Particules et Symétries: Partie IV

P. Verdier , verdier@ipnl.in2p3.fr

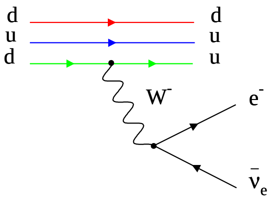
Institut de Physique Nucléaire de Lyon

18 mars 2014

Plan

L'interaction faible

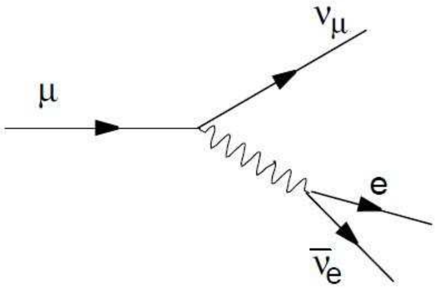
- L'interaction faible se manifeste par exemple dans :
  - la radioactivité β : $n \to p + e^- + \bar{\nu}_e$
  - la désintégration du muon : $\mu^- \to e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$
- Elle a un couplage faible. Dans la théorie ponctuelle de Fermi : $G_{fermi} \sim 10^{-5}$
- Le temps de vie typique est de l'ordre de 10^{-8}s (très long comparé à EM et forte)
- Comme dans QED et QCD, l'interaction faible est transmise par l'échange d'une particule de spin 1
- Ces bosons sont les $W^\pm$ et Z^0 qui sont massifs : $M_W = 80,385 \pm 0.015$ GeV $M_Z = 91,1876 \pm 0,0021$ GeV
- Dans les années 1930, Fermi développe sa théorie des interactions faibles basées sur une interaction ponctuelle à 4 points avec un couplage dont la force est données par sa constante $G_F = 1,166 \times 10^{-5} GeV^{-2}$
- Il faudra attendre le début des années 1970, la découverte des courants neutres et le caractère renormalisable des théories de Yang-Mills, pour arriver aux bosons W et Z et à l'unification des interactions faible et électromagnétique



Plan

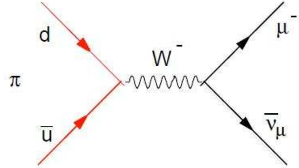
Classification des interactions faibles

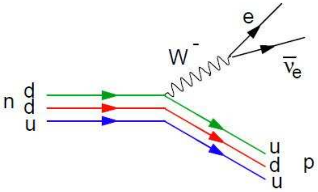
- Les interactions faibles avec changement de charge (courants chargés) sont classifiées en fonction des particules mises en jeu
- Leptoniques : le W se couple uniquement à des leptons



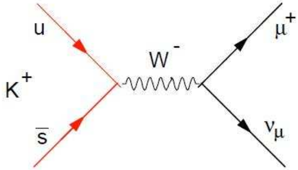
Classification des interactions faibles

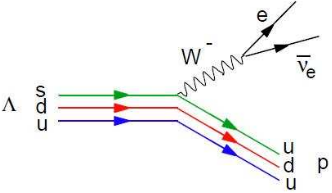
- Semi-leptoniques : le W se couple à des leptons d'un coté et à des quarks de l'autre
  - avec $\Delta S = 0$:





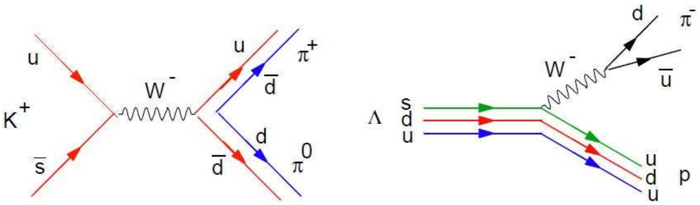
  - avec $\Delta S = 1$:





Classification des interactions faibles

- Hadroniques : le W ne se couple qu'à des quarks



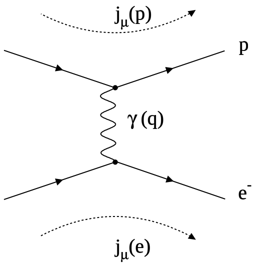
Plan

Théorie de Fermi

- En 1934, Enrico Fermi a formulé sa théorie effective des interactions faibles basée sur une approche appelée "algèbre de courants"
- Cette théorie relativiste (électrons, neutrinos... relativistes) est développée dans le formalisme de l'équation de Dirac (manipulation de particules de spin 1/2)

- Analogie avec interaction électromagnétique (QED)
  Diffusion e-p :

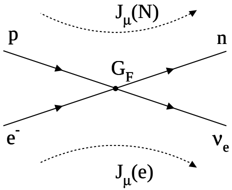
$$\mathcal{M} = (e\bar{u}_p\gamma^\mu u_p)\left(\frac{-1}{q^2}\right)(-e\bar{u}_e\gamma_\mu u_e)$$



- Interaction faible
  désintégration β

$$\mathcal{M} = G_F(\bar{u}_n\gamma^\mu u_p)(\bar{u}_{\nu_e}\gamma_\mu u_e)$$

- G_F est la constante de couplage faible
- Notion de courant chargé



Théorie de Fermi

- En 1958 (juste après la découverte de la violation de la parité dans les interactions faibles), Feynman et Gell-Mann modifie la théorie de Fermi de la façon suivante
- Introduction de $\gamma^\mu(1-\gamma^5)$ qui rend l'interaction faible invariante selon $\mathcal{CP}$
- $(1-\gamma^5)/2$ qui sélectionne en fait automatiquement un neutrino gauche ou un anti-neutrino droit...
- L'amplitude de la désintégration β précédente s'écrit :

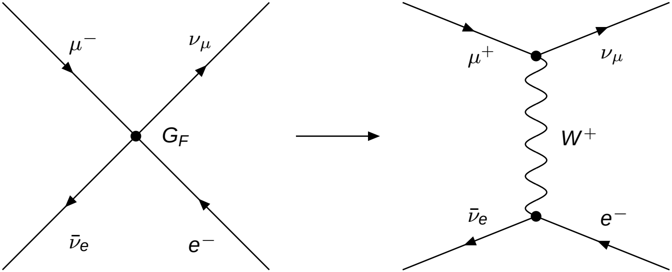
$$\mathcal{M}(n \to pe^+\nu_e) \quad = \quad \frac{4G_F}{\sqrt{2}}\left[\bar{u}_p\gamma^\mu\frac{(1-\gamma^5)}{2}u_n\right]\left[\bar{u}_{\nu_e}\gamma_\mu\frac{(1-\gamma^5)}{2}u_e\right]$$

- Cette interaction mélange des termes vecteur (γ^μ) et vecteur-axial ($\gamma^\mu\gamma^5$) d'où le nom d'interaction V–A. On peut écrire l'amplitude précédente en introduisant la notion de courant :

$$\mathcal{M} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}}J^\mu J^\dagger_\mu \quad \text{ou bien} \quad \mathcal{M} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}}(J^\mu_V + J^\mu_A)(J^\dagger_{\mu\ V} + J^\dagger_{\mu\ A})$$

Boson W massif

- L'interaction faible correspond t-elle à une force de contact, comme elle est décrite dans la théorie effective de Fermi ?
- En QED, on a vu que l'interaction électromagnétique résulte de l'échange d'un boson vecteur
- Pour les courants chargés de l'interaction faible, on introduit un boson massif de spin 1
- Exemple pour la désintégration du muon : $\mu^- \rightarrow \nu_\mu \, e^- \bar{\nu}_e$

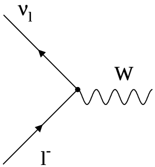


Boson W massif

- Le boson W est le médiateur de l'interaction faible par courant chargé :

Couplage du W aux leptons

$$\frac{-ig_W}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu(1-\gamma^5)$$

