

Université de Caen

LMNO

Ocillations en mécanique quantique

C. LONGUEMARE

19 avril 2016

Plan

1. Les principes
2. La mécanique quantique à deux états
3. L'oscillations classiques et quantiques
4. L'interaction d'échange
en Physique atomique et en Chimie
5. Application en physique des particules
le kaon neutre K^0 et le neutrino ν

Notations et unités

ϵ_0	$(c^2 \mu_0)^{-1}$	permittivité du vide
μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7}$	perméabilité du vide
c	$299\,792\,km/s$	vitesse de la lumière
$\hbar$	$6,582 \cdot 10^{-16} \, eV.s$	constante de Planck-bar
α	$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}(\frac{1}{\hbar c})$	constante de structure fine
ν^{-1}		période
λ		longueur d'onde
k	$2\pi(\frac{1}{\lambda})$	vecteur d'onde
ω	$2\pi\nu$	pulsation
$\mathcal{L}$	$\int \mathcal{L}(x) \, d^3x$	lagrangien
$\mathcal{H}$	$\int \mathcal{H}(x) \, d^3x$	hamiltonien
$\mathcal{E}^i$	F_{0i}	champ électrique
$\mathcal{B}^k$	F_{ij}	champ magnétique

Table des notations *

*. $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ et $\alpha^{-1} = 137,036$

Principes de la mécanique quantique

1. Un état de la physique microscopique (quantique), un atome en quelque sorte, est représenté par un vecteur d'un espace de Hilbert approprié, $\mathcal{H}$; l'état peut être défini par ses composantes dans une base et le produit scalaire est un nombre $\mathbb{C}$ que l'on note

$$(\phi, \psi) \text{ ou } \langle \phi | \psi \rangle \in \mathbb{C}$$

Le produit ci-dessus est l'amplitude de ϕ dans ψ . A cause de l'interprétation probabiliste des amplitudes, il sera nécessaire de normaliser les états.

$$(\psi, \psi) = \langle \psi | \psi \rangle = 1$$

2. Chaque observable physique Q est associée à un opérateur hermitien dans $\mathcal{H}$ dont les valeurs propres q sont les résultats possibles des mesures dans le cas d'une expérience idéale menée avec des instruments parfaits.

$$\text{les mesures de } Q \text{ sont } = \{q_1, q_2, \dots, q_i, \dots\} \in \mathbb{R}$$

3. L'évolution d'une fonction d'onde obéit à l'équation de Schrödinger qui fait intervenir l'opérateur de Hamilton $\mathcal{H}$:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = \mathcal{H} \psi \quad (1)$$

Les états stationnaires sont des états propres de $\mathcal{H}$.

4. Les opérateurs associés aux constantes du mouvement commutent l'opérateur de Hamilton $\mathcal{H}$ et sont diagonalisables simultanément :

$$[\mathcal{H}, Q] = 0 \quad (2)$$

5. La probabilité d'une mesure q de Q est par principe le module carré de l'amplitude de ϕ_q dans ψ

$$\text{Prob de } q = |\langle \phi_q | \psi \rangle|^2$$

Dans le cas où la valeur propre engendre un sous-espace, il sera nécessaire de sommer sur la base du sous espace. La somme des sous-espaces de Q constitue une base de $\mathcal{H}$. La moyenne des mesures de Q est :

$$\langle Q \rangle = \sum_{\phi, q} q |\langle \phi_q | \psi \rangle|^2 = \langle \psi | Q | \psi \rangle$$

Exemple L'opérateur Q est l'observable de position de l'"atome" dans l'espace physique $\mathbb{R}^3$.

$$Q \equiv \vec{x}$$

Soit $|\vec{x}_0\rangle$ un état propre : *dans cet état, la mesure de la position de l'"atome" donne systématiquement $\vec{x}_0$.*

La probabilité de cette valeur dans ψ est par principe $|\langle \vec{x}_0 | \psi \rangle|^2$. L'amplitude $\langle \vec{x}_0 | \psi \rangle$ est la fonction d'onde associée

$$\psi(\vec{x}) = \langle \vec{x} | \psi \rangle \in \mathbb{C}$$

6. L'état du vide est associé à l'élément de $\mathcal{H}$ tel que l'amplitude $\psi_0(\vec{x})$ est la fonction 0 car pour tout $\vec{x}$ la probabilité de l'observation de l'atome est nulle .

Cependant le vide est un élément de l'espace car sa norme est 1.

