Particules et Symétries: Partie III

P. Verdier , verdier@ipnl.in2p3.fr

Institut de Physique Nucléaire de Lyon

9 mars 2015

Plan

Invariance et loi de conservation

- En mécanique classique, l'invariance d'un système sous une transformation est reliée à la conservation d'une quantité correspondante.
- Exemples :

Invariance sous :		Quantité conservée
rotation	$\Longleftrightarrow$	moment angulaire
translation d'espace	$\Longleftrightarrow$	impulsion
translation du temps	$\Longleftrightarrow$	énergie

- Ceci est formalisé dans le théorème de Noether :
  Une quantité conservée est associée à toute transformation qui laisse invariante les équations du mouvement (c.a.d qui commute avec le hamiltonien)

Invariance et loi de conservation

Considérons la transformation U (translation, rotation...) d'un système S pendant une expérience, et que le résultat de la mesure reste inchangé dans le système S' résultant de cette transformation.
On considère l'élément matriciel $< f|O|i >$ et on se place dans le système S' où les états sont modifiés :

$$\begin{aligned} |i> &\rightarrow |i'>= U|i> \\ |f> &\rightarrow |f'>= U|f> \end{aligned}$$

On peut alors avoir 2 démarches :

- Pour avoir le même résultat de mesure que dans S, on doit modifier la quantité mesurée : $O \rightarrow O'$

  $$< f'|O'|i' >=< f|O|i > \quad \Rightarrow \quad O' = UOU^\dagger$$

  Et la probabilité de transition doit être la même dans les 2 systèmes :

  $$\frac{|< f|i >|^2}{< f|f >< i|i >} = \frac{|< f'|i' >|^2}{< f'|f' >< i'|i' >} = \frac{|< f|U^\dagger U|i' >|^2}{< f|U^\dagger U|f >< i|U^\dagger U|i' >} \quad \Longrightarrow \quad U^\dagger U = 1$$

  Les opérateurs associés aux transformations de coordonnées sont unitaires
- On mesure la même quantité dans le système S' :

  $$< f'|O|i' > \quad = \quad < f|U^\dagger OU|i >$$

  On peut déduire la mesure de cette quantité dans le système S' à partir du système S si on connait $U^\dagger OU$.

Invariance et loi de conservation

- Application :
  considérons un hamiltonien H invariant par rapport à une transformation U et une fonction d'onde arbitraire Ψ :

$$\begin{aligned} H &\rightarrow H' = UH = H \\ \Psi &\rightarrow \Psi' = U\Psi \end{aligned}$$

  Appliquons cette transformation U à l'équation d'onde :

$$U(H\Psi) = H'\Psi' = (UH)(U\Psi) = H'U\Psi = HU\Psi$$

  On en déduit que :

$$\begin{aligned} (UH - HU)\Psi &= [U, H]\,\Psi = 0 \\ [U, H] &= 0 \end{aligned}$$

  On trouve la relation de commutation indiquant qu'une quantité associée à la transformation U est conservée

Plan

Définition de la parité

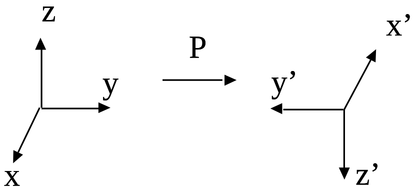
- la transformation correspondant à une réflexion dans l'espace :

$$x \longrightarrow x' = -x$$

- permet de définir l'opérateur parité $\mathcal{P}$ agissant sur une fonction d'onde :

$$\psi(t,x) \rightarrow \psi'(t,x) = \mathcal{P}\psi(t,x) = \psi(t,-x)$$

- C'est une transformation discrète



- $\mathcal{P}$ est unitaire :

$$\mathcal{P}^2\psi(t,x) = \psi(t,x) \quad \Rightarrow \mathcal{P}^2 = 1$$

- Si ψ est un état propre de $\mathcal{P}$:

$$\mathcal{P}\psi_P = \eta_P\psi_P \quad \Rightarrow \quad \mathcal{P}^2\psi_P = \eta_P^2\psi_P = \psi_P$$

où, η_P et ψ_P sont la valeur propre et la fonction propre du système.