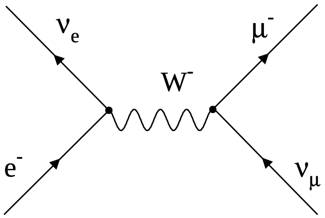


Propagateur du W

$$\frac{-i\left(g_{\mu\nu}-\frac{q_\mu q_\nu}{M_W^2}\right)}{q^2-M_W^2}$$

- C'est un boson de spin 1

Boson W massif



$$-i\mathcal{M} =$$

$$\left[\bar{u}_{\nu_e}\left(\frac{-ig_W}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu(1-\gamma^5)\right)u_e\right]\left(\frac{-i\left(g_{\mu\nu}-\frac{q_\mu q_\nu}{M^2}\right)}{q^2-M^2}\right)\left[\bar{u}_\mu\left(\frac{-ig_W}{2\sqrt{2}}\gamma^\nu(1-\gamma^5)\right)u_{\nu_\mu}\right]$$

Constante de couplage de l'interaction faible

- Dans la limite où $q^2 \ll M_W^2$, ce qui correspond aux désintégrations β et du muon qui nous intéressent pour l'instant, la constante de Fermi et la "vraie" constante de couplage g_W de l'interaction faible sont reliées par la relation :

$$G_F = \frac{\sqrt{2} g_W^2}{8 M_W^2} = 1,166 \times 10^{-5} GeV^{-2}$$

- On trouve donc que $g_W = 0.65$
- On peut alors comparer les couplages électromagnétiques et faibles :

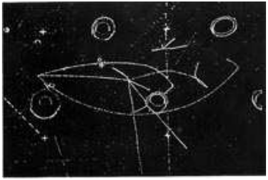
$$\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137} \quad et \quad \alpha_W = \frac{g_W^2}{4\pi} = \frac{1}{29}$$

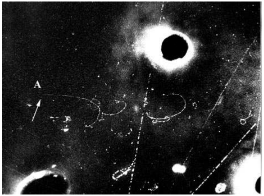
- La constante de couplage de l'interaction faible est intrinsèquement plus forte que celle de l'interaction électromagnétique.
- C'est le facteur de suppression en E^2/M_W^2 qui rend cette force faible

Plan

Courants neutres

- La chambre à bulle “Gargamelle” est installée dans un faisceau de neutrino produit par le PS au CERN en 1971
- A cette époque, le modèle de Salam-Glashow-Weinberg unifiant de l’interaction électrofaible n’est qu’une théorie parmi d’autres : ce modèle prédit notamment l’existence des courants neutres, mais leur recherche n’est pas une priorité au moment de la construction de Gargamelle
- Mais à partir de 1970, la théorie électrofaible est théoriquement confortée : t’Hooft montre qu’elle est renormalisable, et le mécanisme de GIM qui prédit un 4ème quark (quark c observé en 1974 seulement) explique pourquoi on a pas vu de courant neutre jusqu’ici
- En 1973, observation de courants neutres leptoniques ($\bar{\nu}_\mu + e^- \to \bar{\nu}_\mu + e^-$) et hadroniques ($\bar{\nu}_\mu + \text{nucleon} \to \not{\nu}_\mu + \text{hadrons}$)





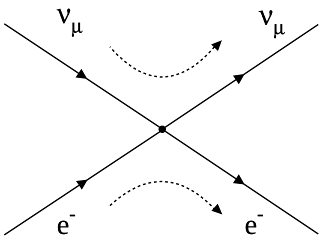
Courants neutres

- Bien que découvert après (en 1973) la formulation de la théorie électrofaible, on peut introduire dans la théorie de Fermi les courants neutres

- En rajoutant les termes suivants aux courants leptoniques :
  $\bar{u}_{\nu_\mu}\gamma^\mu(1-\gamma^5)u_{\nu_\mu}$
  $\bar{u}_e\gamma^\mu(g_V - g_A\gamma^5)u_e$
- Expérimentalement, on mesure :

$$\begin{aligned} g_V &= 0,040 \pm 0,015 \\ g_A &= -0,507 \pm 0.014 \end{aligned}$$

- L'électron a un couplage neutre quasiment purement axial

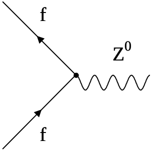


Boson Z^0 massif

- Le boson Z^0 est le médiateur de l'interaction faible par courant neutre :

Couplage du Z^0 aux fermions

$$\frac{-ig_Z}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu(C_V - C_A\gamma^5)$$



Propagateur du Z^0

$$\frac{-i\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2}\right)}{q^2 - M_Z^2}$$

- C'est un boson de spin 1
- Avec :

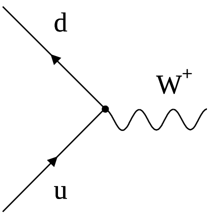
$$\begin{aligned} C_V &= I_3^W(f) - 2\sin^2\theta_W Q(f) \\ C_A &= I_3^W(f) \end{aligned}$$

Plan

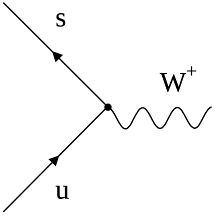
Angle de Cabibbo

- Au début des années 1960, on mesure les propriétés des particules étranges et des désintégrations par interaction faible (courants chargés)
  Exemple :
$$\begin{aligned} K^+(\bar{s}u) &\rightarrow \mu^+\nu_\mu \\ \pi^+(u\bar{d}) &\rightarrow \mu^+\nu_\mu \end{aligned}$$
- Pour la désintégration du kaon : $\Delta S = 1$
  Pour la désintégration du pion : $\Delta S = 0$
- Les études expérimentales montrent alors que les désintégrations par interaction faible avec $\Delta S = 1$ sont $\sim 1/20$ fois plus faibles que celles de type $\Delta S = 0$:
$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)} \sim 20$$
- En 1963, Cabibbo explique cette observation en autorisant le quark u à se coupler non seulement au quark d mais également au quark s
$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} u' \\ d' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ d\cos\theta_c + s\sin\theta_c \end{pmatrix}$$
  où θ_c est l'angle de mélange de Cabibbo

Angle de Cabibbo



$\propto \cos\theta_c$



$\propto \sin\theta_c$

- Le couplage *Wud* est proportionnel à $\cos\theta_c$ et le couplage *Wus* à $\sin\theta_c$

$$\frac{\Gamma(K^+ \to \mu^+\nu_\mu)}{\Gamma(\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu)} \sim \frac{\sin^2\theta_c}{cos^2\theta_c}$$

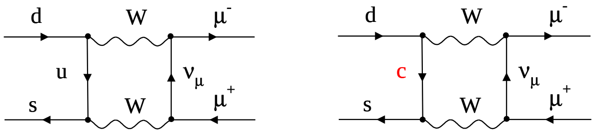
et pour $\theta_c = 13,1^\circ$, on a bien $tan^2\theta_c = 1/20$

Angle de Cabibbo

- L'angle de Cabibbo résout des problèmes. Les courants hadroniques deviennent :

$$J_h^\mu = \bar{u}\gamma^\mu \frac{(1+\gamma^5)}{2}(d\cos\theta_c + s\sin\theta_c)$$

- mais il introduit d'autres problèmes
- Le rapport d'embranchement de $K^0(d\bar{s}) \to \mu^+\mu^-$ vaut $9,1 \times 10^{-9}$
- Le taux prédit est proportionnel à $\sin\theta_c \cos\theta_c$, ce qui donne un résultat très largement supérieur aux résultats expérimentaux
- En 1970, Glashow, Iliopoulos et Maiani (GIM) proposent une solution qui introduit un nouveau quark : le quark c



- Ce nouveau diagramme entraine une annulation des amplitudes (partiellement car les quarks u et c ont une masse différente)
- En 1974, le quark c est découvert (méson J/ψ)

Mécanisme de GIM

- Contrairement aux courants chargés où l'on peut avoir $\Delta S = 0$ où $\Delta S = 1$, il y a conservation de la saveur dans toutes les courants neutres observés jusqu'à présent
- On dit qu'il n'existe pas de "Flavor Changing Neutral Current" (FCNC)
- Considérons les quarks u, d, s, le couplage par courants neutres a la forme :

$$u\bar{u} + d'\bar{d}' = \underbrace{u\bar{u} + d\bar{d}\cos^2\theta_C + s\bar{s}\sin^2\theta_C}_{|\Delta S| = 0} \quad \underbrace{+(\bar{s}d + s\bar{d})\sin\theta_C\cos\theta_C}_{|\Delta S| = 1}$$

