

Particules élémentaires et interactions fondamentales

par **Pierre HENRARD**

et **Jean-Claude MONTRET**

*Professeurs des universités
Laboratoire de physique corpusculaire
Université Blaise-Pascal (Clermont II) – IN2P3/CNRS*

1. Constitution de la matière	AF 3 480 — 3
1.1 Classification des particules	— 3
1.2 Symétries discrètes	— 4
1.3 Nombres quantiques.....	— 6
1.4 Modèle des quarks	— 8
1.5 Généralisation aux quarks lourds	— 9
1.6 États liés (charmonium) et (bottonium).....	— 9
1.7 Familles	— 10
2. Interactions fondamentales	— 10
2.1 Les quatre interactions fondamentales	— 10
2.2 Propriétés des quatre interactions fondamentales.....	— 10
2.3 Formalisme : théorie quantique relativiste.....	— 11
2.4 Relation portée-masse de la particule échangée	— 12
2.5 Identité champ-particule	— 12
2.6 Champs en interaction : apparition des particules virtuelles.....	— 12
2.7 Théorie complète de l'interaction électromagnétique : l'électrodynamique quantique (QED).....	— 13
2.8 Interaction faible.....	— 14
2.9 Unification des interactions électromagnétiques et faibles : modèle de Glashow.....	— 15
2.10 Modèle de Weinberg-Salam.....	— 16
2.11 Chromodynamique quantique	— 17
2.12 Au-delà du modèle standard	— 17
2.13 Conclusion.....	— 18
Références bibliographiques	— 18

Le but de ce dossier est de permettre au lecteur d'acquérir ou de préciser des connaissances générales sur les constituants élémentaires de la matière et sur leurs interactions fondamentales.

La notion de particules élémentaires, constituants universels de la nature, est un concept plus simple et plus ancien que celui de particules vecteurs des interactions. La démarche proposée, qui consiste à présenter en premier lieu la constitution de la matière puis les interactions fondamentales, a l'avantage de lier les aspects historiques et didactiques de cette discipline.

L'articulation entre les deux parties se fait par l'utilisation de principes fondamentaux de la **Mécanique quantique relativiste**, dont on rappelle quelques points essentiels et indispensables pour la compréhension du texte.

La physique des particules élémentaires n'est pas seulement une science théorique mais également une science expérimentale s'appuyant sur des **très grands équipements** tels les accélérateurs de particules, microscopes modernes de l'infiniment petit. Ces derniers permettent aux physiciens de recréer, par collisions entre particules, de « mini Big-Bangs » ouvrant ainsi l'espoir d'étudier, par exemple, l'Univers tel qu'il était quelques millièmes de milliardième de seconde après sa naissance. Cet aspect sera abordé dans le dossier [AF 3 481] avec ses développements les plus récents.

Tout lecteur intéressé plus particulièrement, et qui souhaite approfondir ses connaissances, pourra lire le dossier sur la **Mécanique quantique** dans cette même base documentaire et les ouvrages notés en références bibliographiques [1] à [6].

Notations et symboles	
Symbole	Définition
B	nombre quantique baryonique
b	nombre quantique de beauté et quark beau
C	opérateur conjugaison de charge
c	vitesse de la lumière ($c = 299\,792\,458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) ou quark charmé (charme)
d	quark <i>down</i>
E	énergie
e	charge élémentaire
e^+	positron
e^-	électron
G	constante de gravitation
G_F	constante de Fermi
\vec{h}	hélicité
\hbar	constante réduite de Planck ($\hbar = h/2\pi = 1,054\,572\,66 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$)
I	nombre quantique d'isospin
I_3	projection du spin isotopique
J	spin
K	méson
k	quadrivecteur énergie – impulsion d'une particule
k	constante de Boltzmann ($k = 1,380\,658 \times 10^{-29} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$)
M	masse d'une particule

Notations et symboles	
Symbole	Définition
m_e	masse de l'électron ($m_e = 9,109\,389\,7 \times 10^{-31} \text{ kg}$ $= 0,510\,999\,06 \text{ MeV}/c^2$)
m_p	masse du proton ($m_p = 1,672\,623\,1 \times 10^{-27} \text{ kg}$ $= 938,272\,31 \text{ MeV}/c^2$)
N	nucléon
n	neutron
P	opérateur parité ou quantité de mouvement
p	proton
q	charge électrique
r	portée
\vec{r}	coordonnées d'espace
S	étrangeté
s	nombre quantique de spin ou quark étrange
T	opérateur renversement du temps
t	temps ou quark <i>top</i> (toponium)
u	quark <i>up</i>
W^+, W^-, W^0	bosons intermédiaires
Y	hypercharge
Γ	largeur de transition (incertitude sur l'énergie au repos d'une particule)
μ^-, μ^+	muons
ν	neutrino
π	pion ou méson π
τ	vie moyenne ou lepton τ

1. Constitution de la matière

La physique des particules élémentaires a deux buts intimement corrélés.

Tout d'abord, elle recherche les constituants ultimes de la matière afin de répondre à la question : de quoi le monde est-il fait ? Ensuite, elle s'interroge sur les mécanismes qui régissent les interactions entre ses constituants. Ces questions, bien qu'anciennes, sont toujours en vigueur et sont à la base d'une démarche scientifique dont la **physique des particules** (encore appelée **physique des hautes énergies**) constitue l'avancée extrême.

■ Définitions

- On appelle **particule** tout objet dont les caractéristiques, masse, spin, durée de vie, charge électrique, spin isotopique, parité, étrangeté, etc., sont déterminées et dont la dimension est de l'ordre du fermi, soit 10^{-15} m.
- On appelle **particule élémentaire** tout objet présentant les caractéristiques précédentes et qui, de plus, ne peut pas être composé d'autres objets.

Cette définition, somme toute assez naïve du caractère « élémentaire » d'une particule, sera complétée d'un point de vue théorique au paragraphe 2.1.2 et précisée du point de vue expérimental dans le dossier [AF 3 481].

Historique

■ La recherche des éléments

Dès l'Antiquité, les philosophes grecs, suivant les idées de Démocrite, postulent que les objets naturels sont construits à partir d'un nombre restreint d'éléments dont l'agencement et les proportions variables définissent leurs propriétés. Cette idée séduisante est encore d'actualité dans notre recherche des éléments fondamentaux constituant l'Univers.

À la fin du XIX^e siècle, les chimistes identifient et classent les éléments dont toute substance est composée. Cette classification (dite classification de Mendeleïev), qui permet de prédire les propriétés des substances, appelle néanmoins à simplification afin de comprendre de quoi sont faits tous ces éléments.

Ce sont les physiciens qui, succédant aux chimistes, percent le secret de la structure des édifices atomiques et moléculaires. Ainsi, dans les années trente, la situation s'est considérablement simplifiée.

L'**électron** apparaît comme constituant universel de la matière et, avec le **proton** et le **neutron**, particules lourdes formant le noyau atomique, permet de reconstruire la totalité de la classification de Mendeleïev.

À cette connaissance des constituants s'ajoute celle des quatre interactions régissant les lois de l'Univers : la **gravitation**, l'**électromagnétisme**, l'**interaction faible** responsable, entre autre, de la désintégration β des noyaux et l'**interaction forte** qui lie les protons et les neutrons dans les noyaux.

Les théories quantiques nous enseignent que chacune de ces interactions doit être véhiculée par une particule, quantum du champ qu'elle représente, et l'on connaît à cette époque le **photon**, porteur de la force électromagnétique. Par analogie, Yukawa propose une théorie de l'interaction forte prédisant l'existence d'une particule de masse environ $100 \text{ MeV}/c^2$ (cf. nota § 1.1.2), le méson π .

La recherche de ce dernier, à l'aide du rayonnement cosmique, seule source de particules énergétiques à l'époque, conduisit à la découverte d'une particule de masse similaire mais dont l'interaction avec les protons et neutrons était semblable à celle de l'électron. Baptisée **muon**, celle-ci appartient, comme l'électron, à la famille des **leptons** (cf. § 1.7).

Le méson π est finalement découvert en 1947. Les années suivantes, la construction des accélérateurs de particules ouvre la voie à des expériences où le nombre de nouvelles particules créées ne cesse d'augmenter. Ainsi, dans les années mille neuf cent soixante, avec la découverte des particules à temps de vie très court de 10^{-23} à 10^{-24} s, appelées **résonances**, le nombre de particules connues dépasse rapidement la centaine. S'impose alors la nécessité d'une classification et d'une simplification dans le cadre d'une théorie plus fondamentale.

1.1 Classification des particules

1.1.1 Spin

Une particule au repos possède un moment cinétique intrinsèque de valeur $s\hbar$ où s est le nombre quantique de spin [2]. Comme pour le moment cinétique, les valeurs possibles de s sont soit entières

(0, 1, 2, etc.), soit demi-entières $\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots\right)$. Dans le premier cas, les

particules répondent à la statistique de Bose-Einstein et sont appelées **bosons**, dans le second à la statistique de Fermi-Dirac et sont appelées **fermions**. Dans ce dernier cas, elles doivent de plus satisfaire le principe d'exclusion de Pauli, qui implique que deux fermions ne peuvent se trouver dans le même état quantique.

Les particules constituantes de la matière font partie de la famille des **fermions**, celles qui portent les interactions de la famille des **bosons**.

■ Hélicité

La projection du spin sur une direction fixe de l'espace n'est pas conservée, sauf sur la direction du mouvement de la particule. Cette

projection \vec{h} porte le nom d'**hélicité** et revêt un intérêt particulier dans le cas des particules de masses nulles. En effet, pour ces dernières, le spin est la valeur absolue de leur hélicité. Donc, contrairement à une particule massive de spin s qui possède $2s + 1$ états de spin, une particule de masse nulle n'en possède qu'un seul. C'est le cas du **neutrino**, qui a une hélicité gauche (la projection de son spin est opposée à sa quantité de mouvement) alors que l'**antineutrino** a une hélicité droite (projection du spin dans le sens de la quantité de mouvement).

En revanche, le **photon**, parce qu'il conserve la parité et qu'il est à lui-même son antiparticule, possède deux états d'hélicité, $+1$ et -1 , qui correspondent par ailleurs aux deux états de polarisation de la lumière.

1.1.2 Masse et durée de vie

La première idée, et la plus simple que l'on puisse avoir, est de classer les particules suivant la valeur de leur masse. On distingue ainsi les *particules légères* ou **leptons**, les *particules lourdes* ou **baryons** et, entre les deux, des *particules de masses intermédiaires* ou **mésos**.

À cette classification, on peut adjoindre la nature de l'interaction, en remarquant que les leptons n'interagissent que par interaction électromagnétique ou faible et que les mésons et les baryons possèdent en plus la possibilité d'interagir par interaction forte : ce sont les **hadrons**.

Remarque : dans la suite de cet exposé, et sauf mention explicite, on négligera la force gravitationnelle car, dans le monde microscopique, celle-ci a une intensité complètement négligeable devant celles des trois autres forces (cf. § 2.2.1).

