Chapitre 6

Les particules étranges

La théorie de Cabibbo

1 Les particules étranges

La découverte des particules étranges dans le rayonnement cosmique fut une surprise. Aucune théorie n'avait prévu leur existence. De plus, elles avaient des propriétés bizarres, inattendues, ce qui a justifié le mot "étrange" utilisé pour les désigner.

Plus tard, lorsque des accélérateurs de particules d'énergie suffisante ont été disponibles, ces particules ont pu être produite au laboratoire. Par exemple:

$$\pi^- P \to \Lambda^0 K^0 \tag{1}$$

La section efficace de cette réaction est grande, signe d'une interaction forte entre les particules. Par contre, les temps de vie du Λ^0 et du K^0 sont très longs, signe d'une interaction faible. Ceci a constitué un problème dont la solution a demandé l'introduction d'un nouveau concept, l'étrangeté.

2 L'étrangeté

On remarque que les particules étranges sont toujours produites par paires (on parle de "production associée"). On a été amené à définir un nouvel attribut pour les particules: l'étrangeté, dénotée par S. On suppose ensuite que l'étrangeté est conservée par les interactions fortes et électromagnétiques, mais qu'elle peut être violée par les interactions faibles.

Ainsi lors de la production (par interaction forte):

	π^-	P	$\to$	Λ^0	K^0
S	0	0		-1	$+1$

L'étrangeté est conservée.

Par contre, dans les désintégrations (par interaction faible):

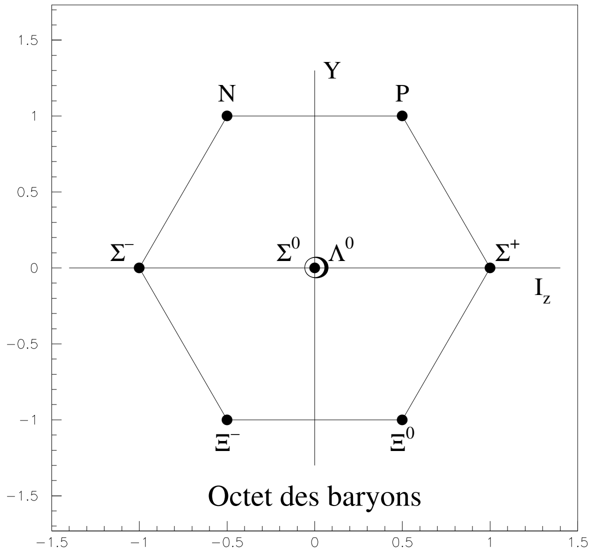
	Λ^0	$\to$	P	π^-
	Λ^0	$\to$	N	π^0
S	-1		0	0

et

	$K^0, \overline{K}^0$	$\rightarrow$	π^+	π^-
	$K^0, \overline{K}^0$	$\rightarrow$	π^0	π^0
S	$+1$		0	0

L'étrangeté n'est pas conservée.
Évidemment on a dû définir les étrangetés de façon quelque peu arbitraire. Ces définitions seront justifiées par leurs conséquences: description de la physique des particules étranges.

3 La symétrie $SU(3)$



Octet des baryons

Figure 1

Après que plusieurs mésons et baryons étranges aient été identifiés, on a pu les regrouper, de même que les particules non-étranges, en multiplets d'isospin. Rappelons que les particules faisant partie d'un multiplet d'isospin ont des masses très voisines. On a ainsi trouvé, pour les baryons ($B = 1$, $S = 1/2^+$) les multiplets suivants:

- Le doublet des nucléons ($S = 0$): P ($I_z = +1/2$) et N ($I_z = -1/2$).
- Le triplet des sigmons ($S = -1$): Σ^+ ($I_z = +1$), Σ^0 ($I_z = 0$) et Σ^- ($I_z = -1$).
- Le singulet du lambdon ($S = -1$): Λ^0 ($I_z = 0$).
- Le doublet des xions ($S = -2$): Ξ^0 ($I_z = +1/2$) et Ξ^- ($I_z = -1/2$).

Considérons maintenant un diagramme à deux dimensions. Sur l'axe horizontal on porte les valeurs de la composante I_z de l'isospin et sur l'axe vertical la valeur de l'hypercharge, définie par:

$$Y = B + S \tag{2}$$

on obtient le résultat montré en figure 3.