Remarque L'opérateur a_x^+ qui au vide fait correspondre l'état $|\vec{x}\rangle$ est un opérateur de création d'un "atome" en $\vec{x}$.

Cet opérateur peut agir sur un état quelconque de $\mathcal{H}$, son action crée une particule en $\vec{x}$. L'opérateur hermitique conjugué a_x est l'opérateur d'annihilation :

$$a_x^+ | 0 \rangle = | x \rangle \Rightarrow a_x | x \rangle = | 0 \rangle$$

en effet,

$$\langle 0 | a_x | x \rangle = \langle x | x \rangle = 1 \Rightarrow a_x | x \rangle = | 0 \rangle$$

Remarque Les opérateurs a_x^+ et a_x ne sont pas hermitiens par contre $a_x a_x^+$ est hermitien et peut avoir une interprétation physique.

7. Il en résulte une autre interprétation de la fonction d'onde d'une particule :

$$\psi(x) = \langle x | \psi \rangle = \langle 0 | a_x | \psi \rangle \in \mathbb{C}$$

8. Les particules identiques conduisent à des fonctions d'ondes qui ont des propriétés particulières vis à vis des permutations , par exemple à deux particules

$$\psi(x, y) = \langle 0 | a_x a_y | \psi \rangle \in \mathbb{C}$$

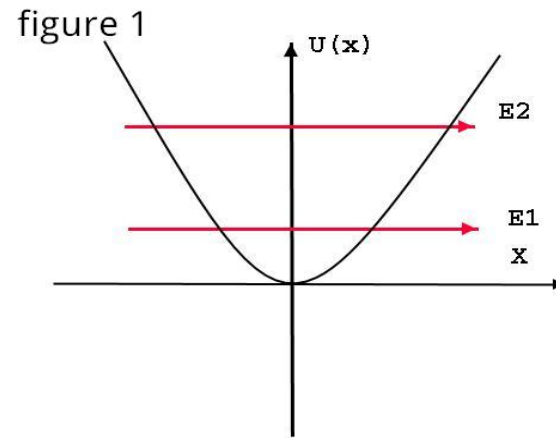
- dans le cas des fermions les fonctions d'ondes sont impaires par transposition et il en résulte que les opérateurs de création ou d'annihilation anticommulent entre eux

$$\{a_x, a_y\} = 0 \quad \{a_x^+, a_y^+\} = 0$$

- inversement pour les bosons

$$[a_x, a_y] = 0 \quad [a_x^+, a_y^+] = 0$$

La mécanique quantique à deux états



— La fonction d'onde stationnaire à 1D $x \in \mathbb{R}$

$$\mathcal{H}(p, x) \psi_i(x) = E_i \psi_i(x) \quad \text{avec } i = 1, 2$$

On pose a

$$\omega_i = \frac{E_i}{\hbar} \quad \langle \psi_i | \psi_j \rangle = \delta_{ij} \quad p = -i\partial_x \quad \mathcal{H} = i\partial_t$$

— L'état du système fonction du temps

$$|x, t\rangle = x_1 \exp(-i\omega_1 t) \psi_1(x) + x_2 \exp(-i\omega_2 t) \psi_2(x)$$

— L'énergie totale est conservée

$$E_t = \sum_i E_i x_i^2 = \sum_i (E_i - Cte) x_i^2 + Cte$$

— Calcul direct de la moyenne d'un opérateur A

$$A(t) = Cte + (x_1^* x_2 < 1|A|2 > \exp(-i\omega_0 t) + CC) \sim a + b \cos(\omega_0 t + \phi)$$

$$\text{avec } \omega_0 = \omega_2 - \omega_1$$

— L'amplitude de probabilité de l'état $|t = 0 >$ à l'instant t

$$< t = 0 | t > = x_1^2 \exp(-i\omega_1 t) + x_2^2 \exp(-i\omega_2 t)$$

La probabilité oscille à la pulsation ω_0

$$| < t = 0 | t > |^2 = |x_1^2 + x_2^2 \exp(-i\omega_0 t)|^2$$

— Cas particulier :

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} 0 & V \\ V & 0 \end{pmatrix} \quad \psi_{1/2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm 1 \end{pmatrix} \quad E_{1/2} = \pm V$$

$$\text{pour } |t = 0 > = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \Rightarrow x_1 = x_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

$$| < t = 0 | t > |^2 = \cos^2(\Omega t)$$

avec

$$\Omega = \frac{\omega_0}{2} = \frac{V}{\hbar} \quad \hbar = 6,582 \cdot 10^{-16} \text{ eV.s}$$



