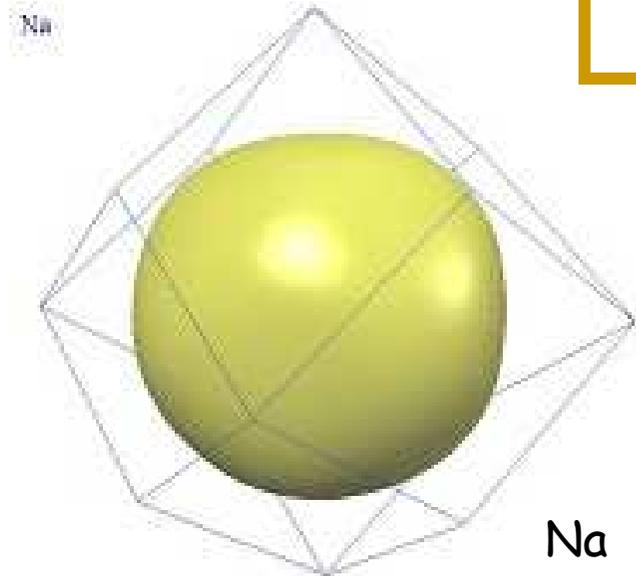
Aerogel de sílica con
partículas de
maghemita ($\sim 5 \times 20 \text{ nm}$)

Paramagnetismo de Pauli. Susceptibilidad independiente de la temperatura.

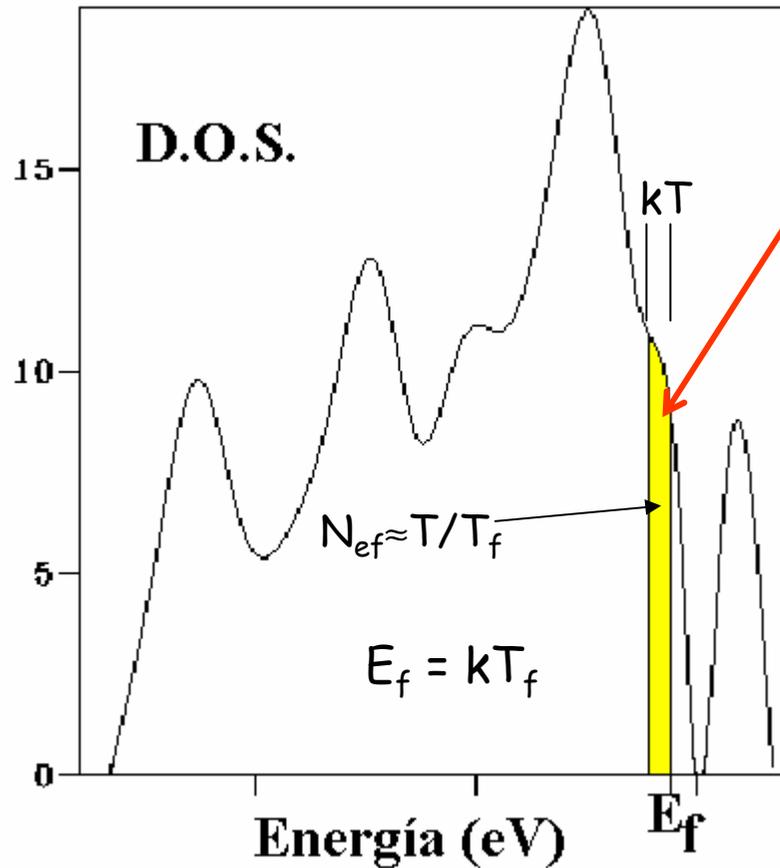
A temperatura finita, sólo los electrones próximos a la superficie de Fermi pueden polarizarse



Superficies de Fermi en el espacio k



Paramagnetismo de Pauli. Susceptibilidad independiente de la temperatura.