- Le 2ème terme avec $|\Delta S = 1|$ n'est pas observé
- Dans le mécanisme de GIM introduit en 1970, on a un nouveau quark, le charme, qui forme un doublet d'isospin faible

$$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} c' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c \\ s\cos\theta_c - d\sin\theta_c \end{pmatrix}$$

- Le courant neutre a alors 2 nouvelles contributions :

$$c\bar{c} + s'\bar{s}' = \underbrace{c\bar{c} + s\bar{s}\cos^2\theta_C + d\bar{d}\sin^2\theta_C}_{|\Delta S| = 0} \quad \underbrace{-(\bar{s}d + s\bar{d})\sin\theta_C\cos\theta_C}_{|\Delta S| = 1}$$

- Les 2 termes avec $|\Delta S = 1|$ s'annulent automatiquement

Plan

Matrice CKM

- La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) généralise ces mélanges entre famille de quarks. Cette matrice est unitaire
- Les mesures des éléments de cette matrice ont été ou sont en train d'être effectuées par de très nombreuses expériences

$$\mathcal{M}_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,97428 & 0,2253 & 0,00347 \\ 0,2252 & 0,97345 & 0,0410 \\ 0,00862 & 0,0403 & 0,999152 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \mathcal{M}_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

- et on remplace d,s,b par d',s',b'. Le courant faible devient :

$$J^\mu = (\bar{u}\bar{c}\bar{t}) \frac{\gamma^\mu(1-\gamma^5)}{2} \mathcal{M}_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

- Exemple :

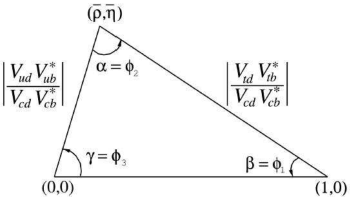
$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ V_{ud}d + V_{us}s + V_{ub}b \end{pmatrix}$$

Matrice CKM

- On utilise une des 6 conditions d'unitarité :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$$

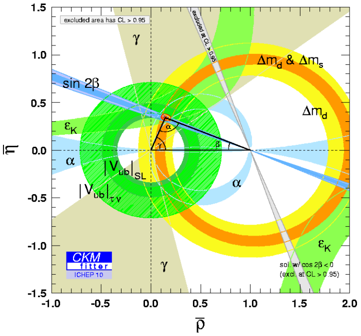
- Mesures des éléments de la matrice CKM :
  - V_{ud} : Comparaison de $\pi^+ \to \pi^0 e^+ \nu_e$ et $\mu^+ \to e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$
  - V_{us} : Comparaison de $\pi^+ \to \pi^0 e^+ \nu_e$ et $K^+ \to e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$
  - V_{ub} : Désintégration $b \to u l^+ \nu$
  - V_{cd} : Charme induit par neutrino à partir de quark d
  - V_{cs} : Désintégration ave quark c du W
  - V_{cb} : Désintégration $B \to \bar{D} l^+ \nu$
  - V_{tb} : Désintégration $t \to b l^+ \nu$
- Triangle d'unitarité :



Matrice CKM

- Paramétrisation de Wolfenstein : $\lambda = \sin\theta_C$
  - Les paramètres A, ρ et η sont réels
  - La phase complexe est la seule source de violation de $\mathcal{CP}$ du modèle standard. Mais cette violation de $\mathcal{CP}$ n'est pas très grande et ne peut pas expliquer à elle seule l'asymétrie matière-antimatière de notre univers

$$\mathcal{M}_{CKM} = \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$



Problèmes avec le modèle de Fermi

- Problème d'unitarité :

  Les sections efficaces de diffusion de neutrino augmente linéairement avec $\sqrt{s}$:
  ceci viole les conditions d'unitarité à hautes énergie et le modèle de Fermi ne marche plus pour $E >\sim 700$ GeV
  Ceci peut être résolu en incorporant un boson W massif dans la théorie des interactions faibles.
  Mais les corrections d'ordre supérieur divergent
- Théorie non-renormalisable
- Unification des force électromagnétique et faible ?

Plan

Le modèle électrofaible

- Glashow reconnait que les forces électromagnétique et faible, en apparence très différentes, sont une manifestation d'une seule et même force. Pour cela, il faut un boson massif pour que l'interaction faible soit de faible portée
- Weinberg et Salam expliquèrent pourquoi le médiateur de la force éléctromagnétique est sans masse alors que ceux de la force faible sont massifs en utilisant le mécanisme de Higgs

Comment “cacher” la nature V–A des interactions faibles ?

$$\frac{-ig_W}{\sqrt{2}}\left[\bar{u}\gamma^\mu\frac{(1-\gamma^5)}{2}u\right] = \frac{-ig_W}{\sqrt{2}}\left[\bar{u}\gamma^\mu u_L\right]$$

avec

$$u_L = \frac{(1-\gamma^5)}{2}u$$

$$\begin{aligned}
\gamma^5 u &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} u_A \\ u_B \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} u_B \\ u_A \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} \frac{(\vec{\sigma}\cdot\hat{p})}{E+m}u_A \\ \frac{(\vec{\sigma}\cdot\hat{p})}{E-m}u_B \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} \frac{(\vec{\sigma}\cdot\hat{p})}{E+m} & 0 \\ 0 & \frac{(\vec{\sigma}\cdot\hat{p})}{E-m} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} u_A \\ u_B \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

- Pour m=0, γ^5 a le même effet que l’opérateur d’hélicité $\Sigma \cdot \hat{p}$
- γ^5 est l’opérateur de chiralité

Fermions chiraux

- On obtient :

$$u_L = \frac{(1-\gamma^5)}{2} u = \begin{cases} 0 & \text{si helicite} = +1 \\ u & \text{si helicite} = -1 \end{cases}$$

- De manière similaire :

$$u_R = \frac{(1+\gamma^5)}{2} u = \begin{cases} u & \text{si helicite} = +1 \\ 0 & \text{si helicite} = -1 \end{cases}$$

- Et pour les spineurs ajoints :

$$\begin{aligned} \bar{u}_L &= u_L^\dagger \gamma^0 = u^\dagger \frac{(1-\gamma^5)}{2} \gamma^0 = u^\dagger \gamma^0 \frac{(1+\gamma^5)}{2} = \bar{u} \frac{(1+\gamma^5)}{2} \\ \bar{u}_R &= \bar{u} \frac{(1-\gamma^5)}{2} \end{aligned}$$

Courants électromagnétique et faible

- On rappelle ici le courant électromagnétique :

$$j^\mu_{EM} \quad \sim \quad \bar{u}\gamma^\mu u$$

- Et pour le courant faible :

$$\begin{aligned} j^\mu_W \quad \sim \bar{u}\gamma^\mu \tfrac{(1-\gamma^5)}{2} u \quad &= \bar{u}\gamma^\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2}\frac{(1-\gamma^5)}{2} u \\ &= \bar{u}\frac{(1+\gamma^5)}{2}\gamma^\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2} u \\ &= \bar{u}_L\gamma^\mu u_L \end{aligned}$$

en utilisant $\left[\frac{(1-\gamma^5)}{2}\right]^2 = \frac{(1-\gamma^5)}{2}$

- Les courants chargés de l'interaction faible peuvent maintenant être vu comme une interaction purement vecteur entre fermions gauches

Isospin faible

- La composante droite (R) de la particule et gauche (L) de l'anti-particule n'interagissent pas par interaction faible
- On peut utiliser l'isospin faible I^W pour classifier les particules élémentaires :

multiplets	particules	Y^W	I^W	I_3^W	Q
doublets gauches	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	-1	$1/2$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
singlets droits	$(e^-)_R\ (\mu^-)_R\ (\tau^-)_R$	-2	0	0	-1
doublets gauches	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$1/3$	$1/2$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
singlets droits	$(u)_R\ (c)_R\ (t)_R$ $(d)_R\ (s)_R\ (b)_R$	$4/3$ $-2/3$	0 0	0 0	$2/3$ $-1/3$

