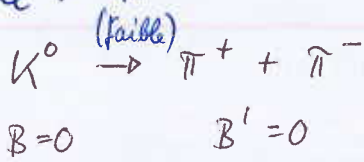


(1947-1960) ^(bitarritie) Strangeness et nombre de baryons
 conservation de nombre de baryons, B
 (Stückelberg, 1953)

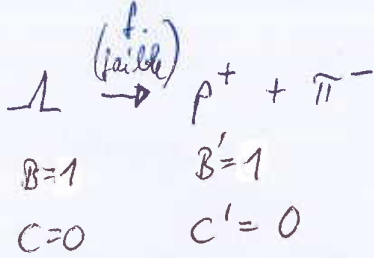
lecture 9

exemple :

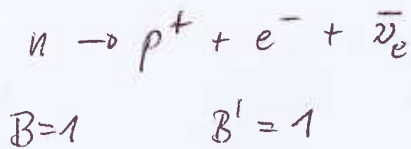


nombre mésons n'est pas
 conservé!

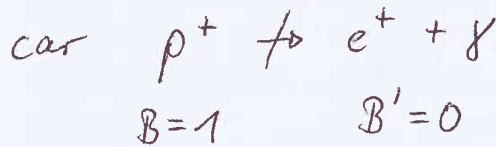
raisonnement
 cosmique
 + Pb bloqué



ou les appellait
 particules "étranges" (strange)



\Rightarrow stabilité du proton!

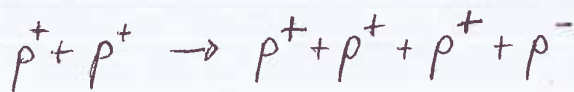


(conservation de L (1953) pas encore connue...)

donc $B = n_B - n_{\bar{B}}$ (quelques exemples importantes)

p^+	+1	
n	+1	
p^-	-1	antiproton
\bar{n}	-1	anti-neutron

Observation de l'antiproton par collision inélastique



\uparrow

$E_{cin} = T \gg 0$

$B = 2$
 $C = 2$

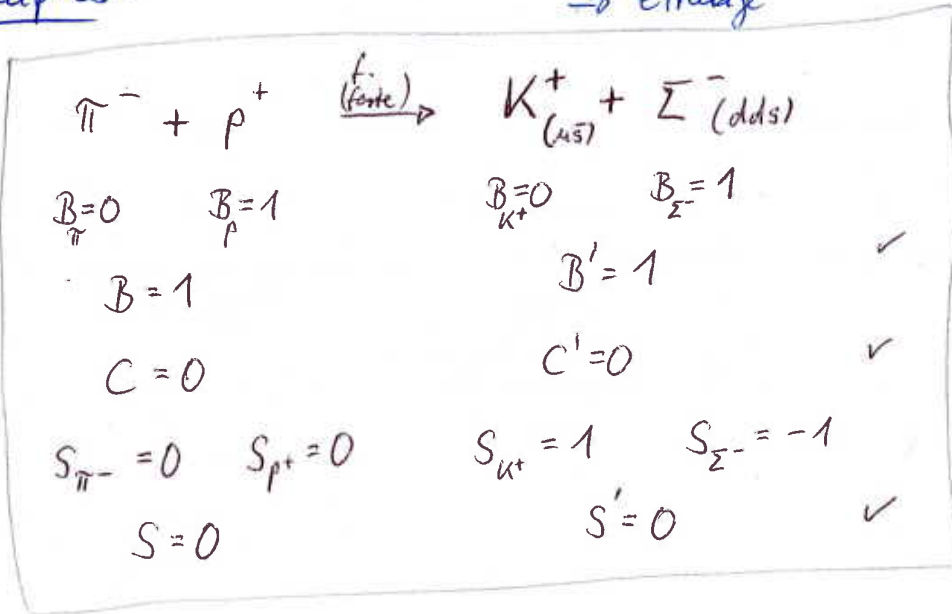
$B' = 2 + 1 - 1 = 2$
 $C' = 2$

Découverte de ces nouvelles particules (K mésons, Λ baryons et autres) incitait* l'introduction d'une nouvelle grandeur conservée :

	conservation sous	
	interac. forte	interaction faible
S : strangeness	oui	non
C : charge	oui	oui
B : baryon number	oui	oui

