

Estructura de la Materia 2

Clase 13 - Teoría

Docentes

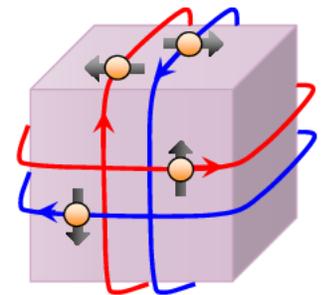
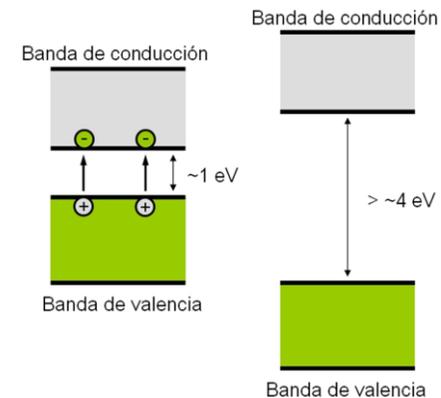
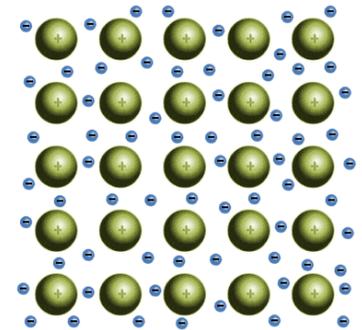
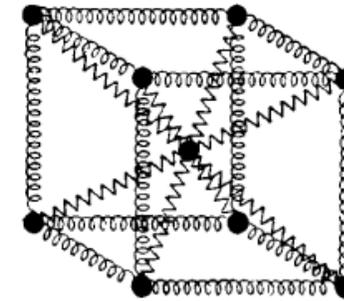
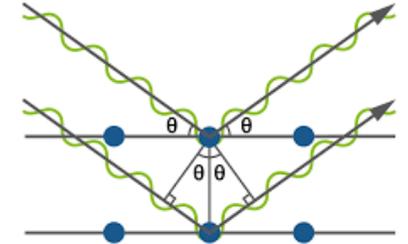
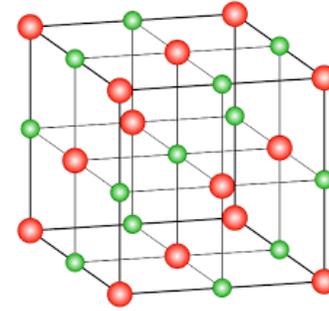
Gustavo Grinblat, Andrea Barral, Tomás Bortolin, Agustina Casafuz

Departamento de Física, FCEN, UBA – 2do Cuatrimestre, 2020

Web: <http://materias.df.uba.ar/edlm2a2020c2>

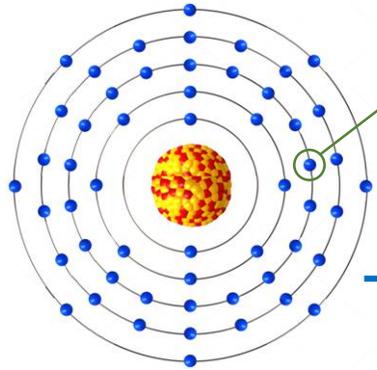
Programa de la materia

- Red cristalina, red recíproca y difracción de rayos X ✓
- Clasificación de los sólidos y energía de cohesión ✓
- Vibraciones, fonones y propiedades térmicas ✓
- Electrones en sólidos ✓
- Semiconductores y juntura semiconductoras ✓
- Magnetismo en sólidos
- Introducción a los aisladores topológicos



Magnetismo: Átomos aislados

Magnetismo en átomos aislados



$$\mathcal{H} = \frac{\bar{p}^2}{2m_e} + V(\bar{r}) \xrightarrow{\text{Agregamos } \bar{H}} \mathcal{H} = \frac{\left(\bar{p} + \frac{e}{c}\bar{A}\right)^2}{2m_e} + \underbrace{g\mu_B\bar{H} \cdot \bar{\sigma}}_{\text{Espín}} + V(\bar{r})$$

