

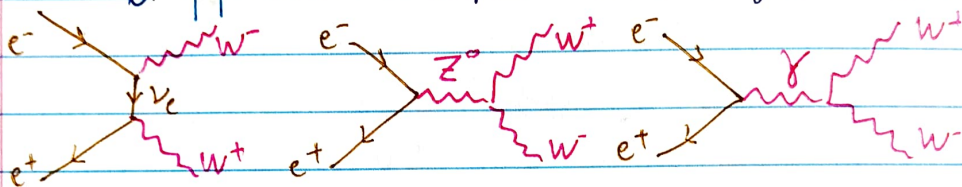
5 INTERACTION ELECTROFAIBLE

5.1 Introduction

- On veut unifier la QED et la théorie de l'interaction faible:
 - $\alpha_W \sim \alpha_{em}$
 - $W^\pm$ chargé: sensible à I_{em} .
- Il subsiste un problème qui mènera à la découverte des courants neutres.

5.2 Pourquoi les courants neutres CN?

- Des paires de W peuvent être produites dans des annihilations e^+e^- et $q\bar{q}$. A l'ordre le plus bas, $\exists$ 3 diagrammes $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$:



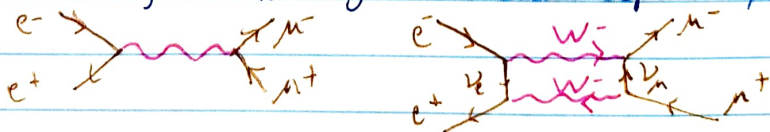
- A l'époque, le calcul de la section efficace était fait sans $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow W^+W^-$ car le Z^0 n'était pas connu. Or, sans ce diagramme, cela donnait une section efficace qui augmentait sans limite avec l'énergie, i.e. $\#(W^+W^-) > \#(e^+e^-)$ (❌).

↳ Il manque un diagramme qui doit conduire à une interférence négative: $|c_M \nu + c_M \gamma + c_M Z|^2 < |c_M \nu + c_M \gamma|^2$

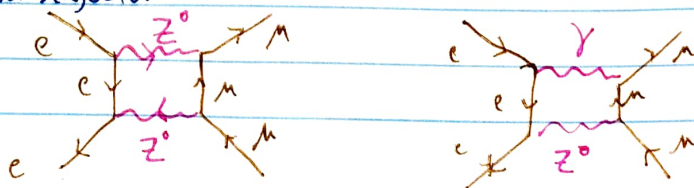
Il faut en plus que les couplages α_W, α_{em} et α_Z soit liés.

- Les diagrammes de production W^+W^- ont aussi un impact sur la section efficace de $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

- En ajoutant les diagrammes d'ordre supérieur, la série diverge:



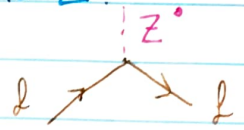
Il faut rajouter:



5.3 Propriétés des CN

→ Prédiction d'un partenaire non-chargé au $W^\pm$, le Z^0 .

f : fermion, lepton ou quark. Le $\hat{m}$ avant et après l'échange

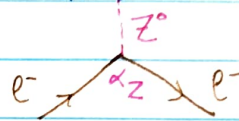
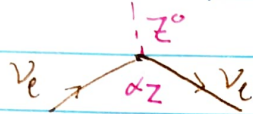


→ On interdit:

$$\mu^- \rightarrow e^- + Z^0 \quad (\# \text{ leptonique non conservé})$$

$$\Lambda \rightarrow d + Z^0 \quad (\text{produirait } K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \text{ très supprimée expérimental}^t)$$

→ Pour les leptons, les vertex sont donc



→ Même constante de couplage α_Z en vertu de l'universalité leptonique.

⊙ Flavour changing neutral current :

Prop Il n'existe pas de FCNC (flavour changing neutral current):

? soit d, s, b les états de masse de l' I_f et d', s', b' les états propres de l' I'_f . Alors $d'd'Z_0 + s's'Z_0 + b'b'Z_0 = ddZ_0 + ssZ_0 + bbZ_0$.

