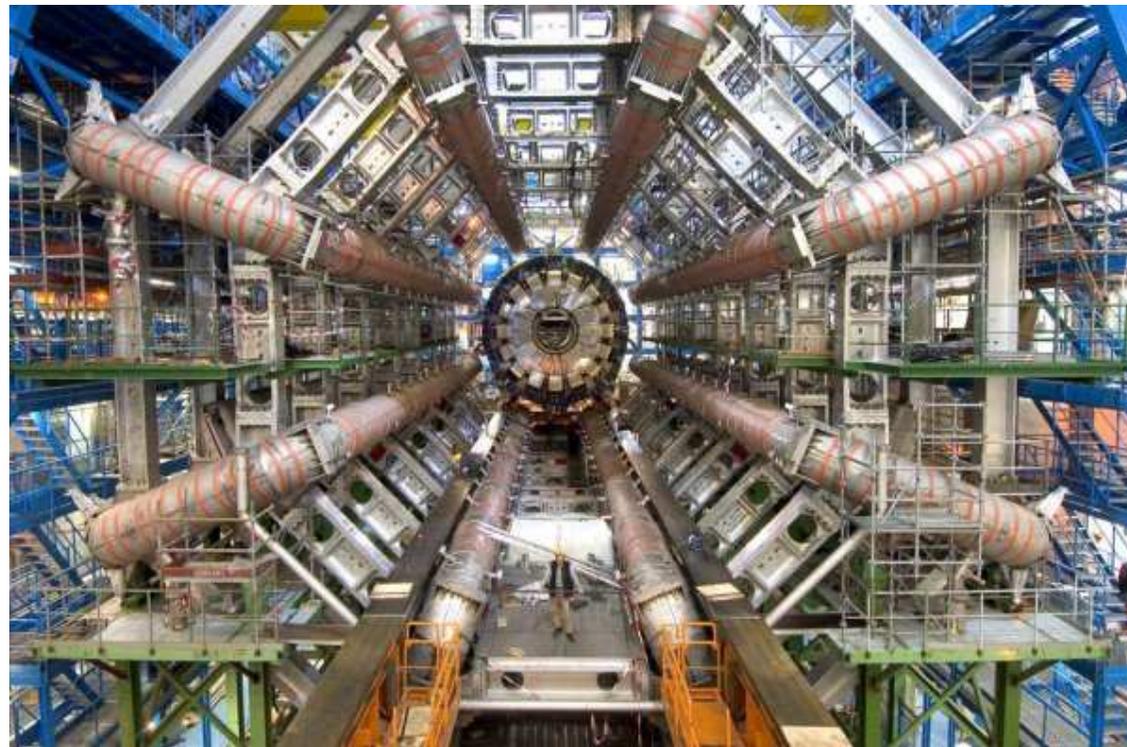


Brisure spontanée de symétrie et mécanisme de Higgs dans le modèle standard des interactions électrofaibles

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

Introduction - But du stage

- Problème de la masse

La théorie prédit que tous les bosons, y compris le W et le Z , ainsi que les fermions n'ont pas de masse

- Mécanisme de Higgs

Le mécanisme de Higgs résout ce problème en introduisant une nouvelle particule, le boson de Higgs

- Mise en service en 2008 du LHC

Le nouvel accélérateur du CERN a été construit pour mettre en évidence cette particule

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

I - Symétries

- * Lagrangien d'un fermion libre de spin $\frac{1}{2}$
- * Symétrie $U(1)$
- * Lagrangien du boson de jauge

II - Mécanisme de Higgs

- * Lagrangien d'un boson de spin 0
- * Brisure spontanée de symétrie dans le cas $U(1)$
- * Masse du boson de jauge - Masse du boson de Higgs

III - Le modèle standard des interactions électrofaibles

- * Doublets d'isospin faible - Symétrie $SU(2)$
- * Brisure spontanée de symétrie dans le cas $SU(2)$
- * Vertex d'interaction impliquant le boson de Higgs

