

INTRODUCTION

Le nombre des particules, tout d'abord limité à trois (proton, neutron et électron) dans les années 1930-1940 a crû à mesure de la progression des moyens expérimentaux. Après une période de prolifération qui s'étend de 1950 à 1960, une organisation en familles est clairement apparue avec la mise en évidence de nouveaux nombres quantiques. C'est ce qui a permis de définir les constituants fondamentaux "vraiment" élémentaires, les quarks et les leptons.

La théorie des particules élémentaires est une illustration spectaculaire de la théorie des champs, dont les techniques sont présentées dans de nombreux ouvrages. Nous nous proposons plutôt d'expliquer la manière dont les lois d'invariance (ou symétries) se manifestent dans les propriétés des différentes interactions. Ces lois suffisent le plus souvent pour décrire qualitativement les phénomènes considérés, et nous verrons à quel point l'hypothèse d'une simplicité sous-jacente est contraignante. Nous décrirons tout d'abord le comportement des particules dans les rotations et les transformations de Lorentz. L'équation de Dirac en découlera de manière (presque) directe.

Les symétries internes apparaissent naturellement en théorie des champs, dès lors que les différents quarks sont considérés comme divers aspects d'une même particule. Les conséquences de ces symétries sur la spectroscopie hadronique et sur les transitions seront rappelées. L'extension de ces transformations globales à des transformations locales conduit aux théories de jauge, qui fournissent désormais le cadre théorique général des interactions (hors gravitation). Les exemples de QCD et de l'interaction électrofaible seront donnés, et un chapitre sera consacré au cas spécifique de l'interaction forte.

Les symétries discrètes C , P , CP et surtout leur violation ont joué un grand rôle dans la détermination de la forme des interactions. Nous avons tenté de clarifier les phases qui interviennent dans ces transformations discrètes. Ces effets sont à l'origine d'observations très diverses qui constituent un domaine vivant de la recherche expérimentale. L'évidence de l'asymétrie matière-antimatière étend en particulier le domaine d'intérêt de la symétrie CP .

Les lois microscopiques de la physique des particules ont été devinées à partir d'expériences d'une simplicité convaincante, et du flair de quelques physiciens. Elles sont établies dans un vaste domaine, que les accélérateurs en projet devraient permettre d'étendre. Si le formalisme utilisé semble parfois un peu lourd, les questions posées relèvent toutes des propriétés élémentaires de l'espace où se déploie la matière. Nous espérons que les étudiants de maîtrise et de DEA, auxquels cet ouvrage est destiné, prendront goût à cette approche, et se convaincront que les particules évoluent dans un espace qui a plus de quatre dimensions.

Chapitre 1

LA CLASSIFICATION DES PARTICULES

1- LES CONSTITUANTS FONDAMENTAUX

1-1 Bosons et Fermions

Les constituants fondamentaux de la matière sont tous pourvus d'un moment angulaire propre appelé spin, $J = 1/2$. Ce sont des fermions, particules de spin 1/2 entier obéissant à la statistique de Fermi, et ils se subdivisent en quarks et leptons ponctuels. Ce mot est pris dans son sens géométrique usuel et signifie l'absence de l'extension spatiale associée à une sous structure. Tous les fermions fondamentaux existent sous forme de paires particule-antiparticule dont les nombres quantiques "internes", comme la charge, la saveur, sont opposés. Le cas particulier du neutrino sera traité au chapitre 8.

Au contraire, les interactions correspondent à l'échange de bosons de de jauge pourvus d'un caractère vectoriel, c'est-à-dire ayant un moment angulaire propre $J = 1$. Les bosons sont des particules de spin entier, et obéissent à la statistique de Bose. La fonction d'onde d'un ensemble de bosons identiques est symétrique par rapport à toute permutation. Les théories supersymétriques remettent en cause la distinction radicale entre bosons et fermions, mais nous ne les traiterons pas.

1-2 Les leptons et leurs saveurs

Les leptons se répartissent en trois familles :

$$\begin{array}{rcccl} Q & = & 0 & \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \\ Q & = & -1 & e^- & \mu^- & \tau^- \end{array}$$

où Q est la charge des particules.

Les masses de neutrinos sont nulles, alors que les masses des leptons chargés sont respectivement de 0.511 MeV (e^-) ; 105 MeV (μ^-) ; 1.78 GeV (τ^-). L'échelle de masses des deux premières familles est à l'origine du mot de lepton (menu ou fin en grec ancien).

Il y a ainsi 6 leptons répartis en trois doublets.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$$

On verra que les interactions faibles peuvent transformer l'un dans l'autre les deux leptons d'un doublet. La première indication d'une loi de conservation tenait à l'absence de la désintégration $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$, dont le taux est aujourd'hui borné par

$$\frac{\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma}{\mu^+ \rightarrow \text{tout}} < 10^{-12}$$

Le muon n'était donc pas un électron lourd se désexcitant électromagnétiquement comme un noyau. Cette seule observation ne suffisait cependant pas à exclure les transitions entre μ et e par l'interaction faible.

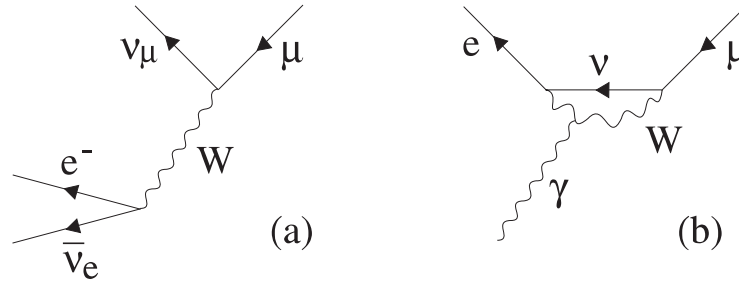


Figure 1.1 : La désintégration du muon a) permise b) interdite.