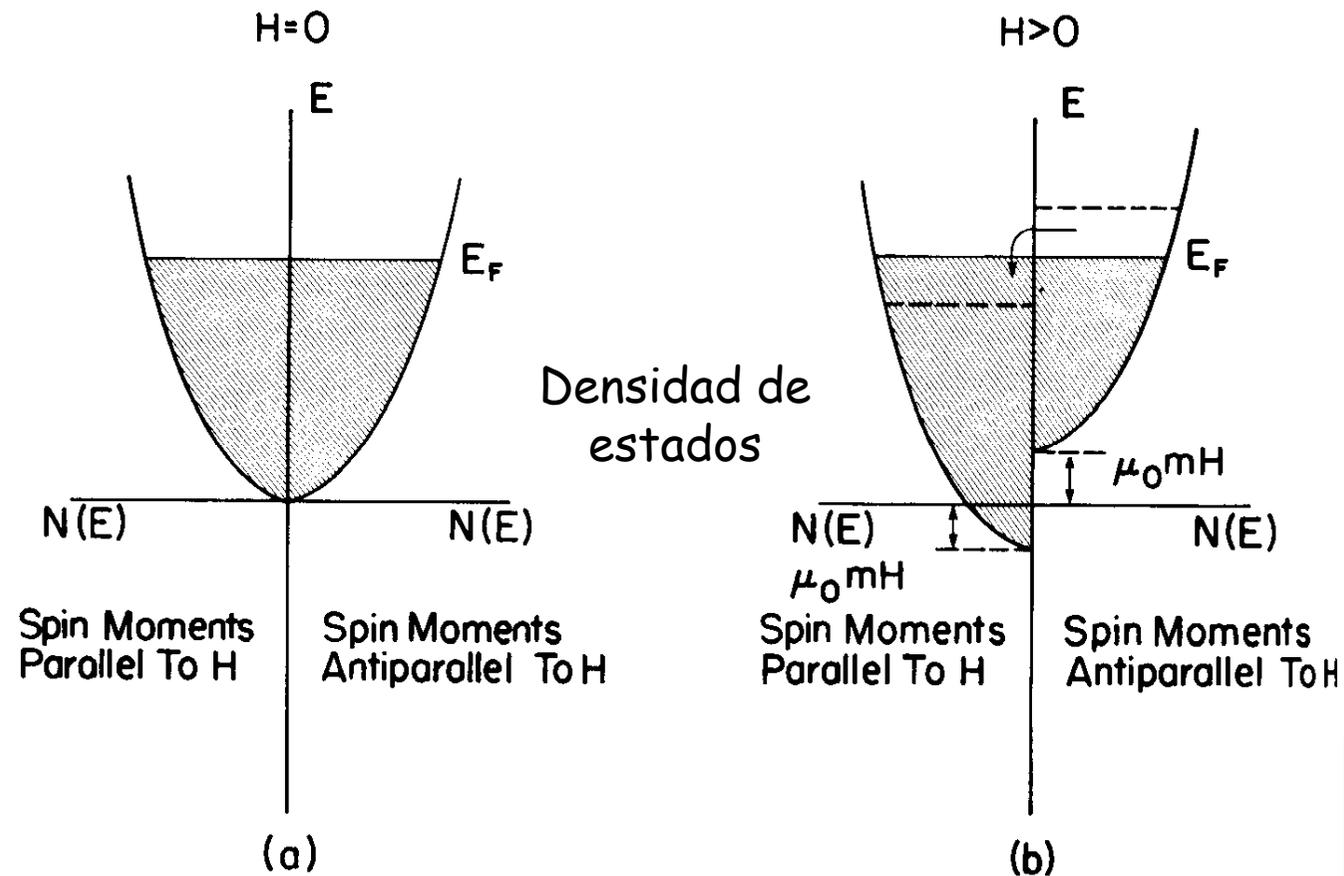


Electrones polarizables a la temperatura T

Densidad de estados

Paramagnetismo de Pauli. Susceptibilidad independiente de la temperatura.

Modelo simple: gas de electrones libres



Paramagnetismo de Pauli. Susceptibilidad independiente de la temperatura.

Modelo simple: gas de electrones libres

Aproximación de orden cero:

$$M = \frac{N_{pol} \mu_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1) H}{3kT}$$

$$N_{pol} \approx \frac{kT}{kT_F} N$$

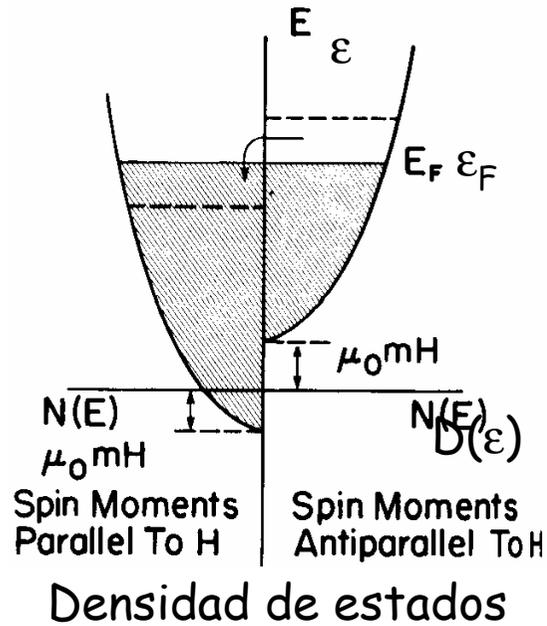

$$\chi \approx \frac{N \mu_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1)}{3kT_F}$$

Independiente
de la
temperatura

Paramagnetismo de Pauli. Susceptibilidad independiente de la temperatura.