$= -\bar{r} \times \bar{H}/2 \rightarrow \bar{H} = \nabla \times \bar{A}; \nabla \cdot \bar{A} = 0$

$$\mathcal{H} = \frac{\left(\bar{p} - \frac{e}{2c}\bar{r} \times \bar{H}\right)^2}{2m_e} + g\mu_B\bar{H} \cdot \bar{\sigma} + V(\bar{r}) = \mathcal{H}_0 + \mu_B\bar{H} \cdot (\bar{l} + g\bar{\sigma}) + \frac{e^2}{8m_e c^2} |\bar{H} \times \bar{r}|^2$$

$$= \frac{\bar{p}^2}{2m_e} + \underbrace{\frac{e}{2m_e c}}_{= \mu_B/\hbar} \bar{H} \cdot \underbrace{(\bar{r} \times \bar{p})}_{= \hbar\bar{l}} + \frac{e^2}{8m_e c^2} |\bar{H} \times \bar{r}|^2$$

Sumando sobre todos los e⁻ del át.

$$\Delta\mathcal{H}_T = \mu_B\bar{H} \cdot (\bar{L} + g\bar{S}) + \frac{e^2}{8m_e c^2} \sum_i |\bar{H} \times \bar{r}_i|^2 \quad \Delta E_n = \langle n | \Delta\mathcal{H}_T | n \rangle + \sum_{n' \neq n} \frac{|\langle n | \Delta\mathcal{H}_T | n' \rangle|^2}{E_n - E_{n'}}$$

Teoría de perturbaciones a segundo orden

Hasta orden H^2

$$\Delta E_n = \mu_B\bar{H} \cdot \langle n | \bar{L} + g\bar{S} | n \rangle + \sum_{n' \neq n} \frac{|\langle n | \mu_B\bar{H} \cdot (\bar{L} + g\bar{S}) | n' \rangle|^2}{E_n - E_{n'}} + \frac{e^2}{8m_e c^2} \langle n | \sum_i |\bar{H} \times \bar{r}_i|^2 | n \rangle$$

¿Cómo determinamos \bar{L} y \bar{S} ?

Magnetismo: Átomos aislados

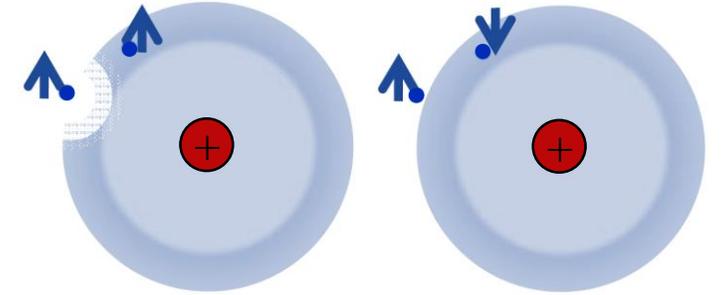
Reglas de Hund

1) Maximizar el espín total (para minimizar la energía Coulombiana)

$$\Psi(\vec{r}_1, \sigma_1; \vec{r}_2, \sigma_2) = \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2)\phi(\sigma_1, \sigma_2) \quad (\text{debe ser antisimétrica, por PEP})$$

Si $\phi(\sigma_1, \sigma_2) = \phi(\uparrow, \uparrow) \longrightarrow \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ debe ser antisimétrica

$\longrightarrow \lim_{\vec{r}_1 \rightarrow \vec{r}_2} \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \rightarrow 0 \longrightarrow e^-$ con espines alineados no pueden acercarse demasiado entre sí, minimizando la repulsión Coulombiana



Además, esto evita el apantallamiento de la carga atractiva del núcleo, bajando la energía del sistema.

2) Maximizar el momento angular orbital total, de forma consistente con la 1ª regla (también para minimizar la energía Coulombiana)

$$l_z = \begin{array}{ccccccc} \text{---} & \text{---} & \text{---} & \text{---} & \text{---} & \text{---} & \text{---} \\ -3 & -2 & -1 & 0 & 1 & 2 & 3 \\ \uparrow & & & & \downarrow & \downarrow & \downarrow \end{array}$$

Notación: $L = S, P, D, F, G, H, I$
 $2^{S+1}\overline{X}_J \longrightarrow {}^4I_{9/2}$

3) Si la capa está menos que semillena ($n \leq 2l + 1$) $\longrightarrow J = |L - S|$

Si la capa está más que semillena ($n \geq 2l + 1$) $\longrightarrow J = L + S$

Tiene su origen en el acoplamiento espín-órbita ($\mathcal{H}_{SO} = \lambda \vec{L} \vec{S}$).
 (Si $\lambda > 0$, $\hat{L} = -\hat{S}$; Si $\lambda < 0$, $\hat{L} = \hat{S}$).

