

# Particules, interactions et phénoménologie

## Sommaire

<b>1</b>	<b>Les particules du modèle standard</b>	<b>1</b>
1.1	Les fermions	1
1.2	Les bosons	1
<b>2</b>	<b>Formalisme théorique et interactions</b>	<b>2</b>
2.1	Lagrangien et équation d'Euler-Lagrange	2
2.2	Lagrangien, champs et symétries	4
2.3	Interaction électromagnétique	4
2.4	Interaction électrofaible	4
2.5	Mécanisme de Higgs	4
2.6	Interaction forte	4
<b>3</b>	<b>Succès et limites du modèle standard</b>	<b>4</b>
3.1	Succès	4
3.2	Limites	4
<b>4</b>	<b>Au-delà du modèle standard</b>	<b>5</b>
4.1	Modèles à deux doublets de Higgs	5
4.2	La supersymétrie	5
4.3	L'extension supersymétrique minimale du modèle standard ou MSSM	5
<b>5</b>	<b>Phénoménologie des bosons de Higgs du MSSM</b>	<b>5</b>
5.1	Production de bosons de Higgs	5
5.2	Désintégration de bosons de Higgs	6
5.3	Désintégration des leptons tau	6
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>7</b>

## 1 Les particules du modèle standard

ptc fondamentale = ?  $10^{-18}$  m

### 1.1 Les fermions

spin demi entier (stat Fermi-Dirac). Constituants de la matière, il y en a 12.

**Quarks** fermions avec couleur

**Leptons**

### 1.2 Les bosons

spin entier, 1 (bosons de jauge, bosons vecteurs, vecteurs de force) ou 0 (Higgs)  
W et chiralité?

