Particules, interactions et phénoménologie

Sommaire

1 Les particules du modèle standard

Une particule est considérée comme fondamentale si elle ne possède pas de sous-structure observée à ce jour. Le modèle standard décrit le comportement de ces particules fondamentales qui peuvent être catégorisées selon plusieurs critères. Le premier d'entre eux est le *spin*, une observable quantique intrinsèque aux particules. Les particules de spin demi-entier sont les fermions, celles de spin entier les bosons.

1.1 Les fermions

Les fermions sont les particules fondamentales de spin demi-entier et suivent donc la statistique de Fermi-Dirac. Ainsi, deux fermions ne peuvent pas occuper le même état quantique, c'est-à-dire avoir chacun de leurs nombres quantiques égaux entre eux, comme exposé par le principe d'exclusion de Pauli. Le modèle standard comprend douze fermions constituant la matière, accompagnés de douze anti-fermions correspondants pour l'anti-matière.

Les fermions peuvent se diviser d'une part en deux catégories, les quarks et les leptons, et d'autre part en trois catégories correspondant à trois *générations*, comme illustré sur la figure 1. La première

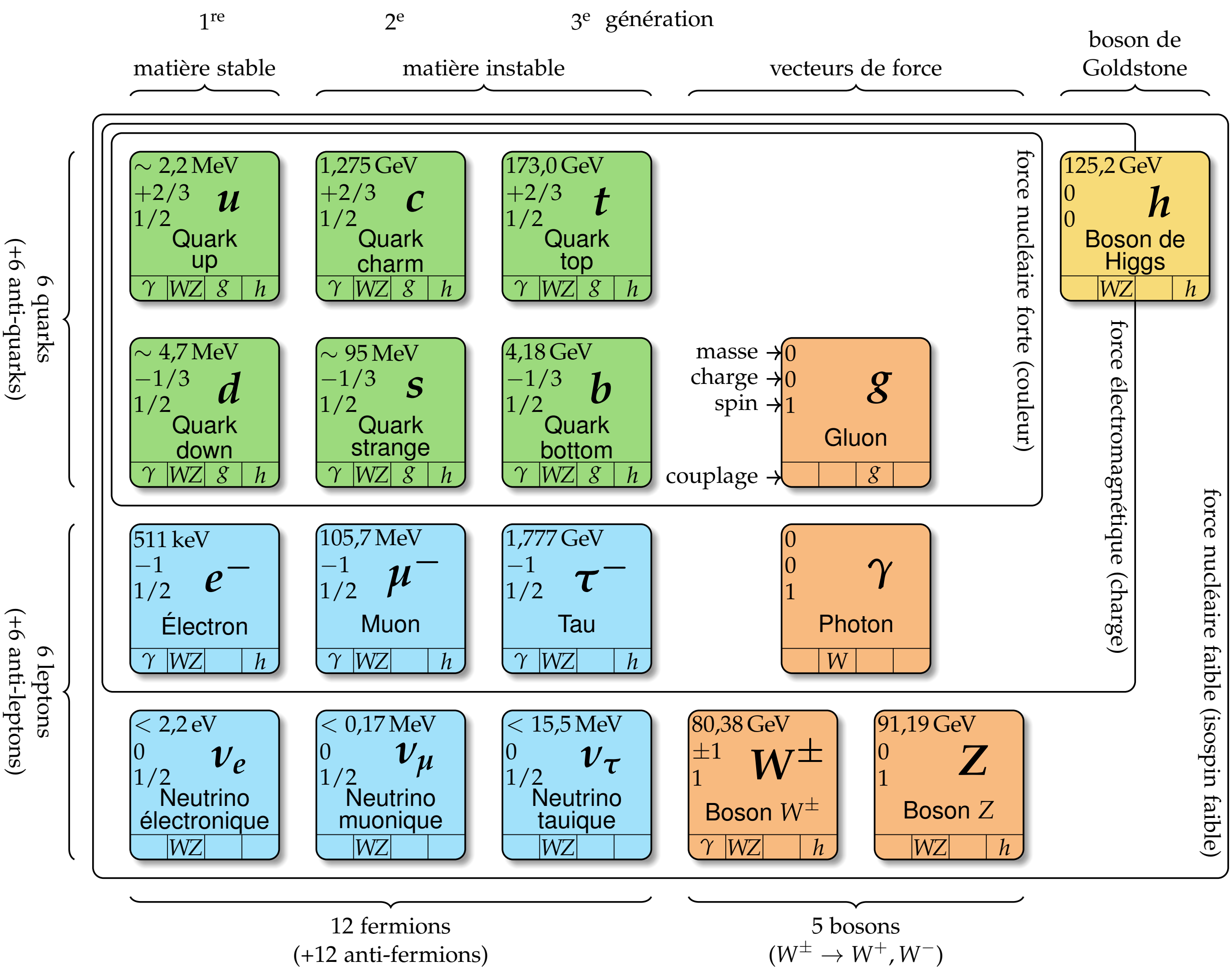


Figure 1 – *Les particules fondamentales du modèle standard.*

génération (quarks u et d, électron e^- et neutrino électronique ν_e) correspond aux particules les plus communes ; les deuxièmes et troisièmes générations contiennent des particules analogues, plus massives et instables.

1.1.1 Les quarks

Les quarks sont les fermions possédant une charge de couleur. Il existe deux quarks par génération, un quark de type *up* et un quark de type *down*, formant un doublet d'isospin faible. Il y a donc six quarks au total. Les quarks de type *up* (u, c et t) portent une charge électrique $+\frac{2}{3}e$ avec e la charge électrique élémentaire, les quarks de type *down* (d, s et b) une charge $-\frac{1}{3}e$. Les anti-quarks possèdent une charge électrique opposée ($-\frac{2}{3}e$ et $+\frac{1}{3}e$). Les quarks sont donc sensibles à l'interaction électromagnétique.

