

Le Modèle des Quarks



Introduction : une zoologie de particules

Le perfectionnement des accélérateurs de particules a permis d'étudier un grand nombre de réactions nucléaires et de découvrir de nouvelles particules élémentaires.

Dans les années 1950, les particules élémentaires sont de plus en plus nombreuses, au point que l'alphabet n'a plus de lettres pour les nommer

On en comptait alors plus de 400, produites en majorité par les processus d'interaction forte...

Les physiciens se sont alors inspirés des méthodes des zoologistes : « **Quand on ne comprend pas, on classe !** ».

Le zoo des particules élémentaires découvertes a ainsi été divisé en groupes suivant le type d'interaction qu'elles subissaient.

On a d'abord formé deux classes :

les leptons (particules qui ne subissent pas l'interaction forte)

les hadrons (qui subissent l'interaction forte).

Les hadrons ont à leur tour été divisés

en mésons (particules de masse intermédiaire)

en baryons (de grande masse).

Enfin, les baryons ont été divisés en **nucléons** (les constituants du noyau atomique, à savoir neutron et proton) et **hypérons** (avec au moins un quark s).

Le monde des hadrons est extrêmement riche.

On a ainsi découvert les delta (Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 , Δ^-) ; les hyperons sigma (Σ^+ , Σ^0 , Σ^-), les ksi (Ξ^0 , Ξ^-) et le lambda Λ^0 ; mais également les mésons pi (π^+ , π^0 , π^-), les mésons K (K^+ , K^0 , K^- , \overline{K}^0), le méson eta (η^0)...

La Nature semblait donc bien plus compliquée qu'on ne l'avait pensé...

Arbre généalogique de la famille !

Particules

Insensible à
l'interaction forte

Leptons

e^- , ν_e

μ^- , ν_μ

τ^- , ν_τ

Sensible à l'interaction
forte.
Composés de quarks.

Hadrons

Mésons

Quarks + antiquarks

Ex : π , K, Φ ,

Baryons

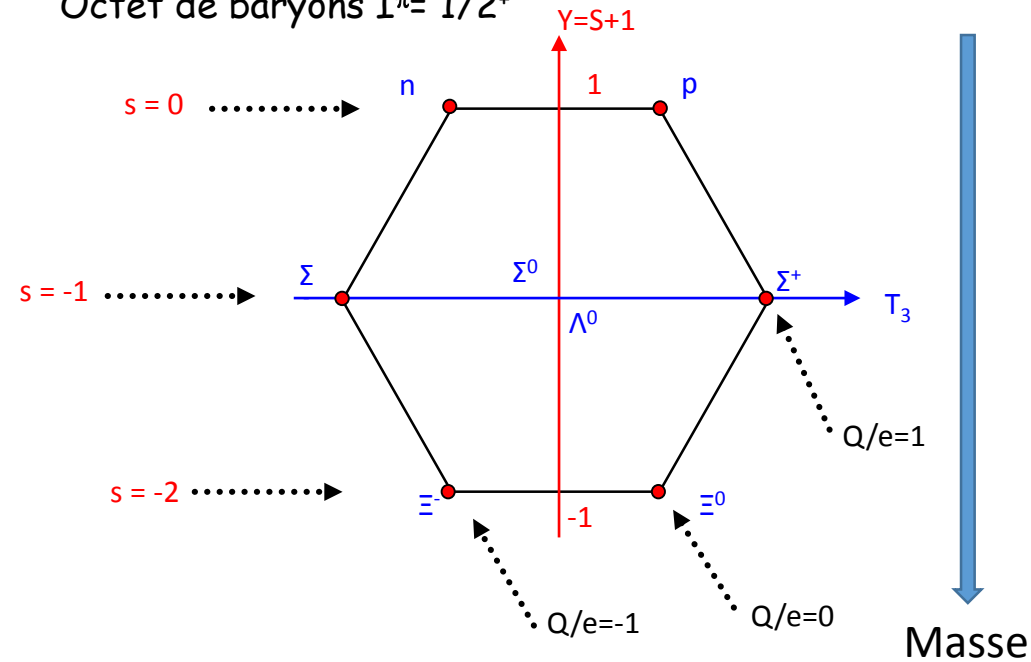
3 quarks ou antiquarks

Nucléons : p et n
(Deltas)

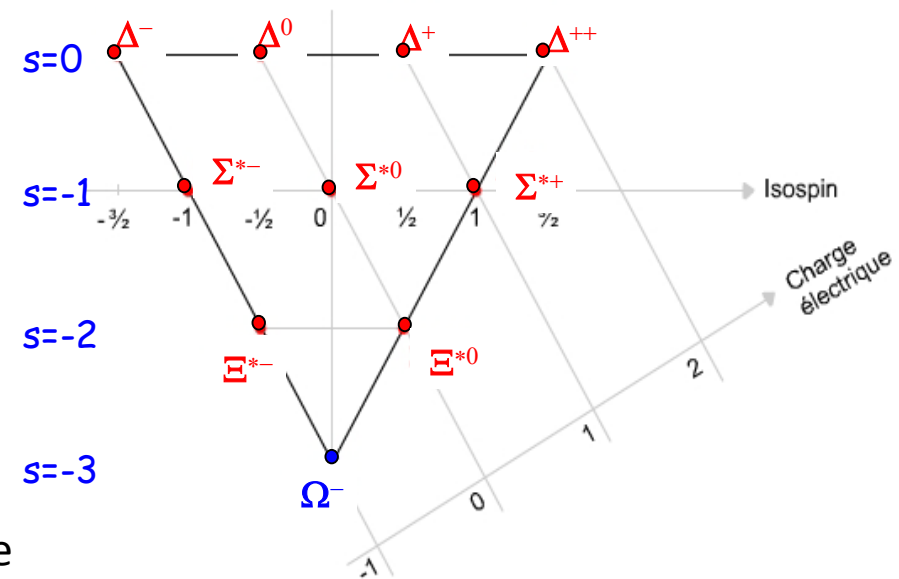
Hypérons : Λ_0 , Σ , ...

Rangeons les particules connues (ou pas encore découvertes à l'époque) dans un diagramme isospin-étrangeté

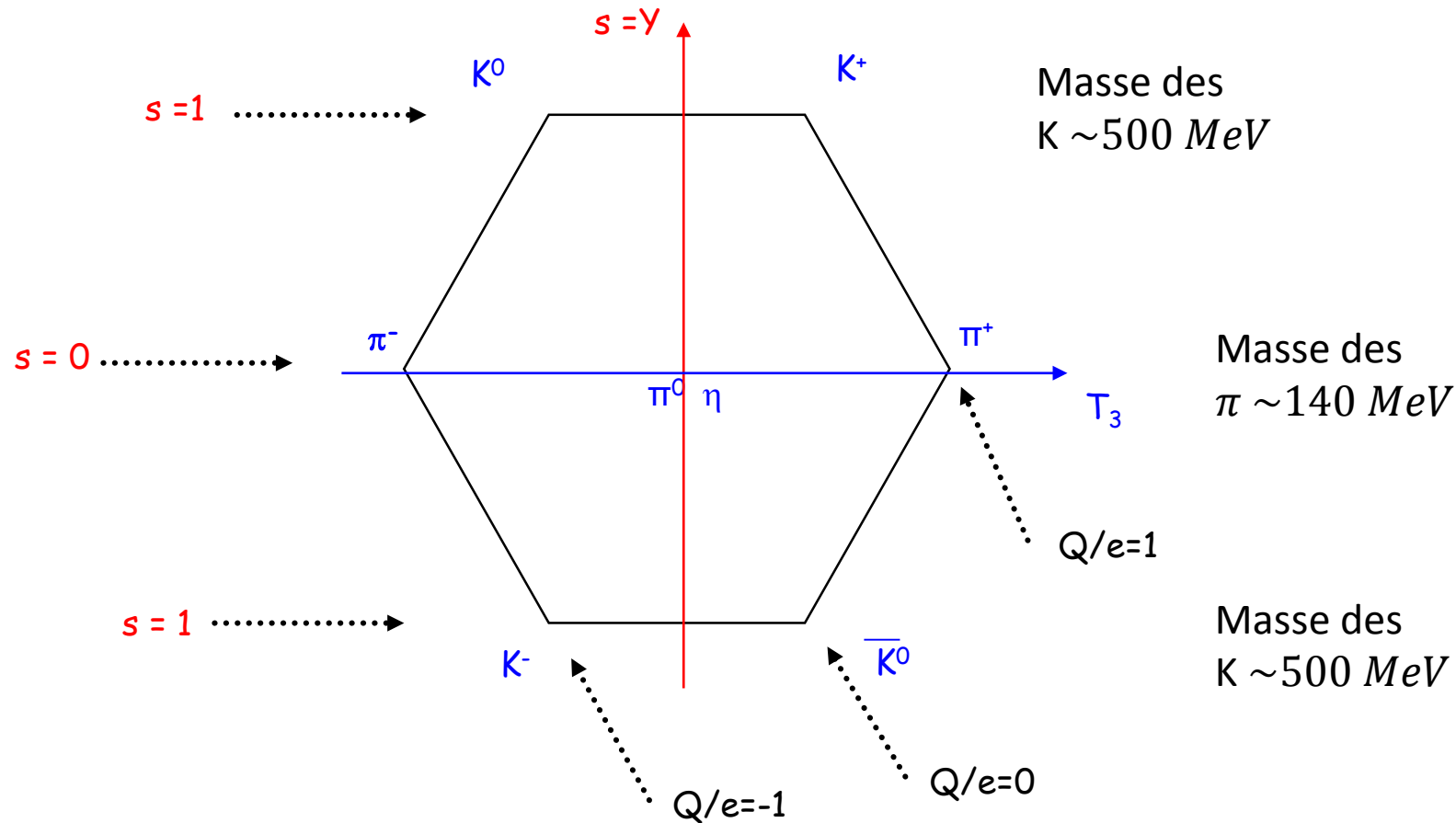
Octet de baryons $I\pi = 1/2^+$



Décuplet de baryons $I\pi = 3/2^+$



L'octet de mésons pseudo-scalaires $I^\pi = 0^-$



Que ce soit pour les baryons ou les mésons, les figures géométriques qui apparaissent semblent indiquer l'existence d'une symétrie sous-jacente.

Le modèle des quarks et le groupe de symétrie SU(3)

Les propriétés d'indépendance de charge de l'int. forte, introduites avec le concept d'isospin, peuvent être exprimées comme une invariance de l'IF par rapport aux rotations dans l'iso-espace (décrite par le groupe SU(2) = Special Unitarity Group, de dimension 2).

Si on y ajoute la conservation de l'étrangeté par interaction forte, le groupe des transformations qui respectent cette invariance est le **groupe SU(3)** (Special Unitarity Group, de dimension 3).

La théorie des groupes (hors programme) permet de montrer que les transformations de SU(3) génèrent des multiplets

1, 3, 6, 8, 10, 27,... ,

chacun d'eux correspondant à un jeu particulier de nombres quantiques

Le triomphe des créateurs de cette théorie a été de pouvoir placer les hadrons découverts dans de tels multiplets. Cette théorie, associée au modèle des quarks, a même permis la prédiction en 1962 de la dixième particule du décuplet de baryons ayant $I^{\pi} = 3/2^{+}$, la particule Ω^{-} découverte ensuite en 1964.

Classification des hadrons : les multiplets d'isospin

Les physiciens ont ensuite découvert que certaines nouvelles particules n'étaient en fait que des états excités de hadrons déjà connus. Ils ont aussi pu regrouper les particules ayant des propriétés communes

Le concept d'isospin pour l'interaction forte a alors permis de simplifier la classification des hadrons :

- les membres de la famille des **baryons** Δ (Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 , Δ^-) sont les projections de l'isospin $3/2$ de la particule Δ ;

- les membres de la famille des **hypérons** Σ (Σ^+ , Σ^0 , Σ^-) sont les projections de l'isospin 1 de la particule Σ ;

- les membres de la famille des **mésons** π (π^+ , π^0 , π^-) sont les projections de l'isospin 1 de la particule π ;

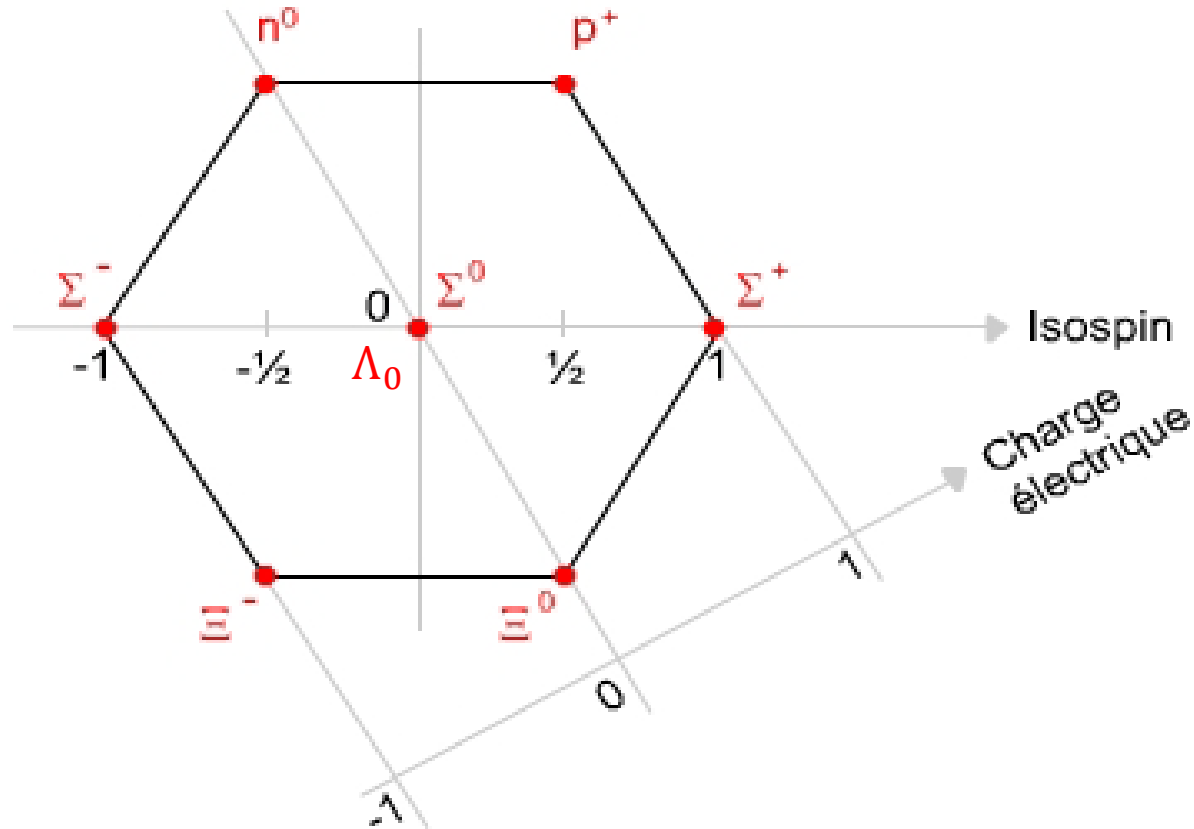
- les membres de la famille des **hypérons** Ξ (Ξ^0 , Ξ^-) sont les projections de l'isospin $1/2$ de la particule Ξ ;

- les membres de la famille des **nucléons** N (p , n) sont les projections de l'isospin $1/2$ du nucléon ;

- le **lambda** Λ^0 est un **singulet** d'isospin $T = 0$, etc...

Exemple de multiplets

Les hadrons ont ainsi été divisés en sous-groupes de même spin et de masses relativement proches en fonction de leur troisième composante d'isospin et de leur charge électrique. C'est le « eightfold way » (1961)



On obtient ainsi des diagrammes d'une grande symétrie, ici l'octet des baryons de spin 1/2.

L'hypothèse des quarks

En 1964, utilisant cette représentation de $SU(3)$, Murray Gell-Mann et George Zweig ont émis l'hypothèse que les protons, les neutrons et les autres particules récemment découvertes n'étaient pas des particules élémentaires mais plutôt des objets complexes constitués de particules plus petites appelées **quarks**.

Cette nouvelle description des particules sensibles à l'interaction forte a changé complètement la façon dont cette interaction était abordée.

C'est la base du modèle des quarks, qui permet la classification de tous les hadrons. Rappelons ici que les quarks sont les seules particules sensibles à l'interaction forte, c'est donc un modèle basé sur cette interaction.

