

Particules et Lois de Conservation



Nous allons étudier ici le comportement des différentes interactions, électromagnétique, forte, faible, vis-à-vis des symétries C et P.

Rappelons quelques points déjà abordés sur la conjugaison de charge :
Les propriétés des antiparticules, lorsqu'on connaît celles des particules, s'obtiennent par application de l'opérateur C.

La masse mc^2 , la durée de vie τ , le moment cinétique total \vec{J} et l'isospin \vec{T} sont invariants sous C.

Les nombres quantiques internes additifs changent de signe sous C. Ce sont la charge électrique Q/e , le nombre baryonique B , les nombres leptoniques de saveur L_e, L_μ, L_τ (et donc le nombre leptonique global $L = L_e + L_\mu + L_\tau$), la troisième composante d'isospin T_3 , les nombres quantiques de saveur s, c, b, t , et en conséquence l'hypercharge $Y = B + \text{saveur}$.

Pour la parité intrinsèque π , nombre quantique multiplicatif :

- elle est invariante sous C pour les bosons (γ , W^\pm , Z, g, H, mésons)
- elle change de signe sous C pour les fermions (quarks, leptons et baryons) .

$$\hat{C}|m, \vec{p}, J, J_z, T, T_3, q, B, L, s, c, b, t, \pi\rangle \rightarrow |m, \vec{p}, J, J_z, T, -T_3, -q, -B, -L, -s, -c, -b, -t, \pm\pi\rangle$$

Les nombres quantiques d'un méson

Les mésons sont des hadrons qui ont un nombre baryonique $B = 0$.

Si la paire quark-antiquark est dans un état de moment angulaire relatif \vec{L} et de spin \vec{S} , alors on obtient :

- $|L-S| \leq I \leq L+S$, avec $S = 0$ ou 1 pour le système $q\bar{q}$.
- $P = (-1)^{L+1}$, va donner la parité π du méson. L'exposant "1" provient de la parité intrinsèque négative de l'antiquark.
- $C = (-1)^{L+S}$ pour les mésons qui ont une saveur nulle (s, c, b et t sont nuls). Les mésons qui ont une saveur non nulle ont quant à eux une valeur propre de C qui n'est pas définie.

Opération de parité P par interaction forte

Exemple : $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$

$$P|\rho^0\rangle = P|\pi^+\pi^-\rangle = \pi(\pi^+)\cdot\pi(\pi^-)\cdot(-1)^L|\pi^+\pi^-\rangle$$

Or $\vec{I}_\rho = \vec{I}_\pi + \vec{I}_\pi + \vec{L} \leftrightarrow \vec{1} = \vec{0} + \vec{0} + \vec{L} \Rightarrow L = 1$

D'où $P|\pi^+\pi^-\rangle = -|\pi^+\pi^-\rangle = -|\rho^0\rangle = P|\rho^0\rangle \Rightarrow$ valeur propre -1

L'interaction forte est invariante sous P

On peut montrer de même que

L'interaction électromagnétique est invariante sous P

Opération de conjugaison de charge par interaction forte

Les pions chargés ne sont pas états propres de C puisqu'on a

$$\hat{C}|\pi^+ \rangle = |\pi^- \rangle \neq \pm |\pi^+ \rangle$$

Par analogie avec le π^0 , on choisit d'écrire

$$\hat{C}|\pi^\pm \rangle = +|\pi^\mp \rangle$$

Exemple du système $(\pi^+ \pi^-)$:

$\hat{C}|\pi^+ \pi^- \rangle = |\pi^- \pi^+ \rangle$ ce qui est équivalent à avoir permuté la position du π^+ et du π^- .

Si on appelle l le moment orbital relatif des deux pions, on a alors :

$$\hat{C}|\pi^+ \pi^- \rangle = |\pi^- \pi^+ \rangle = (-1)^l |\pi^+ \pi^- \rangle$$

Le système $|\pi^- \pi^+ \rangle$ est état propre de l'opérateur \hat{C} associé à la valeur propre $(-1)^l$

• Reprenons l'exemple de $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

$$\hat{C}|\rho^0 \rangle = \hat{C}|\pi^+ \pi^- \rangle = (-1)^L |\pi^+ \pi^- \rangle \text{ et } L = 1 \text{ d'après la conservation de } \vec{L}$$

$$\text{D'où } \hat{C}|\rho^0 \rangle = -|\rho^0 \rangle \Rightarrow \text{valeur propre } -1$$

L'interaction forte est invariante sous C

Opération de conjugaison de charge par interaction électromagnétique

Le photon est état propre de C avec la valeur propre -1

$$C|\gamma\rangle = -|\gamma\rangle \text{ et donc } C_{\gamma\gamma} = (-1)^2, \dots, C_{N\gamma} = (-1)^N$$

- Exemple de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

$$\hat{C}|\pi^0\rangle = |\pi^0\rangle \text{ et } \hat{C}|\pi^0\rangle = \hat{C}|\gamma\gamma\rangle = (-1)^2|\gamma\gamma\rangle = |\gamma\gamma\rangle = |\pi^0\rangle \rightarrow \text{ok}$$

- Exemple de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$

$$\hat{C}|\pi^0\rangle = |\pi^0\rangle \text{ et } \hat{C}|\pi^0\rangle = \hat{C}|\gamma\gamma\gamma\rangle = (-1)^3|\gamma\gamma\gamma\rangle = -|\gamma\gamma\gamma\rangle = -|\pi^0\rangle \rightarrow \text{pb}$$

Si l'interaction électromagnétique est invariante sous C, la désintégration du π^0 en trois photons doit être interdite

$$\text{Expérimentalement on mesure : } \frac{R(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma)}{R(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)} < 3.10^{-8} \rightarrow \text{Ok}$$

L'interaction électromagnétique est invariante sous C

L'interaction faible : violation de P et violation de C

Violation de P

L'invariance par parité

On a longtemps cru que toutes les lois de la physique étaient invariantes vis-à-vis d'une transformation sous P.

Avoir une invariance sous P signifie que la symétrie dans un miroir est équiprobable pour n'importe quel système physique : **en physique des particules, la Nature ne fait aucune différence entre droite (Right) et gauche (Left)**, ou encore “lorsqu'on a invariance sous P, les composantes de chiralité gauche et de chiralité droite sont équiprobables”.

Violation de P

Le puzzle $\theta - \tau$

Au début des années 1950 les physiciens observent les désintégrations **par interaction faible** de deux particules appelées θ et τ ayant des caractéristiques très voisines (ce qui est logique puisqu'il s'agit en fait d'une seule particule, le méson K^+ , qui a $I^{\pi} = 0^-$), à l'exception de leurs désintégrations en pions, qui correspondaient à deux modes ayant des parités opposées.

On a ainsi les modes $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ et $K^+ \rightarrow 3\pi$ ($\pi^+\pi^+\pi^-$ et $\pi^+\pi^0\pi^0$)

Or, considérons un système de deux pions et un système de trois pions, tous deux dans un état de moment orbital relatif des 2 pions ou des 3 pions $\vec{L} = \vec{0}$, on a alors :

$$P(2\pi) = \pi^2(\pi) \cdot (-1)^L = (+1) \cdot (+1) = +1$$

$$P(3\pi) = \pi^3(\pi) \cdot (-1)^L = (-1) \cdot (+1) = -1$$

Les modes 2π et 3π ont donc des parités opposées.