La connaissance de la masse est liée à la durée de vie τ de la particule. En effet, l'énergie au repos d'une particule est, dans son référentiel propre, connue avec une incertitude Γ telle que $\Gamma\tau = \hbar$. Dans le cas extrême de durée de vie de l'ordre de 10^{-23} s, temps mis par une particule animée de la vitesse de la lumière pour parcourir une distance de 1 fermi (10^{-15} m), Γ est de l'ordre de $100 \text{ MeV}/c^2$. Ces particules, à vie très brève, sont appelées **résonances**.

■ **Remarque** : une particule peut se désintégrer suivant plusieurs modes différents, chaque état final représentant une voie de désintégration particulière. On appelle **rapport de branchement** d'une voie donnée, la probabilité (ou pourcentage) que la particule a de se désintégrer en cet état final.

Si l'on note α_i la probabilité d'atteindre la voie i , on appelle **largeur partielle** de cette voie i la quantité $\Gamma_i = \alpha_i \Gamma$, les quantités Γ_i obéissant à la relation :

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i$$

On peut dresser un premier tableau synthétique (tableau 1) des particules suivant les valeurs de leur spin, de leur masse et de leurs modes d'interaction. Ce tableau donne un premier aperçu de la classification des particules. Cependant, à l'intérieur de chaque catégorie, et en particulier dans celle des hadrons, la mise en évidence d'états liés, à vie très brève, en nombre important (≥ 100) et composés d'autres particules, laisse à penser que l'on est dans une situation comparable à celle de la classification de Mendeleïev et qu'une explication à la fois simplificatrice et descriptive de ces objets doit être trouvée.

Nota : l'usage en physique nucléaire et des particules est d'exprimer la masse à partir de l'énergie relativiste équivalente $E = Mc^2$.

Tableau 1 – Classification des particules (1)				
Particules (classées par ordre croissant de masse)	Spin		Interactions	
	entier ou boson	1/2 entier ou fermion	électromagnétique + interaction faible	électromagnétique + interaction faible + interaction forte
Photons	•		•	
Leptons		•	•	
Hadrons	Mésons	•		•
	Baryons		•	•

(1) Les parties représentées par un point cyan correspondent aux propriétés des particules correspondantes.

1.2 Symétries discrètes

Avant d'utiliser le concept de *symétrie discrète*, il convient tout d'abord de définir la notion de *symétrie*.

Soit un système (par exemple un carré ou un cercle) sur lequel on applique un ensemble d'opérations (par exemple, des rotations d'angle θ dans le plan de la figure et par rapport à son centre). On dira que le système possède une *symétrie* s'il est inchangé (on dit aussi « invariant ») sous la transformation considérée. Pour le carré, la symétrie sera dite *discrète*, car l'invariance ne se réalise que pour une suite discontinue de valeurs de θ ($\theta = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, \dots$). Dans le cas du cercle, elle sera dite *continue*, car celui-ci reste inchangé quelle que soit la valeur de θ . Si le système reste strictement inchangé sous la transformation considérée, on dit que la symétrie est *exacte*. S'il est légèrement modifié, on parle alors de *symétrie approchée*. En physique des particules, une symétrie peut être vérifiée pour certaines interactions, mais pas pour d'autres. Dans ce cas-là, on dit qu'il y a **violation de la symétrie**.

En physique, ce concept de symétrie est fondamental car il est associé, via le théorème de Noether, à la **conservation** d'une quantité au cours de l'évolution du processus. Ainsi, les invariances par translation spatiale, translation temporelle et par rotation sont associées respectivement à la conservation de la quantité de mouvement, de l'énergie et du moment angulaire.

1.2.1 Parité et conjugaison de charge

1.2.1.1 Parité

La parité est l'opération qui, dans un système physique, change les coordonnées d'espace \vec{r} en $-\vec{r}$.

Soit P l'opérateur parité et $|\psi(\vec{r}, t)\rangle$ la fonction d'onde du système physique.

Nous avons :

$$P|\psi(\vec{r}, t)\rangle = |\psi(-\vec{r}, t)\rangle$$

Si l'on applique la parité au système $|\psi(-\vec{r}, t)\rangle$, on revient au système initial :

$$P|\psi(-\vec{r}, t)\rangle = P^2|\psi(\vec{r}, t)\rangle = |\psi(\vec{r}, t)\rangle$$

d'où $P^2 = I$ soit $P = 1$.

Appliquée deux fois, la parité est l'opérateur d'identité.

Géométriquement, la parité est la symétrie par rapport à un point fixe O , pris comme origine des coordonnées (figure 1).

Cette opération est aussi le produit de la symétrie par rapport à un plan (par exemple xOy) suivie d'une rotation de 180° autour de \vec{Oz} perpendiculaire au plan xOy . La rotation étant une opération qui conserve tout système physique, la conservation de la parité se réduit à la conservation du système dans la symétrie par rapport au plan, soit l'identité avec son image dans un miroir.

■ Parité intrinsèque

Soit une particule au repos dont la mesure du spin suivant la direction (Δ) quelconque est $s\hbar$ (figure 2).

L'image de cette particule dans un miroir est identique à elle-même, car la mesure du spin suivant (Δ') image de (Δ) est encore $s\hbar$. Cet état est donc un état propre de l'opérateur parité. Cette caractéristique attachée à la particule est appelée **parité intrinsèque**. Par convention, on attribue une parité intrinsèque au proton et au neutron égale à $+1$.

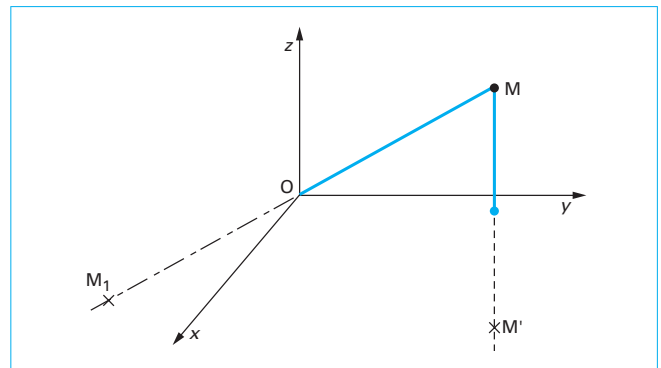


Figure 1 – Parité

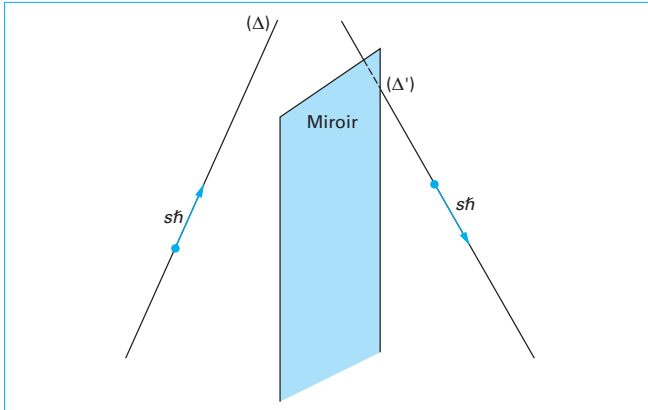


Figure 2 – Parité intrinsèque

La connaissance de ces deux parités permet de déterminer, pour tous les systèmes en interaction forte ou électromagnétique, la parité des divers constituants en utilisant la règle selon laquelle la parité d'un système à deux particules est le produit des parités intrinsèques des deux particules par la parité orbitale égale à $(-1)^{\ell}$ où ℓ est le moment cinétique orbital relatif des deux particules.

De plus, la parité d'un boson est identique à celle de l'antiboson correspondant, celle d'un fermion et de l'antifermion sont opposées.

Remarque

Pour une particule de spin J et de parité P , on note par J^P l'état de cette particule. On distingue ainsi :

- les bosons scalaires (0^+), les bosons pseudoscalaires (0^-) ;
- les bosons de spin 1, qui sont des vecteurs, axiaux pour ceux de parité paire, polaires pour ceux de parité impaire, etc.

■ **Violation de la parité**

Comme nous l'avons vu précédemment (§ 1.2.1), le neutrino n'existe que dans l'état d'hélicité -1 et l'antineutrino dans l'état d'hélicité $+1$.

Si l'on regarde un neutrino arrivant sur un miroir, le vecteur quantité de mouvement de ce dernier, qui est un vecteur polaire, change de sens, alors que l'hélicité \vec{S}_ν , projection d'un vecteur axial, le spin, ne change pas de sens dans cette réflexion d'espace (figure 3).

L'image d'un neutrino dans un miroir représente une situation interdite et ainsi viole la parité. Le neutrino étant une particule qui n'interagit dans la nature que par interaction faible, on conclut que l'interaction faible viole la parité.

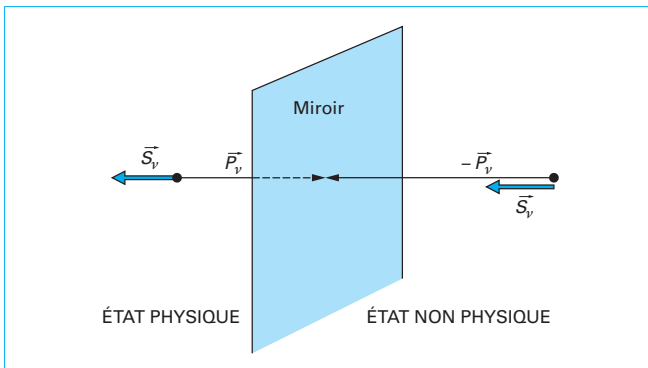


Figure 3 – Violation de parité

Cette situation se retrouve dans les désintégrations, via le processus faible, de certaines particules.

Exemple : le méson K^+ de parité -1 se désintègre en $\pi^+\pi^+\pi^-$, système de parité (-1) mais également en $\pi^+\pi^0$ système de parité $(+1)$.

1.2.1.2 Conjugaison de charge

La résolution de l'équation de Dirac, équation fondamentale de la mécanique quantique relativiste pour les fermions, nécessite d'introduire la notion d'antiparticule. Prédit par Dirac dès 1928, le **positron**, qui a les mêmes caractéristiques que l'électron (sauf la charge qui est de signe opposé), a été observé quelques années plus tard, en 1933, par Carl Anderson dans les interactions du rayonnement cosmique avec l'atmosphère. Viendront ensuite les observations de l'antiproton, l'antineutron, etc., l'existence de l'antiparticule d'une particule n'ayant jamais été mise en défaut.

Pour formaliser cette notion, on introduit l'opérateur conjugaison de charge C tel que :

$$C(\text{Système de particules}) = |\text{Système d'antiparticules}\rangle$$

Comme la parité, l'opérateur conjugaison de charge est conservé dans les processus d'interactions forte et électromagnétique, mais pas dans les processus d'interaction faible.

Notation

En général, l'antiparticule d'une particule chargée X^\pm est notée X^\mp (avec des exceptions comme l'antiproton qui se note \bar{p}), celle d'une particule neutre Y^0 est notée \bar{Y}^0 . Enfin, certaines particules neutres, comme le π^0 ou le photon, sont leur propre antiparticule.

1.2.1.3 Opération CP

■ **Cas du neutrino**

Revenons à la non-conservation de la parité par le neutrino et appliquons, après l'opérateur parité, l'opérateur conjugaison de charge. Schématiquement, l'opération totale peut être représentée par la figure 4.

