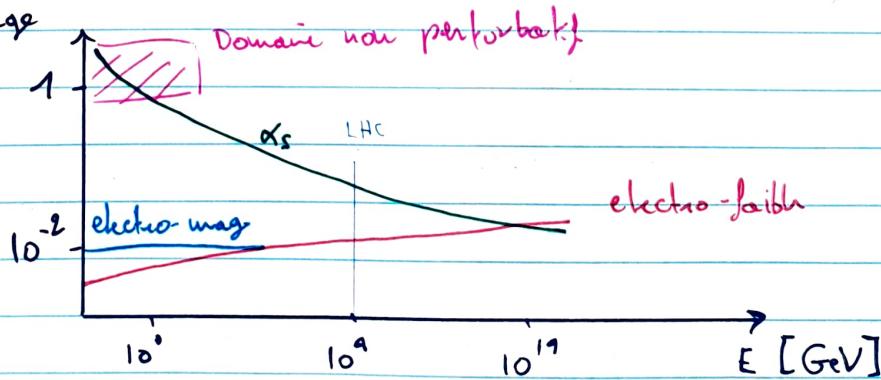


PHYSIQUE DES INTERACTIONS FORTES - F477

Laurent Favart - IINHE

1 INTRODUCTION

- Apès années 1960, la QCD (quantum chromodynamics) permet de décrire de manière simple la diversité des objets hadroniques et de prédire leurs interactions apd quarks et des gluons.
- 3 difficultés p/r à la QED :
 - ① La constante de couplage associée à la QCD α_s peut atteindre des valeurs supérieures à l'unité (lors d'interactions se déroulant sur un temps long).
 - Si $\alpha_s \sim 1$: confinement des quarks
 - Si $\alpha_s \ll 1$: liberté asymptotique ($\sim \text{GeV}$)
 - ↳ Comment factoriser les phénomènes perturbatifs des non perturbatifs.
 - ② La QCD possède un caractère non abélien qui correspond à l'autocouplage du gluon (champ de jauge de QCD). En effet, les gluons portent une charge de couleur.
 - ③ Les observables sont basées sur la mesure de combinaisons complexes et multiples de quarks et de gluons.



1.1 Un brin d'histoire

1.1.1 1909-1937 : de l'atome au nucléon

① Découverte du noyau atomique

→ 1909 : atomes électriquement neutres, contenant des électrons, chargés négativement et de masse faible

↳ Comment est répartie la matière lourde et chargée positivement au sein de l'atome ?

→ 1909 : Geiger, Marsden et Rutherford bombardent des feuilles de métal par des rayons α ($\sim 10 \text{ MeV}$) issus de ^{214}Po .

↳ Passage du modèle de Thomson ("plum pudding") au modèle de Rutherford (noyau central positif), e⁻ autour.

1911 → Rutherford calcule la dépendance angulaire attendue pour son modèle atomique. La section efficace différentielle en l'angle solide, pour la diffusion d'un particule de spin 0 sur un noyau de spin 0, est donnée par

$$\frac{d\sigma_K}{d\Omega} = \frac{Z^2 \alpha^2}{4 E_\alpha^2} \cdot \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad \text{avec } \alpha = \frac{e^2}{4\pi}$$

↳ déduction : noyau 10^{-4} plus petit que l'atome, $\sim 10^{-14} \text{ m}$

→ 1913 : Bohr propose le modèle de Bohr qui reproduit les raies spectroscopiques de l'hydrogène.

① Le proton et le neutron :

- 1911 : Rutherford montre que l'atome contient des protons
- 1932 : Chadwick montre l'existence du proton neutre, le neutron
- Le proton est le seul hadron stable ($Z > 10^{33} \gamma$)

DEF
Le magnétan de Bohr μ_N est donné par $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_N c}$

	Proton	neutron
masse	938,3 MeV	939,6 MeV
temps de vie	stable	900 à
charge	+1	0
spin	1/2	1/2
moment magnétique	$\sim 3 \mu_N$	$\sim -2 \mu_N$

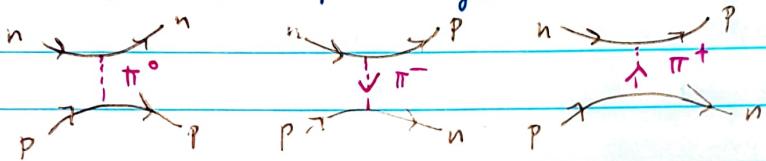
- Le moment magnétique du proton étant éloigné de $1 \mu_N$, on s'attend à une sous-structure.
- Le neutron peut se désintegre de façon faible selon
 $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ (souvent négligé p/r aux IF).
 De plus, $m[{}^2D = (1p, 1n)]$ est stable. On observe
 ${}^2He = (2p, 1n) \rightarrow {}^2D + e^+ + \nu_e$
- Du pdv des IF, le proton \approx neutron. Neisenberg introduira la notion d'isospin pour rendre compte de ces caractéristiques.

