II. Momentos Magnéticos Atômicos

Momento magnético associado ao movimento de um elétron de carga $-e$:

$$\mu = I\pi r^2 = \frac{-e\omega\pi r^2}{2\pi} = \frac{-e\omega r^2}{2} \qquad (1)$$

Momento angular orbital do elétron:

$J = r \times m_e v$ ou $J = m_e \omega r^2$

Donde

$$\mu = \frac{-e}{2m_e} J \qquad (2)$$

O menor valor de μ_z é $\mu_z = -e\hbar/2m_e$

Magneton de Bohr:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \qquad (3)$$

Com J em unidades de $\hbar$: $\mu = (-e/2m_e)\hbar J$

$$\mu = \gamma\hbar J \quad \begin{cases} \gamma = -e/2m_e & \text{puro momento orbital} \\ \gamma = -e/m_e & \text{puro momento de spin} \end{cases} \tag{4}$$

II.1 Diamagnetismo

Um campo externo induz um momento magnético

$$\Delta\mu = \frac{-e\Delta\omega\rho^2}{2} \tag{5}$$

onde $\overline{\rho^2} = \overline{x^2} + \overline{y^2}$

A variação da força é a força de Lorentz $F = -e\omega\rho B$.

$$F = \Delta(m_e\omega^2\rho) = m_e\Delta(\omega^2)\rho = 2m_e\omega\Delta\omega\rho \tag{6}$$

Donde

$$\Delta\omega = \omega_L = \frac{eB}{2m_e} \qquad \text{(freq. de Larmor)} \tag{7}$$

$$\chi = \frac{M}{H} = \mu_0\frac{M}{B} = \mu_0\frac{(n\Delta\mu)}{B} \tag{8}$$

Substituindo $\Delta\omega$ em (5) obtemos $\Delta\mu$

Como $\overline{r^2} = \overline{x^2} + \overline{y^2} + \overline{z^2}$, para uma distribuição simétrica de cargas

$\overline{x^2} = \overline{y^2} = \overline{z^2}$, $\quad \overline{\rho^2} = 2/3\ \overline{r^2}$ e resulta

Suscetibilidade

$$\chi = -\mu_0 n \frac{e^2}{6m_e} \sum_i^Z \overline{r_i^2} \tag{9}$$

Para $\overline{r^2} \approx 10^{-20}$ m^2, $n \approx 5 \times 10^{28}$ m^{-3}, $Z = 10$,

$\rightarrow \quad \chi \approx -10^{-5}$

II.3 Paramagnetismo

Componente do momento μ na direção z (clássica)

$$\mu_z = \mu \cdot k = \mu \cos\theta \tag{10}$$

Energia de μ em um campo $B = Bk$

$$E = -\mu \cdot B = \mu B \cos\theta \tag{11}$$

Valor m¶edio de um conjunto de momentos

$$< {}^{1\,Z} >_T = {}^1 < \cos µ >_T \qquad (12)$$

$< ::: >_T$ m¶edia t¶ermica, calculada de p(µ), dada pela distribui»cao de Boltzmann

$$< \cos µ >_T = \frac{{}^R e^{\,i\, E=kT} \cos µ d-}{{}^R e^{\,i\, E=kT} d-} \qquad (13)$$

ou

$$< \cos µ >_T = \frac{{}^R{}^{¼}_{0} e^{1 B \cos µ = kT} \cos µ d-}{{}^R{}^{¼}_{0} e^{1 B \cos µ = kT} d-} \qquad (14)$$

com o elemento de ^angulo s¶olido

$$d- = 2¼ \mathrm{sen} µ \cos µ; \quad s = \cos µ \qquad (15)$$

Integrando,

$$M = n < {}^{1\,Z} >_T = n {}^1 L(x) \qquad (16)$$

n n¶umero de ¶atomos/volume, x ¶e dado por

$$x = {}^1 B = kT \qquad (17)$$

$L(x)$ é a função de Langevin

$$L(x) = \coth x - \frac{1}{x} \qquad (18)$$

Para $x \ll 1$ (T alto, ou B pequeno)

$$\coth(x) \simeq \frac{1}{x} + \frac{x}{3} + \ldots \qquad (19)$$

Magnetização:

$$M \simeq \frac{n\mu x}{3} = \frac{n\mu^2}{3kT} B \qquad (20)$$

Lei de Curie (com $C = n\mu^2/3k$):

$$M = \frac{C}{T} B \qquad (21)$$

Suscetibilidade $\chi = M/H$:

$$\chi = \mu_0 \frac{C}{T} \qquad (22)$$