

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

PROJET DE FIN D'ETUDES

SCIENCE DE LA MATIERE PHYSIQUE

# MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DE PARTICULES

**RÉALISÉ SOUS LA DIRECTION DU PROFESSEUR D. BENCHEKROUN**

**PAR :**

**IMANE ZAHIR**

**NAWAL MAFTAH**

**MOHAMED REDA MEKOUAR**

# Remerciements

Nous tenons à remercier infiniment notre professeur D. Benchenkroun pour nous avoir guidés dans ce travail et contribuer largement à sa réalisation avec la patience et aussi pour son soutien tout au long de notre projet.

Nous tenons à exprimer notre gratitude et nos remerciements aux membres du jury. Veuillez accepter dans ce travail notre sincère respect et notre profonde reconnaissance.

Nous profitons aussi de ce mémoire pour exprimer nos plus vifs remerciements envers tous les professeurs qui nous ont apportés du soutien durant nos études et envers tous nos amis et proches qui ont été toujours près de nous avec leurs encouragements, critiques et conseils.

# Table des matières

Introduction :	5
1. Particules – interactions :	5
1.1) Les particules élémentaires de la matière :	5
1.1) a- Les quarks :	5
1.1) b- Les leptons :	6
1.2) Les particules élémentaires d'interaction :	7
1.3) Les interactions fondamentales :	7
2. Symétries en physique des particules :	8
2.1) Brisure de symétrie :	8
2.2) Symétrie continue/symétrie discrète :	9
4.1) a- Symétrie continue :	9
4.1) b- Symétrie discrète :	9
2.3) Symétrie globale/symétrie locale:	9
4.1) a- Symétrie globale :	9
4.1) b- Symétrie locale :	9
2.4) Groupes de symétrie :	10
2.5) La symétrie <b>CPT</b> :	10
3. Symétrie de jauge :	11
3.1) Transformation de jauge :	11
3.2) Les groupes de jauge :	12
4. Modèle standard :	15
4.1) La théorie électrofaible et le mécanisme de Higgs:	15
4.1) a- L'interaction électrofaible :	15
4.1) b- Le mécanisme de Higgs :	16
4.2) Lagrangien du modèle standard :	21
4.4) a- Expression du lagrangien du modèle standard :	21

4.4)	b- Description des différents termes du lagrangien du modèle standard :.....	22
4.3)	Théorie de Grande Unification :.....	24
4.3)	a- Unification des forces :.....	25
	Liaison de la force nucléaire forte au tandem électrofaible : .....	25
4.3)	b- Le groupe SU(5) :.....	25
4.3)	c- Vers une unification finale :.....	27
5.	Les expériences autour du boson de Higgs :.....	27
5.1)	Le Large Hadron Collider :.....	28
5.2)	Production et détection du boson de Higgs :.....	30
	Conclusion : .....	33
	Références :.....	35

## Introduction :

Avant d'explorer en détail l'histoire de l'univers, il nous faut un détour par l'infiniment petit : pour comprendre les débuts d'un univers très chaud et très dense, il est nécessaire de savoir quels peuvent en être les constituants et comment ils se comportent, C'est ce que tente de décrire le modèle standard.

Le modèle standard est un modèle théorique qui a permis une compréhension de la structure fondamentale de la matière.

L'Univers est fait de douze constituants de base appelés particules fondamentales et gouverné par quatre forces fondamentales. C'est le modèle standard de la physique des particules qui nous aide à mieux comprendre la façon dont ces douze particules et dont trois des quatre forces de la nature sont reliées entre elles. Il a permis d'expliquer les résultats d'un grand nombre d'expériences et à prédire avec exactitude une grande variété de phénomènes. Avec le temps, et bien des expériences plus tard, le Modèle standard s'impose comme une théorie ayant de solides fondements expérimentaux.

## 1. Particules – interactions :

Toutes les particules, y compris les particules élémentaires, sont divisées en fermions et bosons en fonction de la valeur qu'elles possèdent d'une propriété appelée « spin intrinsèque ». Si une particule possède une valeur non intégrale de spin intrinsèque, elle est appelée fermion, tandis que si elle possède une valeur intégrale, elle est appelée boson. Le modèle standard affirme que la matière dans l'Univers est composée de fermions élémentaires qui interagissent à travers des champs, dont ils sont les sources. Les particules associées aux champs d'interaction sont des bosons.

### 1.1) Les particules élémentaires de la matière :

On peut construire toute la matière connue de l'univers avec seulement 12 fermions (6 quarks, 6 leptons) de spin  $\frac{1}{2}$  – qui sont assujettis au principe d'exclusion de Pauli, qui interdit à tout fermion d'un système d'avoir exactement les mêmes quatre nombres quantiques " intrinsèques " qu'un autre fermion du système – et 12 bosons vecteurs. Ce sont les constituants de base du modèle standard qui est la théorie admise actuellement pour reproduire la physique des particules. Cette théorie ne permet pas de décrire la gravitation. Pratiquement tous les phénomènes naturels peuvent être compris dans le cadre du modèle standard et de la gravitation.

#### 1.1) a- Les quarks :

On admet actuellement l'existence de six types de quarks, appelés plus poétiquement saveurs : les quarks up et down constituent les protons et les neutrons, le quark étrange a été observé dans les rayons cosmiques et trois autres quarks, le charme, le bottom et le top, ont été découverts dans les accélérateurs.

Quarks					
Génération	Quark ( $q = -\frac{1}{3}e$ )		Masse (MeV/c <sup>2</sup> )	Quark ( $q = +\frac{2}{3}e$ )	Masse (MeV/c <sup>2</sup> )
1	Down (bas)	$d$	$\approx 4-8$	Up (haut)	$u \approx 1,5-4$
2	Strange (étrange)	$s$	$\approx 80-130$	Charm (charmé)	$c \approx 1\,150-1\,350$
3	Bottom/ Beauty (beauté)	$b$	$\approx 4\,100-4\,400$	Top/Truth (vérité)	$t \approx 173\,000$

Ils se répartissent suivant trois générations qui ne diffèrent l'une de l'autre que par la masse, plus élevée à chaque génération. À chaque quark est associé un antiquark. Ainsi l'antiquark de  $u$  est  $\bar{u}$ .

Les *hadrons* sont des particules composites formées de quarks. On distingue les *baryons*, formés de trois quarks comme le neutron ou le proton, des *mésons*, comme le  $\pi$ , composés de deux quarks. Les hadrons interagissent par interaction forte.

Le quark est caractérisé par une autre propriété, la *couleur*. Chaque quark a un nombre quantique de couleur qui peut prendre l'une des trois valeurs suivantes : **rouge**, **vert** et **bleu**. Les antiquarks ont une anti couleur **anti rouge**, **anti vert** et **anti bleu**, parfois dénommées cyan, jaune et magenta. Le quark **change de couleur** quand il échange un **gluon**, Correspondant à la particule qui intervient dans l'**interaction forte**. La matière qui nous entoure n'est faite que de deux saveurs de quarks : ceux de la génération 1.

Bien qu'élémentaires, les cinq premiers quarks ( $d$ ,  $u$ ,  $s$ ,  $c$  et  $b$ ) ne peuvent exister isolément et sont regroupés dans des **hadrons**.

Le quark ( $t$ ), d'après le modèle standard, a une durée de vie trop courte pour former des **hadrons** ( $\approx 10^{-25}$  s) soit environ 20 fois moins que l'ordre de grandeur des durées des interactions fortes. En conséquence, le quark *top* ne peut pas former de **hadron**.

Dans l'interaction forte, on peut créer une paire quark-antiquark s'il y a suffisamment d'énergie. On ne peut pas, avec cette interaction, changer la saveur d'un quark mais cela peut être fait avec l'interaction faible. Ainsi, lors de la radioactivité  $\beta$ , dans laquelle un neutron se transforme en proton, un quark  $u$  est transformé en quark  $d$ .

### 1.1) b- Les leptons :

Les leptons comprennent 3 saveurs, particules dotées d'une masse et porteuses d'une charge électrique négative (positive pour leurs antiparticules) : **électron  $e^-$** , **muon  $\mu^-$** , **tauon  $\tau^-$** . Chaque saveur forme un doublet avec son neutrino non chargé et a masse presque nulle. Les leptons sont classés en trois familles. Leur liste et quelques-unes de leurs propriétés sont indiquées dans le tableau.

Leptons						
Famille	Particule		Masse	Particule		Masse
1	électron	$e^-$	0,511 MeV/c <sup>2</sup>	neutrino électronique	$\nu_e$	< 2,5 eV/c <sup>2</sup>
2	muon	$\mu^-$	105,7 MeV/c <sup>2</sup>	neutrino muonique	$\nu_\mu$	< 170 keV/c <sup>2</sup>
3	tau	$\tau^-$	1777 MeV/c <sup>2</sup>	neutrino tau	$\nu_\tau$	< 18 MeV/c <sup>2</sup>

Parmi les leptons chargés, seul l'électron est stable. Il est un des constituants de la matière ordinaire puisque les atomes sont formés d'un noyau et d'électrons. Le muon ( $\mu^-$ ) et le tau ( $\tau^-$ ) sont instables. Les neutrinos sont stables.

À chaque lepton correspond un antilepton de même masse mais de charge électrique opposée lorsqu'il en a une. Il y a donc six antileptons : ( $e^+$ ,  $\nu_e$ ), ( $\mu^+$ ,  $\nu_\mu$ ) et ( $\tau^+$ ,  $\nu_\tau$ ). Dans le modèle standard, on suppose que la masse des neutrinos est nulle. Si tel est le cas, un lepton d'une famille ne peut se transformer en un lepton d'une autre famille. L'existence d'une oscillation du neutrino, qui signifie qu'un neutrino peut changer de saveur au cours du temps, implique que la masse des neutrinos n'est pas nulle mais elle doit être très faible.

## 1.2) Les particules élémentaires d'interaction (Bosons vecteurs) :

Un boson est une particule de spin entier, n'est pas assujetti au principe d'exclusion de Pauli (plusieurs bosons peuvent occuper simultanément un même état quantique). Comprenant :

- les bosons de jauge - spin 1 - vecteurs de force qui servent de " colle " pour lier la matière.
- le boson de Higgs - boson scalaire de spin 0 - qui donne une masse aux particules.
- le graviton est encore hypothétique.

En physique quantique, l'interaction se fait par échange de particules. Ces particules, qui sont les vecteurs de l'interaction, sont en nombre limité. Ce sont:

<u>INTERACTION</u>	<u>BOSON VECTEUR</u>
<b>Electromagnétique</b>	Photon virtuel, $m=0$ , $s=1$
<b>Forte</b>	8 Gluons, $m=0$ , $s=0$ , charge de couleur, $q=0$
<b>Faible</b>	$W^+$ , $W^-$ , $m = 80 \text{ GeV}$ et $Z^0$ , $m = 91 \text{ GeV}$ , $s = 0$
<b>Gravitation</b>	Graviton ? $M=0$ , $s=2$

On parle de boson vecteur car le spin des bosons du modèle standard est  $s=1$ .

Il y a donc trois composantes (+1, 0, -1) pour la projection  $s_z$  tout comme un vecteur. Une particule de spin zéro est appelé particule scalaire car il n'y a qu'une composante, Comme pour un scalaire.

## 1.3) Les interactions fondamentales :

Quatre interactions élémentaires ou fondamentales, se manifestant chacune par une force dite fondamentale, sont responsables de tous les phénomènes physiques observés dans l'Univers :

- **l'interaction nucléaire forte**, L'interaction forte, ou force nucléaire forte, assure la cohésion du noyau en faisant fortement s'attirer les nucléons. Elle ne s'exerce qu'à des distances très courtes, quelques diamètres de noyaux. Sa version quantique de l'interaction forte s'appelle chromodynamique quantique QCD.
- **l'interaction électromagnétique**, L'interaction électromagnétique s'exerce entre des charges électriques qui sont des multiples positifs ou négatifs de la charge élémentaire  $e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$ .

Cette force est de longue portée et décroît avec la distance. Cette force électromagnétique assure, la cohésion de l'atome, c'est-à-dire les forces entre électrons et noyau atomique, la formation des champs électromagnétiques et la propagation des ondes électromagnétiques. La version quantique de l'électromagnétisme s'appelle électrodynamique quantique (QED).

- l'interaction faible, Son effet est de changer des particules en d'autres particules moyennant certaines contraintes. Elle est responsable de l'instabilité de certaines particules et noyaux. Elle est à l'origine de la radioactivité  $\beta$ . La portée de l'interaction faible est très faible, de l'ordre de  $10^{-18} \text{ m} = 10^{-3} \text{ fm}$ . On peut unifier les faible et électromagnétique sous l'appellation d'interaction électrofaible décrite par le modèle de Glashow-Weinberg-Salam.
- la gravitation. La gravitation est une interaction très faible, de portée infinie, qui agit sur la masse des particules. La force de gravitation est toujours attractive. Elle décroît avec la distance. L'intensité de l'interaction gravitationnelle est si faible qu'elle est négligeable au niveau des atomes ou des noyaux. En revanche, à l'échelle macroscopique, on en ressent les effets et elle joue un rôle très important au niveau astronomique (planètes, étoiles, univers...).