Magnetismo: Diamagnetismo

Susceptibilidad en sólidos de átomos con capas llenas: Diamagnetismo

Si todas las capas están llenas $\longrightarrow J = L = S = 0 \longrightarrow \Delta E_0 = \frac{e^2}{8m_e c^2} \langle 0 | \sum_i |\bar{H} \times \bar{r}_i|^2 | 0 \rangle$

$$\bar{H} = H\hat{z} \longrightarrow \Delta E_0 = \frac{e^2}{8m_e c^2} H^2 \langle 0 | \sum_i (x_i^2 + y_i^2) | 0 \rangle = \frac{e^2}{12m_e c^2} H^2 \langle 0 | \sum_i r_i^2 | 0 \rangle$$

N° de átomos

Momento magnético/át.

$$\langle 0 | \sum_i x_i^2 | 0 \rangle = \langle 0 | \sum_i y_i^2 | 0 \rangle = \langle 0 | \sum_i z_i^2 | 0 \rangle = \frac{1}{3} \langle 0 | \sum_i r_i^2 | 0 \rangle$$

$$\chi = \frac{\partial M}{\partial H} = \frac{N \partial m}{V \partial H} = \frac{N}{V} \frac{\partial}{\partial H} \left(-\frac{\partial E_0}{\partial H} \right) = -\frac{N}{V} \frac{e^2}{6m_e c^2} \sum_i \langle 0 | r_i^2 | 0 \rangle = -\frac{N}{V} \frac{e^2}{6m_e c^2} Z \langle r^2 \rangle$$

N° de e-/át.

Radio atómico medio

$$\longrightarrow \chi = -\frac{N}{V} \frac{e^2 Z}{6m_e c^2} \langle r^2 \rangle \quad (\text{Susceptibilidad diamagnética de Larmor: se induce un momento opuesto al campo aplicado})$$

Describe la respuesta de sólidos de gases nobles y sólidos iónicos ($\chi \sim 10^{-5}$)

Magnetismo: Paramagnetismo

Caso de átomos con capas parcialmente llenas: Paramagnetismo

$$\Delta E_n = \mu_B \bar{H} \cdot \underbrace{\langle n | \bar{L} + g\bar{S} | n \rangle} + \sum_{n' \neq n} \frac{|\langle n | \mu_B \bar{H} \cdot (\bar{L} + g\bar{S}) | n' \rangle|^2}{E_n - E_{n'}} + \frac{e^2}{8m_e c^2} \langle n | \sum_i |\bar{H} \times \bar{r}_i|^2 | n \rangle$$

$$\downarrow \left\langle \left(\frac{\bar{L} \cdot \bar{J}}{|\bar{J}|^2} + g \frac{\bar{S} \cdot \bar{J}}{|\bar{J}|^2} \right) \bar{J} \right\rangle = \left\langle \left(\frac{|\bar{J}|^2 + |\bar{L}|^2 - |\bar{J} - \bar{L}|^2}{2|\bar{J}|^2} + g \frac{|\bar{J}|^2 + |\bar{S}|^2 - |\bar{J} - \bar{S}|^2}{|\bar{J}|^2} \right) \bar{J} \right\rangle$$

$$\bar{J} = \bar{L} + \bar{S} \quad \left\langle \left(\frac{|\bar{J}|^2 + |\bar{L}|^2 - |\bar{S}|^2}{2|\bar{J}|^2} + g \frac{|\bar{J}|^2 + |\bar{S}|^2 - |\bar{L}|^2}{|\bar{J}|^2} \right) \bar{J} \right\rangle$$

Sustituyendo $|\bar{S}|^2, |\bar{L}|^2, |\bar{J}|^2$ por:
 $S(S+1), L(L+1), J(J+1)$

$$= \left[\frac{1}{2}(g+1) + \frac{1}{2}(g-1) \left(\frac{S(S+1) - L(L+1)}{J(J+1)} \right) \right] \langle \bar{J} \rangle = g_L \langle \bar{J} \rangle$$

Factor de Landé

Si $J = 0$ y capa parcialmente llena (un e^- menos que capa semillena) $\rightarrow \Delta E_0 \stackrel{\bar{H} = H\hat{z}}{=} -\mu_B^2 H^2 \sum_{n' \neq 0} \frac{|\langle 0 | L_z + gS_z | n' \rangle|^2}{E_{n'} - E_0} + \frac{e^2}{8m_e c^2} H^2 \langle 0 | \sum_i (x_i^2 + y_i^2) | 0 \rangle$

$$\rightarrow \chi = \frac{\partial M}{\partial H} = -\frac{N}{V} \frac{\partial^2 E_0}{\partial H^2} = \frac{N}{V} \left[2\mu_B^2 \sum_{n' \neq 0} \frac{|\langle 0 | (L_z + gS_z) | n \rangle|^2}{E_{n'} - E_0} - \frac{e^2}{8m_e c^2} \langle 0 | \sum_i (x_i^2 + y_i^2) | 0 \rangle \right]$$

Se agrega un término paramagnético (momento inducido en la dirección del campo): paramagnetismo de Van Vleck.