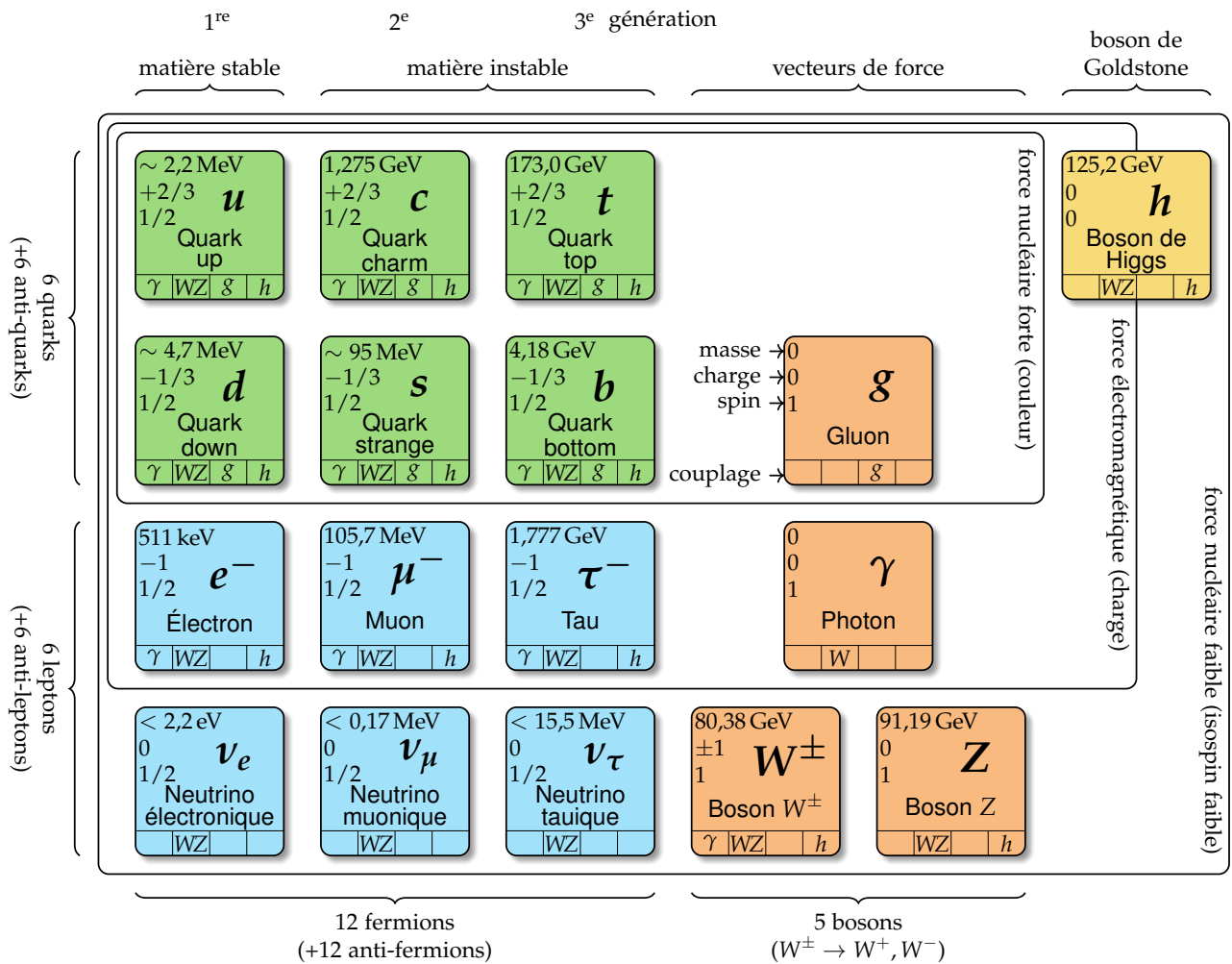


Figure 1 – Les particules du modèle standard.

## 2 Formalisme théorique et interactions

### 2.1 Lagrangien et équation d'Euler-Lagrange

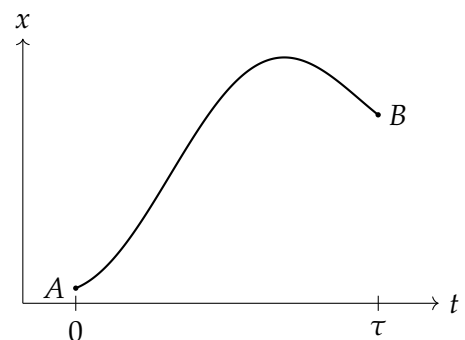
Nous souhaitons ici trouver un moyen de décrire le comportement des particules, c'est-à-dire leur évolution à travers le temps et l'espace. Considérons, dans un premier temps, une particule de masse  $m$ , soumise à une force  $F$ , se déplaçant dans le temps le long d'une dimension  $x$ , d'un point  $A$  à  $t = 0$  à un point  $B$  à  $t = \tau$ , comme illustré sur la figure 2.

Comme cela est enseigné dès les premiers cours de physique, la trajectoire de cette particule peut être déterminée à l'aide du principe fondamental de la dynamique, ou seconde loi de Newton, qui s'exprime simplement dans ce cas sous la forme

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = F. \quad (1)$$

Nous obtenons alors la position de la particule à tout instant.

Or, cette méthode ne permet pas de décrire le comportement des particules fondamentales. En effet, à leur échelle, la mécanique quantique prévaut et il n'est pas possible, lorsque l'on observe une particule à un point  $A$  puis à un point  $B$ , de déterminer la trajectoire exacte suivie par cette particule.

Figure 2 – Une particule se déplace au cours du temps d'un point  $A$  à un point  $B$  le long d'une dimension  $x$ .

La particule peut suivre la trajectoire déterminée avec la mécanique classique, c'est-à-dire celle de la figure 2, comme toute autre trajectoire reliant  $A$  à  $B$ , comme illustré sur la figure 3.