- L'hypercharge faible est définie selon : $Q = I_3^W + Y^W/2$
- Dans la théorie électrofaible basée sur $SU(2)_L \times U(1)_Y$, seuls les doublets avec $I^W \neq 0$ sont sensibles aux interactions faibles
- Attention : isospin faible est une symétrie de jauge locale (interaction de jauge) alors que l'isospin fort est une symétrie de jauge globale

Retour sur le courant électromagnétique

- Le courant de QED peut être étendu à 4 composantes en utilisant $u = u_L + u_R$

$$
\begin{aligned}
j^\mu_{EM} \quad \sim \bar{u}\gamma^\mu u \quad &= (\bar{u}_L + \bar{u}_R)\gamma^\mu(u_L + u_R) \\
&= \bar{u}_L\gamma^\mu u_L + \bar{u}_R\gamma^\mu u_R + \bar{u}_L\gamma^\mu u_R + \bar{u}_R\gamma^\mu u_L
\end{aligned}
$$

- Comme $\frac{1}{2}(1-\gamma^5)\frac{1}{2}(1+\gamma^5) = \frac{1}{4}(1-(\gamma^5)^2) = 0$, les termes LR et RL sont nuls :

$$
\begin{aligned}
\bar{u}_L\gamma^\mu u_R \quad &= \quad \bar{u}\frac{(1+\gamma^5)}{2}\gamma^\mu\frac{(1+\gamma^5)}{2}u \\
&= \quad \bar{u}\gamma^\mu\frac{(1-\gamma^5)}{2}\frac{(1+\gamma^5)}{2}u \\
&= \quad 0
\end{aligned}
$$

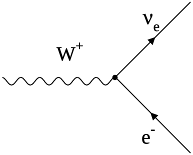
- Les seuls termes qui survivent sont donc :

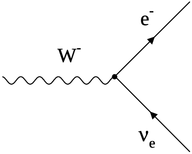
$$
j^\mu_{EM} \quad \sim \bar{u}\gamma^\mu u = \bar{u}_L\gamma^\mu u_L + \bar{u}_R\gamma^\mu u_R
$$

Courants électromagnétiques et chargés faibles

- Les courants chargés faibles, dont le médiateur est le $W^{\pm}$, couplent les fermions gauches ensemble

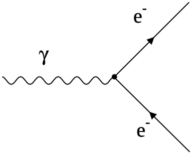
$$j_\mu^+ = \bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L$$
$$j_\mu^- = \bar{e}_L \gamma_\mu \nu_L$$





- Le courant électromagnétique, dont le médiateur est le photon, couple les fermions gauches ensemble, et les fermions droits ensemble

$$j_\mu^{EM} = -\bar{e}_L \gamma_\mu e_L - \bar{e}_R \gamma^\mu e_R$$



Introduction des doublets faibles

- Il semble maintenant naturel d'utiliser les doublets d'isospin faible puique le W couple les leptons gauches et leur neutrino ensemble
- Définissons :

$$\chi_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$$

- Les courants chargés deviennent :

$$j_\mu^\pm = \bar{\chi}_L \gamma_\mu \tau^\pm \chi_L$$

avec

$$\tau^+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad et \quad \tau^- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

... et des courants neutres

- On complète la symétrie en introduisant une 3ème matrice τ^3 :

$$\tau^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

- On peut alors construire le courant suivant

$$\begin{aligned} j^3_\mu &= \bar{\chi}_L \gamma_\mu \frac{1}{2} \tau^3 \chi_L \\ &= \frac{1}{2} \bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L - \frac{1}{2} \bar{e}_L \gamma_\mu e_L \end{aligned}$$

- On obtient un courant neutre décrivant à la fois les interactions électromagnétique et faible. Cependant, ce courant est V–A pur et n'implique que des particules gauches
- Le boson Z^0 a une structure plus compliquée en $\gamma^\mu (C_V - C_A \gamma^5)$ et se couple aussi aux fermions droits
- On définit alors le courant d'hypercharge faible

$$j^Y_\mu = 2 j^{EM}_\mu - 2 j^3_\mu = -2 \bar{e}_R \gamma_\mu e_R - \bar{e}_L \gamma_\mu e_L - \bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L$$

Courants d'isospin et d'hypercharge faible

- Courant d'isospin faible : $j_\mu = \bar{\chi}_L \gamma_\mu \vec{\tau} \chi_L$

  où $j_\mu^\pm$ correspond aux courants dont le médiateur est le $W^\pm$, et j_μ^3 est le courant neutre des fermions gauches
  Dans le modèle de Salam-Glashow-Weinberg, j_μ se couple à un triplet de bosons vecteurs W^μ avec une force de couplage g_W : $-ig_W j_\mu \cdot W^\mu$

- Courant d'hypercharge faible : $j_\mu^Y = 2j_\mu^{EM} - 2j_\mu^3$

  qui se couple à un singlet de boson B^μ avec une force de couplage $g'/2$: $-i\frac{g'}{2} j_\mu^Y B^\mu$

- On vient d'introduire 4 bosons, W^1, W^2, W^3 et B, qui ne correspondent pas aux bosons W^+, W^-, Z^0 et γ qui nous interesse

Où sont les bosons électrofaibles ?

- Pour la partie chargée, on peut montrer que :

$$\begin{aligned} j_\mu \cdot W^\mu &= j^1_\mu W^{\mu 1} + j^2_\mu W^{\mu 2} + j^3_\mu W^{\mu 3} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} j^+_\mu W^{\mu +} + \frac{1}{\sqrt{2}} j^-_\mu W^{\mu -} + j^3_\mu W^{\mu 3} \end{aligned}$$

- On définit les bosons W^+ et W^- comme :

$$W^\pm_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(W^1_\mu \mp i W^2_\mu \right)$$

- Les 2 états neutres W^3 et B se mélangent dans la théorie électrofaible de GSW pour donner les champs du photon et du Z^0

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W^3_\mu \end{pmatrix}$$

L'angle de mélange faible

- De nombreux paramètres de la théorie des interactions électrofaibles sont reliés les uns aux autres. Les masses et les couplages sont reliés par l'angle de mélange faible (ou de Weinberg) θ_W
- Relation entre la masse du W et du Z^0 :

$$M_W = M_Z \cos\theta_W$$

- Relation entre le couplage au vertex du W et du Z^0 :

$$g_W = g_Z \cos\theta_W$$

- De plus, g_W et g_Z sont chacune reliée à la constante de couplage g_e de QED :

$$g_W = \frac{g_e}{\sin\theta_W} \qquad g_Z = \frac{g_e}{\sin\theta_W \cos\theta_W}$$

- Expérimentalement : $\sin^2\theta_W(M_Z) = 0.23120$

Le couplage du W

- De manière générale, le couplage électrofaible vaut :

$$-i\left[g_W j_\mu \cdot W^\mu + \frac{g'}{2} j_\mu^Y B^\mu\right]$$

- Dans lequel on peut isoler le couplage impliquant un W^- :

$$-i\frac{g_W}{\sqrt{2}} j_\mu^- W^{\mu -}$$

- avec,

$$\begin{aligned} j_\mu^- &= \bar{e}_L \gamma_\mu \nu_L \\ &= \bar{e}\gamma_\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2}\nu \end{aligned}$$

- Le W^- se couple à un électron (e) et un anti-neutrino électronique ($\bar{\nu}_e$) avec un couplage :

$$\frac{-ig_W}{2\sqrt{2}}\gamma_\mu(1-\gamma^5)$$

Courant électromagnétique

- Dans la partie impliquant des bosons neutres, on peut isoler les termes impliquant A^μ qui représente le champ électromagnétique :

$$-i\left[g_W \sin\theta_W j^3_\mu + \frac{g'}{2}\cos\theta_W j^Y_\mu\right]A^\mu \quad = \quad -ig_e\left[j^3_\mu + \frac{1}{2}j^Y_\mu\right]A^\mu$$

