

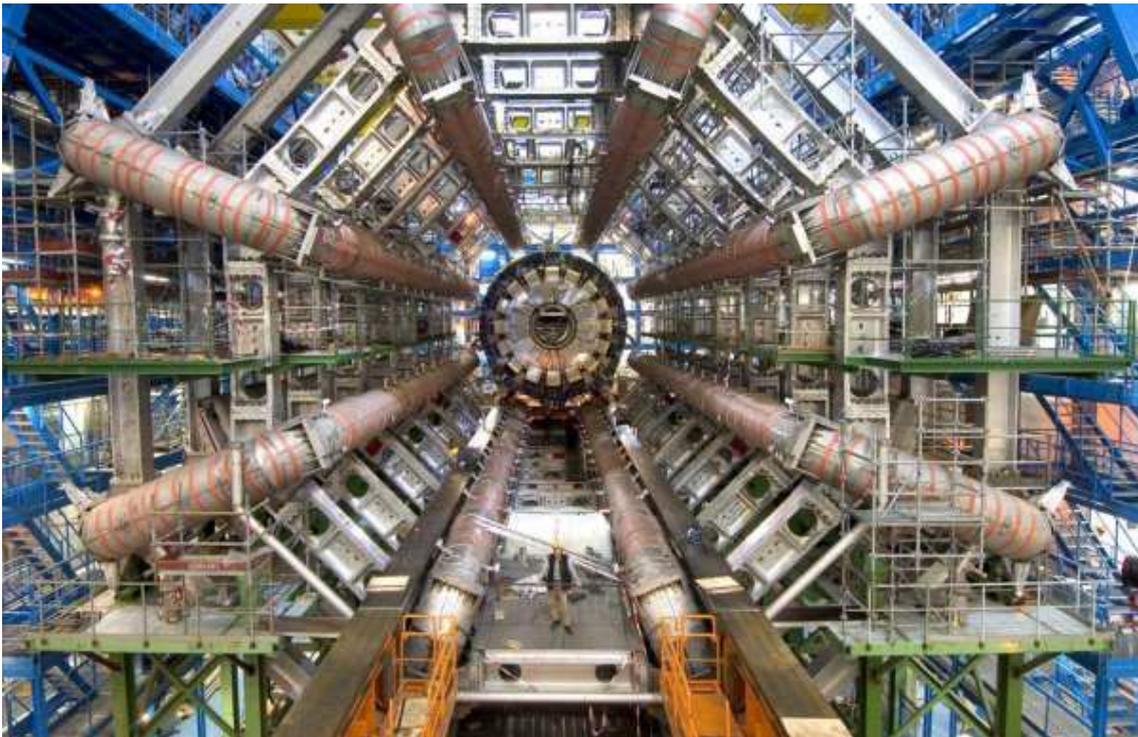
RAPPORT DE STAGE

Brisure spontanée de symétrie et mécanisme de Higgs dans le modèle standard des interactions électrofaibles

stage au Laboratoire de Physique Théorique et Hautes Energies

directeur de stage : Bruno Machet

du 30/04/07 au 15/06/07



Timothée Theveneaux-Pelzer

timtp@hotmail.com

M1 de Physique et Applications - parcours Physique Fondamentale
Université Pierre et Marie Curie - année universitaire 2006-2007

1 Introduction

1.1 Présentation du laboratoire

Ce stage s'est déroulé au LPTHE. Le LPTHE est un laboratoire de physique théorique associé au CNRS et aux universités Paris 6 et Paris 7 (UMR 7589) situé sur le campus de Jussieu. Il forme avec le LPNHE et le LPTENS la Fédération de Recherche des Interactions Fondamentales (FRIF). Il a été fondé par Maurice Lévy, également fondateur du LPT d'Orsay. Les sujets de recherche sont très divers :

- physique des particules (modèle standard électrofaible, QCD, au delà du modèle standard)
- théorie des cordes
- astrophysique - cosmologie - astroparticules
- physique statistique (systèmes désordonnés, systèmes hors d'équilibre)
- physique mathématique (intégrabilité, théorie des champs conforme)
- physique de la matière condensée
- économphysique (1 chercheur)

Le LPTHE comprend 27 chercheurs permanents, dont 17 du CNRS, 6 de Paris 6 et 4 de Paris 7. Il accueille chaque année environ 15 étudiants en thèse, 6 ou 7 post-doctorants, mais également 70 à 80 visiteurs étrangers pour une durée pouvant aller de quelques jours à plusieurs mois.

1.2 Problème de la masse - mécanisme de Higgs

Ce stage s'inscrit dans la perspective de la mise en route prochaine du Large Hadron Collider au CERN, qui a pour but notamment la découverte des particules prédites par différentes théories pour résoudre le problème de la masse.

En effet une théorie de jauge non brisée interdit aux bosons-vecteurs des interactions ainsi qu'aux fermions élémentaires d'avoir une masse. Or, les bosons W et Z ont une masse, ainsi que les quarks et les leptons. Il est donc nécessaire de compléter le modèle pour le rendre conforme à la réalité.

On s'est intéressé au cours de ce stage à la solution la plus simple : le mécanisme de Higgs, qui prédit que la symétrie $SU(2)_L$ est brisée spontanément et prévoit l'existence d'une particule scalaire appelée boson de Higgs.

2 Particule de spin 0

2.1 Lagrangien d'un boson de spin 0

En théorie quantique des champs, la dynamique d'une particule est régie par un principe de moindre action : $\delta S = 0$, où S est l'action associée à un chemin suivi par la particule dans l'espace-temps. Une particule de spin 0 est décrite par un champ scalaire $\phi(x)$, en général complexe. L'action S s'écrit alors : $S = \int d^4x \mathcal{L}_\phi(\phi(x), \partial_\mu \phi(x))$. \mathcal{L}_ϕ est le Lagrangien de la particule. Il vérifie les équations d'Euler-Lagrange :

$$\partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}_\phi}{\partial(\partial_\mu \phi)} - \frac{\partial \mathcal{L}_\phi}{\partial \phi} = 0 \quad (1)$$

On peut décrire une particule libre de masse m avec un Lagrangien de la forme :

$$\mathcal{L}_\phi(x) = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi^\dagger(x)\partial^\mu\phi(x) - \frac{1}{2}m^2\phi^\dagger(x)\phi(x) \quad (2)$$

En effet, dans ce cas (1) entraîne : $(\square + m^2)\phi = 0$, qui est l'équation de Klein-Gordon.