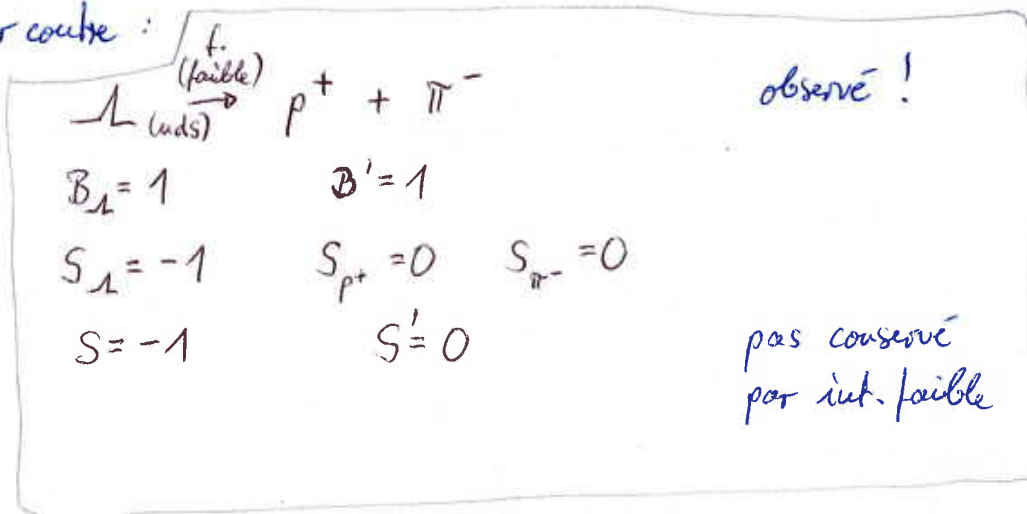
* production rapide (force forte)
 désintégration très lente (relativement) (force faible)
 → "étrange"

exemples :

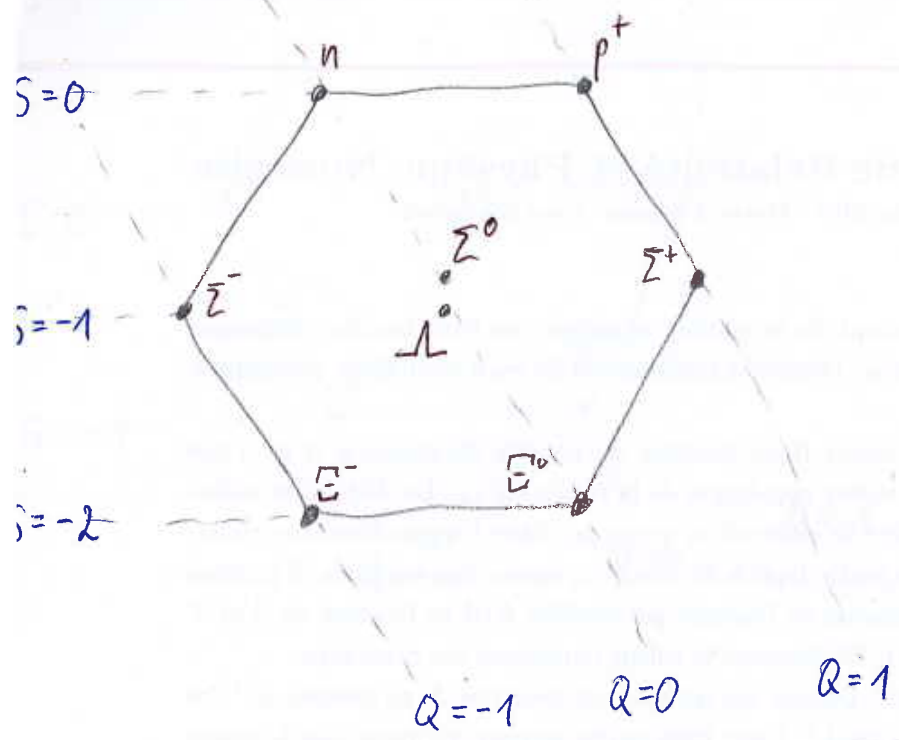


s quark:
 $S_s = -1$
 $S_{\bar{s}} = +1$
 (historique)

par contre :