Preuve: Car avec 2 générations de quarks seulement:

$$d'd'Z_0 = (d \cos \theta_c + s \sin \theta_c)(d \cos \theta_c + s \sin \theta_c) Z^0$$

$$= ddZ^0 \cos^2 \theta_c + ssZ^0 \sin^2 \theta_c + (dsZ^0 + sdZ^0) \sin \theta_c \cos \theta_c$$

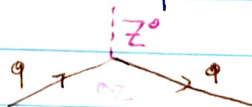
$$s's'Z_0 = (-d \sin \theta_c + s \cos \theta_c)(-d \sin \theta_c + s \cos \theta_c) Z^0$$

$$= ddZ^0 \sin^2 \theta_c + ssZ^0 \cos^2 \theta_c - (dsZ^0 + sdZ^0) \sin \theta_c \cos \theta_c$$

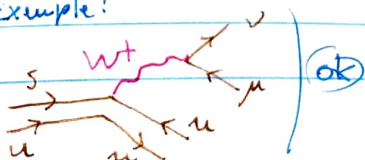
$$\hookrightarrow d'd'Z^0 + s's'Z^0 = ddZ^0 + ssZ^0$$



→ Les 6 vertex concernant les quarks sont donc:



→ Exemple:



interdit
(No FCNC)



5.4 La découverte des CN

- Observation en 1973. Difficile car distinguer un Z^0 et un γ est compliqué. On considère alors que les interactions avec des neutrinos ν , qui n'interagissent qu'avec l'If.

↳ Chambre à bulle gémelle, on observe $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$, qui ne s'explique avec l'échange d'un Z^0 . En effet, l'échange d'un W implique un faisceau de ν_e ou de $\bar{\nu}_e$.



- Dans la même expérience, on observe aussi la réaction neutrino-proton: $\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + X$ (sans μ^- dans l'état final). On mesure que $\sigma[\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + X] \approx \frac{1}{3} \sigma[\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X]$ → σ de μ ordre de grandeur ⇒ nouveau type d'If (et non un processus du 2^e ordre).

- Prix Nobel par Glashow, Weinberg et Salam en 1979 pour la théorie électrofaible.

5.5 Contraintes d'unification

- Dans le cas de l'If à CC, le couplage du fermion au W est fr V-A pour: $\frac{-ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma^5)$

- Pour obtenir la suppression désirée, il faut complexifier le facteur au vertex du Z^0 :

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

g_Z est la charge faible des CN

C_V^f, C_A^f sont les proportions de couplage vectoriel et axial, qui dépendent de la nature du fermion f impliqué.

DEF

La théorie électrofaible unifiée de Glashow, Weinberg et Salam, à modèle GWS, lie toutes les constantes par un seul paramètre, l'angle de Weinberg θ_W (ou angle de mélange faible), selon:

I	C_V	C_A
ν_e, ν_μ, ν_τ	$1/2$	$1/2$
e^-, μ^-, τ^-	$-1/2 + 2 \sin^2 \theta_W$	$-1/2$
u, c, t	$1/2 - 4/3 \sin^2 \theta_W$	$1/2$
d, s, b	$-1/2 + 2/3 \sin^2 \theta_W$	$-1/2$

avec le lien entre l'If à CC, à CN et l'Item:

$$g_W = \frac{g_e}{\sin \theta_W} \quad g_Z = \frac{g_e}{\cos \theta_W} \quad g_e = e \sqrt{4\pi/\hbar c}$$

→ Les masses des bosons $W^\pm$ et Z^0 sont reliées selon
 $M_W = M_Z \cos(\theta_W)$

DEF

La condition d'anomalie permet l'annulation de tout les $\propto$ dans les calculs de section efficace. Elle relie les charges électriques de tout les fermions:

$$\sum_l Q_l + 3 \sum_q Q_q = 0$$

5.6 Prediction de la masse des W et Z

→ A l'approximation des basses énergies ($q^2 \ll M_W^2$), l'intensité des If à CC est caractérisé par la constante de Fermi G_F (approx. de l'interaction ponctuelle, ch 3.6).

$$\frac{4\pi\alpha_W}{M_W^2} \equiv \frac{g}{\sqrt{2}} G_F \Leftrightarrow M_W^2 = \frac{\pi\alpha_W}{\sqrt{2} G_W}$$

$$\text{Or, } \alpha_W \equiv \frac{g_W^2}{4\pi} = \frac{g_e^2}{4\pi \sin^2 \theta_W} = \frac{\alpha_{em}}{\sin^2 \theta_W}$$

$$\rightarrow M_W^2 = \frac{\pi\alpha_{em}}{\sqrt{2} G_F \cdot \sin^2 \theta_W} \quad \text{et} \quad M_Z^2 = \frac{\pi\alpha_{em}}{\sqrt{2} G_F \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W}$$

→ Les masses de W et Z peuvent être prédites par θ_W !