2.2 Symétrie $U(1)$ globale et locale

Le Lagrangien (2) est invariant par des transformations du type : $\phi(x) \longrightarrow e^{i\alpha}\phi(x)$; $\alpha \in \mathbb{R}$ qui changent la phase de ϕ . Elles forment un groupe appelé $U(1)$.

Dans le cas où α est une constante, on dit que \mathcal{L}_ϕ possède une symétrie $U(1)$ globale.

On s'intéresse ensuite au cas où la transformation est locale, c'est à dire lorsque α dépend de x .

Une telle transformation est dite de jauge. On étudie ce cas essentiellement pour deux raisons :

- rien ne justifie de prendre la même convention de phase pour deux systèmes très éloignés
- cela implique que le boson vecteur de l'interaction est de masse nulle, ce qui est le cas pour l'interaction électromagnétique (cf. infra)

On remarque que dans ce cas le Lagrangien (2) n'est pas invariant par transformation $U(1)$ locale.

Pour que l'on ait un Lagrangien du type (2) qui soit invariant par transformation de jauge, on introduit la dérivation covariante D_μ : $D_\mu = \partial_\mu - ig'A_\mu$. A_μ est un champ vectoriel (spin 1) appelé champ de jauge, et g' une constante appelée constante de couplage. Par transformation de jauge, A_μ se transforme selon : $A_\mu \xrightarrow{U(1)} A_\mu + \frac{1}{g'}\partial_\mu\alpha$.

Le Lagrangien défini par :

$$\mathcal{L}_\phi = \frac{1}{2}(D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - \frac{1}{2}m^2\phi^\dagger\phi \quad (3)$$

est alors invariant par transformation de jauge $U(1)$.

2.3 Lagrangien du boson de jauge

L'introduction de la dérivée covariante fait apparaître une particule vectorielle, le boson de jauge, qui dans le cas $U(1)$ est opportunément appelé γ . Cette particule a son propre Lagrangien \mathcal{L}_γ qui vient s'ajouter au Lagrangien de la particule scalaire de départ. Il est défini par : $\mathcal{L}_\gamma = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$, où $F^{\mu\nu}$ le tenseur électromagnétique (dans le cas de l'interaction du même nom) : $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$.

Le Lagrangien \mathcal{L}_γ est invariant par transformation de jauge $U(1)$. Il ne contient que le terme cinétique du γ . On pourrait ajouter un terme de masse pour le γ de la forme : $m_\gamma^2 A_\mu A^\mu$, mais ce nouveau lagrangien ne serait alors plus invariant par transformation de jauge $U(1)$. Dans le cas où la symétrie $U(1)$ n'est pas brisée, le boson de jauge ne peut donc être que de masse nulle. Ceci est conforme à l'expérience dans le cas de l'interaction électromagnétique : on sait que le photon γ n'est pas massif.

2.4 Brisure spontanée de symétrie - Masse des bosons de jauge

Dans le cas de l'interaction faible on constate expérimentalement que les bosons de jauge sont massifs. On va donc introduire un mécanisme, appelé mécanisme de Higgs, qui permet de générer une masse pour les bosons de jauge.

Le Lagrangien (3) de la particule scalaire de départ s'écrit : $\mathcal{L}_\phi = T - V$, où $T = \frac{1}{2}(D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi)$ est la partie cinétique et $-V = -\frac{1}{2}m^2\phi^\dagger\phi$ la partie potentielle. Paramétrisons ϕ en : $\phi(x) = \rho(x)e^{i\theta(x)}$; $\rho(x), \theta(x) \in \mathbb{R}$. On a :

$$V = \frac{1}{2}\rho^2 \quad (4)$$

Le potentiel symétrique V a un minimum trivial en $\rho = 0$. L'état d'équilibre conserve donc la symétrie. L'idée de Higgs est de remplacer le potentiel (4) par un potentiel symétrique mais dont l'état d'équilibre n'aurait pas cette symétrie. Un tel potentiel est donné par :

$$V = -\frac{1}{2}m^2\phi^\dagger\phi + \frac{\lambda}{4}(\phi^\dagger\phi)^2 \quad (5)$$

soit : $V = -\frac{1}{2}m^2\rho^2 + \frac{\lambda}{4}\rho^4$; $m, \lambda \geq 0$. Il a la forme d'un chapeau mexicain, ou d'un cul de bouteille (de vin !).



FIG. 1 – Potentiel à position d'équilibre symétrique et potentiel en cul de bouteille

m n'est alors plus la masse de la particule ϕ .

La dérivée de V par rapport à ρ s'annule en $\rho = 0$ (maximum local, instable) et en $\rho = v$ (minimum non trivial). On étudie les petites variations de ϕ autour de la position d'équilibre stable $\rho = v$ en écrivant ϕ sous la forme : $\phi(x) = (v + \eta(x))e^{i\frac{\xi(x)}{v}}$; $\eta(x), \xi(x) \in \mathbb{R}$. On développe ϕ au premier ordre en η et ξ . Le champ η est appelé champ de Higgs.

Le développement du Lagrangien fait alors apparaître un terme de masse pour le boson de jauge : $\frac{1}{2}g'^2v^2(A_\mu)^2$ ainsi qu'un terme de masse pour le boson de Higgs : $\lambda v^2\eta^2$. La masse au carré de ce γ est donc : $m_\gamma^2 = g^2v^2$, et celle du boson de Higgs : $m_\eta^2 = 2\lambda v^2$.