IV - Production et détection du boson de Higgs

- * Le Large Hadron Collider
- * Canaux de production et de désintégration du boson de Higgs
- * Contraintes sur la masse du boson de Higgs - Autres possibilités

I - Symétries

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

Les fermions de Dirac sont décrits par un spineur à quatre composantes :

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \\ \psi_3(x) \\ \psi_4(x) \end{pmatrix}$$

Le Lagrangien d'un fermion libre de masse m_f s'écrit :

$$\mathcal{L}_f(x) = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f)\psi(x)$$

* Symétrie $U(1)$

Les transformations du type :

$$\psi(x) \longrightarrow \psi'(x) = e^{i\alpha(x)}\psi(x)$$

forment un groupe appelé $U(1)$. Une transformation $U(1)$ change la phase du spineur

Le Lagrangien \mathcal{L}_f est invariant par transformation $U(1)$ si α ne dépend pas de x . On dit qu'il possède la symétrie $U(1)$ globale.

Mais si α dépend de x il n'est pas invariant par une telle transformation : il ne possède pas la symétrie $U(1)$ locale.

I - Symétries

* Symétrie $U(1)$

Pour rendre le Lagrangien invariant par transformation $U(1)$ locale, on remplace la dérivation ∂_μ par la dérivation covariante D_μ :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig' A_\mu$$

A_μ est le champ de jauge : c'est le photon γ (boson de spin 1).

g' est la constante de couplage.

Par transformation $U(1)$ A_μ se transforme selon :

$$A_\mu \xrightarrow{U(1)} A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{g'} \partial_\mu \alpha$$

Le Lagrangien suivant :

$$\mathcal{L}_f(x) = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m_f)\psi(x)$$

est alors invariant par transformation $U(1)$ locale. On parle d'invariance par transformation de jauge.

I - Symétries

* Lagrangien du boson de jauge

Au boson de jauge est associé le Lagrangien suivant :

$$\mathcal{L}_\gamma = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - m_\gamma A_\mu A^\mu$$

où $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ est le tenseur électromagnétique et m_γ la masse du γ .

Le terme de masse n'est pas invariant par transformation de jauge. On a donc :

$$m_\gamma = 0$$

Ceci est expérimentalement vrai dans le cas de l'interaction électromagnétique qui est décrite par le groupe de jauge $U(1)$.

Mais les bosons de jauge W et Z de l'interaction faible sont massifs.

II - Mécanisme de Higgs

* Lagrangien d'un boson de spin 0

Une particule de spin 0 est décrite par un champ scalaire $\phi(x)$. Son Lagrangien est :

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

Pour assurer l'invariance de jauge $U(1)$ on doit remplacer la dérivation par la dérivation covariante :

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

Avec :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig' A_\mu$$

Le boson de jauge A_μ est toujours sans masse si la symétrie $U(1)$ n'est pas brisée.

II - Mécanisme de Higgs

* **Brisure spontanée de symétrie dans le cas $U(1)$**

On a :

$$\mathcal{L}_\phi = T - V$$

où le potentiel est : $V(\phi) = \frac{1}{2}m_\phi^2\phi^\dagger\phi$.

La position d'équilibre de V a une symétrie de révolution, comme V lui-même.

L'idée de Higgs est de remplacer ce potentiel par un potentiel ayant la même symétrie mais donc l'état d'équilibre n'est pas symétrique.

Un tel potentiel est donné par :

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



II - Mécanisme de Higgs

* **Brisure spontanée de symétrie dans le cas $U(1)$**

On paramétrise le champ ϕ pour de petites oscillations autour de la position d'équilibre stable $\phi = \frac{m}{\sqrt{\lambda}} \equiv v$:

$$\phi(x) = v + \eta(x)$$

* **Masse du boson de jauge - Masse du boson de Higgs**

Le développement du Lagrangien total fait apparaître un terme de masse pour le γ :

$$\frac{1}{2}g'v^2 A_\mu A^\mu$$

et un terme de masse pour le boson de Higgs :

$$\lambda v^2 \eta^2$$

On a donc : $m_\gamma = g'v$ et $m_H = \sqrt{2\lambda}v$.