→ On peut faire la même approximation des interactions ponctuelles pour les CN : $\frac{4\pi\alpha_Z}{M_Z^2} \equiv \frac{g}{\sqrt{2}} G_F$

↳ On a alors $G_F = \frac{M_W^2 g^2}{M_Z^2 g_W^2} = \sin^2 \theta_W$

↳ L'angle de Weinberg peut être mesuré en comparant des taux d'interactions CC et CN à basse énergie. L'accord entre les 2 est presque bon (approx des basses énergies $\leftrightarrow$ échange d'un unique W)

→ Le désaccord s'explique en considérant les diagrammes d'ordre supérieurs, qui dépendent de la masse de chaque particule présente.

5.7 La découverte des bosons W et Z

→ Découvert en 1982, prix Nobel pour Rubbia et Meier en 1984.

→ Au SPSS, les processus élémentaires produisant un W ou un Z

$$\begin{matrix} u \\ d \end{matrix} \rightarrow W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$$

$$\begin{matrix} u \\ \bar{u} \end{matrix} \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+ + e^-$$

$$\begin{matrix} d \\ \bar{d} \end{matrix} \rightarrow W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$$

$$\begin{matrix} d \\ \bar{d} \end{matrix} \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+ + e^-$$

$$\hookrightarrow p + \bar{p} \rightarrow W, Z + X (\text{hadrons})$$

↳ Les partons (u, d, ...) n'emportent qu'une fraction de l'impulsion du proton $\rightarrow$ Système Labo $\neq$ Système CM $\rightarrow$ e et ν pas dos à dos.

↳ Avec un collisionneur pp (et non $p\bar{p}$), l'antiquark doit venir de la mer $\rightarrow \sigma$ très petite $\rightarrow$ W très rare.

→ Le Z^0 a été découvert après le W car sa section efficace de production est ~ 10 fois plus petite.

↳ la reconstruction de sa masse apd la masse invariante

$$M^2(Z) = M^2(e^+e^-) = (E_+ + E_-)^2 - (\vec{p}_+ + \vec{p}_-)^2 \quad Z^0 \rightarrow e^+ + e^-$$

Sa distribution de M^2 est une distribution de Breit-Wigner de paramètre M_Z et Γ_Z .

→ On sélectionne les candidats :

→ 2 leptons de m nature, ee ou $\mu\mu$, de charge opposée et d'impulsion transverse élevée (car masse du boson élevée).

→ Pour le W, seul 1 des 2 produits de désintégration est détectable.

On demande alors une grande énergie manquante $E_+^{miss} = |\sum \vec{p}_i|$

↳ On ne peut pas reconstruire M_W , mais on peut reconstruire sa masse transverse M_T .

$$M_T^2 \equiv (E_{Te} + E_{T\nu})^2 - (\vec{p}_{Te} + \vec{p}_{T\nu})^2 \quad \text{avec} \quad E_T^2 \equiv m^2 + \vec{p}_T^2$$

$$= (E_{Te} + E_T^{miss})^2 - (\vec{p}_T^{hadron})^2 \quad \text{où} \quad \vec{p}_T^{hadron} \text{ est la somme des } \vec{p}_T \text{ des hadrons.}$$

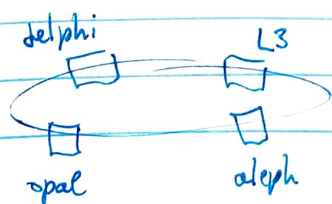
③ Conclusions :

→ Les observations des bosons W et Z au SpS en 1982-83 ont montré des masses en accord avec la théorie électrofaible (prédictions à pd de l'angle de Weinberg).

5.8 Le LEP et le SLC

→ LEP : collisionneur e^+e^- (ancêtre du LHC).

→ SLC : accélérateur linéaire de Stanford, avec des e^- polarisés.