- La parité η_P peut donc prendre 2 valeurs :

$$\begin{aligned} \eta_P &= +1 \ (\psi_P \text{ paire}) \\ \eta_P &= -1 \ (\psi_P \text{ impaire}) \end{aligned}$$

Transformation par parité

- Dans l'espace euclidien :

$$\begin{array}{lll}
\mathcal{P}(\vec{u}) & = -\vec{u} & \\
\mathcal{P}(\vec{u}\cdot\vec{v}) & = \vec{u}\cdot\vec{v} & \\
\mathcal{P}(\vec{u}\wedge\vec{v}) & = \vec{u}\wedge\vec{v} & : \text{vecteur-axial ou pseudo-vecteur} \\
\mathcal{P}((\vec{u}\wedge\vec{v})\cdot\vec{w} & = -(\vec{u}\wedge\vec{v})\cdot\vec{w} & : \text{pseudo-scalaire}
\end{array}$$

- Transformation de certaines quantités où opérateurs :

$$\begin{array}{rcl}
t & \longrightarrow & t \\
x & \longrightarrow & -x \\
p & \longrightarrow & -p \\
\sigma, J, L & \longrightarrow & \sigma, J, L \\
E & \longrightarrow & -E \\
B & \longrightarrow & B
\end{array}$$

- On verra par la suite que les interactions électromagnétique et forte conservent la parité, mais pas l'interaction faible

Parité d'un système de 2 particules

- Soit un système de 2 particules représenté par $\psi(\vec{r_1}, \vec{r_2})$
- $\mathcal{P}\psi(\vec{r_1}, \vec{r_2}) = \psi(-\vec{r_1}, -\vec{r_2})$
- Dans le cas où $|\vec{r_1}, -\vec{r_2}| \to \infty$, le système est représenté par $\psi(\vec{r_1}, \vec{r_2}) = \psi(\vec{r_1})\psi(\vec{r_2})$
- Donc, $\mathcal{P}\psi(\vec{r_1}, \vec{r_2}) = \psi(-\vec{r_1})\psi(-\vec{r_2})$
- Dans le cas où ψ_1 et ψ_2 sont les états propres de $\mathcal{P}$ avec les valeurs propres η_1 et η_2 :

$$\mathcal{P}\psi(\vec{r_1}, \vec{r_2}) = \eta_1\psi(\vec{r_1})\eta_2\psi(\vec{r_2}) = \eta_1\eta_2\psi(\vec{r_1}, \vec{r_2}) = \eta\psi(\vec{r_1}, \vec{r_2})$$

$$\text{avec,} \qquad \eta = \eta_1\eta_2$$

- La parité est un nombre quantique multiplicatif

Parité orbitale

- La fonction d'onde ψ d'un système peut être écrite à partir des harmoniques sphériques Y_{lm}

$$\psi(r,\theta,\phi) = R(r)Y_{lm}(\theta,\phi)$$

- Action de la parité sur les harmoniques sphériques :

$$\begin{aligned} (r,\theta,\phi) &\rightarrow (r,\theta-\pi,\phi+\pi) \\ \mathcal{P}Y_{lm}(\theta,\phi) &= (-1)^l Y_{lm}(\theta,\phi) \end{aligned}$$

- le moment cinétique orbital l détermine donc la parité orbitale :
  $\eta_P = +1$ pour l=0,2,4...
  $\eta_P = -1$ pour l=1,3,5...

Parité intrinsèque d'une particule

- Comme l'opérateur de parité $\mathcal{P}$ commute avec l'opérateur de spin d'une particule, on peut définir un nombre quantique de parité $\eta_P = \pm 1$ qui est une propriété intrinsèque de cette particule
- On classe donc les particules en fonction de leur spin et de η_P :
  - Spin = 0 et $\eta_P = +1$: scalaire
  - Spin = 0 et $\eta_P = -1$: pseudo-scalaire
  - Spin = 1 et $\eta_P = +1$: axiale
  - Spin = 1 et $\eta_P = -1$: vectorielle
- Cas du photon :

