

# Capítulo 15

## Magnetismo en sólidos.

### 15.1. Magnetismo en un conjunto de átomos.

En el capítulo 5 estudiamos el comportamiento de un átomo en presencia de un campo magnético. Vimos que para átomos con  $J \neq 0$  hay un desdoblamiento en los niveles de energía de acuerdo a la expresión

$$\langle H_Z \rangle = -\mu_B g_J M_J B_0 \quad (15.1)$$

donde  $g_J$  es el factor de Landé. Ahora consideremos un conjunto de  $N$  de estos átomos a una temperatura  $T$ . Podemos obtener la magnetización de esta muestra, que es igual a  $N g_J \mu_B \langle M_J \rangle B_0$ . Calculamos el valor promedio de la proyección del momento angular

$$\langle M_J \rangle = \frac{\sum_{M_J=-J}^J M_J \exp(\mu_B g_J M_J B_0 / k_B T)}{\sum_{M_J=-J}^J \exp(\mu_B g_J M_J B_0 / k_B T)} \quad (15.2)$$

empleando la función de partición

$$Z = \sum_{M_J=-J}^J \exp(\mu_B g_J M_J B_0 / k_B T) \quad (15.3)$$

ya que llamando  $x = \mu_B g_J B_0 / k_B T$  se tiene

$$\langle M_J \rangle = \frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial x} \quad (15.4)$$

La función de partición  $Z$  es la suma geométrica

$$\begin{aligned} Z &= e^{-Jx} + e^{(-J+1)x} + \dots + e^{(J-1)x} + e^{Jx} \\ &= e^{-Jx} [1 + e^x + e^{2x} + \dots + e^{(2J-1)x} + e^{2Jx}] \\ &= e^{-Jx} \frac{\exp(2J+1)x - 1}{\exp(x) - 1} \end{aligned} \quad (15.5)$$

que al factorizar en el numerador y el denominador  $\exp(x/2)$  resulta

$$Z = \frac{\operatorname{senh}[(2J+1)x/2]}{\operatorname{senh}(x/2)} \quad (15.6)$$

Sustituyendo esta expresión en la ecuación 15.2 se obtiene el promedio de  $M_J$  para conjunto de átomos

$$\langle M_J \rangle = \frac{1}{2} \left( (2J+1) \coth \left( (2J+1) \frac{x}{2} \right) - \coth \left( \frac{x}{2} \right) \right) \quad (15.7)$$

y por tanto la magnetización de la muestra es

$$\mathcal{M} = Ng_J \mu_B B_0 \frac{1}{2} \left( (2J+1) \coth \left( (2J+1) \frac{x}{2} \right) - \coth \left( \frac{x}{2} \right) \right) \quad (15.8)$$

Llamando  $n = N/V$  al número de átomos por unidad de volumen,  $M_s = ng_J \mu_B J$  a la magnetización de saturación<sup>1</sup> y cambiando a la variable  $y = xJ$  se obtiene una magnetización por unidad de volumen  $M = \mathcal{M}/V$  igual a

$$M = M_s \left[ \frac{2J+1}{2J} \coth \left( \frac{2J+1}{2J} y \right) - \frac{1}{2J} \coth \frac{y}{2J} \right] \quad (15.9)$$

En la figura 15.1 se muestran gráficas de la magnetización en función de  $y$  para distintos valores de  $J$

Podemos evaluar el límite de esta expresión cuando  $y \ll 1$ , que corresponde a los casos que se encuentran comunmente en el laboratorio (campos bajos y temperaturas no muy cercanas a cero). Utilizamos la serie de Maclaurin para la cotangente hiperbólica

$$\coth[y] = \frac{1}{y} + \frac{y}{3} + O(y^3) \quad (15.10)$$

<sup>1</sup>Esto es la magnetización de una muestra en la que todos los momentos magnéticos están alineados