Magnetismo: Paramagnetismo

Caso de átomos con capas parcialmente llenas: Paramagnetismo

Si $J \neq 0$, los términos de orden H^2 resultan despreciables $\rightarrow \Delta E_n = \mu_B \bar{H} \cdot \langle n | \bar{L} + g\bar{S} | n \rangle = g_L \mu_B H \langle n | J_z | n \rangle$ $\bar{H} = H\hat{z}$

El desdoblamiento de los $2J + 1$ estados degenerados a campo nulo será pequeño comparado a $k_B T$ ($g\mu_B H = 0.12 \text{ meV}, H = 1T$) y debemos usar mecánica estadística para calcular la susceptibilidad.

$$M_n = -\frac{N}{V} \frac{\partial E_n}{\partial H} \rightarrow M = \frac{\sum_n M_n e^{-\beta E_n}}{\sum_n e^{-\beta E_n}} = -\frac{N}{V} \frac{\partial F}{\partial H}; \quad Z = e^{-\beta F} = \sum_n e^{-\beta E_n} \rightarrow M = \frac{N k_B T}{V} \frac{\partial Z}{Z \partial H}$$

$= -k_B T \ln Z$

$$Z = \sum_n e^{-\beta E_n} = \sum_{J_z=-J}^J e^{-\beta g_L \mu_B H J_z} = \frac{e^{\beta g_L \mu_B H (2J+1)/2} - e^{-\beta g_L \mu_B H (2J+1)/2}}{e^{\beta g_L \mu_B H /2} - e^{-\beta g_L \mu_B H /2}} = \frac{\sinh(\beta g_L \mu_B H (2J+1)/2)}{\sinh(\beta g_L \mu_B H /2)}$$

Serie geométrica

$$\frac{\partial Z}{\partial H} = \frac{\beta g_L \mu_B}{2} \left[\frac{(2J+1) \cosh\left(\frac{\beta g_L \mu_B H (2J+1)}{2}\right) \sinh\left(\frac{\beta g_L \mu_B H}{2}\right) - \cosh\left(\frac{\beta g_L \mu_B H}{2}\right) \sinh\left(\frac{\beta g_L \mu_B H (2J+1)}{2}\right)}{\sinh^2(\beta g_L \mu_B H /2)} \right]$$

$$\frac{N k_B T}{V} \frac{\partial Z}{Z} = \frac{N}{V} \frac{k_B T \sinh(\beta g_L \mu_B H /2)}{\sinh(\beta g_L \mu_B H (2J+1)/2)} \rightarrow M = \frac{N}{V} \frac{g_L \mu_B}{2} \left[(2J+1) \coth\left(\frac{\beta g_L \mu_B H (2J+1)}{2}\right) - \coth\left(\frac{\beta g_L \mu_B H}{2}\right) \right]$$

Magnetismo: Paramagnetismo

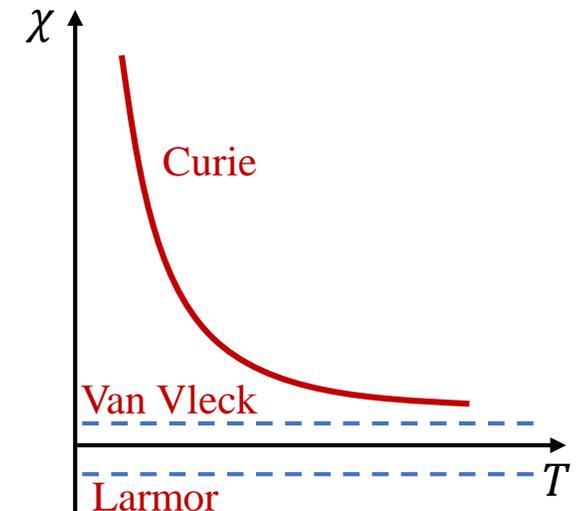
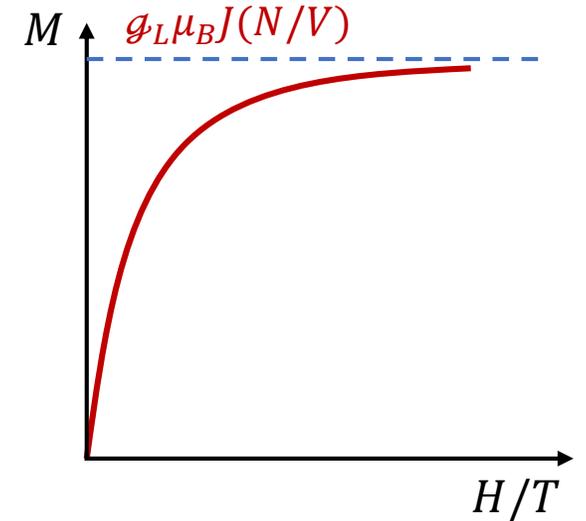
Caso de átomos con capas parcialmente llenas: Paramagnetismo