L'existence de plusieurs neutrinos (et la conservation de la saveur leptonique) ont été démontrées dans une expérience réalisée par L. Lederman, M. Schwartz et J. Steinberger à Brookhaven (USA) en 1962, représentée sur la figure 1.2. Il s'agissait de fabriquer un faisceau de neutrinos et d'observer le rapport entre les muons et les électrons produits dans l'interaction de ce faisceau avec une cible constituée de plusieurs dizaines de tonnes de fer. Les protons accélérés interagissent avec une cible et produisent des pions qui se désintègrent majoritairement en paires ($\nu_\mu + \mu^+$). Toutes les particules, sauf les neutrinos, sont absorbées par plusieurs dizaines de mètres d'acier, et des murs de paraffine thermalisent les neutrons qui subsistent, de manière à les empêcher de produire des interactions significatives. S'il n'y avait qu'un seul type de neutrinos, ceux-ci auraient produit autant de muons que d'électrons dans la cible de fer. La prédominance très forte des muons prouvait que le faisceau de ν_μ ne pouvait pas produire d'électrons, et établissait simultanément l'existence de deux neutrinos et la conservation des saveurs leptoniques.

On attribue ainsi aux 6 leptons trois nombres leptoniques L_i définis par la table suivante :

Particules	ν_e e^-	ν_μ μ^-	ν_τ τ^-
\bar{L}_e	1	0	0
\bar{L}_μ	0	1	0
L_τ	0	0	1

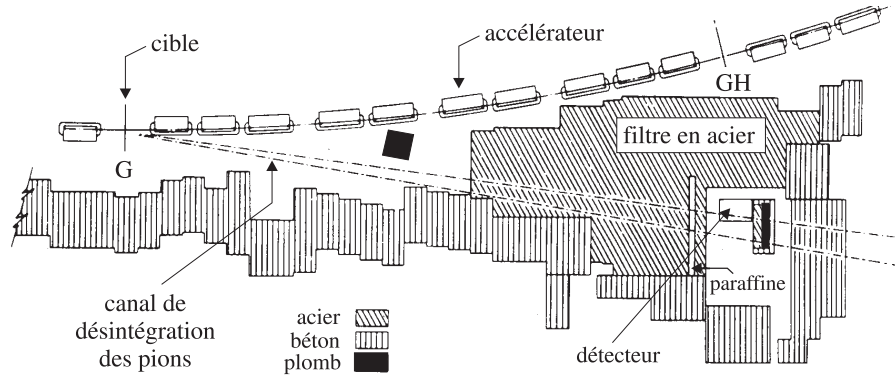


Figure 1.2 : Schéma de l'expérience de Brookhaven.

Le nombre leptonique est additif et il prend la valeur opposée pour les antileptons \bar{l} .

$$L_i(\bar{l}) = -L_i(l)$$

Ce nombre est conservé (jusqu'à présent) dans toutes les interactions. Il se pourrait que le neutrino soit une particule de Majorana, cas discuté dans le chapitre 8. Il serait alors identique à son conjugué, et aurait une saveur leptonique nulle. Des transitions permises dans le domaine leptonique sont par exemple :

$$\begin{array}{llll}
 L_\tau = 1 & L_\mu = L_e = 0 & \tau^- \rightarrow & \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau \\
 L_e = 2 & L_\mu = L_\tau = 0 & \nu_e + e^- \rightarrow & \nu_e + e^- \\
 L_e = L_\mu = 1 & L_\tau = 0 & \nu_\mu + e^- \rightarrow & \mu^- + \nu_e
 \end{array}$$

1-3 Les quarks (historique)

L'émergence de la notion de saveur hadronique portée par des constituants ponctuels, les quarks, s'est étendue sur des dizaines d'années. C'est Heisenberg qui a le premier décelé la symétrie des forces nucléaires, apparentes dans l'existence du neutron et du proton ainsi que dans les noyaux miroirs ou les multiplets nucléaires isobariques, qui présentent la même suite de niveaux comme sur la figure 1.3.

L'existence de doublets comme (p, n) et $({}^3\text{H}, {}^3\text{He})$ était compatible avec une *parité nucléaire* qui échangerait neutrons et protons. L'existence de triplets (B, C, N) , montrés sur la figure 1.3 suggérait cependant très fortement une symétrie semblable à celle des rotations.

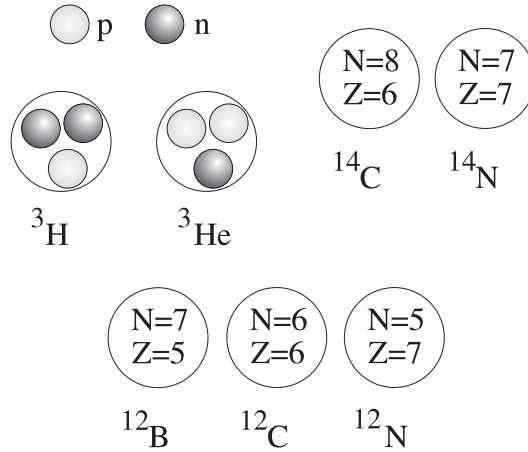


Figure 1.3 : Doublets et triplets isobariques.

Les multiplets de moment angulaire sont définis par des valeurs entières du nombre quantique J (par exemple $J = 1$, triplet) ou demi-entières (par exemple $J = 1/2$, doublet). Le formalisme de l'isospin est tout à fait analogue, avec un isospin total I entier ou $1/2$ entier (Il sera discuté en détail au chapitre 7). Il fallait deux saveurs fondamentales (p, n) pour interpréter cet espace interne à deux dimension. Après la découverte des particules *étranges* (nous justifierons le nom plus loin), Gell-Mann devina que cette symétrie devait trouver son origine dans un triplet de constituants fondamentaux, les quarks u, d, s , de charge fractionnaire $(2e/3, -e/3, -e/3)$, où e est la valeur absolue de la charge de l'électron. Le doublet (u, d) éclairait l'origine de la symétrie d'isospin, et beaucoup de propriétés confortaient ce point de vue, mais il fallut attendre des expériences de diffusion leptonique à haute énergie pour confirmer l'existence des quarks et comprendre l'interaction forte.