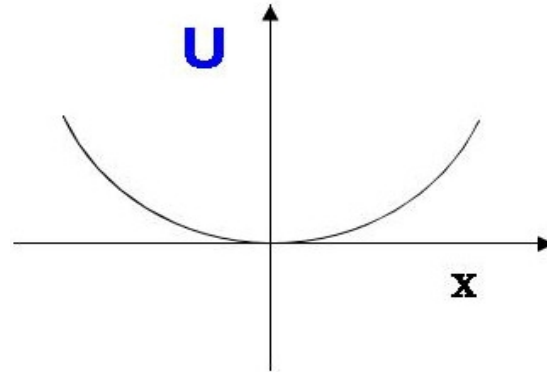
$$\Delta E = \hbar\omega \quad \hbar = 4,136 \cdot 10^{-15} \text{ eV.s}$$

$$\Delta E = k_B T \quad k_B = 8,617 \cdot 10^{-5} \text{ eV.K}^{-1}$$

$$\omega = 2\pi\nu$$

$$\Delta E \sim 1 \text{ eV} \Rightarrow \nu \sim 3,8 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1} \quad T \sim 12,5 \cdot 10^3 \text{ K}$$

L'oscillateur harmonique



— L'oscillateur classique à 1D

$$\mathcal{H}(p, x) = \frac{1}{2m} p^2 + \frac{m\omega_0^2}{2} x^2$$

— L'énergie pour $x = A \cos(\phi)$ avec $\phi = \omega_0 t$

$$E_c = \frac{m\omega_0^2}{2} A^2 \sin^2(\phi) \quad E_p = \frac{m\omega_0^2}{2} A^2 \cos^2(\phi)$$

— L'énergie totale est conservée

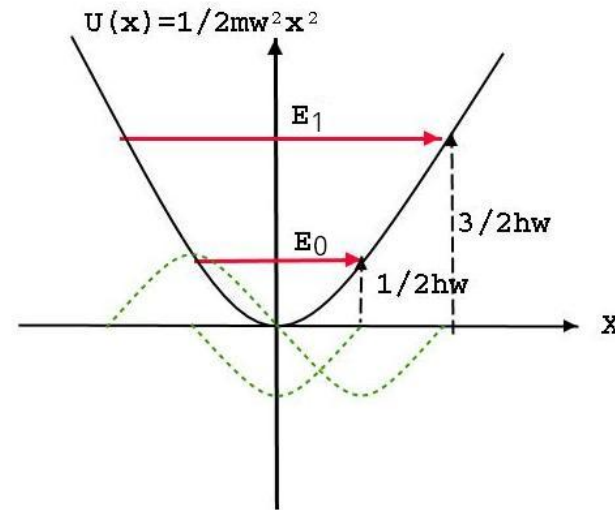
$$E_t = \frac{m\omega_0^2}{2} A^2$$

— La notation complexe

$$\tilde{x} = A \exp(i\phi) \in \mathbb{C} \text{ alors la mesure de } x = \Re(\tilde{x})$$

L'oscillateur quantique

recherche des états stationnaires



— Opérateurs hermitiens dans *Hilbert* des fonctions $\psi(x) \in \mathcal{L}^2$

$$p \circ \psi(x) = \frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} \psi \quad x \circ \psi(x) = x \times \psi \Rightarrow [p, x] = \frac{\hbar}{i}$$

— Extraction des dimensions physiques

$$x \rightarrow \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_0}} x \quad p \rightarrow \sqrt{\hbar m\omega_0} p \quad \mathcal{H} \rightarrow \hbar\omega_0 \mathcal{H} \quad \omega_0 t \rightarrow \theta$$

— Propriétés des opérateurs $\mathcal{H}$ p x

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2}(p^2 + x^2) \quad p = -i\partial_x \quad [p, x] = -i$$

$$a^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(p + ix) \quad a = \frac{1}{\sqrt{2}}(p - ix) \quad [a, a^+] = 1$$

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2}(a^+a + a a^+) = a^+a + \frac{1}{2} \quad [\mathcal{H}, a^+] = a^+$$