Nous allons montrer comment construire des mésons et des baryons par le modèle des quarks. Pour simplifier, la méthode générale sera décrite seulement pour les quarks u , d , s et les antiquarks \bar{u} , \bar{d} , \bar{s} (c'est le modèle initial à 3 saveurs de quarks), et nous montrerons seulement quelques exemples avec les autres quarks

Tableau des caractéristiques principales des quarks

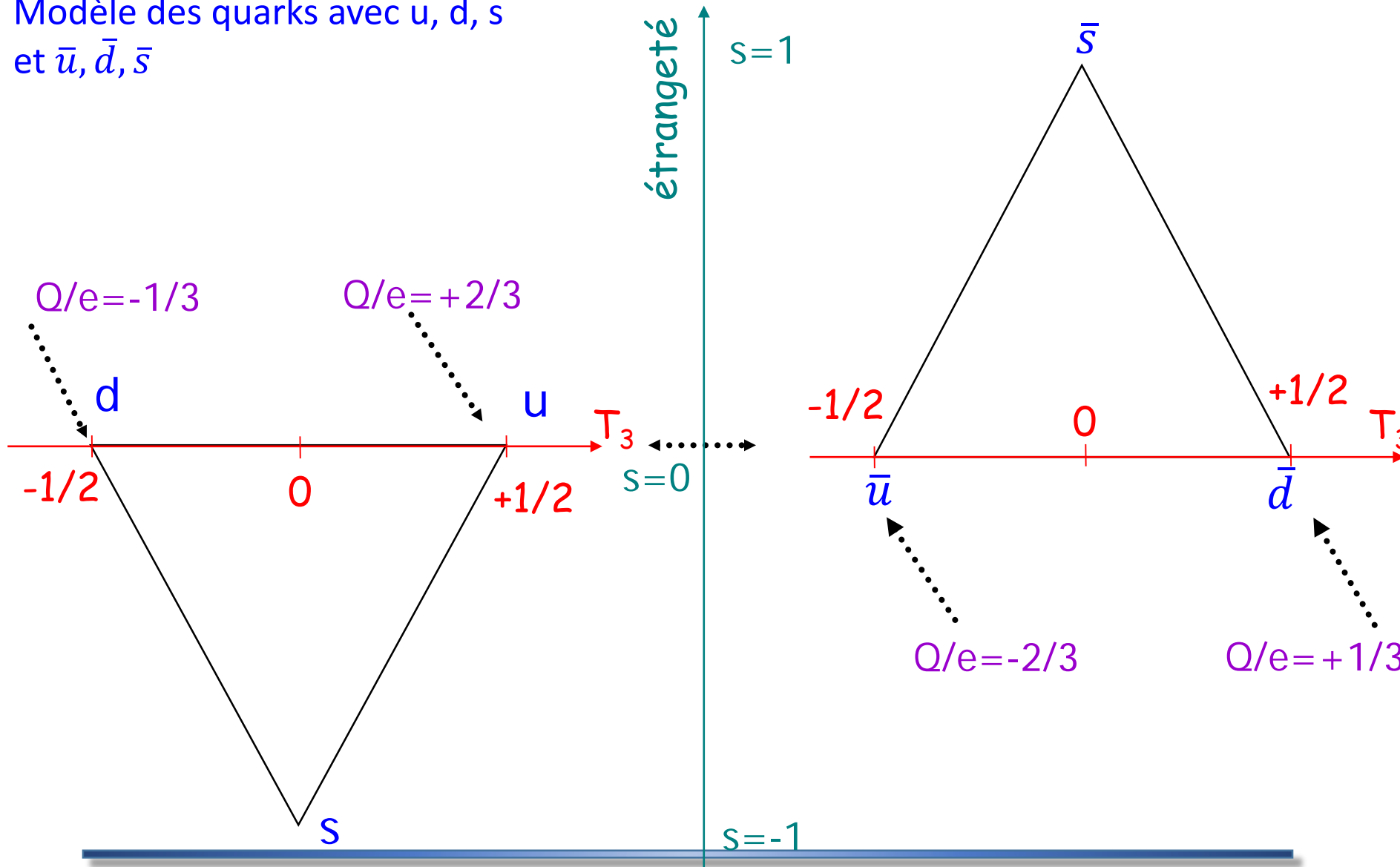
Famille	Quark	Spin	Q/e	B	T	T_3	s	c	b	t	π
"légers"	u (up)	1/2	+2/3	1/3	1/2	+1/2	0	0	0	0	+1
	d (down)	1/2	-1/3	1/3	1/2	-1/2	0	0	0	0	+1
"mi-lourds"	c (charmed)	1/2	+2/3	1/3	0	0	0	+1	0	0	+1
	s (strange)	1/2	-1/3	1/3	0	0	-1	0	0	0	+1
"lourds"	t (top)	1/2	+2/3	1/3	0	0	0	0	0	+1	+1
	b (bottom)	1/2	-1/3	1/3	0	0	0	0	-1	0	+1

Les propriétés des antiquarks s'obtiennent par application de l'opérateur de conjugaison de charge \hat{C} .

Tous les nombres quantiques internes changent de signe, même la parité intrinsèque puisque les quarks sont des fermions. Par contre, masse, vie moyenne, moment cinétique total et isospin sont conservés.

Antiquark	Spin	Q/e	B	T	T_3	s	c	b	t	π
\bar{u}	1/2	-2/3	-1/3	1/2	-1/2	0	0	0	0	-1
\bar{d}	1/2	+1/3	-1/3	1/2	+1/2	0	0	0	0	-1
\bar{c}	1/2	-2/3	-1/3	0	0	0	-1	0	0	-1
\bar{s}	1/2	+1/3	-1/3	0	0	+1	0	0	0	-1
\bar{t}	1/2	-2/3	-1/3	0	0	0	0	0	-1	-1
\bar{b}	1/2	+1/3	-1/3	0	0	0	0	+1	0	-1

Modèle des quarks avec u, d, s
et $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$



Construction d'un méson $q_1 \bar{q}_2$ formé de $u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$

Soit \vec{L} le moment orbital relatif entre le quark et l'antiquark

Les valeurs de \vec{L} varient à partir de $\vec{L} = \vec{0}$

Le moment cinétique total (ou spin) et la parité du méson valent :

$$\vec{I} \text{ (méson)} = \vec{S}(q) + \vec{S}(\bar{q}) + \vec{L} = \vec{0} + \vec{L} \text{ ou } \vec{1} + \vec{L}$$

$$\pi \text{ (méson)} = (+1) (-1) (-1)^L = (-1)^{L+1}$$

Pour $\vec{L} = \vec{0}$, le méson ainsi formé s'obtient

soit dans l'état $I^\pi = 0^-$ (appelé méson pseudo-scalaire)

soit dans l'état $I^\pi = 1^-$ (appelé méson vectoriel)

Lorsque la valeur de \vec{L} augmente, ceci conduit à obtenir des mésons avec des valeurs de I^π différentes comme $0^+, 1^+, 2^+, \dots$

→ 3 quarks x 3 antiquarks = 9 combinaisons différentes possibles
Décrivons les valeurs possibles de l'isospin, de l'étrangeté et de l'hypercharge $Y = B + s = 0 + s = s$ pour ces 9 mésons

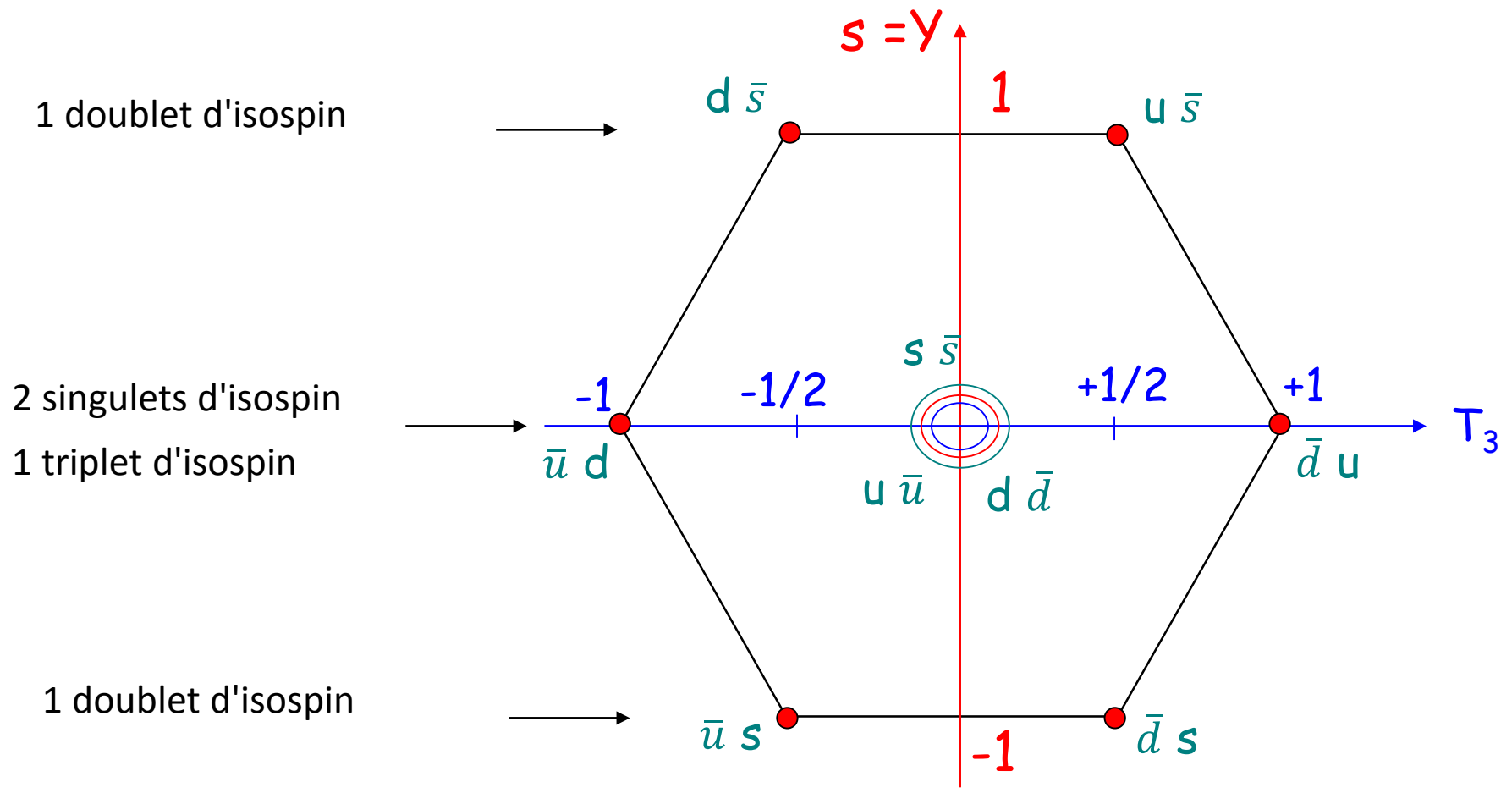
$q\bar{q}$	T_3	T	Q/e	s	Y
$u\bar{u}$	0	0 ou 1	0	0	0
$u\bar{d}$	1	1	1	0	0
$u\bar{s}$	1/2	1/2	1	1	1
$d\bar{u}$	-1	1	-1	0	0
$d\bar{d}$	0	0 ou 1	0	0	0
$d\bar{s}$	-1/2	1/2	0	1	1
$s\bar{u}$	-1/2	1/2	-1	-1	-1
$s\bar{d}$	1/2	1/2	0	-1	-1
$s\bar{s}$	0	0	0	0	0

$q\bar{q}$	T_3	T	Q/e	s	Y
$u \bar{u}$	0	0 ou 1	0	0	0
$u \bar{d}$	1	1	1	0	0
$u \bar{s}$	1/2	1/2	1	1	1
$d \bar{u}$	-1	1	-1	0	0
$d \bar{d}$	0	0 ou 1	0	0	0
$d \bar{s}$	-1/2	1/2	0	1	1
$s \bar{u}$	-1/2	1/2	-1	-1	-1
$s \bar{d}$	1/2	1/2	0	-1	-1
$s \bar{s}$	0	0	0	0	0

On dit que la réduction de la représentation de dimension 9 du groupe de symétrie SU(3) de l'interaction forte donne pour les mésons

$$\{q\} \otimes \{\bar{q}\} = \{3\} \otimes \{\bar{3}\} = \{1\} \oplus \{8\}$$

Il y a donc un singulet de SU(3) et un octet de SU(3) dans lequel toutes les particules ont même valeur de I^π .

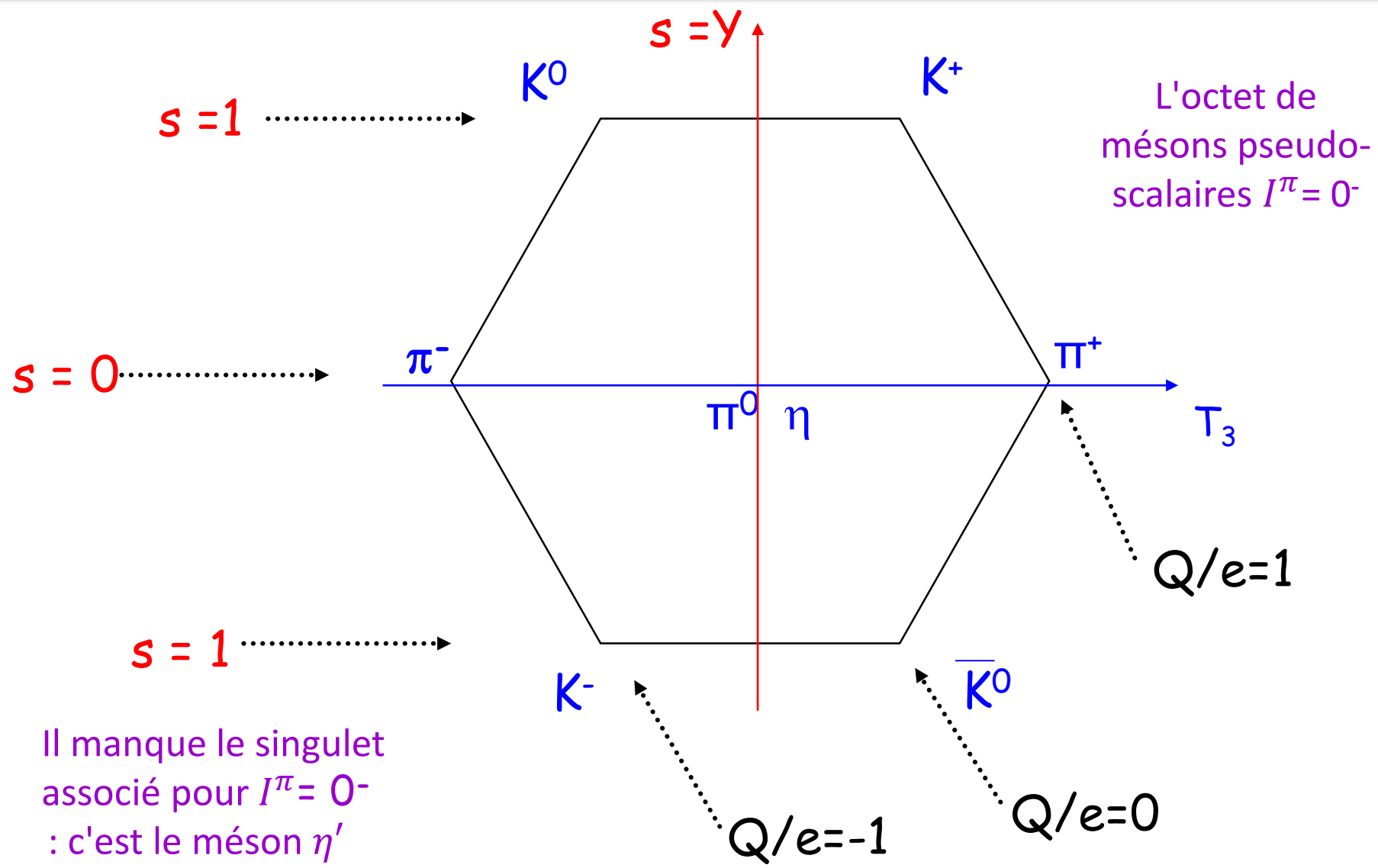


Dans un multiplet d'isospin, les particules ont même saveur et donc même masse aux effets coulombiens près