① Théorie du Yukawa :

- 1935 : Yukawa imagine le pion pour expliquer la stabilité du noyau des atomes (qui devrait se désintégrer par répulsion E-M) : le pion est porteur de la force nucléaire forte qui lie protons et neutrons. $m_\pi \sim 200 \text{ MeV}$
- 1947 : pion découvert dans les émulsions nucléaires en bombardant une cible de carbone du particule α . On observe

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$$

↳ Motif de Yukawa pour les forces nucléaires :



- La portée de l'interaction R est telle que $R = c \Delta t \sim \frac{\hbar}{\Delta E} \sim \frac{1}{m}$
 La portée des IF $\sim 10^{-15} \text{ m} \Rightarrow$ masse de la particule échangée est donc $m \sim 100 \text{ MeV}$

DEF Le potentiel de Yukawa $U_y(r) = \frac{g}{4\pi r} e^{-r/R}$ pour $r > 0$

Pour $R \rightarrow \infty$, on retrouve le potentiel coulombien de l'Iem.

1.1.2 1940-1960 : les années folles ou une pléthore de hadrons

→ Au milieu des années 1940, on connaît γ , n , p , e^- , $r^?$.

① Des multiplets de hadrons aux quarks

- 1950-55 : développement des accélérateurs de particules (synchrocyclotron, synchrotron, Bevatron, ...). Découverte de l'antiproton et de résonances (particules à courtes durées du vécu).
- 1960 : découverte d'un certaines de hadrons sensibles à l'IF, classés en baryons de spin demi-entier, et de mesons de spin entier.
- 1962 : la voie octuple "eightfold way" fondée sur $SU(3)$ d'hypercharge
- 1964 : le modèle des quarks

② La "voie octuple" :

→ 1932 : Heisenberg introduit l'isospin fort I avec $p = | \frac{1}{2} \frac{1}{2} \rangle$ et $n = | \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \rangle$ (en général, un nucléon est tq $| I \ I_3 \rangle$). L'IF ne peut distinguer ces 2 états \Leftrightarrow invariance par rotation dans l'espace d'isospin \Rightarrow conservation du # quantique d'isospin. Le groupe d'invariance associé est $SU(2)$, et le nucléon appartient à la représentation fondamentale 2. Le pion (π^+ , π^0 , π^-) appartient à la rep. adjointe 3.

→ 1947 : découverte des particules étranges. On définit alors
 $\#$ d'étrangeté $\#$ baryonique

DEF 1 l'hypercharge Y tq $Y = \bar{S} + \bar{B}$ et tq $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$

↳ l'hypercharge est conservée dans les IF.

- Neuman et Gell-Mann introduisent alors le groupe d'invariance $SU(3)$ qui combine la symétrie $SU(2)$ d'isospin et l'étrangeté, et classent les hadrons dans les repr. du ce groupe.
- Les hadrons d'un mⁿ multiplet ont les mⁿ spins, parité et C-parité mais \neq hypercharges Y et I_3 .
- Les hadrons sont dans les repr. 8 et 10, et les mesons dans les repr. 1 et 8.

On peut alors lire des r^o. par ex: $\alpha(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) = \alpha(\pi^- n \rightarrow \pi^- n)$
car $|I_3|$ est conservé: $|1 + 1/2| = |-1 - 1/2|$

DEF | La symétrie d'hypercharge est celle symétrie $SU(3)$ non exacte. (particules dans un mⁿ multiplet ont des masses \neq)

DEF | La symétrie d'isospin $SU(2)$ est également brisée par les Iem.

① Le modèle des quarks:

DEF Les quarks sont des particules hypothétiques, membre de la repr. fondamentale 3 de $SU(3)$, appelé alors $SU(3)$ du sareur.