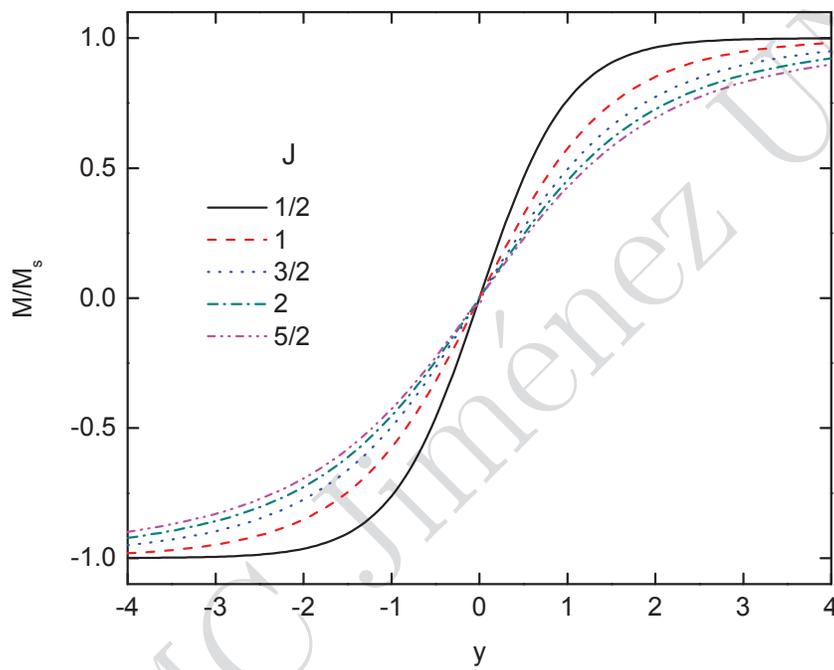


Figura 15.1: Magnetización por unidad de volumen de un conjunto de átomos y para distintos valores del momento angular  $J$ .

y obtenemos

$$M \approx M_s \frac{J+1}{3J} y = n \frac{\mu_B^2 g_J^2 J(J+1)}{3k_B T} B_0 \quad (15.11)$$

De aquí podemos calcular la susceptibilidad magnética  $\chi$  de la muestra

$$\chi = \frac{M}{H} \approx \frac{\mu_0 M}{B_0} = \frac{n \mu_0 \mu_B^2 g_J^2 J(J+1)}{3k_B T} = \frac{C_{Curie}}{T} \quad (15.12)$$

que es proporcional al inverso de la temperatura, con una constante de proporcionalidad (constante de Curie) igual a

$$C_{Curie} = \frac{n \mu_0 \mu_B^2 g_J^2 J(J+1)}{3k_B} \quad (15.13)$$

De la ecuación 15.9 es claro que sólo se pueden magnetizar átomos con  $J \neq 0$ . Esto explica la respuesta *paramagnética* de los átomos con electrones fuera de capas cerradas. Sin embargo ha faltado considerar términos en el Hamiltoniano cuadráticos en el campo externo que dan lugar a magnetización de átomos aún con  $J = 0$ . No veremos en estas notas este efecto de *diamagnetismo*. Alguien interesado en el tema puede consultar el texto de Blundell [6].

## Metales de transición y tierras raras.

Hemos descrito el comportamiento de iones paramagnéticos en una red cristalina siempre y cuando se pueda considerar a los electrones no-apareados como pertenecientes al ión individual y el efecto del entorno cristalino se pueda despreciar. Esto es válido para compuestos que contienen tierras raras, ya que los electrones  $f$  usualmente están muy localizados en el ión. La situación es diferente para los metales de transición de la fila  $3d$  (Sc - Cu). El efecto de la red cristalina sobre los electrones  $d$  de cualquiera de estos iones modifica significativamente la magnetización del cristal.

Para estudiar el efecto de la red cristalina sobre los electrones  $3d$  de un metal de transición se emplea la *teoría de campo ligante*, que considera la interacción entre los orbitales  $d$  del ión metálico y los orbitales de los ligandos<sup>2</sup> que lo rodean. De manera cualitativa, esta interacción resulta de la orientación relativa de los orbitales  $3d$  en relación con las posiciones de los

<sup>2</sup>Se llaman ligandos a los primeros vecinos del ión metálico, usualmente átomos de oxígeno o halógenos.