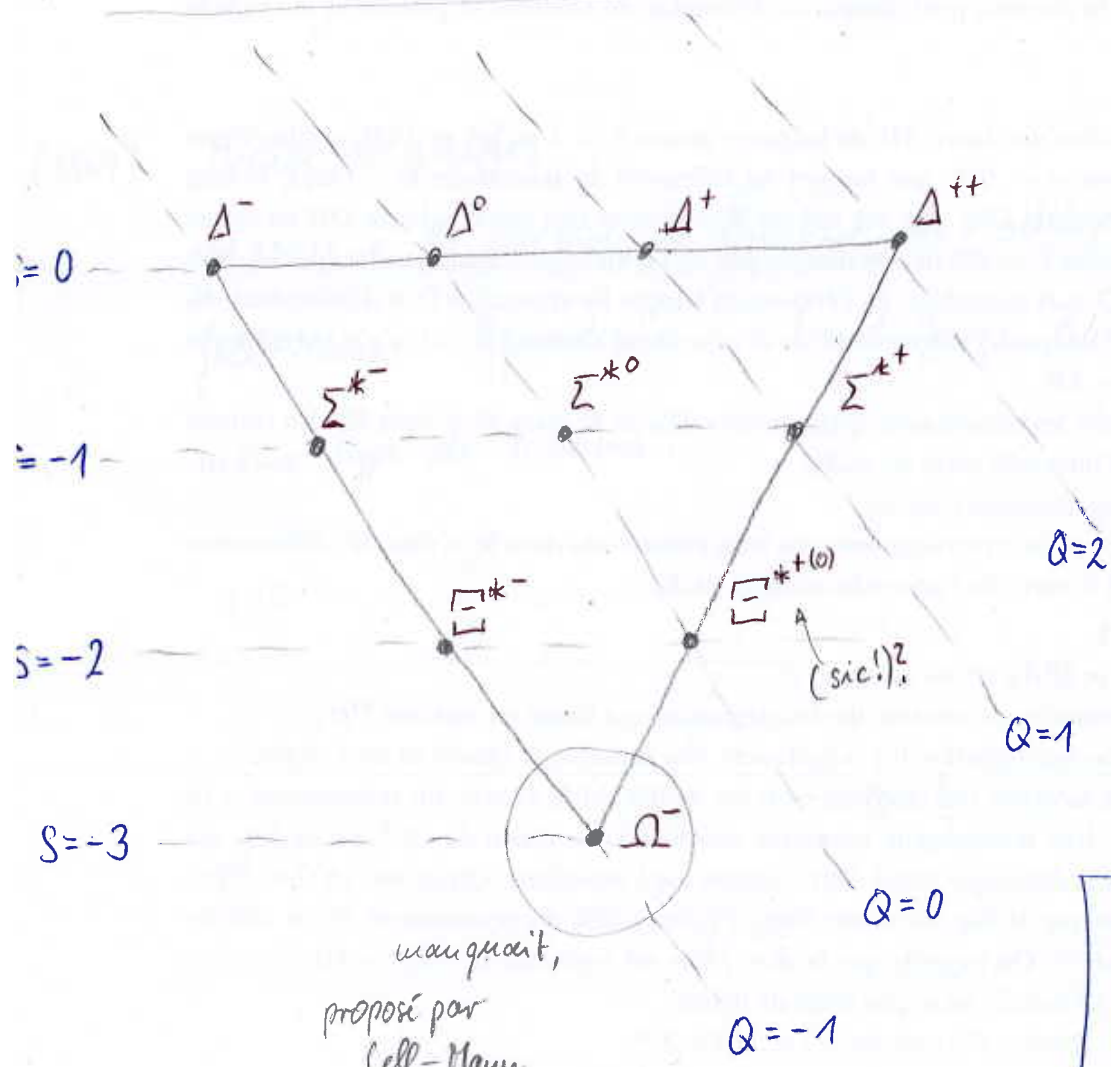


(1961-1964) "The eightfold way" (Murray Gell-Mann + Ne'eman)



L'octet de baryons

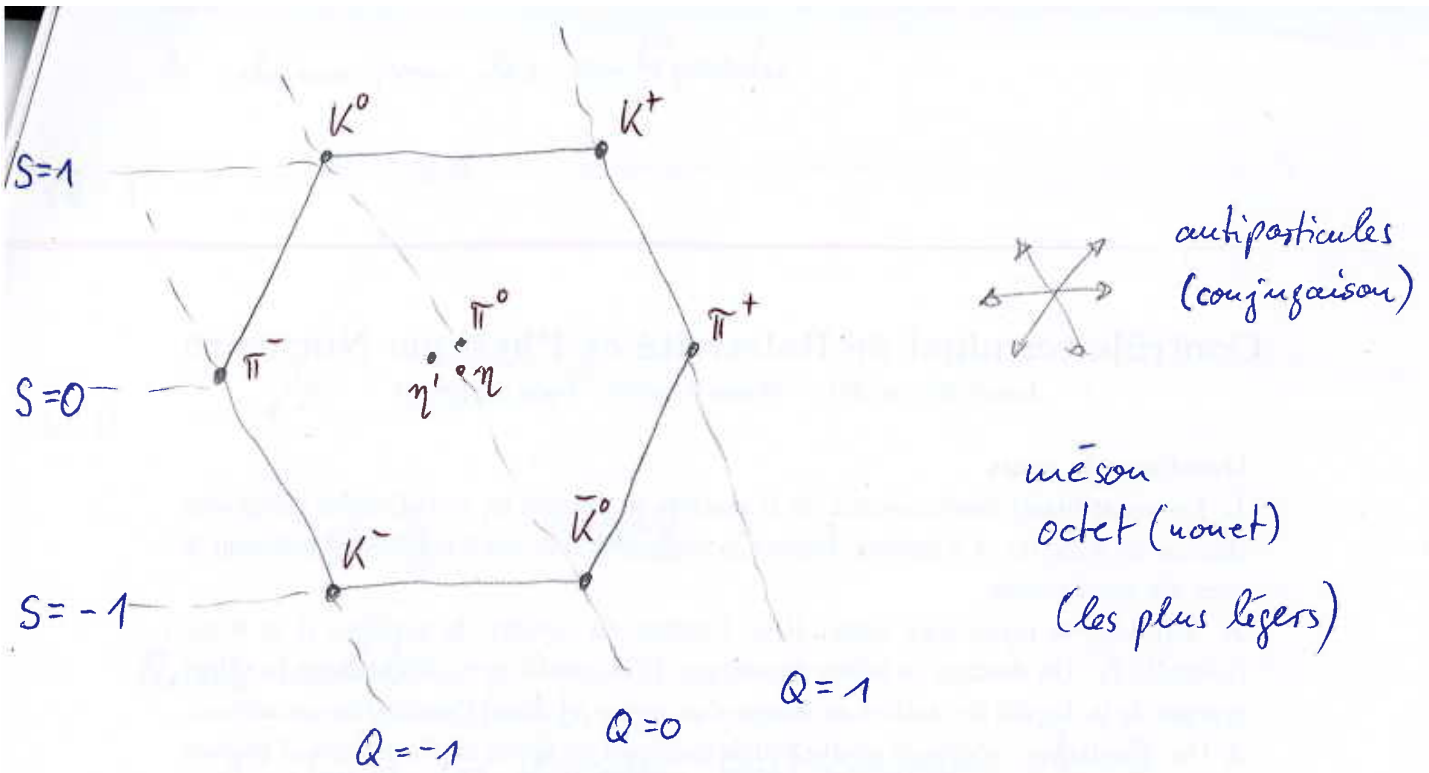
(les 8 plus légers!)