Les antiparticules s'obtiennent par symétrie autour de l'origine

L'octet de mésons pseudo-scalaires $I^\pi = 0^-$

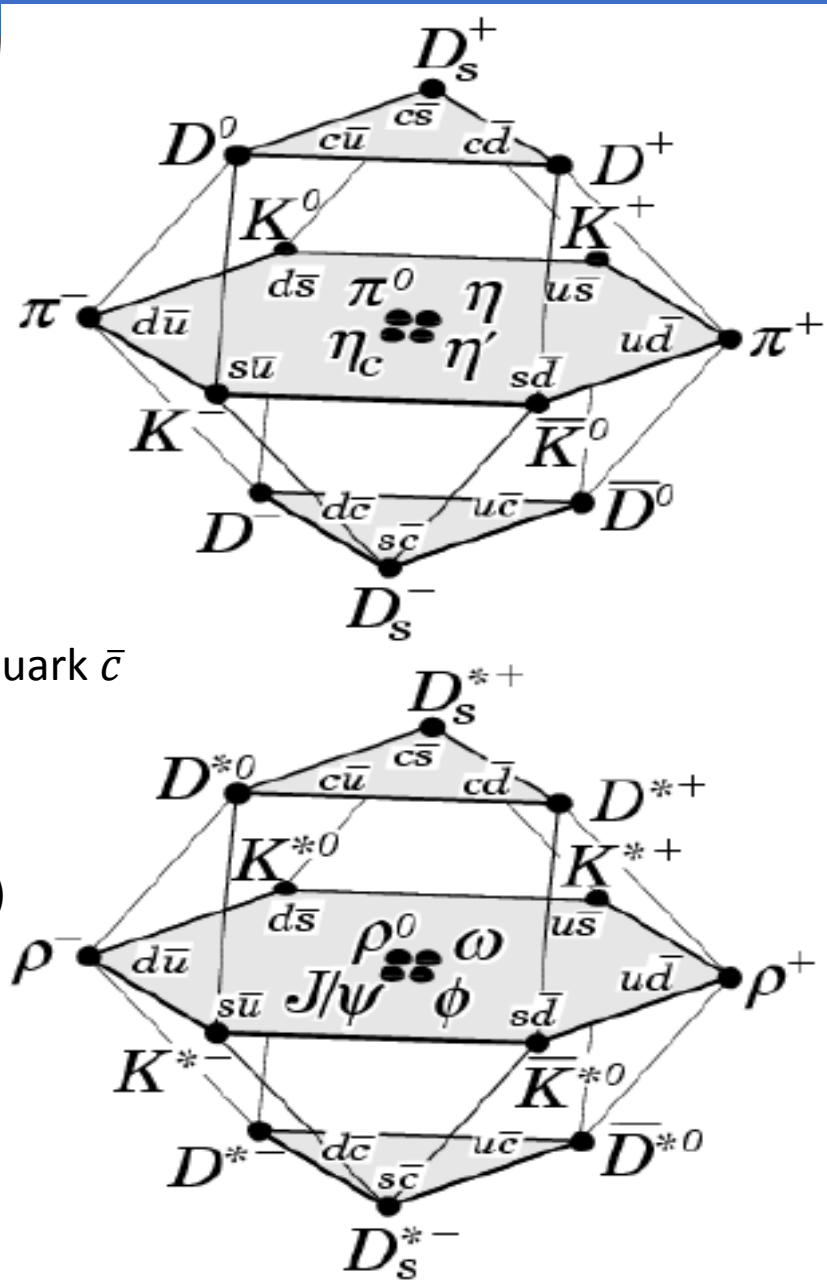
SU(3)	Y	SU(2)	T	T ₃	méson	état du système	Q/e
octet	1	doublet	1/2	1/2	K ⁺	u \bar{s}	1
				-1/2	K ⁰	d \bar{s}	0
	0	triplet	1	1	π^+	u \bar{d}	1
				0	π^0	$\sqrt{1/2} (u\bar{u} - d\bar{d})$	0
				-1	π^-	d \bar{u}	-1
	0	singulet	0	0	η	$\sqrt{1/6} (u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$	0
	-1	doublet	1/2	1/2	K ⁰	$\bar{d}s$	0
				-1/2	K ⁻	$\bar{u}s$	-1
singulet	0	singulet	0	0	η'	$\sqrt{1/3}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$	0



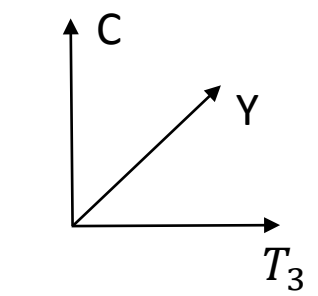
Exemples de diagrammes obtenus en prenant en compte la possible contribution du quark c et de son antiquark \bar{c}

SU(4), extension de SU(3)
 $\{4\} \otimes \{\bar{4}\} = \{15\} \oplus \{1\}$
en ajoutant le quark c et l'antiquark \bar{c}

Si tous les mésons avaient la même masse, la symétrie SU(4) serait parfaite. Ce n'est clairement pas le cas avec le quarks c qui est beaucoup plus lourd que les quarks u, d et s.



$I^\pi = 0^-$
Mésons pseudo-scalaires



$I^\pi = 1^-$
Mésons vectoriels

Construction d'un baryon $q_1 q_2 q_3$ formé de u, d, s

Soit \vec{L} le moment orbital relatif résultant entre les 3 quarks

Les valeurs de \vec{L} varient à partir de $\vec{L} = \vec{0}$

Le moment cinétique total (ou spin) et la parité du baryon valent :

$$\vec{I}(\text{baryon}) = \vec{S}(q) + \vec{S}(q) + \vec{S}(q) + \vec{L} = \overline{1/2} + \vec{L} \text{ ou } \overline{3/2} + \vec{L}$$

$$\pi(\text{baryon}) = (+1)(+1)(+1)(-1)^L = (-1)^L$$

Pour $\vec{L} = \vec{0}$, le baryon ainsi formé s'obtient

soit dans l'état $I^P = 1/2^+$

soit dans l'état $I^P = 3/2^+$

Lorsque \vec{L} augmente, ceci conduit à obtenir des baryons avec des valeurs de I^π différentes comme $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$, $5/2^+$...

3 quarks x 3 quarks x 3 quarks = 27 combinaisons différentes possibles

La réduction de la représentation de dimension 27 du groupe de symétrie SU(3) de l'interaction forte donne pour les baryons

$$\{q\} \otimes \{q\} \otimes \{q\} = \{3\} \otimes \{3\} \otimes \{3\} = \{1\}_A \oplus \{8\}_M \oplus \{8\}_M \oplus \{10\}_S$$

Il y a donc un singulet antisymétrique ($\Lambda_1 = uds$), deux octets mixtes contenant un état similaire ($\Lambda_8 = uds$), et enfin un décuplet symétrique, qui sont des multiplets de SU(3) correspondant à une même valeur de \vec{L} . Dans chacun de ces multiplets, les particules ont la même valeur de I^{π}

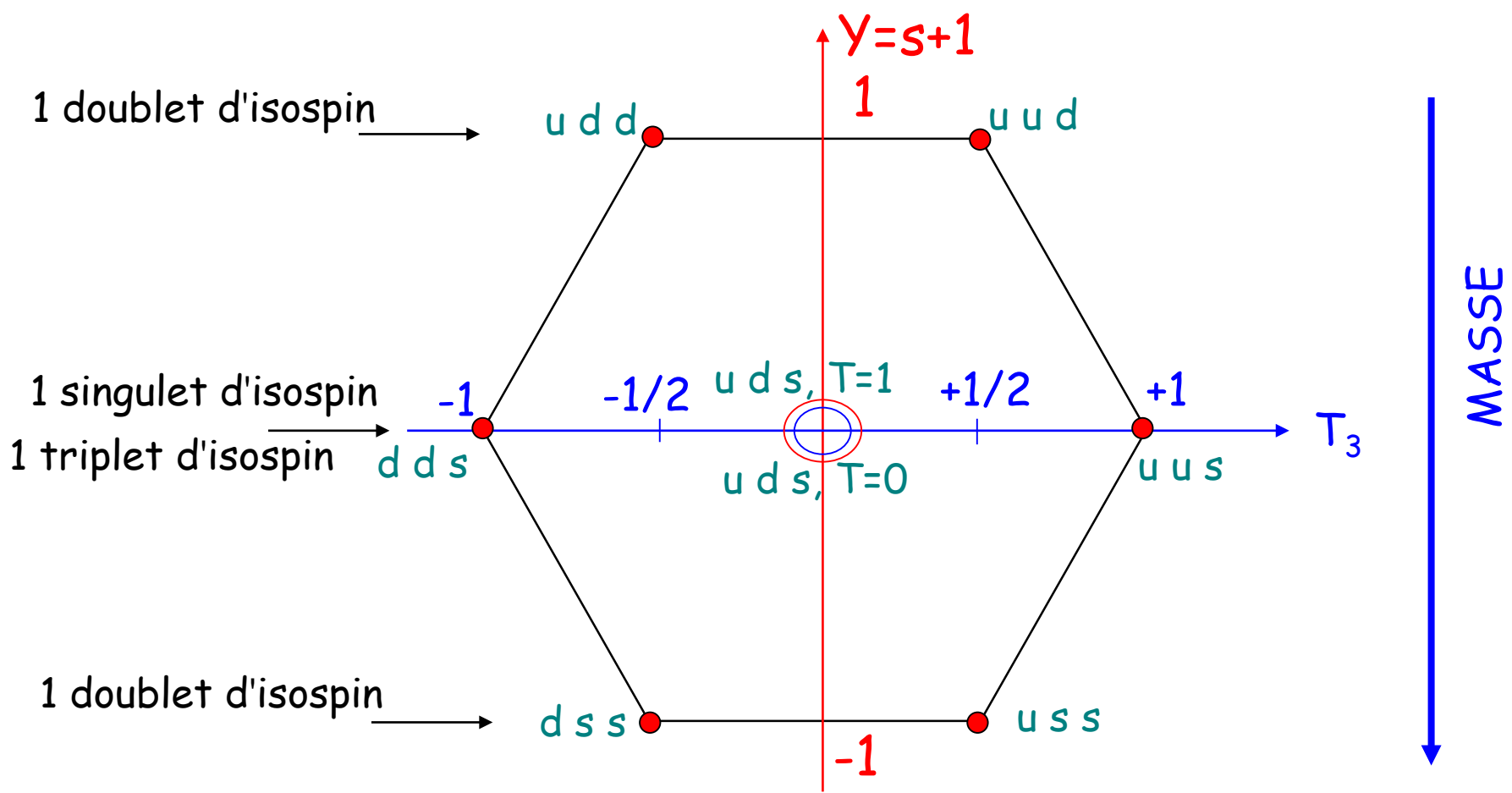
Pour simplifier nous allons décrire les combinaisons de quarks pour l'octet, puis pour le décuplet.

Pour cela, nous allons déterminer ici aussi les valeurs possibles de l'isospin, de l'étrangeté et de l'hypercharge $Y = B + s = 1 + s$ pour les différentes combinaisons.

Construction de l'octet $q_1q_2q_3$ formé de u, d, s

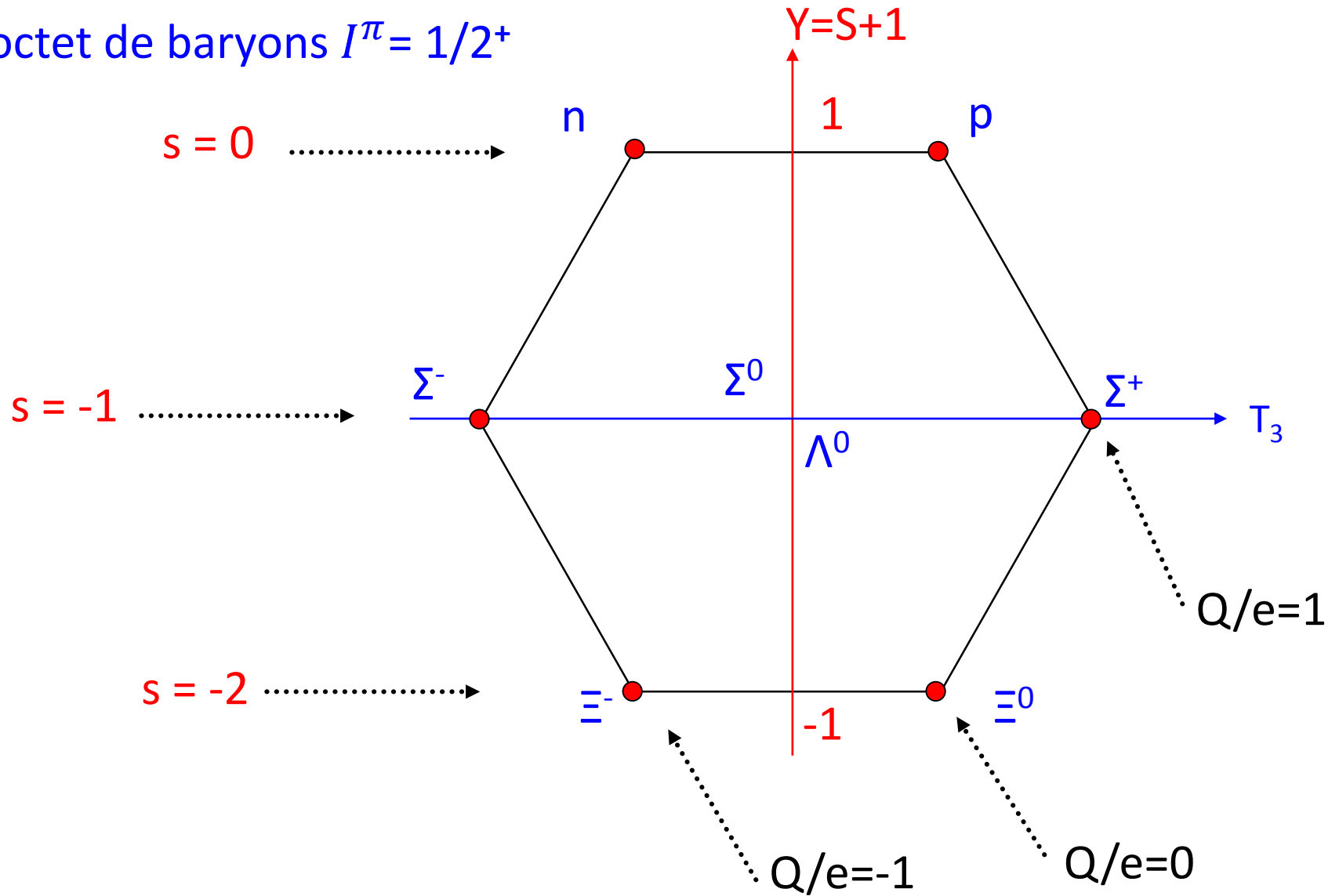
Les huit combinaisons possibles, sachant que l'octet ne contient pas de quadruplet d'isospin $\vec{T} = \overrightarrow{3/2}$ sont

qqq	T_3	T	Q/e	B	s	$Y=B+s$	
uud	1/2	1/2	1	1	0	1	doublet
udd	-1/2	1/2	0	1	0	1	
uus	1	1	1	1	-1	0	triplet
uds	0	1	0	1	-1	0	
dds	-1	1	-1	1	-1	0	
uds	0	0	0	1	-1	0	singulet
uss	1/2	1/2	0	1	-2	-1	doublet
dss	-1/2	1/2	-1	1	-2	-1	



Dans un multiplet d'isospin, les particules ont mêmes propriétés, donc même saveur et même masse aux effets coulombiens près.

L'octet de baryons $I^\pi = 1/2^+$

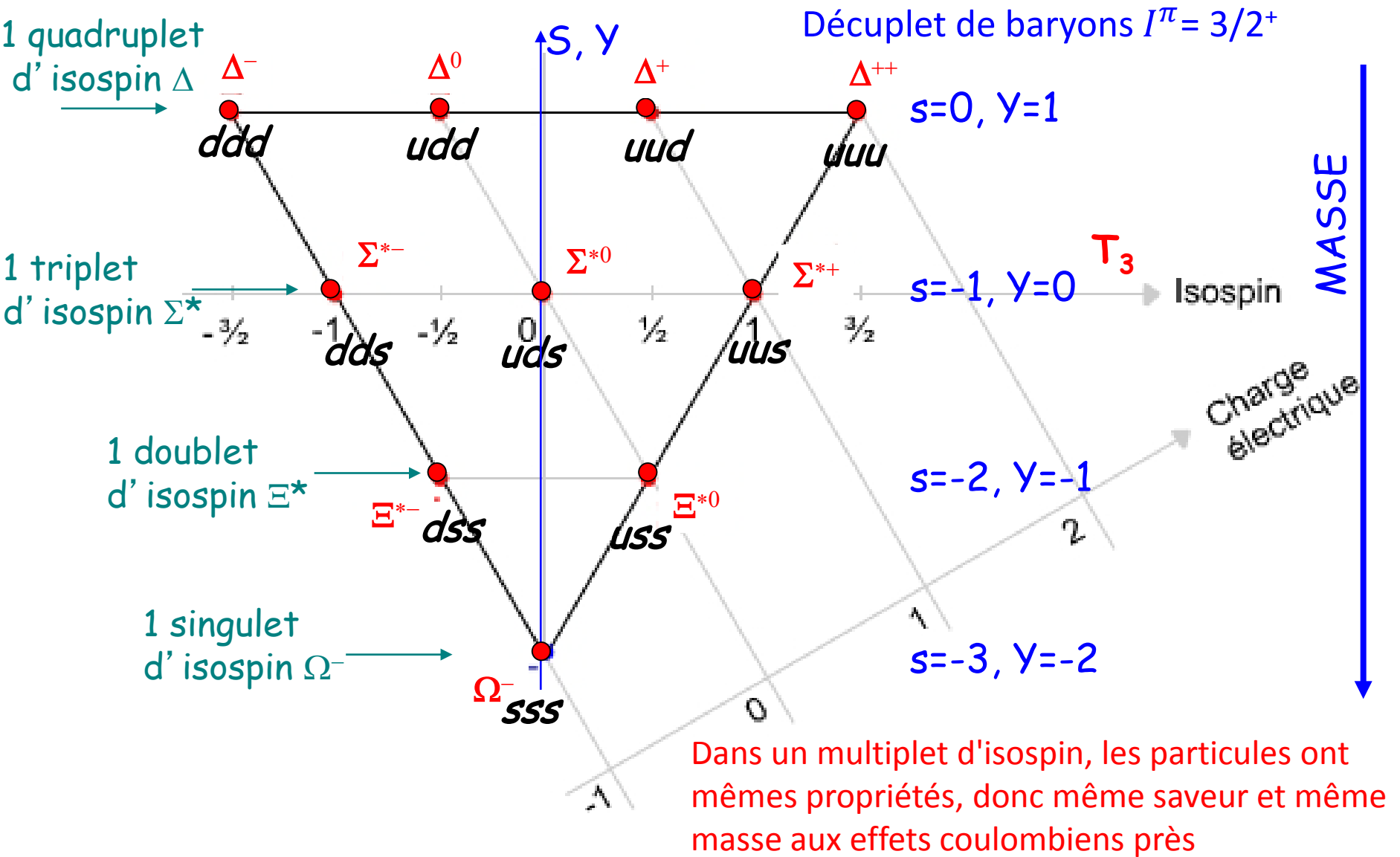


Construction du décuplet $q_1 q_2 q_3$ formé de u, d, s

Les dix combinaisons possibles sont

qqq	T_3	T	Q/e	B	s	$Y=B+s$	
uuu	3/2	3/2	2	1	0	1	quadruplet
uud	1/2	3/2	1	1	0	1	
udd	-1/2	3/2	0	1	0	1	
ddd	-3/2	3/2	-1	1	0	1	
uus	1	1	1	1	-1	0	triplet
uds	0	1	0	1	-1	0	
dds	-1	1	-1	1	-1	0	
uss	1/2	1/2	0	1	-2	-1	doublet
dss	-1/2	1/2	-1	1	-2	-1	
sss	0	0	-1	1	-3	-2	singulet

Construction des baryons



Construction des antibaryons

On construit les antibaryons de la même manière, mais à partir des antiquarks, avec

$$\text{Antibaryon} = \overline{q_1} \overline{q_2} \overline{q_3}$$

L'antiparticule d'un baryon $q_1 q_2 q_3$ est donc l'antibaryon $\overline{q_1} \overline{q_2} \overline{q_3}$ associé.