  Le potentiel vecteur $\vec{A}$ est formellement équivalent à la fonction d'onde du photon.
  $\vec{F} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d^2\vec{r}}{d^2t}$: $\vec{F}$ est un vecteur, et $\vec{F} \to -\vec{F}$ si $\vec{r} \to -\vec{r}$
  $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$: $\vec{B}$ est un pseudo-vecteur
  $\vec{B} = \nabla \wedge \vec{A}$: $\vec{A}$ est un vecteur
  et si $\vec{r} \to -\vec{r}$ alors $\vec{A} \to -\vec{A}$
  La parité du photon est négative
- Parité intrinsèque des particules de spin 1/2 :
  Par convention : $\eta_{proton} = \eta_{neutron} = +1$
- Parité totale d'un système = produit des parités intrinsèques et orbitales

$$\eta_P = \prod_n \eta_n \prod_k (-1)^{l_k}$$

Parité d'un système de 2 particules

- Soit 2 particules de parité intrinsèque η_1 et η_2
- La parité totale du système est : $\eta = (-1)^l \eta_1 \eta_2$, où l est le moment angulaire relatif des 2 particules
- Cas du pion :
  - Moment cinétique total : $J_{\pi^0} = J_{\pi^+} = J_{\pi^-} = 0$
  - Parité π^- déterminée à partir de $\pi^- + deuton \rightarrow n + n$

Etat initial :

- Pour le pion : $l = 0$ par rapport au deuton, et S=0
- le deuton a un moment cinétique total J=1
- $\Longrightarrow J = 1$ dans la voie initiale

Etat final :

- J doit donc aussi être égal à 1
- les 2 neutrons peuvent avoir $S = 0$ ou $S = 1$ et ont un moment angulaire relatif L
- Mais les 2 neutrons sont des fermions identiques : la fonction d'onde doit être antisymétrique en les interchangeant : $(-1)^{L+S+1} = -1 \Longrightarrow$ L+S doit être pair
- J=1 donne 3 solutions : (L=0,S=1), (L=1,S=1), (L=2,S=1)
- (L=1,S=1) est la seule configuration possible

$\Longrightarrow$ La parité du pion $\eta_\pi = -1$

Parité intrinsèque des anti-particules

- En théorie quantique des champs, on montre que :

$$\eta_{antiparticule} = \eta_{particule}(-1)^{2S}$$

- Pour les fermions : $\eta_{antiparticule} = -\eta_{particule}$
- Pour les bosons : $\eta_{antiparticule} = \eta_{particule}$

$$\begin{aligned} \eta(e^+) &= -1 & \qquad \eta(e^-) &= 1 \\ \eta(\bar{q}) &= -1 & \qquad \eta(q) &= 1 \\ \eta(\pi^+) &= -1 & \qquad \eta(\pi^-) &= -1 \end{aligned}$$

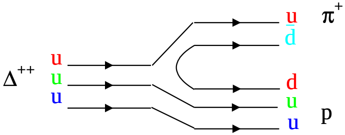
- Un état lié fermion-antifermion dans un état de moment cinétique orbital l aura une parité :

$$\eta_P = (-1)^l \eta_P^f \eta_P^{\bar{f}} = (-1)^{l+1}$$

- Et pour un système boson-antiboson : $\eta_P = (-1)^l$

Conservation de la parité

- La parité est conservée dans les interactions électromagnétique et forte
- Exemple : désintégration par interaction forte ($\tau \sim 10^{-23}s$) du Δ^{++}
  - $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$:



  - $\Delta^{+}+ (J^P = 3/2^+)$, p $(J^P = 1/2^+)$, π^+ $(J^P = 0^-)$
  - Spin : $3/2 \rightarrow 1/2 + 0 \Longrightarrow L = 1$ pour conserver le moment cinétique total
  - On trouve donc :

$$\begin{array}{rcl} \eta_P(\Delta^{++}) & \rightarrow & \eta_P(p)\eta_P(\pi^+)(-1)^L \\ +1 & \rightarrow & (+1)(-1)(-1) \end{array}$$

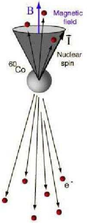
Violation de la parité

- De nombreux tests ont montré que la parité est conservée dans les interactions électromagnétique et forte.
- Mais dans les années 1950, problème appelé le "$\theta - \tau$ puzzle"
- on observe 2 particules, appelées (θ et τ à cette époque) de même masse et de spin 0 qui se désintègrent par interaction faible (car $\tau \sim 10^{-8}$ s) :

$$
\begin{array}{ccc}
K^+ \to \pi^0 + \pi^+ & \text{et} & K^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \\
\mathcal{P}_\pi^2 = 1 & & \mathcal{P}_\pi^3 = -1
\end{array}
$$