À l'instar de la charge électrique pour l'interaction électromagnétique, la *couleur* rend les quarks sensibles à l'interaction forte. La charge de couleur peut prendre trois valeurs orthogonales, nommées par convention rouge, verte et bleue, car les particules portant une charge de couleur ne sont pas stables à elles seules et se regroupent pour former des particules composites de charge de couleur nulle, ou de couleur « blanche ». C'est ce que l'on appelle le phénomène de *confinement de la couleur*.

Les particules composées de quarks sont les hadrons. Ces particules sont de couleur blanche, ce qui peut être obtenu de deux manières :

- par association d'un quark rouge, un vert et un bleu ; il s'agit d'un *baryon*. Le proton (*uud*) et le neutron (*udd*) sont deux exemples de baryons.
- par association d'un quark et d'un anti-quark ; il s'agit d'un *méson*. En effet, un anti-quark porte

une *anti-couleur*. Ainsi, un quark up (u) rouge et un anti-quark down ($\bar{d}$) « anti-rouge » forment un pion neutre π^0.

Enfin, comme tous les fermions, les quarks sont également sensibles à l'interaction faible. Les quarks sont ainsi les seules particules sensibles à toutes les interactions fondamentales décrites par le modèle standard.

1.1.2 Les leptons

Les leptons sont les fermions ne possédant pas de charge de couleur. Ils sont donc insensibles à l'interaction forte. En revanche, ils sont tous sensibles à l'interaction faible. Sur le même principe que pour les quarks, il y a un doublet d'isospin faible de deux leptons par génération, soit six leptons au total. Les leptons d'isospin *up* sont l'électron (e^-), le muon (μ^-) et le tau (τ^-), ils portent une charge électrique $-e$ ($+e$ pour les anti-particules correspondantes). Les leptons d'isospin *down* sont les neutrinos. Les neutrinos ne portent pas de charge électrique et interagissent donc uniquement par interaction faible, ce qui en fait des particules difficiles à détecter.

1.2 Les bosons

Les fermions sont les particules fondamentales de spin entier et suivent alors la statistique de Bose-Einstein.