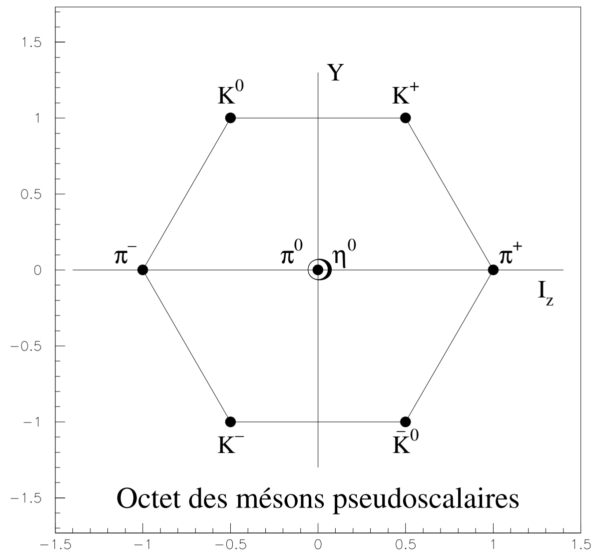


Figure 2

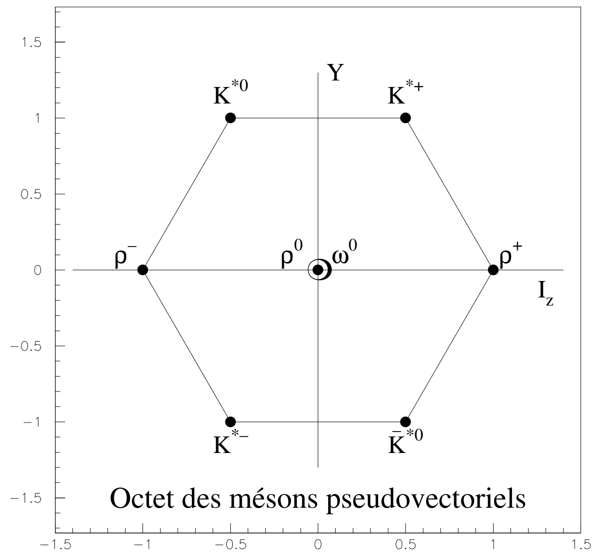


Figure 3

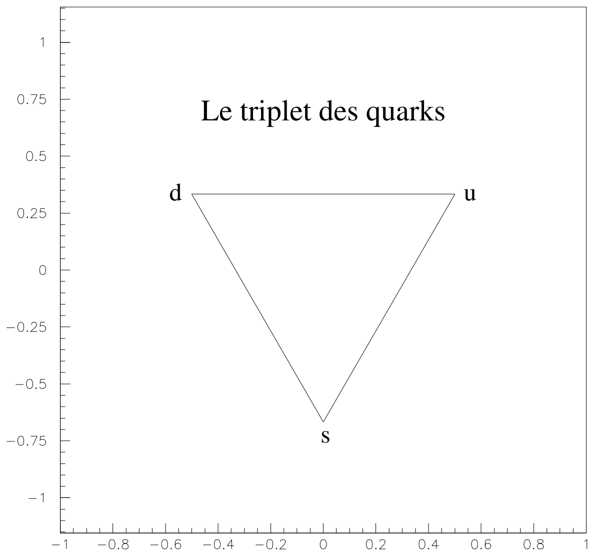


Figure 4

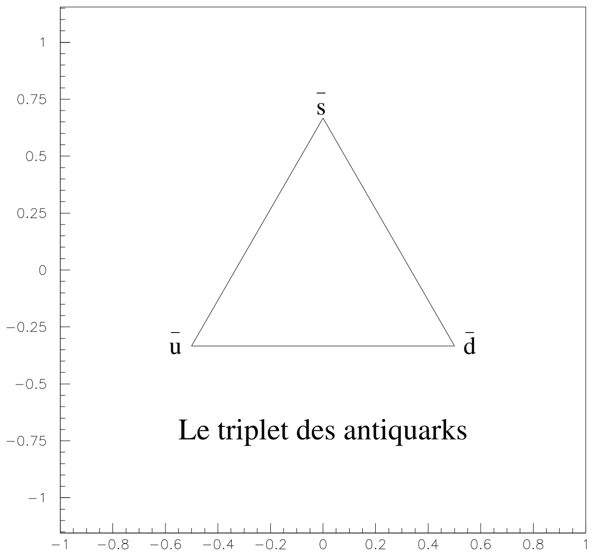


Figure 5

Il existe une relation très simple entre la charge électrique Q, la composante I_z de l'isospin et l'étrangeté Y. Cette relation porte le nom de Gell-Mann et Nishijima:

$$Q = I_z + \frac{Y}{2} \tag{3}$$

On voit que les particules de même charge électrique se trouvent sur des droites inclinées à 60 deg.