3 Cas des fermions - Symétrie $SU(2)$

On va s'intéresser dans cette section à la description des fermions de spin $\frac{1}{2}$ et à la brisure spontanée de symétrie dans le cas $SU(2)$, c'est à dire dans le cas des interactions faibles.

3.1 Lagrangien d'un fermion de spin $\frac{1}{2}$

Un fermion de spin $\frac{1}{2}$ massif est décrit par un spineur de Dirac. C'est un champ $\psi(x)$ à quatre composantes a priori complexes. ψ vérifie l'équation de Dirac : $(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0$, où les γ^μ sont les quatre matrices de Dirac.

Un fermion libre de spin $\frac{1}{2}$ et de masse m est alors décrit par un Lagrangien de la forme :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (6)$$

avec : $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$.

3.2 Chiralité

Un fermion massif ψ peut être décomposé en une partie gauche ψ_L et une partie droite ψ_R . Seules les deux premières composantes de ψ_R sont non nulles, et seules les deux dernières composantes de ψ_L sont non nulles. On a : $\psi = \psi_L + \psi_R$, et : $\psi_L = \frac{1-\gamma^5}{2}\psi$, $\psi_R = \frac{1+\gamma^5}{2}\psi$, où : $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$. On remarque que le terme de masse du Lagrangien (6) peut s'écrire : $-m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$.

L'interaction faible n'agit que sur la partie gauche du champ spinoriel.

3.3 Isospin faible

On regroupe les parties gauches des particules en doublets d'isospin faible. Les parties droites forment des singulets d'isospin faible. La matière est donc constituée de six doublets (trois pour les quarks et trois pour les leptons) :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$$

et de douze singulets :

$$u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R, \nu_{eR}, e_R^-, \nu_{\mu R}, \mu_R^-, \nu_{\tau R}, \tau_R^-$$

Le Lagrangien cinétique total est la somme des Lagrangiens de tous les doublets et de tous les singulets : $\mathcal{L}_{cinetique} = \overline{\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L + \dots + \bar{u}_R (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) u_R + \bar{d}_R (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) d_R + \dots$ auxquels s'ajoutent les termes de masse : $\mathcal{L}_{masse} = -m_u \bar{u}u - m_d \bar{d}d - \dots = -m_u (\bar{u}_L u_R + \bar{u}_R u_L) - m_d (\bar{d}_L d_R + \bar{d}_R d_L) - \dots$ Ces derniers termes couplent les parties droite et gauche des fermions.

3.4 Symétrie $SU(2)$

Une transformation globale $SU(2)$ est du type : $F = e^{i(\alpha^i T^i)}$. Il y a sommation sur les i ($i = 1, 2, 3$). Les matrices T^j sont les trois matrices 2×2 de Pauli ; ce sont les génératrices du groupe de Lie $SU(2)$. Les α^i sont des paramètres indépendants complexes sans dimension. F est une matrice 2×2 qui agit sur un doublet d'isospin faible. Le Lagrangien $\mathcal{L} = \mathcal{L}_{cinetique} + \mathcal{L}_{masse}$ défini plus haut possède la symétrie $SU(2)$ globale.

Pour qu'il y ait invariance locale $SU(2)$ du Lagrangien, il faut introduire la dérivation covariante : $D_\mu = \partial_\mu - igW_\mu^a T^a$, g étant la constante de couplage et les W_μ^a trois bosons de jauge. Ce sont des champs vectoriels (bosons de spin 1), comme le A_μ introduit pour la symétrie $U(1)$.

Ils se transforment par $SU(2)$ selon : $W_\mu^a \xrightarrow{SU(2)} W_\mu^a - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha^a + f^{abc}\alpha^b W_\mu^c$. Les constantes f^{abc} sont les constantes de structure du groupe de Lie $SU(2)$ ($f^{abc} = 2\epsilon^{abc}$).

Le Lagrangien associé aux trois bosons de jauge s'écrit : $\mathcal{L}_W = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$, avec cette fois : $F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - if^{abc}W_\mu^b W_\nu^c$.

Pour que ce Lagrangien soit invariant par transformation de jauge il faut que les trois bosons de jauge soient non massifs (pas de terme de masse de la forme $m_a W_\mu^a W^{a\mu}$ possible). On constate de plus que les termes de masse doivent être supprimés pour assurer l'invariance de jauge : les fermions sont également non massifs si la symétrie $SU(2)$ n'est pas brisée.

3.5 Brisure spontanée de symétrie dans le cas $SU(2)$

Comme les transformations $SU(2)$ agissent sur des doublets, il est nécessaire d'introduire un doublet de Higgs : $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ = \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_0 + i\phi_3 \end{pmatrix}$, où $\phi_0, \phi_1, \phi_2, \phi_3$ sont des champs scalaires réels.

Le Lagrangien associé à ϕ s'écrit : $\mathcal{L}_\phi = \frac{1}{2}(D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi)$. $V(\phi^\dagger \phi) = -\frac{1}{2}m^2 \phi^\dagger \phi + \frac{\lambda}{4}(\phi^\dagger \phi)^2$ est le potentiel en cul de bouteille généralisé à un doublet. Ce potentiel a un minimum non trivial en $\phi^\dagger \phi = \frac{m^2}{\lambda} \equiv v^2$. On paramétrise ϕ_0 en $\phi_0 = v + \eta$.

3.6 Génération des masses des fermions

Les masses des fermions sont générées par des termes d'interaction entre les doublets gauches d'isospin faible, les singulets droits et le doublet de Higgs. Par exemple pour le quark d , le terme introduit est : $\rho_{dd}(\bar{u}_L \bar{d}_L) \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi_0 + i\phi_3 \end{pmatrix} d_R$. Il est $SU(2)$ invariant. La constante ρ_{dd} est appelée constante de couplage de Yukawa.