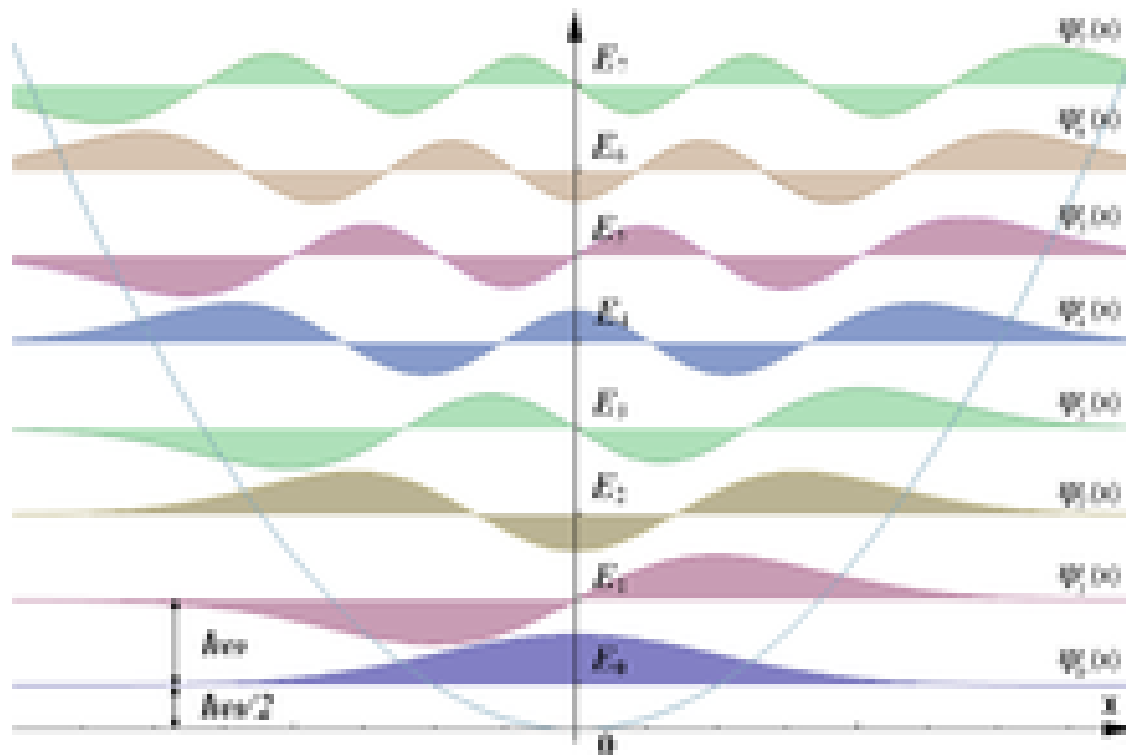
$$[AB, C] = A[B, C] + [A, C]B$$

— Etat fondamental ψ_0 et l'état d'ordre n ψ_n

$$a \psi_0 = 0 \Rightarrow \psi_0 = C_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) \text{ avec } e_0 = \frac{1}{2}$$

$$\psi_n = \frac{1}{n!}(a^+)^n \psi_0 \Rightarrow \psi_n = C_n H_n(x) \exp\left(-\frac{1}{2} x^2\right) \text{ avec } e_n = n + \frac{1}{2}$$

$$\text{On note : } \langle \psi_n | a^+a | \psi_n \rangle = n = \langle \psi_n | a a^+ | \psi_n \rangle - 1$$



Représentation des premiers niveaux d'énergie et des fonctions d'onde associées $\psi_n(x)$ de l'oscillateur harmonique quantique unidimensionnel. *

*. http://fr.wikipedia.org/wiki/Oscillateur_harmonique_quantique

Les états de l'oscillateur

$$x = \frac{1}{i\sqrt{2}} (a^+ - a) \quad x^2 = -\frac{1}{2} (a^{+2} + a^2) + \mathcal{H}$$

— Etat stationnaire ψ_n (le temps n'existe plus...)

$$\langle x \rangle = \langle p \rangle = 0 \quad \langle x^2 \rangle = \langle p^2 \rangle = e_n = n + \frac{1}{2}$$

Principe d'incertitude $\sqrt{\langle x^2 \rangle} \sqrt{\langle p^2 \rangle} = n + \frac{1}{2} \geq \frac{1}{2}$

— Mélange d'états quantiques cohérents : (le temps existe !)