Le nombre baryonique d'un antibaryon est $B = -1$, les autres nombres quantiques sont obtenus par addition des nombres quantiques internes des antiquarks.

Contrairement aux mésons, pour lesquels on ne sait pas distinguer entre matière et antimatière, les baryons forment la matière et les antibaryons forment l'antimatière.

Tableau des caractéristiques de quelques hadrons

	Q/e	masse (MeV)	I^{π}	T	T_3	B	s	τ (s)
p	1	938.3	1/2 ⁺	1/2	+1/2	1	0	stable
n	0	939.6	1/2 ⁺	1/2	-1/2	1	0	887
Δ	2	1232	3/2 ⁺	3/2	+3/2	1	0	5.5×10^{-24}
	1	1232	3/2 ⁺	3/2	+1/2	1	0	
	0	1232	3/2 ⁺	3/2	-1/2	1	0	
	-1	1232	3/2 ⁺	3/2	-3/2	1	0	
Λ	0	1115.6	1/2 ⁺	0	0	1	-1	2.6×10^{-10}
Σ	1	1189.4	1/2 ⁺	1	1	1	-1	0.8×10^{-10}
	0	1192.5	1/2 ⁺	1	0	1	-1	7.4×10^{-20}
	-1	1197.4	1/2 ⁺	1	-1	1	-1	1.5×10^{-10}
Ξ	0	1314.9	1/2 ⁺	1/2	+1/2	1	-2	2.9×10^{-10}
	-1	1321.3	1/2 ⁺	1/2	-1/2	1	-2	1.6×10^{-10}
Ω	-1	1672.2	3/2 ⁺	0	0	1	-3	8.2×10^{-11}
π	1	139.6	0 ⁻	1	+1	0	0	2.6×10^{-8}
	0	135	0 ⁻	1	0	0	0	8.4×10^{-17}
	-1	139.6	0 ⁻	1	-1	0	0	2.6×10^{-8}
K^+	1	493.7	0 ⁻	1/2	+1/2	0	1	1.2×10^{-8}
K^0	0	497.7	0 ⁻	1/2	-1/2	0	1	0.9×10^{-10} ou 5.2×10^{-8}
K^-	-1	493.7	0 ⁻	1/2	-1/2	0	-1	idem K^+
\bar{K}^0	0	497.7	0 ⁻	1/2	+1/2	0	-1	idem K^0

Voir poly de TD

Applications du modèle des quarks

Formule de masse

Si la symétrie SU(3) était parfaite (seulement de l'interaction forte), toutes les particules d'un même multiplet auraient la même masse, ce qui n'est pas le cas. On peut néanmoins dériver des formules de masse.

Formule de masse de Gell-Mann et Okubo

$$M(Y,T) = M_0 + aY + b [T(T+1) - \frac{1}{4} Y^2]$$

qui s'applique pour les membres d'un **multiplet de baryons**.

Pour le décuplet de baryons on a

$$M_{\Xi} - M_{\Omega} = M_{\Sigma} - M_{\Xi} = M_{\Delta} - M_{\Sigma} \sim 147 \text{ MeV}$$

D'où une masse prédite du Ω^- à 1677 MeV

Pour l'octet de baryons la relation correspondante

conduit à :

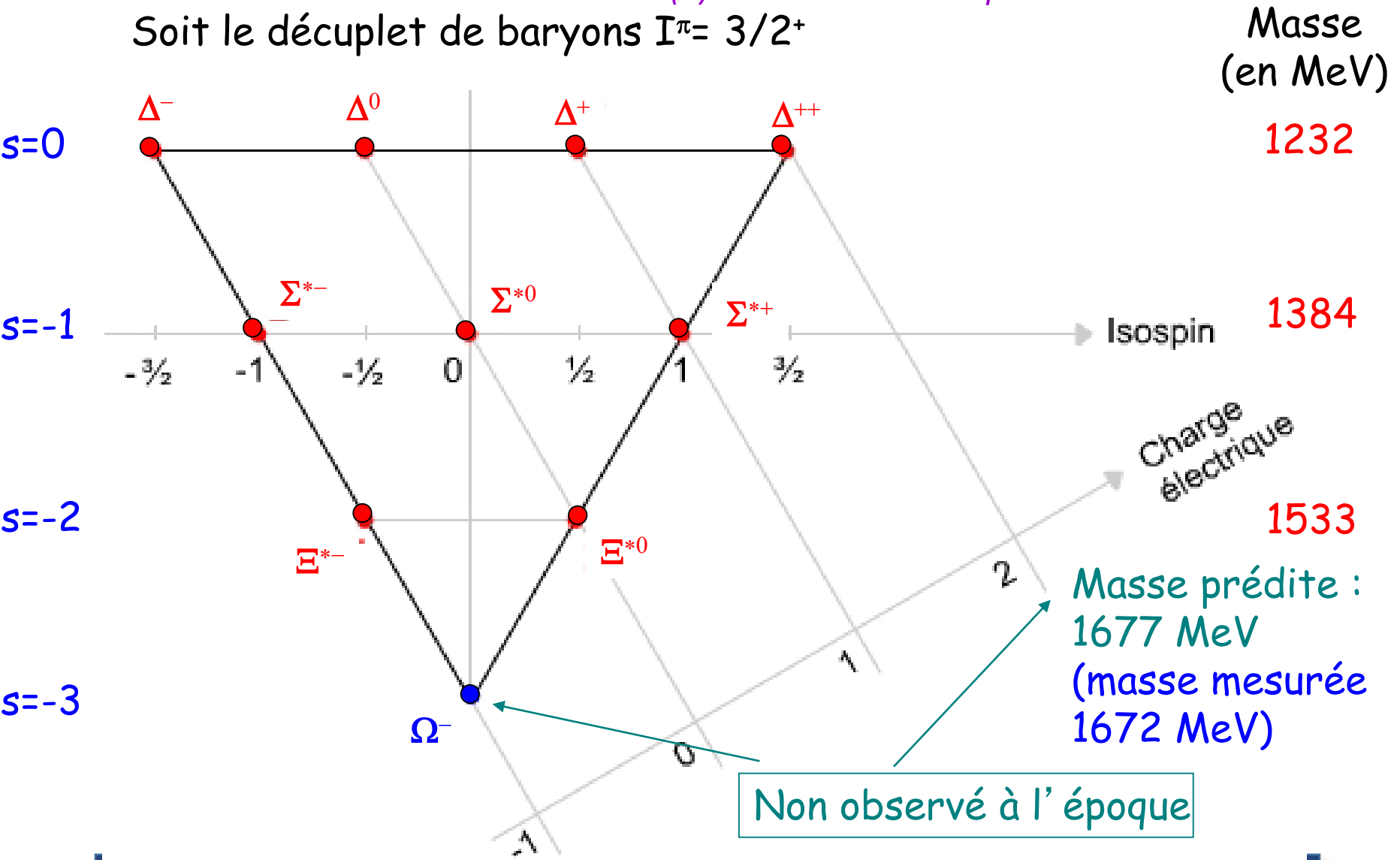
$$2(M_N + M_{\Xi}) = 3M_{\Lambda} + M_{\Sigma}$$

Pour les mésons, il faut plutôt utiliser les masses carrées et on obtient par exemple pour l'octet 0-

$$4m_K^2 = 3m_{\eta}^2 + m_{\pi}^2$$

Prédiction et découverte du Ω^- : succès de SU(3) et du modèle des quarks

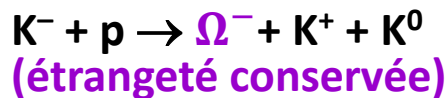
Soit le décuplet de baryons $I^{\pi}= 3/2^+$



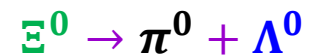
Prédiction et découverte du Ω^- : succès de $SU(3)$ et du modèle des quarks

Le 1er événement Ω^- observé en 1964 dans la chambre à bulles à hydrogène liquide de 2m à Berkeley, avec un faisceau de K^- de 5 GeV/c

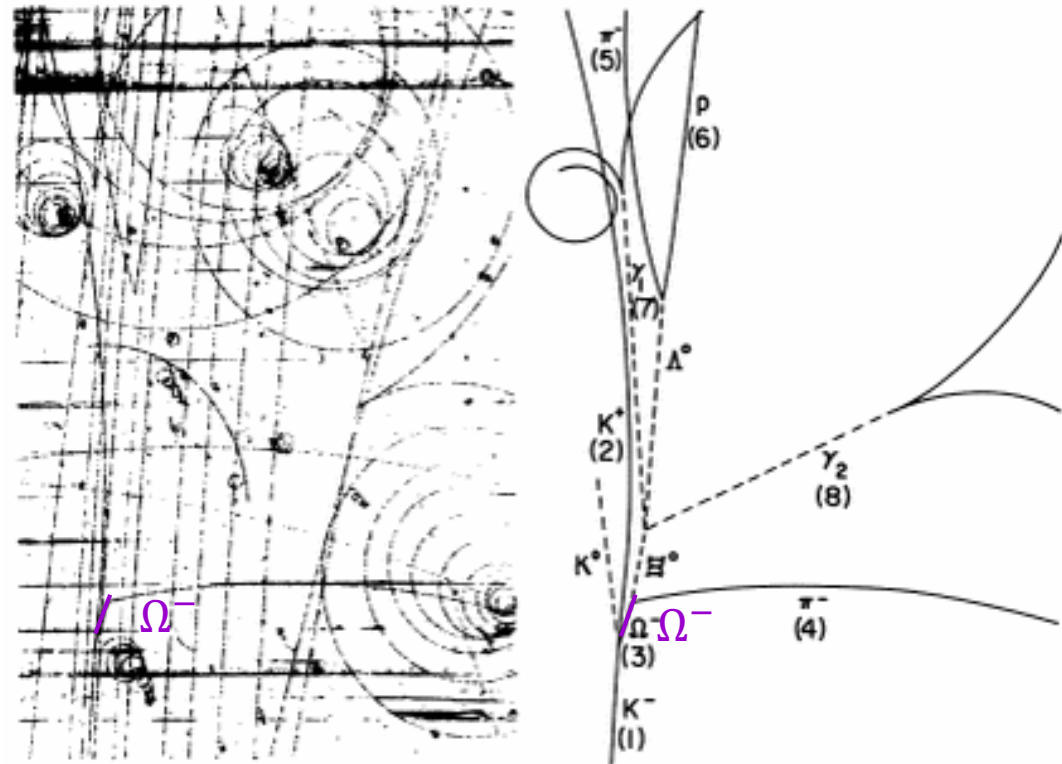
Chaîne d'événements de la figure



Puis :



avec pour
chaque
désintégration
 $\Delta S = 1$
int. faible



La masse du Ω^- obtenue à partir de cet événement était 1686 ± 12 MeV

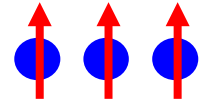
(PDG 2014 : $mc^2(\Omega^-) = 1672.45 \pm 0.29$ MeV)

Les Ω^- , Δ^- et Δ^{++} ... ou l'introduction de la couleur

La particule Ω^- est un état lié de trois quarks s

$|\Omega^- \rangle = |sss \rangle$ avec un moment cinétique total $I = 3/2$

\Rightarrow les trois quarks s se trouvent dans le même état de spin



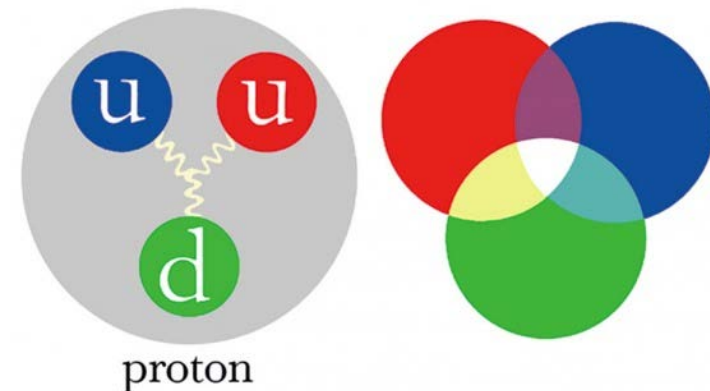
Le principe d'exclusion de Pauli interdit que trois fermions indiscernables soient dans le même état de spin.

Pour conserver le principe de Pauli, **il a fallu introduire le nouveau nombre quantique de couleur \Rightarrow chacun des trois quarks se trouve dans un état de couleur différent : rouge, vert et bleu**

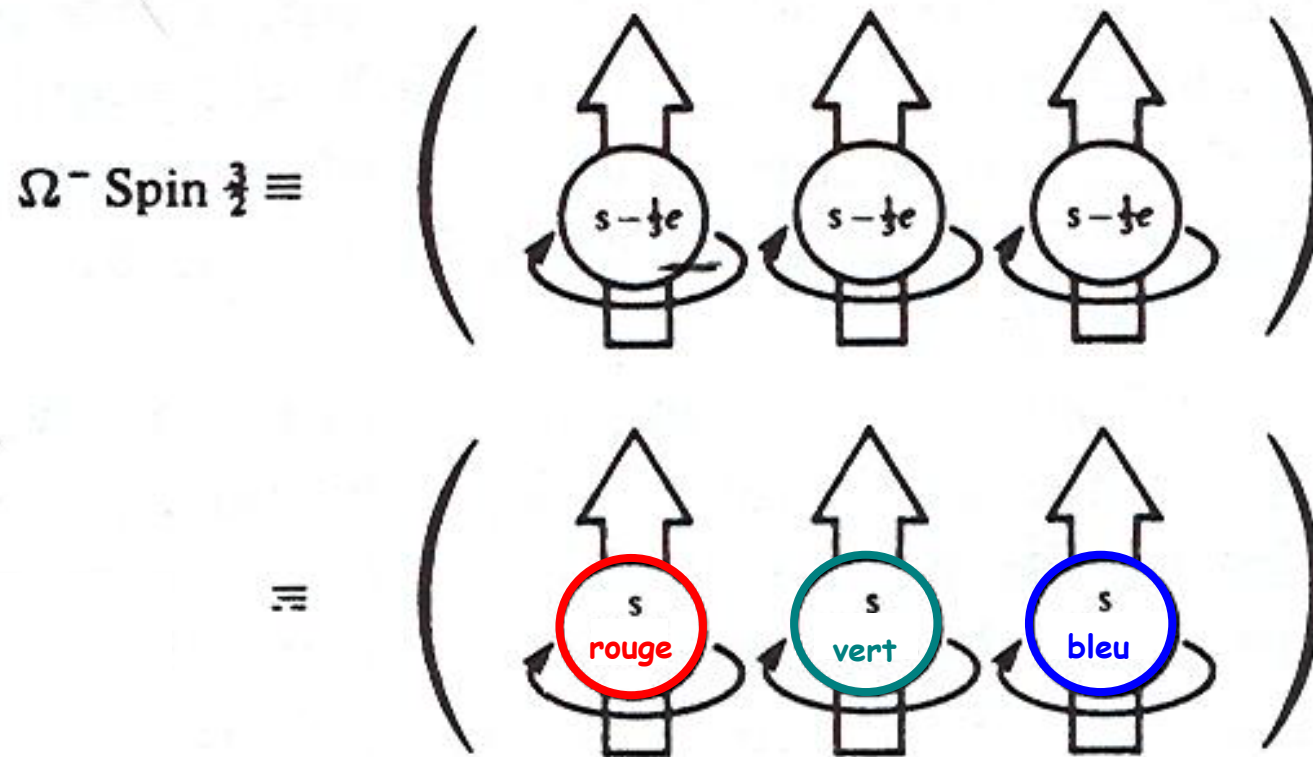
\Rightarrow La fonction d'onde totale incluant la couleur redevient alors antisymétrique dans l'échange des quarks

Les états observables (hadrons) sont des états de couleur blanche

Le même raisonnement s'applique au $\Delta^{++} = uuu$ et au $\Delta^- = ddd$



Le principe de Pauli est sauvegardé par l'introduction de la couleur



Les trois quarks s sont en fait discernables car ils portent un nombre quantique de couleur différent

Preuves expérimentales : quarks, gluons et couleur

Le modèle des partons

La preuve de la structure composite des protons est venue d'une version moderne de l'expérience de Rutherford.