5.9 Test de précision de la théorie électrofaible

① La résonance Z^0 :

→ Le Z^0 couple avec tout les fermions $\Rightarrow$ En QED, il peut être remplacé par un γ . On a:

$$M_\gamma \propto \frac{g_e^2}{q^2} \quad \text{et} \quad M_Z \propto \frac{g_Z^2}{q^2 - M_Z^2}$$

A basse énergie: $q^2 \ll M_Z^2 \rightarrow$ QED domine
A haute énergie: $q^2 \gg M_Z^2 \rightarrow$ comparable
A $q^2 = M_Z^2$: divergence!

→ La divergence apparaît car on n'a pas tenu compte de la désintégration du Z^0 .

→ Evolution d'une particule stable: $\psi(t) = \psi(0) e^{-i\mu t}$

→ Evolution d'une part. instable: $\psi(t) = \psi(0) \cdot e^{-i\mu t} e^{-\Gamma t/2}$
avec $\Gamma \equiv 1/\tau$

↳ La probabilité évolue selon:

$$\rho(t) = \psi^* \psi = |\psi(0)|^2 e^{-\Gamma t} = e^{-t/\tau}$$

On a donc remplacé la masse m par $m - i\Gamma/2$

↳ Remplaçons dans le propagateur:

$$M_Z \propto \frac{g_Z^2}{q^2 - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z}$$

→ La section efficace se transforme alors:

$$\sigma \propto |M_Z|^2 \propto \left| \frac{g_Z^2}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} \right|^2 = \frac{g_Z^4}{(s - M_Z^2)^2 + (M_Z\Gamma_Z)^2} \quad (s = q^2)$$

La divergence a disparu, remplacé par un pic en $\sqrt{s} = M_Z$ qui prend la forme d'une distribution de Breit-Wigner.

→ La section efficace finale est $\sigma \propto |M_Z + M_\gamma|^2$

② La mesure de la masse et de la largeur du Z^0 :

→ La masse et la largeur du Z^0 sont déterminées à partir de la forme mesurée de la section efficace (fitting).

→ Il faut tenir compte des diagrammes ISR (= Initial State Radiation) où un γ est radié par un $e^\pm$ incident. L'énergie de cet $e^\pm$ devient alors: $E' = E - E_\gamma$

↳ Les ISR réduisent l'énergie du SCM pour une fraction des interactions.

→ La σ s'obtient par une convolution

$$\sigma_{\text{mesur}}(s) = \int \sigma(s') f(s, s') ds' \quad \text{où } f(s, s') \text{ est la distribution de proba de passer d'une énergie } s \rightarrow s'.$$

↳ Les ISR étant de la QED, $f(s, s')$ peut être calculée précisément.

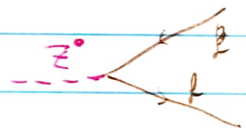
② Prédiction de Γ_Z et de ses rapports de branchement:

? → En négligeant la masse des produits de désintégration:

$$j_V^\mu = \frac{-ig}{2\sqrt{2}} \overline{u(p)} \gamma^\mu u(p) \propto gE = gM$$

$$j_A^\mu = \frac{-ig}{2\sqrt{2}} \overline{u(p)} \gamma^\mu \gamma^5 u(p) \propto gE = gM$$

$$\left. \begin{array}{l} j_V^\mu \\ j_A^\mu \end{array} \right\} |M|^2 \propto g^2 M^2$$



→ La règle d'or de Fermi pour une désintégration à 2 corps donne $\Gamma(M \rightarrow f\bar{f}) \propto |M|^2/M \sim \Gamma(M \rightarrow f\bar{f}) \propto g^2 M$

$$\hookrightarrow \text{On peut montrer que } \Gamma(Z \rightarrow f\bar{f}) = \frac{g_Z^2 M_Z}{48\pi} (C_V^2 + C_A^2)$$

En utilisant les valeurs du tableau du point 5.5, on a:

$$\Gamma(Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) = \frac{g_Z^2 M_Z}{48\pi} \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{4} \right) = 162 \text{ MeV} \quad \text{On a } M_t > M_Z$$

$$\Gamma_Z = \sum_f \Gamma(Z \rightarrow f\bar{f}) = \underbrace{3 \Gamma(Z \rightarrow \nu\bar{\nu})}_{3 \text{ familles de } \nu} + \underbrace{3 \Gamma(Z \rightarrow e\bar{e})}_{3 \text{ familles de } e} + \underbrace{3 \cdot 3 \Gamma(Z \rightarrow d\bar{d})}_{3 \text{ charges de couleur}} + \underbrace{3 \cdot 2 \Gamma(Z \rightarrow u\bar{u})}_{(Z \rightarrow u\bar{u})}$$

↳ On peut mesurer ces largeurs partielles en e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ et $q\bar{q}$ car ces états finaux s'identifient facilement :

- e : gerbe électromagnétique dans le calorimètre é.m.
- μ : signaux dans les chambres à μ + trace
- quarks : jets de hadrons.