Si le principe fondamental de la dynamique tel que formulé par Newton ne tient plus dans le contexte de la mécanique quantique, il existe un autre principe physique toujours en place, la conservation de l'énergie. Dans le cas de la particule précédemment décrit, il s'agit de la somme de son énergie cinétique  $T$  et de son énergie potentielle  $V$ , c'est-à-dire

$$E = T + V = C^{\text{te}} \quad (2)$$

où  $T$  dépend uniquement de la vitesse de la particule et  $V$  uniquement de sa position. Il en va ainsi de même pour les moyennes temporelles de ces grandeurs,

$$E = \langle E \rangle = \langle T \rangle + \langle V \rangle = C^{\text{te}} \quad (3)$$

avec

$$\langle T \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau T(\dot{x}(t)) dt, \quad \langle V \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau V(x(t)) dt, \quad (4)$$

où  $\dot{x} = \frac{dx}{dt}$ .

Nous pouvons alors nous demander de quelle manière ces grandeurs sont modifiées lorsque la trajectoire suivie par la particule varie par rapport à la trajectoire déterminée par la mécanique Newtonienne. La variation de la valeur moyenne de l'énergie potentielle s'exprime

$$\frac{\delta \langle V \rangle}{\delta x(t')} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{\delta V(x(t))}{\delta x(t')} dt = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{dV(x(t))}{dx(t)} \delta(t - t') dt = \frac{1}{\tau} \left. \frac{dV}{dx(t)} \right|_{t=t'} = -\frac{1}{\tau} F(x(t')) \quad (5)$$

car la force  $F$  est reliée au potentiel  $V$  par  $F = -\frac{dV}{dx}$ . De même, l'énergie cinétique moyenne varie selon

$$\begin{aligned} \frac{\delta \langle T \rangle}{\delta x(t')} &= \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{\delta T(\dot{x}(t))}{\delta x(t')} dt = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{dT(\dot{x}(t))}{d\dot{x}(t)} \delta'(t - t') dt = -\frac{1}{\tau} \int_0^\tau \delta(t - t') \frac{d}{dt} \left( \frac{dT(\dot{x}(t))}{d\dot{x}(t)} \right) dt \\ &= -\frac{1}{\tau} \left. \frac{d}{dt} \left( \frac{dT(\dot{x}(t))}{d\dot{x}(t)} \right) \right|_{t=t'} = -\frac{1}{\tau} m \frac{d^2 x}{dt^2} \Big|_{t=t'} \end{aligned} \quad (6)$$

car pour une particule de masse  $m$ , en mécanique newtonienne,  $T = \frac{1}{2} m \left( \frac{dx}{dt} \right)^2$ .

Le long de la trajectoire classique, le principe fondamental de la dynamique est vérifié. Alors, les variations autour de la trajectoire classique sont reliées par

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = F \Rightarrow \frac{\delta \langle T \rangle}{\delta x(t')} = \frac{\delta \langle V \rangle}{\delta x(t')} \Rightarrow \frac{\delta}{\delta x(t')} (\langle T \rangle - \langle V \rangle) = 0. \quad (7)$$

Ainsi, la différence entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle du système étudié semble jouer un rôle particulier lorsque l'on s'intéresse aux différentes trajectoires possibles pour ce système. Définissons alors le lagrangien  $L$  du système étudié comme

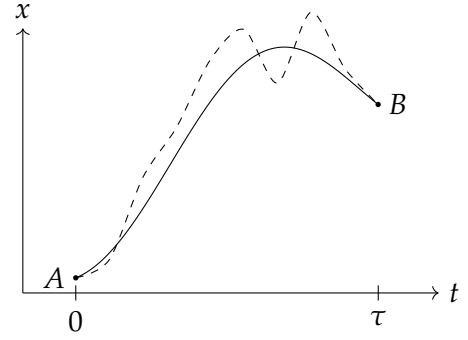
$$L = T - V. \quad (8)$$

L'intégrale au cours du temps du lagrangien est appelée action et est définie comme

$$S = \int_0^\tau dt L. \quad (9)$$

Compte-tenu de l'équation (7), l'action vérifie

$$\frac{\delta S}{\delta x(t')} = 0, \quad (10)$$



**Figure 3** – Variation de la trajectoire d'une particule se déplaçant au cours du temps d'un point  $A$  à un point  $B$ .