Donc peu importe la parité de K^+ , on s'aperçoit qu'un de ses deux modes de désintégration viole la parité par interaction faible

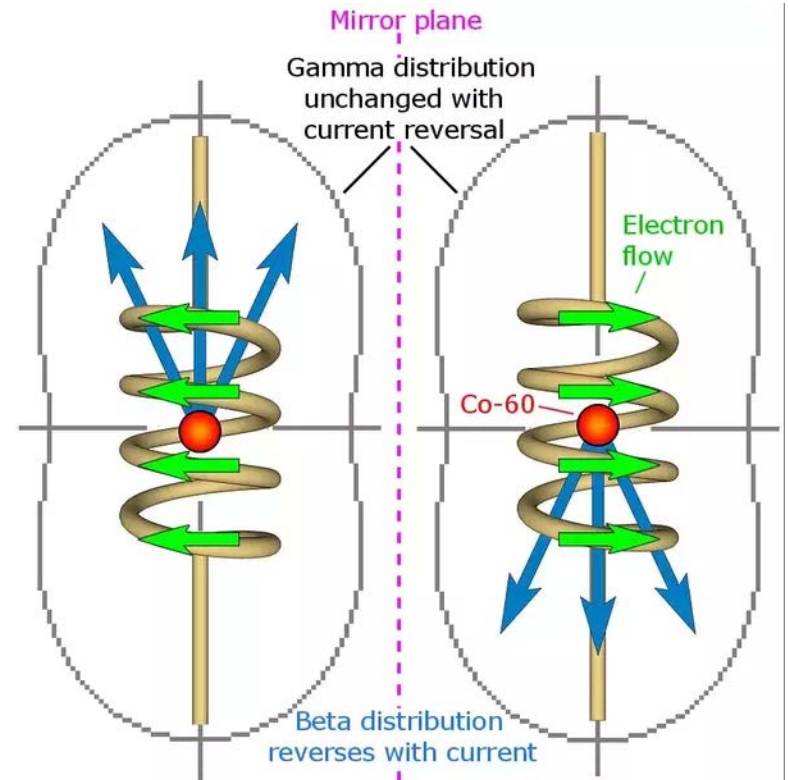
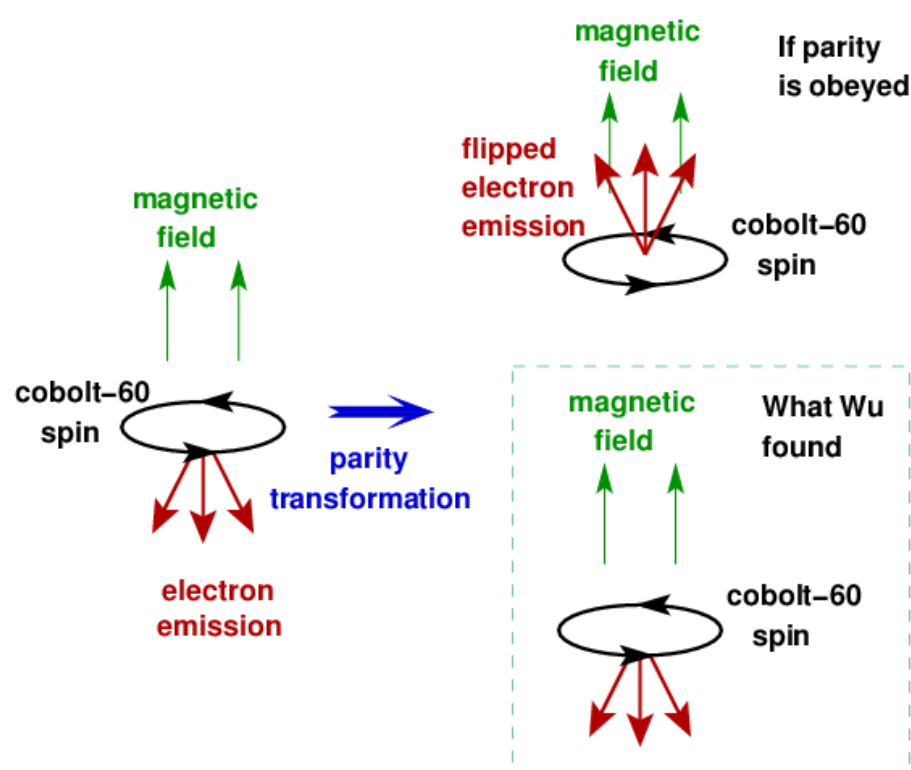
C'est en 1956, en analysant les données expérimentales, que les physiciens Yang et Lee ont montré que les preuves de l'invariance par parité n'existaient que pour les interactions électromagnétique et forte, et pas pour l'interaction faible. Ils ont donc émis l'hypothèse de la **non invariance par parité de l'interaction faible**, ce qui a suscité plusieurs types d'expériences.

- **Expérience de C.S. Wu et al., en 1956, avec des noyaux de ^{60}Co se désintégrant par β^- (Phys. Rev. 105, 1413 (1957))**



En 1956, madame Wu et ses collaborateurs montrent que les électrons émis par les désintégrations des noyaux de ^{60}Co , refroidis par démagnétisation adiabatique et dont le spin a été orienté dans un champ magnétique, ne sont pas répartis symétriquement au-dessus et au-dessous du plan perpendiculaire aux spins des noyaux de cobalt. Il y a plus d'électrons sortant dans la direction opposée à celle des spins de noyaux de Cobalt.

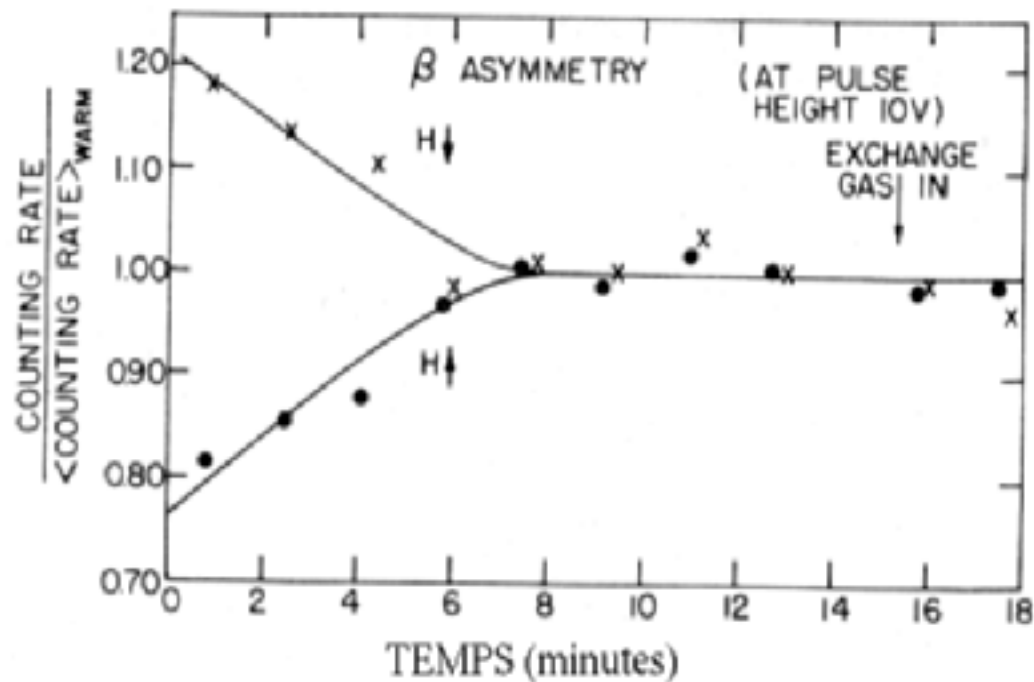
Le cas de l'interaction faible !



Violation de P



Si il y a invariance par parité, on doit observer le même taux de comptage pour les deux directions de champ magnétique, ce qui n'est pas le cas, comme on le voit sur la figure.