ligandos. Para ilustrar ésto, consideremos un cristal en el que el ión metálico se encuentra en el centro y es rodeado por seis ligandos idénticos (oxígenos, por ejemplo) en los vértices de un octaedro regular, como se muestra en la figura 15.2. Para el ión libre (sin ligandos) los 5 orbitales  $3d$  con proyecciones  $m_\ell = -2, -1, 0, 1$  y  $2$  son degenerados en energía. En presencia de los ligandos conviene utilizar una base con la simetría del cristal, con orbitales  $d$  orientados. Esta base se agrupa naturalmente en dos orbitales  $e_g$ :

$$\begin{aligned} d_{z^2} &\propto \frac{3z^2 - r^2}{r^2} \\ d_{x^2-y^2} &\propto \frac{x^2 - y^2}{r^2} \end{aligned} \quad (15.14)$$

cuyos lóbulos apuntan en la dirección de los vértices del octaedro y por tanto de los ligandos, y en tres orbitales  $t_{2g}$ :

$$\begin{aligned} d_{xy} &\propto \frac{xy}{r^2} \\ d_{yz} &\propto \frac{yz}{r^2} \\ d_{zx} &\propto \frac{zx}{r^2} \end{aligned} \quad (15.15)$$

con lóbulos orientados en las direcciones de los puntos medios de las aristas del octaedro. En la figura 15.3 se muestran los dos grupos de orbitales inscritos en respectivos octaedros. La interacción de los orbitales  $e_g$  con los ligandos es diferente que la interacción de los orbitales  $t_{2g}$ . La energía de los orbitales  $3d$  se desdobra en los dos niveles  $t_{2g}$  y  $e_g$ . Esta interacción de campo ligante compite con las reglas de Hund para determinar el estado base del ión en el cristal. Así por ejemplo, iones  $Mn^{2+}$  con cinco electrones  $3d$  podrían<sup>3</sup> tener una configuración de espín alto  $t_{2g}^3 e_g^2$  con todos los espines alineados y por tanto  $S = 5/2$  o una configuración de espín bajo  $t_{2g}^5$  con un solo electrón desapareado y por tanto  $S = 1/2$ . Además, el campo ligante tiene el efecto de extinguir la contribución del momento angular orbital  $3d$  a la magnetización, quedando únicamente la respuesta del espín total al campo.

<sup>3</sup>Para la configuración de ión libre  $d^5$  la más probable, con mucho, es la de espín alto  $S = 5/2$ .

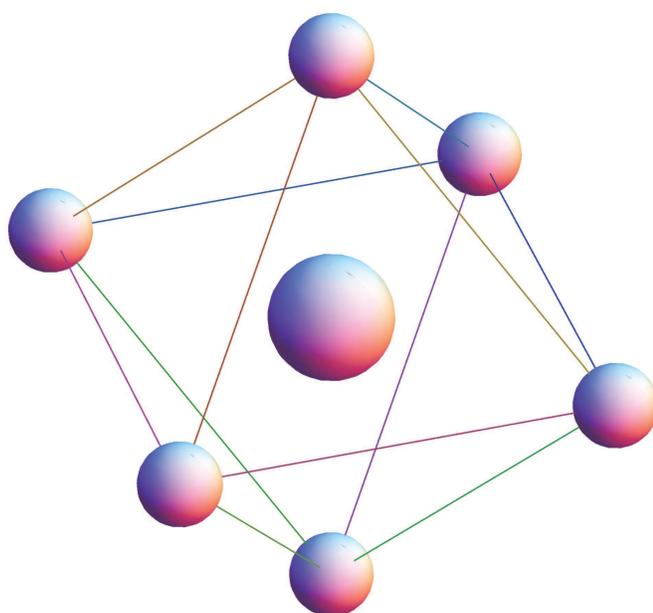


Figura 15.2: Ión metálico rodeado de seis ligandos en los vértices de un octaedro.