Une autre étape importante a été franchie par l'utilisation des anneaux de collision e^+e^- de haute énergie. Dans ces interactions électromagnétiques, on voit surgir la succession des saveurs de manière directe par la simple mesure des probabilités d'interaction. L'annihilation e^+e^- est représentée dans la figure 1.4 où l'on voit que le photon virtuel intermédiaire peut donner naissance à deux muons ou deux quarks. Comme dans la plupart des diagrammes de cet ouvrage, l'état initial figurera à droite, conformément aux conventions usuelles en mécanique quantique. La paire quark-antiquark donne ensuite naissance à des gerbes elles même formées de quarks et d' antiquarks qui se matérialisent en

particules *hadroniques*. Celles-ci sont groupées en amas qui conservent la trace des directions des quarks initiaux.

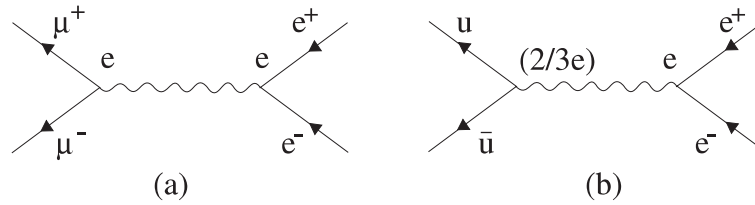


Figure 1.4 : Le schéma de l'annihilation électromagnétique de e^+e^- a) en deux muons; b) en deux quarks u de charge $2/3$.

La courbe tracée sur la figure 1.5 montre la variation de la section efficace (proportionnelle à la probabilité d'interaction) en fonction de l'énergie dans le centre de masse, et la séquence des maxima reflète la production de paires quark-antiquark liées de masse croissante dans un état de moment angulaire $J = 1$.

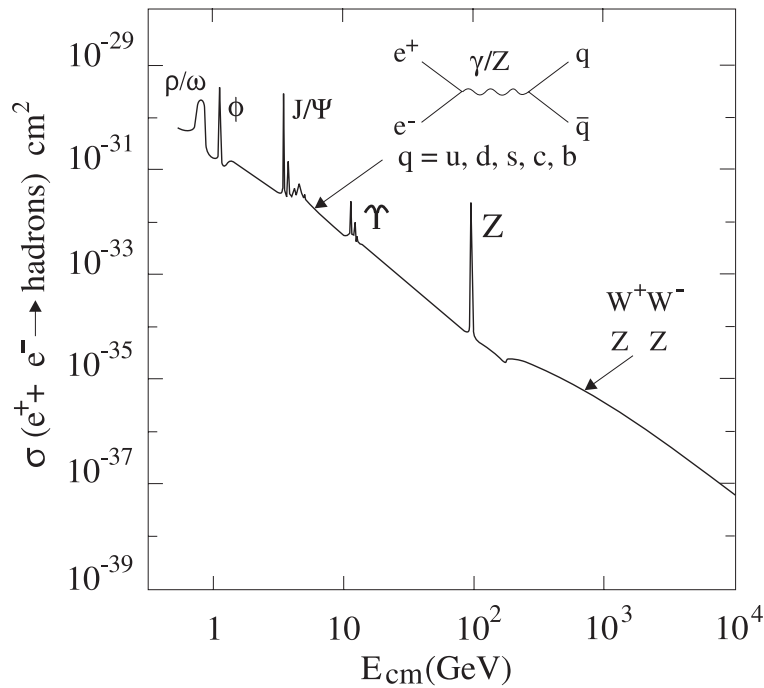


Figure 1.5 : La section efficace de la réaction $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$.

Ces quarks se répartissent en trois familles similaires aux familles leptoniques, et la suite des résonances $J^P = 1^-$ respecte l'échelonnement des masses :

$u\bar{u} \pm d\bar{d}$	donnent	le	ρ ($m_\rho = 770 \text{ MeV}$) et l' ω ($m_\omega = 782 \text{ MeV}$)
$s\bar{s}$		le	ϕ , $m = 1019 \text{ MeV}$
$c\bar{c}$		le	Ψ , $m = 3097 \text{ MeV}$, les états du charmonium
$b\bar{b}$		le	Υ , $m = 9460 \text{ MeV}$, les états du bottomium

Les quarks se répartissent ainsi en trois familles, remarquablement similaires aux trois familles leptoniques.

$$\begin{array}{cccc} Q = +2/3 & u & c & t \\ Q = -1/3 & d & s & b \end{array}$$

Avec les noms suivants :

u : Up	d : Down
c : Charm (Charme)	s : Strange (Etrange)
t : Top	b : Bottom (Beauté)

Les masses des quarks croissent d'une famille à la suivante :

$$\begin{array}{cccc} Q = +2/3 & 2 \text{ MeV} & 1, 3 \text{ GeV} & 175 \text{ GeV} \\ Q = -1/3 & 7 \text{ MeV} & 150 \text{ MeV} & 5 \text{ GeV} \end{array}$$

L'apparition des différentes générations de quarks est encore plus évidente sur la figure 1.6, où elle se traduit par des plateaux successifs dans le rapport R des sections efficaces d'annihilation hadroniques et leptoniques. On montrera dans le chapitre 9 que ce rapport est directement relié au nombre de familles de quarks cinématiquement accessibles. On voit sur la figure 1.6 le plateau associé à l'ouverture du seuil de production des particules charmées à 4 GeV environ, avec $R = 3.5$. La ligne continue tracée, qui résulte d'une paramétrisation détaillée, met en évidence un groupe de mesures erronées de l'expérience Mark I auprès du collisionneur e^+e^- SPEAR de SLAC (USA).