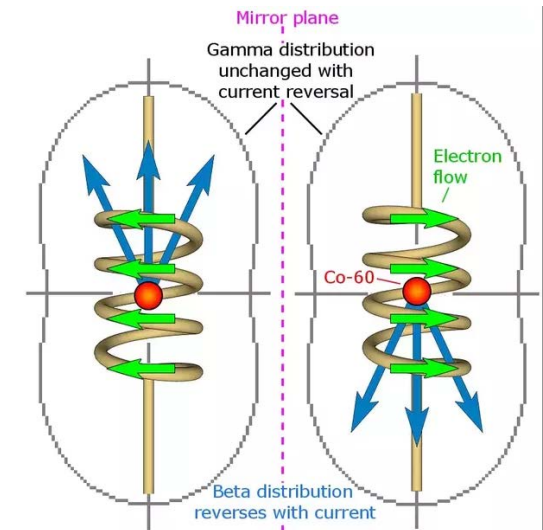
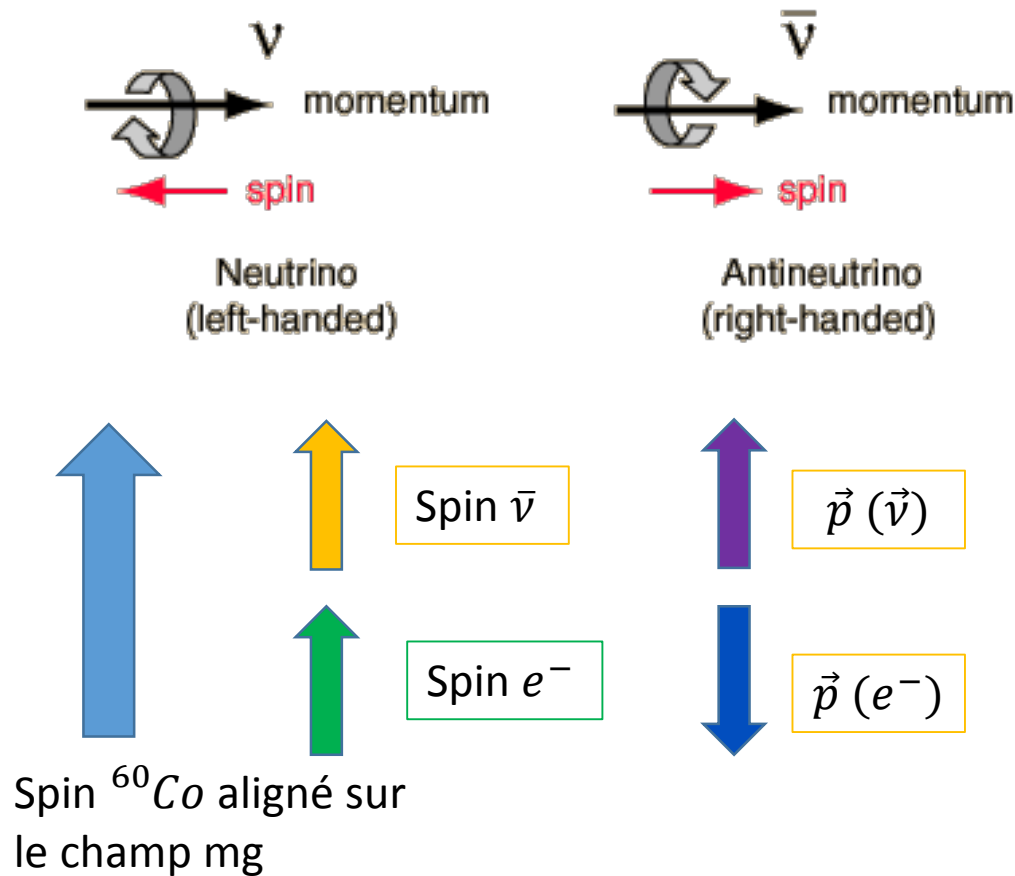
L'expérience a donc permis de faire la distinction entre le phénomène direct et celui observé par parité, ce qui traduit une violation de la parité.

On en conclut que l'interaction faible n'est pas invariante par parité.

Violation de P : interprétation

Le neutrino et l'antineutrino n'ont qu'un seul état d'hélicité :

Le neutrino a une hélicité gauche et l'antineutrino une hélicité droite.



Violation de P

- Expérience de désintégration $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ par interaction faible

Si il y a invariance par parité, on s'attend à ce que les deux états



soient produits de façon équiprobable \Rightarrow le μ^+ émis ne doit pas être polarisé.

En fait la polarisation des μ^+ a été mesurée, ce qui a

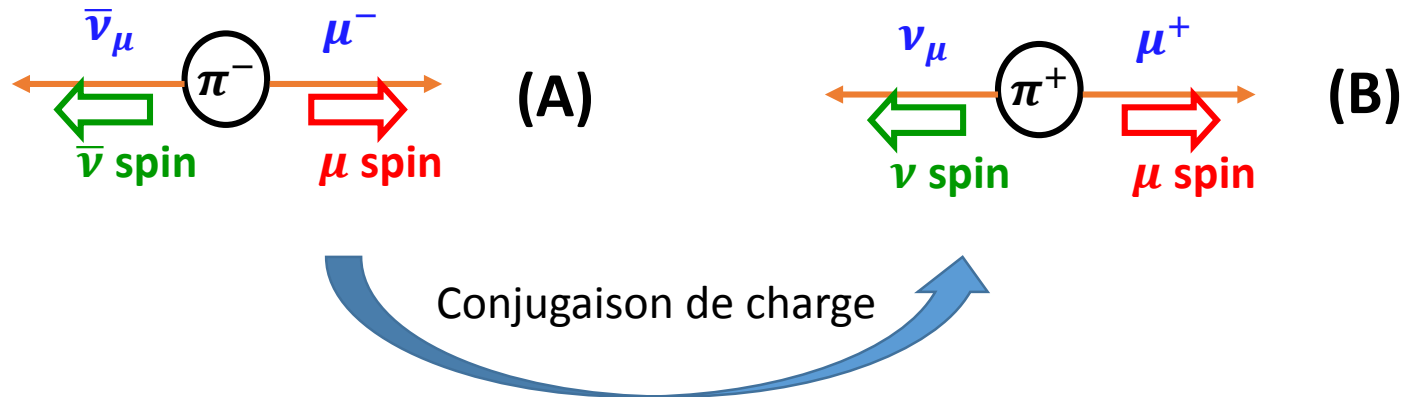
- 1- permis la mesure du moment magnétique du μ
- 2- montré que ces μ^+ étaient complètement polarisés dans la direction opposée à la direction de l'impulsion

