

Objectivos

- Observar o desdobramento da risca vermelha do cádmio ($\lambda = 643.8\text{nm}$) por efeito de Zeeman.
- Verificar que a separação energética entre as riscas σ e π é uma função linear da intensidade do campo magnético.
- Determinar o valor do magnetão de Bohr.

Considerações teóricas

Em 1896, Zeeman observou que a aplicação de um campo magnético exterior a um dado átomo causava um desdobramento das riscas do seu espectro atómico. Estes estudos da influência do magnetismo na radiação emitida pelos átomos valeram-lhe a atribuição do Prémio Nobel da Física em 1902. Este desdobramento obtido por aplicação de um campo magnético exterior é conhecido por “Efeito de Zeeman”. Quando o resultado final é o desdobramento de uma risca espectral em três componentes diz-se que se trata do “Efeito de Zeeman normal”, por oposição ao “Efeito de Zeeman anómalo” em que uma dada risca espectral pode aparecer desdobrada em mais do que três componentes. O efeito de Zeeman normal ocorre em átomos em que o spin total é nulo enquanto que o anómalo aparece quando o spin total do átomo é diferente de zero.

Neste trabalho vamos observar o efeito de Zeeman normal aplicando um campo magnético conhecido a uma lâmpada de cádmio e observando o desdobramento da sua risca vermelha (643.8nm) usando um interferómetro de Fabry-Perot.

Na ausência de campo magnético aplicado ($B = 0$) a radiação emitida com o comprimento de onda $\lambda_0 = 643.8 \text{ nm}$ resulta da transição electrónica entre os estados singletos (com spin total nulo) 1D_2 e 1P_1 , como é mostrado na figura 1. A frequência da radiação emitida é então dada por:

$$\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0} = \frac{E_0^D - E_0^P}{h} \quad (1)$$

em que c é a velocidade da luz no vácuo, h é a constante de Planck e E_0^D e E_0^P são as energias dos estados 1D_2 e 1P_1 , respectivamente.

Quando os átomos do cádmio, num estado de momento angular $\vec{J} = \vec{L}$, são colocados num campo magnético \vec{B} , a energia associada a esse estado é desdobrada em $2L+1$ subníveis (L é o número quântico de momento angular orbital). Cada subnível adquire um acréscimo de energia, devido ao movimento de precessão do momento angular \vec{L} em torno de \vec{B} , dado por:

$$\Delta E = -\vec{\mu}_L \cdot \vec{B} = \frac{e}{2m} \vec{L} \cdot \vec{B} = \frac{eh}{4\pi m} m_L B = \mu_B m_L B \quad (2)$$

em que $\mu_B = \frac{eh}{4\pi m} = \frac{e\hbar}{2m}$ é designado por magnetão de Bohr,

$\vec{\mu}_L$ representa o momento magnético orbital, m_L é o número quântico magnético orbital, $-e$ e m são respectivamente a carga e a massa do electrão e B representa a intensidade do campo magnético exterior aplicado.

Assim, em presença de um campo magnético \vec{B} , a frequência ν_B da radiação emitida, resultante da transição electrónica entre os estados E_B^D e E_B^P , onde $E_B^D = E_0^D + \mu_B m_L^D B$ e $E_B^P = E_0^P + \mu_B m_L^P B$, é:

$$\nu_B = \frac{E_B^D - E_B^P}{h} = \nu_0 + \frac{eB}{4\pi m} [m_L^D - m_L^P] = \nu_0 + \frac{eB}{4\pi m} \Delta m_L \quad (3)$$

Apenas são permitidas transições electrónicas entre os estados com energias E_B^D e E_B^P que verifiquem as seguintes regras de selecção:

$$\Delta n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

$$\Delta L = 0, \pm 1$$

$$\Delta J = 0, \pm 1 \text{ (excepto de } J = 0 \text{ para } J = 0)$$

$$\Delta S = 0$$

$$\Delta m_L = 0, \pm 1$$

$$\Delta m_J = 0, \pm 1$$

Como se pode ver pela figura 1, existem nove transições electrónicas permitidas, embora correspondam a apenas três frequências diferentes. Tem-se então

$$\Delta \nu = \nu_B - \nu_0 = 0, \pm \frac{\mu_B}{h} B \quad (4)$$

Portanto, na presença de um campo magnético exterior aplicado serão visíveis três riscas resultantes do desdobramento da risca vermelha do cádmio. A risca que tem uma frequência igual à da risca observada na ausência de campo magnético, está polarizada paralelamente à direcção do campo magnético e é chamada risca π . As outras duas riscas laterais estão polarizadas perpendicularmente à direcção do campo magnético e por isso são chamadas de

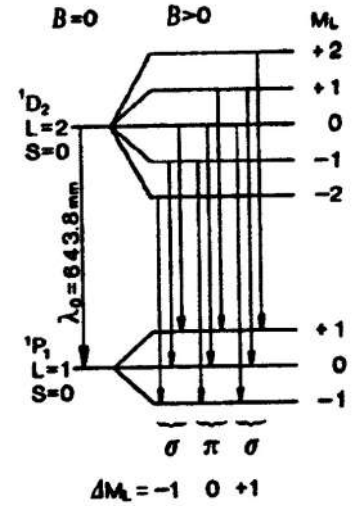


Figura 1

riscas σ . Se não for usado nenhum polarizador, podemos observar simultaneamente as duas riscas σ e a risca π na presença de um campo magnético aplicado.