- En utilisant : $g_e = g'\cos\theta_W = g_W \sin\theta_W$
- Et on retrouve donc bien notre courant (neutre) électromagnétique :

$$j^{EM}_\mu \quad = \quad j^3_\mu + \frac{1}{2}j^Y_\mu$$

Courant neutre Z^0

- Dans cette partie impliquant des bosons neutres, on peut aussi isoler les termes impliquant Z^μ qui repésente le champ du boson Z^0 :

$$
\begin{aligned}
& -i\left[g_W \cos\theta_W j^3_\mu - \frac{g'}{2}\sin\theta_W j^Y_\mu\right] Z^\mu \\
= & -i\left[g_W \cos\theta_W j^3_\mu - g' \sin\theta_W (j^{EM}_\mu - j^3_\mu)\right] Z^\mu \\
= & -i\frac{g_W}{\cos\theta_W}\left[\cos^2\theta_W j^3_\mu - \sin^2\theta_W (j^{EM} - j^3_\mu)\right] Z^\mu \\
= & -i\frac{g_W}{\cos\theta_W}\left[j^3_\mu - \sin^2\theta_W j^{EM}\right] Z^\mu
\end{aligned}
$$

- Et on trouve le courant neutre de l'interaction faible :

$$j^{NC}_\mu \quad = \quad j^3_\mu - \sin^2\theta_W j^{EM}$$

Courant neutre Z^0

- On peut maintenant revenir au couplage du $Z^0 \to f\bar{f}$:

$$-i\frac{g_W}{2\cos\theta_W}\gamma^\mu(C_V - C_A\gamma^5)$$

avec

$$\begin{aligned} C_V &= I_3^W(f) - 2\sin^2\theta_W Q(f) \\ C_A &= I_3^W(f) \end{aligned}$$

-

f	C_V	C_A
ν_L	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$
l^-	$-\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_W$	$-\frac{1}{2}$
q_u	$+\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W$	$+\frac{1}{2}$
q_d	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2\theta_W$	$-\frac{1}{2}$

Plan

Rappels sur l'invariance de jauge globale

- Une transformation de jauge agit sur la phase des fonctions d'onde
- Choisir une jauge, c'est définir une nouvelle phase
- Exemple : translation avec a un vecteur constant

$$\begin{array}{ccc} r & \rightarrow & r' = r + a \\ \psi & \rightarrow & \psi' = e^{ip\cdot a}\psi \end{array}$$

  La translation est une transformation qui déphase les fonctions d'onde d'une même quantité en chaque point de l'espace temps
- Une transformation de jauge globale : c'est un déphasage constant des fonctions d'onde
- On ne peut pas mesurer la phase absolue d'une fonction d'onde : ψ et ψ' décrivent des états indiférenciables
- Déphaser d'une même quantité toutes les fonctions d'onde :
  - C'est choisir sa jauge globale, et ce n'est associé à rien d'observable
  - En d'autres termes, les lois physiques sont invariantes par translation (pour cet exemple)

Rappels sur l'invariance de jauge locale

- Dans une transformation de jauge locale, on introduit une phase variable en chaque point de l'espace temps :
  Exemple : QED et le groupe U(1)

$$\psi(x) \quad \rightarrow \quad e^{i\alpha(x)}\psi(x)$$

- En imposant l'invariance du lagrangien ($\mathcal{L}$) sous les transformations de jauge locale (les lois de la physique sont les mêmes à Paris et à Tokyo), on doit introduire une dérivée covariante

$$D_\mu\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}D_\mu\psi(x) \quad avec \quad D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$$

  où A_μ est un champ vectoriel qui se transforme comme :

$$A_\mu \quad \rightarrow \quad A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha$$

  En remplaçant ∂_μ par D_μ, le lagrangien décrivant une particule libre :

$$\mathcal{L}_{free} \quad = \quad i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial^\mu\psi - m\bar{\psi}\psi$$

  devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QED} \quad &= \quad i\bar{\psi}\gamma_\mu D^\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \\ &= \quad i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial^\mu\psi - m\bar{\psi}\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \end{aligned}$$

  En imposant l'invariance par U(1), on a introduit un champ de jauge A_μ (vectoriel) qui se couple aux fonctions d'onde ψ des particules

- Pour que A_μ puisse être associé au photon de QED, il faut ajouter au lagrangien QED un terme dynamique (invariant de jauge) : $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ avec $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$

Reformulation de la théorie électrofaible

- Le modèle électrofaible repose sur l'invariance de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$
- On définit donc 2 transformations de jauge locale pour définir la transformation d'un champ ψ
  - Hypercharge faible : $U(1)_Y$

$$\psi(x) \rightarrow V\psi(x) \quad avec \quad V = e^{i\alpha(x)}$$

  - Isospin faible : $SU(2)_L$

$$\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}_L \rightarrow \begin{pmatrix} \psi'_1 \\ \psi'_2 \end{pmatrix}_L = U \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}_L \qquad U \; transfo. \; de \; SU(2)$$

$$\psi_R \rightarrow \psi'_R = \psi_R$$

- Pour préserver l'invariance de jauge, on introduit 2 champs de jauge :

B_μ	:	pour l'hypercharge faible Y^W	1 champ pour $U(1)_Y$
W^k_μ	:	pour l'isopin faible I^W	3 champs pour $SU(2)_L$

Reformulation de la théorie électrofaible

- Les fermions interagissent avec les bosons de jauge :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_\psi &= \bar{\psi}_R\left(i\gamma^\mu\partial_\mu - m - g'\gamma^\mu B_\mu\right)\psi_R \\ &+ \bar{\psi}_L\left(i\gamma^\mu\partial_\mu - m - \frac{g'}{2}\gamma^\mu B_\mu + \frac{g}{2}\tau^k\gamma^\mu W^k_\mu\right)\psi_L\end{aligned}$$

- La partie dynamique des bosons de jauges est décrite par :

$$\mathcal{L}_{jauge} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W^k_{\mu\nu}W^{k\mu\nu}$$

avec

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \qquad (1)$$

$$W^k_{\mu\nu} = \partial_\mu W^k_\nu - \partial_\nu W^k_\mu + g\epsilon^{ijk}W^i_\mu W^j_\nu \qquad (2)$$

Nouveau terme en (2) : interaction entre les bosons de jauge de $SU(2)$ ($\neq$ QED, où le photon ne peut interagir avec lui-même car il est neutre)

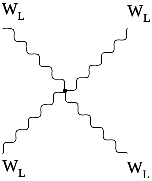
- L'invariance de jauge impose que la masse des 4 bosons soient nulles
On pourrait rajouter “à la main” des termes de masse de la forme :

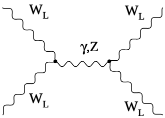
$$\mathcal{L}_{masse} = \frac{1}{2}M_W^2 W^{+}_\mu W^{+}_\mu + \frac{1}{2}M_W^2 W^{-}_\mu W^{-}_\mu + \frac{1}{2}M_Z^2 Z^{0\mu}Z^0_\mu$$

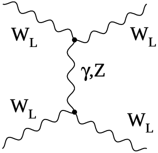
Mais, ces termes de masse ne sont pas invariants par les transformations de jauge. S'ils sont présents, on dit que la symétrie est brisée

Problème d'unitarité

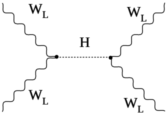
- La section efficace de diffusion de paire de W ($W^+W^- \rightarrow W^+W^-$) diverge ($\sigma \rightarrow \infty$) quand $\sqrt{s} \rightarrow \infty$

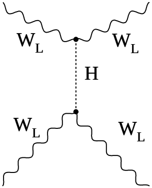






- On peut résoudre cette divergence en ajoutant les 2 diagrammes suivant à condition que $M_H < 1$ TeV