Après développement au voisinage du point d'équilibre stable du potentiel on obtient notamment les termes suivants : $\rho_{dd}v\bar{d}_L d_R$ et $\rho_{dd}\eta\bar{d}_L d_R$. Le premier est un terme de masse pour le d : sa masse est $m_d = \rho_{dd}v$. Le deuxième est un terme d'interaction entre le Higgs et une paire d droit anti- d gauche. On remarque que la constante de couplage de ce vertex est proportionnelle à la masse du fermion.

3.7 Masse des bosons de jauge

Les interactions électrofaibles sont décrites par le groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le groupe $SU(2)_L$ donne trois bosons de jauge W^1, W^2 et W^3 et le groupe $U(1)_Y$ donne un boson non massif B_μ . Le développement du Lagrangien \mathcal{L}_ϕ donne des termes : $\frac{1}{8}g^2(W_\mu^1 + iW_\mu^2)^\dagger(W^{1\mu} + iW^{2\mu})$ et $\frac{1}{8}v^2(gW_\mu^3 - g'B_\mu)^\dagger(gW^{3\mu} - g'B^\mu)$. Ce sont les termes de masse des bosons suivants :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2) \text{ et } Z^\mu = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \text{ avec } m_W = \frac{1}{2}vg \text{ et } m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}.$$

Le $A_\mu = \frac{gW_\mu^3 + g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$ est le γ non massif de l'électromagnétisme.

Le Lagrangien obtenu est finalement invariant par transformation de jauge $SU(2)$.

3.8 Vertex faisant intervenir le boson de Higgs

Le boson de Higgs se couple à toutes les particules auxquelles il donne une masse, y compris lui-même. Le développement du Lagrangien donne des vertex $WW\eta$, $WW\eta\eta$, $ZZ\eta$, $ZZ\eta\eta$, $ff\eta$, $\eta\eta\eta$, et $\eta\eta\eta\eta$.

4 Les expériences autour du boson de Higgs

Le boson de Higgs permet de rendre le modèle standard cohérent (renormalisable 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. Deux accélérateurs sont actuellement dédiés à cet objectif : il s'agit du Tevatron au Fermilab (USA), déjà en service, et du Large Hadron Collider au CERN, qui devrait être mis en route en 2008.

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.

4.1 Le Large Hadron Collider

Le LHC et le Tevatron sont deux collisionneurs circulaires, le LHC est un collisionneur $p-p$ d'énergie 14 TeV (le Tevatron est un collisionneur $p-\bar{p}$ d'énergie 2 TeV). Le LHC est construit dans le tube circulaire où était le LEP (27 Km de diamètre), collisionneur e^+e^- arrêté en 2002, qui a d'ailleurs permis de donner une borne inférieure de 114,4 GeV à la masse du boson de Higgs. Les protons circulent en sens inverse dans deux tubes parallèles. Un champ magnétique est maintenu tout le long du tube pour donner aux protons leur trajectoire circulaire. En quatre points du tunnel les faisceaux sont déviés de façon à ce que les protons entrent en collision là où se situent les détecteurs. Les protons sont accélérés dans une série d'accélérateurs plus petits avant d'être injectés dans le tunnel. Dans les tubes, un vide poussé doit être maintenu. De plus les aimants sont faits de matériaux supraconducteurs qui nécessitent d'être refroidis avec de l'hélium liquide.

La collaboration LHC comprend six expériences : CMS, ATLAS, TOTEM, ALICE, LHCb et LHCf. CMS et ATLAS ont pour but la production du boson de Higgs, TOTEM la mesure des sections efficaces totales, l'étude des diffusions élastiques et des processus diffusifs, ALICE étudie la collision d'ions Pb à 1150 TeV et le plasma de quarks-gluons, LHCb étudie la violation de CP et LHCf étudie les résidus de collision à 140 m du point d'impact.

4.2 CMS et ATLAS

Les détecteurs CMS et ATLAS sont des détecteurs cylindriques conçus pour mettre en évidence toutes les particules émises lors des processus de production du boson de Higgs. Les deux dispositifs contiennent plusieurs couches cylindriques :

- le détecteur central qui trace les trajectoires des particules chargées
- le calorimètre électromagnétique qui détecte les électrons
- le calorimètre à hadrons
- le spectromètre à muons

Des aimants solénoïdaux dévient les particules chargées ce qui permet de mesurer leurs impulsions.

Le grand nombre de collision induira un très grand nombre d'informations à traiter. Il sera donc nécessaire de sélectionner les événements à analyser, et ce grâce aux produits de désintégration (cf. infra).

4.3 Production et détection du boson de Higgs

Plusieurs processus sont à l'œuvre pour la production de bosons de Higgs. La prédominance d'un processus est connue grâce aux calculs perturbatifs en théorie quantique des champs. Elle dépend de la constante de couplage λ définie plus haut, et donc de la masse du boson de Higgs.

Au LHC le processus dominant est la production de Higgs par couplage avec une boucle de quarks top. Ceci est dû à la masse élevée du quark top - la constante de couplage entre le boson de Higgs et le fermion est proportionnelle à la masse du fermion. Viennent ensuite la production par fusion de boson faible (couplage entre deux W ou deux Z et un boson de Higgs) et le Higgsstrahlung (émission d'un boson de Higgs par un W).

La prépondérance des canaux de désintégration du boson de Higgs dépend de sa masse. Ainsi si $m_H \leq 140 GeV$, $H \rightarrow b\bar{b}$ domine et les canaux observés sont :

- $gg \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$
- $WH \rightarrow l^\pm \nu_l b\bar{b}$
- $WH, ZH \rightarrow jjb\bar{b}$ (les j sont des jets hadroniques)
- $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$

Mais si $m_H \geq 140 GeV$, $H \rightarrow W^+W^-$ domine et les canaux observés sont :

- $gg \rightarrow H \rightarrow W^+W^-$
- $W^\pm H \rightarrow W^\pm W^+W^-$

5 Est-on sûr de trouver le boson de Higgs ?

5.1 Contraintes sur la masse du boson de Higgs

Il existe des contraintes expérimentales et des contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs.