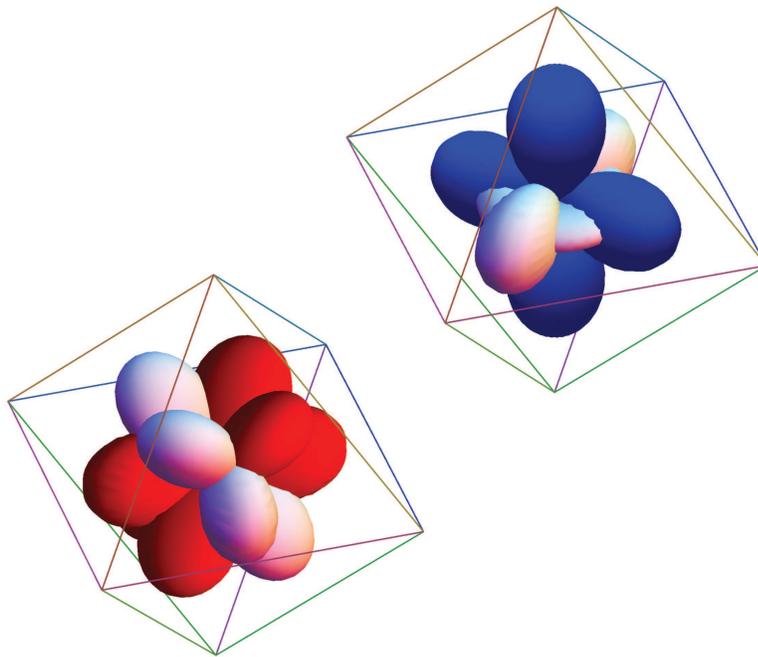


Figura 15.3: Orientación de los orbitales  $e_g$  y  $t_{2g}$  relativa al octaedro.

## 15.2. Paramagnetismo de Pauli.

Ahora nos podemos preguntar cuál es el comportamiento de los electrones libres en un metal en presencia de un campo magnético externo  $B_0$ . El tratamiento que se presenta aquí es bastante simple y directo, y se lo debemos a Pauli. Consideremos primero el gas de electrones libres a  $T = 0$ . En ausencia de campo magnético la densidad de estados en función de la energía está dada por la ecuación 12.18 que aquí repetimos:

$$g(\mathcal{E}) = \frac{V}{2\pi^2\hbar^3}(2m)^{3/2}\mathcal{E}^{1/2} \quad (15.16)$$

Para obtener esta expresión supusimos que teníamos igual número de electrones en las dos proyecciones de espín. Cuando se aplica un campo magnético externo la energía depende del valor de la proyección de espín de acuerdo a  $\Delta\mathcal{E}(m_s) = -g_s\mu_B B_0 m_s$ . Se acostumbra hacer una gráfica de la energía en función de la densidad de estados para las dos proyecciones de espín, con la rama izquierda para  $m_s = 1/2$  y la rama derecha para  $m_s = -1/2$ . Por tanto la rama izquierda se encuentra ligeramente desplazada hacia abajo de  $\mathcal{E} = 0$  y la rama derecha se desplaza la misma cantidad hacia arriba, como se muestra de manera muy exagerada en la figura 15.4. La separación entre los vértices de las dos parábolas es  $\Delta\mathcal{E}(-1/2) - \Delta\mathcal{E}(1/2) = g_s\mu_B B_0 \approx 2\mu_B B_0$ . El número de electrones por unidad de volumen que sobran con espín para arriba está dado por la banda de densidad de estados entre  $\mathcal{E}_F$  y  $\mathcal{E}_F + \Delta\mathcal{E}(1/2)$ . Como la energía de interacción con el campo es mucho menor que  $\mathcal{E}_F$  se encuentra un número de electrones sobrantes con espín para arriba de  $n_\uparrow = 1/2g(\mathcal{E}_F)\mu_B B_0$ . De igual manera, el desplazamiento de la parábola de densidad de estados con  $m_s = -1/2$  hace que haya menos electrones con espín para abajo. Bajo las mismas suposiciones de energía de interacción mucho menor que energía de Fermi el número de electrones flatantes es  $n_\downarrow = -1/2g(\mathcal{E}_F)\mu_B B_0$ . La magnetización del gas es entonces

$$M = \mu_B(n_\uparrow - n_\downarrow) = g(\mathcal{E}_F)\mu_B^2 B_0 \quad (15.17)$$

La susceptibilidad magnética del gas de electrones libres (susceptibilidad de Pauli) es entonces

$$\chi_P = \frac{M}{H} \approx \frac{\mu_0 M}{B_0} = \mu_0 \mu_B^2 g(\mathcal{E}_F) \quad (15.18)$$