Le décuplet de baryons (les 10 plus lourds)

manquait, proposé par Gell-Mann => trouvé.

schémas correspondants pour anti-baryons

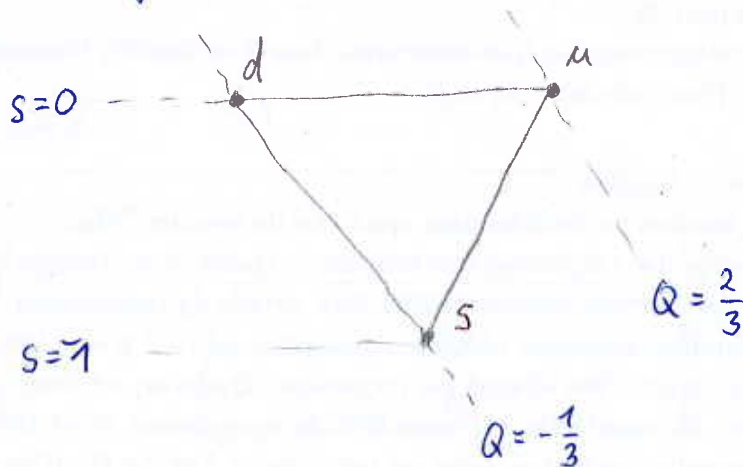


(1964) Modèle de quarks

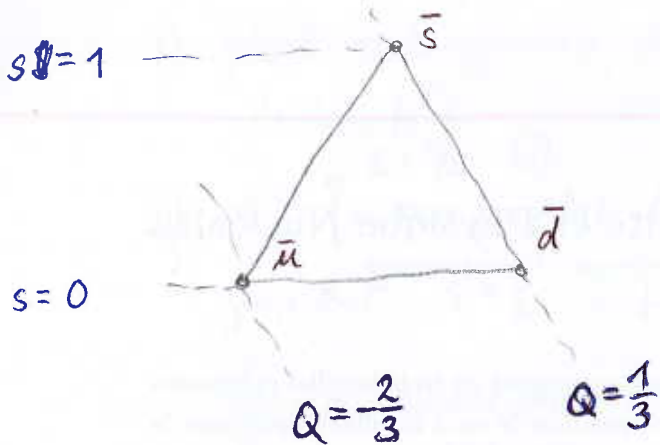
réponse à la question de structure des octets/décuplets

Gell-Mann : "quarks" (and George Zweig, indep.)

même type de schéma!



le schéma pour les antiquarks



Quark modèle:

1. Toutes les baryons sont composés de 3 (anti) quarks
2. Tous les mésons sont composés d'un quark et un antiquark

exemples pour constituer un baryon et un méson:

qqq	Q	S	Baryon	
uud	+1	0	p^+	(Spin $S = \frac{1}{2}$)
uds	0	-1	Σ^{*0}	(Spin $S = \frac{3}{2}$)
etc.				
uud	+1	0	Δ^+	(Spin $S = \frac{3}{2}$) état excité du p^+ (?)

q \bar{q}	Q	S	méson	
u \bar{d}	1	0	π^+	(Spin $S = 0$)
u \bar{d}	1	0	ρ	(Spin $S = 1$)
etc.				