↳ Au pic de la résonance, on peut montrer que :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}) = \frac{12\pi s}{M_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2}$$

Donc en $s = M_Z^2$, $\sigma_{ff}^0 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{\Gamma_Z^2}$

Si on connaît M_Z et Γ_Z , la mesure de σ^0 détermine Γ_e

↳ Finalement, en sommant sur les largeurs partielles, on trouve $\Gamma_Z \approx 2,5 \text{ GeV}$

① Le nombre de familles de neutrinos :

- Seule 3 familles de ν sont connues
- S'il existe un ν_4 (neutrino de 4^e génération), alors on devrait observer $Z \rightarrow \nu_4 \bar{\nu}_4$

↳ On peut tester cette hypothèse en estimant le # de ν N_ν

à partir de Γ_Z : $\Gamma_Z = N_\nu \Gamma_\nu + 3\Gamma_e + \Gamma_q$

$$\Rightarrow N_\nu = \frac{\Gamma_Z - 3\Gamma_e - \Gamma_q}{\Gamma_\nu^{MS}} \quad \text{où } \Gamma_\nu^{MS} = \frac{g_Z^2 M_Z}{48\pi} \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{4} \right) = 167 \text{ MeV}$$

On obtient $N_\nu = 2,984 \pm 0,008$

- On peut aussi comparer $\sigma[e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}]$ mesurée, avec celle prédite par le MS avec $N_\nu = 2, 3, 4$.

On a fait l'hypothèse que

- 1) ν_4 couple au Z
- 2) $M_4 < \frac{M_Z}{2}$

5.10 Rôle des états de chiralité dans l'unification

→ Difficulté pour unifier l'If et l'ém:

→ QED purement vectoriel (γ^μ)

→ L'If à CC purement V-A ($\gamma^\mu(1-\gamma^5)$)

↳ On va absorber la matrice $1-\gamma^5$ dans le spinor des particules

DEF On définit les opérateurs de projection chirale gauche P_L et droite P_R selon:

$$P_L \equiv \frac{1-\gamma^5}{2}$$

$$P_R \equiv \frac{1+\gamma^5}{2}$$

→ Ce sont bien des projecteurs:

$$P_L + P_R = 1 ; P_R P_R = \frac{1}{4} (1 + \gamma^5)^2 = \frac{1}{4} (2 + 2\gamma^5) = P_R$$

$$P_L P_L = P_L \text{ et } P_L P_R = 0$$

⊙ Calcul des courants:

→ Soit $e \equiv u_e(p)$ et $\nu \equiv u_\nu(p)$. La contribution du vertex leptonique à CC à l'amplitude $\mathcal{M}$ est:

$$j_\mu \equiv \bar{\nu} \gamma_\mu \frac{1-\gamma^5}{2} e = \bar{\nu} \gamma_\mu e_L$$

$$j_\mu \equiv \bar{\nu} \gamma_\mu \frac{1-\gamma^5}{2} e = \bar{\nu} \frac{1+\gamma^5}{2} \gamma_\mu \frac{1-\gamma^5}{2} e = \bar{\nu} P_R \gamma_\mu P_L e = \bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L$$

↳ Courant purement vectoriel, couple le neutrino de chiralité gauche uniquement au lepton chargé de chiralité gauche.

→ Pour un vertex QED (ex: $e^- + \ell \rightarrow e^- + \ell$), on écrit:

$u = u_L + u_R$. Dès lors:

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

Les termes croisés tombent car $P_L P_R = 0$

↳ Le courant e - μ couple seulement les composantes gauches entre elles, et droites entre elles.