On voit que le produit CP transforme un neutrino de quantité de mouvement \vec{P}_ν en un antineutrino de quantité de mouvement opposée à \vec{P}_ν . Ainsi, le système physique que constitue le neutrino est invariant sous le produit CP . Notons que ce produit est indépendant de l'ordre des opérateurs P et C .

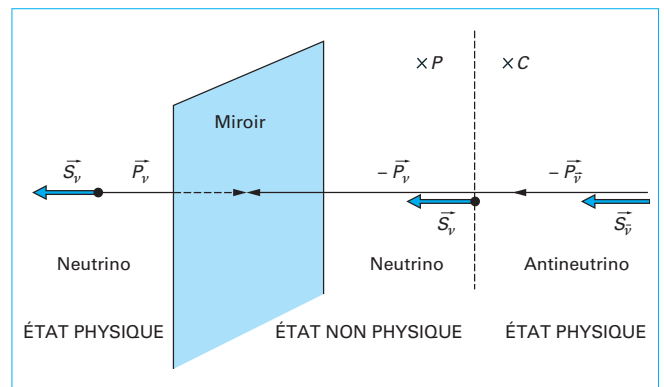


Figure 4 – Invariance sous CP

1.2.2 Violation de la symétrie CP dans l'interaction faible

D'une façon générale, la brisure de la symétrie CP introduit une distinction entre matière et antimatière. À ce titre, elle fait partie des trois conditions posées en 1967 par Sakharov pour expliquer l'asymétrie baryonique dans l'Univers (appelée *baryogénèse*) : violation du nombre baryonique B , violation des symétries C et CP , et existence d'un déséquilibre thermique à un moment donné de l'évolution de l'Univers.

Pour illustrer ce phénomène de violation de la symétrie CP par interaction faible, on se limitera au cas des mésons K , les résultats obtenus avec les mésons beaux seront exposés dans le dossier [AF 3 481] § 6.

■ Mode de désintégration à deux pions

Supposons tout d'abord les interactions invariantes sous CP. Lorsque l'on étudie la désintégration d'un ensemble de K^0 et de \bar{K}^0 , on observe deux lots de désintégrations distinctes, avec des temps de vie différents. Le premier a un temps de vie de $0,9 \times 10^{-10}$ s et se désintègre en deux pions chargés ou neutres. Le second a une durée de vie de $5,4 \times 10^{-8}$ s et se désintègre en trois pions. La différence des durées de vie interdit que l'un des lots soit des K^0 , l'autre des \bar{K}^0 , particules et antiparticules devant avoir des durées de vie identiques (théorème CPT, cf. § 1.2.3). On suppose donc que ces deux échantillons sont des mélanges de K^0 et de \bar{K}^0 , et l'on pose :

$$K_s \text{ (s pour short)} = \alpha K^0 + \beta \bar{K}^0 \text{ avec } \alpha^2 + \beta^2 = 1$$

$$K_\ell \text{ (l pour long)} = \gamma K^0 + \delta \bar{K}^0 \text{ avec } \gamma^2 + \delta^2 = 1$$

Le K_s se désintègre en deux π : soit $\pi^+\pi^-$ ou $\pi^0\pi^0$ et cet état est un état propre de CP avec la valeur propre +1 :

$$CP|\pi^+\pi^-\rangle = |\pi^+\pi^-\rangle$$

Or CP change $|K^0\rangle$ en $|\bar{K}^0\rangle$ et réciproquement : $CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$

Si l'on applique CP au K_s , on obtient $-\alpha\bar{K}^0 - \beta K^0$ d'où l'on tire $\alpha = -\beta = 1/\sqrt{2}$.

K_s est donc une superposition de K^0 et \bar{K}^0 et s'écrit :

$$K_s = (K^0 - \bar{K}^0)/\sqrt{2}$$

Le K_ℓ se désintègre en trois π : $\pi^+\pi^-\pi^0$ ou $\pi^0\pi^0\pi^0$.

Or $CP|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle = -|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle$; c'est donc un état propre de CP avec la valeur propre -1.

Un raisonnement analogue au précédent nous conduit à :

$$K_\ell = (K^0 + \bar{K}^0)/\sqrt{2}$$

S'il y a conservation de CP, un K_ℓ ne peut se désintégrer en deux mésons π . Or cette désintégration a été observée en 1964, ce qui, bien que le taux soit faible ($0,23 \times 10^{-2}$), indique une violation de CP dite violation de CP indirecte ou « dans le mélange ».

De façon générale, il existe, pour tout système de mésons neutres M^0 (K^0 , D^0 ou B^0), trois types de violation de CP.

■ Violation de CP indirecte

Elle est due au fait que les états propres de masse (c'est-à-dire les mésons qui sont créés, se propagent et se désintègrent) ne coïncident pas avec les états propres de saveur (ceux sur lesquels l'interaction faible s'applique), et se manifeste dans les oscillations $M^0 \leftrightarrow \bar{M}^0$ entre le méson neutre et son antiparticule. C'est cet effet qui a été observé en 1964 pour les kaons.

■ Violation de CP directe

Elle implique des taux de désintégration différents pour le processus $M^0 \rightarrow f$ et son antiprocessus $\bar{M}^0 \rightarrow \bar{f}$ obtenu en lui appliquant l'opération CP (c'est-à-dire $\bar{f} = CP(f)$). Cet effet a été observé pour la première fois en 1999 par les collaborations Na48 au CERN et KTeV à Fermilab (USA), et il est environ 600 fois plus faible que la violation indirecte.

■ Violation de CP dans l'interférence

Lorsque l'état final coïncide avec son état CP conjugué, on peut alors avoir des interférences entre les processus de mélange et de désintégration qui conduiront à des taux de désintégrations différents pour $M^0 \rightarrow f$ et $\bar{M}^0 \rightarrow f$. Un exemple d'une telle violation sera donnée pour les mésons B^0 dans le dossier [AF 3 481].

Il est à noter que les mésons chargés ne sont concernés que par la violation de CP directe, alors que les mésons neutres sont *a priori* sensibles aux trois types d'effets.

Bien que délicate à mettre en évidence expérimentalement, la violation de CP se manifeste de manière indiscutable dans notre vie de tous les jours par le fait que l'Univers semble constitué uniquement de matière alors que, à son origine (le « Big-Bang »), matière et antimatière ont dû être créées en égales quantités (cf. dossier [AF 3 481]).

Actuellement, l'origine de cette violation n'est pas encore bien connue.

1.2.3 Théorème CPT et violation du temps

À partir des principes fondamentaux de la mécanique quantique, on peut démontrer que tous les systèmes physiques sont invariants sous le produit des trois opérateurs C , P , T . Cela constitue le théorème CPT dont l'une des conséquences importantes est l'égalité des masses et des durées de vie d'une particule et de son antiparticule. Aucune violation de cette symétrie n'a été observée expérimentalement jusqu'à présent.

D'après ce qui précède, nous pouvons conclure que si C et P sont des symétries exactes des interactions fortes et électromagnétiques, T l'est également. En revanche, si le produit CP est violé dans l'interaction faible, T doit l'être également, et de la même quantité. Cela a été confirmé expérimentalement en 1998 par l'expérience CPLEAR au CERN qui a mesuré une violation de T (c'est-à-dire le fait que les probabilités de transitions $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ et $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ n'évoluent pas de façon identique au cours du temps) qui, combinée avec la violation de CP mesurée par ailleurs, est compatible (à l'intérieur des domaines d'erreurs) avec une symétrie CPT exacte.

1.3 Nombres quantiques

1.3.1 Charge électrique

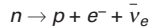
La charge électrique d'un système physique est une grandeur mesurable à l'échelle macroscopique. Cette grandeur se retrouve à l'échelon microscopique, portée par les particules qui composent le système physique. Ainsi, l'électron a une charge négative de $-1,602 \times 10^{-19}$ C et le proton une charge positive de $+1,602 \times 10^{-19}$ C.

Par convention, on attribue à la charge de l'électron le nombre quantique de charge -1. Pour le proton, ce nombre quantique vaut +1, et il est nul pour une particule neutre.

Ce nombre quantique est un nombre quantique additif, conservé dans toutes les interactions. Il explique la stabilité de l'électron qui, particule la plus légère de toutes les particules chargées connues, ne peut se désintégrer en un système moins lourd qu'elle. Cette conservation traduit en fait la conservation de la charge électrique dans l'Univers qui est, et reste, globalement neutre.

1.3.2 Charge baryonique

Lorsque l'on regarde les particules lourdes, constituants de l'Univers, on constate que le neutron à l'état libre se désintègre par interaction faible avec une durée de vie moyenne de 15 minutes environ en un proton, un électron et un antineutrino :

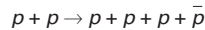


En revanche, le proton reste stable avec une durée de vie $\tau_p \geq 10^{33}$ ans, laissant supposer que sa désintégration violerait la conservation d'un nombre quantique spécifique.

Par convention, on attribue un nombre quantique baryonique ou charge baryonique + 1 au proton et, grâce à lui, on peut déterminer le nombre quantique baryonique de toutes les particules.

Comme le proton, le neutron possède un nombre quantique baryonique égal à + 1, les leptons et les mésons des nombres quantiques baryoniques égaux à 0.

Symétriquement au proton et au neutron, il existe un antiproton et un antineutron (antibaryons) ayant pour nombre quantique baryonique (- 1). La règle de conservation du nombre quantique baryonique explique pourquoi la création d'antiprotons dans une collision proton-proton nécessite des faisceaux de protons ayant une énergie supérieure ou égale à 5,6 GeV, la réaction fondamentale s'écrivant :



(nombre quantique baryonique : $1 + 1 = 1 + 1 + 1 - 1$).

Comme le montre l'écriture de la réaction, le proton incident doit, dans le système du **centre de masse de la réaction**, apporter une énergie égale à la somme des masses de la paire proton-antiproton créée, soit $2 m_p c^2$, ce qui correspond, dans le système du laboratoire, aux 5,6 GeV précédemment cités.

1.3.3 Nombre quantique leptonique

Comme pour les baryons, les leptons sont caractérisés par un nombre quantique L , appelé nombre quantique leptonique, qui doit être conservé dans les toutes interactions. L vaut + 1 pour un lepton, - 1 pour un antilepton et 0 pour toute autre particule. Expérimentalement, aucune violation de ce nombre L n'a été observée jusqu'à présent.

En fait, les leptons peuvent être rangés par doublet, chaque doublet, constitué d'un lepton chargé électriquement et d'un lepton neutre (appelé neutrino), constitue une « famille ». Comme nous le verrons dans le dossier [AF 3 481], le nombre de familles a été mesuré égal à trois en 1989 au Centre européen pour la recherche nucléaire (CERN) en étudiant la désintégration du boson Z^0 .

À chaque famille est associé un « nombre leptonique de famille », LF , qui vaut + 1 pour les deux leptons de la famille F , - 1 pour les deux antileptons et 0 sinon. LF n'est conservé que dans la limite où la masse des neutrinos est nulle. Or nous verrons dans le dossier [AF 3 481] que tel n'est pas le cas depuis la mise en évidence, en 1998, du phénomène « d'oscillation » des neutrinos. Le nombre quantique LF peut donc être violé sans remettre en cause fondamentalement la théorie décrivant la physique des particules.