\Rightarrow l'état A n'existe pas

\Rightarrow il y a violation maximale de la parité

Violation de C

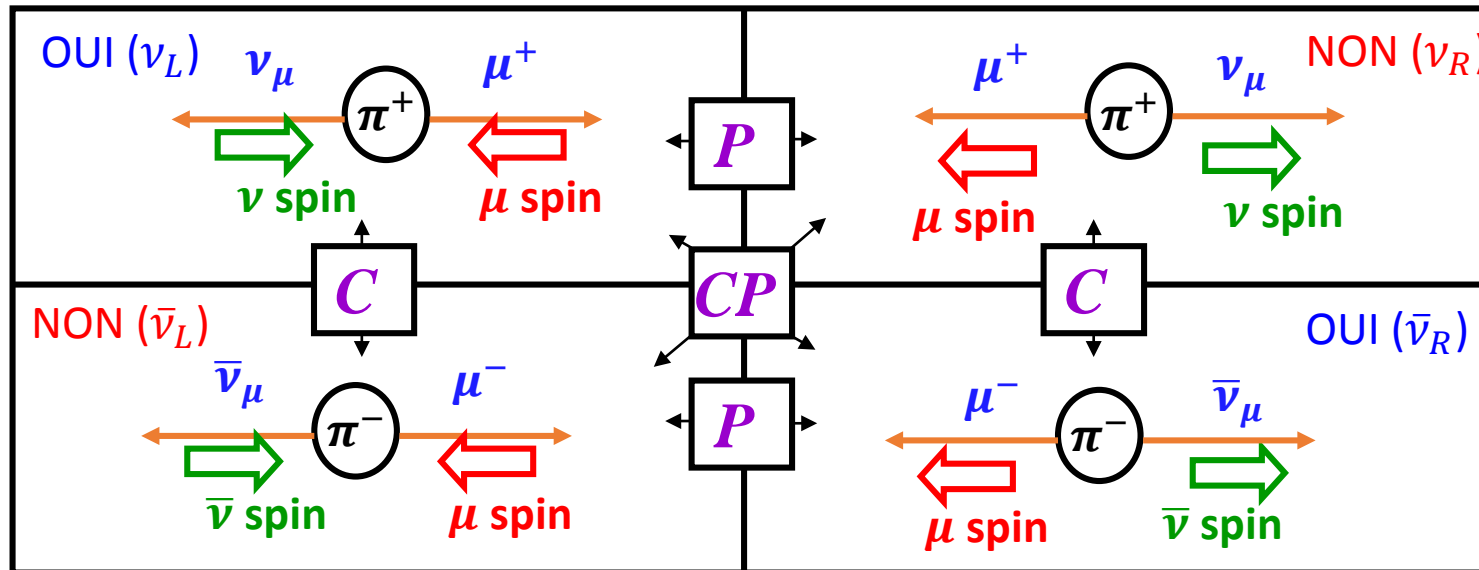
Etude du processus d'interaction faible $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$



L'expérience a montré que l'état B n'existait pas, car l'interaction faible n'autorise que les neutrinos gauches ν_L et les antineutrinos droits $\bar{\nu}_R$

Conservation de CP

Combinant les deux expériences sur la violation de P et celle de C, on voit qu'on passe d'un état permis à un autre état permis par la symétrie CP



➡ La désintégration des mésons π viole de façon maximale les symmetries C et P du fait de la présence des neutrinos mais cette désintégration reste invariante sous CP ($\nu_L \xleftrightarrow{CP} \bar{\nu}_R$)

On retiendra que l'interaction faible viole complètement la parité et la conjugaison de charge.

On considèrera en première approximation qu'elle est invariante sous CP.

En fait, on va voir qu'elle viole aussi très légèrement CP.

Violation de CP

Recherche de la violation de CP

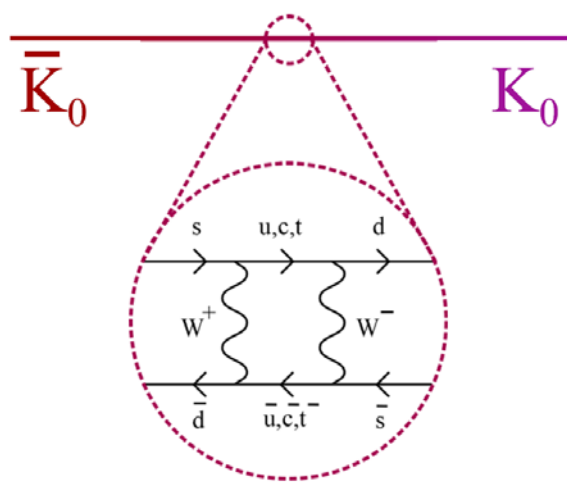
Le système des mésons K

D'après les expériences effectuées, et notamment les résultats sur les neutrinos, les physiciens pensaient au départ que la symétrie CP était une symétrie exacte, donc conservée, bien que **C** et **P** soient violées par interaction faible. En fait la symétrie CP (et donc T) est violée elle aussi dans les processus d'interaction faible.

Pour comprendre comment a été découverte la violation de CP, il faut s'intéresser au **phénomène de mélange des kaons neutres K^0 et \overline{K}^0** .

Bien que ce phénomène ne nécessite pas de violation de CP, c'est dans le contexte de son étude que cette violation a été observée pour la première fois.

Le mélange des kaons neutres K^0 et \overline{K}^0



Deux mésons K neutres différents, portant une étrangeté différente, peuvent être transformés l'un en l'autre par interaction faible, puisque cette interaction ne conserve pas l'étrangeté.

K^0	$B = 0$	$I^\pi = 0^-$	$T = \frac{1}{2}$	$T_3 = +\frac{1}{2}$	$s = +1$	$ d\bar{s} >$
\overline{K}^0	$B = 0$	$I^\pi = 0^-$	$T = \frac{1}{2}$	$T_3 = -\frac{1}{2}$	$s = -1$	$ \bar{d}s >$

- produits par int. forte
- désintégration par int. faible

Le quark s du K^0 est transformé en quark d du \overline{K}^0 par émissions successives de deux bosons W de charges opposées.

L'antiquark \bar{d} du K^0 est quant à lui transformé en antiquark \bar{s} du \overline{K}^0 , par absorption de ces bosons W .

Puisque ces deux kaons neutres portent une étrangeté, ils ne peuvent être leur propre antiparticule. En fait, K^0 et \overline{K}^0 sont antiparticules l'un de l'autre, comme on le verra avec le modèle des quarks pour les mésons.

Ces kaons neutres diffèrent par deux unités d'étrangeté, et la question est de savoir comment expliquer la présence de ces deux mésons différents simultanément dans certaines réactions.

Il existe en fait un phénomène appelé **oscillations de particules neutres**, par lequel on peut transformer un méson en un autre par interaction faible, ce processus étant observable par la décroissance en pions de ces mésons.

On observe que les deux kaons neutres peuvent se désintégrer en pions avec deux modes possibles (rapport d'embranchement de 50% pour chacun de ces processus)

→ le mode 2π avec $\tau_{2\pi} = 0,8954.10^{-10} \text{ s}$

→ le mode 3π avec $\tau_{3\pi} = 5,116.10^{-8} \text{ s}$

Si on observe l'action de la symétrie CP sur les kaons neutres, sachant que $I^\pi(K^0) = I^\pi(\overline{K}^0) = 0^-$, on a :

$$P|K^0\rangle = -|K^0\rangle$$

$$C|K^0\rangle = |\overline{K}^0\rangle$$

$$\text{Donc } CP|K^0\rangle = -|\overline{K}^0\rangle$$

$$P|\overline{K}^0\rangle = -|\overline{K}^0\rangle$$

$$C|\overline{K}^0\rangle = |K^0\rangle$$

$$\text{Donc } CP|\overline{K}^0\rangle = -|K^0\rangle$$

On voit donc que K^0 et \overline{K}^0 ne sont pas états propres de CP

Les états propres de CP sont obtenus avec les vecteurs propres K_1 et K_2 :

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\overline{K}^0\rangle) \quad \text{et} \quad |K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\overline{K}^0\rangle)$$

K_1 et K_2 ont des valeurs propres opposées sous la symétrie CP.

$$CP|K_1\rangle = +|K_1\rangle \quad \text{et} \quad CP|K_2\rangle = -|K_2\rangle$$

K_1 et K_2 sont donc états propres de CP avec les valeurs propres respectives +1 et -1

On peut montrer qu'un état final à deux pions est un état $CP = +1$ alors qu'un état final à trois pions est un état $CP = -1$.

$$CP|2\pi\rangle = +|2\pi\rangle \quad \text{et} \quad CP|3\pi\rangle = -|3\pi\rangle$$