$$M = \frac{N}{V} \frac{g_L \mu_B}{2} \left[(2J + 1) \coth \left(\frac{\beta g_L \mu_B H (2J + 1)}{2} \right) - \coth \left(\frac{\beta g_L \mu_B H}{2} \right) \right]$$

$$g_L \mu_B H \ll k_B T \rightarrow \coth(x \ll 1) \approx \frac{1}{x} + \frac{1}{3} x$$

$$\begin{aligned} \rightarrow M &= \frac{N}{V} \frac{g_L \mu_B}{2} \left[\frac{(2J + 1) \beta g_L \mu_B H (2J + 1)}{3} - \frac{1 \beta g_L \mu_B H}{2} \right] \\ &= \frac{N (g_L \mu_B)^2 \beta H}{V 12} [(2J + 1)^2 - 1] = \frac{N (g_L \mu_B)^2}{V 3k_B T} J(J + 1) H \end{aligned}$$

$$\rightarrow \chi = \frac{\partial M}{\partial H} = \frac{N (g_L \mu_B)^2}{V 3k_B T} J(J + 1) \quad (\text{Ley de Curie})$$



Ej. Cristales aislantes con iones de tierras raras ($\chi_{Curie} \sim 10^{-2}$ a temperatura ambiente)

57	138.90547	58	140.116	59	140.90765	60	144.242	61	[144.9127]	62	150.36	63	151.964	64	157.25	65	158.925	66	162.500	67	164.93032	68	167.259	69	168.93421	70	173.054
3737		3706		3793		3347		3300 (est.)		2067		1800		3546		3503		2840		2973		3141		2223		1469	
1191		1071±3		1204		1294		1315		1347		1095		1586		1629		1685		1747		1802		1818		1092	
6.7		6.78		6.77		7.00		6.475		7.54		5.259		7.895		8.27		8.536		8.80		9.05		9.33		6.98	
[Xe]6s ² 5d ¹		[Xe]6s ² 4f ¹ 5d ¹		[Xe]6s ² 4f ³		[Xe]6s ² 4f ⁴		[Xe]6s ² 4f ⁵		[Xe]6s ² 4f ⁶		[Xe]6s ² 4f ⁷		[Xe]6s ² 4f ⁸		[Xe]6s ² 4f ⁹		[Xe]6s ² 4f ¹⁰		[Xe]6s ² 4f ¹¹		[Xe]6s ² 4f ¹²		[Xe]6s ² 4f ¹³		[Xe]6s ² 4f ¹⁴	
La		Ce		Pr		Nd		Pm		Sm		Eu		Gd		Tb		Dy		Ho		Er		Tm		Yb	

Magnetismo: Orden magnético

Interacción entre espines: Orden magnético

Si consideramos dos dipolos magnéticos, \bar{m}_1 y \bar{m}_2 , separados una distancia r , la energía de interacción resulta:

$$U = \frac{1}{r^3} [\bar{m}_1 \cdot \bar{m}_2 - 3(\bar{m}_1 \cdot \hat{r})(\bar{m}_2 \cdot \hat{r})] \sim \frac{(g\mu_B)^2}{(1\text{\AA})^3} = 0.1 \text{ meV} \rightarrow \text{No puede explicar la magnetización espontánea observada en ciertos materiales a decenas o cientos de Kelvin.}$$