Problèmes avec le modèle de quarks

- 1) quark isolé jamais observé (mais énormément d'évidence indirecte)
 - 2) Δ^{++} ($u u u$) état lié de 3 particules identiques, qui ont $s = \frac{1}{2}$; fermions ! dans le même état ($s = \frac{1}{2}$)
- ↳ contradiction avec principe d'exclusion de Pauli.
 aussi Δ^{--} ($d d d$) , Ω^{-} ($s s s$)

D'abord, on appelle

1ère	U	"upness"	u (U = +1)	} "quark" "flavors" (saveurs)
	D	"downness"	d (D = -1)	
2ème	S	"strangeness" et aussi	s (S = -1)	
	C	"charm"	c (C = +1)	
3ème	B	("beauty") ou "bottomness"	b (B = -1)	
génération	T	"topness" ("truth")	t (T = +1)	

mais comme les 3 u de Δ^{++} ont la même upness (U = +1) donc c'est pas la solution.

→ introduction de la couleur

(1964) Greenberg

Δ^{++} ($u u u$) et alors particules non-identiques!

généralisation couleur :

"Toutes les particules observables sont "blanches" (libres de couleur)."

exemples :

un baryon : $\Omega^{-} (s s s)$

rouge + vert + bleu = blanc

un méson : $K^+ (u \bar{s})$

vert + $\bar{\text{vert}}$ = blanc

un lepton : $e^- , \bar{\nu}_\mu , \dots$

(pas de quarks) = blanc

\Rightarrow états liés composés de 2 ou 4 quarks (anti-quarks) sont impossibles !

Découverte qui a convaincu tout le monde de ce modèle de saveurs et couleurs de quarks était la production du $\psi (c \bar{c})$.

\Rightarrow conséquences pour large nombre de nouvelles particules, $D^+(c \bar{d})$ etc...
toutes trouvées !

Résumé modèle standard :

leptons		quarks		médiateurs de force	
e^-	e^+	d	\bar{d}	γ (photon)	électrom.
ν_e	$\bar{\nu}_e$	u	\bar{u}	W^\pm, Z	(vecteur bosons)
μ^-	μ^+	s	\bar{s}	8 gluons *	
ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	c	\bar{c}		
τ^-	τ^+	b	\bar{b}		
ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	t	\bar{t}		

(12 en total)

6 flavors

33

(36 en total)

u d s
c b t
e u s
c o u l e u r s

* gluons : $\frac{8}{3}$

combinaisons linéaires de

$(\bar{r}\bar{r}, \bar{r}\bar{g}, \bar{r}\bar{b}, \bar{g}\bar{g}, \bar{g}\bar{r}, \bar{g}\bar{b}, \bar{b}\bar{r}, \bar{b}\bar{g}, \bar{b}\bar{b})$ *

sont neuf combinaisons, $\frac{8}{3}$ se transforment selon les irreps de $SU(3)$:

$\dim \Gamma^{(1)} = 1$ ← pas réalisé dans la nature

$\dim \Gamma^{(2)} = 8$

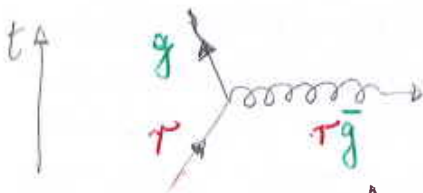
↑
contradiction avec portée de la force forte.

→ plus compliqué ...



* compréhension : QCD

"chromodynamique quantique"



^{fondamentale}
une diagramme de Feynman

↑ particule virtuelle (médiateur de l'interaction forte)

États excités (ou autre particule?) m_0

$$p^+ (nnd) \quad 938.3 \quad \left[\frac{\text{MeV}}{c^2} \right]$$

$$\Delta^+ (nnd) \quad 1232 \quad \left[\frac{\text{MeV}}{c^2} \right]$$

énergie intrinsèque de l'état excité se traduit en masse au repos augmentée, par $E_0 = m_0 c^2$

comparaison aux atomes :

$$\begin{aligned} \text{énergie d'excitation: } E^* &\approx 1 \text{ [eV]} = 10^{-6} \text{ [MeV]} & \frac{E^*}{E_0} &\approx 10^{-9} \\ E_0 (\text{H}) &\approx 940 \text{ [MeV]} \end{aligned}$$

3 ordres de grandeurs différence

\Rightarrow H^* considérée comme même particule

$$\text{par contre } \frac{E^* (\Delta^+)}{E_0 (p^+)} \approx 0.3$$

qui est dans l'ordre des ~~masse~~ énergies au repos

\Rightarrow Δ^+ considérée comme particule distincte.

2.2 Introduction à la physique nucléaire

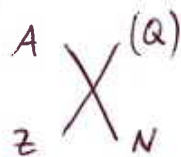
2.2.1 Définitions

(Le) Nucléide : Combinaison de

A : # nucléons (p^+ , n) et

Z : # protons

symbole :

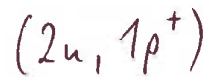
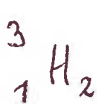
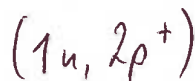
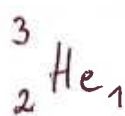
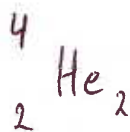


X : élément (H, He, Li, ...)