Exemple **à deux états** $n = 0$ et $n = 1$ si $\theta = \omega_0 t$

$$|\theta\rangle = \exp(-i\frac{\theta}{2}) \begin{pmatrix} a_1 \exp(-i(\theta + \varphi_0)) \\ a_0 \end{pmatrix} \quad x = \begin{pmatrix} 0 & \frac{-i}{\sqrt{2}} \\ \frac{i}{\sqrt{2}} & 0 \end{pmatrix}$$

$$\langle x \rangle = \sqrt{2} a_0 a_1 \sin(\theta + \varphi_0) \quad \theta = \omega_0 t$$

Théorème d'Ehrenfest : vers la physique classique

$$\frac{d}{d\theta} \langle x \rangle = -i \langle [x, \mathcal{H}] \rangle = \langle p \rangle \quad [x, \mathcal{H}] = ip$$

$$\frac{d}{d\theta} \langle p \rangle = -i \langle [p, \mathcal{H}] \rangle = -\langle x \rangle = \frac{d^2}{d\theta^2} \langle x \rangle$$

$$\frac{d^2}{dt^2} \langle x \rangle = -\omega_0^2 \langle x \rangle$$

Rappels

L'atome d'Hydrogène

- La théorie quantique non relativiste : l'atome de Schrödinger-Pauli
On cherche les **solutions stationnaires** de l'équation d'onde

$$H\Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r}) \quad H = \frac{1}{2M} \left\{ p_r^2 + \frac{L^2}{r^2} \right\} + U(r) \text{ avec}$$

$$p_r = -i\hbar(r^{-1}\frac{\partial}{\partial r}r) \quad U(r) = -Z\alpha \frac{\hbar c}{r} = -\frac{\alpha}{r}$$

Le moment cinétique $\vec{L}$ est un opérateur angulaire en unité $\hbar$.

- Recherche d'une base de l'espace (Hilbert) des états stationnaires propres de H.

$$\Psi(\vec{r}) = R(r) \times Y_l^m(\Omega) \quad R(r) = \frac{\chi(r)}{r}$$

- Extraction des dimensions physiques de l'équation de Schrödinger :
 - L'échelle des distances pour $Z = 1$ est le rayon de Bohr :

$$a_0 = \frac{\hbar}{mc} \left(\frac{1}{\alpha} \right) = 0,53 \cdot 10^{-10} m$$

- **La fonction d'onde radiale s'écrit avec** $r \rightarrow x = \frac{r}{a_0}$

$$\chi(x) \sim x^{l+1} \exp(-x/n) P_{n_r, l}(x/n) \quad n = n_r + l \quad l \geq 0$$

— L'échelle des énergies est la constante de Rydberg

$$\mathcal{R}_{yd} = \frac{mc^2}{2}(\alpha)^2 = 13,6 \text{ eV}$$

— Etats quantiques de l'électron

$$n = 1, 2, 3... \quad E(n) = -\frac{\mathcal{R}_{yd}}{n^2}$$

Premiers états : $|n, l, m, s\rangle$

$$|1, 0, 0, s\rangle \quad E(1) = -13,6 \text{ eV}$$

$$|2, l, m, s\rangle \quad E(2) = -3,4 \text{ eV} \quad l = 0, 1 \text{ et } m = -l, 0, +l$$

$$|3, l, m, s\rangle \quad E(3) = -1,5 \text{ eV} \quad l = 0, 1, 2 \text{ et } m = -l, 0, +l$$

L'atome d'Hélium *

- L'atome à deux électrons (sans spin)

$$|\psi\rangle = \psi(x_1, x_2)$$

$$\mathcal{H}(x_1, x_2) = \mathcal{H}(x_1) + \mathcal{H}(x_2) + V(x_1, x_2)$$

L'interaction coulombienne des électrons

$$V(x_1, x_2) = +\frac{\alpha}{x_{12}}$$

- L'opérateur de permutation commute avec $\mathcal{H}$ (particules identiques)
- A l'ordre 0 en V les électrons sont indépendants

$$|\psi\rangle = \psi(x_1)\psi(x_2)$$

- Premiers états avec $n = 1, 2$

$$\psi_1(x_1)\psi_1(x_2) \quad E = 2E_1$$

$$\begin{aligned} &\psi_1(x_1)\psi_2(x_2) \\ &\psi_2(x_1)\psi_1(x_2) \end{aligned} \quad E_{12} = E_1 + E_2$$

- Prise en compte du spin : para et ortho Hélium (principe de Pauli)

$$\psi_1(x_1)\psi_1(x_2) \quad E = 2E_1 \quad S = 0$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_1(x_1)(\psi_2(x_2) + \psi_2(x_1)\psi_1(x_2))) \quad E_{12} \rightarrow E_1 + E_2 + A \quad S = 0$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_1(x_1)\psi_2(x_2) - \psi_2(x_1)\psi_1(x_2)) \quad E_{12} \rightarrow E_1 + E_2 - A \quad S = 1$$