Les bosons de spin 1 sont les bosons de jauge, ou bosons vecteurs, et sont les médiateurs des interaction fondamentales. Ainsi, le photon (γ) est le boson vecteur de l'interaction électromagnétique. Il est de masse nulle et est électriquement neutre. Les bosons W^+, W^- et Z sont ceux de l'interaction faible. Le boson Z est électriquement neutre et de masse $m_Z = 91{,}19\,\mathrm{GeV}$, les bosons W portent une charge électrique de $\pm e$, ont une masse de $m_W = 80{,}38\,\mathrm{GeV}$ et n'interagissent qu'avec les particules de chiralité [1] gauche et les anti-particules de chiralité droite. Enfin, huit gluons (g) sont les médiateurs de l'interaction forte. Ils n'ont ni masse ni charge électrique, mais portent une charge de couleur et une charge d'anti-couleur. Un gluon peut donc être chargé « rouge et anti-bleu ». Si un tel gluon interagit avec un quark bleu, par conservation, ce quark sera rouge après interaction.

Le boson de Higgs est de spin nul, il s'agit donc d'un boson scalaire. Ce boson est une conséquence du mécanisme de brisure spontanée de symétrie électrofaible, mécanisme donnant leurs masses aux particules. Ce mécanisme est présenté dans la section ref.

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.

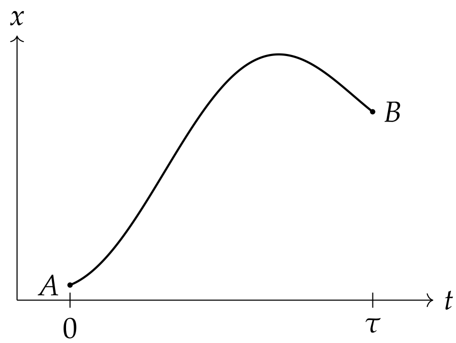


Figure 2 – *Une particule se déplace au cours du temps d'un point A à un point B le long d'une dimension x.*

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

$$m\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} = F\,. \tag{1}$$

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

1. def ? où ?

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. 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.

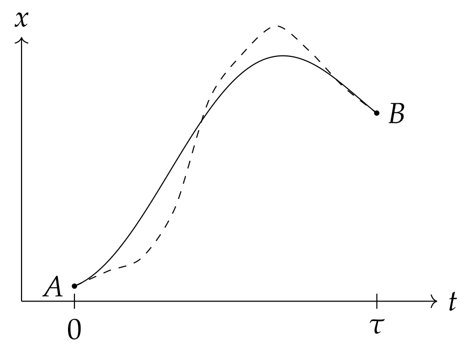


Figure 3 – *Variation de la trajectoire d'une particule se déplaçant au cours du temps d'un point A à un point B.*

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

$$E = T + V = \mathrm{C}^{\mathrm{te}} \tag{2}$$

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,

$$E = \langle E \rangle = \langle T \rangle + \langle V \rangle = \mathrm{C}^{\mathrm{te}} \tag{3}$$

avec

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

où $\dot{x} = \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}$.

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

$$\frac{\delta \langle V \rangle}{\delta x(t')} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{\delta V(x(t))}{\delta x(t')}\,\mathrm{d}t = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{\mathrm{d}V(x(t))}{\mathrm{d}x(t)} \delta(t - t')\,\mathrm{d}t = \frac{1}{\tau} \left.\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}x(t)}\right|_{t=t'} = -\frac{1}{\tau} F(x(t')) \tag{5}$$

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

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

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

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

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

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

$$L = T - V\,. \tag{8}$$

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

$$S = \int_0^\tau \mathrm{d}t\, L\,. \tag{9}$$

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

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

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

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

ce qui implique

$$\frac{\delta L}{\delta x(t')} - \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\frac{\delta L}{\delta \dot{x}(t')} = 0\,. \tag{12}$$

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 ϕ 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

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

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

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

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

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

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 jauges locales du groupe de symétrie

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y\,. \tag{16}$$

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 ![1]