On a aussi un octet pour les mésons pseudoscalaires, ($B = 0,\ S = 0^-$), figure 3, et pour les mésons pseudovectoriels, ($B = 0,\ S = 1^-$), figure 3.
Cette classification ("eightfold way") a donné naissance à l'hypothèse des quarks. On remarque en effet que les octets considérés plus haut sont représentatifs de représentations 8 du groupe $SU(3)$. La représentation fondamentales (représentation 3) comporte trois particules (hypothétiques à l'époque) désignées par "quarks". Cette représentation est montrée à la figure 3.
Il existe aussi une représentation $\overline{3}$ pour les antiquarks, figure 3.

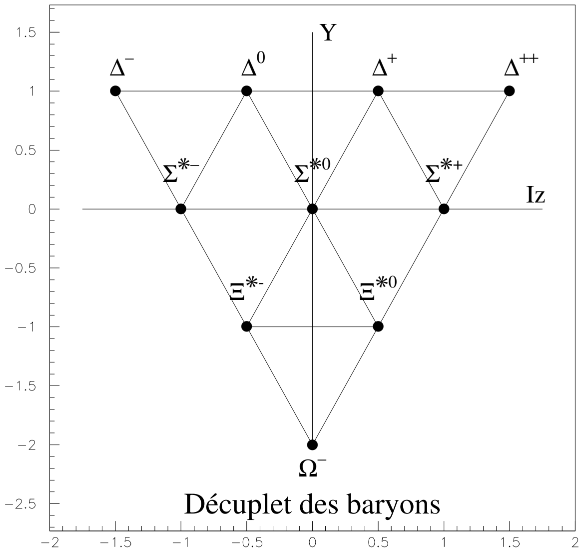


Figure 6

Toutes les représentations du groupe $SU(3)$ peuvent se déduire des représentations fondamentales 3 et $\overline{3}$. Par exemple:

$$3 \otimes \overline{3} = 8 \oplus 1 \tag{4}$$

$$3 \otimes 3 = 6 \oplus \overline{3} \tag{5}$$

$$6 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \tag{6}$$

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1 \tag{7}$$

La représentation 10 ($B = 1, S = 3/2$ contient les résonances Δ ($S = 0$), Σ^* ($S = -1$), Ξ^* ($S = -2$) et la particule Ω^- ($S = -3$), figure 3.

La représentation 1 des mésons pseudoscalaires contient le méson η_0, et la représentation 1 des mésons pseudovectoriels le méson ϕ_0. En fait, la symétrie $SU(3)$ est brisée, et les mésons ω_0 et ϕ_0 ne sont pas strictement des états de la représentation 8 et de la représentation 1.

4 Particules étranges et interaction universelle de Fermi

Est-ce que les particules étranges sont soumises à l'interaction universelle de Fermi, comme les leptons et les particules non étranges?

À première vue, ce n'est pas le cas. Il suffit de comparer les taux de désintégration:

$$\begin{array}{rclll} K^+ & \rightarrow & \mu^+\nu_\mu & \tau_K = 1.2386 \times 10^{-8} \text{ s.} & (\text{B.R. } = 0.6351) \\ \pi^+ & \rightarrow & \mu^+\nu_\mu & \tau_\pi = 2.6033 \times 10^{-8} \text{ s.} & (\text{B.R. } = 0.9999) \end{array} \tag{8}$$

B.R. désigne le rapport d'embranchement et τ la vie moyenne. On peut alors calculer les taux "partiels" de désintégration:

$$\Gamma = \frac{1}{\tau} B.R. \tag{9}$$

ce qui donne:

$$\Gamma(K \rightarrow \mu\nu) = \frac{1}{1.2386 \times 10^{-8}} \times 0.6351 = 5.128 \times 10^7 \text{ s}^{-1} \tag{10}$$

$$\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu) = \frac{1}{2.6033 \times 10^{-8}} \times 0.9999 = 3.842 \times 10^7 \text{ s}^{-1} \tag{11}$$