La physique du boson de Higgs dépend de la constante de couplage λ .

III - Le modèle standard des interactions électrofaibles

* Doublets d'isospin faible - Symétrie $SU(2)$

L'interaction faible n'agit que sur les deux premières composantes des champs spinoriels (partie gauche).

On regroupe les fermions gauches en six doublets d'isospin faible :

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

Les parties droites sont considérées séparément :

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

Les transformations $SU(2)$ sont de la forme :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \longrightarrow e^{i(\alpha^j T^j)} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$$

avec $j = 1, 2, 3$. La dérivation covariante introduit trois bosons de jauge W^j .

Le Lagrangien des doublets gauche n'est invariant par transformation $SU(2)$ que si les trois bosons de jauge et les fermions sont de masse nulle. Le Lagrangien total est invariant par transformation $U(1)$, avec un boson de jauge γ non massif.

III - Le modèle standard des interactions électrofaibles

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

On introduit un doublet de Higgs :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ = \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_0 + i\phi_3 \end{pmatrix}$$

Les masses des fermions sont générées par des termes de la forme :

$$\rho_{dd}(\overline{u_L d_L}) \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi_0 + i\phi_3 \end{pmatrix} d_R$$

ρ_{dd} est la constante de couplage de Yukawa. On a donc deux termes :

$$\rho_{dd} v \overline{d_L} d_R$$

qui est un terme de masse pour le fermion : $m_d = \rho_{dd} v$, et :