Énergie noire

Asymétrie matière-antimatière

4 Au-delà du modèle standard

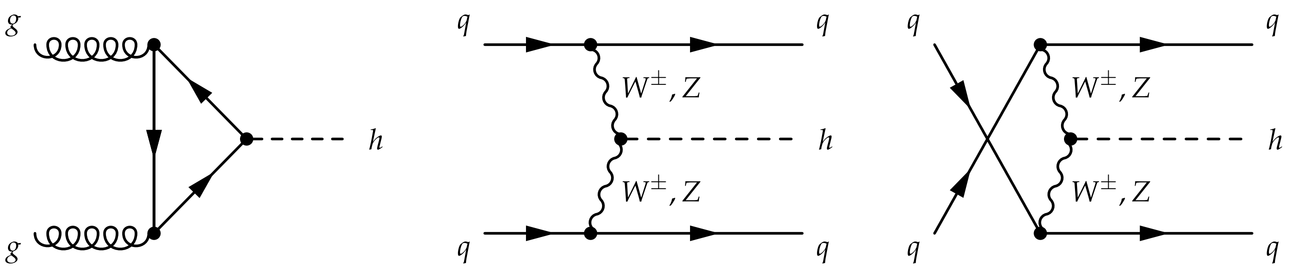
4.1 Modèles à deux doublets de Higgs

4.2 La supersymétrie

4.3 L'extension supersymétrique minimale du modèle standard ou MSSM

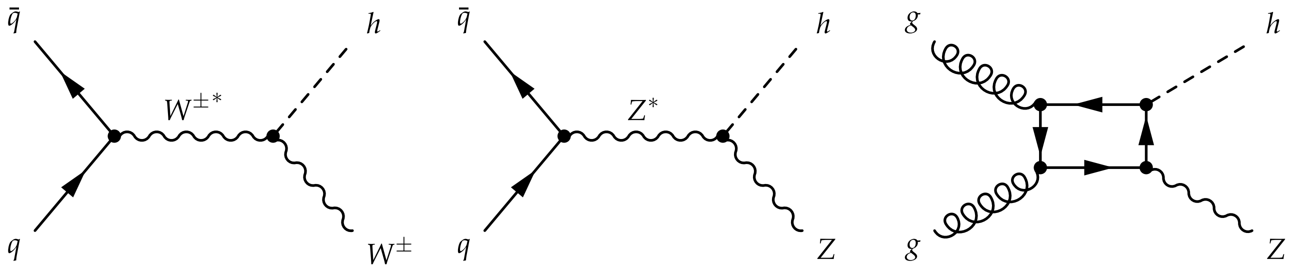
5 Phénoménologie des bosons de Higgs du MSSM

5.1 Production de bosons de Higgs



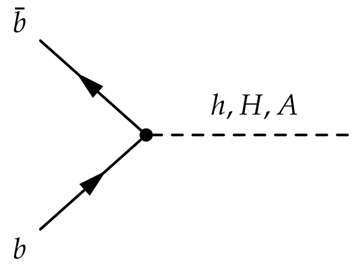
(a) *Production par fusion de gluons.* **(b)** *Production par fusion de bosons vecteurs en voie t.* **(c)** *Production par fusion de bosons vecteurs en voie u.*

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).*



(a) *Production en association avec un boson W.* **(b)** *Production en association avec un boson Z.* **(c)** *Production par fusion de gluons associée à un boson Z.*