○ Ces quarks ont les #Q suivants:

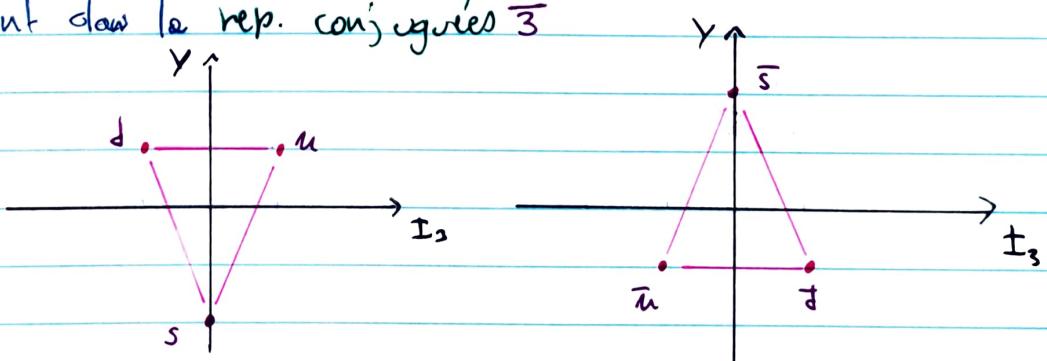
→ charges fractionnaires $(2/3, -1/3, -1/3)$

→ # baryonique $(1/3, 1/3, 1/3)$

→ étrangeté $(0, 0, -1)$

et donc hypercharge $(1/3, 1/3, -2/3)$

○ Ces 3 quarks correspondent à 3 sareurs (u, d, s). Les antiquarks sont dans la repr. conjuguée $\bar{3}$



→ Meson = $(q\bar{q})$ et baryon = (qqq) .

① La structure hadronique :

- 1968 : des expériences de diffusion inélastiques de leptons sur des noyaux montrent que les noyaux sont constitués de particules légères et quasiment libres : les partons.
- En fait, les partons étaient les quarks, en présence d'un potentiel particulier.
- 1970-80 : unification des modèles des hadrons construits après de l'étude du spectroscopie et diffusion à haute énergie et la Chromodynamique Quantique QCD

② La couleur :

- Problème théorique : la ψ d'un baryon était symétrique pour l'échange de 2 quarks (statistique de Fermi - Dirac)
→ Regardons un exemple. Baryons (S, Q, J). On a
 - $\Delta^- (0, -1, 3/2)$, $\Delta^{++} (0, 2, 3/2)$, $\Omega^- (-3, -1, 3/2)$
 - $\Delta^- (\text{ddd}) \quad \Delta^{++} (\text{uuu}) \quad \Omega^- (\text{sss})$
- Ce sont des particules de spin $3/2$, donc J un état particulier où les 3 spins sont alignés, dans l'état $J_z = 3/2$ par ex.
- Pour Δ^{++} , on peut écrire la fonction d'onde comme
$$|\Delta^{++} (J_z = 3/2)\rangle = |uuu\rangle \otimes |\uparrow\uparrow\uparrow\rangle \otimes |\text{orbital}\rangle$$
 - ↳ L'état $|\text{orbital}\rangle$ est associé à $\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)$ solution d'une éq. d'onde.
 - En général, la solution d'énergie minimale d'une telle éq. ne s'annule pas \Rightarrow pas antisymétrique $\Rightarrow |\Delta^{++}\rangle$ pas antisymétrique pour l'échange des 2 quarks quelconques.

DEF

Le nouveau $\#Q$ de couleur est introduit par Greenberg, Han et Nambu. Chaque quark existe en 3 couleurs $N_c = 3$ tel que
 $n = (n_r \ n_g \ n_b) \quad d = (d_r \ d_g \ d_b) \quad s = (s_r \ s_g \ s_b)$

→ On associe le groupe de symétrie $SU(3)_c$ à ce nouveau $\#Q$.

- Chaque quark est un triplet de couleur, et on postule que les hadrons sont des 1 de couleur (les hadrons sont incolores et la couleur est donc une symétrie cachée).

↳ La fonction d'onde du 1^{++} , de spin $J_z = 3/2$ est donnée par :

$$1^{++} = \frac{1}{\sqrt{6}} \left(\bar{u}_r^{\uparrow} u_g^{\uparrow} u_b^{\uparrow} - \bar{u}_r^{\uparrow} u_b^{\uparrow} u_g^{\uparrow} - \bar{u}_g^{\uparrow} u_r^{\uparrow} u_b^{\uparrow} + \bar{u}_g^{\uparrow} u_b^{\uparrow} u_r^{\uparrow} - \bar{u}_b^{\uparrow} u_r^{\uparrow} u_g^{\uparrow} \right) + \bar{u}_b^{\uparrow} u_g^{\uparrow} u_r^{\uparrow}$$

est totalement antisym pour permutation des couleurs.