Diffusion électron-proton avec un faisceau d'électrons de 20 GeV provenant de l'accélérateur de 2 miles de SLAC (1968 – 69).

Possibilité d'étudier

- la diffusion élastique $e^- + p \rightarrow e^- + p$,
- les diffusions inélastiques $e^- + p \rightarrow e^- + \text{hadrons}$,
- les collisions “profondément inélastiques”

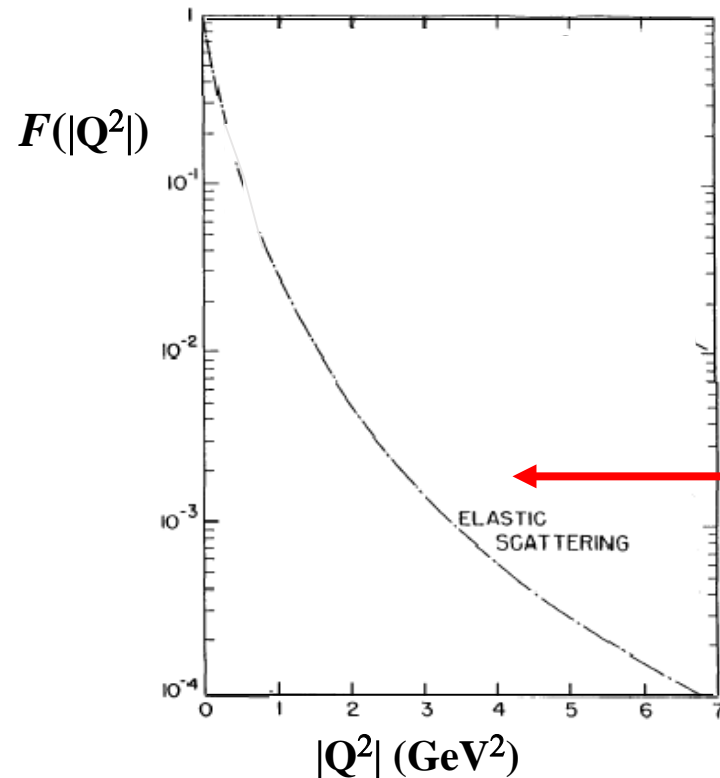


L'accélérateur de 2 miles du SLAC à Stanford (USA)

Lors de la **diffusion élastique** d'une particule ponctuelle de charge $|e|$ à haute énergie ($e + p \rightarrow e + p$), la section efficace est égale à la section efficace de Mott

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = F(|Q^2|)\sigma_M$$

Pour une distribution de charge étendue, la section efficace différentielle est égale à la section efficace de Mott multipliée par le facteur de forme $F(|Q^2|)$



$|Q| = \hbar/D$ correspond à l'énergie du γ virtuel échangé et D est la dimension de la cible qui contribue à la diffusion.

Quand $|Q|$ augmente \Rightarrow le photon diffuse sur des objets de plus en plus petits.

On attend $F(|Q^2|) = 1$ pour une particule ponctuelle
 \Rightarrow le proton n'est pas ponctuel
 \Rightarrow le proton n'est pas élémentaire !

Les résonances

Les résonances ci-dessous apparaissent suite à la diffusion quasi élastique des électrons sur les constituants des nucléons
 → les nucléons ne sont pas élémentaires

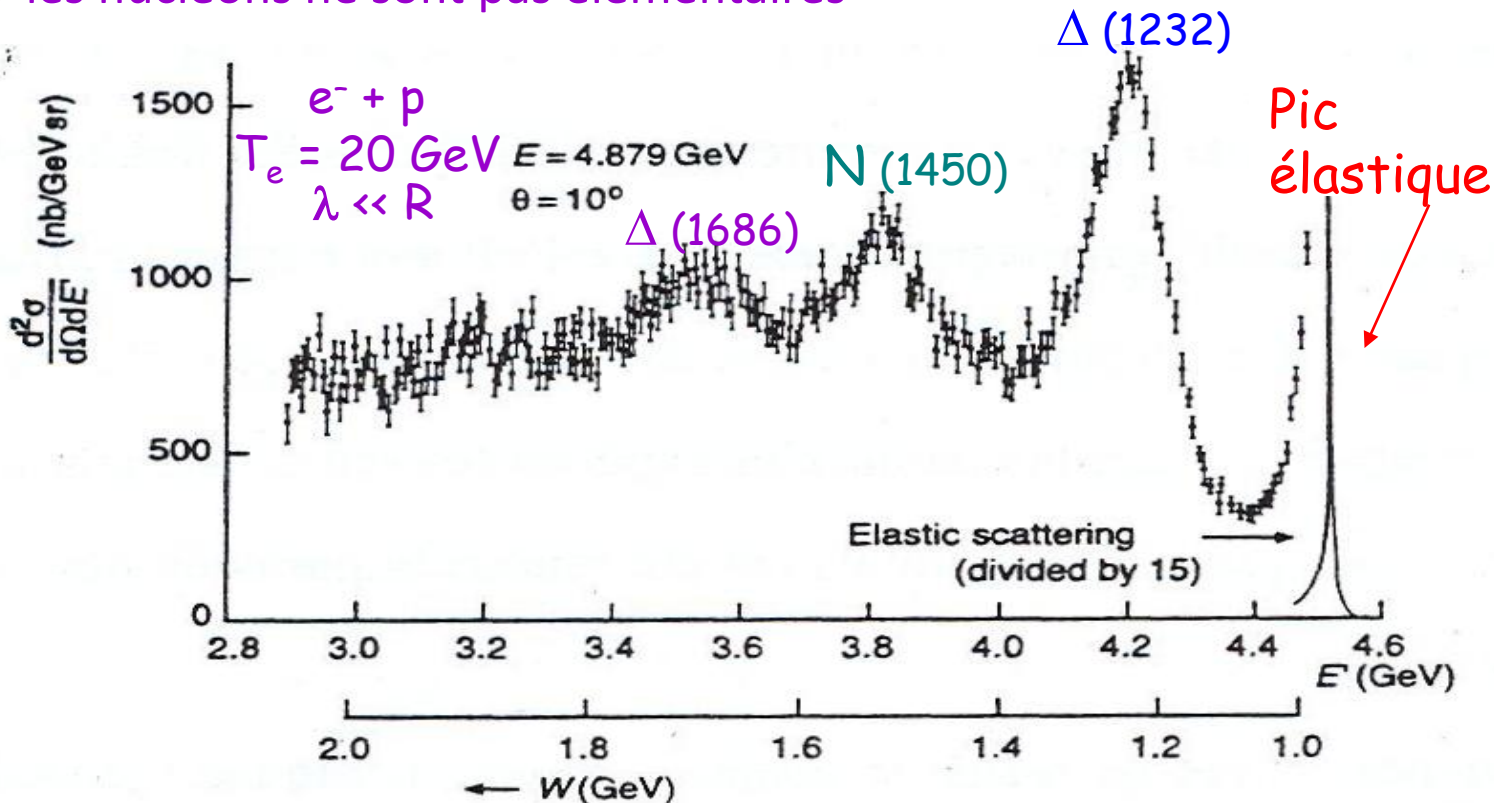
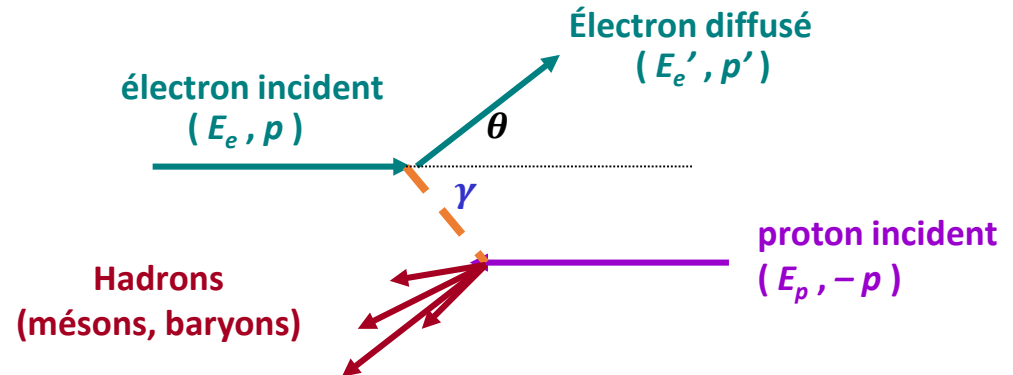
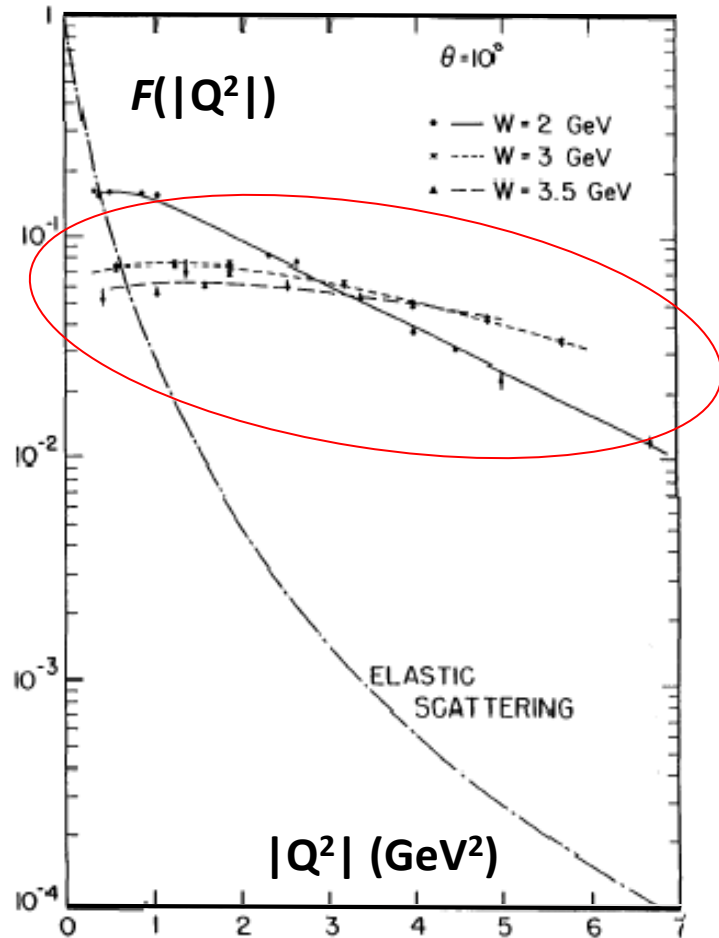


Fig. 7.1. Spectrum of scattered electrons from electron-proton scattering at an electron energy of $E = 4.9$ GeV and a scattering angle of $\theta = 10^\circ$ (from [Ba68])

Collisions profondément inélastiques électron-proton



Energie totale hadronique :

$$W \left(\sum_i E_i \right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i \right)^2 c^2$$

Pour des collisions profondément inélastiques, la section efficace ne dépend que faiblement de $|Q^2|$, ce qui suggère une collision avec une particule ponctuelle !

Ceci correspond donc à des collisions élastiques sur des particules ponctuelles chargées, constituants de spin $\frac{1}{2}$ des protons qui emportent une fraction de l'impulsion du proton incident.

Ces constituants des protons ont été appelés les partons.

Mise en évidence des quarks

La question suivante est alors : **est-ce que les constituants des protons, qu'on appelle les partons, sont les quarks ?** Feynman était convaincu à l'époque que les quarks étaient accompagnés d'autre chose à l'intérieur des protons.

Chaque type de constituant au sein des protons peut être décrit par sa charge électrique e_i (en unités de $|e|$) et par des distributions (dN_i/dx) appelées des fonctions de structure.

Si on suppose que ces constituants sont les quarks u et d , alors les collisions profondément inélastiques $e^- + p$ doivent produire des informations sur une combinaison particulière des fonctions de structure associées.

$$\left(\frac{dN}{dx} \right)_{e-p} = e_u^2 \frac{dN_u}{dx} + e_d^2 \frac{dN_d}{dx}$$

Attention, ici x correspond à la fraction d'impulsion portée par un quark.

On peut comparer avec les collisions profondément inélastiques $\nu_\mu + p$ et $\bar{\nu}_\mu + p$ à haute énergie, sous l'hypothèse que ces collisions sont aussi des diffusions élastiques sur les quarks.

Sur d :	$\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + \text{hadrons}$	$\nu_\mu + d \rightarrow \mu^- + u$	dépend de dN_d/dx
Sur u :	$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + \text{hadrons}$	$\bar{\nu}_\mu + u \rightarrow \mu^+ + d$	dépend de dN_u/dx

(les interactions de neutrinos sont indépendantes de la charge électrique)

Toutes les collisions $e^- + p$, $\nu_\mu + p$ et $\bar{\nu}_\mu + p$ ont donné des résultats expérimentaux constants avec

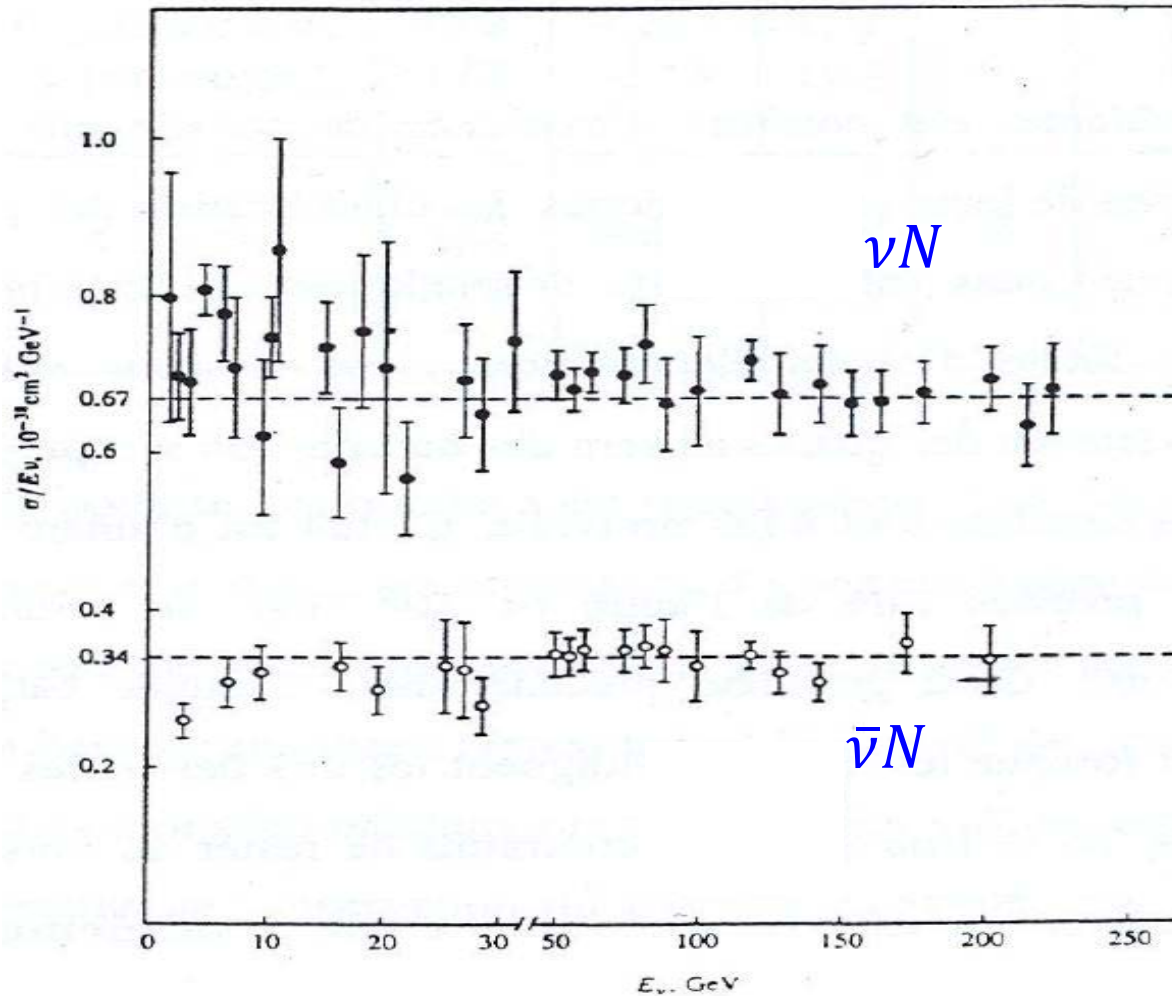
$$e_u^2 = 4/9 \text{ et } e_d^2 = 1/9$$

(ce qui est aussi compatible avec $e_u = 2/3$ et $e_d = -1/3$)



il en a été conclu que les constituants des protons sont les quarks

Sections efficaces totales neutrino-nucléon et antineutrino-nucléon en fonction de l'énergie



$$\sigma_{th} \sim G_F^2 E$$

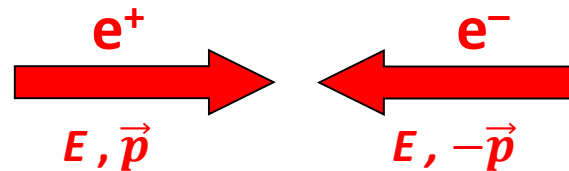
où G_F est la constante de couplage de Fermi

La variation linéaire de σ/E_ν est due à la diffusion élastique neutrino-quark.