Le tableau des leptons, de nombre quantique leptonique + 1, peut se présenter comme suit :

charge électrique - 1	e	μ	τ
charge électrique 0	ν_e	ν_μ	ν_τ

1.3.4 Étrangeté

Ce nombre quantique, né de l'observation expérimentale de la création ou de la disparition de certaines particules ayant un comportement « étrange » (car produites systématiquement par

paires, et ayant un temps de vie anormalement long), a été introduit par M. Gell-Mann dans les années 1950. Pour expliquer le paradoxe de la production associée du méson K et du baryon Λ dans l'interaction pion-proton ($\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda^0$) et la durée de vie anormalement longue du K_s^0 mesurée dans la désintégration $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, M. Gell-Mann introduisit une quatrième charge appelée *étrangeté* caractérisée par le nombre quantique d'étrangeté S qui est conservé dans les interactions fortes (cas de la réaction $\pi^- p$) et électromagnétiques, mais pas dans les interactions faibles (cas de la désintégration $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$).

1.3.5 Isospin

L'indépendance de charge des forces nucléaires (interaction $p - p =$ interaction $p - n =$ interaction $n - n$) a conduit à considérer proton et neutron comme deux états différents d'une même particule, le **nucléon**. Pour les différencier, on utilise un formalisme identique à celui du spin. Ainsi, en attribuant un nombre quantique d'isospin

$I = \frac{1}{2}$ au nucléon, nous avons deux possibilités pour la projection I_3 sur un axe quelconque de référence [3] de ce nombre quantique, à savoir $I_3 = +\frac{1}{2}$ et $I_3 = -\frac{1}{2}$.

Par convention, on choisit $I_3 = +\frac{1}{2}$ pour le proton et $I_3 = -\frac{1}{2}$ pour le neutron.

1.3.6 Résonance

Dans les années 1960, la mise en fonctionnement de nouveaux accélérateurs d'énergie supérieure à 1 GeV, les progrès faits sur les détecteurs de particules et les possibilités d'analyses plus fines ont permis de mettre en évidence de nouvelles particules : les **résonances**, qui sont des états instables dont la durée de vie est de l'ordre de 10^{-23} à 10^{-24} s. Indétectables directement car leurs parcours sont trop faibles, c'est par la reconnaissance de leurs produits de désintégration qu'elles sont repérées et que toutes leurs caractéristiques sont mesurées. Il convient de noter que la relation d'incertitude d'Heisenberg $\Delta E \Delta \tau \approx \hbar$ conduit à une incertitude sur la valeur de la masse d'environ $100 \text{ MeV}/c^2$.

Exemple : citons le baryon N^* , état excité du nucléon, qui se désintègre en $N + \pi$ de masse $M = 1 520 \text{ MeV}/c^2$ et de largeur $\Gamma = 125 \text{ MeV}/c^2$, et le triplet mésonique ρ, ω, ϕ de nombres quantiques identiques et aux caractéristiques données dans le tableau 2.

Tableau 2 – Caractéristiques du triplet mésonique ρ, ω, ϕ

Particule	M (MeV/c^2)	Γ (MeV/c^2)
$\rho \Rightarrow \pi\pi$	770	153
$\omega \Rightarrow \rho\pi$	782	8,5
$\phi \Rightarrow K\bar{K}$	1 019	4,4

Le nombre particulièrement important de résonances découvertes (quelques centaines) ne permet plus d'envisager une classification simple des particules et c'est l'utilisation des nombres quantiques définis précédemment qui va induire la solution.

1.3.7 Hypercharge

On introduit un nombre quantique supplémentaire, appelé hypercharge Y défini par la relation :

$$Y = B + S$$

Ce nombre quantique est lié à la charge électrique q et à la projection du spin isotopique I_3 par la relation :

$$q = I_3 + \frac{Y}{2}$$

appelée formule de Gell-Mann, Nishijima, Nakano.

Remarque : Y peut s'écrire de façon plus générale :

$$Y = B + S + C + b$$

avec C et b respectivement nombres quantiques de charme et de beauté (cf. § 1.5).

1.3.8 Spectre de masse des hadrons

Les particules de même spin-parité se regroupent en familles de masses voisines appelées **supermultiplets d'isospin**. À l'intérieur d'un supermultiplet apparaissent des regroupements de masses très voisines appelées **multiplets d'isospin**.

Les figures 5 et 6 représentent des supermultiplets dans le plan (Y, I_3) et les multiplets d'isospin des baryons de spin-parité $\frac{1}{2}^+$ et $\frac{3}{2}^+$.

1.4 Modèle des quarks

La représentation des supermultiplets dans le plan (Y, I_3) de la figure 5 regroupe les particules suivant des figures aux propriétés géométriques remarquables.

À partir de ces dernières, M. Gell-Mann établit en 1961 un modèle théorique, appelé « *Modèle des quarks* », fondé sur le groupe de symétrie $SU(3)$, selon lequel les hadrons peuvent être construits avec un nombre réduit de constituants élémentaires appelés *quarks*.

La représentation irréductible de ce groupe de symétrie, qui donne le plus petit nombre d'éléments du groupe permettant de construire tous les éléments de ce groupe, correspond à un triplet de trois quarks notés u (*up*), d (*down*) et s (*strange*). Ces particules

sont de **charges fractionnaires** : u ($+\frac{2}{3}e$), d ($-\frac{1}{3}e$) et s ($-\frac{1}{3}e$) (figure 7) et, conformément à la théorie de Dirac, chacune d'elles est doublée par son antiparticule, de même caractéristique quantique et de charge opposée.

Ainsi les hadrons apparaissent comme des combinaisons de quarks et d'antiquarks.

Les baryons sont des systèmes de trois quarks notés $|qqq\rangle$ et les mésons des systèmes quark-antiquark notés $|q\bar{q}\rangle$.

Exemple : le proton est un état $|uud\rangle$, le neutron un état $|udd\rangle$.

Le méson π^+ est un état $|u\bar{d}\rangle$, le méson π^- un état $|\bar{u}d\rangle$, le méson π^0 un état $|u\bar{u} + d\bar{d}\rangle$.

Remarque

Le succès du modèle des quarks a été conforté par ses possibilités prédictives. Ainsi, dans le décuplet des baryons de spin-parité $\frac{3}{2}^+$, le Ω^- de masse $1\,672\text{ MeV}/c^2$ et d'étrangeté -3 (état $|sss\rangle$) a été prédit avec ses caractéristiques quantiques avant d'être découvert en 1964 au Laboratoire national de Brookhaven (BNL) aux USA.

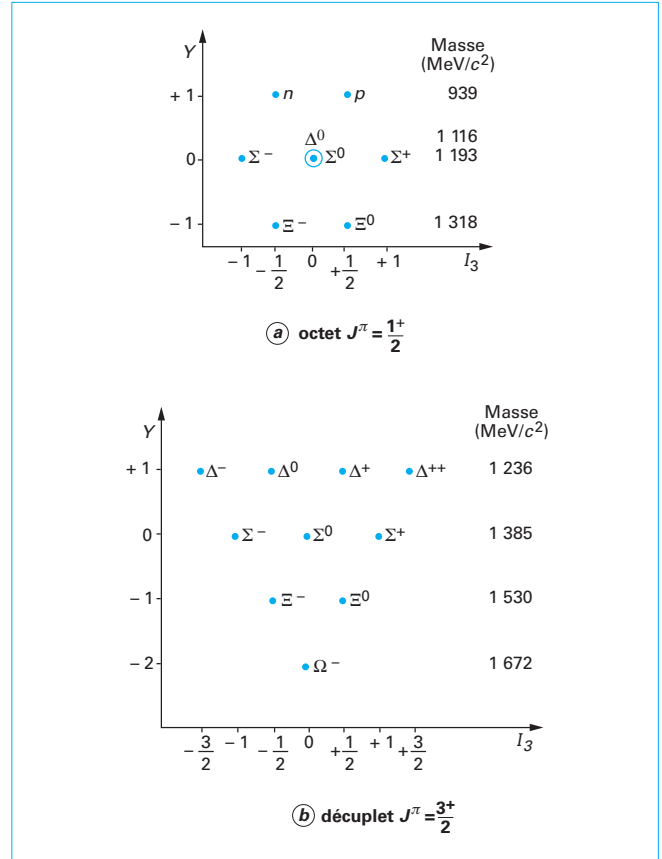


Figure 5 – Supermultiplets d'isospin des baryons

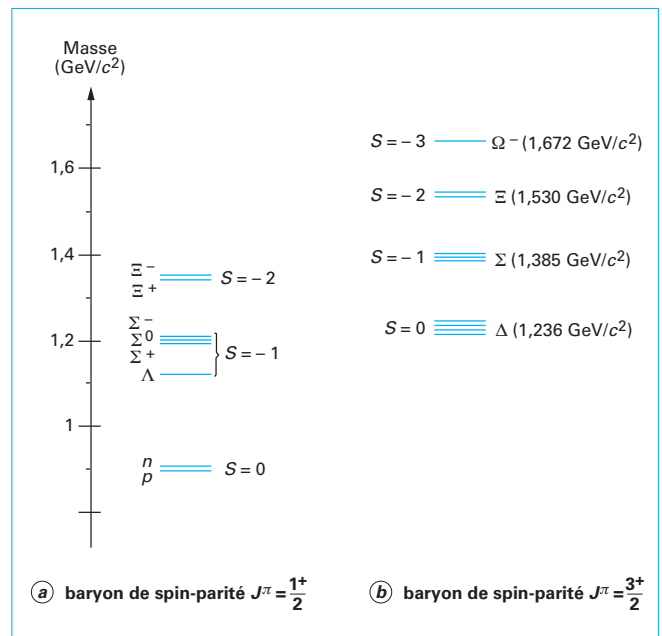


Figure 6 – Multiplets des baryons

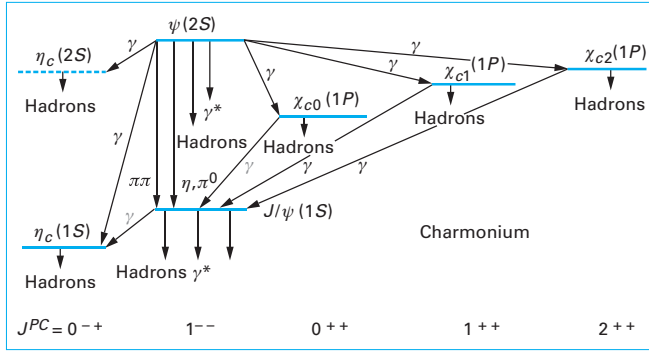


Figure 10 – États du charmonium

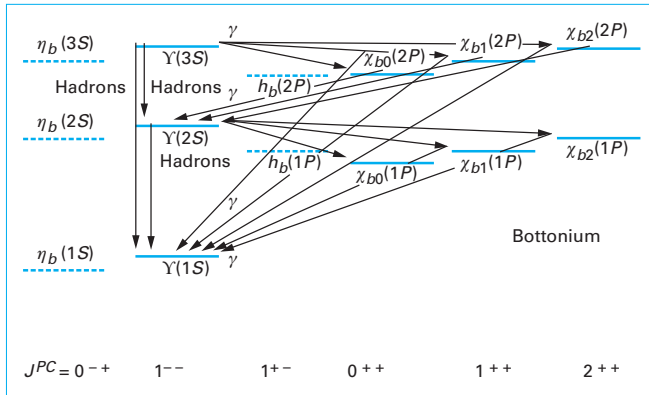


Figure 11 – États du bottonium

1.7 Familles

1.7.1 Leptons

Nous avons vu au paragraphe 1.3.3 que l'on compte actuellement trois leptons chargés (e, μ, τ) auxquels on associe trois neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ). Chacun des doublets ($(e, \nu_e), (\mu, \nu_\mu), (\tau, \nu_\tau)$) constitue une famille que l'on représente schématiquement de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Rien *a priori* dans la théorie ne borne le nombre de familles à trois, mais un résultat majeur d'expériences réalisées au CERN en 1989 (cf. dossier [AF 3 481]) a contraint le nombre d'espèces de neutrinos légers (c'est-à-dire ayant une masse inférieure à $M_z/2$, soit $45,6 \text{ GeV}/c^2$) à trois, et donc le nombre de familles de leptons au même nombre.