## 2. Symétries en physique des particules :

Les symétries jouent un rôle important en sciences car elles sont à l'origine de lois de conservation. Une symétrie est une transformation des variables du système, qui ne change pas les lois physiques. On parle de symétrie d'un système ou d'invariance de celui-ci vis-à-vis de certaines transformations.

Ces transformations peut être formulé par le théorème de Noether : à toute transformation qui laisse invariantes les équations de mouvement ou autrement dit, qui commute avec l'hamiltonien, on peut associer une quantité conservée. Donc :

$$[H, U] = 0 \rightarrow \text{que l'invariance est vérifiée}$$

À toute loi de conservation correspond une symétrie et à toute symétrie correspond une loi de conservation. Cette correspondance est démontrée pour :

- la translation :
  - dans le temps : conservation de l'énergie ;
  - dans l'espace : conservation de l'impulsion ;
- la rotation : conservation du moment angulaire ou cinétique ;
- l'invariance de jauge : conservation de la charge électrique.

### 2.1) Brisure de symétrie :

En physique, on dit qu'une symétrie est brisée lorsqu'après changement de certaines caractéristiques du système ou les lois qui régissent son comportement, ne sont plus invariants sous la transformation associée à cette symétrie. C.-à-d. lors d'une expérience, on n'observe pas de symétrie. On distingue deux types :

Soit, c'est une brisure explicite lorsque la loi qui régit son comportement est modifiée et n'est plus invariante



Soit, c'est une brisure spontanée lorsque les lois sous-jacentes sont invariantes sous la symétrie, mais que la réalisation particulière du système n'observé pas. L'exemple pris le plus souvent est celui d'une balle en équilibre sur le sommet d'une montagne. Cet état est symétrique, mais instable : la balle roule d'un côté ou de l'autre, brisant ainsi la symétrie du système.

On détecte qu'une symétrie est spontanément brisée si on remarque la présence d'un paramètre continu, par exemple l'énergie du système, dont à une certaine valeur, la symétrie est complètement restaurée.

*Prenons par exemple un système à une  $E \approx 100 \text{ GeV}$  dans lequel la force électromagnétique et la force faible constitue une seule force, la force électrofaible. En dessous, de cette énergie, il y a brisure de symétrie et séparation des deux forces.*

## 2.2) Symétrie continue/symétrie discrète :

La distinction symétrie continue/symétrie discrète renvoie à la structure mathématique du groupe utilisé pour décrire formellement la symétrie.

### 4.1) a- Symétrie continue :

Une symétrie est dite continue si elle est exprimable comme le résultat de plusieurs transformations infinitésimales c.-à-d. lorsque les paramètres qui la déterminent varient de façon continue. C'est le cas de la symétrie de rotation qui est associée au groupe de rotations dans l'espace. Ce dernier est paramétré par les trois angles d'Euler qui varient de manière continue.

### 4.1) b- Symétrie discrète :

Une symétrie est dite discrète lorsque l'ensemble des opérations de transformation autorisées constitue un ensemble fini. Dans la mécanique quantique: il s'agit des symétries de conjugaison de charge, de parité et d'inversion du temps qui permettent d'exprimer le théorème **CPT** affirmant que toute théorie quantique doit être invariante sous le produit de ces trois symétries.

## 2.3) Symétrie globale/symétrie locale:

La distinction symétrie globale/symétrie locale renvoie à la structure physique de la théorie, en indiquant, si la symétrie dont on parle, peut être appliquée en chaque point de l'espace de façon indépendante ou non.

### 4.1) a- Symétrie globale :

La symétrie est dite globale (ou rigide) si, en l'appliquant à tous les points de l'espace-temps, on arrive à une conformation équivalente. Ces symétries nécessitent des lois de conservation, mais pas celle des forces. C'est le cas des lagrangiens, utilisés en physique des particules, invariants pour certaines transformations.

### 4.1) b- Symétrie locale :

La symétrie est dite locale si elle agit différemment sur des points de l'espace-temps. Le cas connu de symétrie locale est celui de l'électromagnétisme. En effet les équations de Maxwell sont inchangées lorsqu'on change simultanément le potentiel électrique par la dérivée par rapport au temps d'une fonction arbitraire et qu'on change le potentiel vecteur par le gradient de cette même fonction. Si cette fonction

varie selon le temps et l'espace alors en chaque point on effectue bien une transformation différente. Pourtant les équations restent inchangées et les conclusions physiques restent les mêmes.

## 2.4) Groupes de symétrie :

On appelle groupe toute ensemble  $G$  forme d'un ensemble d'éléments  $(g_i, g_j, \dots, g_n)$  associée à une opération (représentée par point). Il vérifie les propriétés suivantes :

1. **Relation de fermeture**:  $\forall g_i \text{ et } g_j \in G \rightarrow g_i \cdot g_j \in G$ .
2. **Associativité**:  $\forall g_i, g_j, g_k \in G \rightarrow (g_i, g_j)g_k = (g_j, g_k)g_i$ .
3. Existence d'un élément inverse :  

$$\forall g_i \in G, \exists g_i^{-1} \in G \rightarrow (g_i \cdot g_i^{-1}) = (g_i^{-1} \cdot g_i) = g_0$$
4. **Existence d'un élément neutre** :  $g_0 \cdot g_i = g_i \cdot g_0 = g_i$ .

Groupes de Lie :

Dans le modèle standard des particules, les symétries sont reliées à des structures algébriques appelés groupes, et en particulier les groupes de Lie.

- le groupe spécial unitaire  $SU(N)$  de degré  $(n)$  est un groupe de Lie de matrices unitaires  $n \times n$  de déterminant 1 ( $\det(I)=1$ ).
- Le groupe unitaire  $U(n)$  des matrices  $n \times n$  c.-à-d. des matrices vérifiant la condition  $U^* = U^{-1}$ .
- Le groupe  $GL(n, r)$   $n \times n$  réelles non singulières associées à l'opérateur de multiplication matricielle, si les matrices sont complexes le groupe est  $GL(n, C)$ .

### REMARQUE :

$$SU(n) \subset U(n) \subset GL(n, C)$$

Ces groupes de Lie définissent en particulier la symétrie continue en mathématiques et en physique théorique (par exemple la théorie des quarks).

## 2.5) La symétrie CPT :

La parité et la C-parité (conjugaison de charge) sont conservées par l'interaction électromagnétique et forte mais pas par l'interaction faible. Les interactions électromagnétique et forte sont invariantes dans le produit des transformations **CP** quel que soit l'ordre dans lequel on met ces transformations. Il se trouve que la radioactivité  $\beta$  est aussi presque invariante dans le produit **CP**. Toutefois, on a aussi observé que la symétrie **CP** est violée lors de la décomposition de certains mésons.

Le  $K^0$  et son antiparticule le  $\bar{K}^0$ . Ceci pourrait peut-être contribuer à expliquer l'asymétrie matière-antimatière observée dans l'Univers. La symétrie **CPT** est une invariance des lois physiques par transformation, dans n'importe quel ordre, de la conjugaison de charge, de la parité et du renversement du temps. Une violation de **CPT** aurait comme conséquence une violation de l'invariance de Lorentz, qui est la base de la relativité. Pour cette raison, l'invariance **CPT** est appelée théorème **CPT**. L'invariance **CPT** signifie que si certaines lois de la physique ne sont pas invariantes pour l'une des trois transformations, elles

ne le sont pas pour au moins une des deux transformations restantes. Toutes les interactions, sauf l'interaction faible, sont invariantes dans chacune de ces trois transformations. La théorie quantique des champs est la généralisation de la mécanique quantique pour tenir compte de la relativité restreinte. Elle permet de décrire les particules élémentaires.

Elle est basée sur le principe de causalité qui signifie que la cause doit précéder les effets, et sur le fait qu'il n'est pas possible d'avoir une action instantanée à distance (on ne peut dépasser la vitesse de la lumière dans le vide).

Cette théorie prévoit que les particules de spin demi-entier, les fermions, obéissent à la statistique de Fermi-Dirac et donc au principe d'exclusion de Pauli. Les particules de spin entier ou nul obéissent à la statistique de Bose-Einstein. Les fermions et les antifermions ont des parités opposées alors que les bosons et les antibosons ont la même parité. Le théorème **CPT** prédit que les particules et les antiparticules ont la même masse, la même durée de vie si elles sont instables mais une charge opposée, un moment magnétique opposé et, dans le cas des hadrons, une saveur opposée.

### 3. Symétrie de jauge :

Les interactions fondamentales peuvent se décrire dans le cadre d'une théorie de jauge. La théorie qui décrivent les forces sont toutes fondées sur une notion très abstraite, celle de symétrie de jauge. C'est une théorie des champs basée sur un groupe de symétrie local : le groupe de jauge. La dénomination « jauge » vient de l'électromagnétisme classique où les équations de Maxwell sont invariantes lors de certaines transformations appelées transformations de jauge. Une symétrie de jauge est locale c'est-à-dire que l'on peut effectuer une transformation de jauge en chaque point de l'espace-temps sans que ce que l'on puisse observer expérimentalement un changement. La plupart des symétries dont on a parlé jusqu'à maintenant étaient globales (rotation ou translation d'un référentiel ou d'un objet, par exemple).

#### 3.1) Transformation de jauge :

Il est possible d'illustrer le concept de la symétrie de jauge de la façon suivante : les champs électriques et magnétiques peuvent être exprimés à l'aide de fonctions potentielles. Celles-ci peuvent être échangées (transformation de jauge) selon un certain modèle sans provoquer la modification du champ. Cette transformation s'écrit sous la forme.

$$\psi \rightarrow \psi' = \exp(-iT^\wedge) \psi$$

où  $T$  est une matrice hermitique et  $\wedge$  un paramètre ou une fonction de  $x$ . Il faut distinguer les transformations de jauge globales et des transformations de jauge locales.

- Si  $\wedge$  est une constante indépendante de la position, la transformation de jauge est dite globale.
- Si  $\wedge$  est une fonction scalaire dépendante de la position, la transformation de jauge est dite locale.

Les transformations de jauge forment un groupe. Il est abélien si les différentes transformations du groupe commutent les unes avec les autres.

La transformation de jauge agissant sur un doublet de champs scalaires  $\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}$

Pourra s'écrire sous la forme.

$$\phi \rightarrow \phi' = \exp(-i \tau^A \alpha_A / 2) \phi$$

ou  $\tau^A$  matrice de Pauli.

Les groupes vérifiant les relations de commutation suivant :

$$[\tau^\alpha, \tau^\beta] = 2i \epsilon^{\alpha\beta\gamma} \tau^\gamma \quad \alpha, \beta, \gamma = 1, 2, 3$$

$$\tau^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^2 = \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Ces groupes sont des groupes non-abélien et la transformation de jauge associée est une transformation de jauge non-abélien .si  $\alpha_A$  ne dépend pas de  $x$  la transformation de jauge est globale, locale si  $\alpha_A$  dépend de  $x$ .

### 3.2) Les groupes de jauge :

L'invariance d'un système par rapport à une transformation de jauge locale est essentielle pour la description du modèle standard de la physique des particules . Les groupes agissant dans cette théorie sont :

#### Le groupe U(1) :

U(1) est le groupe de jauge de l'électromagnétisme associées au photon, théorie de jauge la plus simple constituée par l'Maxwell. Ce groupe de jauge définit un opérateur Q de charge c'est un nombre quantique conservé de manière additive, et donc :  $[Q, H] = 0$ .

D'où la transformation de jauge s'écrit sous la forme :

$$|\psi\rangle \rightarrow |\psi'\rangle = \exp(-iQ\alpha) |\psi\rangle$$

#### L'électrodynamique quantique(QED).

C'est la théorie qui décrit les particules charges électrique en interaction avec le champ électromagnétique. Avec la densité lagrangienne :

$$\mathcal{L}_{QED} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \bar{\Psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \Psi$$

Le premier terme décrit la propagation libre du champ électromagnétique, tandis que le deuxième terme ressemble à l'équation de Dirac décrit l'évolution de particule charges dans leur interaction par l'intermédiaire du quadrvecteur potentiel.

avec  $D = \partial_\mu + ieA_\mu$  est la dérivée covariante de jauge .

$A_\mu$  est le quadrvecteur potentiel de l'électromagnétisme.

et  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ .

Dans une transformation de jauge locale.

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \alpha(x)$$

$$\Psi_\mu \rightarrow \Psi'_\mu = \Psi^{iq\alpha(x)} \Psi$$

Conduit à une lagrangienne invariante  $\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}' = \mathcal{L}$

REMARQUE : Q est le seul nombre quantique qui correspond au groupe U(1) global et local.

Le groupe SU (2) :

SU(2) le group de l'interaction faible est à la base d'une symétrie approximative des trois générations de quarks et de leptons. Pour les quarks up et down, lié aux hadrons (proton, neutron, pion), on trouve une symétrie d'isospin. Cette symétrie est brisée par les électromagnétiques.