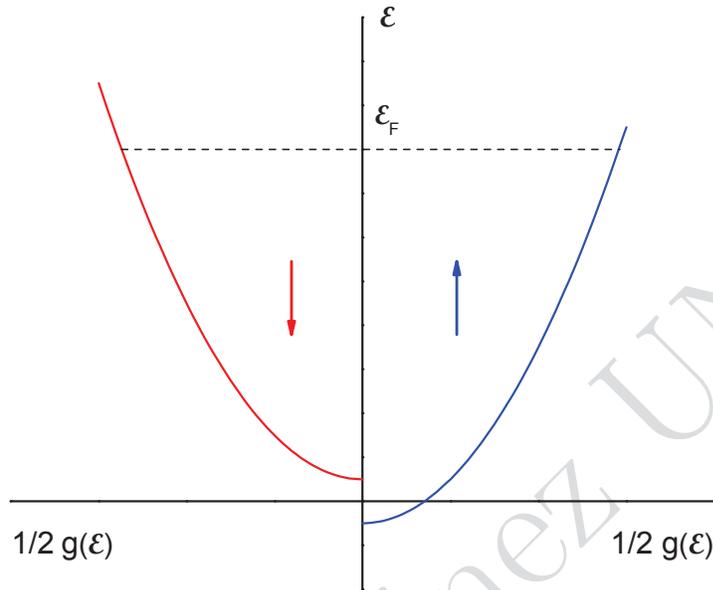


Figura 15.4: Densidad de estados de un gas de electrones libres en presencia de un campo magnético.

que puede ser escrita en términos de la densidad electrónica  $n$  como

$$\chi_P = \frac{3n\mu_0\mu_B^2}{2\mathcal{E}_F} \quad (15.19)$$

Derivamos esta expresión suponiendo que la temperatura de la muestra es  $T = 0$ . Para temperaturas mayores que cero el efecto de los cambios en las poblaciones electrónicas debidos a la distribución de Fermi-Dirac da lugar a una corrección muy pequeña. El paramagnetismo de Pauli en metales es muy pequeño comparado con el paramagnetismo de los iones en un aislante ya que solo los electrones en la cercanía de la superficie de Fermi son los que contribuyen.

### 15.3. Ferromagnetismo.

Hasta ahora hemos estudiado la respuesta de sólidos a un campo magnético externo. Por otra parte sabemos que hay materiales, llamados ferromagnéticos, que presentan una magnetización permanente. Esto es, en ausencia de un campo externo los espines interactúan y se mantienen alineados. La temperatura tiende, por otra parte, a desordenar al sólido y por tanto a deshacer su magnetización. Esperamos entonces que para los materiales ferromagnéticos haya una temperatura crítica  $T_c$ , por debajo de la cual exista una fase ordenada de espines alineados, la fase ferromagnética, y por encima de  $T_c$  los espines estén desordenados y por tanto la magnetización de la muestra sea cero.

Antes de presentar un modelo para explicar este fenómeno discutiremos una forma de describir la interacción entre los espines de dos átomos. Supongamos que los espines se deben, cada uno, a un electrón no apareado. Sabemos que la función de onda debe ser totalmente antisimétrica respecto al intercambio de estos dos electrones. También sabemos que la función de onda de dos electrones se puede escribir como el producto de una función espacial por una función de los espines, cada una con simetrías bien definidas. La función de espín simétrica  $\chi_T$  corresponde a un estado triplete con  $S = 1$  mientras que la función  $\chi_S$ , con  $S = 0$ , es antisimétrica. Las funciones de onda totalmente antisimétricas para este sistema de dos electrones son

$$\begin{aligned}\Psi_S &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\phi_a(\vec{r}_1)\phi_b(\vec{r}_2) + \phi_b(\vec{r}_1)\phi_a(\vec{r}_2)] \chi_S \\ \Psi_T &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\phi_a(\vec{r}_1)\phi_b(\vec{r}_2) - \phi_b(\vec{r}_1)\phi_a(\vec{r}_2)] \chi_T\end{aligned}\quad (15.20)$$

Suponemos que existe un Hamiltoniano  $\hat{\mathcal{H}}$  para este sistema de dos electrones y llamamos  $E_S$  y  $E_T$  a los valores esperados de este Hamiltoniano para cada una de estas funciones. La diferencia entre estas dos energías está dada por el término de intercambio

$$E_S - E_T = 2 \int \int \phi_a^*(\vec{r}_1)\phi_b^*(\vec{r}_2)\hat{\mathcal{H}}\phi_b(\vec{r}_1)\phi_a(\vec{r}_2)dV_1dV_2\quad (15.21)$$

Un Hamiltoniano de dos electrones de la forma  $\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$  separa también al singlete de los tripletes. Para demostrarlo utilizamos la base de espines de dos electrones no simétrica

$$\chi_1 = \alpha(1)\alpha(2)$$

$$\begin{aligned}
\chi_2 &= \alpha(1)\beta(2) \\
\chi_3 &= \beta(1)\alpha(2) \\
\chi_4 &= \beta(1)\beta(2)
\end{aligned}
\tag{15.22}$$

y también escribimos el Hamiltoniano como (demostrarlo)

$$\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = \frac{1}{2} [S_{1+}S_{2-} + S_{1-}S_{2+}] + S_{1z}S_{2z}
\tag{15.23}$$