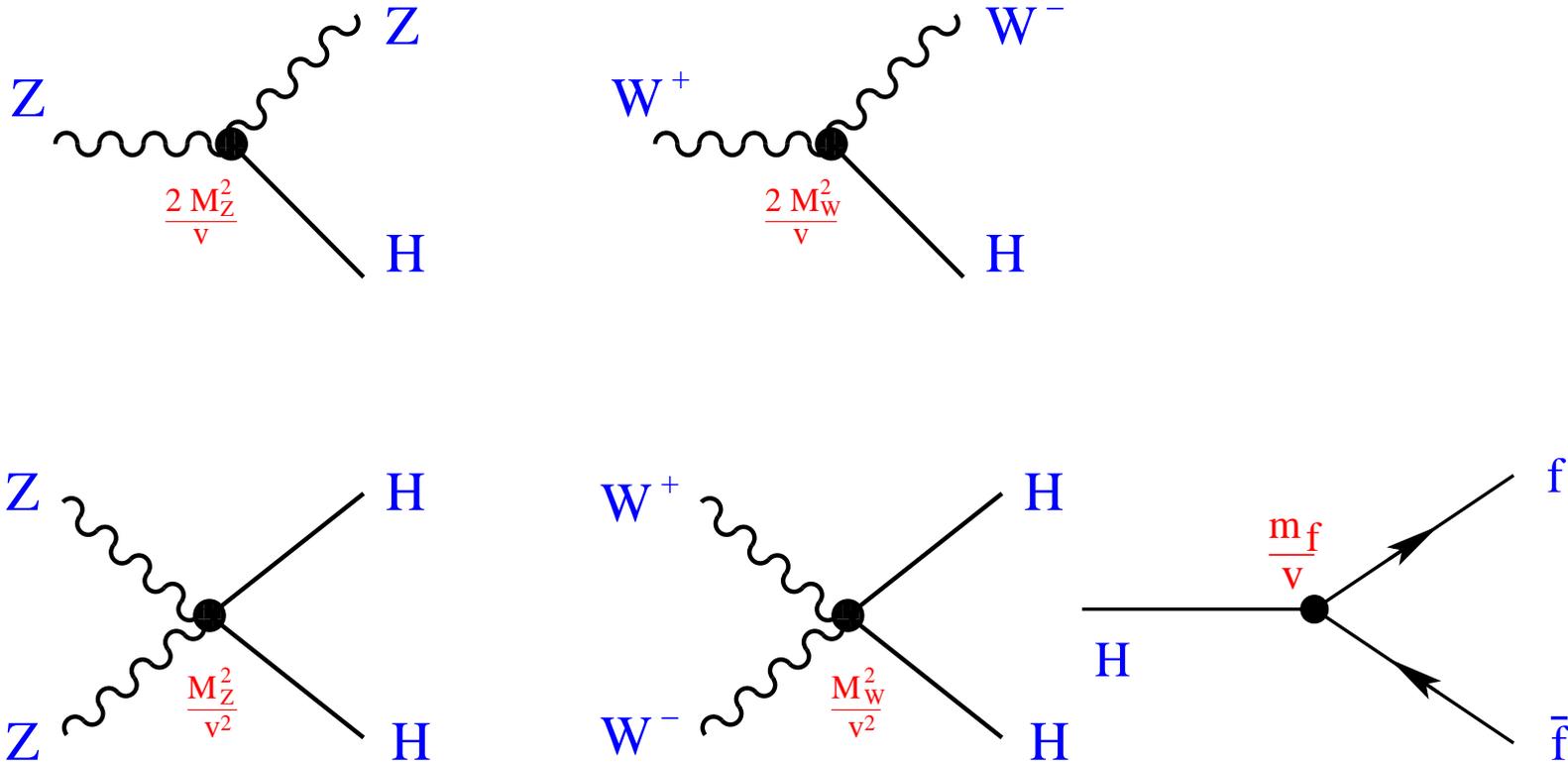
$$\rho_{dd} \eta \overline{d_L} d_R$$

qui est un terme d'interaction entre le fermion et le boson de Higgs.

III - Le modèle standard des interactions électrofaibles

* 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 :



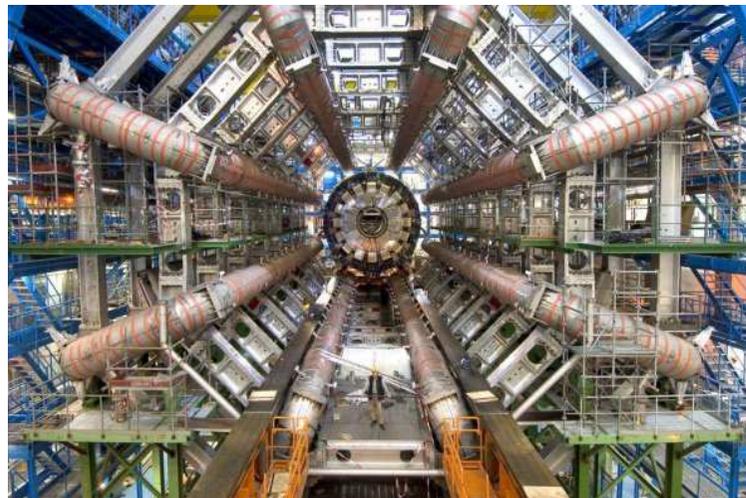
IV - Production et détection du boson de Higgs

* Le Large Hadron Collider

Le LHC est un collisionneur circulaire $p - p$ d'énergie 14TeV, qui entrera en service l'an prochain.

La collaboration LHC comprend six expériences :

- 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
- LHCf étudie les résidus de collision à 140 m du point d'impact.