A chaque type de quark est associé un nombre de saveur additif, ou plus brièvement une *saveur*, pourvue des propriétés suivantes :

$$U(q) = 1 \quad \text{si } q = u \quad U(\bar{q}) = -1 \quad \text{si } \bar{q} = \bar{u} \quad \text{et} \quad U(q) = 0 \quad \text{si } q \neq u, \bar{u}$$

Pendant longtemps, les indications impliquant l'existence du quark top étaient indirectes, bien que très convaincantes. Des résultats récents obtenus à FNAL (USA) confirment sa production avec la masse attendue d'environ 175 GeV.

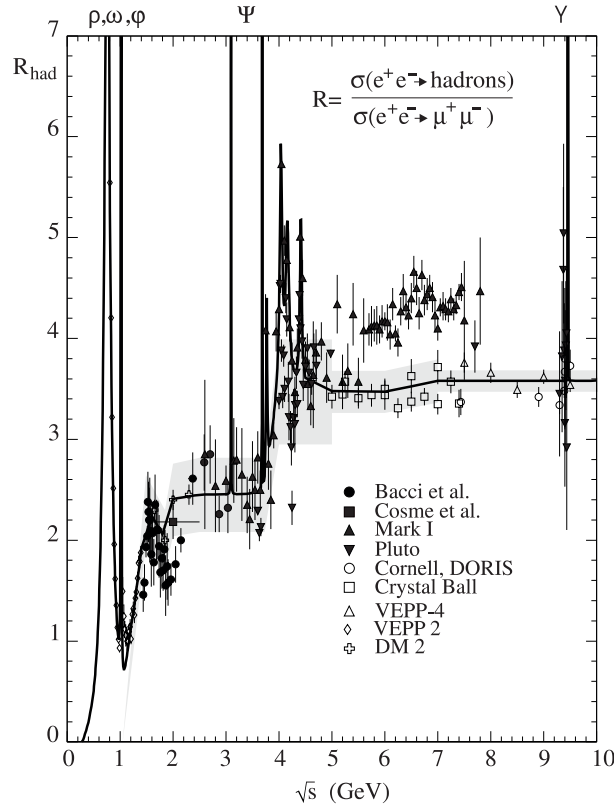


Figure 1.6 : La valeur du rapport $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ en fonction de l'énergie \sqrt{s} dans le centre de masse.

2- LES TROIS TYPES D'INTERACTION ET LEURS AGENTS

2-1 Généralités

Nous ne considèrerons pas la gravitation dans ce texte, car elle n'intervient pas (dans les conditions usuelles) à l'échelle microscopique. Aux particules élémentaires sont associés des champs quantifiés qui servent de support à la description des interactions électromagnétiques, faibles, ou fortes. Pour clarifier les mécanismes en jeu, nous utiliserons systématiquement des diagrammes dont l'interprétation intuitive est évidente avant de les avoir légitimés par le calcul formel des perturbations. Ces diagrammes permettent de comprendre les aspects essentiels des amplitudes de transition, et en particulier le rôle des *bosons*

de jauge, qui en sont les médiateurs.

2-2 L'électromagnétisme

L'interaction électromagnétique est la plus anciennement connue (hors la gravitation). L'interaction électromagnétique est associée en théorie des champs à un boson fondamental : le photon. Les phénomènes coulombiens correspondent à l'échange de photons virtuels scalaires comme sur la figure 1.7 a). Le rayonnement correspond à l'émission de photons "réels", comme dans la figure 1.7 b), et ceux-ci peuvent être détectés dans un appareillage. La théorie relativiste combine ces deux types de photons dans une représentation quadrivectorielle. La force de l'interaction électromagnétique est caractérisée par un nombre sans dimension : la constante de structure fine

$$\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c) = 1/137$$

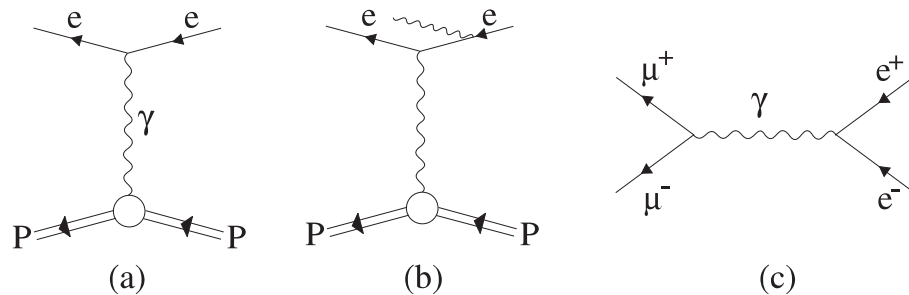


Figure 1.7 : a) Echange de photon virtuel. b) Emission de photons réels.
c) Création d'une paire $\mu^+\mu^-$.

Cette constante, tout d'abord apparue dans l'évaluation des niveaux d'énergie des atomes, intervient également dans les nouvelles transitions électromagnétiques qui apparaissent à haute énergie, comme l'annihilation ou la création de paires de particules, représentées sur la figure 1.7c). Une paire e^+e^- s'annihile en un photon virtuel qui se matérialise ensuite en une paire de muons. Cette transition est expérimentalement observable auprès des anneaux de collision e^+e^- . C'est elle qui a permis de produire successivement les différents saveurs de quarks dans des conditions expérimentales très pures, comme on l'a vu dans la figure 1.6. On remarque que le photon produit toujours des paires lepton-antilepton ou quark-antiquark : il ne modifie pas le saveur des quarks. De manière équivalente, on dira que les transitions électromagnétiques conservent les 6 nombres de saveur hadroniques, ainsi que les trois nombres leptoniques.