- La fonction d'onde d'un baryon s'écrit selon :
- $$|\text{hadron}\rangle = |\text{couleur}\rangle \otimes |\text{savours}\rangle \otimes |\text{spin}\rangle \otimes |\text{orbital}\rangle$$
- Il n'existe alors pas de hadrons dans 1 de savour car sa fct d'onde serait globalement symétrique (car antisym dans les couleurs et dans les savours).
- Les mésons sont des singuliers de $SU(3)_c$, et leur fct d'onde du pdv de la couleur s'écrit
- $$\text{meson} = \frac{1}{\sqrt{3}} (q_r \bar{q}'_r + q_g \bar{q}'_g + q_b \bar{q}'_b)$$
- Les états de couleurs sont dégénérés (pas de \neq de niveaux dirigés pour \neq états de couleurs). C'est l'invariance de Jauge par rotation dans l'espace de couleur $SU(3)_c$ qui fait apparaître les charges de Jauge associées aux gluons de QCD.
- Le modèle des quarks s'est enrichi au cours des années avec la découverte de 3 nouveaux éléments.

1.1.3 1968-2015 : Le modèle standard

① Découvertes du charme et de la beauté :

1970 → Un 4^e quark avait été postulé (mécanisme de GIM) pour expliquer que les courants neutres (couplage au Z) conservent la soudure ($Z \rightarrow u\bar{u}$ mais pas $Z \rightarrow d\bar{s}$). De plus, les oscillations $K^0 - \bar{K}^0$ nécessitent d'introduire le charme.

→ 1974 : le méson Ψ ou J/ψ est découvert simultanément par:
 $e^+e^- \rightarrow \Psi \rightarrow \text{hadrons}$ $p\text{Be} \rightarrow \Psi + \text{hadrons}$
 ↳ e^+e^- ↳ e^+e^-
 ↳ $\mu^+\mu^-$

→ Le quark "bottom" ou "beauty" est découvert sous forme d'état lié γ en 1977

② Découverte des gluons :

→ 1978 : A Desy, on obtient $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \text{hadrons}$, qui met en évidence le spin 1 du gluon.

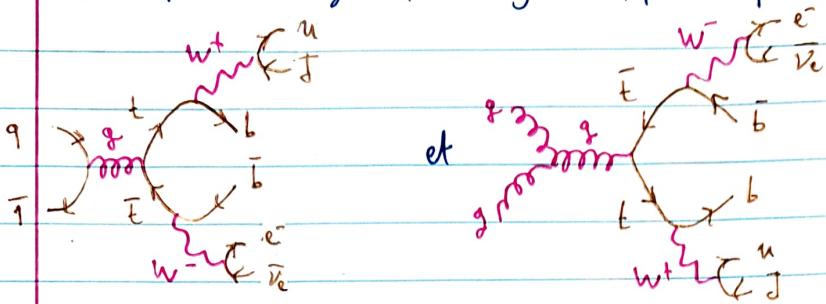
→ Preuve directe : $e^+e^- \rightarrow 3 \text{ jets}$

③ Découverte du top :

→ 1994 ; découverte au TeVatron. Il était aussi nécessaire pour expliquer la large fréquence du mé lange $B^0 - \bar{B}^0$

→ Le quark t ne peut pas former un hadron tE car sa longueur de désintégration $\Gamma_t \sim G_F m_t^3 \Rightarrow \tau_t \sim 10^{-25} \text{ s}$ alors que l'hadronisation a pour échelle d'énergie $1_{ACD} \sim 200 \text{ MeV} \Rightarrow \tau_{had} \sim 10^{-23} \text{ s}$

- La mise en évidence d'un signal issu de la production du top est faite en sélectionnant une topologie du type {4 jets, un lepton chargé et un grand p_T manquant ?} :



② Résumé :

- Les quarks apparaissent en 6 savcours, regroupés en 3 générations : (u, d), (c, s) et (t, b). Chaque quark ayant 3 couleurs (r, g, b)

quark	B	Q	I_3	σ	c	b	t	masse
u	$1/3$	$2/3$	$1/2$	0	0	0	0	10^{-3} GeV
d	$1/3$	$-1/3$	$-1/2$	0	0	0	0	10^{-3} GeV
s	$1/3$	$-1/3$	0	-1	0	0	0	10^{-2} GeV
c	$1/3$	$2/3$	0	0	1	0	0	1 GeV
b	$1/3$	$-1/3$	0	0	0	-1	0	4 GeV
t	$1/3$	$2/3$	0	0	0	0	1	10^4 GeV