  A cette époque, on ne pensait pas que "θ" et "τ" puisse être la même particule car on pensait que la parité était une propriété essentielle de la nature
- En 1956, Lee et Yang postulent la non-conservation de la parité dans les interactions faibles

- Expérience de Mme Wu :
- Désintégration : ${}^{60}Co \to {}^{60}Ni + e^- + \bar{\nu}_e$ dans un champ magnétique (spin aligné avec $\vec{B}$)
- l'expérience montre que les éléctron sont émis de manière préférentielle dans la direction opposée au spin des noyaux
- violation de la parité dans les interactions faibles



Plan

Définition de la conjugaison de charge

- C'est l'opération qui tranforme une particule en son anti-particule :
  même masse, même spin, même quantité de mouvement, mais en changeant le signe de tous les autres nombres quantiques additifs (Q, B, S, L...)
- On définit l'opérateur de conjugaison de charge $\mathcal{C}$:

$$\mathcal{C}|\psi >= |\bar{\psi} >$$

- $\mathcal{C}$ est hermitien et unitaire ($\mathcal{C}^2 = 1$)
- Seules les particules dont les nombres quantiques internes sont nuls peuvent être état propre de $\mathcal{C}$ pour obéir à :

$$\mathcal{C}|\psi >= \eta_C|\psi > \quad \text{avec} \quad \eta_C = \pm 1$$

  où η_C est la parité de charge
  C'est le cas pour γ, π^0, e^+e^-... mais pas pour le neutron...
- La parité de charge est un nombre quantique multiplicatif
- Cas du photon :
  $\mathcal{C}$ inverse la charge et le moment magnétique, et donc les champs électrique et magnétique
  $\Longrightarrow \eta_C(\gamma) = -1$

Système $f\bar{f}$ et $\mathcal{C}$

- Considérons un système $f\bar{f}$ avec un moment orbital L et un spin $s = 0$ ou 1
- On veut obtenir la valeur propre η_C définie par $\mathcal{C}|f\bar{f}> = \eta_C|f\bar{f}>$
  - $\mathcal{C}$ remplace f par $\bar{f}$ et vice versa, mais les spins et positions sont inchangées
  - Si on échange les positions : fonction d'onde identique avec un facteur multiplicatif $(-1)^L$
  - Si on échange les spins : facteur multiplicatif additionnel $(-1)^{S+1}$
  - Ces 3 opérations on permis d'échanger les 2 particules de départ et introduise un facteur : $(-1)^L(-1)^{S+1}$
  - le principe de Pauli s'applique aux fermions identiques mais également à leurs antifermions
    $\Longrightarrow$ le système $f\bar{f}$ est antisymétrique
    Donc échanger f et $\bar{f}$ doit introduire un facteur multiplicatif (-1)
- On a donc : $\eta_C(f\bar{f})(-1)^L(-1)^{S+1} = -1$
- Et on en déduit que : $\eta_C(f\bar{f}) = (-1)^{L+S}$
- <u>Exemple :</u>
  le π^0 est un mélange $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$ vraiment neutre avec L=0 et S=0
  $\Longrightarrow \eta_C(\pi^0) = 1$

Conservation de C

- L'interaction électromagnétique conserve C :
  - Désintégration du π^0 : L=0, S=0 et $\eta_C = 1$
  - $\pi^0 \to \gamma\gamma$: $\eta_C = 1$ et $\eta_C = (-1)^2$: $\Longrightarrow$ OK
  - $\pi^0 \to \gamma\gamma\gamma$: $\eta_C = 1$ et $\eta_C = (-1)^3$: jamais observée

- L'interaction forte conserve également C :
  processus $p\bar{p}$ avec h=un hadron (B=0)

$$p + \bar{p} \to \pi^+ + h$$
$$p + \bar{p} \to \pi^- + h$$

$$< p\bar{p}|T|\pi^+ h > = < p\bar{p}|C^{-1}CTC^{-1}C|\pi^+ h > = < \bar{p}p|CTC^{-1}|\pi^- \bar{h} >$$