1-3 L'interaction électrofaible

L'interaction faible est due à l'échange des bosons W ou Z . Elle intervient par exemple dans la désintégration du neutron : $n \rightarrow p e^- \nu$ ou dans la désintégration β d'un noyau : $^{12}B \rightarrow ^{12}C e^- \nu$. S'il est vrai que la présence d'un neutrino est le signe d'une interaction faible, elle n'est pas nécessaire, comme on le voit sur la figure 1.8 b) avec la désintégration en quarks d'un boson W . Le boson W change la saveur des quarks, et transforme ainsi un neutron en proton, comme le montre la figure 1.8a.

la saveur des quarks.

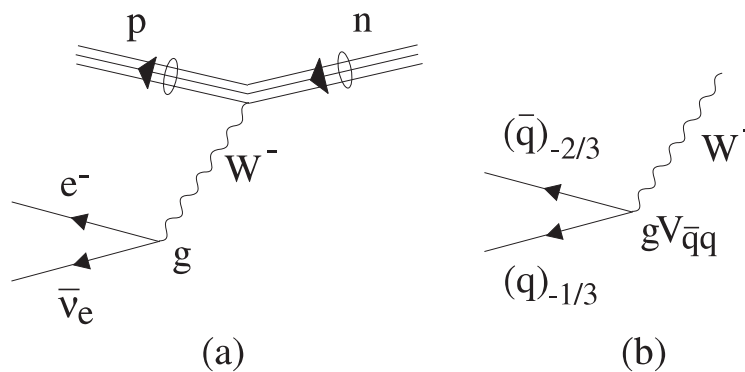


Figure 1.8 : a) Désintégration semileptonique du neutron.
b) Désintégration hadronique du boson W .

C'est en particulier l'interaction faible qui permet de transformer l'Hydrogène en Hélium dans le soleil. La première étape du cycle proton-proton est la réaction $p+p \rightarrow d+e^+ + \nu$. L'interaction faible est caractérisée par une nouvelle constante de couplage sans dimension analogue à la constante de structure fine α :

$$\frac{g^2}{4\pi} = \frac{\alpha}{\sin^2\theta_W}$$

L'angle faible θ_W est l'angle de Weinberg. Il a été introduit par S. Glashow et vaut $\sin^2\theta_W = 0,231$. La constante de couplage "faible" est ainsi *plus grande* que la constante électromagnétique, mais les amplitudes de transition sont proportionnelles à $g^2/M_{W,Z}^2$ et les bosons intermédiaires W et Z ont des masses élevées ; $M_{W^\pm} = 80 \text{ GeV}/c^2$, $M_Z = 91 \text{ GeV}/c^2$, soit environ la masse d'un noyau de Zirconium. Un coefficient supplémentaire V_{qq} modifie la constante g dans le secteur des quarks. Les taux de transition seront très faibles comme on le verra au chapitre 6, ce qui explique la dénomination historique de cette interaction.

Aux deux bosons intermédiaires correspondent deux types d'interaction faibles : le W^\pm , qui est chargé, modifie la charge et la saveur des constituants. On

emploie également l'expression de "courant chargé" pour décrire les transitions où il intervient. Au contraire, le Z , qui est électriquement neutre, ne modifie ni la charge, ni même la nature des constituants fondamentaux (quarks, leptons) auxquels il se couple. Il s'agit alors d'un "courant neutre", comme celui que représente la figure 1.9. Pour résumer : *Les bosons neutres Z et γ ne changent pas la saveur.*

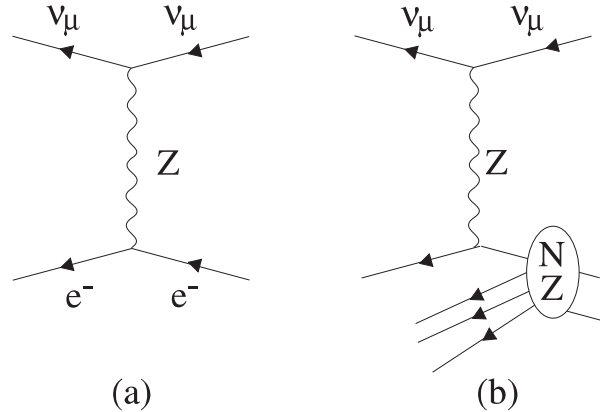


Figure 1.9 : a) Courant neutre dans une diffusion élastique neutrino électron.
b) Dans une diffusion neutrino noyau.

2-4 L'interaction forte

a- La force de couleur

L'interaction forte ne concerne que les quarks et les particules composées de quarks; les hadrons. Elle est à l'origine des forces nucléaires qui assurent la cohésion des noyaux, et c'est également elle qui maintient la liaison des trois quarks constituant le proton ou le neutron. Cette interaction, comme les précédentes, est engendrée par l'échange d'un ensemble de 8 bosons, les gluons, qui ont une masse nulle et se couplent à une charge de "couleur" spécifique des quarks et des gluons. Cette charge joue un rôle analogue à celui de la charge électrique en électromagnétisme, et c'est sur cette notion de couleur, bien établie expérimentalement que repose la théorie de l'interaction forte : la Chromodynamique. La grandeur de leur force de couplage est donnée par le coefficient α_s qui dépend des impulsions caractéristiques de la transition, ce coefficient de couplage α_s est de l'ordre de 0,20 à 5 GeV/c. La figure 1.10 montre un exemple d'interaction forte avec échange d'un gluon entre deux quarks, puis entre deux hadrons.