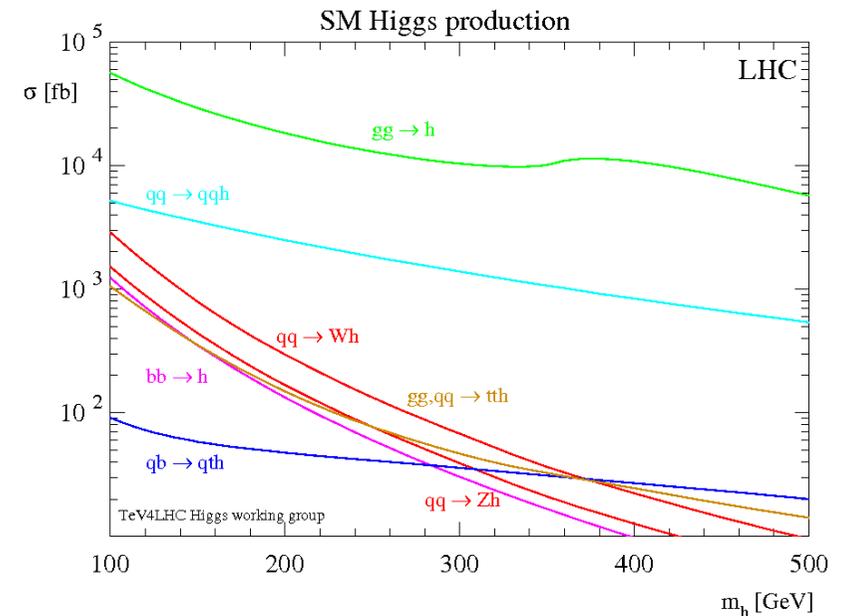
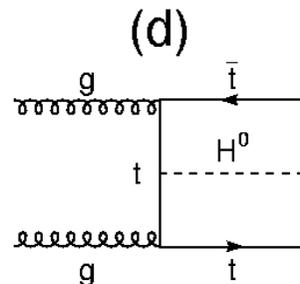
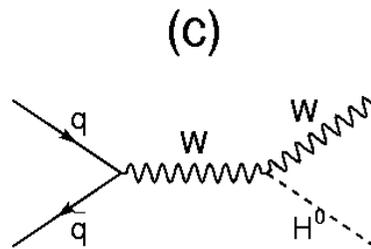
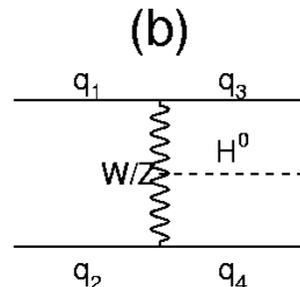
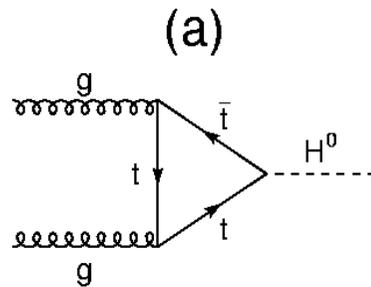
IV - Production et détection du boson de Higgs

* Canaux de production et de désintégration du boson de Higgs

les principaux canaux de productions du boson de Higgs au LHC sont :

- la production par coupleg avec une boucle de quark top (a)
- la fusion de boson faible (b)
- le Higgsstrahlung (c)
- la production $t\bar{t}H$ (d)

La prépondérance des différents canaux de production dépend de la masse du boson de Higgs.



IV - Production et détection du boson de Higgs

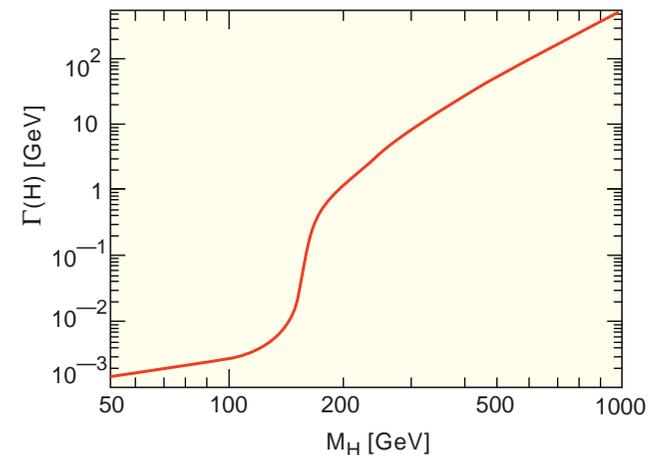
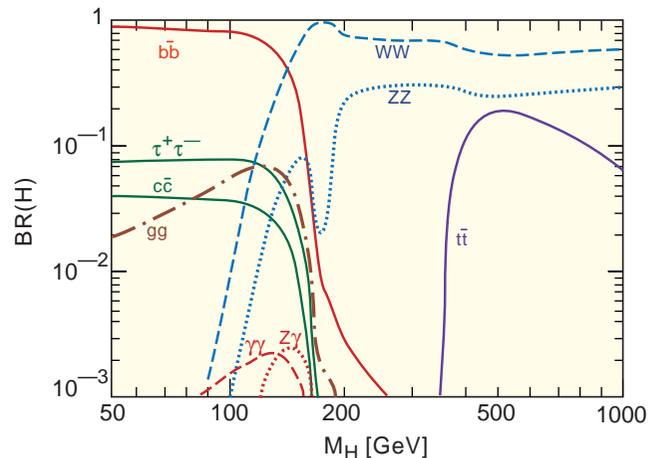
* Canaux de production et de désintégration du boson de Higgs