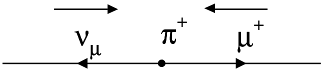
Si T est invariant par C $\Longrightarrow \qquad CTC^{-1} = T$

$$< \bar{p}p|T|\pi^- \bar{h} > = < p\bar{p}|T|\pi^+ h >$$

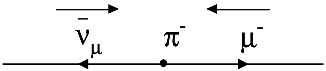
On observe le même spectre en énergie pour π^+ et π^-

Violation de *C*

- L'interaction faible viole C
- Rappels :
  - Un objet est chiral s'il n'est pas superposable à son image dans un miroir
  - L'hélicité est la projection du spin sur l'impulsion : même sens= hélicité droite, sens opposé=hélicité gauche
  - Pour des neutrinos de masse nulle, l'hélicité équivaut à la chiralité
- Seuls des neutrinos gauches et des anti-neutrinos droits ont été expérimentalement observés



Observé



Interdit

La $\mathcal{G}$-parité

La conservation de la conjugaison de charge ne s'applique qu'à un nombre restreint de système. Exemple :

$$\begin{aligned} \mathcal{C}|\pi^0> &= |\pi^0> \\ \mathcal{C}|\pi^\pm> &\neq \pm|\pi^\mp> \end{aligned}$$

Pour l'interaction forte où la charge électrique ne joue aucun rôle, on ne distingue pas π^0, π^+ et π^-. On souhaite donc étendre le concept de conjugaison de charge à tous les états d'un même multiplet d'isospin :

$$\mathcal{G}\begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix} = \eta_G \begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix}$$

on définit donc un nouvel opérateur $\mathcal{G}$:

$$\mathcal{G} = \mathcal{C}\exp^{i\pi I_2}$$

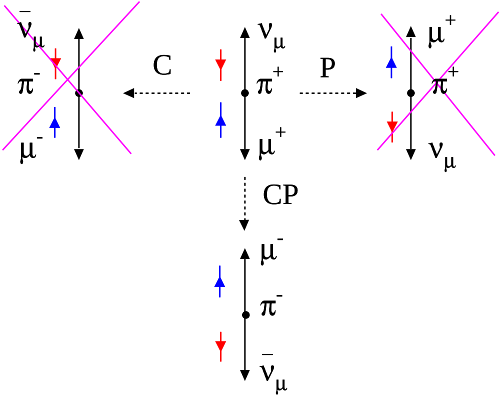
qui est la combinaison de la conjugaison de charge et d'une rotation de π autour du 2ème axe dans l'espace d'isospin.

- L'interaction forte est invariante par $\mathcal{G}$
- L'interaction faible est insensible à l'isospin, mais viole C : donc elle viole $\mathcal{G}$
- L'interaction électromagnétique respecte C, mais n'est pas invariante par rotation d'isospin : elle viole également $\mathcal{G}$

exercice : Montrer que $\mathcal{G}|\pi^0> = -|\pi^0>$ et $\mathcal{G}|\pi^\pm> = -|\pi^\pm>$

Plan

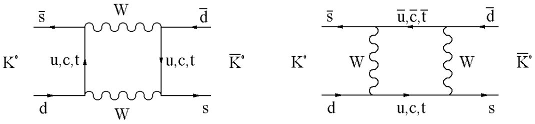
Conservation de CP ?



- Pas de neutrino droit ni d'anti-neutrino gauche :
  Aucune des désintégrations tranformées par $\mathcal{P}$ ou $\mathcal{C}$ n'est possible
- Par contre, celle par transformation $\mathcal{CP}$ existe !
- Jusqu'en 1964, on a cru que la symétrie $\mathcal{CP}$ était conservée...

Violation de *CP* dans les interactions faibles

- En 1964, une expérience sur les kaons neutres (K^0 et $\bar{K}^0$) montre une violation de très faible amplitude de $\mathcal{CP}$ dans les interactions faibles



- Ce sera le sujet d'un des papiers étudiés

- <u>Conséquences de la violation de $\mathcal{CP}$:</u>

  Permet une différenciation absolue de la matière et de l'antimatière
  Peut expliquer l'origine de l'asymétrie matière-antimatière de notre univers

Violation de CP dans les interactions faibles

- En 1964, expérience de J.H. Christensen, J. Cronin, V. Fitch et R. Turlay
- Les kaons (mésons) ont une parité négative :

$$\mathcal{P}|K^0>= -|K^0> \quad \text{et} \quad \mathcal{P}|\bar{K}^0>= -|\bar{K}^0>$$

  et, $\bar{K}^0$ est l'antiparticule de K^0 :

$$\mathcal{C}|K^0>= |\bar{K}^0> \quad \text{et} \quad \mathcal{C}|\bar{K}^0>= |K^0>$$