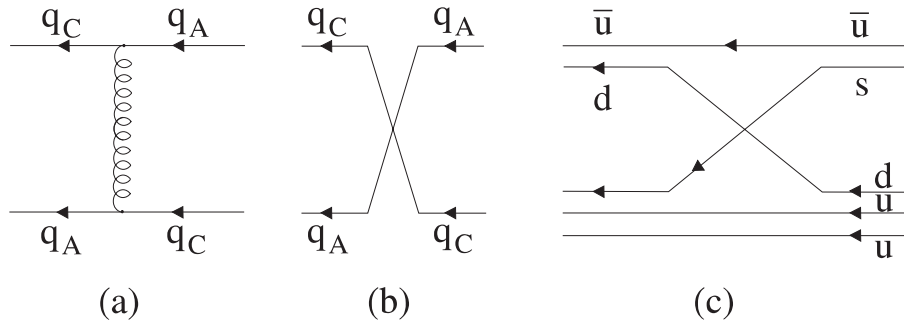


Figure 1.10 : Un exemple d'interaction forte : a) gluon échangé entre deux quarks. b) Une autre représentation du gluon faisant passer des couleurs A et C à C et A c) La diffusion $K^- + p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$.

b- Conservation de la saveur et universalité de la force de couleur

Les gluons, et par conséquent l'interaction forte, conservent la saveur. La force de couleur a une autre propriété remarquable (presque) directement observable : elle est indépendante de la saveur des quarks, ce qui se traduit par l'existence de multiplets de noyaux ou de particules de masse voisine aux propriétés très semblables en dépit de leurs charges électriques différentes. Les quarks u et d pourront par exemple être interchangés et donner naissance à des familles de hadrons.

c- Le confinement

La "force" attractive de "couleur" entre deux quarks croît avec la distance. Un système de quarks va en attirer d'autres jusqu'à l'annulation de la charge de couleur, et il pourra alors former des états stables : les *hadrons*. Il en résulte que les quarks ne peuvent pas exister à l'état libre, et que les systèmes hadroniques stables ou métastables ont nécessairement une charge de couleur nulle. Cette propriété nommée *confinement* reste une constatation expérimentale dont le lien avec les propriétés microscopiques de QCD n'a pas été établi. Comme seuls les systèmes hadroniques "blancs" (on devrait dire "noirs") sont observables, la charge de couleur, qui est à l'origine même de la force nucléaire, ne se manifeste pas de manière aussi directe que la charge électrique.

3- LES HADRONS : BARYONS ET MESONS

3-1 Les hadrons

Les constituants fondamentaux qui ne sont pas sensibles à l'interaction forte, à savoir les leptons et les agents de l'interaction électrofaible (photon, W , Z), sont directement observables. Au contraire, les quarks et les gluons n'existent pas à l'état libre du fait de la propriété de confinement des interactions fortes, déjà évoquée plus haut. Les quarks apparaissent toujours confinés à l'intérieur des *hadrons*, et ceux-ci sont soumis aux interactions de couleur qui s'exercent entre les quarks, sans être eux-mêmes colorés. Les forces résultantes sont la somme de forces d'échange et de forces du type Van der Waals entre les deux hadrons "blancs". On divise les hadrons en deux catégories suivant leur moment angulaire propre.

- *Les baryons* : Ce sont des fermions (spin $1/2, 3/2, \dots$), et on leur attribue un nombre baryonique $B = 1$ additif conservé dans toutes les interactions. Les baryons ont les nombres quantiques d'un système constitués de 3 quarks. L'exemple le plus connu est le *nucléon*, sous ses deux aspects (proton et neutron). Les *hypérons* sont des baryons contenant un ou deux quarks s , comme le Λ (uds), le Σ^+ (uus), ou le Ξ^0 (uss).
- *Les mésons* : Ce sont des bosons (spin $0, 1, \dots$). Leur nombre baryonique baryonique est nul ($B = 0$), et ils ont les nombres quantiques du système formé d'un quark et d'un antiquark. Les plus simples des mésons sont le *Pion* π ($u\bar{d}, u\bar{u}, \bar{u}d$), le *Kaon* K ($u\bar{s}, d\bar{s}$).

Le tableau suivant indique le spin et la masse des hadrons les plus simples.

Tableau 1.I : Caractéristiques de quelques hadrons simples.

Proton p (uud)	$J^P = (1/2)^+$	$m_p = 0.938$ MeV
Neutron n (ddu)	$J^P = (1/2)^+$	$m_n = 0.939$ MeV
Pion π^+ ($u\bar{d}$)	$J^P = (0)^-$	$m_\pi = 0.138$ MeV
Lambda Λ (uds)	$J^P = (1/2)^+$	$m_\Lambda = 1115$ MeV
D^+, D^0 ($c\bar{d}, c\bar{u}$)	$J^P = (0)^-$	$m_D = 1870$ MeV
B^0, B^+ ($d\bar{b}, u\bar{b}$)	$J^P = (0)^-$	$m_B = 5300$ MeV
Psi Ψ ($c\bar{c}$)	$J^P = (1)^-$	$m_\Psi = 3100$ MeV

On observe dans le tableau 1.I l'interchangeabilité des quarks u et d .

A la différence des noyaux ou des atomes, ces hadrons ne peuvent être décomposés en leurs constituants, les quarks, sur des distances macroscopiques. Ce sont bien, dans ce sens, des particules élémentaires. Ils peuvent posséder divers nombres quantiques de saveur selon leur contenu en quarks s (strange), c (charm), b (bottom), t (top). Nous rappelons ici quelques hadrons usuels, et leurs nombres quantiques de spin (J) et de parité (\pm). Ce facteur qui sera expliqué au chapitre 8 est associé à la transformation par symétrie miroir.

Les transitions fortes entre hadrons doivent respecter la conservation des saveurs. Des exemples de transitions permises par la conservation de la saveur ou interdites sont données dans la figure 1.11. Une transition interdite par interaction forte peut devenir possible par les interactions faibles, même si elle n'implique que des hadrons. C'est précisément ce qui se produisait dans la désintégration des particules dites étranges. Les exercices placés à la fin du chapitre fournissent d'autres exemples.