Problema cuántico: Sistema de dos electrones

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m_e} (\bar{p}_1^2 + \bar{p}_2^2) + V(\bar{r}_1, \bar{r}_2); \quad \Psi(\bar{r}_1, \sigma_1; \bar{r}_2, \sigma_2) = \psi(\bar{r}_1, \bar{r}_2)\phi(\sigma_1, \sigma_2) \quad (\text{debe ser antisimétrica, por PEP})$$

Construimos soluciones orbitales simétricas y antisimétricas a partir de funciones de onda de una partícula $\psi_{1,2}$:

$$\psi_S(\bar{r}_1, \bar{r}_2) = \psi_1(\bar{r}_1)\psi_2(\bar{r}_2) + \psi_2(\bar{r}_1)\psi_1(\bar{r}_2); \quad \psi_A(\bar{r}_1, \bar{r}_2) = \psi_1(\bar{r}_1)\psi_2(\bar{r}_2) - \psi_2(\bar{r}_1)\psi_1(\bar{r}_2)$$

$$\rightarrow U_S - U_A = \langle \psi_S | V | \psi_S \rangle - \langle \psi_A | V | \psi_A \rangle = 4 \langle \psi_1(\bar{r}_1)\psi_2(\bar{r}_2) | V | \psi_2(\bar{r}_1)\psi_1(\bar{r}_2) \rangle$$

Si $U_S > U_A \rightarrow$ El estado fundamental tiene $\phi(\sigma_1, \sigma_2)$ simétrica \rightarrow Espines paralelos ($S = 1$)

Si $U_S < U_A \rightarrow$ El estado fundamental tiene $\phi(\sigma_1, \sigma_2)$ antisimétrica \rightarrow Espines antiparalelos ($S = 0$)

Magnetismo: Orden magnético

Problema cuántico: Sistema de dos electrones

$$U_S - U_A = \langle \psi_S | V | \psi_S \rangle - \langle \psi_A | V | \psi_A \rangle = 4 \langle \psi_1(\bar{r}_1) \psi_2(\bar{r}_2) | V | \psi_2(\bar{r}_1) \psi_1(\bar{r}_2) \rangle$$

Si $U_S > U_A \rightarrow$ El estado fundamental tiene $\phi(\sigma_1, \sigma_2)$ simétrica \rightarrow Espines paralelos ($S = 1$)

Si $U_S < U_A \rightarrow$ El estado fundamental tiene $\phi(\sigma_1, \sigma_2)$ antisimétrica \rightarrow Espines antiparalelos ($S = 0$)

Construimos un “Hamiltoniano” de espín cuyas autofunciones sean los estados de espín $\rightarrow \mathcal{H}_{espín} = \frac{(U_A + 3U_S)}{4} - \underbrace{(U_A - U_S)}_{J_{int}} \underbrace{\bar{S}_1 \cdot \bar{S}_2}_{= (\bar{S}^2 - \bar{S}_1^2 - \bar{S}_2^2)/2}$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{H}_{espín} \Psi_{S=1} = \left[\frac{(U_A + 3U_S)}{4} - (U_A - U_S) \frac{1}{2} \left(2 - \frac{3}{4} - \frac{3}{4} \right) \right] \Psi_{S=1} = U_S \Psi_{S=1} \\ \mathcal{H}_{espín} \Psi_{S=0} = \left[\frac{(U_A + 3U_S)}{4} - (U_A - U_S) \frac{1}{2} \left(0 - \frac{3}{4} - \frac{3}{4} \right) \right] \Psi_{S=0} = U_A \Psi_{S=0} \end{array} \right.$$

Generalizando: $\mathcal{H}_{espín} = - \sum J_{ij} \bar{S}_i \cdot \bar{S}_j \rightarrow$ Favorece espines paralelos (antiparalelos) si $J_{ij} > 0$ ($J_{ij} < 0$)
 (Hamiltoniano de Heisenberg) Ferro Antiferro

Magnetismo: Ferromagnetismo

Ferromagneto: Interacción a primeros vecinos

$$\mathcal{H} = -\frac{J_{int}}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \bar{S}_i \cdot \bar{S}_j + g_L \mu_B \bar{H} \cdot \sum_i \bar{S}_i, \quad J_{int} > 0$$

Aproximación de campo medio de Weiss

- Examinamos un sitio particular tratando a los demás sitios en forma promedio.
- Exigimos autoconsistencia: Todos los sitios (o celdas unidades) son equivalentes.
 - El sitio analizado debe tener igual promedio térmico que el resto.