*. réf 1

La molécule d'hydrogène *

- La molécule à deux atomes identiques (a, b) mais discernables. Les noyaux sont fixes et ψ est la fonction d'onde électronique

$$|\psi\rangle = \psi(x_1, x_2)$$

$$\mathcal{H}(x_1, x_2) = \mathcal{H}_a(x_1) + \mathcal{H}_b(x_2) + V(x_1, x_2)$$

L'interaction coulombienne perturbative des électrons si $a \neq b$

$$V(x_1, x_2) = +\frac{\alpha}{x_{12}} - \frac{\alpha}{x_{a2}} - \frac{\alpha}{x_{b1}}$$

L'opérateur de permutation commute avec $\mathcal{H}$ (particules identiques)

- A l'ordre 0 en V

$$|\psi\rangle = \psi_a(x_1)\psi_b(x_2)$$

- Premiers états électroniques pour $n = 1$ sur les atomes a, b

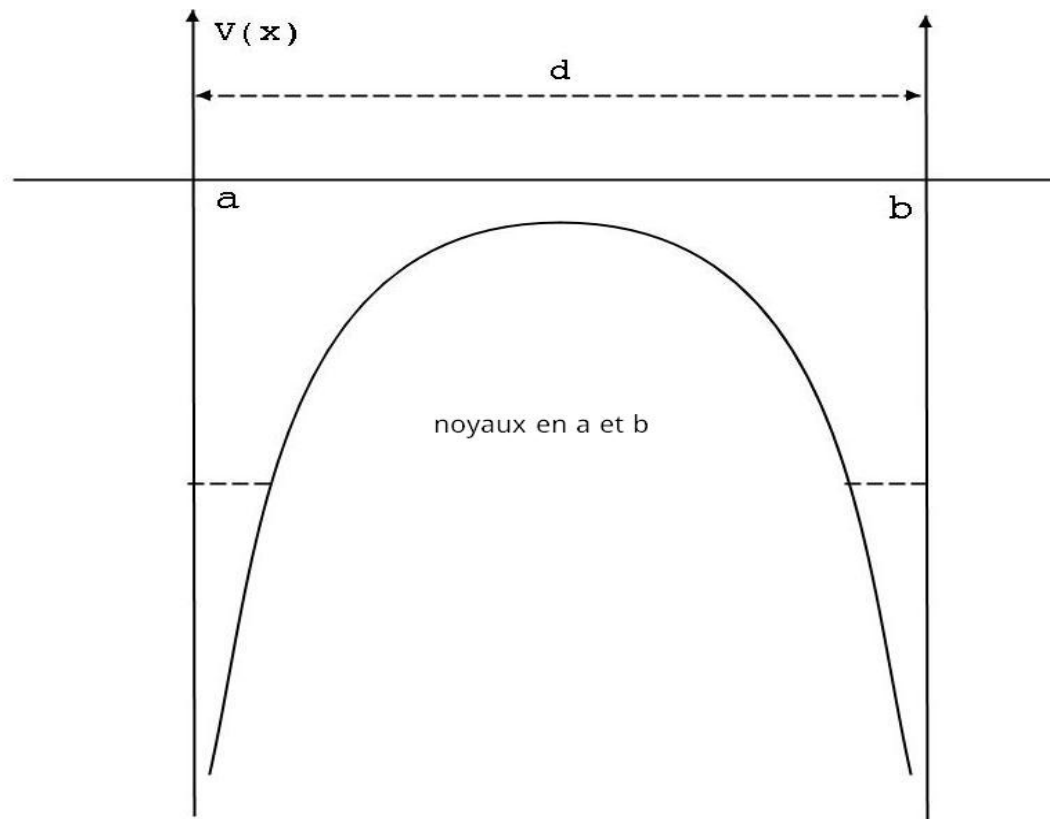
$$\psi_a(x_1)\psi_b(x_2) \quad E = 2E_1$$

$$\psi_b(x_1)\psi_a(x_2) \quad E = 2E_1$$

- Prise en compte du spin : états para et ortho de la molécule

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_a(x_1)\psi_b(x_2) + \psi_a(x_2)\psi_b(x_1)) \quad E_{12} = 2E_1 - A \quad S = 0$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_a(x_1)\psi_b(x_2) - \psi_a(x_2)\psi_b(x_1)) \quad E_{12} = 2E_1 + A \quad S = 1$$



Représentation schématique du potentiel électronique dans la molécule H_2 (modèle unidimensionnel).