De même la prépondérance des différents canaux de désintégration du boson de Higgs dépend de sa masse. Ainsi si $m_H \leq 140 \text{ GeV}$, $H \rightarrow b\bar{b}$ 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 $m_H \geq 140 \text{ GeV}$, $H \rightarrow W^+W^-$ domine et les canaux observés sont :

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



IV - Production et détection du boson de Higgs

* Contraintes sur la masse du boson de Higgs - Autres possibilités

● Contraintes expérimentales

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'établir une valeur "statistiquement la plus probable" pour la masse du boson de Higgs. on obtient :

$$m_H = 76^{+33}_{-24} GeV$$

ce qui donne une borne supérieure de $144 GeV$ avec 95% de probabilité.

Si l'on inclue les dernières mesures obtenues au LEP -borne inférieure de $114,4 GeV$ - on obtient une borne supérieure statistique de $182 GeV$.

● Contraintes théoriques

Si l'on souhaite que le calcul perturbatif soit valable dans la désintégration du boson de Higgs la constante de couplage doit rester inférieure à 1. Dans ce cas on doit avoir : $m_H \lesssim 1 TeV$.

De plus l'unitarité dans la diffusion $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ impose une borne inférieure : $m_H \lesssim 870 GeV$.

Si l'on considère d'autres processus de diffusion on obtient : $M_H \lesssim 710 GeV$.

IV - Production et détection du boson de Higgs

* Contraintes sur la masse du boson de Higgs - Autres possibilités

● Contraintes théoriques

La renormalisation fait varier la constante de couplage.

Si l'on étudie la diffusion entre deux bosons de Higgs, on constate qu'elle diverge pour une certaine valeur de l'énergie Λ_C . Si l'on souhaite que le modèle standard soit valable jusqu'à $\Lambda_C = 10^3 GeV$ on doit avoir : $m_H \lesssim 1 TeV$. Pour $\Lambda_C = 10^{16} GeV$, alors on doit avoir : $m_H \lesssim 200 GeV$.

Si l'on ajoute les corrections perturbatives impliquant des boucles de fermions, on obtient une condition de stabilité du vide : $m_H \gtrsim 70 GeV$ pour $\Lambda_C = 10^3 GeV$ et $m_H \gtrsim 130 GeV$ pour $\Lambda_C = 10^{16} GeV$.

● Alternatives théoriques

Il existe un certain nombre d'alternatives théoriques au boson de Higgs :

- la supersymétrie (SUSY)
- la théorie de l'électrodynamique massive (pour $U(1)$ seulement)
- les modèles avec un boson de Higgs composite

Conclusion

- Le boson de Higgs est la solution la plus simple pour résoudre le problème de la masse
- Sa découverte est l'un des principaux enjeux de la physique des particules
- Il n'est pas impossible que le boson de Higgs soit fortement couplé ($\lambda \sim 1$ et $m_H \sim 1\text{TeV}$); dans ce cas sa largeur totale de désintégration est du même ordre de grandeur que sa masse
- Il n'est pas impossible que la nature soit plus compliquée ...