Para el sitio i : $\mathcal{H}_i = \bar{S}_i \cdot \left[-J_{int} \sum_j \langle \bar{S}_j \rangle + g_L \mu_B \bar{H} \right] = \bar{S}_i \cdot g_L \mu_B \bar{H}_{ef}$; $\bar{H}_{ef} = \bar{H} - \frac{J_{int}}{g_L \mu_B} \sum_j \langle \bar{S}_j \rangle$

$= z$ (N° de coord.)
 $= -\frac{\bar{m}}{g_L \mu_B}$

$\bar{H} = H \hat{z}$ Problema equivalente al de paramagnetismo de Curie → $m = \frac{g_L \mu_B}{2} \left[(2S + 1) \coth \left(\frac{\beta g_L \mu_B H_{ef} (2S + 1)}{2} \right) - \coth \left(\frac{\beta g_L \mu_B H_{ef}}{2} \right) \right]$

$g_L \mu_B H_{ef} \ll k_B T$ → $m = \frac{(g_L \mu_B)^2}{3k_B T} S(S + 1) H_{ef} = \frac{(g_L \mu_B)^2}{3k_B T} S(S + 1) \left(H + \frac{z J_{int}}{(g_L \mu_B)^2} m \right)$

Magnetismo: Ferromagnetismo

Ferromagneto: Interacción a primeros vecinos

$$g_L \mu_B H_{ef} \ll k_B T: m = \frac{(g_L \mu_B)^2}{3k_B T} S(S+1) \left(H + \frac{zJ_{int}}{(g_L \mu_B)^2} m \right)$$

$$\rightarrow m \left(1 - \frac{zJ_{int}}{3k_B T} S(S+1) \right) = \frac{(g_L \mu_B)^2}{3k_B T} S(S+1) H$$

$$\rightarrow m = \frac{(g_L \mu_B)^2}{3k_B T - zJ_{int} S(S+1)} S(S+1) H$$

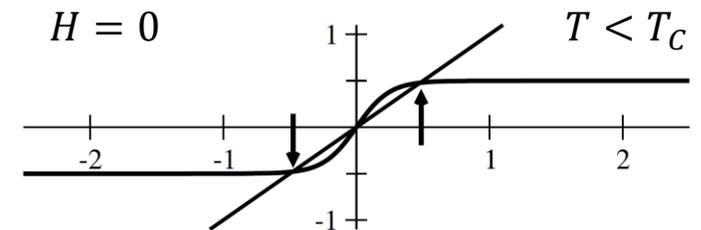
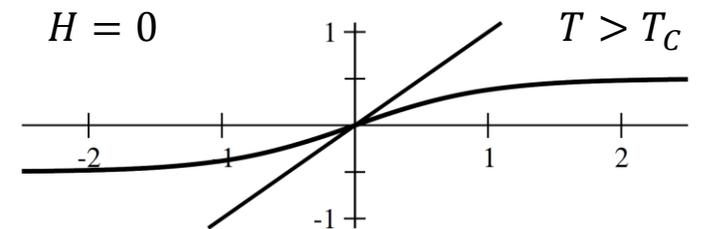
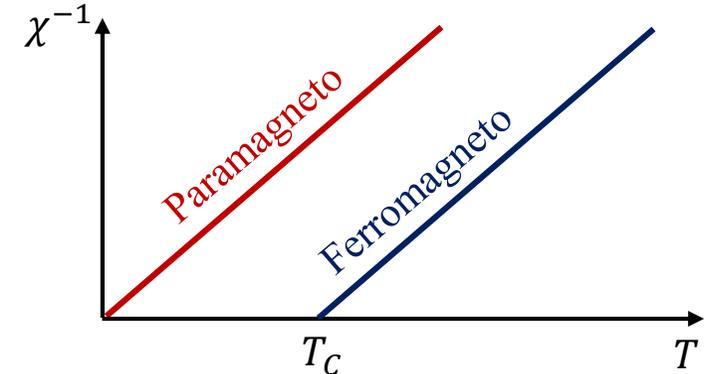
$$\rightarrow \chi = \frac{N}{V} \frac{(g_L \mu_B)^2}{3k_B (T - T_C)} S(S+1), \text{ con } T_C = \frac{zJ_{int} S(S+1)}{3k_B}$$

(Ley de Curie-Weiss)

Por otro lado, analizando a campo nulo:

$$m = \frac{g_L \mu_B}{2} \left[(2S+1) \coth \left(\frac{\beta(2S+1)zJ_{int}}{2g_L \mu_B} m \right) - \coth \left(\frac{\beta zJ_{int}}{2g_L \mu_B} m \right) \right]$$

→ ¡Magnetización espontánea cuando $T < T_C$!