En effet, prenons par exemple la désintégration $K^0 \rightarrow 2\pi$

On a $I^\pi(K) = I^\pi(\pi) = 0^-$ donc la conservation de \vec{I} impose $\vec{L}_f = \vec{0}$

$$\left. \begin{aligned} P|2\pi^0\rangle &= (-1)(-1)(-1)^{L_f}|2\pi^0\rangle = +1|2\pi^0\rangle \\ C|2\pi^0\rangle &= |2\pi^0\rangle \end{aligned} \right\} \text{Donc } CP|2\pi^0\rangle = +|2\pi^0\rangle$$

$$\left. \begin{aligned} P|\pi^+\pi^-\rangle &= (-1)(-1)(-1)^{L_f}|\pi^+\pi^-\rangle = +1|\pi^+\pi^-\rangle \\ C|\pi^+\pi^-\rangle &= |\pi^-\pi^+\rangle = (-1)^{L_f}|\pi^+\pi^-\rangle = |\pi^+\pi^-\rangle \end{aligned} \right\} \text{Donc } CP|\pi^+\pi^-\rangle = +|\pi^+\pi^-\rangle$$

Au final, on a bien l'état $|2\pi\rangle$ qui est état propre de CP avec la valeur propre +1 et un raisonnement équivalent permet de montrer que $|3\pi\rangle$ est état propre de CP avec la valeur propre -1 (en prenant L_f le moment orbital relatif entre les trois pions)



On en conclut que c'est le K_1 qui décroît en deux pions, tandis que le K_2 décroît en trois pions.

$$|K_1\rangle \rightarrow |2\pi\rangle \quad \tau_{K_1} = \tau_{2\pi} \quad \text{et} \quad |K_2\rangle \rightarrow |3\pi\rangle \quad \tau_{K_2} = \tau_{3\pi}$$

De plus, $mc^2(K_1) = mc^2(K_2) = mc^2(K^0) \sim 498 \text{ MeV}$. On a donc $mc^2(K_2)$ à peine plus grande que $mc^2(3\pi) \sim 414 \text{ MeV}$, alors que $mc^2(K_1)$ est grande par rapport à $mc^2(2\pi) \sim 279 \text{ MeV}$. Il en résulte que la décroissance du K_2 se produit 600 fois plus lentement que celle du K_1 .

Ces deux modes ont été observés pour la première fois en 1956 par Leon Lederman et al., qui ont établi l'existence de ces deux états propres faibles des mésons K neutres (c'est-à-dire avec des durées de vie correspondant à une décroissance par interaction faible).

Ces deux états propres faibles sont appelés K_L (pour K-long) et K_S (pour K-short) en fonction de leur durées de vie respectives. Pour préserver la symétrie CP, supposée exacte à l'époque, il faut que $K_S = K_1$ et $K_L = K_2$, avec $\tau(K_S) = (0,8954 \pm 0,0004) \cdot 10^{-10} \text{ s}$ et $\tau(K_L) = (5,116 \pm 0,021) \cdot 10^{-8} \text{ s}$

Mise en évidence des oscillations $K^0 \leftrightarrow \overline{K}^0$

Un faisceau initial de pur K^0 peut se transformer en un faisceau de \overline{K}^0 pendant sa propagation, et réciproquement.

C'est ce phénomène qui est appelé oscillations de particules.

En observant la désintégration semi-leptonique des mésons K neutres, on observe que K^0 donne e^+ ou μ^+ , tandis que son antiparticule donne e^- ou μ^- .

Les premières analyses de ce phénomène ont permis d'établir une relation entre les taux de production des électrons et des positrons à partir d'un faisceau pur, soit de \overline{K}^0 , soit de K^0 .

L'analyse de la dépendance en temps de ces désintégrations semi-leptoniques a mis en évidence ce phénomène d'oscillations, et a permis l'extraction de la différence de masse entre K_S et K_L .

$$mc^2(K_L) - mc^2(K_S) = (3.484 \pm 0.006) 10^{-12} \text{ MeV (PDG 2014)}$$

On produit les K^0 par la réaction $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$, et on utilise ensuite les K^0 créés comme faisceau

La désintégration des K^0 se comporte comme une superposition en quantités égales de K_1 et K_2 puisque

$$|K^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K_1\rangle + |K_2\rangle) \quad \text{et} \quad |\overline{K}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K_2\rangle - |K_1\rangle)$$

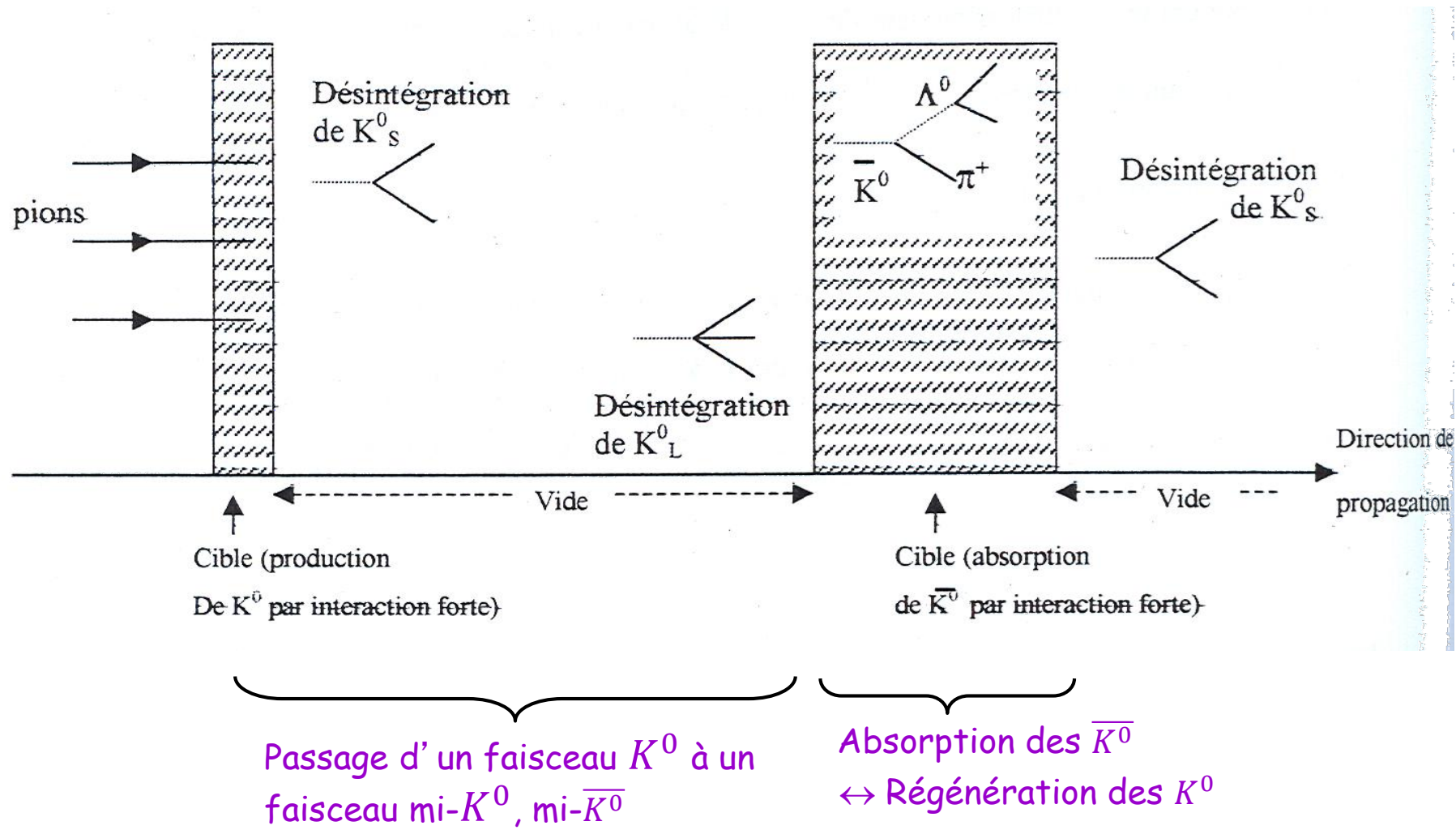
Mais $K_1 = K_S^0$ et $K_2 = K_L^0$ ont des vies moyennes très différentes. Donc au bout de quelques durées de vie, il ne reste pratiquement que des K_L^0 dans le faisceau, c'est-à-dire moitié \overline{K}^0 et moitié K^0

⇒ on passe d'un faisceau pur de particules K^0 à un faisceau contenant à la fois les deux mésons K neutres

⇒ on a donc eu oscillations des mésons K neutres.