Para calcular los elementos de matriz de este Hamiltoniano en la base escogida utilizamos los resultados para los doce elementos de matriz de un espín de un electrón (demostrarlos)

$$\begin{aligned}
\alpha^\dagger S_z \alpha &= \frac{1}{2} \\
\alpha^\dagger S_z \beta &= \beta^\dagger S_z \alpha = 0 \\
\beta^\dagger S_z \beta &= -\frac{1}{2} \\
\alpha^\dagger S_\pm \alpha &= \beta^\dagger S_\pm \beta = 0 \\
\alpha^\dagger S_- \beta &= \beta^\dagger S_+ \alpha = 0 \\
\beta^\dagger S_- \alpha &= \alpha^\dagger S_+ \beta = 1
\end{aligned}
\tag{15.24}$$

obteniéndose

$$(\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2) = \begin{pmatrix} 1/4 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1/4 & 1/2 & 0 \\ 0 & 1/2 & -1/4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1/4 \end{pmatrix}
\tag{15.25}$$

Es claro que las funciones  $\chi_1$  y  $\chi_2$  son eigenfunciones de este Hamiltoniano, ambas con el mismo eigenvalor  $1/4$ . Cuando se diagonaliza la matriz de  $2 \times 2$  se obtienen las dos eigenfunciones:

$$\begin{aligned}
\chi_{T_0} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\alpha(1)\beta(2) + \alpha(2)\beta(1)] \\
\chi_{S_0} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\alpha(1)\beta(2) - \alpha(2)\beta(1)]
\end{aligned}
\tag{15.26}$$

cuyos eigenvalores son, respectivamente,  $1/4$  y  $-3/4$ . Por tanto, si escribimos el Hamiltoniano de interacción entre dos espines como  $\hat{\mathcal{H}} = -\wp \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$  con  $\wp = E_S - E_T$  recuperamos el sistema original.

### Modelo de Weiss.

Heisenberg extendió esta idea y planteó un Hamiltoniano para la interacción magnética en un sólido. El Hamiltoniano de Heisenberg es:

$$H = - \sum_{i \neq j} \wp_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (15.27)$$

Donde en general  $\vec{S}$  representa el momento angular electrónico total del ión.

Por otra parte, Weiss construyó antes de que se conociera la mecánica cuántica un modelo simple de magnetización espontánea. Propuso la existencia de un campo molecular proporcional a la magnetización para explicar el alineamiento de los momentos magnéticos atómicos en un sólido.

Supongamos que aplicamos un campo magnético externo  $\vec{B}$  al sólido. Weiss propone que el campo magnético efectivo  $\vec{B}_{ef}$  que actúa sobre cada momento magnético atómico está dado por:

$$\vec{B}_{ef} = \vec{B} + \lambda \mu_0 \vec{M} \quad (15.28)$$

Donde  $\vec{M}$  es la magnetización de la muestra. Este campo molecular puede ser directamente relacionado con el Hamiltoniano de Heisenberg si se emplea una aproximación muy útil, llamada aproximación de campo medio. Supongamos entonces que la magnetización se escribe en términos de el valor esperado del momento angular

$$\vec{M} = -Ng\mu_B \langle \vec{S} \rangle \quad (15.29)$$

En un ejercicio de este capítulo se escribe el valor esperado del Hamiltoniano de Heisenberg bajo la aproximación de campo medio. El resultado es:

$$H \approx \frac{1}{2} \lambda \mu_0 \vec{M}^2 + \sum_i g \lambda \mu_B \mu_0 \vec{S}_i \cdot \vec{M} = \frac{1}{2} \lambda \mu_0 \vec{M}^2 + \sum_i g \lambda \mu_0 \vec{\mu}_i \cdot \vec{M} \quad (15.30)$$

El segundo término representa la energía de interacción de cada espín con el campo molecular de Weiss. La constante  $\lambda$  se escribe en término de los parámetros del Hamiltoniano de Heisenberg de la forma

$$\lambda = \frac{2 \sum_{i \neq j} \wp_{ij}}{N \mu_0 g^2 \mu_B^2} \quad (15.31)$$