1.7.2 Quarks

Les six quarks se regroupent comme les leptons en trois familles que l'on représente en doublets :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Ainsi, toute la matière (stable et instable) de l'Univers connue actuellement se construit à l'aide de ces six quarks, qui en sont les briques élémentaires, auxquelles il convient d'ajouter les leptons. Notons qu'à ces trois doublets de quarks et de leptons correspondent trois doublets d'antiquarks et d'antileptons constituant

l'antimatière. La matière stable (les atomes) correspond à la première famille de quarks et de leptons, les deux autres familles constituant la matière instable (particules se désintégrant) que l'on peut produire dans des collisions entre particules.

Le tableau 3 regroupe les caractéristiques des particules élémentaires connues et identifiées comme telles à ce jour.

La constitution de la matière, grâce à un nombre limité d'éléments, offre un cadre séduisant. Ce schéma est cependant insuffisant pour décrire le monde qui nous entoure et doit être complété en tenant compte de l'existence et de la nature des interactions (forces) qui lient ces briques élémentaires.

2. Interactions fondamentales

2.1 Les quatre interactions fondamentales

Dans la nature, toute interaction entre deux particules peut être ramenée à l'une des quatre forces suivantes.

■ Interaction gravitationnelle

Connue depuis très longtemps, elle est responsable du mouvement des planètes et, plus proche de nous, de la pesanteur. Elle se manifeste chaque fois que des masses sont en jeu.

■ Interaction faible

Elle se manifeste, par exemple, lors de la désintégration β des noyaux, lors de la désintégration de certaines particules et intervient dans les réactions de fusion thermonucléaires à l'intérieur du soleil.

■ Interaction électromagnétique

C'est elle qui assure l'existence des atomes en liant les électrons, chargés négativement, au noyau, chargé positivement. Elle se manifeste chaque fois que des charges électriques sont en jeu, et joue un rôle fondamental en chimie.

■ Interaction forte

Elle est responsable de la cohésion nucléaire et lie les protons et les neutrons dans les noyaux. Elle est la manifestation d'une force plus fondamentale qui lie les quarks entre eux dans les hadrons.

2.2 Propriétés des quatre interactions fondamentales

À nos échelles d'énergies (nous verrons dans le dossier [AF 3 481]) qu'il n'en est pas de même à très haute énergie et, en particulier, aux premiers instants de l'Univers où les quatre forces n'en formeraient plus qu'une), ces quatre interactions ont des propriétés très différentes que l'on peut caractériser, en premier lieu, par leur intensité comparée paramétrée par une constante de couplage.

2.2.1 Intensité ou constante de couplage

C'est un nombre sans dimension attaché à la force de l'interaction. L'échelle des grandeurs des constantes de couplage, depuis la gravitation (C_g) jusqu'à l'interaction forte (C_f), s'établit comme suit :

- gravitation : $C_g = \frac{Gm_p^2}{\hbar c} \approx 6 \times 10^{-39}$;
- interaction faible : $C_f = G_F m_p^2 \approx 10^{-5}$;

Tableau 3 – Particules élémentaires

		Particules	Spin	Charge	Masse (MeV/c ²)	Vie moyenne (s)	Principaux modes de désintégration				
Fermions	Leptons	e	1/2	-1	0,511	stable					
		ν _e	1/2	0	0	stable					
		μ	1/2	-1	105,65	(2,191 03 ± 0,000 04)10 ⁻⁶	e ⁻ ν _e ν _μ				
		ν _μ	1/2	0	< 0,190	stable					
		τ	1/2	-1	1 777,1	(295,6 ± 3,1) 10 ⁻¹⁵	μ ⁻ ν _μ ν _τ , e ⁻ ν _e ν _τ , π ⁰ ν _τ				
		ν _τ	1/2	0	< 18,2						
	Quarks	Particules	Spin	Charge	Masse (MeV/c ²)	Étrangeté	Charme	Beauté	Top	I	I ₃
		u	1/2	+2/3	2 < M < 8	0	0	0	0	1/2	1/2
		d	1/2	-1/3	5 < M < 15	0	0	0	0	1/2	-1/2
		s	1/2	-1/3	100 < M < 300	-1	0	0	0	0	0
		c	1/2	2/3	1,5 × 10 ³	0	+1	0	0	0	0
		b	1/2	-1/3	4 × 10 ³ < M < 4,1 × 10 ³	0	0	-1	0	0	0
t	1/2	2/3	178 × 10 ³	0	0	0	+1	0	0		

– interaction électromagnétique : $C_e = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ (constante de structure fine) ;

– interaction forte : $C_F = \frac{\mathcal{G}^2}{4\pi} = 15$

avec \mathcal{G} constante du potentiel de Yukawa.

On constate que l'intensité de l'interaction gravitationnelle C_g est complètement négligeable en physique des particules.

2.2.2 Portée des interactions

Parallèlement à la constante de couplage, une interaction est également caractérisée par sa portée. Celle-ci peut être définie à partir d'un potentiel équivalent de type $C \frac{\exp(-\mu r)}{r}$ où C est la **constante de couplage** définie précédemment (§ 2.2.1), ce qui conduit à une portée $r_0 = \frac{1}{\mu}$ (avec μ constante).

Pour les différentes interactions, les valeurs de la portée sont :

- interactions de gravitation et électromagnétique : $r_0 \Rightarrow \infty$;
- interaction forte : $r_0 \approx 1 \text{ fm} = 10^{-13} \text{ cm}$;
- interaction faible (depuis la découverte des bosons W et Z) : $r_0 < 10^{-16} \text{ cm}$.

2.3 Formalisme : théorie quantique relativiste

Le monde de l'atome, du noyau et des particules n'obéit pas aux lois de la mécanique classique mais à celles d'une nouvelle mécanique, quantique et relativiste. Cette théorie permet d'expliquer la création et l'annihilation des particules selon la règle de conservation globale matière-énergie d'Einstein. La théorie quantique a de plus le mérite d'expliquer comment une force peut s'exercer à distance entre deux objets. Selon elle, le champ de forces entre deux particules en interaction est matérialisé par un **quantum d'énergie**.

■ Dans le cas de la **force électromagnétique**, c'est le **photon** qui quantifie le champ. Il est bien connu des physiciens car présent dans tous les phénomènes lumineux, rayonnements X et γ , ondes hertziennes, ainsi que dans les interactions entre particules chargées (figure 12 et § 2.6).

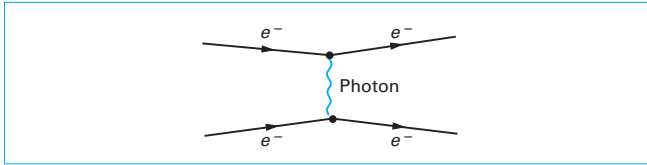


Figure 12 – Interaction entre deux électrons par échange d'un photon virtuel

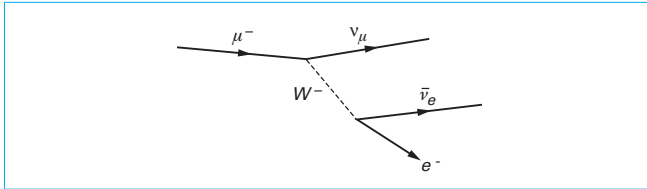


Figure 13 – Désintégration faible du muon par échange d'un boson W^-

■ Pour la **force de gravitation**, on parle de *graviton* bien que celui-ci soit encore difficile à intégrer dans les théories quantiques.

■ Pour l'**interaction nucléaire**, la force fondamentale s'exerce entre les quarks composant les hadrons, les quanta du *champ fort* étant appelés **gluons** (au nombre de 8).

■ Enfin, depuis 1983, on sait que l'**interaction faible** est véhiculée par un boson pouvant exister sous trois états : W^+ , W^- et Z^0 (figure 13).

Le tableau 4 résume les forces fondamentales, les quanta de champ qui en sont les vecteurs, ainsi que les particules qui leur sont sensibles.

Tableau 4 – Forces fondamentales, quanta de champ et particules sensibles				
Force	Forte	Électro-magnétique	Faible	Gravitation
Quanta	Gluons	Photon	Bosons W^+ , W^- , Z^0	Graviton
Particules sensibles	Quarks, gluons	Particules chargées	Quarks, leptons, W^+ , W^- , Z^0	Toutes les particules massives

2.4 Relation portée-masse de la particule échangée

Rappelons tout d'abord les relations d'incertitude d'Heisenberg. Lorsqu'une particule de masse M émet une particule de masse μ (figure 14), la violation du principe de conservation de l'impulsion énergie n'est pas détectable à condition que la durée du phénomène soit inférieure à un temps Δt_{\max} tel que :

$$\Delta t_{\max} \mu c^2 \approx \hbar$$

soit :

$$\Delta t_{\max} = \frac{\hbar}{\mu c^2}$$

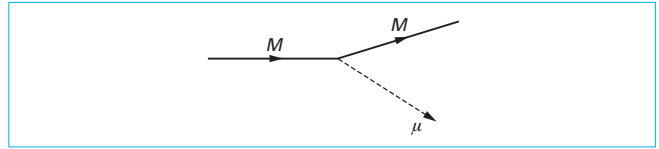


Figure 14 – Émission d'une particule de masse μ par une particule de masse M

Le parcours de cette particule, définissant sa portée d'interaction, est alors au plus égal à $c\Delta t_{\max}$:

$$c\Delta t_{\max} = \frac{\hbar}{\mu c}$$

avec $\frac{\hbar}{\mu c}$ longueur d'onde Compton de la particule.

Ainsi, pour le photon, sa masse nulle $\mu_\gamma = 0$ conduit à une portée infinie pour l'interaction électromagnétique, en accord avec ce que nous avons vu précédemment (§ 2.2). La même logique est respectée pour l'interaction gravitationnelle (masse nulle du graviton et donc portée infinie de la force) et pour l'interaction faible (masse proche de $90 \text{ GeV}/c^2$ pour les W et Z^0 et donc très courte portée de cette force, de l'ordre du millième de fermi). Par contre, l'interaction forte entre quarks n'obéit pas à ce schéma à cause du phénomène de *confinement* spécifique à cette force (cf. § 2.11).