Les données de haute précision sur les masses des bosons W et Z , sur l'angle de Weinberg et sur la masse du top permettent d'extrapoler une "valeur statistiquement la plus probable" pour la masse du boson de Higgs. En incluant les dernières données sur la masse du top [8] on obtient : $m_H = 76_{-24}^{+33} GeV$, ce qui donne une borne supérieure statistique de 144 GeV avec 95% de probabilité. Mais en incluant les dernières mesures directes obtenues au LEP donnant une borne inférieure de 114,4 GeV, la borne supérieure statistique monte à 182 GeV.

La renormalisabilité, l'unitarité et la stabilité du vide sont à l'origine des contraintes théoriques.

Si l'on considère le processus de diffusion $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$, le calcul montre que l'unitarité - c'est à dire le fait que la somme des probabilités doit être égal à 1 - impose une borne inférieure pour la masse du boson de Higgs : $M_H \lesssim 870 GeV$. En considérant d'autres diffusions entre les bosons de jauge faibles (et le boson de Higgs lui-même) cette borne supérieure s'abaisse : $M_H \lesssim 710 GeV$. Deuxième argument théorique, en considérant des couplages entre le Higgs et les bosons de jauge massifs on constate que le calcul perturbatif n'est plus valable

pour une masse supérieure à 700GeV (la constante de couplage λ devient supérieure à 1). De plus si l'on étudie le processus de diffusion entre deux bosons de Higgs en considérant les corrections radiatives impliquant des boucles de boson de Higgs, le calcul montre que la constante de couplage λ diverge pour une certaine valeur de l'énergie critique Λ_C appelée pôle de Landau. La valeur de cette énergie critique détermine le domaine de validité du modèle standard. C'est à partir de cette énergie qu'apparaîtrait de la "nouvelle physique". Pour $\Lambda_C \simeq 10^{16}\text{GeV}$ par exemple, on trouve que $m_H \lesssim 200\text{GeV}$ et pour $\Lambda_C \simeq 10^3\text{GeV}$, on obtient : $m_H \lesssim 1\text{TeV}$. En particulier pour $\Lambda_C \simeq m_H$ on trouve $m_H \lesssim 640\text{GeV}$. Enfin en considérant les corrections radiatives impliquant des boucles de fermions, on constate que pour des valeurs de λ trop basses, le potentiel en cul de bouteille se "retourne" : le vide est instable. Cette considération donne une borne inférieure pour la masse du boson de Higgs. Elle est de 70GeV pour $\Lambda_C \simeq 10^3\text{GeV}$ et de 130GeV pour $\Lambda_C \simeq 10^{16}\text{GeV}$.

5.2 Alternatives théoriques au boson de Higgs

Plusieurs alternatives théoriques au mécanisme de Higgs existent. La plus populaire est le modèle de la supersymétrie (SUSY), qui postule que chaque particule de spin $\frac{1}{2}$ possède un superpartenaire de spin 0 ou 1 et réciproquement. Ces nouvelles particules auraient une masse supérieure au TeV. Les partisans de la supersymétrie espèrent que le LHC produira ces particules supermassives, bien qu'il soit très difficile de s'assurer qu'on a bien mis en évidence la supersymétrie. Par exemple, le modèle supersymétrique le plus simple est appelé Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM). Il prévoit l'existence de cinq particules de Higgs : deux bosons scalaires neutre h et H conservant la symétrie CP, un boson pseudoscalaire neutre A , et une paire de bosons scalaires chargés H^+ et H^- .

Une autre possibilité serait un boson de Higgs composite formé de deux fermions. Les quarks connus sont trop légers pour former un boson de Higgs de masse suffisante, sauf le top. Les modèles utilisant une résonance $t\bar{t}$ sont appelées top-color, et ceux utilisant d'autres fermions plus massifs, les techniquarks, sont appelés technicolor.

Enfin il existe une théorie de l'électrodynamique massive, sans boson de Higgs, dans laquelle le γ possède une masse, mais on ne connaît pas de généralisation de cette théorie compliquée et peu populaire au cas $SU(2)$.

6 Conclusion - Bilan du stage

Durant ce stage j'ai pu prendre connaissance du travail de chercheur en physique théorique, en m'attendant à la compréhension d'un sujet complexe. Une bonne partie du travail a consisté à lire et comprendre des articles et des livres, en surmontant mes lacunes en théorie quantique des champs. J'ai pu assister à cinq séminaires à Jussieu sur le sujet du boson de Higgs, dont quatre dans le cadre de la collaboration CDF (l'une des expériences du Tevatron). J'ai du apprendre à synthétiser les informations nombreuses. Enfin j'ai appris à utiliser l'environnement \LaTeX pour rédiger ce rapport de stage, ce qui me sera très précieux dans la suite de mes études.

Je tiens à remercier mon directeur de stage, Bruno Machet pour son accueil et sa disponibilité, ainsi que le président de la FRIF, Jean-Bernard Zuber, pour son exposé sur le laboratoire.

A Annexe : Sujet du stage

UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE
PARIS VI

UNIVERSITÉ DENIS DIDEROT
PARIS VII

LABORATOIRE DE PHYSIQUE THÉORIQUE ET HAUTES ÉNERGIES

Unité Mixte de Recherche CNRS 7589

tour 24-25, 5^{ème} étage • 4 place Jussieu • F-75252 Paris Cedex 05 ¹

Attn : Jérémy Marcq & T. Theveneaux-Pelzer

Programme du stage M1-Paris 6, 30 Avril - 15 Juin 2007

Brisure spontanée de symétrie et mécanisme de Higgs dans le Modèle Standard des interactions électrofaibles

B. Machet, directeur de stage

En vous appuyant sur les références données à la fin, sur celles que vous pourrez trouver dans les bases de données hep-ph ou hep-th (ou d'autres), et sur les discussions avec votre directeur de stage (qui seront aussi nombreuses que vous voudrez), vous étudierez les sujets suivants :