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



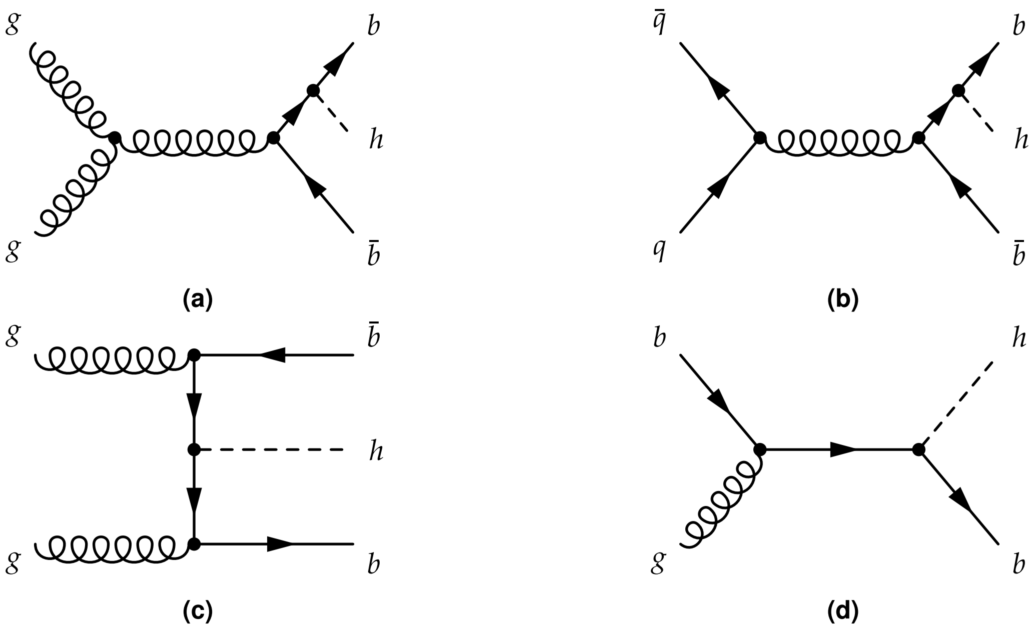
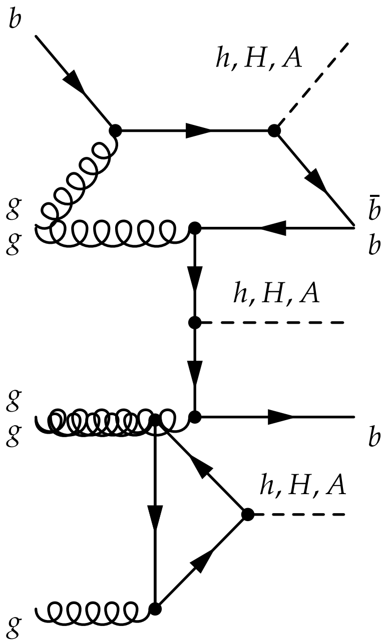
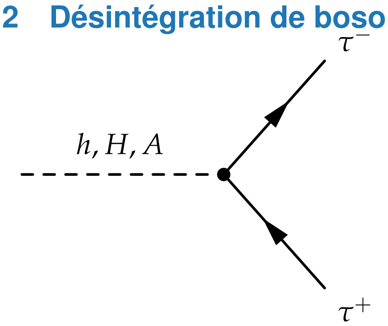


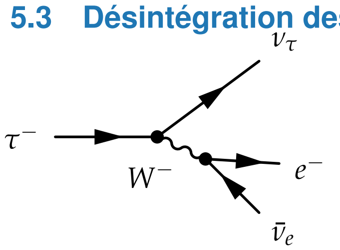
Figure 6 – *Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard en association avec un quark b.*

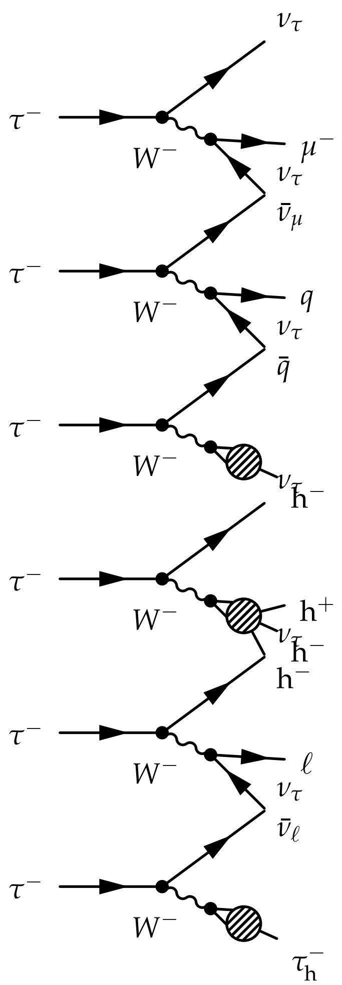


5.2 Désintégration de bosons de Higgs



5.3 Désintégration des leptons tau





6 Conclusion

Références

[1] D. Clowe & coll. « A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter ». *The Astrophysical Journal* **648**.2 (août 2006). DOI : 10.1086/508162. URL : http://dx.doi.org/10.1086/508162.