$N = A - Z$ # neutrons

Q : charge totale $Z - \#e^- = Q$
(si on parle d'un atome et pas seulement du noyau)

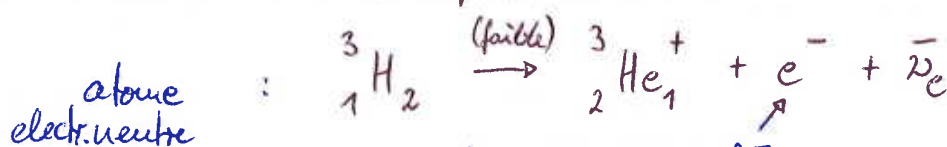
exemples :



} seulement
noyaux

$$t_{1/2} = 12.3 \text{ [y]}$$

désintégration :



désintégration β^-

teste :

$$L = L_e = 1 \quad L' = L'_e = 1 + 1 - 1 = 1$$
$$B = 3 \quad B' = 3$$

isobare : nucléides avec $A = A'$

exemples : ${}^3_2\text{He}$ ($A=3$) et ${}^3_1\text{H}$ ($A=3$) isobares.

isotope : nucléides avec $Z = Z'$

exemple : ${}^4_2\text{He}$ ($Z=2$) et ${}^3_2\text{He}$ ($Z=2$) isotopes
(de même élément chimique)

isotone : nucléides avec $N = N'$

alors $A - Z = A' - Z'$

exemple : ${}^4_2\text{He}$ ($N=2$) et ${}^3_1\text{H}$ ($N=2$) isotones

Énergie de liaison du noyau :

$$E_{\text{liaison}}(Z, A) := \left[\underset{\substack{\uparrow \\ \text{masse atome d'hydrogène}}}{Z m({}^1\text{H})} + (A - Z) m(u) - \underset{\substack{\uparrow \\ \text{masse de l'atome neutre}}}{M(Z, A)} \right] \cdot c^2 \quad (1)$$

$E_{\text{liaison}} > 0$ toujours.

→ défaut de masse, énergie perdue dans la création du noyau.

⇒ si on mesure $m(Z, A)$ ⇒ calcul de l'énergie de la liaison du noyau possible via (1)
(énergie liaison atomique négligeable ici $\sim 13 \text{ eV} ({}^1\text{H})$)

unité de masse atomique :

$$1 [u] := \frac{1}{12} m({}^{12}\text{C}) = 931.481 \left[\frac{\text{MeV}}{c^2} \right]$$

(raison : on trouve carbone dans le spectromètre de masse, donc parfait pour jauge.)

Isospin

Considérations symétrie :

$$[\hat{H}, \hat{U}(\delta\varphi)] = 0 \quad \text{supposé. } (\hat{H} \text{ atomique p.e.)}$$

ou $\delta\varphi$ est une rotation infinitésimale autour une axe (i) spatiale.

$\Rightarrow L_i$ (composante $\vec{L} \cdot \vec{e}_i$) est conservé. $\xrightarrow{2}$

logique: - \hat{L} générateur de rotation

$$\Rightarrow [\hat{H}, \hat{L}_i] = 0 \quad \text{et si pour } \forall i \quad \xrightarrow{1}$$

$$- [\hat{H}, \hat{L}] = \vec{0}$$

\Rightarrow dégénérescence des ~~microétats~~ microétats "magnétiques", $\xrightarrow{3}$

ici $|L=0\rangle ; |m_L=0\rangle$

$|L=1\rangle ; |m_L \in \{1, 0, -1\}\rangle \quad E(m_L=1) = E(m_L=0) = E(m_L=-1)$

$|L=2\rangle ; |m_L \in \{2, 1, 0, -1, -2\}\rangle \quad \text{etc.}$

$|L\rangle$ forment des représentations irréductible d'un groupe continu, le groupe de symétrie de Lie $SO(3)$.

5: $\det(\underline{R}) = +1$

0: $\underline{R}^{-1} = \underline{R}^T$

(3): représentation fondamentale est de $\dim(\Gamma^{(fond.)}) = 3$

l'ensemble d'états
Donc $\{|m_{jmax}\rangle, |m_{jmax}-1\rangle, \dots, |m_{jmin}\rangle\}$ forme un sous-espace dégénéré de $\dim 2j+1$.