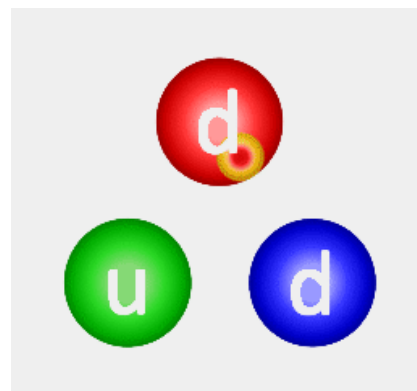
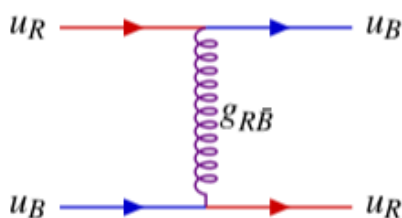
L'opérateur de transformation est :  $U = e^{i\varepsilon_\alpha L^\alpha}$

Ce groupe est caractérisé par des matrices de Pauli qui vérifient les relations de commutation :

$$[\tau^\alpha, \tau^\beta] = 2i\varepsilon^{\alpha\beta\gamma} \tau^\gamma$$

Le groupe SU (3) :

SU(3) est le groupe associé à l'interaction forte régissant les interaction entre les quarks par l'intermédiaire des gluons s'inscrit dans le cadre de jauge basée sur la couleur la chromodynamique quantique (QCD), c.-à-d. le quark change de couleur quand il échange un gluon, par exemple un quark rouge se transforme en quark bleu, il devra émettre un gluon rouge anti bleu



qui une fois absorbé par un quark bleu la transformation de quark rouge la couleur globale est conservée .puisque le nombre total de quarks d'une couleur donnée sera le même avant et après le processus .

L'opérateur de transformations finies s'écrit encore :  $U = e^{-i\varepsilon_\alpha L^\alpha}$

Il fait intervenir huit générateurs vérifiant les relations de commutation suivant :

$$[L_\alpha, L_\beta] = i f_{\alpha\beta\gamma} L_\gamma$$

Les générateur du groupe SU(3) sont généralement exprime avec les matrices de Gell-Mann 3×3.

$$L^\alpha = \frac{1}{2} \lambda^\alpha \rightarrow [\lambda^\alpha, \lambda^\beta] = i f_{\alpha\beta\gamma} \lambda^\gamma$$

Avec  $f_{\alpha\beta\gamma}$  les constantes de structure de groupe de lie.

Seuls les hadrons sont sensibles à l'interaction forte entre quarks et gluons, tous deux associés à ce groupe de jauge.

**REMARQUE :** La généralisation des coefficients de Clebsch-Gordan à SU(3) est utile pour caractériser les désintégrations hadroniques dans la voie octuplet qui relie les trois quarks up, down et étrange.

La différence la plus importante entre la QED et la QCD provient du fait que le passage d'un champ de jauge abélien  $A_\mu(x)$  à un champ de jauge non abélien  $W_\mu^\alpha(x)$  fait intervenir des termes quadratiques dans le tenseur  $F_{\mu\nu}$  puisque le tenseur de Faraday de l'électromagnétisme.

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu.$$

qui devient pour le champ de couleur

$$F_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu W_\nu^\alpha - \partial_\nu W_\mu^\alpha + g f_{\alpha\beta\gamma} W_\mu^\beta W_\nu^\gamma$$

Le groupe SU (2) × U (1) :

SU(2)×U(1) est à la base d'une théorie de jauge qui unifie les interactions faibles et électromagnétiques dans l'interaction électrofaible . Les particules soumises à cette force sont les fermions et les bosons de jauge (photon, bosons Z et W), mais pas les gluons. Cette symétrie est brisée spontanément par l'introduction du boson de Higgs de spin 0 par le mécanisme dit de Higgs : cette brisure génère les masses des particules que ce soit celles des bosons (sauf le photon dont la masse est nulle), que celles des fermions et comprend 4 générateurs.

Sa transformation de jauge peut s'écrire sous la forme :

$$\Psi \rightarrow \Psi'_j = \exp(i \vec{\tau} \cdot \vec{\alpha}(x)) \exp(i Y_j \beta(x)) \Psi_j(x)$$

ou  $\vec{\tau}$  sont les matrices de Pauli représentation matricielle des trois générateurs de SU (2),  $\alpha(x)$  sont des paramètres réels et  $Y_j \beta(x)$  est la phase définissant la transformation U(1).

Le groupe SU(3)×SU(2)×U(1) :

Le modèle standard de la physique des particules est une théorie quantique des champs de jauge contenant les symétries internes du groupe de produits unitaire SU(3)×SU(2)×U(1), considérée comme contenant l'ensemble des particules (quarks, leptons, bosons de jauge et boson de Higgs). Ce modèle est décrit par les théories de Yang-Mills.

#### REMARQUE :

- Les groupes  $U(1)$ ,  $SU(3)$  sont des groupes de symétrie exacte.
- Les groupes  $SU(2)$ ,  $SU(2) \times U(1)$  et  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  sont des groupes des symétries pouvant être brisées.

## 4. Modèle standard :

### 4.1) La théorie électrofaible et le mécanisme de Higgs:

Une quête de la physique actuelle est de trouver "La" théorie qui permettrait d'expliquer toutes les interactions fondamentales par une seule interaction, c'est-à-dire de les unifier à haute énergie. Dans un tel modèle, les interactions ne se différencient que lorsque l'énergie devient plus petite que l'énergie d'unification. Un premier pas dans ce sens a été réalisé avec un grand succès en unifiant les interactions électromagnétique et faible en une seule interaction électrofaible. Ces travaux, fruits de nombreuses avancées théoriques durant une vingtaine d'années, furent finalement concrétisés dans les années 70 par Glashow, Weinberg et Salam. Nous allons voir comment fut construite une telle théorie

#### 4.1) a- L'interaction électrofaible :

Dans un premier temps il convient de choisir un groupe de jauge approprié comme cadre au modèle théorique. Il détermine les champs médiateurs de l'interaction, le nombre de champs de jauge étant égal à la dimension de la représentation adjointe à ce groupe. Pour assurer l'interaction faible entre les leptons et entre les quarks il faut introduire au moins trois champs de jauge : deux courants chargés pour l'interaction faible ( $W^\pm$ ) et un courant neutre pour unifier l'interaction électromagnétique véhiculée par le photon, neutre. Par conséquent le groupe unitaire minimal possédant la représentation régulière à trois dimensions est  $SU_L(2)$ , qui sera notre choix pour l'interaction faible. Le nombre quantique associé à ce groupe est l'isospin faible  $I^3$ . Pour la partie électromagnétique il nous faut introduire un champ de jauge unique. Il est naturel de choisir  $U_Y(1)$  car il est le seul groupe unitaire possédant la représentation régulière à une dimension. Le nombre quantique associé est l'hypercharge  $Y$ , une généralisation de la charge électromagnétique. Le groupe de jauge de l'interaction électrofaible est donc :  $SU(2) \otimes U(1)$ . Dans ce cadre, les leptons sont des représentations du groupes  $SU(2)$ , des doublets :

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

Séparons ces doublets suivant leur chiralité droite et gauche :

$$L = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, R = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_R$$

Les expériences ont montré que les neutrinos droits et les doublets leptoniques droits n'existaient pas. Nous avons donc finalement pour les leptons les composantes droites et gauches suivantes :

$$L_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, L_2 = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, L_3 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, e_{1R} = e_R^-, e_{2R} = \mu_R^-, e_{3R} = \tau_R^-$$

et pour les quarks :

$$Q1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_{R1} = u_R, \quad d_{R1} = d_R$$

$$Q2 = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, u_{R2} = c_R, \quad d_{R2} = s_R$$

$$Q3 = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, u_{R3} = t_R, \quad d_{R3} = b_R$$

Il nous faut maintenant décrire de manière unifiée l'isospin de l'interaction faible et la charge électromagnétique. On construit donc une nouvelle charge appelée hypercharge définie comme suit par Gell-Mann et Nishijima:

$$Y_f = 2Q_f - 2I_f^3$$

où  $Q_f$  est la charge électromagnétique et  $I_f^3$  la troisième composante de l'isospin faible.

#### 4.1) b- Le mécanisme de Higgs :

Plus précisément, le mécanisme proposé par Higgs pour générer la brisure de symétrie introduit des champs scalaires couplés à l'interaction de jauge. Les scalaires apparaissent sous forme d'un doublet de champs complexes  $\phi$  ayant des interactions électrofaibles dont le lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_\phi = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi)$$

où  $D_\mu \phi$  est dérivée covariante

$$D_\mu \phi = (\partial_\mu \phi - ig' \frac{Y_W}{2} B_\mu \phi - i \frac{g}{2} \tau^K A_\mu^K \phi)$$

avec  $g'$  et  $g$ , les couplages associés aux interactions avec les bosons  $B_\mu$  et  $A_\mu^K$  respectivement.

$V(\phi)$  est le potentiel qui décrit les interactions des scalaires entre eux et le terme de masse

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$$

C'est le potentiel normalisable le plus simple qui brise la symétrie.

#### REMARQUE :

La normalisation du champ scalaire complexe  $\phi$  ici est différente de celle utilisée dans les exemples précédents, ce qui explique que les coefficients dans  $V(\phi)$  ne sont pas identiques.

L'état fondamental est déterminé par le minimum du potentiel  $V(\phi)$ . Le potentiel  $V(\phi)$  est identique à une constante équivalente à

$$V'(\phi) = \lambda (\phi^\dagger \phi - \frac{v^2}{2})^2$$

avec  $\mu^2 = v^2 \lambda$ .



$$|\phi| = \frac{v}{\sqrt{2}} \quad \text{ou} \quad \phi = \frac{v}{\sqrt{2}} e^{i\theta}$$

où  $v$  est une constante et où la phase  $\theta$  correspond à la direction des plan  $\text{Re}\phi$ - $\text{Im}\phi$ .

On note une brisure de symétrie (cylindrique en  $\text{Re}\phi$  et  $\text{Im}\phi$ ). Dès que l'état fondamental (le vide) est déterminé uniquement. Donc dans le vide lorsque l'énergie est nulle, le champ de Higgs est non nul.

On peut donc écrire la "la valeur moyenne dans le vide" :

$$\langle \phi^\dagger \phi \rangle_0 = \frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}, \quad \text{ou} \quad \langle \phi \rangle_0 = \frac{v}{\sqrt{2}}$$

où

$$v = \left( \frac{\mu^2}{\lambda} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Le lagrangien total

$$\mathcal{L}_\psi + \mathcal{L}_{\text{jauge}} + \mathcal{L}_\phi$$

est alors invariant de jauge sous  $SU_L(2) \oplus U_Y(1)$  mais si l'état fondamental de  $\phi$  (le vide) est de la forme :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

Alors  $\phi$  n'est pas invariant de jauge et brise la symétrie.

En définissant

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 \pm iA_\mu^2),$$

$$A_\mu = \frac{g'B_\mu + gA_\mu^3}{\sqrt{2}\sqrt{g'^2 + g^2}},$$

$$Z_\mu^0 = \frac{g'B_\mu - gA_\mu^3}{\sqrt{2}\sqrt{g'^2 + g^2}},$$

on peut réécrire

$$\mathcal{L}_{\text{masse}} = \left[ \left( \frac{vg}{2} \right)^2 W^{+v\dagger} W_v^+ + \left( \frac{vg}{2} \right)^2 W^{-v\dagger} W_v^- + \left( \frac{v\sqrt{g'^2 + g^2}}{2} \right)^2 Z^{0v\dagger} Z_v^0 \right]$$

Les termes de masse étant quadratiques en  $W^\pm$  et  $Z^0$ , il est alors facile d'identifier les masses

Masse de  $A_\mu = 0 \Rightarrow$  photon sans masse

$$\text{Masse de } Z_\mu^0 = \frac{v\sqrt{g'^2 + g^2}}{2} = M_Z \Rightarrow Z_\mu^0$$

$$\text{Masse de } W_\mu^\pm = \frac{vg}{2} = M_W \Rightarrow W_\mu^\pm$$

De plus, ayant identifié  $A_\mu$  au photon, on obtient que la charge

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g'^2 + g^2}} = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$$

détermine l'angle de mélange appelé de Weinberg

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g} \quad \text{et} \quad \frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W < 1$$

Expérimentalement, on mesure  $\sin^2 \theta_W \approx 0.233$

Ce qui implique  $M_Z = 1.14 M_W = 91/187 \text{ GeV}$

**Boson de Higgs :**

Le doublet de scalaire introduit par Higgs possède la propriété inhabituelle d'avoir un minimum non nul ou autrement dit, la valeur du champs n'est pas nulle dans son état fondamental.

Le boson de Higgs, ou plus simplement le Higgs est défini comme la fluctuation quantique  $H(x)$  autour de l'état fondamental

$$\phi(x) = U(x) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}$$

où  $H(x)$  est in champ scalaire réel déterminé par le minimum du potentiel  $V(\phi)$ .

On peut effectuer une transformation de jauge pour éliminer  $U(x)$  du lagrangien et réduire  $\phi(x)$  à un seul degré de liberté.