Résultats conjoints du CERN, de Fermilab et de Serpukhov.

Mise en évidence de la couleur

La couleur a été mise en évidence en utilisant les collisions e^+e^-



C'est un processus en deux temps.

$$e^+ + e^- \rightarrow \text{photon virtuel} \rightarrow f + \bar{f}$$

Ici f correspond à une particule électriquement chargée de spin 1/2 (muon ou quark, en excluant la diffusion élastique où $f = e$)

Le quadrivecteur énergie-impulsion du photon virtuel est de la forme

$$E_\gamma = 2E_e, p_\gamma = 0 \Rightarrow Q^2 = E_\gamma^2 - p_\gamma^2 c^2 = 4E_e^2 \Rightarrow Q = 2E_e$$

Hypothèse :

$e^+e^- \rightarrow \text{quark } (q) + \text{antiquark } (\bar{q}) \rightarrow \text{hadrons}$

A l'énergie $E \gg m_q c^2$, pour trois quarks u, d, s, on a sans prendre en compte la couleur :

$$R \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = e_u^2 + e_d^2 + e_s^2 = \frac{4}{9} + \frac{1}{9} + \frac{1}{9} = \frac{2}{3}$$

Pour 5 quarks, la valeur de R devient :

$$R \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = e_u^2 + e_d^2 + e_s^2 + e_c^2 + e_b^2 = \frac{4}{9} + \frac{1}{9} + \frac{1}{9} + \frac{4}{9} + \frac{1}{9} = \frac{11}{9}$$

En prenant en compte la couleur, il faut multiplier ces résultats par 3.

On n'attend pas 6 quarks ici car on ne peut produire le quark top (trop lourd)

Pour 5 quarks avec couleur, on attend $R = 3 \times 11/9 = 11/3$

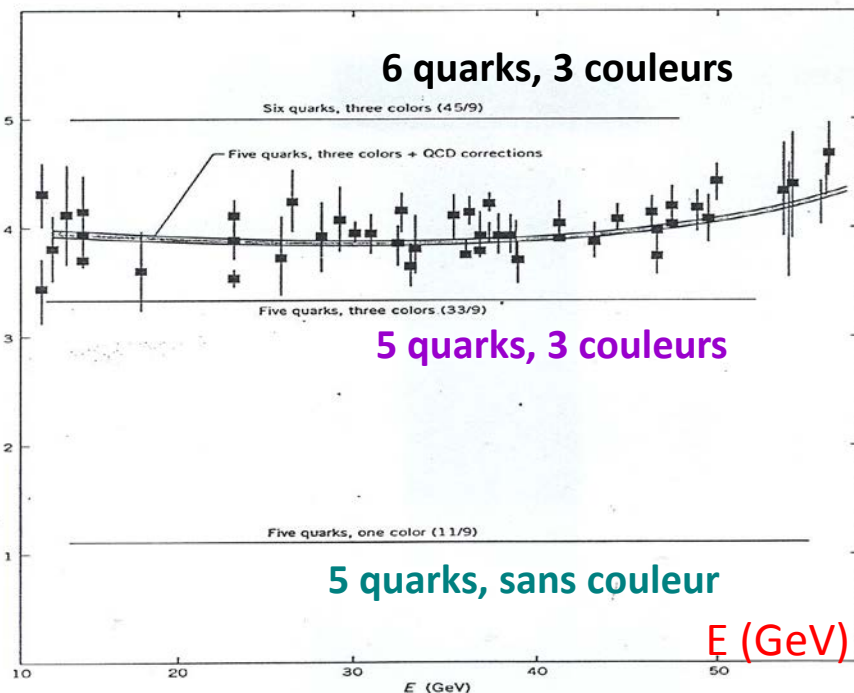
Pour 5 quarks sans couleur, on aurait donc eu $R = 11/9$

R

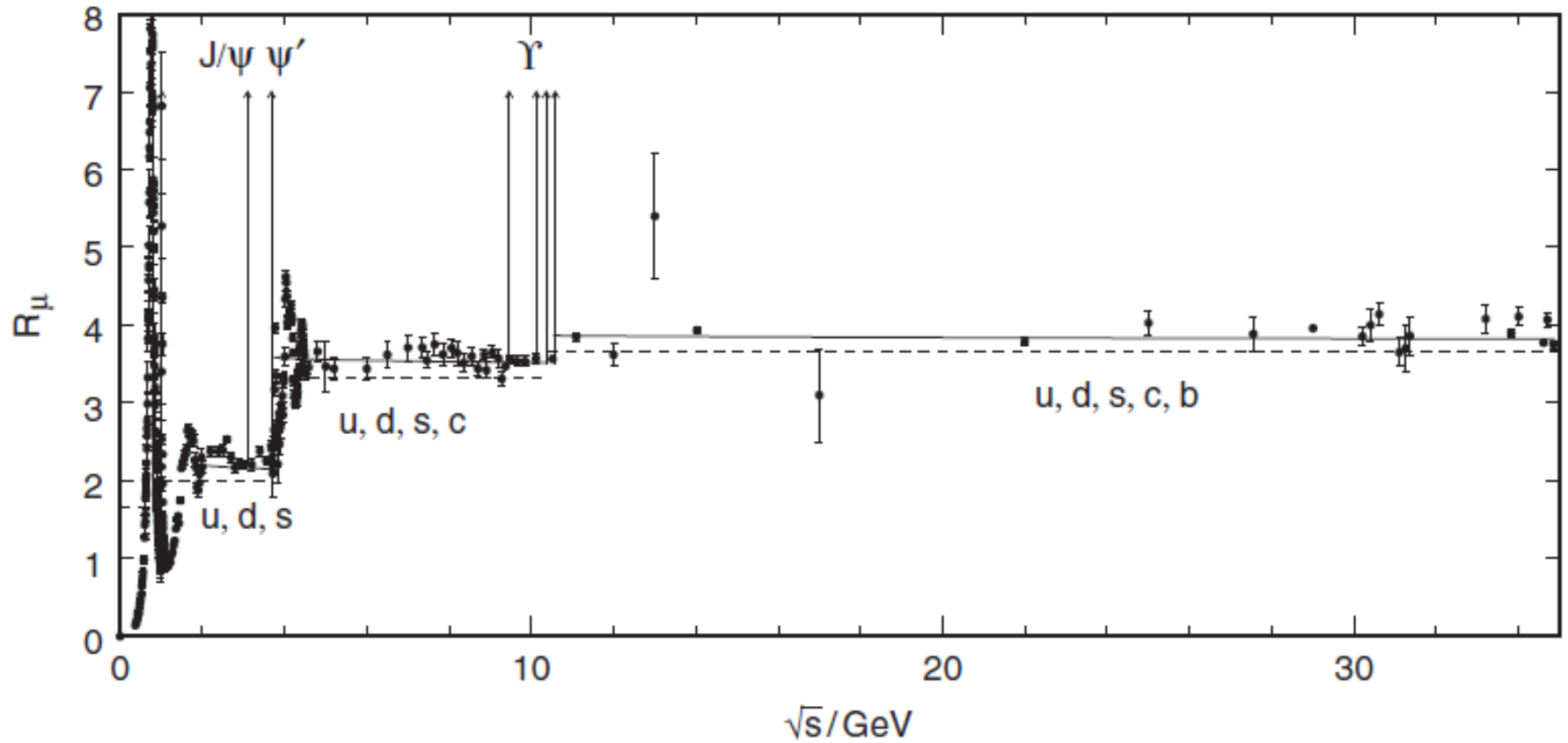
5

3.67

1.22



E (GeV)

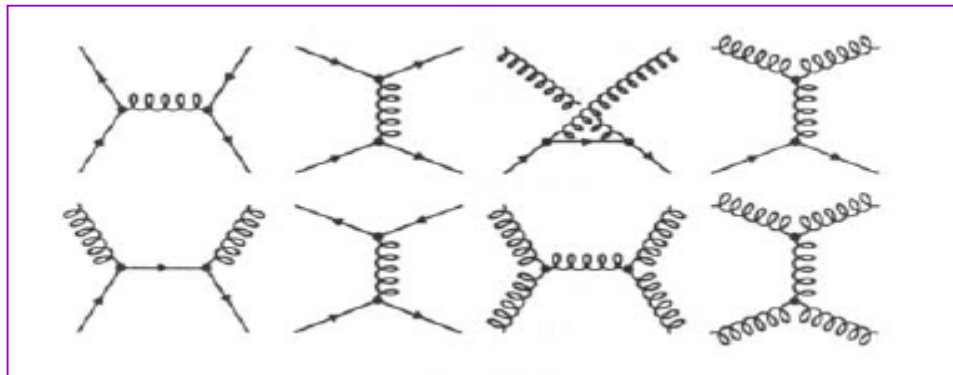


Beringer, J. et al. (Particle Data Group). 2012. Phys. Rev., D86, 010001

L'observation des gluons

Richard Feynman pensait qu'il existait autre chose que les quarks dans le proton. La mise en évidence des gluons est venue en 1978 dans les collisions e^+e^- de 30 GeV (accélérateur PETRA à DESY, Hambourg)

Les gluons, de spin 1 et masse nulle, sont les bosons de l'interaction forte, et portent une charge de couleur.



On peut avoir
diffusion ou annihilation
quark - quark
quark - gluon
gluon - gluon

Plus les quarks sont rapprochés, moins il y a de gluons. La force entre les quarks diminue de ce fait.

C'est le phénomène appelé **LIBERTE ASYMPTOTIQUE**

→ à courte distance, les quarks se comportent donc comme des particules libres

Au contraire, la force entre les quarks augmente quand on tente de les séparer, c'est-à-dire que le nombre de gluons augmente.

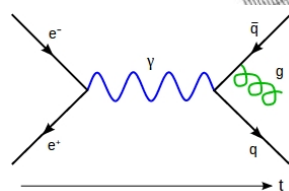
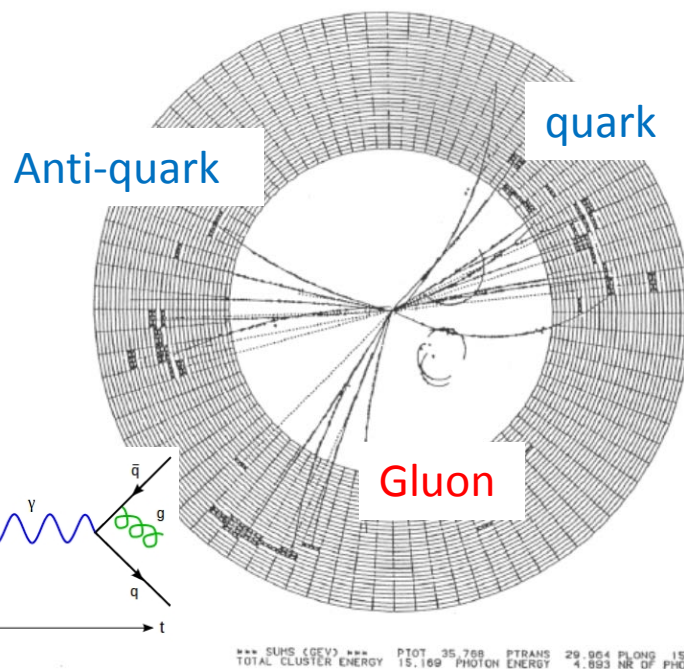
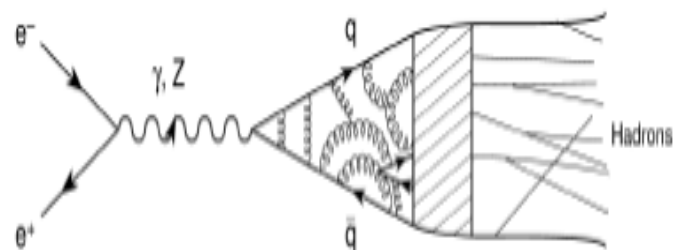
Lorsque finalement une paire quark-antiquark s'annihile ou est produite, il se produit un phénomène appelé fragmentation ou hadronisation, qui provoque la production de hadrons en jet

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}) = \sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q} + q\bar{q}G + q\bar{q}GG + q\bar{q}q\bar{q} + \dots)$$

→ cette fragmentation est la preuve de l'existence des gluons

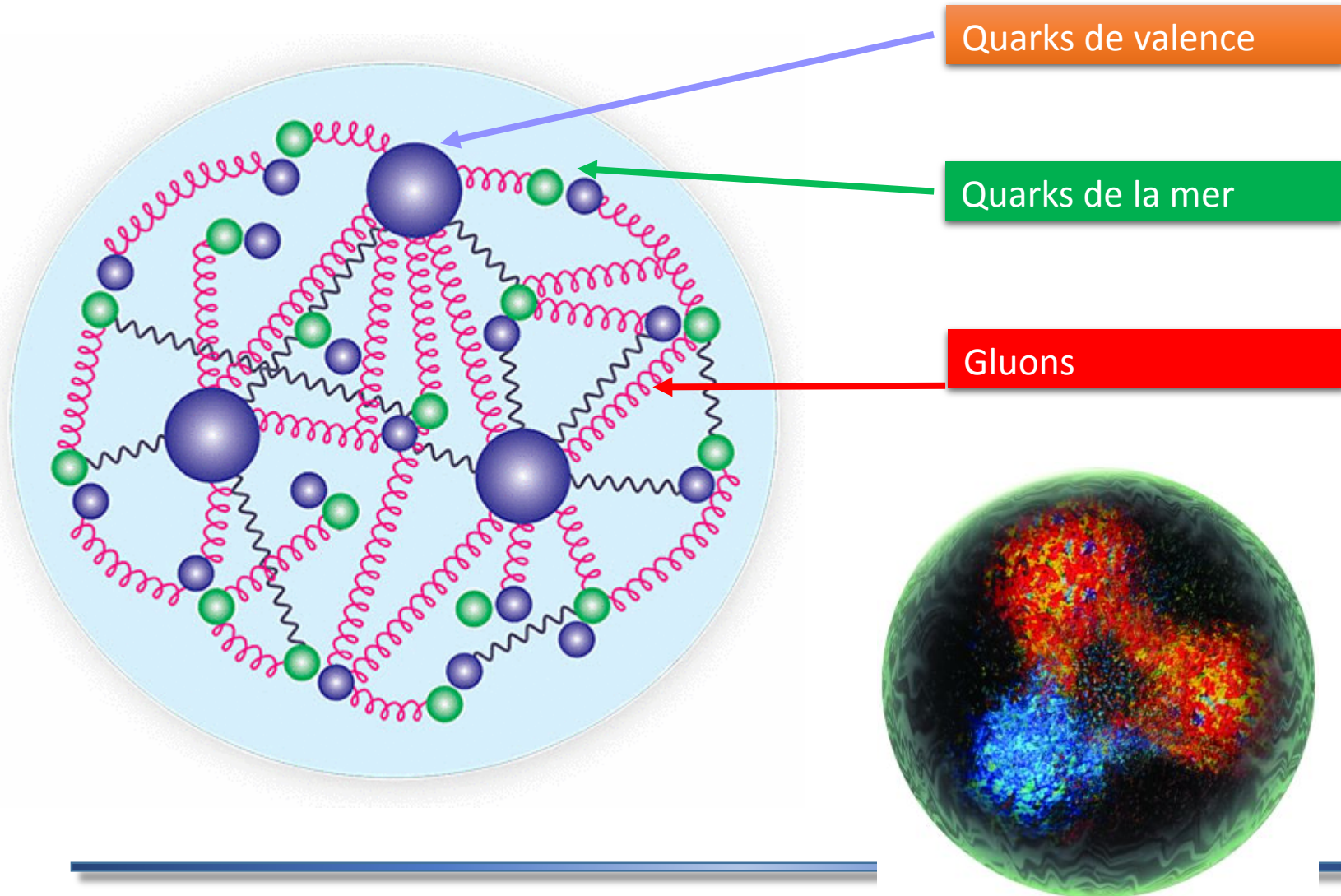
Quarks, gluons, couleur,... sont regroupés dans la théorie appelée chromodynamique quantique ou QCD

Evènement à 3 jets (JADE - DESY)



*** SUMS (GeV) *** PTOT 35.768 PTRANS 29.954 PLOHS 15.788 CHARGE -2
TOTAL CLUSTER ENERGY 15.169 PHOTON ENERGY 4.693 NR OF PHOTONS 11

Les hadrons sont des objets complexes !



Liens avec la recherche

A l'interface entre nucléaire et particules, la physique hadronique s'intéresse aux expériences de DIS (Deep Inelastic Scattering) pour mesurer notamment le spin du nucléon

Les expériences de DIS sont par exemple des expériences de diffusion de leptons polarisés sur des noyaux à une énergie suffisamment importante (supérieure à quelques dizaines de GeV) pour que le photon échangé se couple à un quark individuel du nucléon du noyau. Si la cible est aussi polarisée alors on obtient des informations intéressantes sur la structure du nucléon et aussi sur son spin.