On peut ensuite régénérer les K^0 car \overline{K}^0 est plus vite absorbé que K^0

Représentation schématique des oscillations



Lois de conservation

Conservation des symétries internes (celle qui ne concernent pas les variables d'espace-temps) :

La charge électrique, Q/e

C'est un couplage de jauge pour I.E. C'est une quantité additive. Conservée par toutes les interactions. Change de signe sous C

Les nombres quantiques leptoniques, L_e, L_μ, L_τ

Attachés aux leptons (donc l_f , pour les neutrinos). Ils sont additifs. Conservés par toutes les interactions. Changent de signe sous C

Le nombre quantique baryonique, B

Permet de distinguer les hadrons (IF). Nombre quantique additif. Conservé par toutes les interactions. Change de signe sous C

La 3^{ème} composante d'isospin T_3 et les saveurs s, c, b, t

Ces nombres quantiques sont attachés aux quarks et conservés par les interactions fortes et électromagnétiques. Ils sont additifs et changent de signe sous C

Soit une réaction entre particules du type $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$

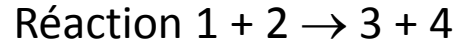
Quelle que soit l'interaction (F, EM ou f), il faut que soient conservés :

- la charge électrique $(Q/e)_1 + (Q/e)_2 = (Q/e)_3 + (Q/e)_4$
- le nombre baryonique $B_1 + B_2 = B_3 + B_4$ et le nombre leptonique L et L_e, L_μ, L_τ
- l'énergie totale $E_1 + E_2 = E_3 + E_4$
- l'impulsion $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}_3 + \vec{p}_4$
- le moment cinétique total $\vec{I}_i = \vec{S}_i + \vec{L}_i = \vec{S}_f + \vec{L}_f = \vec{I}_f$

où \vec{L}_i représente le moment orbital relatif entre les particules 1 et 2 dans l'état initial, et \vec{L}_f représente celui entre les particules 3 et 4 dans l'état final, et \vec{S}_i et \vec{S}_f sont les spins résultants dans l'état initial et l'état final (car $\vec{I} = \vec{S} + \vec{L}$).

On écrit aussi (vrai quand $\vec{S} = \vec{I}$ pour une particule):

$$\vec{I}_1 + \vec{I}_2 + \vec{L}_i = \vec{I}_3 + \vec{I}_4 + \vec{L}_f$$



Par interaction forte et interaction électromagnétique, il faut aussi conserver :

- la parité $\pi_1 \pi_2 (-1)^{L_i} = \pi_3 \pi_4 (-1)^{L_f}$

où \vec{L}_i représente le moment orbital relatif entre les particules 1 et 2 dans l'état initial, et \vec{L}_f représente celui entre les particules 3 et 4 dans l'état final

- la saveur

$$\begin{aligned} s_1 + s_2 &= s_3 + s_4 && \text{pour l'étrangeté } s \\ c_1 + c_2 &= c_3 + c_4 && \text{pour le charme } c \\ b_1 + b_2 &= b_3 + b_4 && \text{pour la saveur } b \\ t_1 + t_2 &= t_3 + t_4 && \text{pour la saveur } t \end{aligned}$$

- la 3^{ème} composante d'isospin $T_{31} + T_{32} = T_{33} + T_{34}$

Par interaction forte seulement, il faut aussi conserver :

- l'isospin total $\vec{T}_1 + \vec{T}_2 = \vec{T}_3 + \vec{T}_4$

La formule de Gell-Mann et Nishijima

On a vu que les quarks up (u) et down (d) portent un isospin alors que les quarks strange, charm, bottom et top portent une saveur.

Isospin et saveur sont reliés à la charge électrique par la formule de Gell-Mann et Nishijima

$$Q/e = T_3 + Y/2$$

où T_3 est la 3ème composante d'isospin

Y est l'hypercharge $Y = \text{nombre baryonique} + \text{saveur} = B + \text{saveur}$

La saveur est la **somme des nombres quantiques s, c, b et t** portés par les quarks et antiquarks de la particule concernée

Si on ne considère que les quarks u, d, s et les antiquarks associés, alors la seule saveur est l'étrangeté s, et donc

$$Y = B + s \text{ et } Q/e = T_3 + (B+s)/2$$

L'hypercharge est aussi un nombre quantique additif, dépendant de T_3 et de la saveur, donc qui doit être conservé par IF et IE.

Récapitulatif conservation versus interaction

Quantité conservée / Interaction	Forte	Electromagnétique	Faible
Energie/Impulsion	o	o	o
Q/e	o	o	o
B	o	o	o
L et L_e , L_μ , L_τ	o	o	o
Moment cinétique total	o	o	o
T_3	o	o	n
\vec{T}	o	n	n
Saveur s, c, b, t	o	o	n
Parité (P)	o	o	n
Conjugaison de charge (C)	o	o	n
CP	o	o	n
CPT	o	o	o

o = oui

n = non

Brève histoire de la recherche sur la violation de CP

violation de CP
recherche sur la



Brève histoire de la recherche de la violation de CP

En 1964, Cronin, Fitch (prix Nobel 1980), Turlay et Christenson, découvrent une violation de l'invariance CP avec des K neutres.

$$K_L \rightarrow \pi\pi \text{ « viole » CP (car } CP(K_L) = -1 \text{ et } CP(\pi\pi) = +1 \text{)}$$

Bien que K_L et K_S soient des états propres faibles (on les a postulé ainsi), ils ne sont finalement pas états propres de CP.

En fait, il existe ϵ (très faible mais non nul) tel que

$$K_S = (K_1 + \epsilon K_2)/\sqrt{1 + \epsilon^2} \quad \text{et} \quad K_L = (K_2 + \epsilon K_1)/\sqrt{1 + \epsilon^2}$$

Donc il est possible d'avoir (rarement) une décroissance de K_L en K_1 avec $CP = +1$, et de même K_S peut décroître avec $CP = -1$.

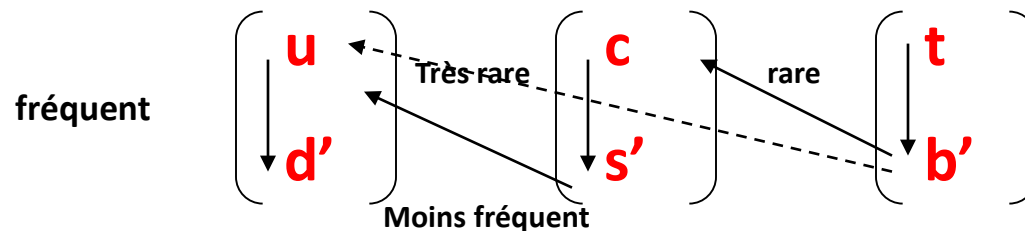
Ce phénomène est appelé **violation indirecte de CP**, c'est-à-dire due au mélange entre les deux mésons K neutres.

Il existe aussi une **violation de CP directe**, pour laquelle la violation de CP se produit durant la désintégration des K_0 ou \bar{K}_0 elle-même.