ce qui est connu sous le nom de principe de moindre action. Or,

$$\frac{\delta S}{\delta x(t')} = \int_0^\tau dt \left[ \frac{\delta L}{\delta x(t)} \delta(t-t') + \frac{\delta L}{\delta \dot{x}(t)} \delta'(t-t') \right] = \frac{\delta L}{\delta x(t')} - \frac{d}{dt} \frac{\delta L}{\delta \dot{x}(t')}, \quad (11)$$

ce qui implique

$$\frac{\delta L}{\delta x(t')} - \frac{d}{dt} \frac{\delta L}{\delta \dot{x}(t')} = 0. \quad (12)$$

Cette équation est l'équation d'Euler-Lagrange et permet d'obtenir toutes les équations du mouvement du système, c'est-à-dire de décrire son évolution au cours du temps.

## 2.2 Lagrangien, champs et symétries

Le modèle standard décrit le comportement des particules fondamentales à l'aide de la théorie quantique des champs. Une particule est ainsi une excitation d'un champ quantique relativiste  $\phi$  et il s'agit alors de décrire l'évolution de ces excitations.

Généralisons le raisonnement précédent à un espace à une dimension temporelle et trois dimensions spatiales. À partir du lagrangien, il est possible de définir la densité lagrangienne  $\mathcal{L}$  telle que

$$L = \int d^3x \mathcal{L}, \quad S = \int d^4x \mathcal{L} \quad (13)$$

où  $x$  désigne la coordonnée dans l'espace de Minkowski, c'est-à-dire l'espace-temps à quatre dimensions. Considérons alors une densité lagrangienne dépendant d'un champ  $\phi(x)$  et de ses dérivées  $\partial_\mu \phi(x)$ . Alors,

$$S = \int d^4x \mathcal{L}(\phi(x), \partial_\mu \phi(x)) \quad (14)$$

et du principe de moindre action résultent les équations d'Euler-Lagrange pour cette densité lagrangienne,

$$\frac{\delta S}{\delta \phi} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} = 0. \quad (15)$$

Il s'agit à présent de déterminer la densité lagrangienne  $\mathcal{L}$  du modèle standard. Par la suite, nous nommerons la densité lagrangienne  $\mathcal{L}$  « lagrangien » dans un souci de praticité.

Un champ quantique peut subir une transformation de jauge locale. Une telle transformation doit laisser la physique inchangée, ainsi le lagrangien du modèle standard est construit pour être invariant sous les transformations de jauge locales du groupe de symétrie

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y. \quad (16)$$

De cette construction résultent les interactions fondamentales, discutées ci-après.

## 2.3 Interaction électromagnétique

## 2.4 Interaction électrofaible

## 2.5 Mécanisme de Higgs

## 2.6 Interaction forte

# 3 Succès et limites du modèle standard

## 3.1 Succès

## 3.2 Limites

## Gravitation

Masse des neutrinos

Matière noire bullet cluster!

Énergie noire

Asymétrie matière-antimatière

## 4 Au-delà du modèle standard

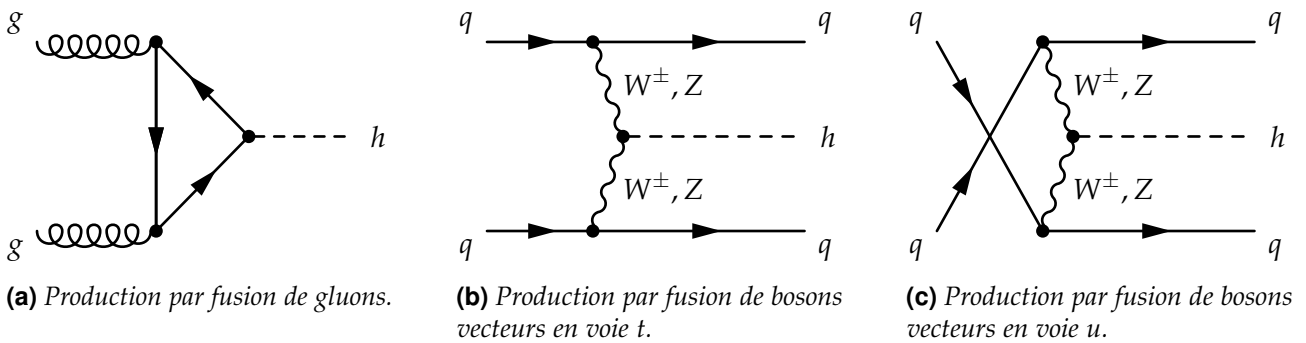
### 4.1 Modèles à deux doublets de Higgs