Mécanisme de Higgs

- Dans le modèle standard, la brisure spontanée de la symétrie électrofaible est obtenue avec le mécanisme de Higgs-Englert-Brout
- On veut coupler toutes les particules auxquelles on doit attribuer une masse (fermions et bosons de l'interaction faible) à un nouveau champ scalaire (S=0) dit de Higgs.
- Et on va choisir un potentiel dont la valeur minimale dans le vide correspond à une valeur non nulle du champ de Higgs
- L'interaction des particules avec le champ de Higgs va "induire" la masse de chaque particule

Mécanisme de Higgs

- On considère un champ complexe scalaire $\phi(x)$ et un lagrangien :

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - V(\phi) \quad , \quad V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + h(\phi^\dagger \phi)^2$$

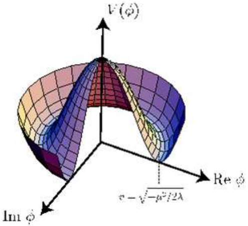
- $\mathcal{L}$ est invariant sous la transformation :

$$\phi(x) \quad = \quad \phi'(x) = e^{i\alpha}\phi(x)$$

- Pour avoir un état fondamental, le potentiel doit avoir un minimum. Il y a alors 2 possibilités

- $\mu^2 > 0$: Le potentiel a un minimum trivial à $\phi = 0$. Ceci correspond à une particule scalaire massive avec une masse μ et un couplage quadratique h
- $\mu^2 < 0$: Le minimum du potentiel est maintenant obtenu pour :

$$|\phi_0| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2h}} = \frac{v}{\sqrt{2}} > 0 \quad , \quad V(\phi_0) = -\frac{h}{4}v^4$$



Mécanisme de Higgs

- Grâce à l'invariance de phase U(1) du lagrangien, il y a un nombre infini d'etats dégénérés au minimum d'énergie : $\phi_0 = \frac{v}{\sqrt{2}} e^{i\alpha}$
- En choisissant une solution particulière, $\alpha = 0$ par exemple, comme état fondamental, la symétrie est brisée spontanément
- Si on paramétrise une excitation autour de l'état fondamental comme :

  $$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [v + \phi_1(x) + i\phi_2(x)]$$

  avec, ϕ_1 et ϕ_2 des champs réels, le potentiel prend la forme :

  $$V(\phi) = V(\phi_0) - \mu^2 \phi_1^2 + hv\phi_1(\phi_1^2 + \phi_2^2) + \frac{h}{4}(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2$$

- ϕ_1 à une masse $m_{\phi_1}^2 = -2\mu^2$ et ϕ_2 une masse nulle (boson de Goldstone)
- En ce qui concerne l'apparition de ce boson de Goldstone, ϕ_2 décrit les excitations autour d'une direction dans le potentiel où les états ont la même énergie que l'état fondamental choisi. Ces excitations ne coûte rien en énergie et correspondent à une particule de masse nulle

Mécanisme de Higgs

- Appliquons maintenant cette brisure spontanée de symétrie au cas d'une symétrie de jauge locale
- On considère un doublet de $SU(2)_L$ de champs complexes scalaires avec une hypercharge $Y^W = 1$

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad \textit{avec} \quad \begin{array}{ccc} \phi^+ & = & (\phi_1 + i\phi_2)/2 \\ \phi^0 & = & (\phi_3 + i\phi_4)/2 \end{array}$$

- et on reprend le lagrangien précédent en introduisant la dérivée covariante suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= D_\mu \phi^\dagger D^\mu \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi - h(\phi^\dagger \phi)^2 \\ D^\mu \phi &= \left[\partial^\mu - ig\mathrm{I}^{\mathrm{W}} \cdot \mathrm{W}^\mu - \mathrm{ig}' \frac{\mathrm{Y}^{\mathrm{W}}}{2} \mathrm{B}^\mu \right] \phi \end{aligned}$$

- $\mathcal{L}$ est invariant sous une transformation local $SU(2)_L \times U(1)_Y$
- Les opérateurs I^W et Y^W sont ici les générateurs des transformations de jauge de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$
- Le potentiel est similaire à celui étudié précédemment, et il y a un nombre infini d'états au minimum d'énergie

Mécanisme de Higgs

- En choisissant un état fondamental particulier, la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est brisée spontanément en une symétrie $U(1)_{em}$
- On choisit l'état fondamental avec $I^W = 1/2$, $I_3^W = -1/2$ et $Y = 1$:

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

  qui brise donc $SU(2)_L \times U(1)_Y$
- Ce choix d'une solution avec $Q = I_3^W + Y/2 = 0$ permet de garder la symétrie $U(1)_{em}$:

$$\begin{aligned} Q\phi_0 &= 0 \\ \phi_0 &\rightarrow \phi_0' = e^{i\alpha(x)Q}\phi_0 = \phi_0 \end{aligned}$$

  Et le photon conserve une masse nulle
- Les autres bosons de jauge vont eux "acquérir" leur masse lors de cette brisure de $SU(2)_L \times U(1)_Y$

Mécanisme de Higgs

- On peut maintenant remplacer $\phi(x)$ par ϕ_0 dans le lagrangien
  Et isoler la partie du Lagrangien contenant les termes de masse des bosons $W^{\pm}$ et Z^0 :

$$\left| \left(-ig\frac{\tau}{2} \cdot W_\mu - i\frac{g'}{2} B_\mu \right) \phi_0 \right|^2$$

- L'identification de chaque terme permet de trouver :

$$W^{\pm} = (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)/\sqrt{2} \quad avec \quad M_W = \frac{1}{2} vg$$

$$Z_\mu = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad avec \quad M_Z = \frac{1}{2} v\sqrt{g + g'}$$

$$A_\mu = \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad avec \quad M_A = 0$$

- La brisure spontanée de la symétrie électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$ a généré une masse aux bosons $W^{\pm}$ et Z^0 tout en gardant le photon de masse nulle

Mécanisme de Higgs

- Dans la partie scalaire du lagrangien, on a introduit une nouvelle particule scalaire :

Le boson de Higgs dont la masse vaut :

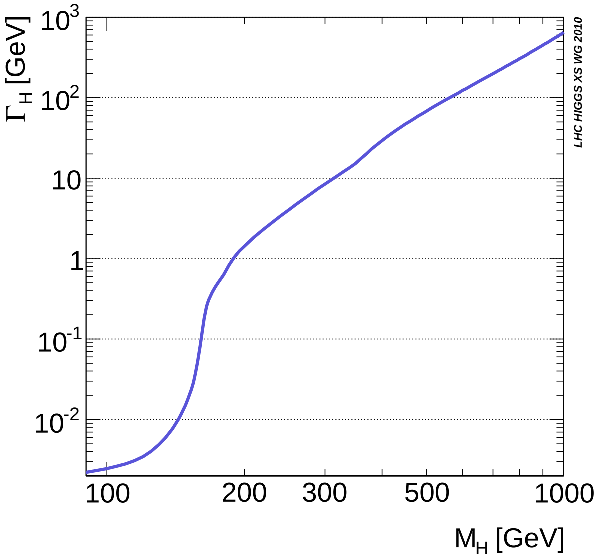
$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2h}v$$

- Le même champ de Higgs peut également être utilisé pour donner une masse aux fermions (sauf les neutrinos)
- On trouve :

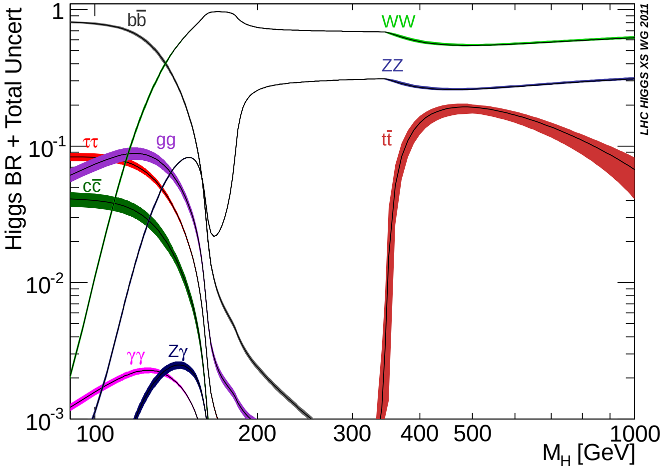
$$m_f = c_f \frac{v}{\sqrt{2}} \qquad\qquad (v = 246 GeV)$$

  où les facteurs c_f restent des paramètres arbitraires du modèle
- Les masses des fermions ne sont donc pas prédites, mais le couplage du Higgs aux fermions est proportionnel à leur masse
- La masse du boson de Higgs est peu contrainte dans la théorie