- * rappel sur ce qu'est un Lagrangien ;
- * la notion de (groupe de) symétrie ;
- * notion de particule ; leur classification ; le problème des masses et de leurs rapports ;
- * notions de théorie des champs ; diagrammes de Feynman ;
- * symétrie locale (aussi appelée symétrie de jauge) ;
- * la symétrie abélienne $U(1)$, qui est celle de l'électromagnétisme et de l'électrodynamique quantique ; on montrera en particulier pourquoi cette symétrie contraint le photon à avoir une masse nulle (on regardera le cas simple d'un champ scalaire couplé au photon de manière invariante de jauge) ;
- * la symétrie non-abélienne $SU(2)$ qui est celle des interactions faibles ; on introduira les 3 champs de jauge W^\pm, Z , qui sont comme les photons, mais massifs ;
- * le mécanisme de brisure spontanée de symétrie par un champ scalaire appelé champ de **Higgs** ;
- * génération de la masse des champs de jauge ;
- * génération de la masse des fermions ; couplages de Yukawa ;
- * le Modèle Standard $SU(2)_L \times U(1)$ des interactions électromagnétiques et faibles ;
- * les principaux couplages du boson de Higgs, aux champs de jauge et aux fermions ; son self-couplage ;
- * que peut on dire de la masse du Higgs ? quelles sont les contraintes actuelles ? d'où viennent elles ?
- * Tevatron, LHC, que sont (seront) ces machines ? pourquoi les construit on ?
- * la production du Higgs ; dans quels processus ?

¹Postal address : LPTHE, tour 24-25 5^{ème} étage, Université P. et M. Curie, BP 126, 4 place Jussieu, F-75252 Paris Cedex 05

- * la détection du Higgs ? dans quels processus ?
- * ... si on ne le trouve pas, qu'est ce que ça veut dire ? quelles sont les alternatives, les issues de secours ?
- * les extensions du modèle standard ... ;

L'ensemble de ces sujets ne pourra pas bien sûr être traité *in extenso* ; vous irez aussi loin que vous pourrez en privilégiant la compréhension physique des phénomènes pour rédiger un rapport cohérent dans lequel vous montrerez l'importance des prochaines échéances.

Vous apprendrez aussi à utiliser l'éditeur de texte \LaTeX pour rédiger votre rapport.

Tél : +33 (0)1 44 27 74 32 Fax : +33 (0)1 44 27 70 88 machet@lpthe.jussieu.fr

B Annexe : Liste des séminaires auxquels j'ai assisté

- * *LHC Olympics : How to prepare for the unknown future of particle physics ?* H. Verlinde, 07/05/07 17 :00 (colloquium Paris 6)
- CDF's Paris collaboration meeting (http://lpnhe-cdf.in2p3.fr/cdf_parismeet/) :
- * *$t\bar{t}$ resonances* Nate Goldschmidt, 29/05/07 15 :00
- * *Top Group summary* Kirsten Tollefson, 29/05/07 15 :20
- * *Theory talk : Higgs at Tevatron* Sven Heynemeyer, 31/05/07 9 :00
- * *Special talk : Higgs viewed from the outside* Gigi Rolandi, 01/06/07 9 :00

C Annexe : Brisure spontanée de symétrie dans le cas $U(1)$

Le Lagrangien pour une particule de spin 0 dans le cas $U(1)$ avec rupture spontanée de symétrie s'écrit :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m^2\phi\phi^\dagger - \frac{\lambda}{4}(\phi\phi^\dagger)^2$$

La partie cinétique est : $T = \frac{1}{2}(D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$, et le potentiel est : $V = -\frac{1}{2}m^2\phi^\dagger\phi + \frac{\lambda}{4}m^2(\phi^\dagger\phi)^2$.

On paramétrise ϕ en : $\phi(x) = [v + \eta(x)]e^{i\frac{\xi(x)}{v}}$, où η et ξ sont des champs réels et $v^2 = \frac{m^2}{\lambda}$ est la valeur de $(|\phi(x)|)^2$ pour laquelle le potentiel V est minimum. On développe ϕ au voisinage de la position d'équilibre au premier ordre en η et en ξ : $\phi(x) \simeq v + \eta(x) + i\xi(x)$. Le développement du Lagrangien \mathcal{L} donne :

$$T = \frac{1}{2}[(D_\mu\eta)^2 + (D_\mu\xi)^2 + g^2v^2(A_\mu)^2 + 2g^2v\eta A_\mu A^\mu + g^2\eta^2 A_\mu A^\mu + g^2\xi^2 A_\mu A^\mu - 2g(v + \eta)\partial_\mu\xi A^\mu - 2g\xi A_\mu\partial^\mu\eta] - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

pour la partie cinétique et :

$$V = -\frac{\lambda}{4}[v^4 - \eta^4 - \xi^4 - 4v^2\eta^2 - 4v\eta\xi^2 - 4v\eta^3 - 2\eta^2\xi^2]$$

pour le potentiel.

On voit apparaître un terme de masse pour le boson de jauge : $\frac{1}{2}g^2v^2(A_\mu)^2$, ainsi que pour le boson de Higgs : $\lambda v^2\eta^2$. La masse du γ au carré est donc : $m_\gamma^2 = g^2v^2$, et celle du boson de Higgs : $m_\eta^2 = 2\lambda v^2$. Il apparaît que le champ ξ est celui d'un boson de spin 0 appelé boson de Goldstone (terme cinétique $\frac{1}{2}(D_\mu\xi)^2$). C'est un boson sans masse (pas de terme en ξ^2).

Les termes $\frac{1}{2}(D_\mu\eta)^2$, $\frac{1}{2}(D_\mu\xi)^2$ et $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ sont les termes cinétiques respectifs du η , du ξ et du γ .