Figura 2

Nesta montagem existe uma lâmpada espectral de cádmio envolta por bobines percorridas por uma corrente eléctrica e capazes de aplicarem um campo magnético B de valor conhecido. Isola-se, usando um filtro adequado, a risca vermelha de cádmio com comprimento de onda $\lambda_0 = 643.8\text{nm}$. O objectivo do sistema mostrado na figura 2 é criar uma separação espacial entre as riscas σ e π , para que possam ser observadas através de uma lente e projectadas num detector (que pode ser directamente o olho, ou uma câmara digital ligada a uma televisão).

Para se observarem as três riscas espectrais resultantes da aplicação do campo magnético, usa-se um interferómetro de Fabry-Perot constituído por dois espelhos paralelos, parcialmente reflectores, colocados a uma distância $t = 13.5\text{ mm}$ (ver fig. 3).

Na ausência de campo magnético, a luz incidente no interferómetro de Fabry-Perot fazendo um ângulo θ com a normal (ver figura 3) sofre múltiplas reflexões que apenas irão interferir construtivamente se a diferença de caminhos ópticos percorridos por dois raios de luz adjacentes (por exemplo, AB e CD), $\delta = BC + CK = 2t \cos \theta$, for um múltiplo inteiro de λ_0 , isto é,

$$n\lambda_0 = 2t \cos \theta_n \quad (5)$$

onde o número de ordem n é um número inteiro.

Após o desdobramento por efeito de Zeeman, cada uma das três componentes espectrais com comprimento de onda λ_B ($\lambda_0 - \Delta\lambda_B$, λ_0 e $\lambda_0 + \Delta\lambda_B$), verá obedecida a condição de interferência construtiva, correspondente ao mesmo número de ordem n , para ângulos distintos θ_{nB} ($\theta_n + \alpha$, θ_n e $\theta_n - \alpha$), provocando uma separação espacial que pode ser observada directamente (ver figura 4).

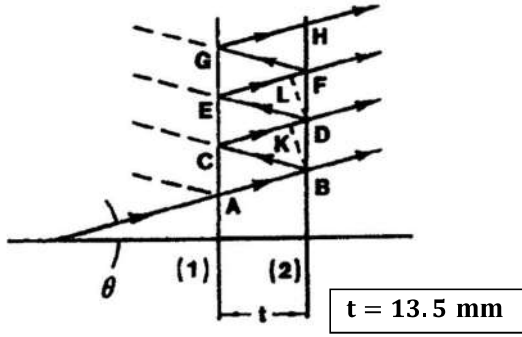


Figura 3

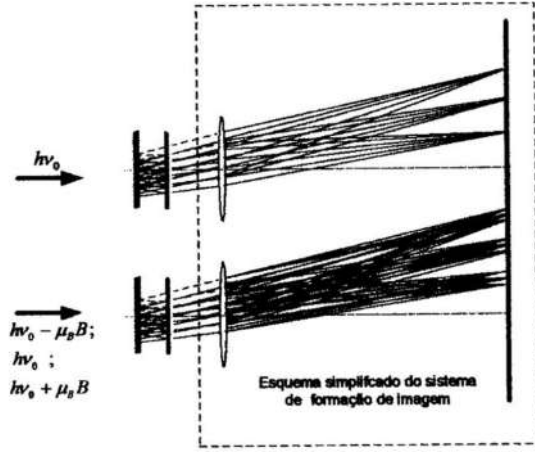


Figura 4

Para pequenos valores de θ_n temos que $\cos\theta_n \approx 1$ e a equação (5) toma a forma

$$n\lambda_0 = 2t \quad (6)$$

Consideremos, em presença de um campo magnético \vec{B} , a componente espectral com o comprimento de onda $\lambda_B = \lambda_0 - \Delta\lambda_B$. Atendendo à equação (6) podemos escrever

$$n_B\lambda_B = (n + f_B)(\lambda_0 - \Delta\lambda_B) = 2t \quad (7)$$

em que f_B é uma fracção do espaçamento entre as franjas de interferência construtivas na ausência de campo magnético.

Tem-se então $\lambda_B = \frac{2t}{(n + f_B)}$ que rearranjando fica

$$\nu_B = \frac{c}{\lambda_B} = c \frac{\frac{2t}{\lambda_0} + f_B}{2t} = \nu_0 + \frac{c}{2t} f_B$$

ou seja

$$\Delta\nu = \nu_B - \nu_0 = \frac{c}{2t} f_B \quad (8)$$

Comparando as relações (4) e (8) podemos obter

$$B = \frac{hc}{2t} \frac{f_B}{\mu_B} \quad (9)$$

No dispositivo montado no laboratório, a intensidade do campo magnético, B , produzido na região central das bobines, onde está colocada a lâmpada espectral de cádmio, está relacionada com a intensidade da corrente, I , que as percorre através da relação:

$$B = 0.170 I \quad (10)$$

onde B e I são expressos, respectivamente, em teslas (T) e ampères (A).

Procedimento Experimental

Ligue a lâmpada de cádmio e observe o padrão de interferência.

Aplique um campo magnético à lâmpada de cádmio e observe como varia o padrão de interferência com a intensidade do campo aplicado.

Meça, o mais rigorosamente possível, o valor da intensidade da corrente que percorre as bobines, quando as franjas resultantes do efeito de Zeeman se encontram deslocadas das seguintes fracções: $f = 1/3$, $f = 1/2$, $f = 2/3$ e $f = 1$.

Verifique a relação (9) obtendo um valor experimental para o magnetão de Bohr, μ_B . Compare com o valor conhecido.

Calcule os valores de λ_B , pela relação (8), e verifique a grandeza relativa da interacção de Zeeman em função do campo B aplicado (represente $\Delta\nu$ e $\Delta\lambda$ em função de B).