Le potentiel devient alors

$$\begin{aligned} V &= \lambda \left( \frac{1}{\sqrt{2}} (v + H) \right)^2 - \frac{v^2}{2} \Big)^2 \\ &= \frac{1}{4} \lambda H^4 + \lambda H^3 v + \mu^2 H^2 \end{aligned}$$

avec  $\mu^2 = v^2 \lambda$  et

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\phi &= (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi) \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2 - \frac{1}{2} m_H^2 H^2 - \sqrt{\frac{\lambda}{2}} m_H H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4 \end{aligned}$$

A la lecture de ce lagrangien, on déduit du terme quadratique en  $H$ , que le champ scalaire réel de Higgs  $H(x)$  possède une masse

$$m_H = \sqrt{2} \mu = \sqrt{2 \lambda} v$$

Et que le Higgs interagit avec lui-même par une interaction à 3 points (terme en  $H^3$ ) ou à 4 points (terme en  $H^4$ ). Comme c'est le cas pour les fermions, la masse du Higgs dépend du paramètre  $v$  mais aussi d'une nouvelle constante de couplage normalisable  $\lambda$  dont la valeur doit être déterminée empiriquement.

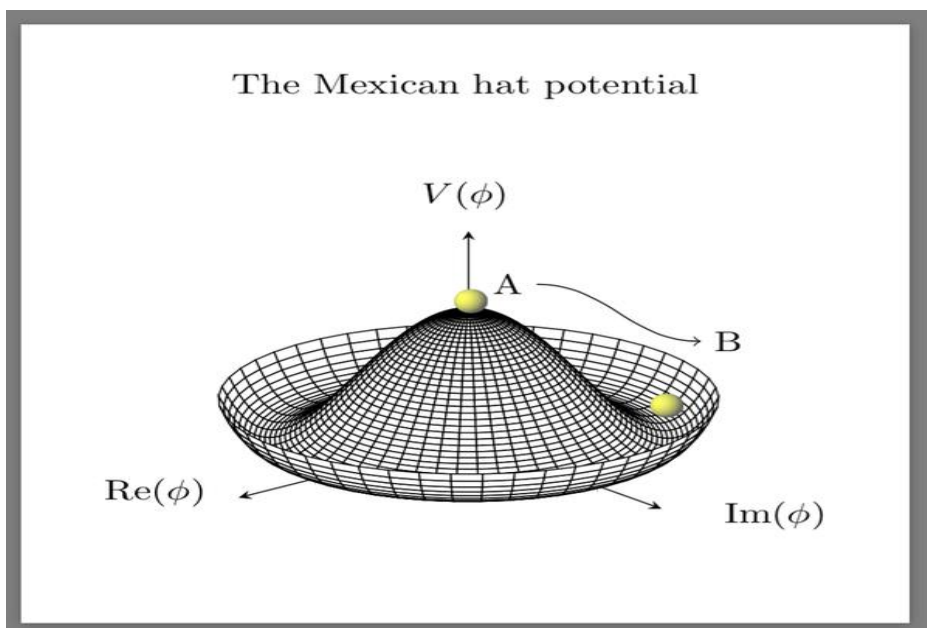
Le Higgs n'a pas de charge force, ni de charge électrique, mais il interagit faiblement, par ailleurs, il peut interagir avec les fermions (interaction de Yukawa), il en résulte que des particules à l'origine sans masse se comportent comme si elles avaient une masse.

Rappelons que Higgs se couple aux bosons de jauge par l'interaction de la forme

$$M_W = \frac{1}{2} g v, \quad M_Z = \frac{1}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} v$$

Donc les couplages du Higgs avec le W et  $Z^0$  sont de l'ordre de  $g \sim M_W$  et  $\sqrt{g^2 + g'^2} \sim M_Z$

Le potentiel de ce champ scalaire a la forme d'un chapeau mexicain.



L'état de plus basse énergie (où la bille sera à l'équilibre) n'est pas au centre, mais à un point dont le champ n'est pas nul, dans le creux du chapeau : l'état stable correspond à une valeur non-

Le champ de Higgs (boson de Higgs) est essentiel :

- Il permet d'assurer la viabilité de la théorie des interactions fondamentales (le modèle standard).
- Il permet de différencier les forces électromagnétique et faible.
- Il donne de la substance à la matière en procurant une masse à certaines particules.
- Il introduit la notion de vide au cœur de notre récit de l'Univers

## 4.2) Brisure spontanée de symétrie électrofaible.

Le mécanisme de Higgs ainsi que le boson associé sont responsables d'une brisure spontanée de symétrie ainsi que d'une transition de phase électrofaible. On parle de transition de phase pour décrire un

changement d'état d'un système (c'est par exemple ce qui se produit à 0 °c lorsque l'eau liquide devient solide). La transition de phase électrofaible décrit le moment, juste après le Big bang, où les particules élémentaires ont acquis une masse, par le mécanisme de Higgs or, cette transition de phase résulte d'une brisure spontanée de symétrie.

Une brisure spontanée de symétrie correspond à un phénomène pour lequel la symétrie n'est pas respectée. Cette brisure de symétrie n'est influencée par aucun événement extérieur au système, seule la densité d'énergie (c'est - à dire la température) gouverne la transition.

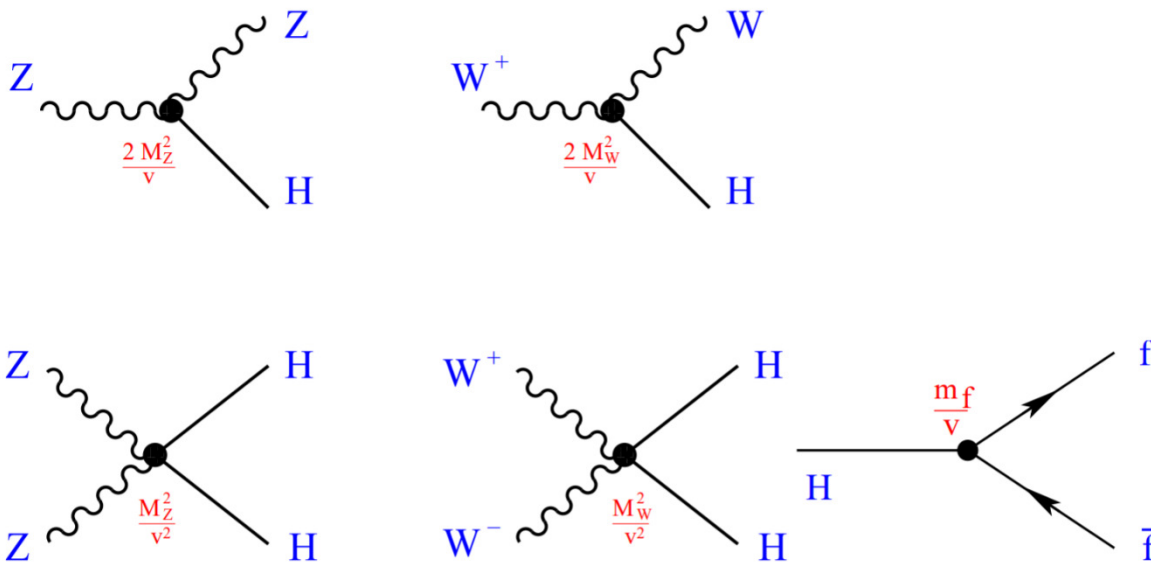
On a vu que le champ Higgs confère une masse aux bosons w et z ainsi qu'aux quarks. Cependant, ce phénomène n'est valable que pour des niveaux d'énergie faible. En effet, en thermodynamique, l'énergie d'un système est égale à  $E=kT$  (k étant une constante et T la température exprimée en kelvin). Or, on sait également que  $E=mc^2$ . On en conclut donc que la masse d'une particule est liée à la température du milieu dans lequel elle baigne.

Avant la brisure de symétrie électrofaible (avant  $10^{-12}$ s après le Big Bang), ou la température est inférieure à  $10^{16}K$  et l'énergie inférieure à  $10^{12}GeV$ , le champ de Higgs est présent partout dans l'univers, mais n'a aucun effet sur les particules qui n'ont pas de masse et se déplacent à la vitesse de la lumière.

Après la brisure de symétrie électrofaible, le champ de Higgs prend une valeur non nulle dans le vide (VEV), ce qui permet aux particules d'acquérir une masse.

Vertex d'interaction impliquant le boson de Higgs :

Les vertex d'interactions et leurs constantes de couplage sont obtenus par le développement du Lagrangien. Le boson de Higgs se couple avec toutes les particules auxquelles il donne une masse :



Le problème de la masse des particules élémentaires et le mécanisme de Higgs :

Les valeurs relatives des masses des particules entre familles, ou à l'intérieur d'une même famille, suivent aussi un schéma que nous sommes incapables d'expliquer. Pour essayer de comprendre cette caractéristique fondamentale des particules, leur masse, il faut revenir à la théorie quantique sous-jacente

au Modèle Standard, en particulier celle qui permet de décrire l'unification des forces faible et électromagnétique, en une force électrofaible. Cette théorie n'autorise pas dans son état fondamental l'existence de masses non nulles pour les particules élémentaires. Cela posait bien sûr problème pour la description des particules existantes, lorsque la théorie fut avancée à la fin des années 60. L'avancée conceptuelle qui permit à cette théorie de s'imposer fut la compréhension que s'il existait une particule H supplémentaire possédant des caractéristiques singulières, celle-ci entraînerait dans les premiers instants après le Big Bang la brisure de la symétrie qui garde unifiées les forces faible et électromagnétique à haute énergie. Cette brisure rendrait massives toutes les particules élémentaires, la particule H se transformant en une particule observable et également de masse non nulle : le boson de Higgs. Cette brisure « spontanée » de la symétrie est le « mécanisme de Higgs », du nom de Peter Higgs, le physicien qui fut un des premiers à le formuler (avec François Englert et Robert Brout). Dans le mécanisme de Higgs, les bosons de jauge W et Z de l'interaction électrofaible acquièrent des masses respectives d'environ 80 et 91 GeV, directement à partir du champ quantique initial, tandis que le photon reste de masse nulle. Les quarks et les leptons acquièrent leur masse d'une autre manière, par interaction avec le champ omniprésent associé au boson de Higgs. Bien que ce mécanisme puisse sembler « incroyable », les brisures spontanées de symétrie existent souvent dans la nature : c'est par exemple, le cas du ferromagnétisme, qui engendre un alignement de tous les moments magnétiques élémentaires des atomes dans une direction donnée, alors que le système avait une symétrie isotrope avant la brisure.

#### 4.3) Lagrangien du modèle standard :

Le Lagrangien du Modèle Standard est constitué de plusieurs champs quantiques, chacun associé à une particule du Modèle Standard.

On a trois types de champs :

- ceux pour les fermions (quarks et leptons) collectivement notés  $\psi$
- ceux pour les bosons médiateurs (photon, gluons, bosons  $W^\pm$  et  $Z_0$ ), notés  $A_\mu$  n'apparaissant pas explicitement mais "cachés" dans les notations  $F_{\mu\nu}$  et  $D$ ,
- le champ de Higgs associé au boson homonyme et noté  $\phi$ .

Ces champs sont fonctions du point de l'espace et du temps mais ce ne sont pas de simples fonctions à valeurs numériques. Il s'agit des opérateurs capables d'agir sur un état donné pour lui ajouter une particule ou lui en supprimer une.

Le Lagrangien, formé de champs, est lui aussi un opérateur, tout comme l'action associée : contrairement à la mécanique quantique où la nature du système ne change pas, une "trajectoire" pour aller d'un état à un autre en physique des particules peut passer par de nombreux états intermédiaires, avec un contenu en particules potentiellement très différent des états initiaux et finaux.

#### 4.3) a- Expression du lagrangien du modèle standard :

Le lagrangien du modèle standard s'écrit sous la forme suivante :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + i\bar{\psi}\not{D}\psi + \bar{\psi}_i y_{ij} \phi \psi_j + h.c. + |D_\mu \phi|^2 + V(\phi)$$

#### 4.3) b- Description des différents termes du lagrangien du modèle standard :

Le Lagrangien décrit la propagation des différentes particules d'un point de l'espace-temps à un autre. Pour cela, il faut créer une particule en un point, et la faire disparaître en un autre. Ce sont donc les termes avec deux champs (et deux champs seulement) qui décrivent cette propagation. Ce sera en particulier le cas de  $|D_\mu \phi|^2$  pour le boson de Higgs et  $i\bar{\psi}\not{D}\psi$  pour les fermions. Dans les deux cas,  $D$  contient une dérivée par rapport aux coordonnées d'espace-temps. Ces deux termes correspondent donc au terme cinétique associé à ces différentes particules, et prédisent, en l'absence d'interaction, une propagation de type "ondes planes". Pour les bosons médiateurs, le terme correspondant est  $-1/4 F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$ . A chaque interaction est associé "son" terme  $F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$ . Dans le cas de l'électromagnétisme,  $F_{\mu\nu}$  s'obtient en dérivant une fois le champ  $A_\mu$  associé au photon. Si on se concentre sur la limite classique, ce Lagrangien redonne les équations de Maxwell dans le vide.