Magnetismo: Ferromagnetismo

Ferromagneto: Interacción a primeros vecinos

$$g_L \mu_B H_{ef} \ll k_B T: m = \frac{(g_L \mu_B)^2}{3k_B T} S(S+1) \left(H + \frac{zJ_{int}}{(g_L \mu_B)^2} m \right)$$

$$\rightarrow m \left(1 - \frac{zJ_{int}}{3k_B T} S(S+1) \right) = \frac{(g_L \mu_B)^2}{3k_B T} S(S+1) H$$

$$\rightarrow m = \frac{(g_L \mu_B)^2}{3k_B T - zJ_{int} S(S+1)} S(S+1) H$$

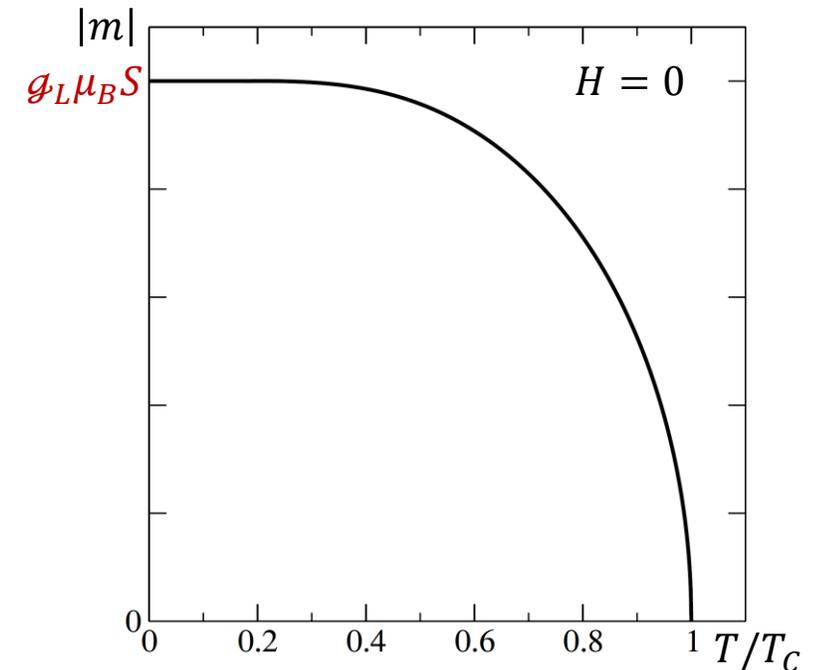
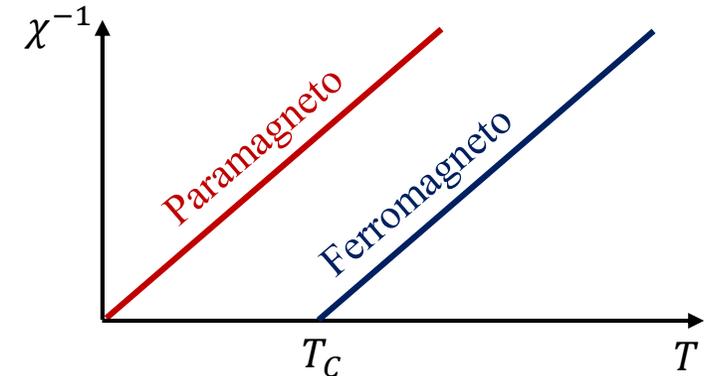
$$\rightarrow \chi = \frac{N}{V} \frac{(g_L \mu_B)^2}{3k_B (T - T_C)} S(S+1), \text{ con } T_C = \frac{zJ_{int} S(S+1)}{3k_B}$$

(Ley de Curie-Weiss)

Por otro lado, analizando a campo nulo:

$$m = \frac{g_L \mu_B}{2} \left[(2S+1) \coth \left(\frac{\beta(2S+1)zJ_{int}}{2g_L \mu_B} m \right) - \coth \left(\frac{\beta zJ_{int}}{2g_L \mu_B} m \right) \right]$$

→ ¡Magnetización espontánea cuando $T < T_C$!



Resumen

- Magnetismo en átomos aislados
- Reglas de Hund
- Diamagnetismo y paramagnetismo
- Orden magnético (ferromagnetismo y antiferromagnetismo)
- Aproximación de campo medio de Weiss