2.5 Identité champ-particule

Les processus de particules en interactions, de création ou d'annihilation de ces dernières, sont décrits dans le cadre général de la théorie quantique des champs [4] [5] [6].

Nous allons en donner un bref aperçu permettant de comprendre le cheminement qui a permis d'unifier les interactions faible et électromagnétique.

À chaque espèce de particules (e^- , $\pi\dots$), on associe un champ défini en tout point (\vec{r}, t) de l'espace temps par :

$$\varphi(\vec{r}, t) = \varphi(\underline{x})$$

Ce champ est solution d'une équation d'onde relativiste, de type Klein-Gordon ou Dirac [4] [5] [6], la fonction $\varphi(\underline{x})$ obtenue décrivant à la fois les particules et les antiparticules. La base du formalisme de la seconde quantification consiste à utiliser $\varphi(\underline{x})$ comme un opérateur agissant dans l'espace des états physiques en créant ou en annihilant les particules.

Ainsi $\varphi(\underline{x})$ annihile une particule ou crée une antiparticule, $\varphi^+(\underline{x})$, son conjugué hermitique, crée une particule ou annihile une antiparticule.

2.6 Champs en interaction : apparition des particules virtuelles

La théorie des champs permet la description des interactions par un hamiltonien d'interaction, s'ajoutant à l'hamiltonien du système libre.

Ainsi, par exemple, aux deux diagrammes de la figure 15, on associe les termes de l'hamiltonien suivants.

■ Figure 15 a

- création de la particule (A) $\Rightarrow A^+$
- création de la particule (φ) $\Rightarrow \varphi^+$
- annihilation de la particule (φ) $\Rightarrow \varphi$.

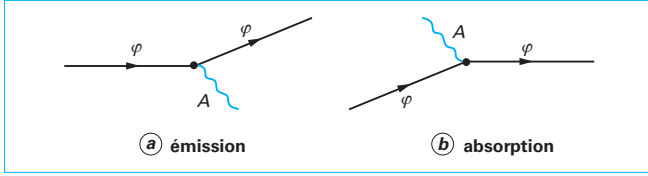


Figure 15 – Émission et absorption de la particule A par la particule φ

Remarque : le point de contact entre la particule φ et A est appelé vertex.

Le terme de l'hamiltonien est :

$$g\varphi\varphi^+A^+$$

avec g constante de couplage de l'interaction de φ et de A.

Figure 15 b

- création de la particule (φ) $\Rightarrow \varphi^+$
- annihilation de la particule (φ) $\Rightarrow \varphi$
- annihilation de la particule (A) $\Rightarrow A$.

Le terme de l'hamiltonien est alors $gA\varphi\varphi^+$.

Les deux processus représentés sont condensés dans un hamiltonien H_{int} que l'on peut écrire :

$$H_{int} = g \int d^4x [\varphi\varphi^+A^+ + A\varphi\varphi^+]$$

L'hamiltonien d'interaction doit posséder toutes les propriétés d'invariance, ce qui implique, entre autre, la conservation de l'énergie-impulsion.

La réunion des deux graphes de la figure 15, émission puis absorption de A par φ , permet de représenter l'interaction entre deux particules φ par l'échange d'une particule A.

Ainsi la particule A, *vecteur de l'interaction*, est échangée entre deux particules réelles. Reprenons le cas où les deux particules de quadrivecteur \underline{p}_1 et \underline{p}_2 sont des électrons et A un photon (figure 16).

Pour ces particules, la norme du quadrivecteur impulsion-énergie, qui est égale à l'énergie de masse au carré, s'écrit :

$$\underline{p}_1^2 = \underline{p}_1'^2 = \underline{p}_2^2 = \underline{p}_2'^2 = m_e^2c^4$$

Pour la particule A échangée, dans ce cas un photon, la masse a pour valeur :

$$k^2 = (\underline{p}_1 - \underline{p}_1')^2 = 2m_e^2c^4 - 2\underline{p}_1\underline{p}_1'$$

- avec $m_e^2c^4$ petit (cas des e^-),
- θ angle entre \underline{p}_1 et \underline{p}_1' ,
- $k^2 \approx -2E_1E_1'(1 - \cos\theta) < 0$

Pour l'interaction électromagnétique, le quantum de champ est un photon de masse négative appelé photon *virtuel*.

2.7 Théorie complète de l'interaction électromagnétique : l'électrodynamique quantique (QED)

L'électrodynamique quantique sert de base à la théorie de l'unification des interactions car c'est la théorie la mieux définie :

- on en connaît une formulation classique bien établie et vérifiée expérimentalement ;

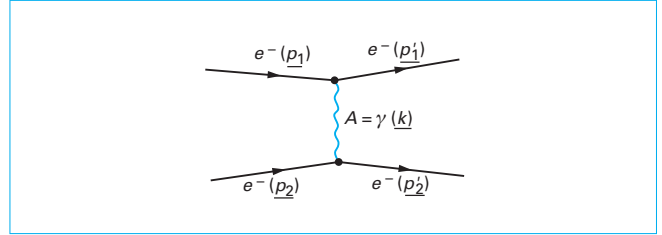


Figure 16 – Diffusion de deux électrons

- elle joue un rôle fondamental au niveau microscopique (atomique) et sa manifestation dans les phénomènes macroscopiques est visible couramment ;
- le quantum de champ électromagnétique est observable : c'est le photon ;
- son intensité modérée (la constante de couplage qui lui est associée vaut 1/137 à basse énergie) permet de faire des calculs théoriques complets (« à tout ordre »).

2.7.1 Électrodynamique classique

Équations de Maxwell

Les composantes du champ électrique \vec{E} et du champ magnétique \vec{B} doivent vérifier les quatre équations suivantes :

$$\begin{cases} \text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{cases}$$

avec $\rho(\vec{r}, t)$ densité volumique de charge,

$$\text{et } \begin{cases} \text{div } \vec{B} = 0 \\ \text{rot } \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{cases}$$

avec $\vec{j}(\vec{r}, t)$ densité de courant.

Conservation locale de la charge

La relation $\text{div } \vec{j} + \frac{d\rho}{dt} = 0$ impose la conservation de la charge.

Au sens relativiste, ρ et \vec{j} sont les composantes J^μ d'un quadrivecteur courant $J^\mu = \{\rho, \vec{j}\}$ et la relation précédente devient $\partial_\mu J^\mu = 0$.

2.7.2 Jauge

Les équations de Maxwell imposent l'existence d'un potentiel scalaire $V(\vec{r}, t)$ et d'un potentiel vecteur $\vec{A}(\vec{r}, t)$ tels que :

$$\begin{cases} \vec{B} = \text{rot } \vec{A} \\ \vec{E} = -\text{grad } V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \end{cases}$$

Le quadrivecteur $V^\mu = \{V, \vec{A}\}$ constitue une **jauge**.

2.7.3 Invariance de jauge de l'interaction électromagnétique

Un champ électromagnétique $\{\vec{E}, \vec{B}\}$ peut être décrit par une infinité de jauge différentes à condition que la jauge $\{V', \vec{A}'\}$ soit liée à la jauge $\{V, \vec{A}\}$ par les formules de transformation suivantes :

$$\begin{cases} \vec{A}' = \vec{A} + \vec{\text{grad}} \chi(\vec{r}, t) \\ V' = V - \frac{\partial \chi}{\partial t}(\vec{r}, t) \end{cases}$$

$\{V, \vec{A}\}$ et $\{V', \vec{A}'\}$ sont deux **jauge équivalentes**.

Il est clair que, pour la mécanique classique, la force faisant intervenir les champs et non les potentiels, à deux jauge équivalentes correspondent les mêmes conséquences physiques.

Il en est de même en mécanique quantique des interactions électromagnétiques qui régissent les interactions entre les photons et les électrons et, plus généralement, entre les photons et les leptons.

2.7.4 Électrodynamique quantique

■ Les électrons

Les électrons sont décrits par un champ complexe obéissant à l'équation de Dirac [4] [5] [6]. Ce champ, à quatre composantes indépendantes ψ , correspond aux deux états possibles de spin pour l'électron e^- et son antiparticule e^+ .

■ Les photons

Ils sont décrits par un champ quantique A , qui est en fait le quadri-potentiel A^μ .

2.7.5 Interaction électron-photon

Comme nous l'avons déjà vu au paragraphe 2.6, les termes d'interaction sont représentés par un hamiltonien d'interaction lié aux graphes de la figure 15.

Cet hamiltonien d'interaction s'écrit :

$$H_{\text{int}} = e^2 \int d^4x [j^\mu(x) A_\mu(x)]$$

avec $j^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$ courant électromagnétique,
 $\bar{\psi}$ champ conjugué de ψ ,
 γ^μ matrices de Dirac,

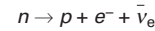
$$H_{\text{int}} = e^2 \int d^4x [\bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu]$$

Le cadre mathématique que nous venons de présenter, et qui permet une description complète de l'interaction électromagnétique, est le guide fondamental servant de base à la description de l'interaction faible et, de manière plus générale, à toute théorie quantique de champ.

2.8 Interaction faible

2.8.1 Existence

L'existence de l'interaction faible date de la découverte de la radioactivité β^- des noyaux qui n'est autre que la manifestation de la désintégration du neutron suivant le schéma :



À l'instar du neutron, beaucoup de particules se désintègrent par interaction faible.

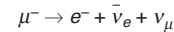
Exemple :

- muon $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$
- méson $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$
- méson $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$.

2.8.2 Théorie de l'interaction faible : modèle de Fermi

La première théorie de l'interaction faible a été développée par E. Fermi en 1933 en supposant une interaction ponctuelle (dite « *de contact* » ou « *courant-courant* ») entre l'état initial et l'état final.

Considérons par exemple la réaction de désintégration du muon :



Dans ce modèle, elle peut se représenter selon le graphe de la figure 17 :

En accord avec ce qui a été dit au paragraphe 2.6, ce graphe conduit à un hamiltonien d'interaction qui contient :

- l'annihilation du muon $\mu^- \rightarrow \psi_\mu$
- la création du neutrino $\nu_\mu \rightarrow \bar{\psi}_{\nu_\mu}$
- la création de l'électron $e^- \rightarrow \bar{\psi}_e$
- la création de l'antineutrino $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\psi}_{\nu_e}$.

La forme générale de l'hamiltonien d'interaction s'écrit :

$$H_{\text{int}} = G_F \int d^4x [\bar{\psi}_e(x) O \bar{\psi}_{\nu_e}(x) | \bar{\psi}_{\nu_\mu}(x) O' \psi_\mu(x)]$$

avec O et O' combinaisons de matrices de Dirac, G_F constante de Fermi.