Le Kaon neutre réf 6

— Propriétés essentielles du modèle standard des particules

1. La "matière" (anti-matière) est faite de quarks (antiquarks) et de leptons (antileptons) qui sont des "particules de Dirac"

$$l_i \text{ et } q_j$$

2. Les leptons se distinguent par un isospin, une saveur et des masses différentes.

$$i = I \text{ et } S \quad m_i$$

3. Les quarks se distinguent par un isospin, une saveur, une couleur et des masses différentes.

$$j = I, S \text{ et } c \quad m_j$$

4. Les particules "stables" que l'on observe sont les leptons, les mésons M et les baryons B

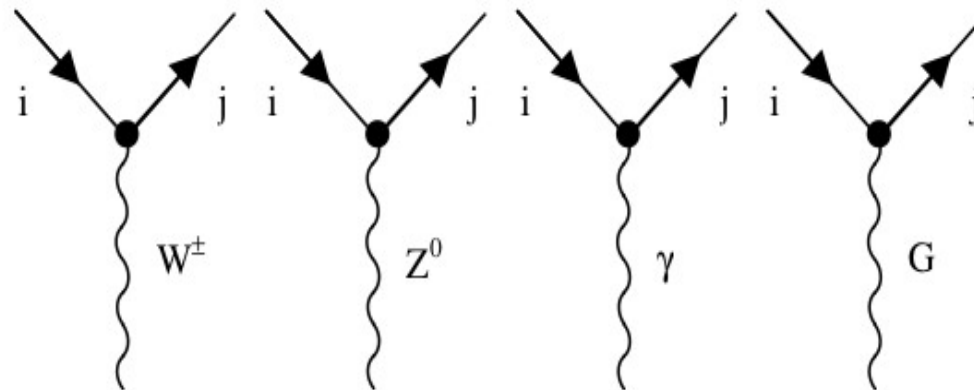
$$M = (q\bar{q}) \quad B = (qqq) \quad \bar{B} = (\bar{q}\bar{q}\bar{q})$$

5. Les interactions sont "invariantes" de jauge :
L'interaction est due à l'émission absorption de bosons vectoriels
L'interaction électro-faible modifie la saveur et l'isospin,
L'interaction forte modifie la couleur

$$G = \gamma \ W^\pm \ Z \ G_i = 1..8$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$$

Les diagrammes d'interactions entre quarks et bosons sont représentés par des vertex élémentaires tels par exemple :



Les masses en GeV/c^2

	B	$2I_3$	1	m	2	m	3	m
$\begin{pmatrix} q \\ q \\ q \end{pmatrix}$	$1/3$	$\begin{matrix} +1 \\ -1 \end{matrix}$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{matrix} 0,300 \\ 0,300 \end{matrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{matrix} 1,500 \\ 0,500 \end{matrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	$\begin{matrix} 75,00 \\ 5,000 \end{matrix}$
$(\ell)_L$	-1	$\begin{matrix} +1 \\ -1 \end{matrix}$	$\begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}$	$\begin{matrix} 0,000 \\ 0,511 \cdot 10^{-3} \end{matrix}$	$\begin{pmatrix} \nu \\ \mu \end{pmatrix}$	$\begin{matrix} 0,000 \\ 0,110 \end{matrix}$	$\begin{pmatrix} \nu \\ \tau \end{pmatrix}$	$\begin{matrix} 0,000 \\ 1,777 \end{matrix}$
$(\ell)_R$	-2	0	e		μ		τ	

$$2Q = 2I_3 + B$$

$SU(2) * U(1)$ saveur	m	γ 0,000	$W^\pm$ 80,4	Z^0 91,19	H^0 125,0
$SU(3)$ ● ● ● couleur	m	G^j 0,000	$j = 1, ..8$		

La transition $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$

- Dans les collisions "fortes", on observe deux doublets de Kaon de masse $\sim 495 \text{ Mev}/c^2$

$$\begin{pmatrix} K^+ \\ K^0 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \bar{K}^0 \\ K^- \end{pmatrix}$$

- Le Kaon neutre est un méson d'étrangeté ± 1

$$K^0 = d \bar{s} \quad \bar{K}^0 = s \bar{d}$$

- Au premier ordre, l'interaction faible ne conserve pas l'étrangeté et induit des transitions

$$\Delta s = \pm 1 \text{ ou } 0$$

Exemples :