Ce même Lagrangien décrit les interactions entre particules, ce qui correspond à des termes avec trois champs (ou plus). C'est en particulier le cas du terme  $\bar{\psi}_i y_{ij} \phi \psi_j$ , qui fait intervenir deux champs de fermions et un champ de Higgs, aboutissant par exemple au processus  $H \rightarrow b\bar{b}$ , effectivement étudié au LHC.  $y_{ij}$  décrit l'intensité de l'interaction, et donc la probabilité avec laquelle elle est susceptible de se produire. Mais d'autres vertex d'interaction sont présents, bien que cachés, dans ce Lagrangien. Cela vient en particulier des dérivées  $D$ , dites covariantes, qui combinent une dérivée usuelle et différents champs associés aux bosons médiateurs. Si nous nous focalisons sur le cas du photon, on a la dérivée covariante  $D^\mu \psi = \partial^\mu \psi - ieQA_\mu \psi$  ou  $Q$  est la charge du fermion en unité de charge élémentaire. On voit donc que  $i\bar{\psi}\not{D}\psi$  contient non seulement un terme cinétique (deux fermions avec une dérivée) mais aussi un terme d'interaction (deux fermions et un boson médiateur). Ce deuxième terme permet en particulier de décrire l'absorption ou l'émission d'un photon par un électron ( $e^-\gamma \rightarrow e^-$ ,  $e^- \rightarrow e^-\gamma$ ), mais aussi l'annihilation et la production d'une paire électron/positron en photon ( $e^+e^- \rightarrow \gamma^*$ ,  $\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ ). Plus globalement, la dérivée covariante de chaque fermion fait intervenir tous les bosons des interactions auxquelles il est sensible : celle d'un neutrino ne fera intervenir que les champs des bosons  $W^\pm$  et  $Z_0$ , tandis que celle d'un quark fera intervenir tous les bosons médiateurs (photon, gluons,  $W^\pm$  et  $Z_0$ ). La même chose se produit pour la dérivée covariante du champ de Higgs  $D_\mu \phi$ , dictant ses interactions avec les bosons faibles.

En plus des interactions des bosons médiateurs avec les fermions et avec le boson de Higgs, le Lagrangien prédit des interactions entre seuls bosons médiateurs, dissimulées dans le terme  $-1/4 F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$ . C'est le cas en particulier des interactions entre gluons, faisant intervenir trois gluons ou quatre gluons entre eux. Ce comportement explique les caractéristiques les plus remarquables de l'interaction forte, comme l'absence de quarks libres, et la nécessité de lier les quarks dans des hadrons. On a également des interactions entre trois bosons médiateurs de l'interaction faible du type  $Z^{0*} \rightarrow W^+W^-$ , ainsi que  $\gamma^* \rightarrow W^+W^-$ , avec des conséquences moins dramatiques mais bien mesurables dans les collisionneurs.

Si de nombreuses interactions sont possibles, toutes ne sont pas autorisées par le Lagrangien du Modèle Standard. On sépare le bon grain et l'ivraie grâce à un outil très puissant, la notion de **symétrie**. Nous avons déjà mentionné le fait que lors d'un changement de référentiel (une transformation de Lorentz), certains

champs étaient modifiés (bosons médiateurs, fermions), mais le Lagrangien restait invariant. D'autres symétries sont invoquées pour contraindre plus fortement la structure du Lagrangien. Un puissant théorème montre que la conservation d'une quantité au cours des interactions peut être associée à l'invariance du Lagrangien sous une transformation conjointe de ses constituants, appelée symétrie. L'invariance sous les transformations de Lorentz garantit ainsi la conservation de l'énergie et de l'impulsion. L'invariance sous des transformations plus complexes, comme un changement de la phase des champs fermioniques en même temps qu'une modification du champ de photon, impose la conservation de la charge électrique au fil des interactions. L'application répétée de ce principe pour les trois interactions fondamentales permet de garantir que certaines charges seront conservées au fil des interactions successives, reproduisant ainsi des lois de conservations observées expérimentalement.

Cette notion de symétrie est très puissante, voire trop: nulle part n'apparaît de terme de masse dans le Lagrangien ! Ces termes se manifesteraient par le produit de deux champs identiques, sans dérivée ni troisième champ. En fait, pour satisfaire les lois de conservations expérimentalement observées pour l'interaction faible, il faut imposer une symétrie, dite électrofaible, si puissante qu'elle interdit d'écrire de tels termes de masse. En d'autres termes, le Lagrangien du Modèle Standard semble prévoir qu'aucun boson de jauge ni fermion n'aurait de masse. Or nous savons que l'interaction faible est de portée subatomique, associée à des bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$  massifs, et que les quarks peuvent être très lourds (en particulier les quarks  $b$  et  $t$  de troisième génération).

Pour remédier à cela, on introduit un potentiel  $V(\phi)$  faisant intervenir le seul champ de Higgs. Si le potentiel satisfait bien toutes les symétries précédemment imposées, sa structure est telle que l'état fondamental, minimisant ce potentiel, ne satisfait pas cette symétrie. Ce phénomène, appelé **brisure spontanée de symétrie**, permet de conserver les symétries souhaitées au niveau des interactions, tout en autorisant des termes de masse pour les bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$ . De plus, ce phénomène impose que le champ de Higgs ne se limite pas à des opérateurs créant ou annihilant un boson de Higgs, mais qu'il s'y ajoute un terme constant (l'équivalent de la distance entre la position finale de la bille au fond de la bouteille et l'axe de révolution de cette même bouteille). La présence de ce terme numérique constant dans le champ de Higgs  $\phi$  implique que le terme  $\bar{\psi}_i y_{ij} \phi \psi_j$  contient non seulement une interaction fermion-Higgs, mais aussi un terme avec seulement deux fermions. . . et donc un terme de masse pour les fermions. Plus le fermion est lourd, plus il sera grand, et plus le boson de Higgs interagira facilement avec ce fermion.

Pour finir, nous n'avons pas encore parlé du mystérieux "h.c.", qui signifie "conjugué hermitien". Ce vocable peu éclairant est un lien entre particule et antiparticule. La notion de conjugué hermitien est aux opérateurs de création et d'annihilation ce que la conjugaison complexe est aux nombres ordinaires, et elle correspond de fait à un échange entre particule et antiparticule. La grande majorité des champs présentés ici sont des opérateurs "complexes", opérant une distinction entre une particule et son antiparticule. Pour garantir que le Lagrangien (lié à la notion d'énergie) reste une quantité réelle, il faut prendre une "partie réelle" des interactions construites jusque-là et donc ajouter aux termes déjà présents leur conjugué hermitien. La plupart des termes du Lagrangien sont leur propre conjugué à des modifications évidentes près, ce qui justifie l'affirmation que particule et antiparticule se comportent de manière globalement identiques, si on remplace toutes les charges (en particulier électrique) en leurs opposées. Toutefois, les couplages  $y_{ij}$  sont a priori des quantités complexes arbitraires, et n'ont donc pas la même valeur pour des particules et leurs antiparticules. De fait, ce terme s'avère la source d'asymétrie entre particules et antiparticules, qui se

manifeste quand on compare les désintégrations des quarks lourds sous l'effet de l'interaction faible, et celles où les antiquarks correspondants interviennent.

Les indices  $i$  et  $j$  décrivent les trois familles possibles de fermions, avec une sommation implicite sur les différentes combinaisons possibles.  $\mu$  et  $\nu$  sont des indices de Lorentz, réalisant l'unification de l'espace et du temps selon la théorie de la relativité:  $x^\mu$  est un quadrivecteur rassemblant les coordonnées spatio-temporelles (ct, x, y, z). Le passage d'un référentiel à l'autre est décrit par une transformation de Lorentz qui (en général) combine linéairement les coordonnées d'espace et de temps. Toute quantité avec un indice de ce type subit les mêmes lois de transformations (de Lorentz) que  $x^\mu$  quand on passe d'un référentiel à un autre. C'est le cas en particulier des champs associés aux bosons médiateurs  $A^\mu$  (ils sont dits de spin 1), mais aussi des dérivées  $\partial^\mu = \partial/\partial x_\mu$ . Les champs de fermions  $\psi$  se transforment eux aussi sous un changement de référentiel, mais d'une manière différente (ils sont dits de spin 1/2). Le champ de Higgs ne change pas sous de telles transformations, et est dit de spin 0 ou scalaire. Les champs de spin 1 et de spin 1/2 sont combinés dans des produits qui sont des scalaires de Lorentz: c'est le sens des indices répétés dans le terme des bosons médiateurs  $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$  et de la barre oblique traversant le terme des fermions  $i\bar{\psi}\not{D}\psi$ . Grâce à ces combinaisons, le Lagrangien du Modèle Standard ne change pas sous des changements de référentiel: il est invariant sous les transformations de Lorentz.

Au-delà de cette discussion qualitative, le Lagrangien du Modèle Standard est utilisé pour faire des prédictions quantitatives sur la probabilité des processus de production, d'interaction et de désintégration des particules élémentaires connues. Les diagrammes de Feynman constituent l'outil indispensable pour organiser et effectuer ces calculs, et sont fréquemment utilisés pour représenter les différents processus envisageables. Ce Lagrangien est aussi la base pour imaginer de possibles extensions du Modèle Standard: quelle que soit l'extension imaginée, et les particules, interactions, dimensions supplémentaires ainsi ajoutées, le Lagrangien de cette théorie plus large doit se ramener au Lagrangien du Modèle Standard aux énergies actuellement testées, à de petites corrections près, afin de rester en accord avec le vaste corpus de résultats expérimentaux déjà très bien expliqués par le Modèle Standard.

Pour conclure, résumons la signification des différents termes du Lagrangien du Modèle Standard :

$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$	Propagation des bosons médiateurs, interactions entre gluons, entre bosons faibles
$+ i\bar{\psi}\not{D}\psi$	Propagation des fermions, interaction entre fermions et bosons médiateurs
$+ \bar{\psi}_i y_{ij} \phi \psi_j$	Interaction entre fermions et Higgs, terme de masse des fermions
$+ h.c.$	Lien et asymétrie de comportement entre particules et antiparticules
$+  D_\mu \phi ^2$	Propagation du boson de Higgs, interaction entre Higgs et bosons faibles
$+ V(\phi)$	Brisure de la symétrie électrofaible, source de la masse des particules.

#### 4.4) Théorie de Grande Unification :

Il existe quatre forces fondamentales dans la nature : nucléaire forte, électromagnétique, gravitationnelle et nucléaire faible. Les physiciens ont pensé que ces forces en apparence fondamentales résulteraient d'une seule et unique force plus fondamentale encore. De cette idée sont nés les efforts de ces dernières



décennies pour unifier les quatre forces que nous connaissons. Si effectivement les forces peuvent s'unifier en une seule alors pourquoi en observons-nous quatre autour de nous ? C'est qu'en fait cette force unique a été brisée au cours de l'évolution de notre univers. Les forces se sont dissociées quand l'énergie a diminué.

#### 4.4) a- Unification des forces :

##### Unification de la force nucléaire faible et de la force électromagnétique :

En remontant le fil du temps et des énergies, trois physiciens de génie, les Américains Sheldon Glashow et Steven Weinberg et le Pakistanais Abdus Salam – récompensés par le prix Nobel de physique en 1979 – ont réussi à unifier la force nucléaire faible avec la force électromagnétique en une seule et même interaction, baptisée « électrofaible ». Pour réaliser cette union pourtant improbable, les trois chercheurs ont dû imaginer l'existence de particules porteuses de cette interaction, qu'ils appelèrent bosons intermédiaires  $W^+$ ,  $W^-$  et  $Z^0$ .

##### Liaison de la force nucléaire forte au tandem électrofaible :

L'étape suivante consiste en principe à relier la force nucléaire forte au tandem électrofaible. C'est ce que vise à réaliser la théorie de la grande unification. Pour le profane, c'est un peu le mariage de la carpe et du lapin. Mais pour les experts, une étape originale s'amorce, qui nous conduit vers des niveaux d'énergie colossaux. La force ainsi unifiée est baptisée électronucléaire.

#### 4.4) b- Le groupe SU(5) :

Le modèle standard possède, comme nous l'avons vu, une structure de produit de plusieurs groupes simples. Chacun des facteurs de ce produit muni de sa propre constante de couplage, qui n'est pas prédite a priori par la théorie (ce sont 3 des 27 paramètres libres du modèle standard). On ne peut donc pas trouver d'unification aussi simple que celle du magnétisme et de l'électrostatique, qui étaient deux aspects d'une même réalité, à notre échelle. Pour avoir une unification complète (ou même seulement une unification électrofaible satisfaisante du point de vue théorique), il est nécessaire de trouver une symétrie de groupe simple, réduisant alors à un le nombre de constantes de couplage. Ceci a des conséquences particulièrement agréables, au premier rang desquelles se trouve la quantification de la charge électromagnétique. Nous avons vu lors de notre description du modèle standard la relation de Gell-Mann et Nishijima :  $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$ . Les valeurs de la troisième projection de l'isospin  $I_3$  sont quantifiées, puisque ce sont les valeurs propres des générateurs du groupe SU(2) en facteur dans le groupe du modèle standard, qui est un groupe simple non-abélien. En revanche, l'hypercharge qui correspond aux valeurs propres du générateur du groupe abélien U(1), admet un continuum de valeurs possibles.