Les taux de désintégration sont donnés par:

$$\begin{aligned} \Gamma(K \rightarrow \mu\nu) &= \frac{G_K^2}{8\pi} f_K^2 m_K m_\mu^2 \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_K^2}\right)^2 \\ \Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu) &= \frac{G_\pi^2}{8\pi} f_\pi^2 m_\pi m_\mu^2 \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right)^2 \end{aligned} \tag{12}$$

$$\tag{13}$$

Ce qui donne:

$$\frac{\Gamma(K \rightarrow \mu\nu)}{\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu)} = \frac{G_K^2}{G_\pi^2} \left(\frac{f_K}{f_\pi}\right)^2 \left(\frac{m_\pi}{m_K}\right)^3 \frac{(m_K^2 - m_\mu^2)^2}{(m_\pi^2 - m_\mu^2)^2} \tag{14}$$

Les masses sont:

$$m_K = 493.677 \text{ MeV} \qquad m_\pi = 139.570 \text{ MeV} \qquad m_\mu = 105.658 \text{ MeV} \tag{15}$$

Les constantes f_π et f_K sont légérement différentes, ce qui résulte de la brisure de la symétrie $SU(3)$:

$$\frac{f_K}{f_\pi} = 1.27 \tag{16}$$

ce qui donne:

$$\frac{\Gamma(K \to \mu\nu)}{\Gamma(\pi \to \mu\nu)} = 28.50 \frac{G_K^2}{G_\pi^2} \tag{17}$$

à comparer avec la valeur expérimentale:

$$\frac{\Gamma(K \to \mu\nu)}{\Gamma(\pi \to \mu\nu)} = \frac{5.128 \times 10^7}{3.841 \times 10^7} = 1.335 \tag{18}$$

Ceci conduit à:

$$\frac{G_K^2}{G_\pi^2} = 0.0468 \tag{19}$$

ou encore:

$$\frac{|G_K|}{|G_\pi|} = 0.216 \tag{20}$$

La constante de couplage pour la désintégration du kaon est donc beaucoup plus petite que celle de la désintégration du pion. La même conclusion peut-être tirée si l'on compare les deux désintégrations β du neutron et du Λ^0:

$$\begin{aligned} N &\to Pe^-\nu \\ \Lambda^0 &\to Pe^-\nu \end{aligned} \tag{21, 22}$$

Dans ce cas le calcul est plus compliqué.

Cabibbo postule que ceci est causé par la brisure de la symétrie $SU(3)$ par les interactions faibles. Dans la désintégration β le proton serait couplé à un mélange du neutron et du Λ:

$$\overline{P}\gamma^\mu(1-\gamma^5)(N\cos\theta_C + \Lambda^0 \sin\theta_C) \tag{23}$$

Dans un autre langage emprunté à la théorie des quarks:

$$\overline{u}\gamma^\mu(1-\gamma^5)(d\cos\theta_C + s\sin\theta_C) \tag{24}$$

L'angle θ_C a reçu le nom d'angle de Cabibbo. Les désintégrations du kaon et du muon considérées plus haut s'écrivent:

$$\begin{aligned} u &\to s\mu^+\nu \\ u &\to d\mu^+\nu \end{aligned} \tag{25, 26}$$

Ainsi, le rapport des constantes de couplage est:

$$\frac{|G_K|}{|G_\pi|} = 0.216 = \tan\theta_C \tag{27}$$

ce qui permet de calculer l'angle de Cabibbo:

$$\theta_C = 12\,\mathrm{deg} \qquad \sin\theta_C = 0.211 \qquad \cos\theta = 0.977 \tag{28}$$

Rapprochons ceci du résultat obtenu au chapitre précédent:

$$\frac{G_F^{(\beta)}}{G_F^{(\mu)}} = 0.97 \tag{29}$$

On identifie ce facteur 0.97 avec $\cos\theta_C$. On en tire une conclusion importante:

$$G_F^{(\beta)} = G_F^{(\mu)}\cos\theta_C \tag{30}$$

L'universalité des interactions faible (Interaction Universelle de Fermi) s'applique donc aussi aux particules étranges. Le prix à payer est l'introduction d'un nouveau paramètre, l'angle de Cabibbo, qui doit être déterminé expérimentalement.

La théorie de Cabbibo est bien vérifiée. Elle fait des prédictions pour les désintégrations des particules étranges (mésons, baryons).