Il y a également des termes d'interaction entre les champs : $\eta\gamma\gamma$ ($g^2v\eta A_\mu A^\mu$), $\eta\eta\gamma\gamma$ ($\frac{1}{2}g^2\eta^2 A_\mu A^\mu$), $\xi\xi\gamma\gamma$ ($\frac{1}{2}g^2\xi^2 A_\mu A^\mu$), $\eta\eta\eta$ ($-\lambda v\eta^3$), $\eta\eta\eta\eta$ ($-\frac{\lambda}{4}\eta^4$), $\eta\xi\xi$ ($-\lambda v\eta\xi^2$), $\eta\eta\xi\xi$ ($-\frac{\lambda}{2}\eta^2\xi^2$), et $\xi\xi\xi\xi$ ($-\frac{\lambda}{4}\xi^4$). Le terme constant $-\frac{\lambda}{4}v^4$ n'a pas de signification physique, le Lagrangien étant défini à une constante près.

Les termes $-g(v + \eta)\partial_\mu\xi A^\mu$ et $-g\xi A_\mu\partial^\mu\eta$ sont difficiles à analyser. Pour s'en débarrasser on change de jauge pour le champ ϕ :

$$\begin{aligned}\phi(x) &\xrightarrow{U(1)} e^{-i\frac{\xi(x)}{v}}\phi(x) = v + \eta(x) \\ A_\mu(x) &\xrightarrow{U(1)} A_\mu(x) - \frac{i}{gv}\partial_\mu\xi(x) \equiv B_\mu(x)\end{aligned}$$

Ceci revient à prendre le champ ϕ réel. Le développement du Lagrangien donne alors :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}g^2v^2(B_\mu)^2 - \frac{1}{2}(D_\mu\eta)^2 - \frac{1}{2}(2\lambda v^2)\eta^2 + g^2v\eta(B_\mu)^2 + \frac{g^2}{2}\eta^2(B_\mu)^2 - \lambda v\eta^3 + \frac{\lambda}{4}\eta^4 - \frac{\lambda v^4}{4}$$

L'interprétation est plus claire. Le Lagrangien comporte le terme cinétique du boson de jauge ($-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$), son terme de masse ($\frac{1}{2}g^2v^2(B_\mu)^2$), le terme cinétique du Higgs ($-\frac{1}{2}(D_\mu\eta)^2$), son terme de masse ($-\frac{1}{2}(2\lambda v^2)\eta^2$), plus quatre termes d'interaction : $\eta\gamma\gamma$, $\eta\eta\gamma\gamma$, $\eta\eta\eta$ et $\eta\eta\eta\eta$.

D Annexe : Le modèle standard électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

Les interactions électromagnétiques et faibles sont unifiées dans un même groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. La dérivée covariante pour les doublets gauches d'isospin faible est : $D_\mu = \partial_\mu - igW_\mu^a T^a - ig' B_\mu Y$, où Y est l'opérateur d'hypercharge faible, générateur du groupe $U(1)$ (proportionnel à l'identité), et : $D_\mu = \partial_\mu - ig' B_\mu Y$ pour les singulets.

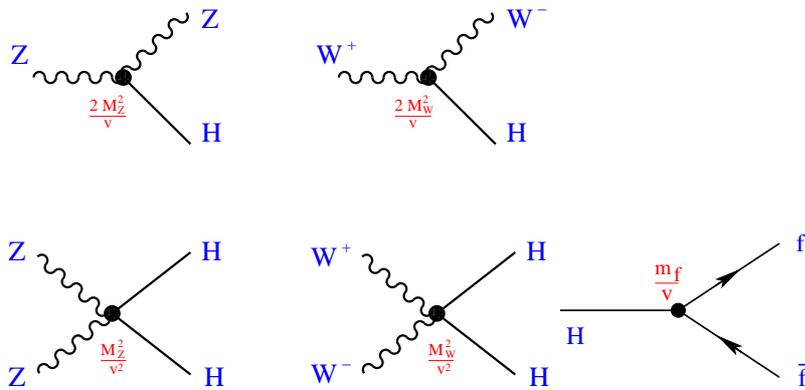


FIG. 2 – Vertex d'interaction du boson de Higgs avec les bosons W et Z et les fermions, avec leurs constantes de couplage

L'angle de mélange des bosons W^3 et B est appelé angle de Weinberg : θ_W .

On a : $\sin(\theta_W) = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}}$, et :

$$\begin{aligned} Z_\mu^0 &= \cos \theta_W W_\mu^3 + \sin \theta_W B_\mu \\ A_\mu &= -\sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu \end{aligned}$$

Un calcul similaire au cas $U(1)$ permet de déterminer les constantes de couplage des vertex impliquant le boson de Higgs en fonction de λ et v .

E Annexe : Phénoménologie du boson de Higgs

Les constantes de couplages associées aux vertex impliquant le boson de Higgs connues en fonction de m_H , on peut faire des calculs perturbatifs pour déterminer les sections efficaces des différents processus de production du boson de Higgs au LHC.

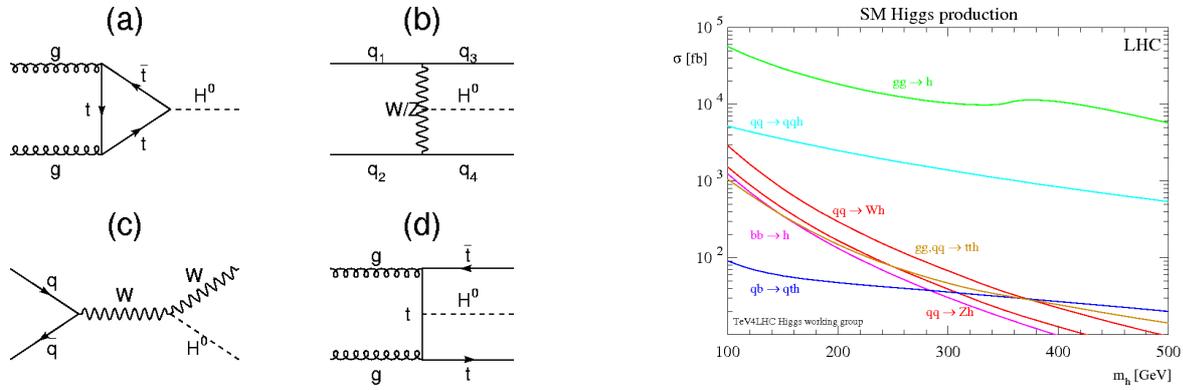


FIG. 3 – A gauche : Diagrammes de Feynman des processus dominants pour la production de bosons de Higgs, au LHC, par ordre de prépondérance ; A droite : Sections efficaces pour la production de bosons de Higgs pour différents canaux au LHC

On peut également prévoir les rapports d'embranchement de désintégration du boson de Higgs.