##### Une unification à haute énergie :

Le problème central qui suscite les espoirs de grande unification est celui de l'existence de trois groupes de symétries, avec des constantes de couplage extrêmement différentes. Ceci pose d'emblée un obstacle conséquent pour la recherche d'un unique groupe de symétrie. En effet, si les trois groupes du modèle standard sont inclus dans un seul groupe simple, alors ils devraient avoir la même constante de couplage. Mais le problème n'en est plus un si l'on considère que le groupe de grande unification est brisé à une échelle d'énergie supérieure à tout ce que l'on peut observer avec les moyens d'expérimentation dont nous disposons à l'heure actuelle. Ainsi, nous ne pouvons tout simplement pas « voir » cette symétrie unifiée,

parce que nous observons des phénomènes d'énergie trop faible. Appelons  $M_{GUT}$  la masse (ou l'énergie, c'est équivalent) en dessous de laquelle la symétrie est brisée. Nous savons que les constantes de couplage dépendent de l'énergie, à cause des phénomènes d'écrantage et d'anti-écrantage créés par les particules virtuelles qui peuvent apparaître, et cette dépendance n'est pas la même pour les trois groupes du modèle

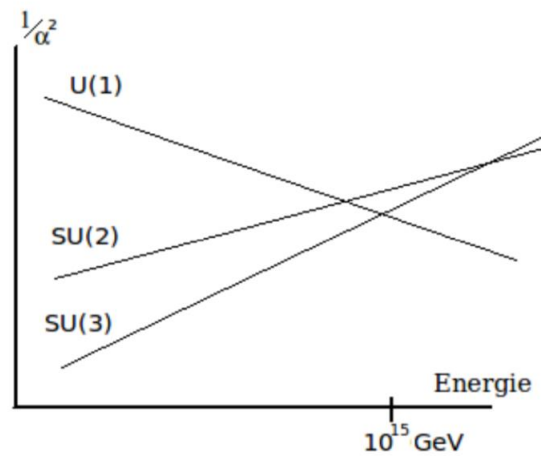


FIGURE 1 – Variation des constantes de couplage en fonction de l'énergie.

standard, ce qui permet d'envisager qu'à une énergie de l'ordre de  $M_{GUT}$ , les trois constantes puissent avoir la même valeur. Comme nous connaissons (du moins à basse énergie) comment évoluent ces constantes, nous pouvons en extrapolant voir si, effectivement, elles convergent vers un point commun

La conclusion est qu'à une énergie de l'ordre de  $10^{15} \text{ GeV}$ , les constantes sont presque égales, même si en toute rigueur la convergence n'est pas parfaite. Cependant, il faut bien garder à l'esprit qu'il ne s'agit là que d'extrapolations à des énergies phénoménales, et il est probable que des phénomènes encore inconnus n'aient pas été pris en compte. Notons que des théories de grande unification faisant intervenir la supersymétrie permettent d'obtenir une convergence parfaite.

Ainsi la **théorie  $SU(5)$**  présente le caractère essentiel d'unifier avec un seul groupe de symétries les trois interactions fondamentales du modèle standard. Du point de vue purement esthétique, nous avons même fait un progrès supplémentaire, puisqu'à la représentation étrange  $F \oplus F^*$  du modèle standard, dont la structure était complexe, nous avons substitué une représentation élégante. Mais il ne s'agit pas uniquement d'une question d'esthétique, une telle simplicité se doit d'expliquer certains faits jusqu'alors inexpliqués. Et c'est bien ce qui se produit. Un des grands succès de la théorie  $SU(5)$  est qu'elle contient la quantification de la charge dont nous avons déjà parlé. En effet, il faut pour le comprendre rappeler le théorème, qui stipule que les générateurs de  $su(5)$  sont de trace nulle sur toutes ses représentations. Nous pouvons prendre par exemple la troisième composante de l'isospin  $I_3$  ou encore l'hypercharge  $Y$ . Il en va de même donc pour n'importe quelle combinaison linéaire de ces générateurs, comme la charge électrique classique, donnée par la formule de Gell-Mann et Nishijima.

Les représentations irréductibles de  $SU(5)$  ne distinguent pas les leptons des quarks, dans le sens où une même représentation irréductible contient des membres de ces deux familles de fermions. Ceci implique que, par l'action des bosons  $X$  et  $Y$  sur les éléments de ces représentations, des leptons peuvent se transformer en quarks et des quarks en leptons. De manière plus précise, on peut avoir, sous l'effet du boson  $X$ , une interaction du type  $ud \rightarrow \bar{u}e^+$ , ce qui donne au niveau du proton  $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ . Notons que

l'on peut aussi observer la désintégration du neutron  $n \rightarrow e^+ + \pi^-$ . Nous admettrons que le temps de vie du proton est donné, en première approximation, par :

$$\tau_p \sim \frac{M_{GUT}^4}{\alpha_{GUT}^2 m_p^5},$$

expression dans laquelle apparaissent la masse de grande unification, celle du proton, et la constante de couplage dont nous avons parlé plusieurs fois. En valeur numérique, on obtient  $\tau_p \sim 10^{29}$  ans. Cette valeur est, évidemment, considérable et largement supérieure à la durée de vie de l'univers, qui est de l'ordre de  $10^{10}$  ans. Cependant, des durées de vie de cet ordre sont mesurables par l'expérience à condition de disposer d'un échantillon suffisamment grand, ce qui est bien sûr le cas pour le proton ! L'expérience Super-Kamiokande a ainsi pu mesurer une borne inférieure à la durée de vie du proton pour la désintégration donnée ci-dessus, elle vaut  $8,2 \times 10^{33}$  ans, ce qui est encore largement supérieur à la prédiction théorique ! Il s'agit là d'un autre obstacle majeur pour la théorie SU(5), qu'il semble pour l'instant impossible de supprimer

#### 4.4) c- Vers une unification finale :

Il reste alors aussi à unir, si possible, la relativité générale d'Einstein, vision moderne de la gravitation qui s'applique à l'Univers, avec la mécanique quantique des particules, qui régit l'infiniment petit. Le fruit de ce vrai casse-tête porterait le nom de « théorie du tout ».

Premier principe : désormais, les objets élémentaires seront représentés par des entités mathématiques linéaires, donc à une seule dimension – les cordes, que l'on pourrait assimiler à de petits élastiques. Plus besoin d'une multitude de particules. Toutes seraient constituées de cordes – voire d'autres objets étendus, comme des membranes – et la manière dont elles vibreraient en ferait un électron, un quark, un photon, etc. Comme leur longueur prédite serait de l'ordre de  $10^{-35}$  mètres, nous ne sommes pas près de les approcher directement en laboratoire.

Second principe : ces cordes vibreraient dans un espace-temps à non pas quatre mais dix dimensions. Où sont passées ces dimensions cachées ? Si l'on n'a jamais perçu leur existence, c'est qu'elles doivent posséder une longueur caractéristique infime ; pouvant être de l'ordre de  $10^{-35}$  mètres. Les dimensions de l'espace classiques sont infinies. Les dimensions supplémentaires, elles, doivent être imaginées enroulées et refermées sur elles-mêmes. Ce concept de cordes a donné naissance à plusieurs classes de théories en apparence différentes, qui restent en fait à élaborer plus concrètement et qui n'ont pas encore pu encore être vraiment confrontées aux résultats expérimentaux. La quête du Graal des physiciens a encore de beaux jours devant elle.

#### 5. Les expériences autour du boson de Higgs :

Le boson de Higgs permet de rendre le modèle standard cohérent (normalisable et unitaire) et conforme à la réalité. Cette particule est le chaînon manquant de ce modèle. Sa mise en évidence est donc un enjeu majeur.

Dans cette section on expliquera brièvement le fonctionnement du LHC et on exposera les processus mis en œuvre pour produire et pour détecter le boson de Higgs.

### 5.1) Le Large Hadron Collider :

Le LHC et le Tevatron sont deux collisionneurs circulaires.

Le LHC est à ce jour le plus grand et plus puissant accélérateur des particules au monde. Le LHC est situé à la frontière franco-suisse sur le site CERN (organisation européenne pour la recherche Nucléaire). Il permet d'accélérer des hadrons à des énergies jamais atteintes auparavant dans un collisionneur (un collisionneur p-p d'énergie  $14\text{ TeV}$ ).

Le Tevatron est, quant à lui, un collisionneur p-p d'énergie  $2\text{ TeV}$ . Le LHC est construit dans le tube circulaire où était le LEP (27 Km de diamètre).

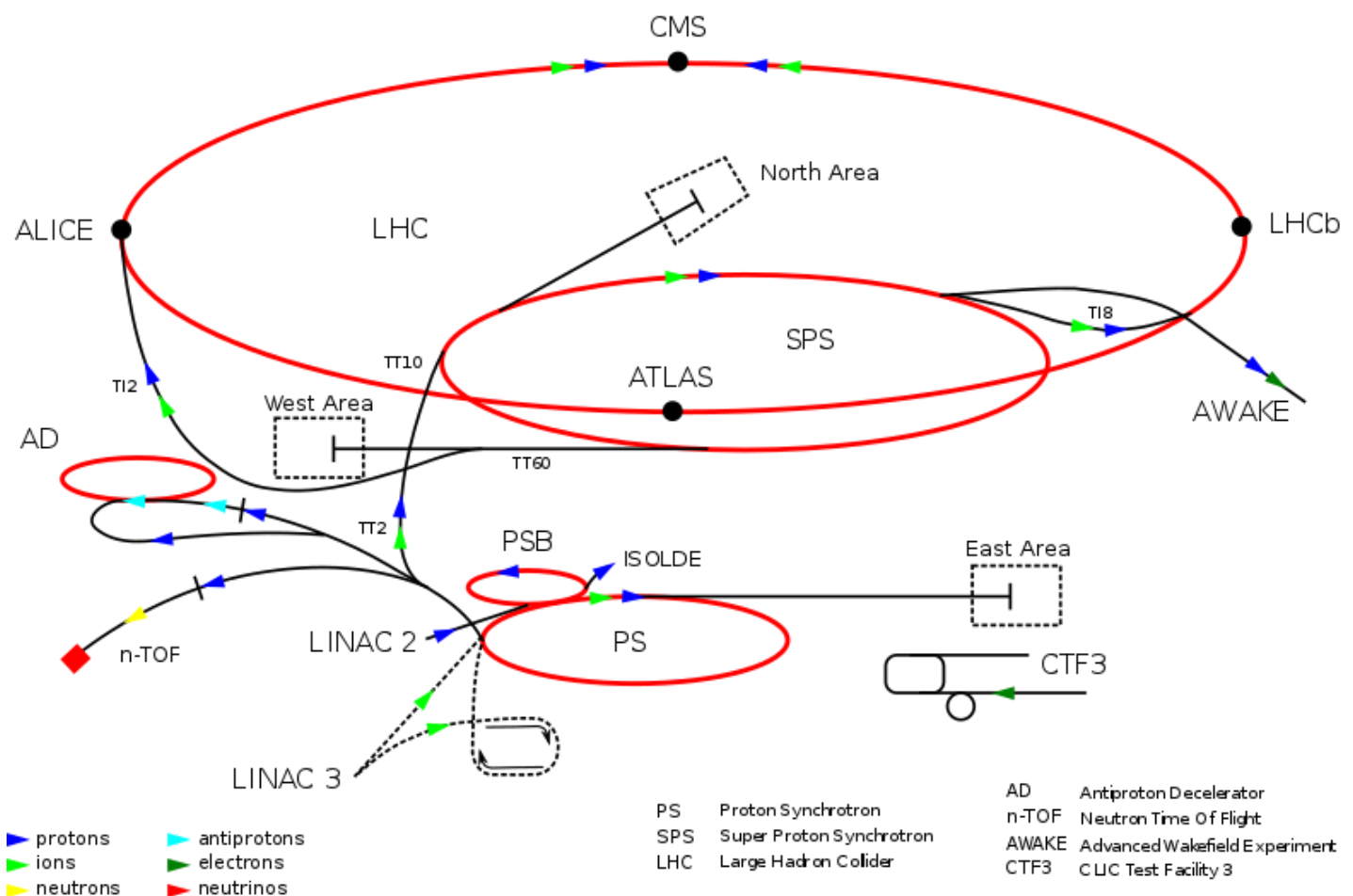


Figure : Schéma de la structure du LHC.