On peut ainsi écrire :

$$H_{\text{int}} = G_F \int d^4x [\bar{\psi}_e(x) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \psi_{\nu_e}(x) | \bar{\psi}_{\nu_\mu}(x) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \psi_\mu(x)]^\dagger$$

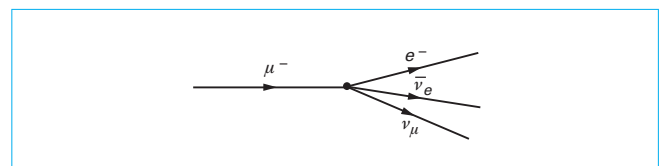


Figure 17 – Désintégration du muon

Le développement sous le signe \int fait apparaître des courants ayant des structures semblables aux courants électromagnétiques :

$$\begin{cases} V_{\theta}^{\mu} = \bar{\psi}_e(x) \gamma^{\mu} \psi_{\nu_e}(x) \\ A_{\theta}^{\mu} = \bar{\psi}_e(x) \gamma^{\mu} \gamma^5 \psi_{\nu_e}(x) \end{cases}$$

$$\begin{cases} V_{\mu}^{\mu} = \bar{\psi}_{\mu} \gamma^{\mu} \psi_{\nu_{\mu}} \\ A_{\mu}^{\mu} = \bar{\psi}_{\mu} \gamma^{\mu} \gamma^5 \psi_{\nu_{\mu}} \end{cases}$$

On peut alors réécrire l'hamiltonien sous la forme :

$$H_{\text{int}} = G_F \int d^4x |V_{\theta}^{\mu} - A_{\theta}^{\mu}| |V_{\mu}^{\mu} - A_{\mu}^{\mu}|^+$$

Cet hamiltonien est à la base d'une théorie de l'interaction faible appelée théorie $V-A$:

- **V comme vecteur** : les parties des courants V_{θ}^{μ} et V_{μ}^{μ} se transforment dans une inversion d'espace comme un vecteur ;
- **A comme axial** : les parties des courants A_{θ}^{μ} et A_{μ}^{μ} se transforment dans une inversion d'espace comme un vecteur axial.

Lorsque l'on fait les produits des courants, il apparaît des produits VA ou AV qui violent la symétrie d'espace et conduisent à la **non-conservation de la parité** (§ 1.2.1.1).

De plus, ces courants sont des **courants chargés** car ils contiennent dans leur produit des termes chargés et non chargés (par exemple $\bar{\psi}_e$ et ψ_{ν_e} pour V_{θ}^{μ}), ce qui signifie qu'ils font passer d'une particule chargée à une particule non chargée.

■ **Généralisation de la théorie $V-A$**

L'hamiltonien d'interaction peut s'écrire comme le **produit de deux courants**, soit :

$$H_{\text{int}} = G_F \int d^4x |J^{\mu}(x) J_{\mu}^{\dagger}(x)|$$

2.9 Unification des interactions électromagnétiques et faibles : modèle de Glashow

2.9.1 Hypothèse

La théorie *courant-courant* développée par Fermi ne satisfait pas aux données essentielles suivantes de la théorie des champs :

- la portée de l'interaction faible est supposée strictement nulle ;
- le principe selon lequel toute interaction est véhiculée par un quantum de champ n'est pas respecté ;
- enfin, pour de grandes valeurs de l'énergie, cette théorie conduit à des sections efficaces calculées $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$ infinies, donc physiquement non acceptables.

S.L. Glashow proposa alors en 1961 de remplacer l'interaction de contact entre l'état initial et l'état final par un terme contenant un *propagateur* véhiculant l'interaction faible.

Par similitude au photon qui transporte l'interaction électromagnétique, il postule donc l'existence d'un boson noté W qui transporte l'interaction faible. Ainsi, pour la désintégration du muon $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu}$, ce boson permet de passer du muon μ^- à l'électron e^- suivant le processus montré figure 13. À la différence du photon qui est électriquement neutre, le boson W transporte une charge + ou - suivant la particule qui l'émet.

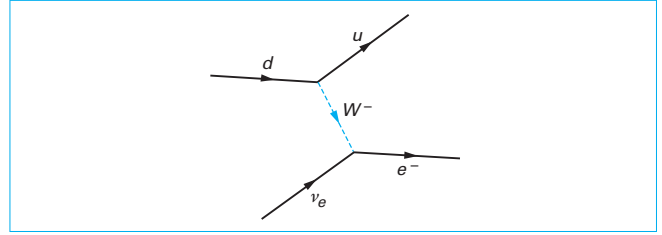


Figure 18 – Interaction neutrino-quark d

En poussant l'analogie avec l'interaction électromagnétique, l'hamiltonien d'interaction s'écrit alors comme le produit du courant faible avec le champ W par la formule :

$$H_{\text{int}} = g \int d^4x |J_{\text{faible}}^{\mu}(x) W_{\mu}(x)|$$

2.9.2 Propagateur du boson W

À partir de l'hypothèse précédente, le développement mathématique de la théorie des champs fait apparaître entre les deux vertex d'un diagramme une *fonction de propagation*, ou *propagateur*, proportionnelle à :

$$\frac{1}{M^2 - k^2}$$

- avec M masse de la particule échangée,
- k quadrivecteur de la particule.

Ainsi, pour le boson W^- échangé dans l'interaction d'un neutrino et d'un quark d (figure 18), on a un terme pouvant s'écrire :

$$g^2 \frac{1}{M_W^2 - k^2}$$

L'égalité avec l'amplitude obtenue à partir du graphe de Fermi (figure 17) conduit à la relation :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = g^2 \frac{1}{M_W^2 - k^2}$$

ce qui numériquement conduit à $M_W \approx 100 \text{ GeV}/c^2$.

2.9.3 Invariance de jauge. Ses conséquences

Afin de ne pas alourdir la présentation, nous allons seulement mentionner deux points essentiels.

2.9.3.1 Invariance de jauge de première espèce

Toutes les interactions connues conservant la charge électrique, l'hamiltonien doit rester invariant dans les transformations de la forme :

$$\varphi(\underline{x}) \rightarrow \varphi'(\underline{x}) = \exp i q \alpha \varphi(\underline{x})$$

- avec q charge associée au champ $\varphi(\underline{x})$,
- α constante réelle quelconque.

L'invariance de jauge de première espèce correspond à la conservation de la charge électrique.

2.9.3.2 Invariance de jauge de seconde espèce

La transformation de jauge de seconde espèce correspond au cas pour lequel l'exposant α n'est plus une constante mais une fonction des coordonnées :

$$\varphi(\underline{x}) \rightarrow \varphi'(\underline{x}) = \exp i q \alpha(\underline{x}) \varphi(\underline{x})$$

L'hamiltonien n'est plus invariant sur une transformation de jauge de seconde espèce et, pour rétablir l'invariance de jauge, on doit introduire un champ vectoriel A^μ qui n'est autre que le champ électromagnétique.

Cette invariance de jauge implique également que le photon ait une masse nulle.

Les théories de jauge sont extrêmement importantes car elles permettent des calculs sans divergence (c'est-à-dire ne comportant pas de termes infinis) ; on dit qu'elles sont « renormalisables ».

2.9.4 Théorie électrofaible

L'unification des forces faible et électromagnétique en une force unique, appelée force *électrofaible*, est basée sur le concept de symétrie. On définit ainsi la symétrie électrofaible comme étant la symétrie associée au groupe de jauge noté $SU(2) \otimes U(1)$, $SU(2)$ décrivant la partie faible de l'interaction et $U(1)$, la partie électromagnétique. Les transformations de ce groupe $SU(2) \otimes U(1)$ sont engendrées par quatre générateurs, trois pour la partie $SU(2)$, notés W^+ , W^- et W^0 (générateurs d'isospin faible), et un pour la partie $U(1)$, noté B^0 (générateur d'hypercharge). L'unification des forces faible et électromagnétique est alors réalisée en disant que les particules **physiques** γ et Z^0 sont en fait des **mélanges** des objets **mathématiques** W^0 et B^0 par les relations :

$$\gamma = \cos(\theta_W) B^0 + \sin(\theta_W) W^0$$

$$\text{et } Z^0 = -\sin(\theta_W) B^0 + \cos(\theta_W) W^0$$

L'angle θ_W est appelé « *angle de mélange* ». Il a été mesuré très précisément dans les expériences avec courant neutre et vaut 29° .

2.10 Modèle de Weinberg-Salam

La théorie de Glashow présente l'inconvénient majeur de donner une masse nulle à toutes les particules élémentaires et donc, en particulier, aux bosons W et Z , avec comme conséquence une portée infinie pour l'interaction faible. Pour résoudre ce problème, Weinberg et Salam ajoutèrent en 1967 au modèle de Glashow le « mécanisme de Higgs » (inventé en 1963 par le physicien écossais Peter Higgs) qui, au prix de l'introduction d'un nouveau champ fondamental (le champ de Higgs), permet de rendre compte de la masse des particules comme la conséquence de la *brisure spontanée* de la symétrie de jauge $SU(2) \otimes U(1)$ au niveau de son état fondamental, c'est-à-dire du vide.

■ Brisure spontanée d'une symétrie

Soit un système invariant sous un ensemble de transformations. On dit que la symétrie est brisée spontanément quand les équations fondamentales (le lagrangien) décrivant le système physique restent invariantes sous les transformations considérées mais que l'état d'énergie minimale (état fondamental du système) ne l'est plus. Cela peut être illustré par l'exemple d'un « fond de bouteille » (système ayant un potentiel à symétrie cylindrique) (figure 19).

Plaçons une bille en équilibre au point O. Le système formé par la bouteille et la bille est invariant par rotation autour de l'axe vertical. Appliquons alors une petite perturbation qui fait tomber la bille au fond de la bouteille (sans casser celle-ci). Les points du cercle cons-

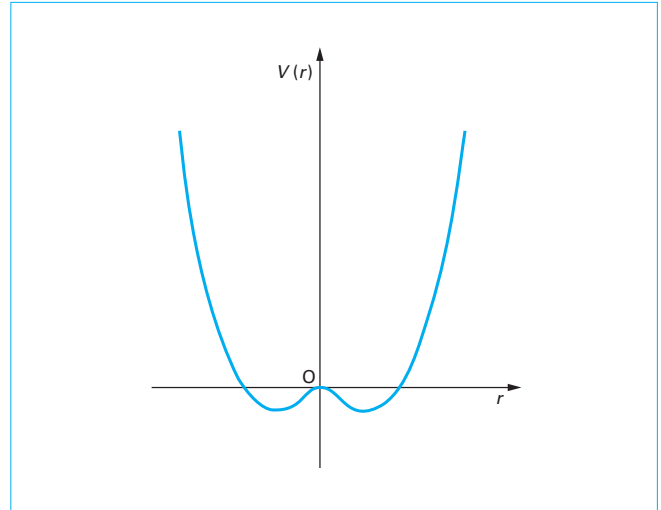


Figure 19 - Potentiel à symétrie cylindrique

tituant le fond ne sont alors plus équivalents (le point coïncidant avec la position de la bille est privilégié). L'état fondamental de la bouteille n'est plus symétrique par rapport à une rotation, mais la bouteille, qui n'a pas été cassée par cette perturbation douce, conserve sa symétrie de révolution. On dit que la symétrie du système a été spontanément brisée.

Appliqué à l'interaction électrofaible, ce mécanisme de brisure génère, via le mécanisme de Higgs, un nouveau champ fondamental appelé champ de Higgs. Ce champ a deux composantes complexes, soit quatre degrés de liberté. Trois de ces degrés de liberté sont « absorbés » (théorème de Goldstone) pour donner la masse aux bosons W^+ , W^- et Z^0 , le photon conservant une masse nulle (à noter que ce dernier point n'est pas une prédiction de la théorie mais est obtenu de manière *ad hoc* en choisissant un point particulier du « fond de la bouteille »). Reste alors un degré de liberté non utilisé qui se retrouve sous la forme d'une nouvelle particule appelée *Boson de Higgs*. Cette particule, non encore observée à ce jour, fait l'objet d'intenses recherches dans les grands accélérateurs (cf. dossier [AF 3 481]).