$$\hat{U}(\delta\varphi) = e^{\frac{i}{\hbar} \delta\varphi \vec{u} \cdot \hat{L}} \quad [\hat{H}, \hat{U}(\delta\varphi)] = 0 \quad \Leftrightarrow \hat{H} \hat{U} = \hat{U} \hat{H}$$

$$\Rightarrow \hat{U}^{-1}(\delta\varphi) \hat{H} \hat{U}(\delta\varphi) = \hat{H}$$

$$e^{-\frac{i}{\hbar} \delta\varphi \vec{u} \cdot \hat{L}} \hat{H} e^{\frac{i}{\hbar} \delta\varphi \vec{u} \cdot \hat{L}} = \hat{H} \quad \text{on choisit } \vec{u} = \vec{u}_k (\equiv \vec{e}_k)$$

$$\text{Taylor: } \left(\hat{1} - \frac{i}{\hbar} \delta\varphi \hat{L}_k \right) \hat{H} \left(\hat{1} + \frac{i}{\hbar} \delta\varphi \hat{L}_k \right) = \hat{H} \quad \mathcal{O}(2) \approx 0$$

$$\Leftrightarrow \hat{H} - \frac{i}{\hbar} \delta\varphi \hat{L}_k \hat{H} + \frac{i}{\hbar} \delta\varphi \hat{H} \hat{L}_k = \hat{H}$$

$$\Leftrightarrow \frac{i}{\hbar} \delta\varphi [\hat{H}, \hat{L}_k] = 0$$

$$\Leftrightarrow [\hat{H}, \hat{L}_k] = 0$$

$$\forall k \in \{1, 2, 3\}$$

2 → conservation via eq. de mouvement de Heisenberg:

$$\frac{d}{dt} \langle \hat{A}(t) \rangle_{\psi} = \frac{i}{\hbar} \langle [\hat{H}, \hat{A}(t)] \rangle_{\psi}$$

$$\text{si } [\hat{H}, \hat{A}(t)] = 0 \Rightarrow \langle \hat{A} \rangle_{\psi} \text{ conservé.}$$

3 → Soit $[\hat{H}, \hat{L}_k] = 0$

$$\Rightarrow [\hat{H}, \hat{L}_{\pm}] = \hat{H} \hat{L}_{\pm} - \hat{L}_{\pm} \hat{H} = 0$$

$$\Rightarrow \hat{H} c_{L, M_L}^{\pm} |L, M_L \pm 1\rangle - \hat{L}_{\pm} E_{L, M_L} |L, M_L\rangle = 0$$

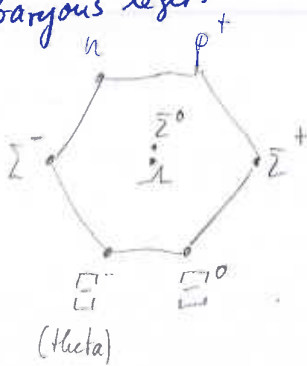
$$\Leftrightarrow c_{L, M_L}^{\pm} E_{L, M_L \pm 1} |L, M_L \pm 1\rangle = E_{L, M_L} c_{L, M_L}^{\pm} |L, M_L \pm 1\rangle$$

$$\Rightarrow E_{L, M_L \pm 1} = E_{L, M_L}$$

Généralisation possible ?

ou recourir aux diagrammes du "eightfold way" :

a) baryons légers



base pour la rep. :

$$\Gamma(I = \frac{1}{2})$$

$$: |n\rangle, |p\rangle$$

$$\Gamma(I = 1)$$

$$: |\Sigma^-\rangle, |\Sigma^0\rangle, |\Sigma^+\rangle$$

$$\Gamma(I = 0)$$

$$: |\Lambda\rangle$$

$$\Gamma(I = \frac{1}{2})$$

$$: |\Xi^-\rangle, |\Xi^0\rangle$$

triplet

$$(uus) \quad m_{\Sigma^+} = 1189.4$$

$$(uds) \quad m_{\Sigma^0} = 1192.5$$

$$(dds) \quad m_{\Sigma^-} = 1197.3$$

$[\frac{McV}{c^2}]$ tous :

$$(uds) \quad m_{\Lambda} = 1115.6$$

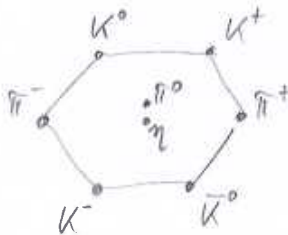
$$\left(|\Lambda\rangle = |00\rangle \right) \\ \text{isospin singulet}$$