Les faisceaux de protons sont accélérés dans différents accélérateurs avant d'être envoyés dans le tunnel du LHC. Les quatre expériences (ATLAS, CMS, ALICE et LHCb) sont situées à des points différents de l'accélérateur. Avant d'atteindre leur énergie nominale dans l'anneau du LHC, les protons sont accélérés graduellement le long de différents accélérateurs :

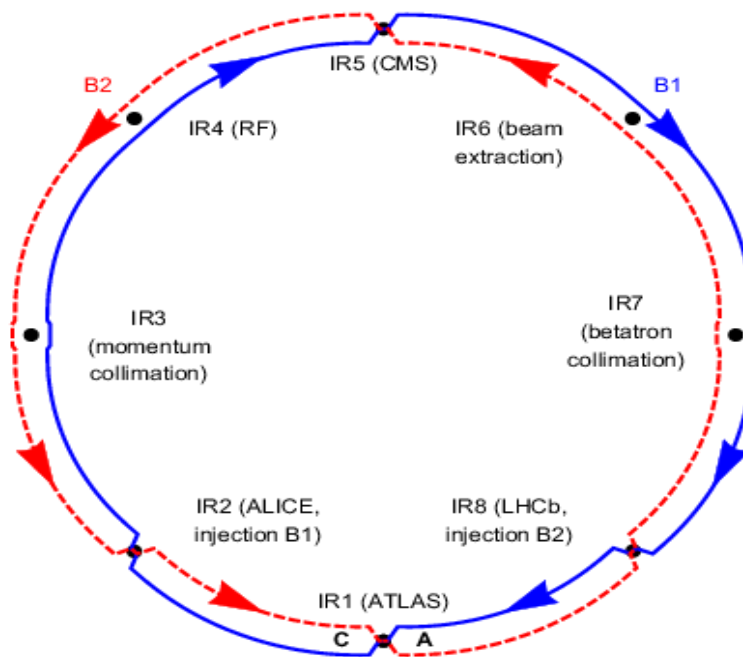
**Le linac 2 :** Tout commence par une simple bouteille d'hydrogène. Un champ électrique ionise le gaz afin d'arracher les électrons du noyau. Les protons restants sont accélérés jusqu'à une énergie de 50 MeV.

**Le proton synchrotron Booster (PSB) :** Le faisceau est ensuite injecté dans le PSB, un accélérateur circulaire, où les protons atteignent une énergie de 1,4 GeV.

**Le proton synchrotron (PS) :** Dans cet accélérateur, les protons atteignent une énergie de 25 GeV.

**Le super proton synchrotron (SPS) :** Le faisceau subit une dernière étape d'accélération dans le SPS, atteignant cette fois-ci une énergie de 450 GeV, avant d'être injecté dans le LHC et accéléré pour atteindre l'énergie nominale de 7 TeV par faisceau.

Le LHC étant un collisionneur circulaire, il est possible de faire se croiser les faisceaux de protons à plusieurs endroits. On peut donc installer plusieurs dispositifs expérimentaux, un à chaque point de croisement. Le LHC compte 4 points de croisements, et donc 4 expériences majeures : ALICE, ATLAS CMS et LHC b.

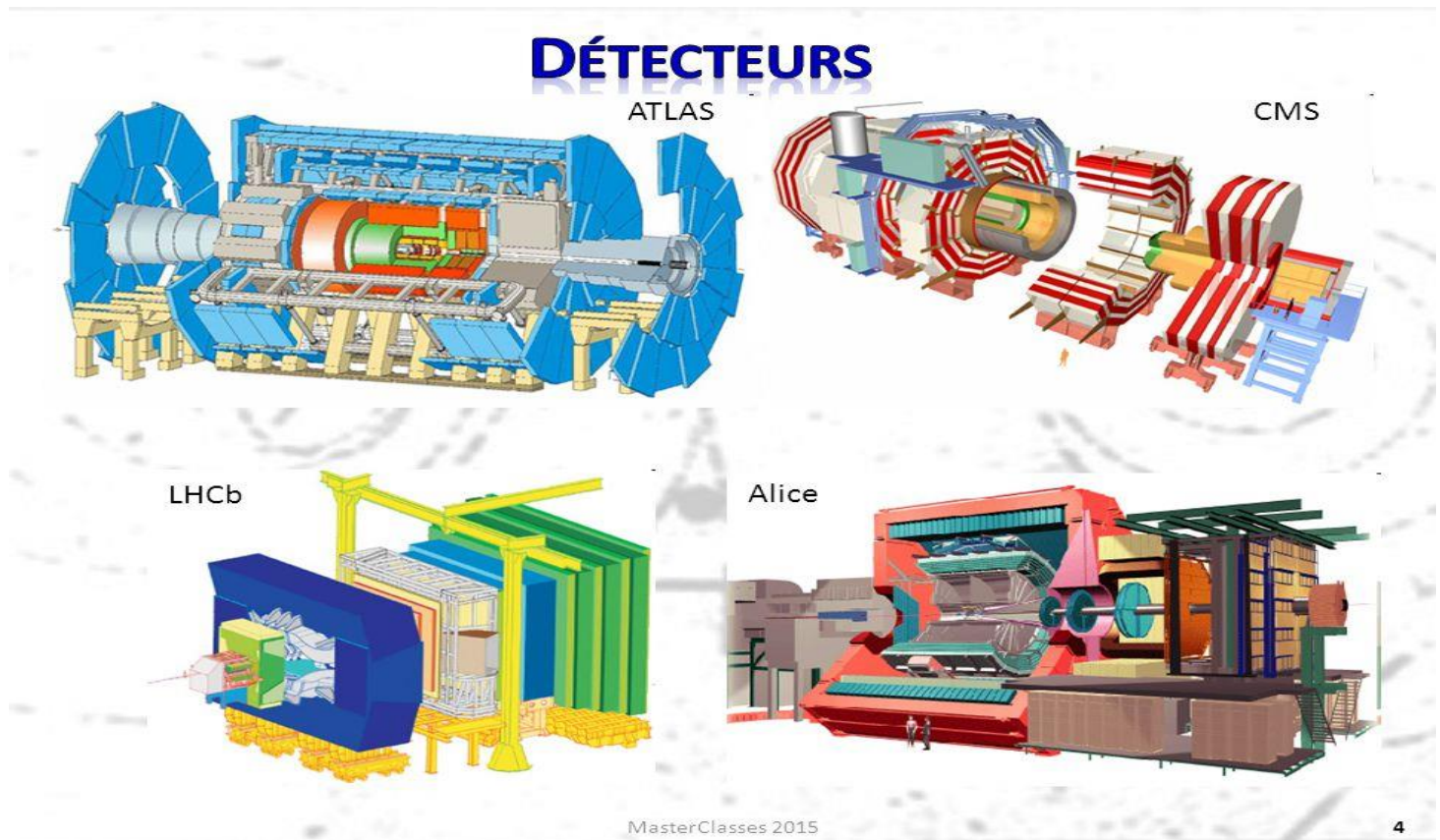


**ALICE :** (A Large Ion Collider Experiment) est un détecteur d'ions lourds installé sur l'anneau du Grand collisionneur de hadrons (LHC). Il a été conçu pour étudier les propriétés physiques de la matière soumise à l'interaction forte, à des densités d'énergie extrêmes auxquelles une phase de la matière appelée plasma quarks-gluons. Cet état a probablement existé juste après le Big Bang, lorsque l'Univers était encore extrêmement chaud. Les particules que l'on trouve aujourd'hui en abondance dans l'Univers – les protons et les neutrons – se seraient formées dans ce plasma.

**ATLAS et CMS :** Ce sont les deux expériences généralistes du LHC. Ce sont des détecteurs polyvalents du LHC. Ils explorent un large éventail de domaines de la physique, de la recherche du boson de Higgs à celle d'autres dimensions, en passant par la quête des particules qui pourraient constituer la matière noire.

ATLAS enregistre des séries de mesures sur les particules créées dans des collisions, déterminant leur trajectoire, leur énergie et leur identité. ATLAS est le plus grand détecteur jamais construit. CMS suit les mêmes buts scientifiques que l'expérience ATLAS, la collaboration CMS a opté pour d'autres solutions techniques et un système magnétique de conception différente.

**LHC b :** C'est la dernière expérience majeure du LHC, principalement dédiée aux mesures de précision du Modèle Standard ainsi qu'à l'étude de la violation de la symétrie CP, grâce à l'étude poussée du quark b. La collaboration LHCb a d'ailleurs annoncé récemment avoir observé pour la première fois la violation de symétrie CP dans le système  $B_s$ [19], telle que prévu par le Modèle Standard. Cette récente découverte permet de contraindre encore plus fortement certains modèles de nouvelle physique.



En plus de ces 4 expériences majeures, on trouve 3 autres expériences au LHC, installées à proximité des points de croisement des faisceaux : LHCf ,MoEDAL et TOTEM .

## 5.2) Production et détection du boson de Higgs :

Outil utilisé : Pythia 8.2

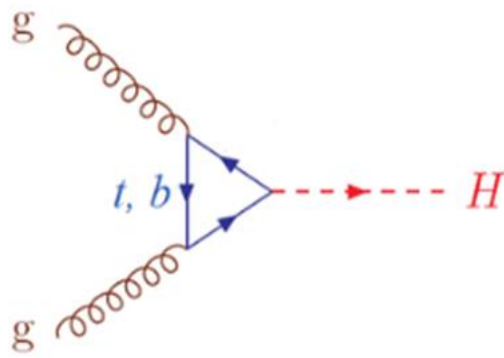
Pythia est un logiciel de simulations informatiques d'évènements de collisions de particules à de très grandes énergies dans des accélérateurs de particules. Nous avons eu recours à ce logiciel afin de calculer les sections efficaces des différents modes de production du boson de Higgs selon le modèle standard.



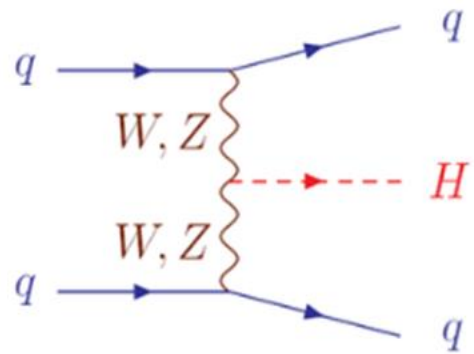


### Modes de Production :

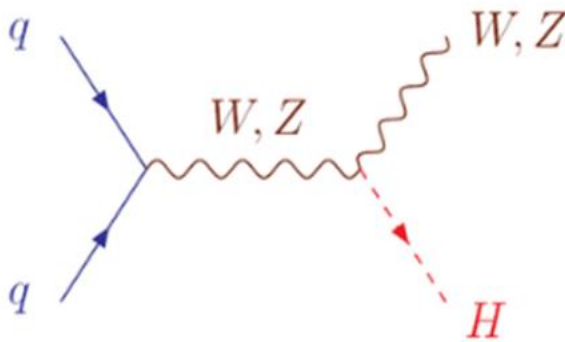
Le boson de Higgs du modèle standard peut être produit dans les collisions pp du LHC selon quatre principaux modes dont les diagrammes de Feynman dominants sont présentés ci-dessous :



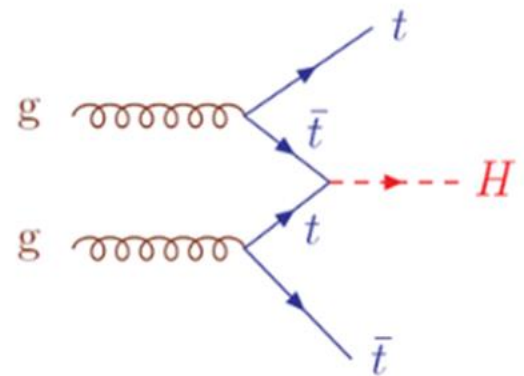
(a)



(b)



(c)



(d)

- **La production par Fusion de gluons (a)** : Le moyen le plus simple de produire une particule de Higgs est de combiner les deux gluons pour former une boucle de quarks virtuels. Comme le couplage des particules au boson de Higgs (couplage avec une boucle de quark top) est proportionnel à leur masse, ce processus est plus probable pour les particules lourdes (les quarks les plus lourds). Ce processus est environ dix fois plus probable que n'importe lequel des autres processus.
- **La fusion de boson faible (b)** : lorsque deux fermions entrent en collision et que les deux échangent un boson virtuel W ou Z, qui émet un boson de Higgs. Les fermions en collision n'ont pas besoin d'être du même type. Ainsi, par exemple, un quark up peut échanger un boson Z avec un quark anti-down. Ce processus est le deuxième plus important pour la production de particules de Higgs.
- **Le higgsstrahlung (c)** : Si un fermion élémentaire entre en collision avec un anti-fermion - par exemple, un quark avec un anti-quark ou un électron avec un positron - les deux peuvent fusionner pour former un boson virtuel W ou Z qui, s'il transporte suffisamment d'énergie, peut alors émettre un boson de Higgs. Ce processus était le mode de production dominant au LEP, où un électron et un positron sont entrés en collision pour former un boson Z virtuel, et c'était la deuxième plus grande contribution pour la production de Higgs au Tevatron. Au LHC, ce processus n'est que le troisième en

importance, car le LHC heurte des protons avec des protons, ce qui rend une collision quark-antiquark moins probable qu'au Tevatron. Higgs Strahlung est également connue sous le nom de production associée.

- **La production Top fusion(d)** : Le processus final qui est généralement considéré est de loin le moins probable. Ce processus implique deux gluons en collision, qui se désintègrent chacun en une paire lourde de quarks et d'antiquarks. Un quark et un antiquark de chaque paire peuvent alors se combiner pour former une particule de Higgs.

Les sections efficaces de production du boson de Higgs, autrement dit la probabilité de production en fonction de l'énergie dans le centre de masse des protons sont présentées pour un boson de Higgs de  $m_H = 125$  GeV. Comme nous l'avons mentionné précédemment, les bosons de Higgs sont produits le plus souvent par fusion de gluon, avec une section efficace de presque  $\sigma = 25,9$  pb à 13 TeV, suivi du processus de fusion fermion anti fermion avec presque  $\sigma = 0,9177$  pb, et les autres processus avec des sections efficaces très faibles comme nous voyons dans le graphe ci-dessous toutes les autres courbes sont presque identiques.