### 4.2 La supersymétrie

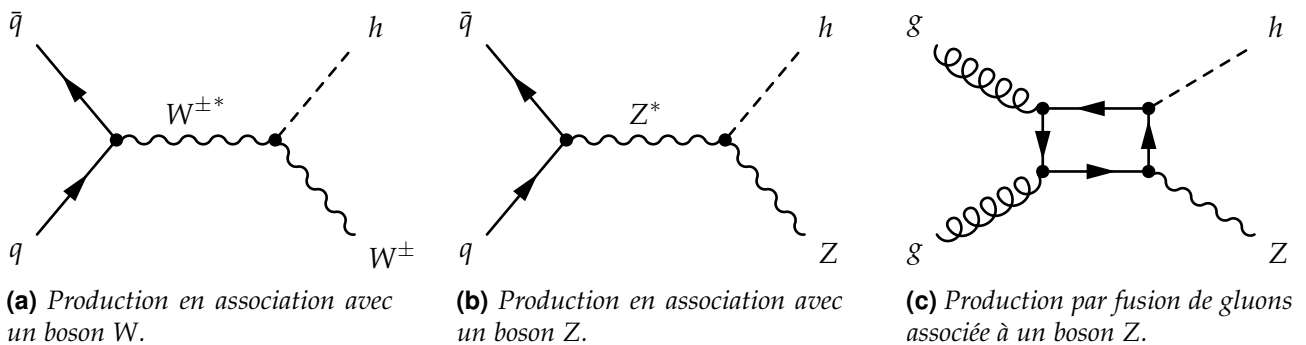
### 4.3 L'extension supersymétrique minimale du modèle standard ou MSSM