$$(uss) \quad m_{\Xi^0} = 1314.9$$

doublet

$$(dss) \quad m_{\Xi^-} = 1321.3$$

b) mésons légers



$$(u\bar{d}, d\bar{u}) \quad m_{\pi^\pm} = 139.6$$

$$(u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s})$$

$$(u\bar{u}, d\bar{d}) \quad m_{\pi^0} = 135.0$$

$$m_{\eta} = 548.8$$

triplet

singulet

$$(d\bar{s}) m_{K^0} = 497.7 = m_{\bar{K}^0} (s\bar{d})$$

$$(u\bar{s}) m_{K^+} = 493.7 = m_{K^-} (s\bar{u})$$

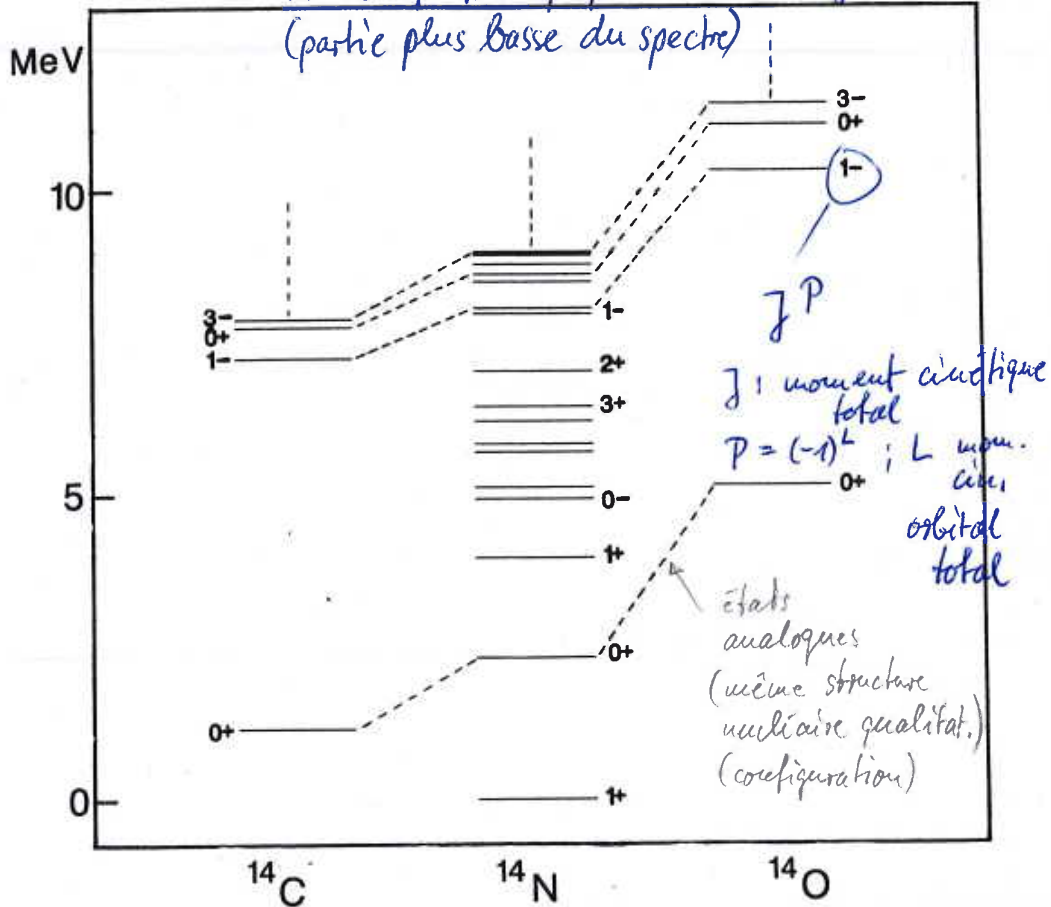
deux doublets d'isospin.

• isospin n'est pas conservé par forces électromagnétiques ou force faible.

• série de Clebsch-Gordan s'applique ~~aux~~ ^{aux} processus de collision.

Confirmation en physique nucléaire

termes spectroscopiques des noyaux isobares
(partie plus basse du spectre)



$^{14}_6\text{C}$, $^{14}_7\text{N}$, $^{14}_8\text{O}$ sont isobares ($A=14$).

Comment expliquer que les spectres de ^{14}C et ^{14}O sont équivalents et différent de celui de ^{14}N ?

$$M_I(^{14}\text{C}) = \sum_i m_i(p^+) + \sum_i m_i(n) = 6 \cdot \left(+\frac{1}{2}\right) + 8 \cdot \left(-\frac{1}{2}\right) = -1$$

$$M_I(^{14}\text{O}) = 8 \cdot \left(+\frac{1}{2}\right) + 6 \cdot \left(-\frac{1}{2}\right) = +1$$

$$M_I(^{14}\text{N}) = 7 \cdot \left(+\frac{1}{2}\right) + 7 \cdot \left(-\frac{1}{2}\right) = 0$$

$$\Rightarrow I_{\min}(^{14}\text{C}) = 1 = I_{\min}(^{14}\text{O})$$

$$I_{\min}(^{14}\text{N}) = 0$$

\Rightarrow ils existent des états supplémentaires au noyau

de ^{14}N au delà de ceux de ^{14}C et ^{14}O à basse énergie!

Rq. : noyaux $A=14$ sont assez légers, donc E_{EM} qui perturbe la symétrie de l'isospin assez faible.

Les états "supplémentaires" pour ^{14}N existent aussi pour les deux autres noyaux, mais on les trouve à différentes énergies dû aux différentes rapports entre ~~les~~ attractions fortes et répulsions électromagnétiques dans les trois noyaux.

Les détails sont compliqués et nécessitent des traitements quantiques de la structure nucléaire.