

# Physics of Strong Interactions

ULB MA | 2023–2024 | Prof. Laurent FAVART

## Chapitre 1: Introduction

Notes manuscrites (scannées)

Antoine Dierckx • ant.dierckx@gmail.com

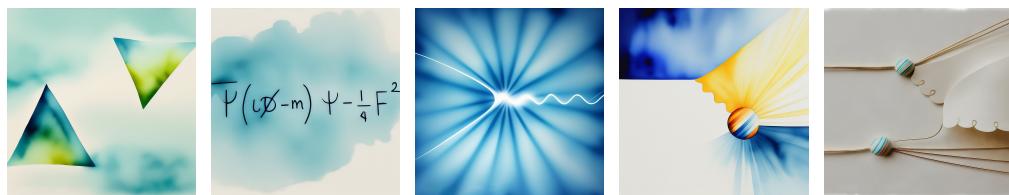
**Attention: uniquement le chapitre 1 ici.** Ce document DocHub contient **uniquement le premier chapitre**. L'ensemble des chapitres, des notes personnelles, des corrections d'exercices et une liste d'ouvrages de référence se trouvent sur mon site web.

- **Tous les chapitres :** voir la page du cours
- **Corrections d'exercices & travaux personnels :** voir la page principale.
- **Ouvrages de référence :** voir la section bouquin.

**Accéder au reste :** scannez ou cliquez ici



<https://adierckx.github.io/NotesAndSummaries/Master/MA1/PHYS-F-477>



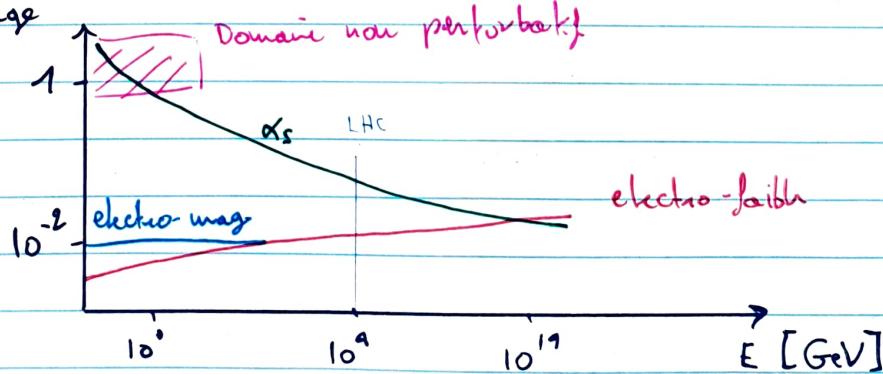
*Avertissement.* Les notes publiées ici sont basées sur ma compréhension des cours et n'ont pas fait l'objet d'un examen ou d'une vérification indépendante. J'espère qu'elles sont utiles, mais il peut y avoir des erreurs ou des inexactitudes. Si vous trouvez des erreurs ou si vous avez des suggestions d'amélioration, n'hésitez pas à me contacter à l'adresse suivante : [ant.dierckx@gmail.com](mailto:ant.dierckx@gmail.com). Merci !

# PHYSIQUE DES INTERACTIONS FORTES - F477

Lorennt Favart - IINE

## 1 INTRODUCTION

- Afin années 1960, la QCD (quantum chromodynamics) permet de décrire de manière simple la diversité des objets hadroniques et de prédire leurs interactions entre quarks et des gluons.
- 3 difficultés p/r à la QED :
  - ① La constante de couplage associée à la QCD  $\alpha_s$  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  $\alpha$  ( $\sim 10 \text{ MeV}$ ) issus de  $^{214}\text{Po}$

↳ 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:

- 1919 : 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 ( $\tau > 10^{33} \text{ s}$ )

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

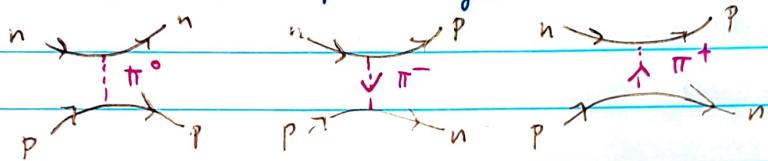
	Proton	neutron
masse	938,3 MeV	939,6 MeV
temps de vie	stable	900 s
charge	+1	0
spin	1/2	1/2
moment magnétique	$\sim 3 \mu_N$	$\sim -2 \mu_N$

- Le moment magnétique du proton étant éloigné de  $1 \mu_N$ , on s'attend à une sous-structure.
- Le neutron peut se désintiquer 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  
 ${}^2\text{He} = (2p, 1n) \rightarrow {}^2D + e^+ + \nu_e$
- Du pdv des IF, le proton  $\approx$  neutron. Neirnberg introduit 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  $\alpha$ . On observe
 
$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$$

↳ Motif de Yukawa pour les forces nucléaires :



$$\rightarrow \text{La partie de l'interaction R est telle que } R = c \Delta t \sim \frac{\hbar}{\Delta E} \sim \frac{1}{m}$$

La partie 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  $\{n, p, e^-, \gamma\}$ .

### ① Des multiplets de hadrons aux quarks

- 1950-50 : développement des accélérateurs de particules (synchrocyclotron, synchrotron, Bevatron, ...). Découverte de l'anti proton et de résonances (particules à courte durée de vie).
- 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  $p = |\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle$  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  $\underline{2}$ . Le pion ( $\pi^+, \pi^0, \pi^-$ ) appartient à la repr. adjointe  $\underline{3}$ .
- 1947 : découverte des particules étranges. On définit alors  
$$Y = S + \bar{B}$$
 et tq  $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$

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

↳ l'hypercharge est conservée dans les IF.