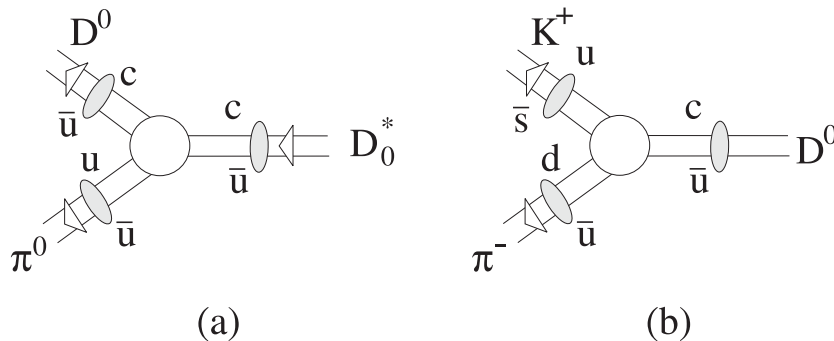


Figure 1.11 : a) Transition forte permise. b) Transition forte interdite.

3-2 Le nombre baryonique

Les bosons de jauge que nous avons rencontré n'induisent aucune transition entre quarks et leptons. En accord avec le nombre baryonique précédemment défini pour les baryons, on peut attribuer aux quarks un nombre baryonique $B = 1/3$ et aux antiquarks un nombre baryonique $B = -1/3$. Tout comme les nombres leptoniques L_i ($i=e, \mu, \tau$) ce nombre baryonique est un nombre quantique conservé de façon additive dans toutes les interactions. La transition $u \rightarrow \bar{d}$, qui conserve la charge est ainsi interdite dans toutes les interactions. Il se pourrait que des bosons de jauge encore non observés puissent transformer un quark en lepton comme sur la figure 1.12. Leur charge est fractionnaire, ils conservent la quantité $B - L$ et permettent la transition $u + u \rightarrow e^+ + \bar{d}$ représentée sur ce diagramme. Cette transition hypothétique autoriserait la désintégration du proton :

$$p \rightarrow e^+ \pi^0$$

De tels bosons sont prédits par les théories unifiant les interactions fortes, faibles, électromagnétiques, mais aucune expérience n'a pu mettre en évidence la désintégration du proton. Ce résultat négatif fournit une limite inférieure au temps de vie τ_p du nucléon :

$$\tau_p > 10^{32} \text{ années.}$$

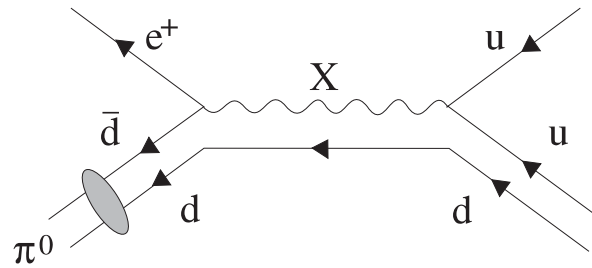


Figure 1.12 : Désintégration $p \rightarrow e^+ \pi^0$ par l'échange d'un boson d'unification .

4- MASSES ET PORTEE DES INTERACTIONS

4-1 Les bosons de Jauge

Nous avons rencontré trois types de bosons qui caractérisaient les trois interactions fondamentales : le photon, les bosons intermédiaires et les 8 gluons de couleur. Ils sont tous associés à des invariances des interactions pour des transformations unitaires des champs (transformations conservant la norme). Ces transformations sont dites transformation de jauge lorsqu'elles dépendent du point de l'espace-temps considéré. Il se trouve que toutes les interactions connues, à l'exception possible de la gravitation, sont des interactions de jauge. Les bosons qui correspondent à ces transformations de jauge (W , γ , Z) ont un caractère fondamental que souligne leur dénomination générique de *bosons de jauge*. La portée des interactions va être étroitement liée à la masse des bosons de jauge.

4-2 Echange d'une particule virtuelle

Deux particules en interaction échangent entre elles des "quanta de champs" virtuels qui déterminent la liaison ou l'amplitude de diffusion. On a déjà vu un échange de ce type sur les figures 1.7 et 1.8, où la particule virtuelle était un boson W . Il y a une relation entre la masse de la particule échangée et la portée

du potentiel, que l'on peut justifier qualitativement en résolvant l'équation de propagation d'une particule massive émise par une source ponctuelle. En posant $x = (t, \mathbf{r})$, et en considérant G comme le potentiel d'une source classique de charge unitaire pour un champ de masse m .

$$\left(\square + \frac{m^2 c^4}{(\hbar c)^2}\right)G(x) = \delta^4(x) \quad (1.4.1)$$

avec $\square = 1/c^2 \partial^2 / \partial t^2 - \Delta = 1/c^2 \partial^2 / \partial t^2 - \partial^2 / \partial x^2 - \partial^2 / \partial y^2 - \partial^2 / \partial z^2$. La fonction $G(x)$ sera le champ classique scalaire (massif) créé par une source ponctuelle de charge unitaire. L'équation (1.4.1) transposée dans l'espace (t, \mathbf{x}) l'équation de définition de la masse :

$$\hbar^2(\omega^2 - \mathbf{k}^2)G(\omega, \mathbf{k}) = m^2 c^4 G(\omega, \mathbf{k})$$

l'équivalence des deux formulations est proposée dans l'exercice 7. Pour une source qui ne dépend pas du temps (statique) :

$$\left(\Delta - \frac{m^2 c^4}{(\hbar c)^2}\right)G(\mathbf{x}) = -\delta^3(\mathbf{x})$$

et si $\mathbf{r} \neq 0$, on obtient en coordonnées sphériques :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rG(r)) = \frac{m^2 c^4}{(\hbar c)^2} G$$

dont la solution est $G(r) = e^{\pm \mu r} / r$ avec $\mu = mc / \hbar$.