Modelo simple: gas de electrones libres

Aproximación de primer orden:



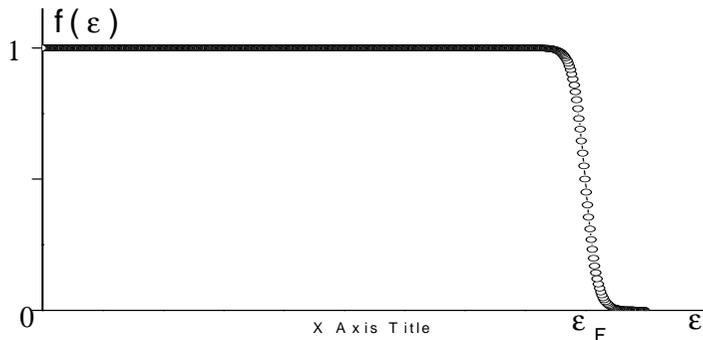
$$N_{\pm} = \frac{1}{2} \int f(\varepsilon) D(\varepsilon \pm \mu_0 m H) d\varepsilon$$

$$x = \mu_0 m H$$

$$D(\varepsilon \pm x) \approx D(\varepsilon) \pm x D'(\varepsilon)$$

$$2N_{\pm} \approx \int f(\varepsilon) D(\varepsilon) d\varepsilon \pm \int f(\varepsilon) D'(\varepsilon) d\varepsilon$$

$$\int f(\varepsilon) D'(\varepsilon) d\varepsilon = f(\varepsilon) D(\varepsilon) \Big|_0^{\infty} - \int D(\varepsilon) f'(\varepsilon) d\varepsilon$$



Paramagnetismo de Pauli. Susceptibilidad independiente de la temperatura.

Modelo simple: gas de electrones libres

$$\int f(\epsilon) D'(\epsilon) d\epsilon = -\int D(\epsilon) f'(\epsilon) d\epsilon \approx -\int D(\epsilon) \delta(\epsilon - \epsilon_F) d\epsilon = D(\epsilon_F)$$

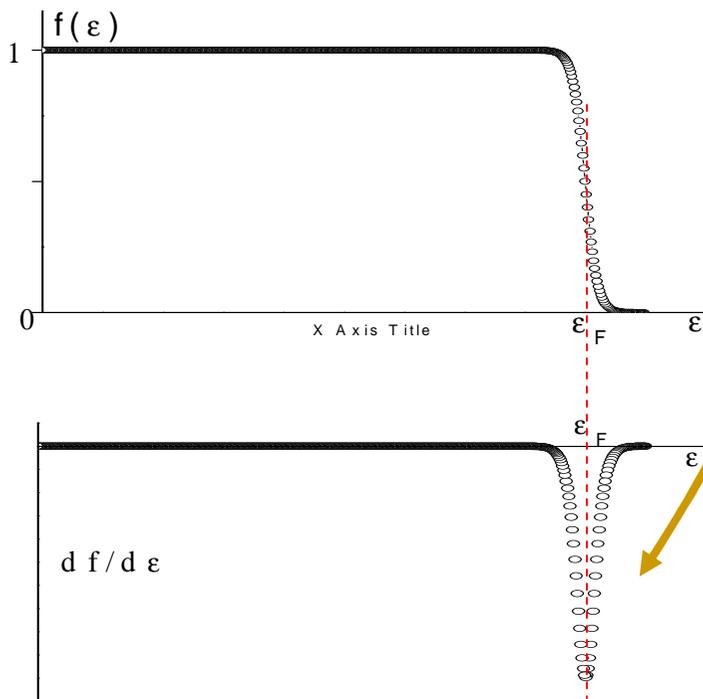
$$N_{\pm} \approx \frac{1}{2} \int f(\epsilon) D(\epsilon) d\epsilon \pm \frac{1}{2} \mu_0 m H D(\epsilon_F)$$

$$M = m(N_+ - N_-) = m^2 \mu_0 H D(\epsilon_F)$$

adelantamos un resultado de la mecánica estadística:

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

$$M = \frac{3Nm^2 \mu_0 H}{2kT_F}$$



Paramagnetismo de Pauli. Susceptibilidad independiente de la temperatura.

Modelo simple: gas de electrones libres

$$M = \frac{3Nm^2 \mu_0 H}{2kT_F}$$



$$\chi = \frac{3Nm^2 \mu_0}{2kT_F}$$

Susceptibilidad de Pauli, independiente de T

Ejemplo, χ_{Na}

Usamos:

$$m = g\mu_B J = \mu_B$$

$$\frac{\rho N_{Av}}{masa_{molar}} = \frac{masa_{molar} N_{Av}}{V_{molar} masa_{molar}} = \frac{N_{Av}}{V_{molar}} = N$$

$$\rho \approx 5 \times 10^3 \text{ kg} / \text{m}^3$$

$$masa_{molar} \approx 20 \times 10^{-3} \text{ kg} / \text{mol}$$

$$T_F \approx 4 \times 10^4 \text{ K}$$



$$\chi_{Na} \approx 4 \times 10^{-5}$$