

Efeito Stark linear

Campo elétrico homogêneo sobre nível 2 do átomo de hidrogênio

Desconsiderando spin, o nível 2 é quadruplodegenerado

$$\begin{array}{ccc} 2p & & 2p \\ \downarrow & & \downarrow \\ l=0, m=0 & & l=1, m=-1, 0, 1 \end{array}$$

Ambos com energia $-\frac{e^2}{2a_0} \frac{1}{2^2} = -\frac{1}{8} \frac{e^2}{a_0}$

Se o autovalor é quadruplamente degenerado V será 4×4 , isto é:

$$V = \begin{bmatrix} 2S & 2p \ m=0 & 2p \ m=1 & 2p \ m=-1 \\ 0^* & & 0^{**} & 0^{**} \\ & 0^* & 0^{**} & 0^{**} \\ 0^{**} & 0^{**} & 0^* & 0^{**} \\ 0^{**} & 0^{**} & 0^{**} & 0^* \end{bmatrix}$$

* $\langle \varphi | z | \varphi \rangle = 0$ se φ tem paridade bem definida

** $\langle m' | z | m \rangle = 0$ se $m \neq m'$

sohamos só $\langle 2S | V | 2p, m=0 \rangle$
e $\langle 2p, m=0 | V | 2S \rangle$

De fato um termo só por $V_{if}^* = V_{fi}$

Fazendo as contas, obtemos

$$\langle 2S | V | 2p, m=0 \rangle = \langle 2p, m=0 | V | 2S \rangle = 3e a_0 |\vec{E}|$$

A solução p/ $\Delta_{\pm}^{(1)}$ é simples

$$\Delta_{\pm}^{(1)} = \pm 3e a_0 |\vec{E}|$$

$$| \pm \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (| 2S, m=0 \rangle \pm | 2p, m=0 \rangle) \quad \left. \begin{array}{l} \rightarrow \text{não é par} \\ \text{nem ímpar} \end{array} \right\}$$

note que o átomo ganhou um momento de dipolo elétrico permanente ($\vec{p} = \int \vec{r}' \rho(\vec{r}') d^3r'$)

E se olhássemos p/ o H verdadeiro

2p real degenerado com 2p?

não, de fato a interação spin-órbita quebra esta degenerescência

— $2P_{3/2}$

— $2P_{1/2}$ $2P_{1/2} \rightarrow$ Lamb shift qED to remove

Continua justo aplicamos o formalismo de níveis degenerados? Sim se a diferença entre os níveis for pequena comparada com a quebra de degenerescência causado pelo campo elétrico. Se não for, o formalismo não degenerado.

Átomos do tipo Hidrogênio: Estrutura fina e efeito Zeeman

Átomos do tipo

Na (sódio)

K (potássio)

$$V_c = e\phi(r)$$

↓
núcleo + (N-1) elétrons

© a degenerescência n ≠ l é quebrada.
Queremos estudar o Efeito do potencial $\vec{L} \cdot \vec{S}$ (spin-órbita) sobre este átomo (Estrutura fina)

Vamos entender a origem do potencial $\vec{L} \cdot \vec{S}$

Devido ao potencial V_c aparece um campo elétrico

$$\vec{E} = -\left(\frac{1}{e}\right) \vec{\nabla} V_c(r)$$

Carga em movimento em um campo elétrico, dá origem a campo magnético

$$\vec{B}_{\text{eff}} = -\left(\frac{\vec{v}}{c}\right) \times \vec{E}$$

mas o elétron tem momento de dipolo magnético

$$\vec{\mu} = \frac{e\vec{S}}{m_e c}$$

assim, o termo spin-orbita vem do acoplamento deste momento de dipolo p/ o campo B_{eff}

$$H_{LS} \approx \vec{\mu} \cdot \vec{B}_{\text{eff}}$$

$$= \vec{\mu} \cdot \left(\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{E}\right) = \frac{e\vec{S}}{m_e c} \cdot \left[\frac{\vec{p}}{m_e c} \times \frac{\vec{r}}{r} \left(\frac{1}{-e}\right) \frac{dV_c}{dr} \right]$$

$$= \frac{1}{m_e^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{dV_c}{dr} (\vec{L} \cdot \vec{S})$$

→ enamus da realidade por um fator 2 (está o dobro da real)
origem e explicações ficam p/ o futuro

V_L será p/ nós a perturbação

$$H_0 = \frac{p^2}{2m} + V_C(r)$$

Olhando p/ H_0 podemos fazer duas escolhas de base

conjunto 1: Autolets de L^2, L_z, S^2 e S_z

Conjunto 2: Autolets de L^2, S^2, J^2 e J_z

Sem o, V_L , H dos p/ deve pois todas as observáveis acima comutam com H_0

Com V_L , Qual é a melhor?

Set 1, pois $[L \cdot S, L_z] \neq 0$ e $[L \cdot S, S_z] \neq 0$

mas $[L \cdot S, J_z] = [L \cdot S, J^2] = 0$

Que acontece se escolhermos o set 1: $\downarrow$ temos muito trabalho 'a toa'. No set 2 a perturbação já é diagonal.

$\downarrow$
e chegamos na mesma resposta: os lets que diagonalizam V são os do set 2,

Para obtermos o deslocamento de energia em primeira ordem, precisamos calcular o valor esperado da perturbação com os lets do set 2