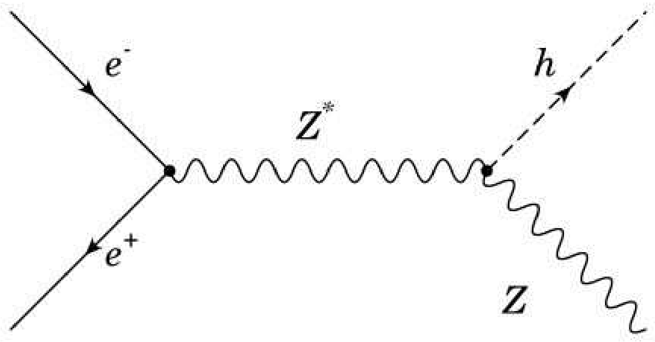
Propriétés du boson de Higgs



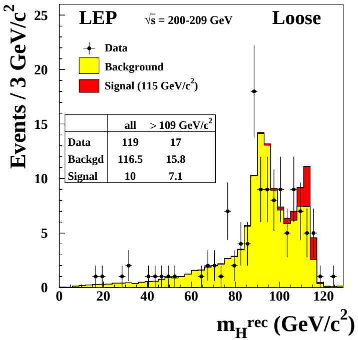
Propriétés du boson de Higgs



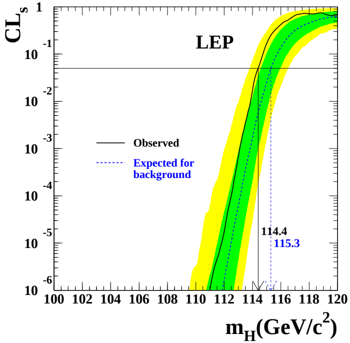
Recherche du Higgs au LEP



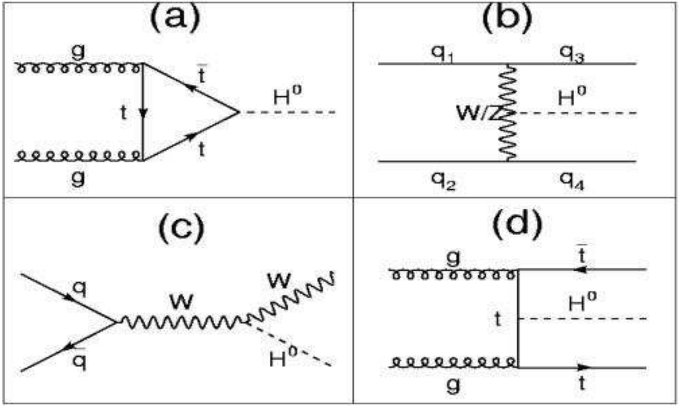
Recherche du Higgs au LEP



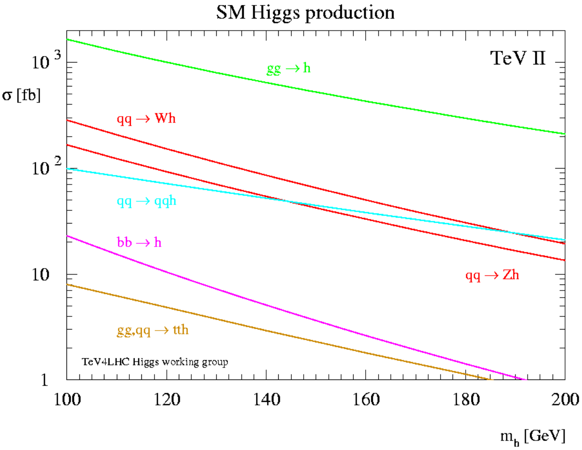
	all	> 109 GeV/c²
Data	119	17
Backgd	116.5	15.8
Signal	10	7.1



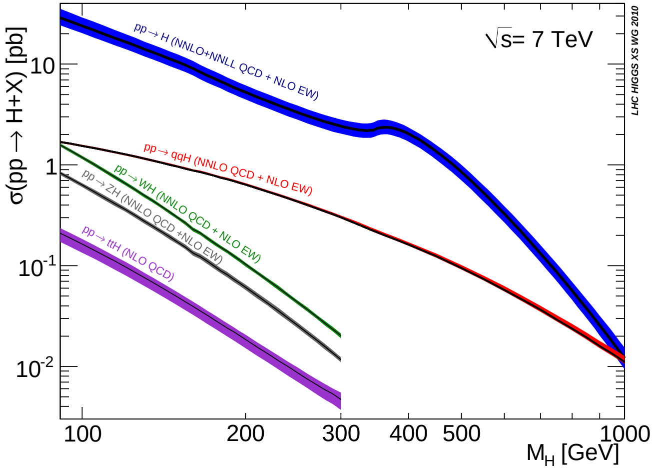
Production du boson de Higgs en collisionneur hadronique



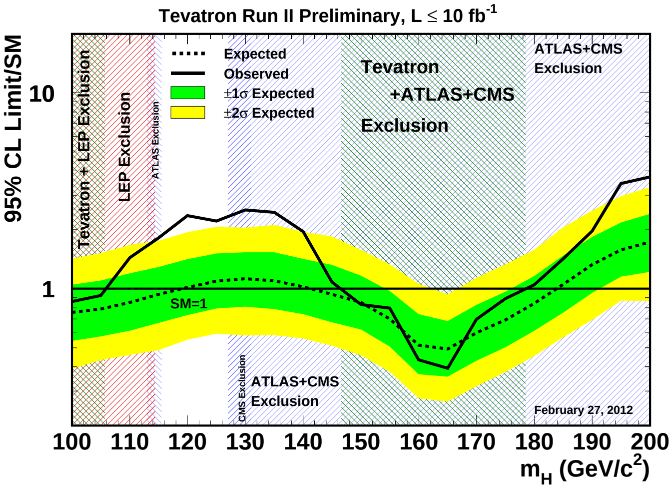
Production du boson de Higgs en collisionneur hadronique



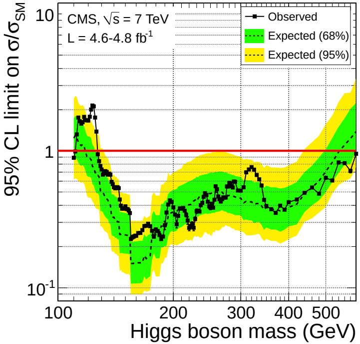
Production du boson de Higgs en collisionneur hadronique

