

- ⊕ de conret.
- ⊕ virtuel au NH_3 .
- Commencer par NH_3 .
- Trep de base.
- ⊖ de calcul ; faire au ⊖ un calcul en Givé ;

3) Capture par effet tunnel et phénomène d'inversion.

Considérons maintenant que la barrière n'est pas infinie. pour $E < V_0$, il existe une probabilité non nulle de la particule de passer d'une configuration à l'autre. (apport de mca q (2) à d'ann q) $\rightarrow -A$

Finalement, une particule voit un puits effectif de largeur plus grande, d'où un abaissement d'énergie $E_0 \rightarrow E_0' \approx E_0 \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sin(\sqrt{E_0'} a)}{E_0'}\right)$

Hyp: $A \ll E_0'$

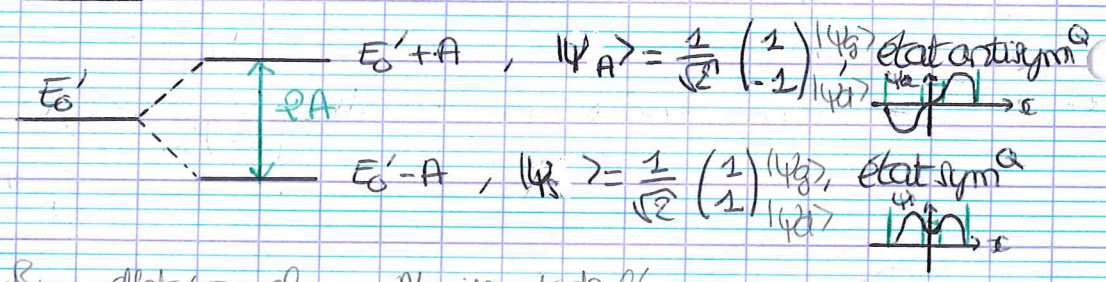
Le hamiltonien de la base $\{| \psi_g \rangle, | \psi_d \rangle\}$ s'écrit

$$H = \begin{pmatrix} E_0' & -A \\ -A & E_0' \end{pmatrix}$$

avec $A > 0$, $\{| \psi_g \rangle, | \psi_d \rangle\}$ ne sont plus des états stationnaires

Point de vue de Schrödinger

① H étant indépendant du temps, on diagonalise la matrice, on obtient $H = \begin{pmatrix} E_0' - A & 0 \\ 0 & E_0' + A \end{pmatrix}$ dans la base $\{| \psi_g \rangle, | \psi_d \rangle\}$



Comm^R effet tunnel $\rightarrow$ Abaissement de l'énergie + cloisonnement

② on cherche $|\psi(t)\rangle = \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} | \psi_g \rangle \\ | \psi_d \rangle \end{pmatrix}$

$$i\hbar \begin{pmatrix} \dot{a} \\ \dot{b} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_0' - A & 0 \\ 0 & E_0' + A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$$

$$i\hbar \dot{a} = (E_0' - A)a \Rightarrow \dot{a} + i \frac{(E_0' - A)}{\hbar} a = 0 \Rightarrow a(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i \frac{(E_0' - A)}{\hbar} t}$$

$$i\hbar \dot{b} = (E_0' + A)b \Rightarrow \dot{b} + i \frac{(E_0' + A)}{\hbar} b = 0 \Rightarrow b(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i \frac{(E_0' + A)}{\hbar} t}$$

$$|\psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{-i \frac{(E_0' - A)}{\hbar} t} | \psi_g \rangle + e^{-i \frac{(E_0' + A)}{\hbar} t} | \psi_d \rangle \right)$$

$$= e^{-i \frac{E_0'}{\hbar} t} \left(\cos\left(\frac{At}{\hbar}\right) | \psi_g \rangle + i \sin\left(\frac{At}{\hbar}\right) | \psi_d \rangle \right)$$

$$P_g(t) = |\langle \psi_g | \psi(t) \rangle|^2 = \cos^2\left(\frac{At}{\hbar}\right)$$

$$P_d(t) = |\langle \psi_d | \psi(t) \rangle|^2 = \sin^2\left(\frac{At}{\hbar}\right)$$

Approx: $dE \ll A$, ie $\omega_1 \ll \omega_0$ $\Rightarrow \chi_{s/a}$ varient lentement
 $\omega_0 \approx \omega_1$ (presque résonance)

$$\Rightarrow i \dot{\chi}_{s/a} = \frac{\omega_1}{2} \chi_{a/s}$$

m.e. q.e. R.N.

$$\Rightarrow \ddot{\chi}_{s/a} + \left(\frac{\omega_1}{2}\right)^2 \chi_{s/a}$$

$$\chi_s(t) = a \cos\left(\frac{\omega_1 t}{2}\right) + b \sin\left(\frac{\omega_1 t}{2}\right)$$

$$\chi_{-}(t) = -ia \sin\left(\frac{\omega_1 t}{2}\right) + ib \cos\left(\frac{\omega_1 t}{2}\right)$$

Si ds l'état $|\psi_a\rangle$ à $t=0$, alors $a=1, b=0$

$$P_{-}(t) = \cos^2\left(\frac{\omega_1 t}{2}\right)$$

$$P_{+}(t) = \sin^2\left(\frac{\omega_1 t}{2}\right)$$

} freq $\frac{\omega_1}{2} = \frac{dE}{2\hbar}$ appelat° de Rabi

Si l'op. parcoure cette π , $\frac{dE}{2\hbar} = \frac{\pi}{2}$, alors on est dans $|\psi_b\rangle$.

Horloge atomique. (V. Legros)

Exo: $\exists$ d'autres (S) , intérêt du formalisme.

diff. du Rabi?

appelat° de