Seule la solution décroissante est acceptable, et on retrouve la loi coulombienne à la limite $\mu = 0$.

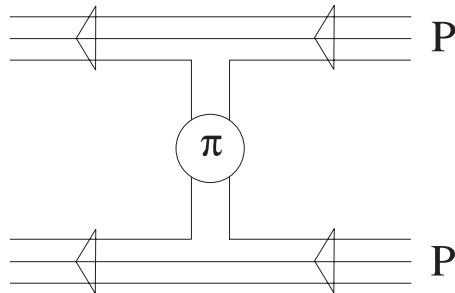


Figure 1.13 : Echange d'un pion neutre de masse m_π entre deux protons.

Les bosons intermédiaires sont couplés avec un coefficient g^2 , à une charge faible, similaire à la charge électrique, mais toutes les particules, y compris le neutrino, ont une charge faible, qui dépend de leur type. A la masse élevée des bosons

intermédiaires correspond une portée courte, dont l'ordre de grandeur est donné par la relation précédente : $r = \hbar c/M_W = 2.10^{-3}$ fm avec $1 \text{ fm} = 10^{-15} m$. Le femtomètre ou Fermi correspond à la dimension du nucléon (neutron ou proton). Bien que le gluon ait une masse nulle, la portée des forces de couleur n'est que de l'ordre de 1 Fermi. Ce phénomène très particulier contredit la relation signalée précédemment entre masse et portée. On pouvait en effet s'attendre à une loi en $1/r$. La courte portée provient du comportement de la force de couleur, qui croît avec la distance. Les hadrons, qui ont une charge de couleur nulle ne peuvent engendrer de potentiel à longue portée comme les particules chargées. C'est alors le hadron de plus basse masse, le pion, avec $m_\pi = 140 \text{ MeV}/c^2$ qui définit la portée de l'interaction forte.

EXERCICES

On donne la composition en quarks de quelques particules.

$$\begin{aligned} D^+ &= (c\bar{d}) & D^0 &= (c\bar{u}) \\ B^+ &= (u\bar{b}) & B^0 &= (d\bar{b}) \\ K^+ &= (u\bar{s}) & K^0 &= (d\bar{s}) \end{aligned}$$

- [1] C'est leurs temps de vie longs (alors qu'elles mettaient en jeu des hadrons) qui a valu leur nom aux particules étranges : $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$; ou $\Lambda \rightarrow p \pi^0$. Qu'y avait-il d'étrange ? Pourquoi ces temps de vie sont-ils "longs" ?
- [2] Discuter la possibilité des interactions suivantes :

$$\begin{aligned} K^+ &\rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu} & D^0 &\rightarrow K^- e^+ \nu & D^0 &\rightarrow K^+ e^- \nu \\ B^+ &\rightarrow D^0 \pi^+ & B^+ &\rightarrow D^+ \pi^0 \\ D^+ &\rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- & D^+ &\rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \end{aligned}$$

- [3] Donner le schéma correspondant aux désintégrations suivantes :
- $$D \rightarrow \pi^- \pi^+ \quad D^0 (c\bar{u}) \rightarrow K^- \pi^+ \quad \bar{D}^0 (\bar{c}u) \rightarrow K^- \pi^+$$

- [4] On a vu que la désintégration $p \rightarrow e^+ \pi^0$ pouvait être envisagée "en principe". Elle implique une transition $e^- \rightarrow \bar{d}$ sous l'action du boson X de la figure 1.12. Si la désintégration $n \rightarrow e^- \pi^+$ est possible, par l'intermédiaire d'un boson Y , quel est le diagramme ? Montrez que $e^+ \rightarrow \bar{d}$ est alors possible. Deux particules liées par un boson peuvent être considérées comme deux aspects du même fermion. Quelle est alors de ce point de

vue la liste des fermions “identifié” ? (Les théories autorisant $e^+ \rightarrow \bar{d}$ sont aujourd’hui peu plausibles).

- [5] Quelles sont les réactions de détection des neutrinos solaires sur des cibles de proton et de deutérium?
- [6] On considère des neutrinos solaires de 1 MeV et une section efficace de $10^{-42} \text{cm}^2 \times E(\text{MeV})$ par nucléon. Le détecteur à eau pèse 1000 tonnes et peut détecter les neutrinos de 10 MeV. Leur flux est de

$$10^6 \text{ neutrinos/cm}^2/\text{s/MeV}$$

sur une plage de 1 MeV. Le Gallium se transforme en Germanium et permet de détecter les neutrinos à partir de 300 KeV sur une plage de 100 KeV. Le détecteur pèse 30 tonnes et le flux est de 10^8 neutrinos par $\text{cm}^2/\text{s/MeV}$. Quels sont les nombres d’interactions attendus par an dans les deux cas? (L’ordre de grandeur est de la dizaine).

- [7] Retrouver les solutions statiques (indépendantes du temps) de l’équation

$$(\square + m^2 c^4 / \hbar^2) G(x) = j(x)$$

par transformation de Fourier.

- [8] Montrer que si l’on conserve l’énergie et l’impulsion, une particule de masse M ne peut émettre sans se transformer qu’une particule (dite virtuelle) de masse $\mu^2 = (\Delta E)^2 - (\Delta \mathbf{p})^2$ négative. La notion de vitesse est-elle alors définie? Quelle est la longueur d’atténuation associée? Montrer que dans la figure 1.6a $m_\gamma^2 = (p'_e - p_e)^2 < 0$, et que $m_\gamma^2 = (p_{e+} + p_{e-})^2 > 0$ dans la configuration 1.6b.
- [9] L’effet Meissner est un exemple d’atténuation exponentielle des photons virtuels dans un milieu supraconducteur. Quelle est la masse associée à une portée de 1 micron? Dans un milieu diélectrique non absorbant, la lumière ne se propage pas à la vitesse c . Peut-on dire que le photon a acquis une masse?