En 1973, **Kobayashi et Maskawa** expliquent la violation de CP dans le cadre de la théorie de l'interaction faible. Ils reprennent le concept de mélange entre saveurs des quarks introduit par **Cabbibo** en 1963.

Ce mélange de saveurs apparaît chez les quarks parce que **leurs états propres de masse** (les quarks se propageant et se désintégrant) **ne sont pas les mêmes que leurs états propres de saveur** (les quarks sur lesquels l'interaction faible s'applique).

On écrit d' , s' , b' au lieu de d , s , b pour rappeler cette différence entre état propres de saveur et états propres de masse.



KM prédisent que si les quarks sont composés d'au moins 3 familles alors il est possible de prévoir ce type de violation.

On découvre ensuite la troisième famille de leptons (le tau) puis de quarks (le b), ce qui corrobore cette théorie.

Les études portant sur les mésons B débutent alors...

En 1983, les expériences MAC et MARK-II mesurent la durée de vie des mésons B à $\sim 1,5 \cdot 10^{-12} \text{s}$.

En 1987, ARGUS découvre l'oscillation $B^0 - \overline{B}^0$ dont elle mesure la période, de l'ordre de $2 \cdot 10^{-12} \text{s}$.

Cette période est du même ordre de grandeur que la durée de vie des B, ces mésons ont donc le temps d'osciller avant de se désintégrer, ce qui en fait des candidats potentiels pour l'étude de la violation indirecte de CP, comme celle observée avec les mésons K.

Mélange de saveurs et violation de CP : la matrice CKM

De manière générale, Kobayashi et Maskawa expliquent le mélange des saveurs comme le résultat d'une rotation de matrice V de dimension 3 (pour 3 familles) sur les états propres de saveur.

Par convention, cette matrice mélange les saveurs des quarks de charge $-1/3$ pour obtenir les états propres de masse sur lesquels l'interaction faible s'applique

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Mélange de saveurs et violation de CP : la matrice CKM

La matrice CKM, possède 9 paramètres inconnus dont 5 sont des phases arbitraires fixées

→ il reste 4 inconnues : 3 angles de rotation entre familles et 1 phase complexe qui justement décrit la violation de CP.

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4)$$

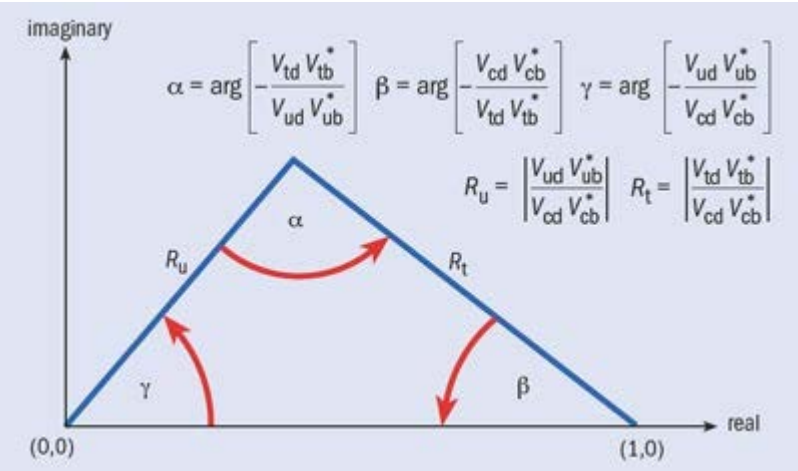
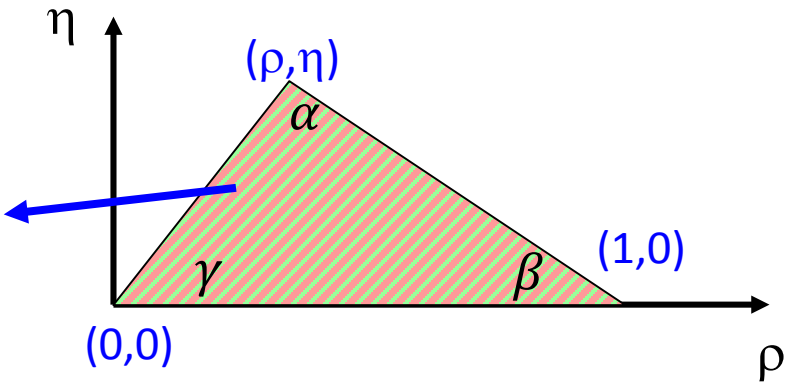
Les quatre paramètres sont donc λ (connu précisément), A (connu assez précisément) et (ρ, η) moins bien connus et liés à CP.

On les représente sur une même figure appelée triangle d'unitarité.

Le triangle d'unitarité

Surface du triangle : reliée à l'importance de la violation de CP dans le Modèle Standard

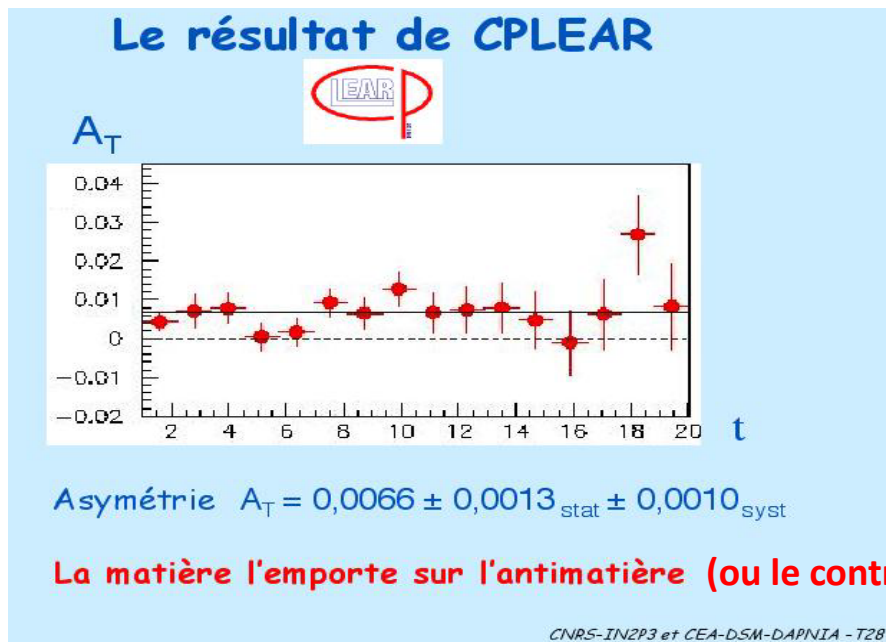
Si $\eta \neq 0$ on a violation de CP



La *physique du b* joue un rôle très important dans la détermination de ces paramètres

Un petit retour sur la violation de CP chez les kaons

En 1998, CPLEAR au CERN obtient la première évidence expérimentale de la violation de la symétrie T en comparant l'évolution temporelle des probabilités de transition $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ et $\bar{K}^0 \leftrightarrow K^0$.



$$A_T = \frac{R(\bar{K}_0 \rightarrow K_0) - R(K_0 \rightarrow \bar{K}_0)}{R(\bar{K}_0 \rightarrow K_0) + R(K_0 \rightarrow \bar{K}_0)}$$

Puisqu'on a montré que CP n'était pas une symétrie exacte, il fallait s'attendre à ce que T ne le soit pas non plus pour préserver l'invariance CPT.

Un petit retour sur la violation de CP chez les kaons

En 1999, les expériences NA48 (au CERN) et KTeV (à Fermilab) découvrent la violation de CP directe dans la désintégration des kaons neutres.

Cet effet avait déjà été observé par la génération précédente d'expérience européenne (NA31) mais pas celle américaine, et l'incertitude sur les mesures était trop importante pour conclure.