- En combinant les 2 symétries, on obtient :

$$\mathcal{CP}|K^0>= -|\bar{K}^0> \quad \text{et} \quad \mathcal{CP}|\bar{K}^0>= -|K^0>$$

- Les états propres de $\mathcal{CP}$ sont donc :

$$|K_1^0>= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0> -|\bar{K}^0>) \quad \text{avec} \quad \eta_{CP} = 1$$
$$|K_2^0>= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0> +|\bar{K}^0>) \quad \text{avec} \quad \eta_{CP} = -1$$

- Si $\mathcal{CP}$ est conservée dans les désintégrations de ces kaons par interaction faible, K_1^0 et K_2^0 se désintègreraient en 2 pions ($\eta_{CP} = 1$) et 3 pions ($\eta_{CP} = -1$) respectivement

Violation de CP dans les interactions faibles

- Ces 2 états K_1^0 et K_2^0 ont des durées de vie différentes :

$$\tau_1 = 0,892 \pm 0,002 \times 10^{-10} s \quad \text{et} \quad \tau_2 = 5,18 \pm 0.04 \times 10^{-8} s$$

- On produit par interaction forte des kaons, et si on attend un temps très supérieur à τ_1, on obtient un faisceau ne contenant que des particules K_2^0
- Si $\mathcal{CP}$ est conservée, la seule désintégration permise est en 3 pions
- Cette expérience de 1964 a montré que la désintégration en 2 pions se produit avec une probabilité très faible, mais non nulle $\Longrightarrow$ violation de $\mathcal{CP}$ dans les interactions faibles
- Les états propres d'interaction faible ne sont pas K_1^0 et K_2^0 mais un mélange de ces 2 états :

$$\begin{aligned}
|K_S^0> &= \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(|K_1^0> - \epsilon|\bar{K}_2^0>) \\
|K_L^0> &= \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(\epsilon|K_1^0> + |\bar{K}_2^0>) \\
\epsilon &= 2,284 \pm 0,014 \times 10^{-3}
\end{aligned}$$

Plan

Le renversement du temps

- C'est l'analogue temporel de la refléxion dans l'espace :

$$\begin{array}{rcl} t & \longrightarrow & t' = -t \\ x & \longrightarrow & x' = x \\ \vec{p} & \longrightarrow & -\vec{p} \\ \vec{L} & \longrightarrow & -\vec{L} \\ \vec{S} & \longrightarrow & -\vec{S} \end{array}$$

- Définition de l'opérateur renversement du temps $\mathcal{T}$:

$$\psi(t,x) \quad \longrightarrow \quad \psi'(t,x) = \mathcal{T}\psi(t,x) = \psi(-t,x)$$

- $\mathcal{T}$ est anti-unitaire :
  En effet, après renversement du temps, la relation de commutation $[x_i, p_j] = i\delta_{ij}$ devient $[x_i, p_j] = -i\delta_{ij}$
- En conséquence : pas de valeurs propres, et pas de quantité physique mesurable associée à cet opérateur
- On ne peut pas utiliser l'existence de modes de désintégrations interdits pour tester la violation de l'invariance par rapport à $\mathcal{T}$

Le renversement du temps

- Invariance par $\mathcal{T}$ en mécanique quantique :

$$\mathcal{T}|\alpha>=|\alpha>^T \qquad et \qquad \mathcal{T}|\beta>=|\beta>^T$$
$$^T<\alpha|\beta>^T=<\beta|\alpha>=<\beta|\alpha>^*$$
$$<\alpha|\mathcal{T}^\dagger\mathcal{T}|\beta>=<\beta|\alpha>^*$$

- De manière générale :

$$\begin{aligned} |i> &= |\alpha_i,\vec{p}_i,m_i> \text{ etat initial} \\ |f> &= |\alpha_f,\vec{p}_f,m_f> \text{ etat final} \end{aligned}$$

avec $\vec{p}$ l'impulsion, m_i la 3ème composante de spin et α les autres nombres quantiques