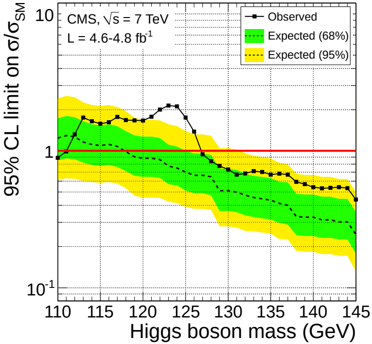


Recherche du Higgs au Tevatron

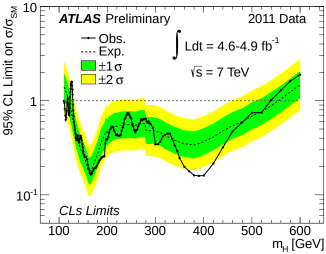


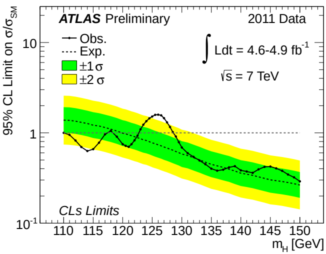
Recherche du Higgs au LHC : CMS



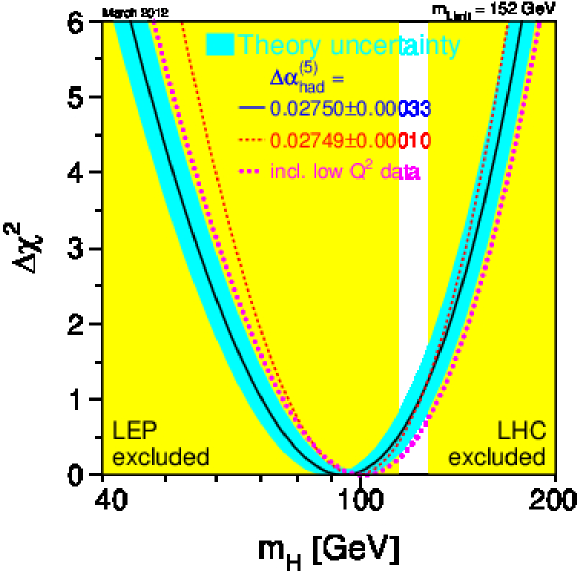


Recherche du Higgs au LHC : ATLAS





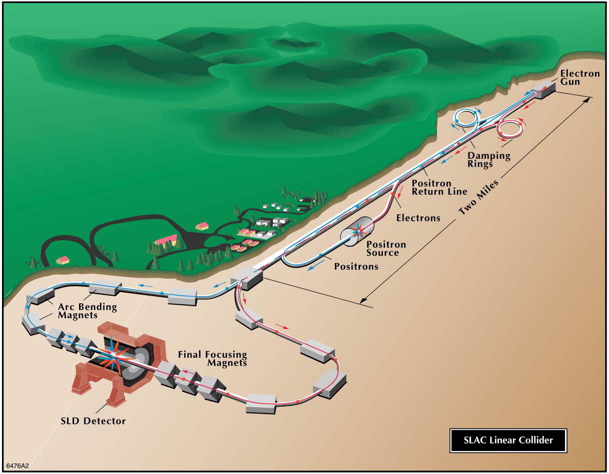
Ajustement des paramètre du MS



Plan

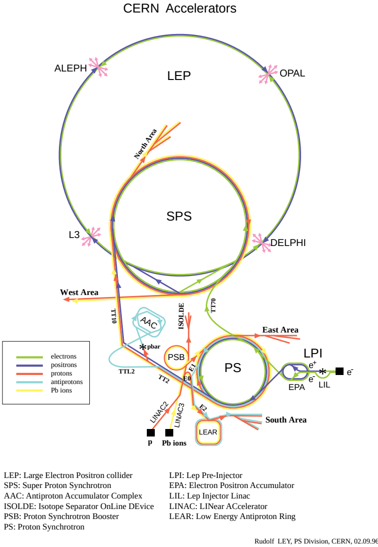
SLD à SLAC

- Accélérateur électron-positron SLC à SLAC à $\sqrt{s} \sim 92 GeV$
- Détecteur MarkII puis SLD à partir de 1992
- A partir de 1992 : faisceau polarisé



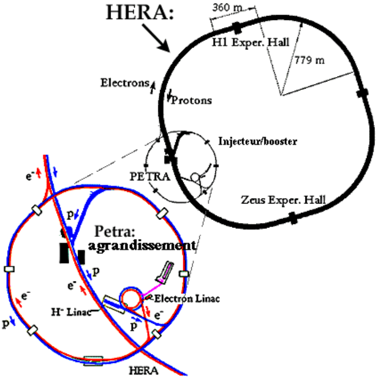
Les accélérateurs au CERN

- PS (proton synchrotron) : 1958, $E = 28\ GeV$
- SPS (proton synchrotron) : 1978
- $Sp\bar{p}S$: collisionneur proton-antiproton : 1981, $\sqrt{s} = 450 GeV$ expériences UA1/UA2
- LEP : collisionneur électron-positron du CERN
  LEPI : 1989-1995 à $\sqrt{s} \sim 92 GeV$
  LEPII : 1996-2000 à $\sqrt{s} = [136 - -209] GeV$
  Expériences ALEPH, DELPHI, L3, OPAL
- LHC : collisionneur proton-proton : 2009, $\sqrt{s} = 7 - 14 TeV$ expériences CMS, ATLAS, LHCb, ALICE



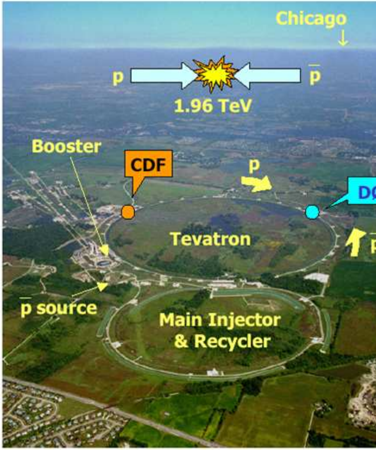
Les accélérateurs à DESY

- PETRA : collisionneur e^+e-
  1978-1986
  $\sqrt{s} = 19GeV$
- HERA : collisionneur $e-p$
  1992-2007
  E(p)=920 GeV
  E(e)=27,5 GeV

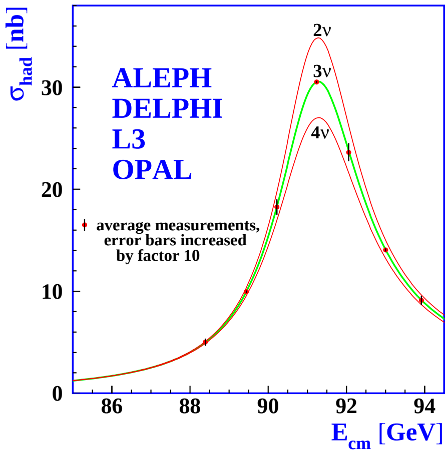


Les accélérateurs à Fermilab

- Tevatron : collisionneur $p\bar{p}$
- 1992-1995
  $\sqrt{s} = 1,8 TeV$
- 2001-2011
  $\sqrt{s} = 1,96 TeV$
- Expériences CDF et DØ



Nombre de neutrinos légers



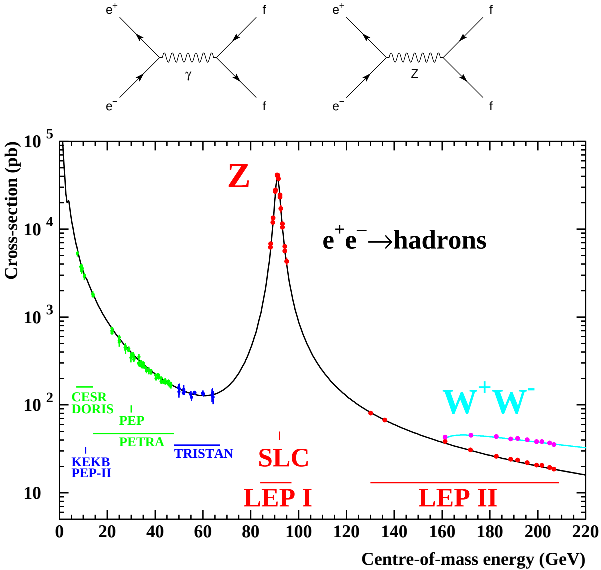
$Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$

Les neutrinos de chaque famille contribue à la largeur totale du Z^0

Comme $\sigma_Z \propto \Gamma_Z$, la section efficace dépend du nombre de neutrinos légers

Les mesures du LEP excluent une 4ème génération de lepton avec un neutrino léger

Section efficace $f\bar{f}$ en collisionneur e^+e^-



$e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$

QED domine à basse énergie :

$$\frac{\sigma_Z}{\sigma_\gamma} \sim 2\left(\frac{E}{M_Z}\right)^4$$

Production via Z^0 domine autour du pic de masse du Z :

$$\frac{\sigma_Z}{\sigma_\gamma} \sim \frac{1}{8}\left(\frac{M_Z}{\Gamma_Z}\right)^2 \sim 200$$

Section efficace W^+W^- à LEP2