La violation de CP dans les désintégrations (ou violation de CP directe) a un effet plus de 600 fois plus faible que la violation de CP dans le mélange (ou indirecte) mise en évidence 35 ans plus tôt.

En résumé pour les résultats sur les K

$Re(\epsilon') = (2,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-6}$ mesure de la violation CP dans les désintégrations

$Re(\epsilon) = (1,657 \pm 0,021) \cdot 10^{-3}$ mesure de la violation CP dans le mélange

$Im(\epsilon) = (1,572 \pm 0,022) \cdot 10^{-3}$ mesure l'interférence entre les décroissances avec ou sans mélange

BaBar, Belle et la violation de CP

A la fin du 20ème siècle, la violation de CP n'avait été observée qu'avec les kaons neutres.

En 1999, les « usines à B » et les expériences associées, BaBar (à SLAC, USA) et Belle (à KEK-B, Japon) commencent à étudier la violation de CP dans le système des mésons B.

En 2001, BaBar et Belle mesurent une valeur non nulle de la quantité $\sin(2\beta)$, ce qui correspond à une violation de CP dans l'interférence entre les désintégrations avec ou sans mélange des mésons beaux neutres.

Enfin, au cours de l'été 2004, la violation de CP directe est découverte dans le système des mésons B

BaBar, Belle et la violation de CP

La quantité mesurée par Belle et BaBar est l'asymétrie CP entre les taux de désintégration des deux saveurs B^0 et \overline{B}^0 .

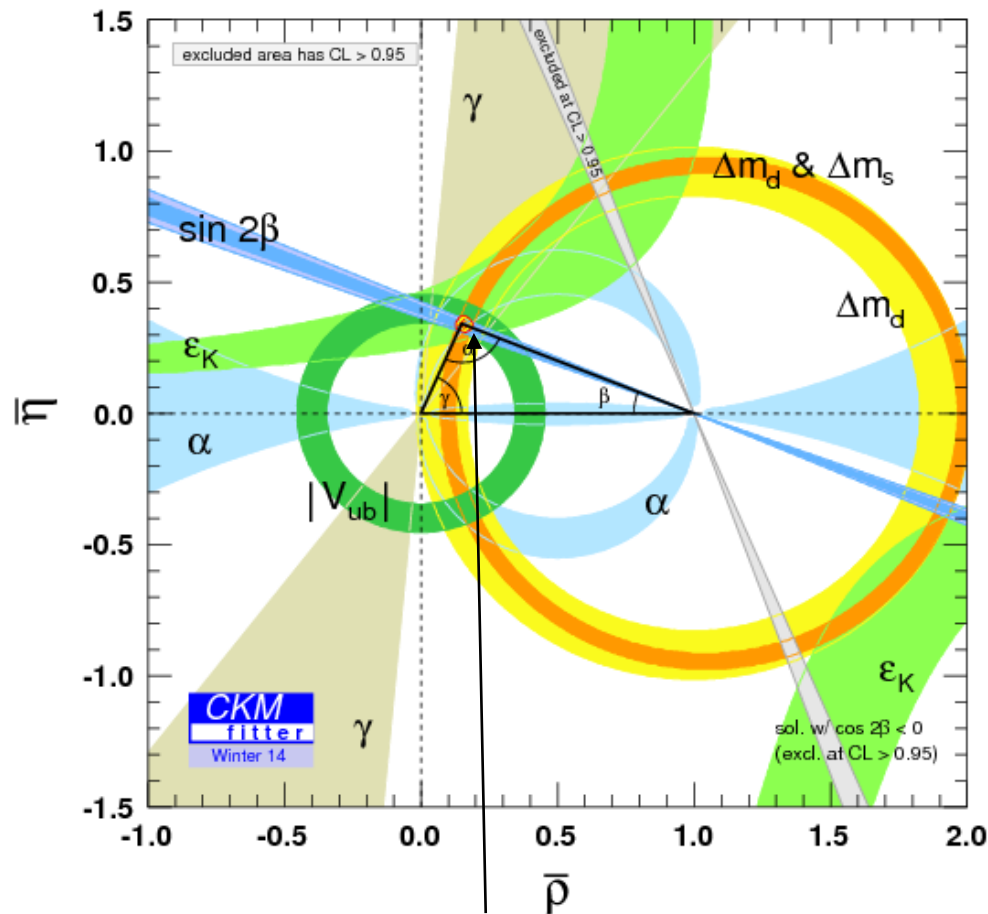
En combinant les deux expériences, on obtient :

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(\overline{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+) - \Gamma(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)}{\Gamma(\overline{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+) + \Gamma(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)} = -0.082 \pm 0.006 \text{ (PDG 2017)}$$

Il y aujourd'hui un très bon accord entre les mesures expérimentales et les prédictions du MS et de la matrice CKM.

L'angle α a été mesuré pour la première fois à l'été 2004 par BaBar. Les dernières estimations en combinant les résultats de Belle et BaBar donnent $\alpha = (87,6^{+4,7}_{-5,4})^\circ$ (pdg 2017)

Belle, BaBar et LHCb ont permis de mesurer la valeur de l'angle γ qui est le plus difficile à obtenir : $\gamma = (73,2^{+6,3}_{-7,0})^\circ$ (pdg 2017)



Il y a une sur-contrainte (plus de mesures que nécessaire) sur le triangle d'unitarité associé au système des mésons B (au centre de la figure, avec ses trois angles α , β et γ en évidence).

Les bandes colorées correspondent à des analyses différentes et leur épaisseur rend compte de l'incertitude.

Les 7 résultats apparaissent en accord et délimitent une zone réduite du plan (ρ, η) en forme de haricot (en rouge), qui contient sans doute le sommet du triangle. A suivre...

En résumé sur les paramètres de la matrice CKM

Valeurs du PDG 2017, obtenues à partir des expériences avec mésons K, mésons D et mésons B

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 0.97434^{+0.00011}_{-0.00012} & 0.22506 \pm 0.00050 & 0.00357 \pm 0.00015 \\ 0.22492 \pm 0.00050 & 0.97351 \pm 0.00013 & 0.0411 \pm 0.0013 \\ 0.00875^{+0.00032}_{-0.00033} & 0.0403 \pm 0.0013 & 0.99915 \pm 0.00005 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

Mais où est passée l'antimatière ?...

L'Univers tel qu'on l'observe est essentiellement constitué de matière (à l'exception des antineutrinos en grand nombre)

Comme matière et antimatière, une fois mises en présence, doivent s'annihiler, il a dû exister un léger déséquilibre entre elles lors du Big-Bang → c'est la baryogénèse

Le physicien Sakharov a montré en 1967 que le processus de baryogénèse ne pouvait s'être produit que si trois phénomènes avaient eu lieu dans les premiers instants de l'Univers, ce sont les conditions de Sakharov :

- Le 1er est la non-conservation de B
- Le 2ème est la violation de CP pour créer l'excès de matière
- Le 3ème est que les réactions mettant en œuvre les violations de CP et du nombre baryonique n'étaient pas à l'équilibre thermique

Violant la conservation du nombre baryonique, la baryogénèse implique une physique au-delà du modèle standard (car elle nécessite la désintégration du proton, non observée jusqu'à présent)



Etude de la violation CP par LHCb.

Objectif : expliquer l'asymétrie matière-antimatière dans l'univers.

En janvier 2017, LHCb a publié la première évidence d'une violation CP pour des baryons.

Ils ont montré que la désintégration du Λ_0 n'est pas symétrique par rapport au $\overline{\Lambda}_0$.
L'asymétrie peut atteindre 20% dans certaines conditions.

Ces résultats doivent être confirmés par une étude avec plus de statistique.

<https://home.cern/fr/about/updates/2017/02/new-source-asymmetry-between-matter-and-antimatter>

<https://www.nature.com/articles/nphys4021>