Notre connaissance actuelle de la structure du nucléon est que les trois quarks de valence ($p \equiv uud$ et $n \equiv ddu$), s'ils suffisent à reproduire les nombres quantiques internes du proton et du neutron, sont totalement insuffisants pour expliquer l'ensemble des résultats expérimentaux, notamment ceux de la diffusion profondément inélastique.

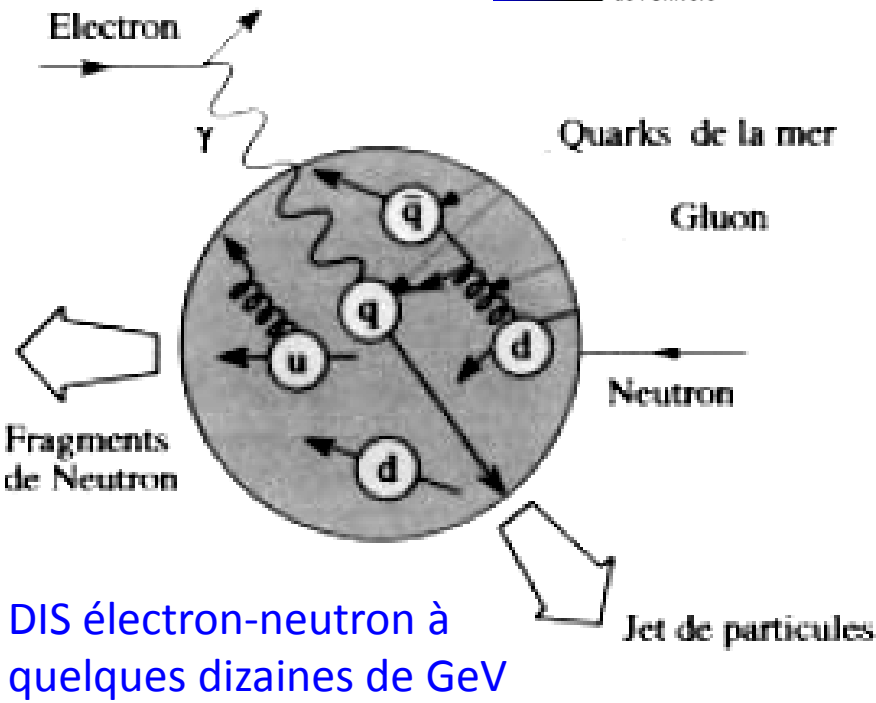
Résultats des expériences de DIS



Il faut considérer qu'au sein des nucléons, les quarks de valence émettent des gluons, eux-mêmes créant des paires quark-antiquark : c'est le **modèle des partons**.

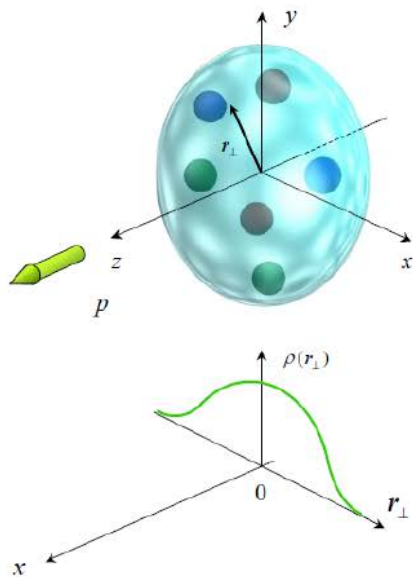
Le volume du confinement baigne ainsi continûment dans **une mer de quarks et d'antiquarks**, qui sont essentiellement du type u et d pour le proton, mais aussi de type s !

Le nucléon comporte donc aussi une partie étrange...

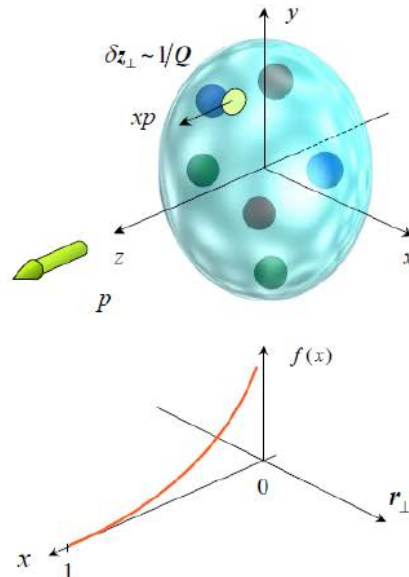


Les expériences de DIS au CERN et au SLAC ont permis de vérifier la validité de la QCD pour décrire l'interaction forte. Mais elles ont aussi montré que la fraction du spin du nucléon portée par les quarks n'était en moyenne que de 30%. Les derniers résultats de l'expérience COMPASS donnent une contribution des gluons compatible avec zéro

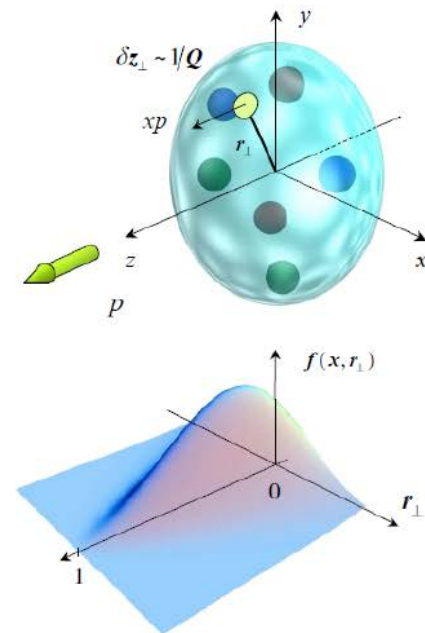
(C. Franco Nuclear and Particle Physics Proceedings 273–275 (2016) 2084–2090)



Diffusion élastique ->
distribution spatiale
transverse des quarks
Ex : $e^- + p \rightarrow e^- + p$
(exclusive)



Diffusion profondément
inélastique (DIS) ->
distribution en moment
des quarks
Ex : $e^- + p \rightarrow e^- + X$
(inclusive)



Diffusion Compton
profondément virtuelle
(DVCS)-> distribution
spatiale transverse et en
moment des quarks (GPD)
Ex : $e^- + p \rightarrow e^- + p + \gamma$
(exclusive)

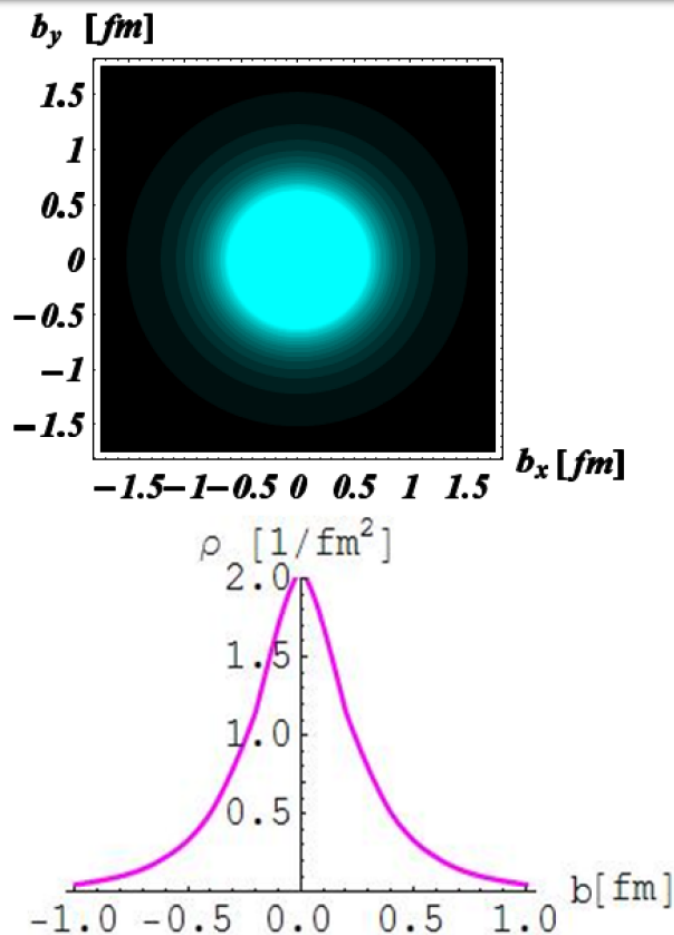


Figure 2.3: Upper panel: quark transverse charge density in an unpolarized proton [45]. Lower panel: $\rho(b_{\perp})$ [43] using the Fourier transform of the FFs parametrization of [47].

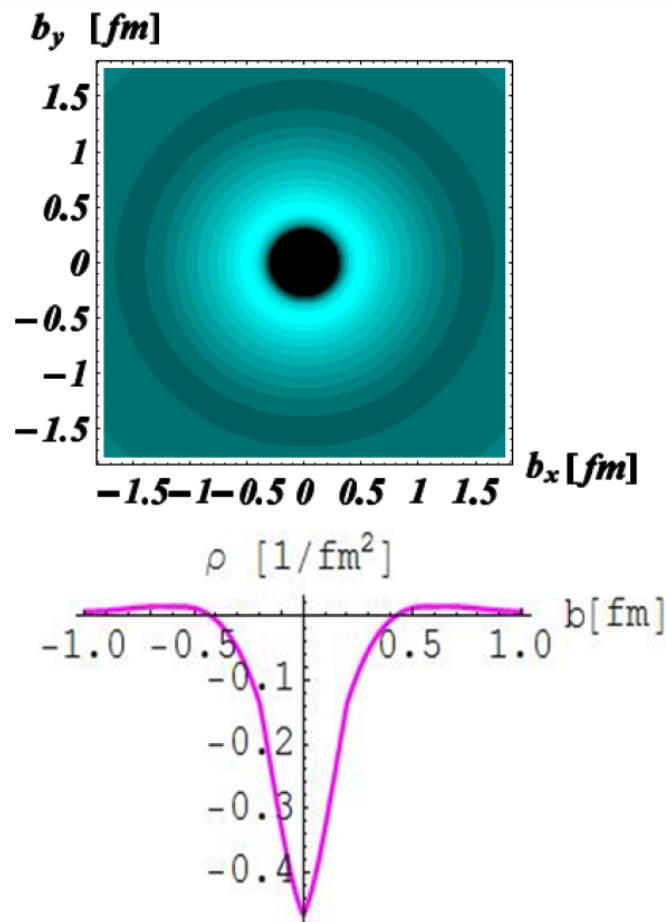
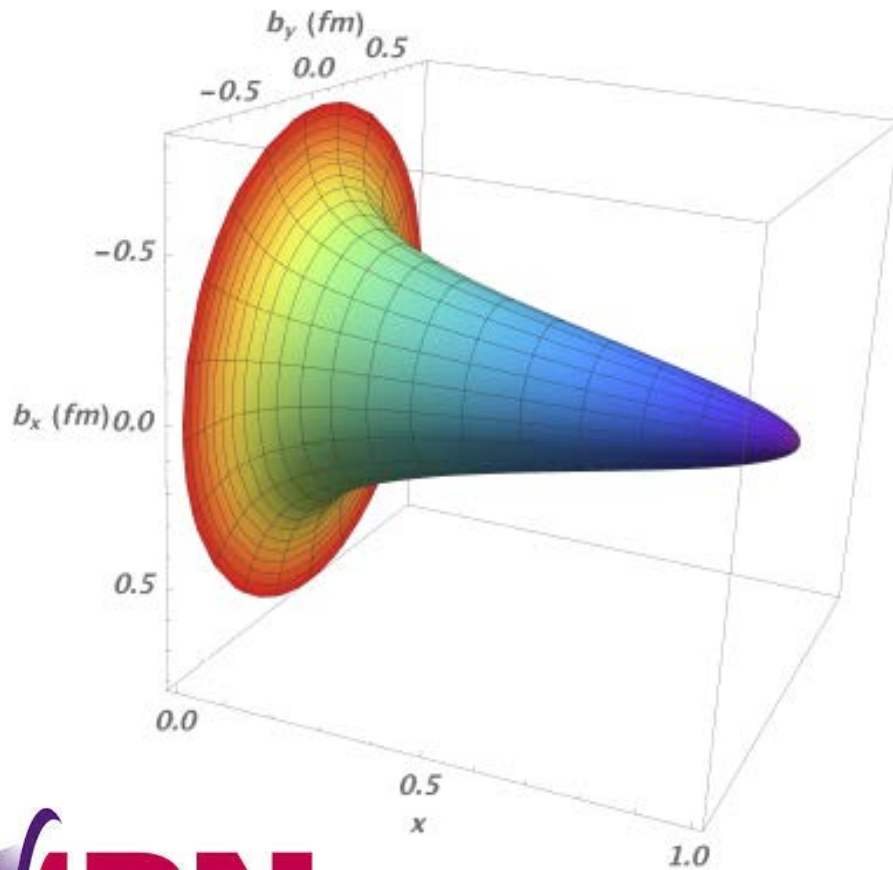
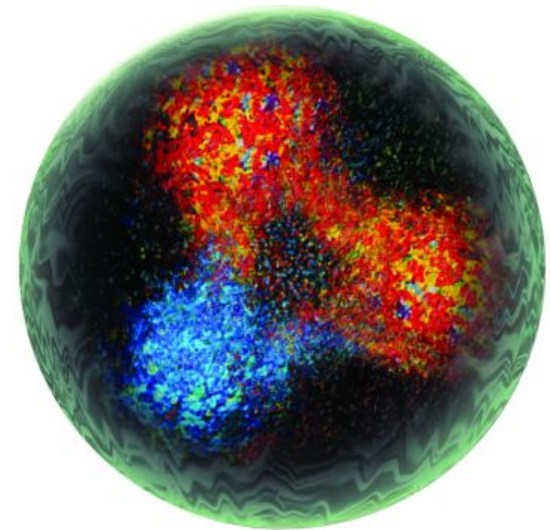


Figure 2.4: Upper panel: quark transverse charge density in an unpolarized neutron [45]. Lower panel: $\rho(b_{\perp})$ [43] using the Fourier transform of the FFs parametrization of [47].



Tomographie du proton !
"impulsion (longitudinale) -
position (transverse)"



A haute température, les calculs de QCD indiquent que les quarks et les gluons ne sont plus confinés à l'intérieur des hadrons et peuvent se propager sur des grandes distances comparées à l'échelle typique de confinement, $\Lambda_{QCD}^{-1} \sim 1 \text{ fm}$.

Ce déconfinement peut intervenir dans les premiers instants d'une collision d'ions lourds, lorsque les densités d'énergie atteintes sont importantes. Il peut être suivi par la formation d'un gaz en équilibre thermique de quarks et de gluons interagissant faiblement : le plasma de quarks-gluons (PQG) → lien avec le Big-Bang.

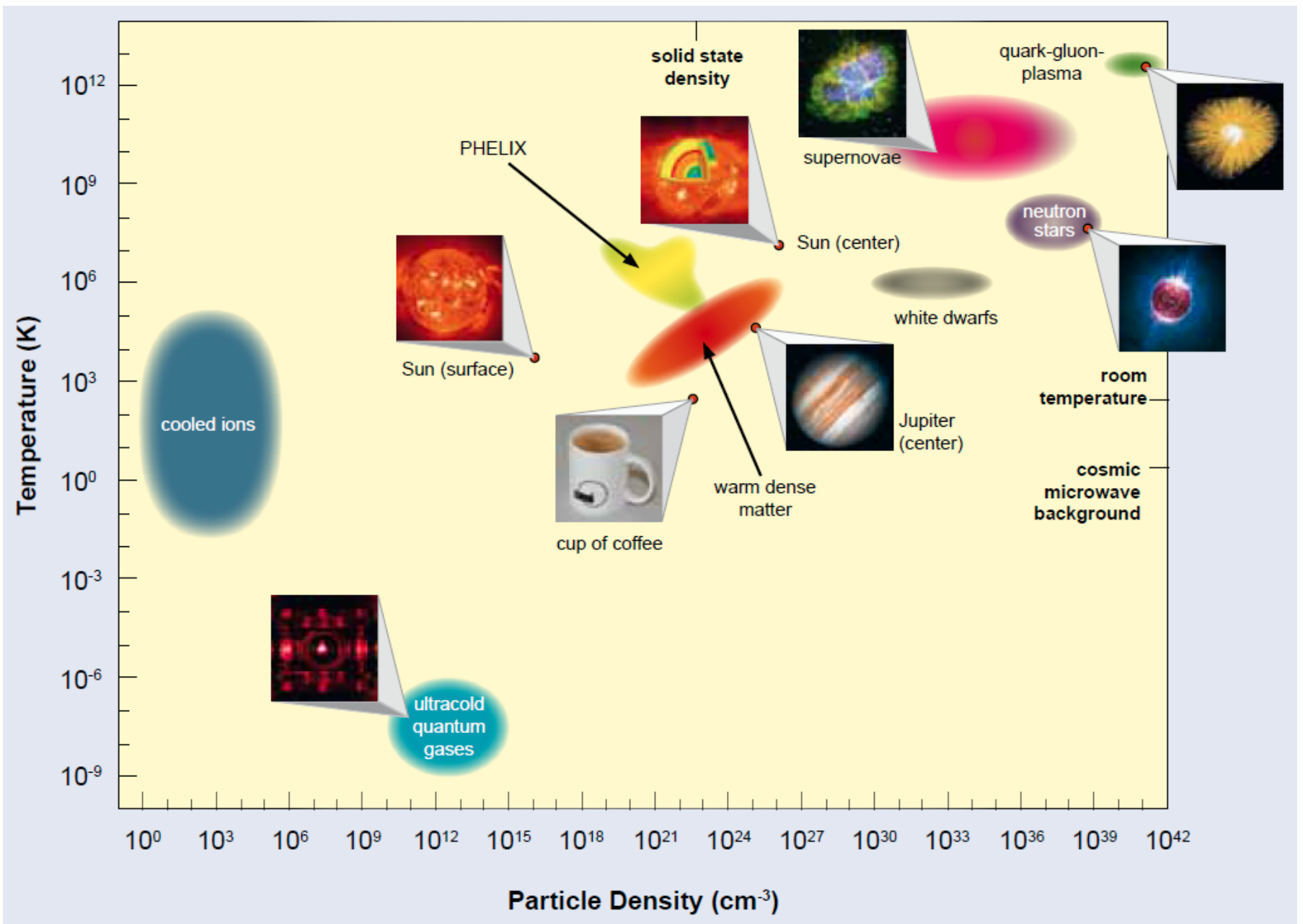
Un des buts actuels de la physique des ions lourds de haute énergie est l'étude de ce nouvel état de la matière.