## 5 Phénoménologie des bosons de Higgs du MSSM

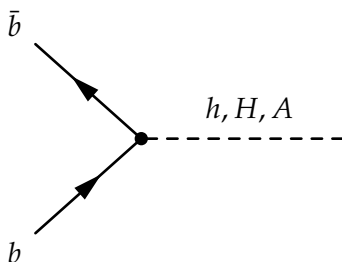
### 5.1 Production de bosons de Higgs

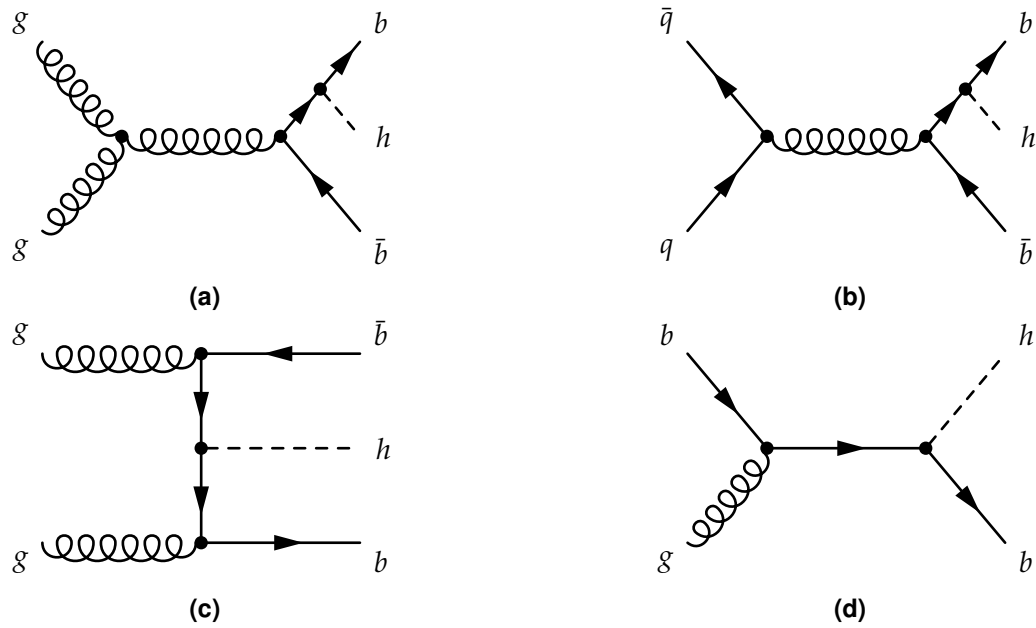


**Figure 4** – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard par fusion de gluons ( $ggh$ ) et fusion de bosons vecteurs (VBF).

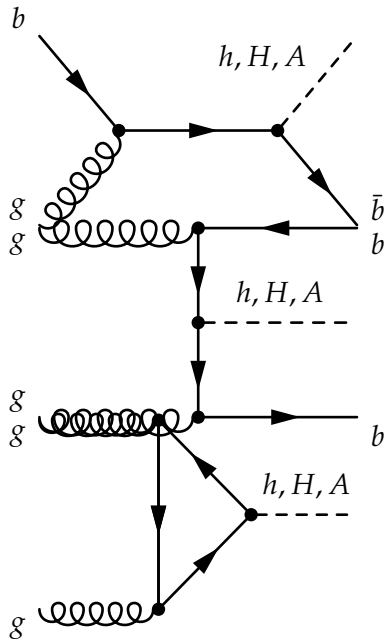


**Figure 5** – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard en association avec un boson.

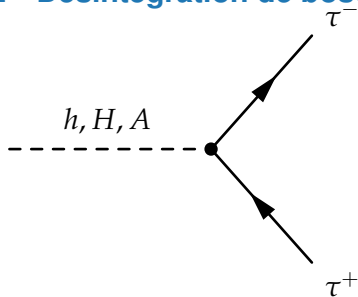




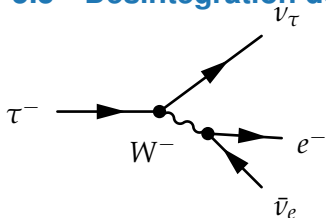
**Figure 6** – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard en association avec un quark  $b$ .

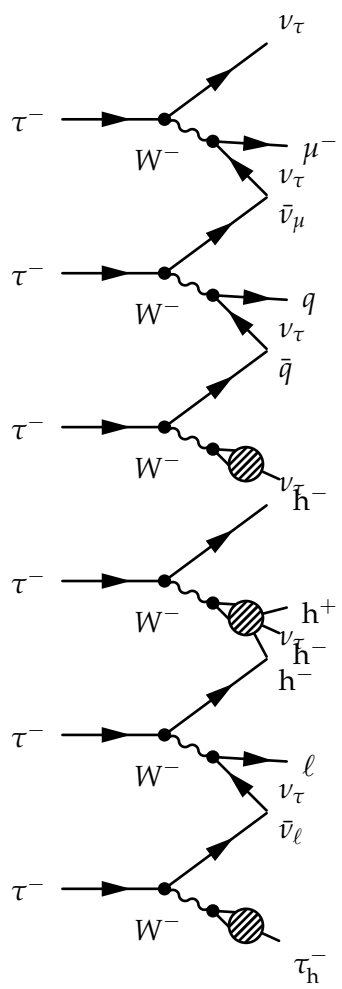


## 5.2 Désintégration de bosons de Higgs



## 5.3 Désintégration des leptons tau





6 Conclusion