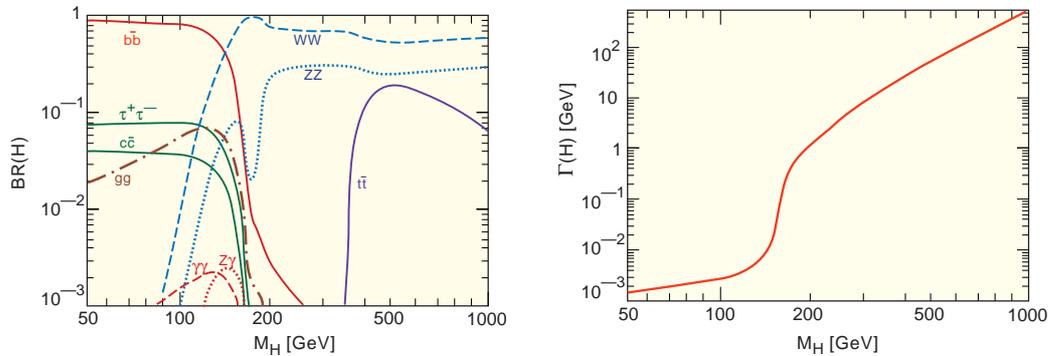


FIG. 4 – Rapports d'embranchement et largeur totale de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse

Références

- [1] P.W. Higgs : Physical Review Letter, 1964, V. 13, P.508-509
- [2] P.W. Higgs : Physical Review Letter, 1966, V. 145, P.1156-1163
- [3] T.W.B. Kibble : Physical Review Letter, 1967, V. 155, P.1554-1561
- [4] A. Pitch : “*The standard model of electroweak interactions*”, arXiv :hep-ph/0502010v1
- [5] A. Djouadi : “*The anatomy of electro-weak symetry breaking Tome I : The Higgs boson in the Standard Model*”, arXiv :hep-ph/0503172v2
- [6] A. Djouadi : “*The anatomy of electro-weak symetry breaking Tome II : The Higgs boson in the Minimal Supersymmetric Model*”, arXiv :hep-ph/0503173v2
- [7] D. Rainwater : “*Searching for the Higgs boson*”, arXiv :hep-ph/0702124v2
- [8] M.H.L.S. Wang pour les collaborations CDF et D \emptyset : “*Top quark mass measurement at the Tevatron and the Standard Model fits*”, arXiv :hep-ex/0705.3873v1
- [9] C. Quigg : “*Higgs bosons, electroweak symmetry breaking and the Physics of the Large Hadron Collider*”, arXiv :hep-ph/0704.2045v1
- [10] C. Quigg : “*Spontaneous symmetry breaking as a basis of particle mass*”, arXiv :hep-ph/0704.2232v1
- [11] V.A. Bednyakov, N.D. Giokaris, A.V. Bednyakov : “*On Higgs mass generation mechanism in the Standard Model*”, arXiv :hep-ph/0703280v1
- [12] N.N. Bogoliubov, D.V. Shirkov : “*Quantum fields*”, the Benjamin/Cummings Publishing Company, Advanced Book Program, Reading, Massaschusetts, 1983
- [13] T.P. Cheng, L.F. Li : *Gauge theory of elementary particle physics*, Oxford Science Publications, Clarandon Press, Oxford 2004
- [14] J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane, S. Dawson : “*The Higgs Hunter’s Guide*”, Frontiers in Physics, Westview 1990
- [15] J. Ellis, G. Ridolfi, F. Zwirner : “*Higgs Boson Properties in the Standard Model and its Supersymmetric Extensions*”, arXiv :hep-ph/0702114

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Présentation du laboratoire	1
1.2	Problème de la masse - mécanisme de Higgs	1
2	Particule de spin 0	1
2.1	Lagrangien d’un boson de spin 0	1
2.2	Symétrie $U(1)$ globale et locale	2
2.3	Lagrangien du boson de jauge	2
2.4	Brisure spontanée de symétrie - Masse des bosons de jauge	3

3	Cas des fermions - Symétrie $SU(2)$	3
3.1	Lagrangien d'un fermion de spin $\frac{1}{2}$	4
3.2	Chiralité	4
3.3	Isospin faible	4
3.4	Symétrie $SU(2)$	4
3.5	Brisure spontanée de symétrie dans le cas $SU(2)$	5
3.6	Génération des masses des fermions	5
3.7	Masse des bosons de jauge	5
3.8	Vertex faisant intervenir le boson de Higgs	6
4	Les expériences autour du boson de Higgs	6
4.1	Le Large Hadron Collider	6
4.2	CMS et ATLAS	6
4.3	Production et détection du boson de Higgs	7
5	Est-on sûr de trouver le boson de Higgs ?	7
5.1	Contraintes sur la masse du boson de Higgs	7
5.2	Alternatives théoriques au boson de Higgs	8
6	Conclusion - Bilan du stage	8
A	Annexe : Sujet du stage	9
B	Annexe : Liste des séminaires auxquels j'ai assisté	10
C	Annexe : Brisure spontanée de symétrie dans le cas $U(1)$	10
D	Annexe : Le modèle standard électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$	11
E	Annexe : Phénoménologie du boson de Higgs	12

Table des figures

1	Potentiel de Higgs	3
2	Constantes de couplages avec le Higgs	11
3	Production du Higgs	12
4	Désintégration du Higgs	12