Intérêt de l'étude des quarkonia (déf du quarkonia dans le chapitre suivant)

Dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, un PQG est formé sur une très courte durée, avant de se désintégrer en hadrons qui pourront être observés dans les détecteurs.

Une des signatures de la production d'un PQG, activement étudié à l'heure actuelle (RHIC à Brookhaven et ALICE au LHC), est la suppression de la production des états liés de charmonium $c\bar{c}$, comme le J/Ψ et le Ψ' ou de bottomonium.

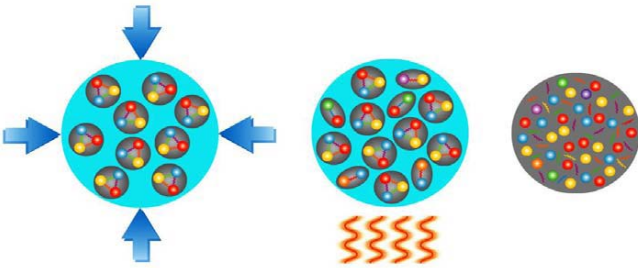
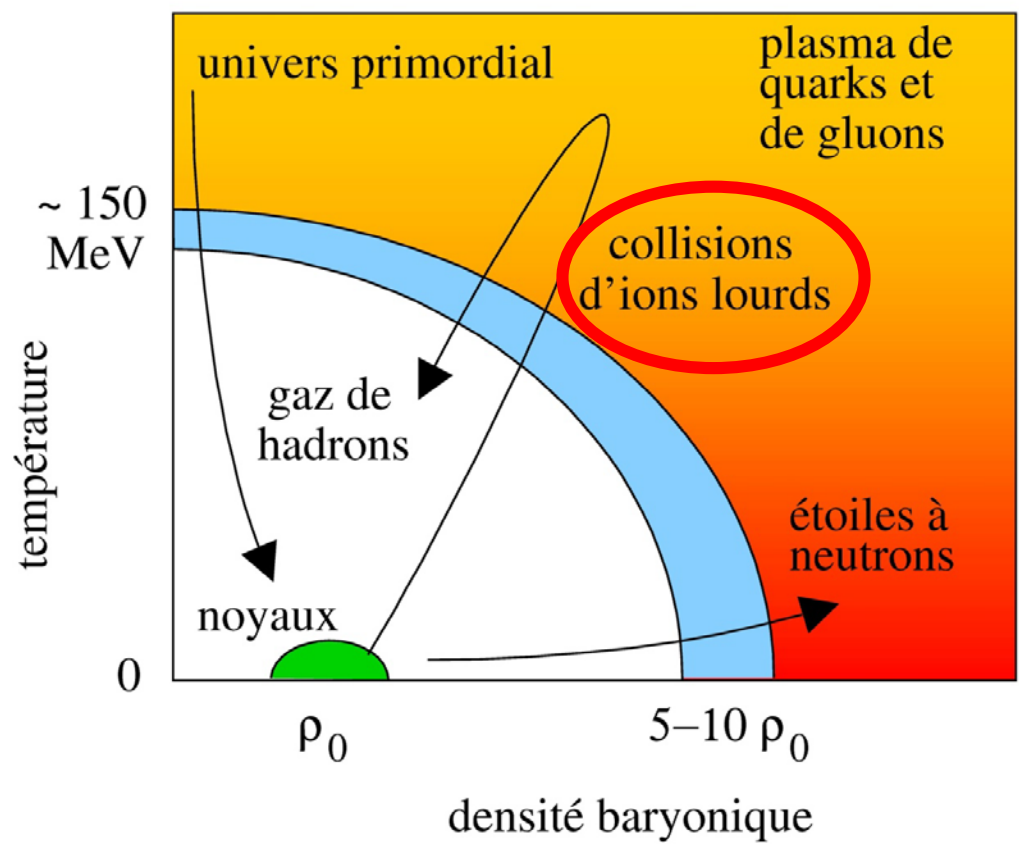
Le Plasma de Quarks et de Gluons



Comment y parvenir

A faible densité
chauffer

En augmentant la densité d'énergie



Pression + Chaleur = QGP

A faible température
augmenter la densité

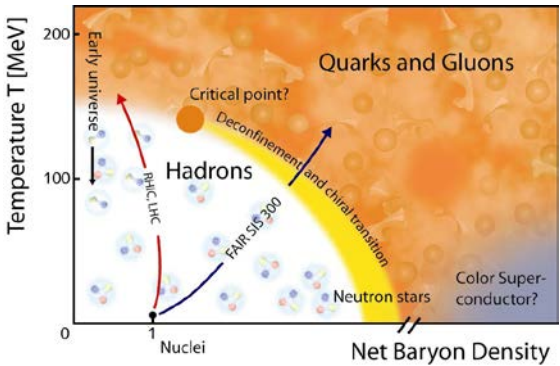
Le Plasma de Quarks et de Gluons

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4g^2} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a + \sum_f \bar{\psi}_f (i \gamma^\mu D_\mu + m_f) \psi_f$$

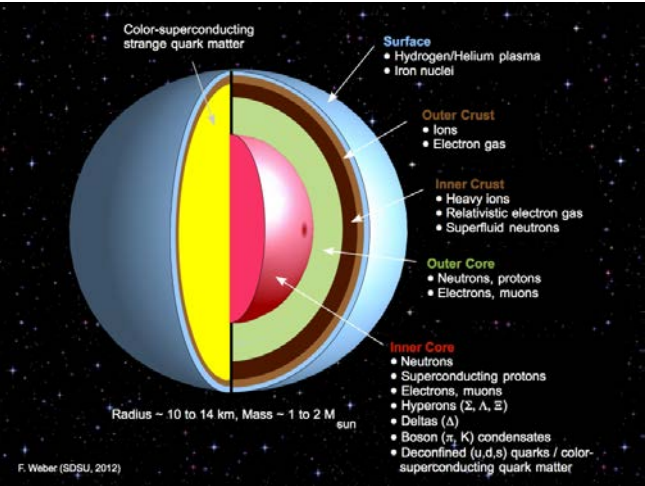
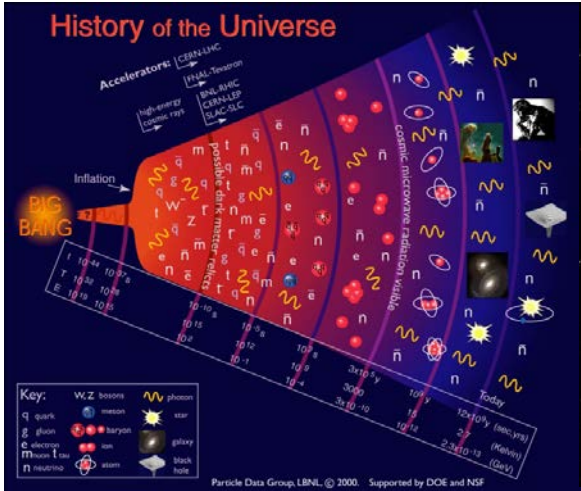
where $G_{\mu\nu}^a \equiv \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + ig f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$
and $D_\mu \equiv \partial_\mu + i g A_\mu^a T^a$

But scientifique

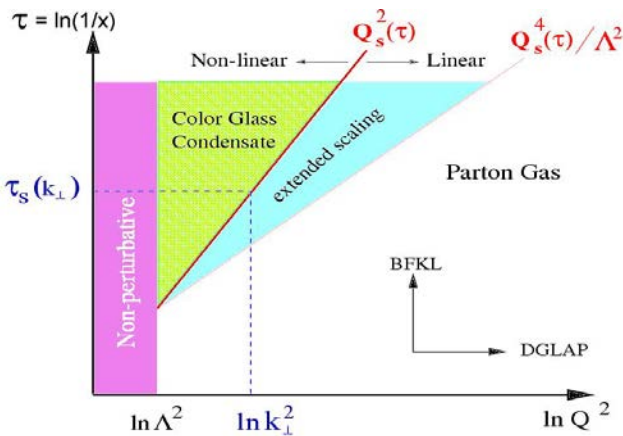
Etudier les propriétés de base de l'interaction forte
Déconfinement - brisure de la symétrie chirale



Etudier le diagramme de phase de la matière nucléaire



Comprendre les premiers instants de l'évolution de notre Univers et certains phénomènes astrophysiques (GRB, CDM, ...)



Etudier la dynamique des partons à petit x et haute densité (CGC)

Suppression des quarkonia
: le cas du J/ψ !

Le J/Ψ est un état c \bar{c} bar
très fortement lié

state	J/ψ(1S)	χ _c (1P)	ψ'(2S)	Υ(1S)	χ _b (1P)	Υ(2S)	χ _b (2P)	Υ(3S)
T _d /T _c	2.10	1.16	1.12	> 4.0	1.76	1.60	1.19	1.17

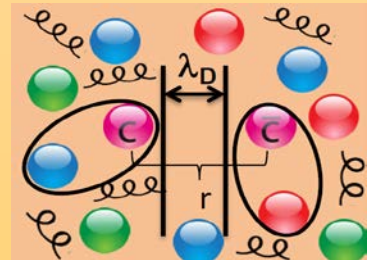
Etat c \bar{c}

Etat b \bar{b}

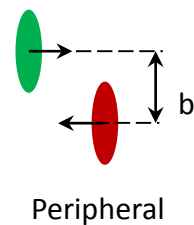
Dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, à T ≫ T_c,
l'écrantage de Debye est induit par la haute densité de charges
de couleurs dans le milieu.

-> La suppression du J/ψ est une signature du déconfinement

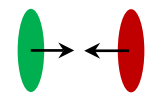
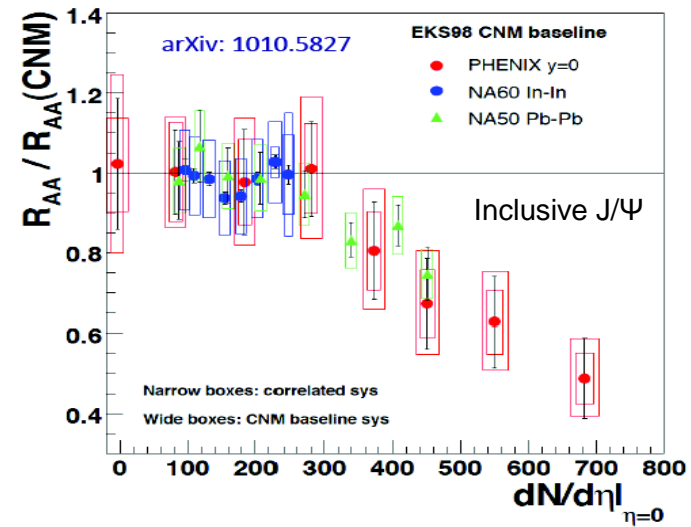
T. Matsui and H. Satz, J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation, Phys. Lett. B178, 416(1986)



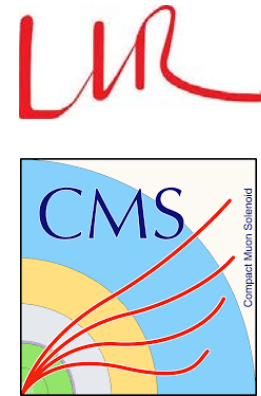
Suppression du J/Ψ
mesurée au SPS et au
RHIC ►

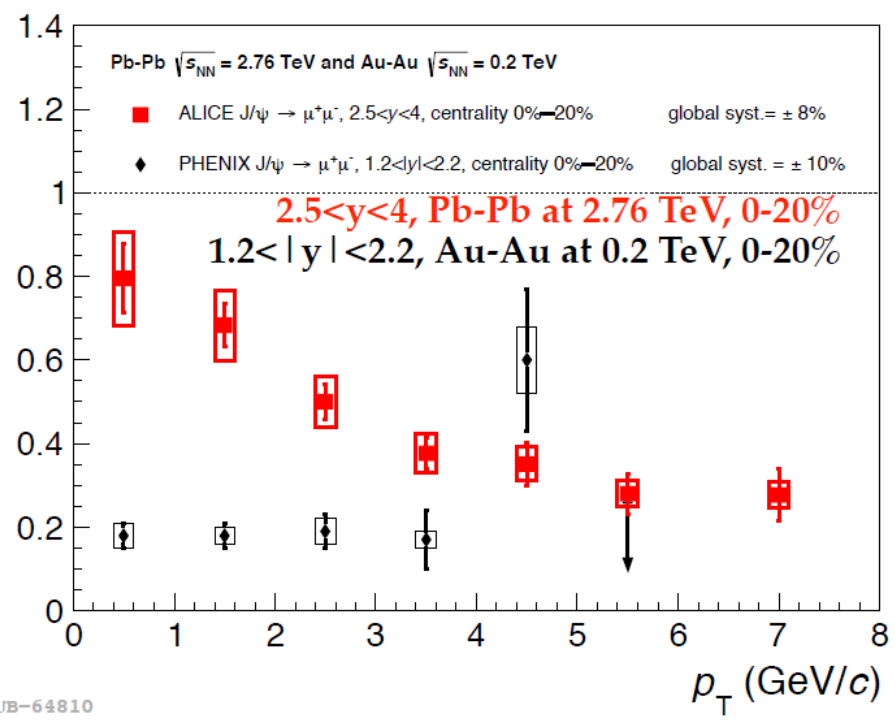
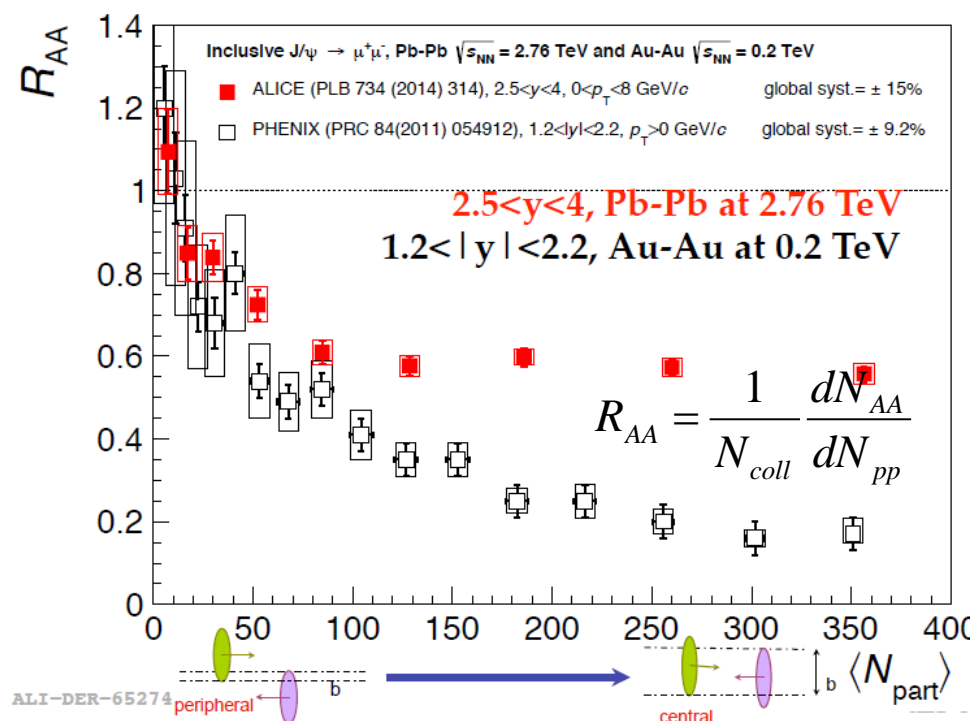


Peripheral



Central





Suppression moins importante au LHC qu'à RHIC !

Comportement très différent à bas p_t

Mesures favorables à un scénario de recombinaison

Nécessitent obligatoirement pour une interprétation correcte de prendre en compte les effets nucléaires froids (sans formation de QGP) -> mesure p+A