Consideremos ahora un conjunto de  $N$  espines  $\vec{S}$ . Para hacer las cosas más simples supondremos que el momento angular total es igual al momento de

espín de un electrón ( $S = 1/2$ ). La magnetización de la muestra en función del campo efectivo está dada por la expresión:<sup>4</sup>

$$M = N\mu_B \tanh\left(\frac{\mu_B B_{ef}}{k_B T}\right) \quad (15.32)$$

En el límite de temperatura alta podemos aproximar la tangente hiperbólica por su argumento, resultando:

$$M = \frac{N\mu_B^2}{k_B T} B_{ef} = \frac{N\mu_B^2}{k_B T} (B + \lambda\mu_0 M) \quad (15.33)$$

Ahora podemos suponer que el campo externo  $B$  se puede escribir como  $B \approx \mu_0 H$ . Sustituyendo esta aproximación en la expresión anterior y resolviendo para la susceptibilidad magnética obtenemos:

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{N\mu_0\mu_B^2/k_B}{T - \frac{\lambda N\mu_0\mu_B^2}{k_B}} = \frac{C}{T - T_c} \quad (15.34)$$

Esta es una versión modificada de la ley de Curie, y se conoce como la ley de Curie-Weiss.  $T_c$  es la máxima temperatura a la que el sólido presenta un comportamiento ferromagnético. La expresión es válida para  $T > T_c$ , en una región donde no hay comportamiento ferromagnético. Si no hay campo externo no hay magnetización. La susceptibilidad diverge para  $T = T_c$ . Para  $T < T_c$  no podemos usar esta expresión. Tenemos que calcular la magnetización directamente de la ecuación general. Demostraremos más adelante que este modelo simple predice una magnetización permanente. Antes de demostrarlo hagamos una evaluación numérica que nos indique los órdenes de magnitud de los parámetros involucrados. Consideremos el caso de Fe, con  $N = 9 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$ . Sustituyendo los valores resulta  $C \approx 1 \text{ K}$ . Como  $T_c = \lambda C = 1000 \text{ K}$  deducimos que  $\lambda$  es del orden de 1000. También podemos estimar la constante de interacción  $\varphi$  en el Hamiltoniano de Heisenberg. Suponiendo que solo la interacción con los primeros vecinos es importante podemos reemplazar  $\sum_{ij} \varphi_{ij} = z \langle \varphi \rangle$  donde  $z$  es el número de primeros vecinos. El resultado es:

$$\langle \varphi \rangle \approx \frac{2k_B T_c}{z} \quad (15.35)$$

Para Fe el valor que se obtiene para esta constante de interacción es de  $\langle \varphi \rangle \approx 0.03 \text{ eV}$ .

<sup>4</sup>Esta es la ecuación 15.9 para  $J = 1/2$ .

Para temperaturas por debajo de  $T_c$  tenemos que resolver la ecuación trascendente:

$$M = N\mu_B \tanh\left[\frac{\mu_B(B + \lambda\mu_0 M)}{k_B T}\right] \quad (15.36)$$

Usamos las variables adimensionales  $y = M/N\mu_B$  y  $x = \mu_B\lambda\mu_0 M/k_B T$ . Además hacemos  $B = 0$ . Podemos entonces plantear la solución de esta ecuación como la solución del sistema:

$$\begin{aligned} y &= \frac{T}{T_c} x \\ y &= \tanh x \end{aligned} \quad (15.37)$$

Para un valor de  $T$  se puede resolver este sistema de manera gráfica. En la figura 15.5 se muestra la gráfica de las funciones, para distintos valores de  $T/T_c$ . Para  $T > T_c$  hay una sola solución  $M = 0$ . Para  $T < T_c$  hay dos soluciones: una con  $M = 0$  que es inestable (¿por qué?) y otra, que corresponde al punto A en la gráfica, que es estable. La magnetización espontánea aumenta desde el valor cero justo para  $T = T_c$  hasta el valor de magnetización de saturación  $M_s = N\mu_B$ . En la figura 15.6 se muestra el comportamiento de la magnetización en función de la temperatura. En la tabla 15.1 se muestran valores de los principales parámetros para materiales ferromagnéticos.