- L'invariance par $\mathcal{T}$ de $<s|M|i>$ est vérifiée si :

$$\begin{aligned} <f|M|i> &= {}^T<i|M|f>^T \\ <\alpha_f,\vec{p}_f,m_f|M|\alpha_i,\vec{p}_i,m_i> &= <\alpha_i,-\vec{p}_i,-m_i|M|\alpha_f,-\vec{p}_f,-m_f> \end{aligned}$$

La balance détaillée (I)

- Considérons la section efficace différentielle de la réaction $1 + 2 \to 3 + 4$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(12 \to 34) \quad = \quad \frac{1}{64\pi^2 s}\frac{p_{34}}{p_{12}}\frac{1}{(2S_1+1)(2S_2+1)}\sum_i\sum_f |M_{fi}|^2$$

avec $\sqrt{s} = E_1 + E_2$ et p_{12} (p_{34}) le moment dans le centre de masse dans l'état initial (final)

- Et maintenant, la section efficace du processus inverse : $3 + 4 \to 1 + 2$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(34 \to 12) \quad = \quad \frac{1}{64\pi^2 s}\frac{p_{12}}{p_{34}}\frac{1}{(2S_3+1)(2S_4+1)}\sum_i\sum_f |M_{if}|^2$$

- si la réaction est invariante par $\mathcal{T}$:

$$\sum_i\sum_f |M_{fi}|^2 \quad = \quad \sum_i\sum_f |M_{if}|^2$$

et on trouve la relation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(12 \to 34) \quad = \quad \frac{p_{34}^2}{p_{12}^2}\frac{(2S_3+1)(2S_4+1)}{(2S_1+1)(2S_2+1)}\frac{d\sigma}{d\Omega}(34 \to 12)$$

La balance détaillée (II)

- Application à la réaction : $p + p \to \pi^+ + d$
- le spin du proton est 1/2, celui du deutéron est de 1
- On obtient :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(pp \to \pi^+ d) = \frac{p_\pi^2}{p_p^2} \frac{(2S_\pi + 1) \times 3}{2 \times 2} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^+ d \to pp)$$

- Une mesure expérimentale des sections efficaces permet de déterminer le spin du pion ($S_\pi = 0$)
- L'application de la balance détaillée a permis de vérifier que les interactions électromagnétiques et fortes sont invariantes par $\mathcal{T}$

Plan

Symétrie CPT

- Théorême CPT : invariance des interactions sous $\mathcal{CPT}$ (peu importe l'ordre)
- Toutes les interactions connues actuellement sont invariantes sous cette transformation
- L'interaction faible viole “légèrement” $\mathcal{CP}$, et donc $\mathcal{T}$ doit l'être aussi
- Test direct de la violation de $\mathcal{T}$:
  - Moment électrique dipolaire du neutron
  - Absence de violation de $\mathcal{T}$: le moment dipolaire du neutron doit être strictement nul
  - La présence d'un tel moment se manifestera par son interaction avec un champ électrique
  - Les expériences actuelles donnent une limite sur ce moment : $< 2,9 \times 10^{-26} e\ cm$
  - Le modèle standard prédit $\sim 10^{-31} e\ cm$

Plan

Tableau récapitulatif (I)

Quantité conservée ?	Forte	Electromagnétique	Faible
Energie-impulsion	Oui	Oui	Oui
Moment cinétique total J	Oui	Oui	Oui
Charge électrique Q	Oui	Oui	Oui
L_e	Oui	Oui	Oui
L_μ	Oui	Oui	Oui
L_τ	Oui	Oui	Oui
B (baryonique)	Oui	Oui	Oui
I (isospin fort)	Oui		
I_z (isospin fort)	Oui	Oui	
S (strange)	Oui	Oui	
C (charm)	Oui	Oui	
B (bottom)	Oui	Oui	
T (top)	Oui	Oui	
Parité	Oui	Oui	
Renversement du temps	Oui	Oui	
Parité de charge	Oui	Oui	
CPT	Oui	Oui	Oui

Mais attention aux oscillations de neutrinos...

Tableau récapitulatif (II)

- Résumé pour les symétries discrètes étudiées :

Interaction	C	P	CP	T	CPT
Electromagnétique	Oui	Oui	Oui	Oui	Oui
faible	Non	Non	Faiblement violée	Faiblement violée	Oui Oui
Forte	Oui	Oui	Oui	Oui	Oui