- Néeman 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  $\bar{m}$  multiplet ont les  $\bar{m}$  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 lier des réac. 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 cette symétrie  $SU(3)$  non exacte. (particulièrement dans un  $\bar{m}$  multiplet où 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  $SU(3)$  de saveur.

○ Ces quarks ont les #Q suivants:

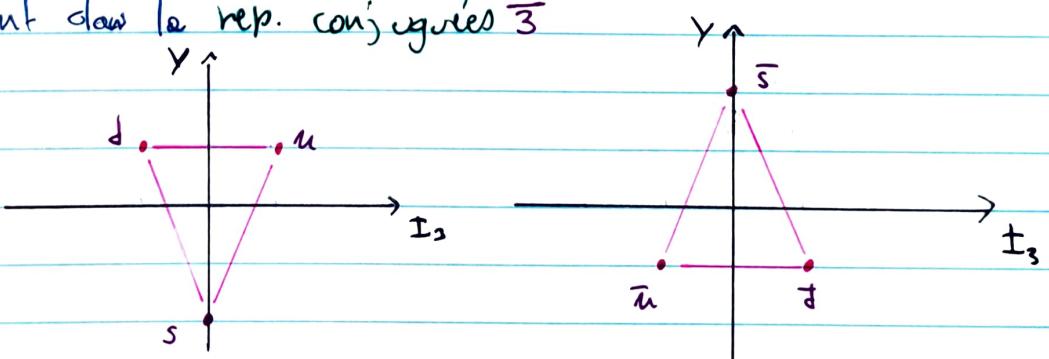
→ charges fractionnaires  $(2/3, -1/3, -1/3)$

→ # 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 saveurs ( $u, d, s$ ). Les antiquarks sont dans la repr. conjuguée  $\bar{3}$



quarks

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

antiquarks

## 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 de spectroscopie et diffusion à haute énergie en la Chromodynamique Quantique QCD

## ② La couleur :

- Problème théorique : la  $\psi$  d'un baryon était symétrique pour l'échange de 2 quarks (statistique de Fermi-Dirac)  
→ Regardons un exemple. Baryon ( $S, Q, J$ ). On a
  - $\Delta^-(0, -1, 3/2)$ ,  $\Delta^{++}(0, 2, 3/2)$ ,  $\Omega^-(-3, -1, 3/2)$
  - $\Delta^-(\bar{d}\bar{d}\bar{d})$        $\Delta^{++}(\bar{u}\bar{u}\bar{u})$        $\Omega^-(\bar{s}\bar{s}\bar{s})$
- 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  $\Delta^{++}$ , on peut écrire la fonction d'onde comme
$$|\Delta^{++}(J_z = 3/2)\rangle = |u u u\rangle \otimes |\uparrow\uparrow\uparrow\rangle \otimes |\text{orbital}\rangle$$
  - ↳ 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 de 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  
 $n = (n_r, n_g, n_b)$      $d = (d_r, d_g, d_b)$      $s = (s_r, s_g, s_b)$

→ 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 signature cachée).

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

$$\begin{aligned} A^{++} = \frac{1}{\sqrt{6}} & \left( u_r^{\uparrow} u_b^{\uparrow} u_b^{\uparrow} - u_r^{\uparrow} u_b^{\uparrow} u_g^{\uparrow} - u_r^{\uparrow} u_g^{\uparrow} u_b^{\uparrow} + u_g^{\uparrow} u_b^{\uparrow} u_r^{\uparrow} - u_g^{\uparrow} u_r^{\uparrow} u_b^{\uparrow} \right) \\ & + u_r^{\uparrow} u_r^{\uparrow} u_g^{\uparrow} \end{aligned}$$

est totalement antisym pour permutation des couleurs.

→ La fonction d'onde d'un baryon 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 synchrone (car antisym dans les couleurs et dans les savours).

→ Les mésons sont des singulets de  $SU(3)_c$ , et leur fct d'onde du pdv de la couleur n'est

$$\text{meson} = \frac{1}{\sqrt{3}} (q_r \bar{q}'_{\bar{r}} + q_g \bar{q}'_{\bar{g}} + q_b \bar{q}'_{\bar{b}})$$

→ Les états de couleurs sont dégénérés (pas de  $\neq$  de niveaux d'énergie 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 champs de Jauge associés 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<sup>e</sup> quark avait été postulé (mécanisme de GIM) pour expliquer que les courants neutres (couplage au Z) conservent la parité ( $Z \rightarrow \pi\pi$  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.

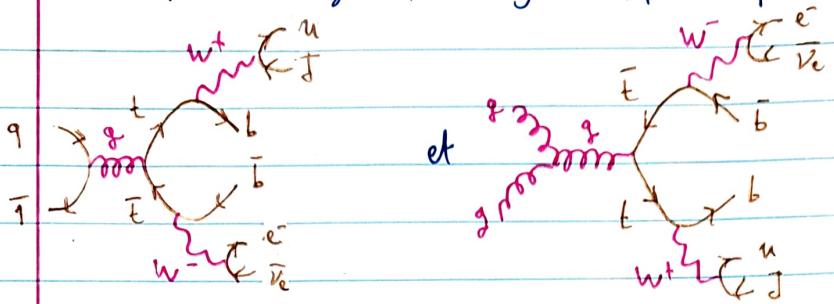
→ Preuve directe :  $e^+e^- \rightarrow 3 \text{ jets}$

## ③ Découverte du top:

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

→ 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  $\Lambda_{QCD} \sim 200 \text{ MeV} \Rightarrow \tau_{had} \sim 10^{-23} \text{ s}$

- 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 saveurs, regroupées en 3 générations : (u,d), (c,s) et (t,b). Chaque quark ayant 3 couleurs (r,g,b)

quark	$B$	$Q$	$I_3$	$\sigma$	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	$10^2$ GeV