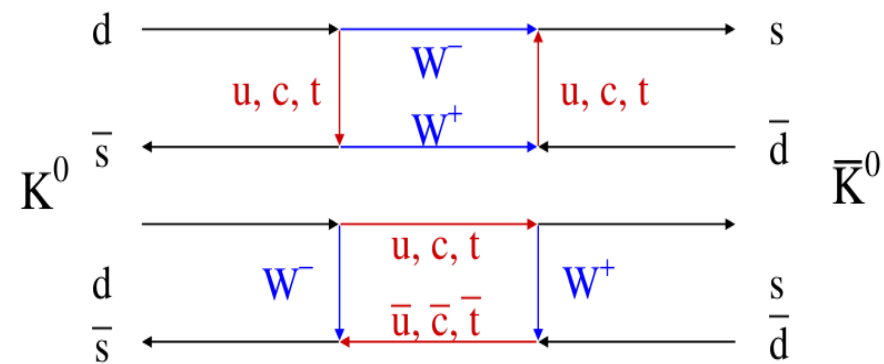
$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$$

$$K^- \rightarrow \pi^0 + e^- + \bar{\nu}$$

- La variation de l'étrangeté est $\Delta s = -2$ dans la transition $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ ne peut être expliquée qu'au 2 ième ordre de l'interaction faible

Les oscillation de kaons



- Un état pur K^0 à $t=0$
devient plus tard une superposition d'états

Le mélange $K^0 \quad \bar{K}^0$

— Les états "stables" (propres de $\mathcal{H}_{weak}$) sont les mélanges K_L et K_S

$$\begin{array}{rcl} K_L & = & \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad \begin{array}{l} CP \\ -1 \end{array} \\ K_S & = & \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad \begin{array}{l} CP \\ +1 \end{array} \end{array}$$

— Les propriétés mesurées des désintégrations faible des $K_{L/S}$ sont

$$\begin{array}{llll} K_L & \rightarrow 3\pi & 34\% & \tau = 5,17 \cdot 10^{-8} \text{ s} \\ & \rightarrow \pi + l + \nu & 65\% & \end{array}$$

$$K_S \quad \rightarrow 2\pi \quad 99\% \quad \tau = 0,895 \cdot 10^{-10} \text{ s}$$

— Les masses (énergies au repos)

$$m(K_{L/S}) = 497,672 \text{ MeV}/c^2 \quad \Delta m = 3,489 \cdot 10^{-6} \text{ eV}/c^2$$

— La fréquence d'oscillation au repos $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ est

$$\nu = \frac{\Delta m c^2}{2h} = 1,67 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$$

— On observe également des oscillations $B^0 \quad \bar{B}^0$ ou le quark s est remplacé par un quark b

$$\begin{pmatrix} B^+ \\ B^0 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \bar{B}^0 \\ B^- \end{pmatrix}$$

Le neutrino réf 7

- Les mêmes questions se posent pour les neutrinos des différentes saveurs mais hors modèle standard.

$$\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$$

- Conséquences : avec ces oscillations, on explique
 1. "Disparition" des neutrinos solaires : Expérience Kamioka et SNO
 2. Détection de l'oscillation $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ dans le flux de neutrinos atmosphériques
 3. Détection de l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ dans le flux de neutrinos du laboratoire Kek (expérience K2K)
 4. et beaucoup d'autres expériences...

Conclusion

- L'oscillation est un phénomène quantique qui couvre un large domaine de la physique microscopique : de la liaison chimique en passant par les forces de van der Waals, la physique atomique et jusqu'à la physique des particules.
- Le lien avec les oscillations de la physique macroscopique n'est pas évident : voir la discussion de l'oscillateur harmonique.
- Les oscillations de K^0 et de B^0 s'intègrent dans le modèle standard tandis que l'observation d'oscillations des neutrinos ($\nu_e \nu_\mu \dots$) suppose de nouveaux développements... C'est actuellement un secteur actif.
- Les oscillations de K^0 et de B^0 permettent de lever le voile sur la question de la primauté de la matière sur l'antimatière dans notre univers (violation de CP) : une autre question vraiment fondamentale mais qui peut être intégrée au modèle standard (matrice de Cabibbo ou de Kobayashi Maskawa)

références

- 1 D. Blokhintsev *Principes de mécanique quantique* MIR 1976
- 2 H. Bethe & E Salpeter *Quantum mechanics of one and two electron atoms* Springer verlag 1957
- 3 A. Akhiezer *Physique atomique* MIR Edt et Ellipses 1988
- 4 E. Chpolski *Physique atomique* MIR Edt 1974
- 5 C. Foot *Atomic physics* Oxford U.P. 2005
- 6 F. Halzen & al. *Quarks and leptons* John Wiley 1984
- 7 https://fr.wikipedia.org/wiki/Oscillation_des_neutrinos