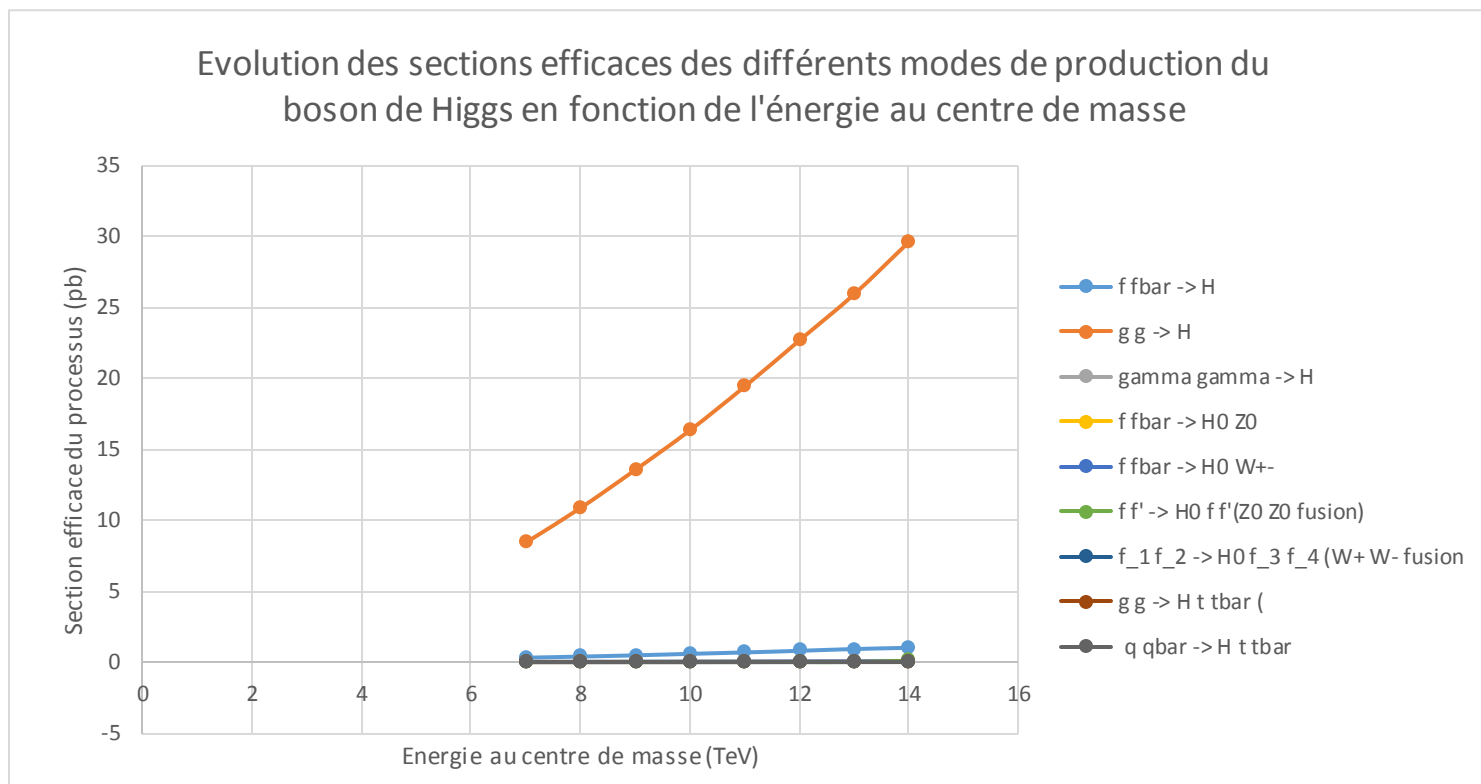


Figure : les sections efficaces de production de boson de higgs en fonction de l'énergie au centre de masse (générées grâce au logiciel Pythia 8.2)

Le boson de Higgs se couple au quark top pour les processus de fusion de gluon et  $t\bar{t}H$ . Les mesures des sections efficaces des deux processus permettent toutes deux d'extraire le couplage de Yukawa du quark top. Cependant, une déviation par rapport au modèle standard de la section efficace du processus de fusion de gluon pourrait non seulement provenir du couplage de Yukawa du quark top  $y_t$  mais aussi d'une particule non prédite par le modèle standard contribuant à la boucle. En revanche, le processus  $t\bar{t}H$  permet de réaliser une mesure directe du couplage  $y_t$ .



## Modes de Désintégration :

La mécanique quantique prédit que s'il est possible pour une particule de se désintégrer en un ensemble de particules plus légères. Ceci est également vrai pour le boson de Higgs, les canaux de désintégration sont :

$$H \rightarrow qq^-$$

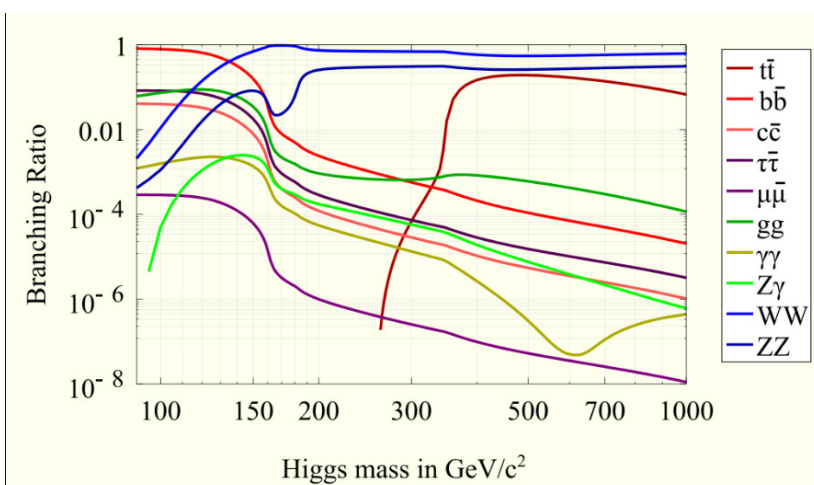
Le boson de Higgs se désintègre en une paire  $b\bar{b}$  avec un rapport de branchement  $RB_{b\bar{b}} \sim 57\%$ . Malgré un rapport de branchement élevé, ce canal de désintégration reste difficile à observer pour les modes de productions de Higgs dominants via fusion de gluons ou de bosons vecteurs, en raison d'un bruit de fond extrêmement important produisant des jets (multijet). Les modes de productions (w,z) H et  $t\bar{t}H$  sont sensibles à la désintégration  $H \rightarrow b\bar{b}$  malgré une section efficace bien plus faible que le processus  $gg \rightarrow H$ , car les désintégrations leptoniques de boson (w,z) et de quark top permettent de supprimer presque totalement le bruit de fond multijet. Le canal  $c\bar{c}$  est encore plus difficile à observer, avec un faible rapport de branchement  $RB_{c\bar{c}} \sim 3\%$  et une difficulté à identifier les quarks c dans l'environnement hadronique du LHC. Les désintégrations en quarks plus légers sont hors d'atteinte du LHC.

$$H \rightarrow WW^*, ZZ^* \text{ ou } \gamma\gamma$$

Le boson de Higgs se désintègre en deux bosons vecteur,  $WW^*$  ou  $ZZ^*$ , avec des rapports de branchement de  $\sim 21\%$  et  $\sim 3\%$  respectivement. Les bosons vecteurs sont recherchés principalement dans leurs modes de désintégration en leptons. Bien que le mode Z soit plus rare, le canal  $ZZ^* \rightarrow 4l$  avec  $l = e, \mu$  possède un très faible bruit de fond et permet de reconstruire la masse du boson de Higgs avec une très bonne résolution. Le canal  $WW^*$  est recherché dans sa désintégration en  $2lv$  et  $lvq\bar{q}$ . Le boson de Higgs ne se couple pas directement aux photons, mais indirectement via des boucles de bosons W et de quark top. Le rapport de branchement correspondant  $RB_{\gamma\gamma} \sim 0.2\%$  est relativement faible. Cependant il est possible de mesurer la masse du boson Higgs dans ce canal de façon précise du fait de la bonne résolution en énergie des photons détectés dans CMS et ATLAS.

$$H \rightarrow l^+l^-$$

Les couplages du boson de Higgs aux leptons sont étudiés dans les désintégrations  $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$  ( $RB_{\tau\bar{\tau}} \sim 6\%$ ) et  $H \rightarrow \mu\bar{\mu}$  ( $RB_{\mu\bar{\mu}} \sim 0.02\%$ ). Le second mode de désintégration est limité actuellement par le faible statistique lié au très faible rapport de branchement.



## Higgs decays at $m_H=125\text{GeV}$

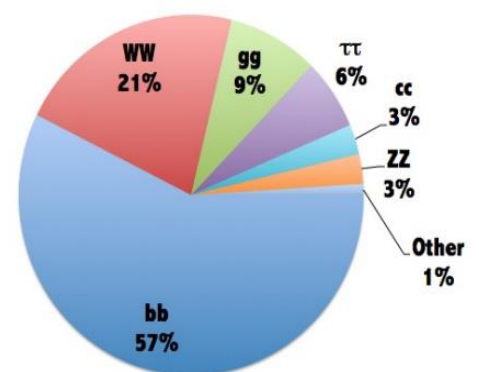


Figure : les rapports de branchement de désintégration de boson de higgs en fonction de masse de boson de higgs en  $\text{GeV}/c^2$

## Conclusion :

Comme nous avons pu le constater le Modèle Standard de la physique des particules est l'une des théories qui expliquent le mieux l'existence et l'interaction de la matière dans l'univers qu'il soit question de particules élémentaires (quarks, fermions, bosons...), interactions fondamentales (Les 3 forces : faible, forte, électromagnétique) ainsi que tous les principes qui lient ces notions (symétrie, unification, mécanisme des productions, etc.)

Le Modèle Standard est aussi appuyé par les diverses découvertes scientifiques expérimentales qui ont eu lieu au niveau du LHC (Large Hadron Collider) au CERN dont l'une des plus importantes restent la preuve de l'existence du boson de Higgs en 2012.

Cependant le modèle standard n'arrive toujours pas encore à incorporer la force gravitationnelle, ceci est du entre autres au fait que nous n'avons pas encore trouvé de particule qui corresponde à cette interaction fondamentale, ce qui ouvre la porte pour d'autres théories peut être plus adéquates et correspondantes à la résolution de ce problème dont la théorie des cordes ou la gravitation quantique à boucles qui porterait le nom de « Théorie du tout »

## Références :

- DE L'ÉLECTROMAGNÉTISME À L'ÉLECTROFAIBLE - MONOPOLES MAGNÉTIQUE DE [EDGAR ELBAZ](#),
- SYMÉTRIE ET THÉORIE DES GROUPES À TRAVERS LA PHYSIQUE DE [JACQUES VILAIN](#),
- INTERACTION ÉLECTROFAIBLES ET INTRODUCTION À LA SUPERSYMMÉTRIE DE [ALDO DEANDREA](#),
- NOTION SUR LE MODÈLE STANDARD : DU LAGRANGIEN AU MÉCANISME DE HIGGS DE [ELIAS KHAN](#) (INSTITUT UNIVERSITAIRE DE FRANCE - INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE ORSAY IN2P3 CNRS),
- INTRODUCTION À LA PHYSIQUE DES PARTICULES DE [ALLAN G. CLARK](#) (UNIVERSITÉ DE GENÈVE),
- ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS DE [YORIKIYO NAGASHIMA](#),
- STANDARD MODEL OF QUANTUM PHYSICS IN CLIFFORD ALGEBRA DE [CLAUDE DAVIAU](#) & [JACQUES BERTRANT](#),
- THÈSE : RECHERCHE DE PHYSIQUE AU DELÀ DU MODELE STANDARD DANS LE SECTEUR DU QUARK TOP (L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD-LYON 1 ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET ASTROPHYSIQUE),
- AN INTRODUCTION TO THE STANDARD MODEL OF PARTICLE PHYSICS DE [W. N. COTTINGHAM](#) & [D. A. GREENWOOD](#),
- BRISURE SPONTANÉE DE SYMÉTRIE ET MÉCANISME DE HIGGS DANS LE MODÈLE STANDARD DES INTERACTIONS ÉLECTROFAIBLES DE [TIMOTHÉE THEVENEAUX-PELZER](#),
- UNE VISITE GUIDÉE DU LAGRANGIEN DU MODÈLE Standard DE [SÉBASTIEN DESCOTES-GENON](#),
- NOTIONS FONDAMENTALES DE PHYSIQUE DE [JEAN MASSICOT](#),
- THÉORIE DE GRANDE UNIFICATION  $SU(5)$  DE [BOURGET, A.](#) & [MARINO ABASOLO, R](#)
- PASSEPORT POUR LES DEUX INFINIS DE [DUNOD](#),
- COURS DE PHYSIQUE DES PARTICULES (UNIVERSITÉ DE GRENOBLE).
- [HTTPS://HOME.CERN/FR/SCIENCE/PHYSICS/STANDARD-MODEL](https://home.cern/fr/science/physics/standard-model)