Les masses des bosons W et Z^0 sont alors fixées par les relations :

$$M_Z^2 = \frac{M_W^2}{\cos^2 \theta_W}$$

$$\text{avec } M_W^2 = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F \sin^2 \theta_W} \text{ et } \alpha = \frac{1}{137}.$$

Les valeurs théoriques ainsi obtenues sont :

$$M_W = 77,8 \text{ GeV}/c^2$$

$$M_Z = 88,6 \text{ GeV}/c^2$$

Notons que ce sont des valeurs obtenues « à l'ordre le plus bas », c'est-à-dire sans introduire les corrections radiatives électrofaibles, et qui ne peuvent donc être directement comparées aux valeurs expérimentales qui seront présentées dans le dossier suivant ([AF 3 481]).

Tableau 5 – Bosons de jauge

Particules	Spin	Charge	Masse (GeV/c ²)	Vie moyenne τ ou Γ (GeV/c ²)	Isospin (I)	Principaux modes de désintégration
Bosons	γ	1	0	stable	0,1	
	W	1	± 1	80,425	2,136	hadrons, $e\nu$, $\mu\nu$
	Z	1	0	91,1875	2,495	hadrons, e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$
	g (gluon)	1		0		0
	graviton	2		$< 10^{-32}$		

2.11 Chromodynamique quantique

Dans le cadre de la théorie quantique des champs, on peut également construire une théorie quantique de l'interaction forte appelée chromodynamique quantique (QCD). Dans ce modèle, l'interaction est générée par une charge portée par les quarks et appelée **charge de couleur** qui joue le rôle de la charge électrique dans l'interaction électromagnétique. Cette charge de couleur, conservée par interaction forte, peut prendre **trois valeurs différentes, bleu, jaune et rouge**. Cette charge est telle que les particules colorées (quarks et gluons) sont inobservables (phénomène dit de *confinement*), seules les particules blanches de couleur étant observables dans la nature. Ainsi, les quarks sont *confinés* à l'intérieur des hadrons et aucune expérience n'a permis de les mettre en évidence à l'état libre. Ils sont dits en *liberté asymptotique* (ces phénomènes de *confinement* et de *liberté asymptotique* sont dus, plus fondamentalement, aux propriétés d'écrantage et d'antiécrantage du vide quantique).

Les hadrons sont des combinaisons de quarks colorés conduisant à des états non colorés. Plus précisément, ils sont obtenus par addition des trois couleurs dans le cas des baryons et à l'aide d'une paire couleur-anticouleur dans le cas des mésons.

L'interaction forte entre les quarks est portée par un quantum du champ fort, appelé *gluon*, porteur de combinaisons couleur-anticouleur. Ainsi, l'interaction entre un quark bleu et un quark jaune est portée par un gluon bleu-antijaune. Ces gluons sont au nombre de huit et ont une masse nulle.

Une des difficultés de cette théorie réside dans le fait que les quarks et les gluons n'existent pas à l'état libre et ne peuvent donc être observés expérimentalement que de manière indirecte, via un processus complexe appelé *hadronisation* (transformations des quarks en hadrons), sous forme de « jets » de hadrons. Ce phénomène d'*hadronisation* peut être modélisé de façon assez fiable à haute énergie, les choses devenant beaucoup plus compliquées à basse énergie.

La QCD représente actuellement le meilleur guide théorique de l'interaction forte susceptible de développements prédictifs intéressants pour les années à venir.

Les caractéristiques des bosons de jauge intervenant dans les quatre interactions sont présentées dans le tableau 5.

2.12 Au-delà du modèle standard

La chromodynamique quantique et la théorie électrofaible peuvent être unifiées en une seule théorie, appelée **théorie de grande unification** (notée GUT) dont plusieurs versions existent à l'heure actuelle. Ces théories effacent la différence entre quarks et leptons en introduisant, dans le cadre de symétries plus larges (par exemple SO(10)), de nouveaux bosons possédant les deux identités des quarks et des leptons. L'énergie élevée à laquelle doit apparaître

cette unification (10^{15} GeV) ne permet pas actuellement d'envisager des vérifications expérimentales directes. Cependant, ces modèles de grande unification prédisent une possibilité de désintégration du proton avec violation du nombre quantique baryonique, dans la voie $p \rightarrow e^0 + \pi^0$. Aucun signal d'une telle désintégration n'a été enregistré à ce jour, repoussant la durée de vie du proton au-delà de 10^{33} années, soit beaucoup plus que l'âge de l'Univers.

Au-delà des GUT, il est tentant, dans le cadre du modèle d'Univers du « Big-Bang », d'unifier l'ensemble des quatre forces connues à notre échelle d'énergie en une force unique qui aurait gouverné l'évolution de l'Univers lors de ses tout premiers instants (plus précisément, pendant 10^{-43} s après l'explosion initiale). Le problème fondamental que l'on rencontre alors est que l'on ne sait pas quantifier l'interaction gravitationnelle alors que les trois autres forces ont, elles, une formulation quantique bien établie (via la théorie quantique des champs). Une voie possible pour tenter de résoudre ce problème est d'introduire une théorie basée sur une nouvelle symétrie, appelée *supersymétrie*, liant fermions et bosons et telle qu'à chaque particule du monde réel corresponde en miroir un partenaire supersymétrique. Ainsi, au photon de spin 1 est associé le

photino de spin $\frac{1}{2}$, à l'électron de spin $\frac{1}{2}$ le *selectron* de spin 0, etc.

La recherche de ces nouvelles particules auprès des grands accélérateurs est restée vaine jusqu'à présent, et l'on a seulement pu mettre des limites inférieures de l'ordre de 100 GeV/c² sur leurs masses. Elle reste l'un des enjeux majeurs de la physique de demain et en particulier du LHC (Large Hadron Collider), si l'on veut décrire l'Univers avec un minimum de constituants et une théorie unique des diverses interactions connues.

Enfin, un cadre plus large que la supersymétrie est donné par la théorie des « *supercordes* ». Le concept mathématique de « *corde* » a été introduit dans les années 1960 par G. Veneziano pour décrire la cassure entre quarks lors de la formation de « *Jets* », d'où l'idée d'associer une « *corde* » au boson de jauge de l'interaction forte. Cette association avec une corde a ensuite été généralisée à toute particule, ce qui a conduit à des théories à 26 dimensions (les 4 dimensions usuelles de l'espace-temps et 22 dimensions supplémentaires) qui prédisaient, de plus, des objets ayant des masses carrées négatives ! Ces théories présentaient néanmoins l'intérêt qu'une corde fermée (une boucle) était de spin 2 et pouvait donc être associée au graviton et donc être une voie possible pour quantifier la gravitation. De plus, en ajoutant le concept de supersymétrie, on peut passer de 22 dimensions supplémentaires à 6 et on obtient alors 5 théories de dimension 10 dont 6 dimensions sont compactifiées sur elles-mêmes à une échelle de 10^{-35} m (afin de pouvoir reproduire l'espace-temps classique à nos énergies). Enfin, on peut rassembler ces 5 théories en une théorie ultime de dimension 11, appelée « *Théorie M* ». Dans ce cadre, une **particule élémentaire** apparaît alors comme un mode vibratoire particulier d'une « *supercorde* ». Ces théories de « *supercordes* » sont encore à l'état de développement et n'ont pas fait l'objet de tests expérimentaux approfondis. Néanmoins, l'existence de dimensions supplémentaires pourrait être testée au collisionneur LHC à partir de 2007.

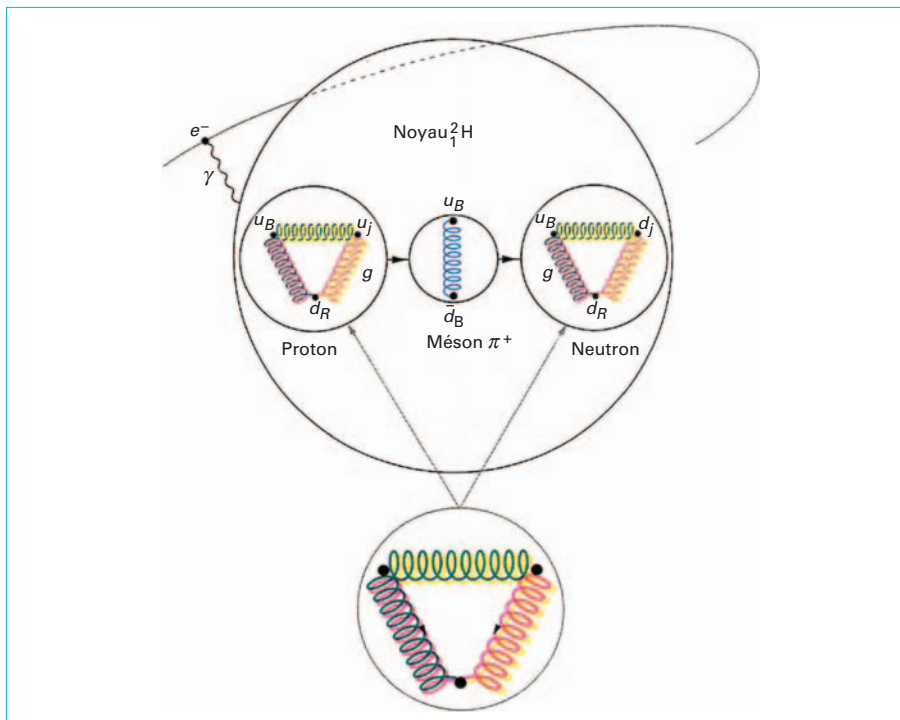


Figure 20 – Atome de deutérium

2.13 Conclusion

À partir de tout ce qui précède, on peut schématiser l'image de la matière par l'exemple de l'atome de deutérium ($1p$, $1n$, $1e^-$) (figure 20).

Le modèle standard de la physique des particules permet ainsi de décrire l'ensemble de la matière, stable et instable, et ses interactions à partir de 12 briques élémentaires (6 quarks et 6 leptons) liées par quatre forces véhiculées chacune par un ou plusieurs médiateurs (photon, gluons, graviton et bosons W et Z).

Références bibliographiques

- | | | |
|---|---|--|
| [1] GROSSETÊTE (B.) et VANNUCCI (F.). – <i>Interactions et particules</i> . Eyrolles. Paris (1991). | [3] GRIFFITHS (D.). – <i>Introduction to elementary particles</i> . John Wiley and Sons. New York (1987). | [5] PILKUHN (H.M.). – <i>Relativistic particle physics</i> . Springer-Verlag (1979). |
| [2] NATAF (R.). – <i>Introduction à la physique des particules</i> . Masson. Paris (1988). | [4] NASH (C.). – <i>Relativistic quantum fields</i> . Academic Press. Londres (1978). | [6] AITCHISON (I.J.R.). – <i>Relativistic quantum mechanics</i> . McMillan Press (1972). |