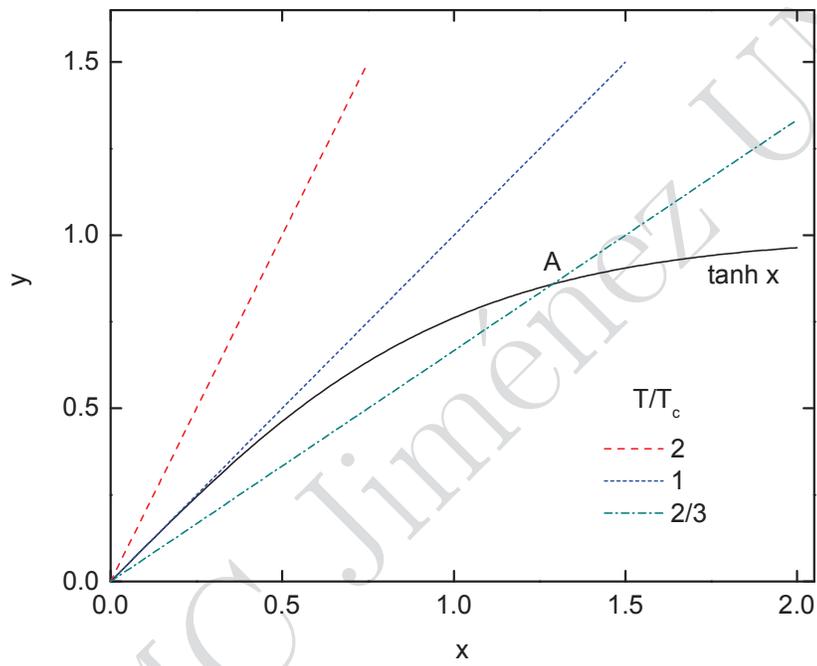


Figura 15.5: Solución gráfica del sistema de ecuaciones que describe la magnetización espontánea.

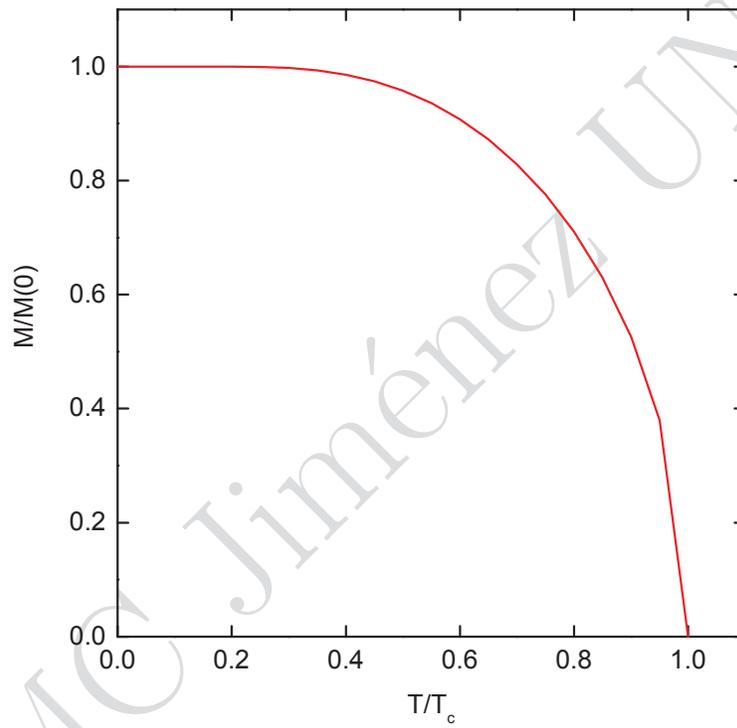


Figura 15.6: Magnetización en función de la temperatura para un material ferromagnético.

Tabla 15.1: Magnetización de sólidos ferromagnéticos.

Material	Magnetización (T)		Temperatura de Curie (K)
	300 K	0 K	
Fe	0.1707	0.1740	1043
Co	0.1400	0.1446	1388
Ni	0.0485	0.0510	627
Gd		0.206	292
Dy		0.292	88
MnAs	0.067	0.087	318
MnBi	0.062	0.068	630
MnSb	0.071		587
CrO <sub>2</sub>	0.0515		386
MnOFe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.041		573
FeOFe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.048		858
NiOFe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.027		858
CuOFe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.0135		728
MgOFe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.011		713
EuO		0.192	69
Y <sub>3</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	0.013	0.02	560