① Signification physique des opérateurs P_L et P_R :

→ Appliquons l'opérateur parité $P = \gamma^0$ sur un spineur gauche:

$$P\Psi_L = \gamma^0 \Psi_L = \gamma^0 \left(\frac{1 - \gamma^5}{2} \right) \Psi = \left(\frac{1 + \gamma^5}{2} \right) \gamma^0 \Psi$$

$$= \left(\frac{1 + \gamma^5}{2} \right) \Psi = \Psi_R$$

De même, $P\Psi_R = \Psi_L$

↳ L'opérateur parité transfère un état gauche en droit (et $\leftrightarrow$).

→ Pour des particules de masse non nulle, Ψ_L et Ψ_R , une particule créée gauche peut évoluer dans le temps vers un état de chiralité droite. Dans la représentation de Weyl:

$$\Psi_L = P_L \Psi = \frac{1 - \gamma^5}{2} \Psi = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_L \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\Psi_R = P_R \Psi = \begin{pmatrix} 0 \\ \chi_R \end{pmatrix}$$

↳ χ_L et χ_R sont les spineurs de Weyl.

② Spineurs et équations de Weyl:

→ L'équation de Dirac $(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi = 0$ se réécrit:

$$\begin{cases} i(\partial_t - \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}) \chi_L = m \chi_R \\ i(\partial_t + \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}) \chi_R = m \chi_L \end{cases} \quad \text{équations couplées si } m \neq 0$$

→ Si $m \neq 0$, χ_L et χ_R doivent tous les 2 exister.

ex: lepton chargé

→ Si $m = 0$, l'équation se réduit à l'équation de Weyl:

$$\begin{cases} i(\partial_t - \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}) \chi_L = 0 \\ i(\partial_t + \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}) \chi_R = 0 \end{cases}$$

Il est alors possible qu'une seule chiralité existe.

⑥ Lien entre chiralité et hélicité:

Opérateur d'hélicité:

$$\hat{h} = \vec{S} \cdot \vec{\sigma} \cdot \vec{p} \text{ de } \text{rap } h = \pm 1/2$$

Projecteur d'hélicité:

$$P_{\pm} = \frac{1}{2} (1 \pm \vec{\sigma} \cdot \vec{p})$$

↳ hélicité observable:

$[H, \vec{\sigma} \cdot \vec{p}] = 0$ mais pas invariant de Lorentz

Projecteur chiral:

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

$$P_R = \frac{1}{2} (1 + \gamma^5)$$

↳ chiralité non observable

$[H, \gamma^5] \neq 0$ mais c'est invariant de Lorentz.

→ Les projecteurs d'hélicité peuvent s'écrire:

$$P_{\pm} = \frac{1}{2} (1 \pm \vec{\sigma} \cdot \vec{p}) = \frac{1}{2} (1 \pm \gamma^5 \cdot \frac{E - \gamma^0 m}{p})$$

En effet: $(\gamma^{\mu} \partial_{\mu} - m) \psi = 0 \rightarrow$ en valeur propre:

?

$$(\gamma^0 E - \gamma^i p_i - m) \psi = 0 \Rightarrow (\vec{\gamma} \cdot \vec{p}) \psi = (\gamma^0 E - m) \psi \parallel \gamma^0 \gamma^i$$

$$(\gamma^i \gamma^0 \vec{\gamma} \cdot \vec{p}) \psi = (\gamma^i (E - \gamma^0 m)) \psi$$

$$(\vec{\sigma} \cdot \vec{p}) \psi = \left[\gamma^i \left(\frac{E - \gamma^0 m}{p} \right) \right] \psi$$

↳ Pour $m \ll E$, on a:

$$P_{\pm} = \frac{1}{2} (1 \pm \gamma^5 \frac{E - \gamma^0 m}{p}) \approx \frac{1}{2} (1 \pm \gamma^5 (1 + \mathcal{O}(m/E))) = \begin{cases} P_L \oplus \\ P_R \ominus \end{cases}$$

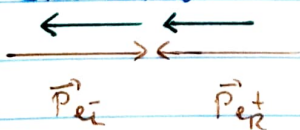
→ Pour des neutrinos de masse nulle, l'hélicité et la chiralité sont identiques.

5.11 Les mesures d'asymétrie

→ La distribution angulaire des fermions émis dans la désintégration d'un Z^0 dépend de la chiralité des fermions impliqués.

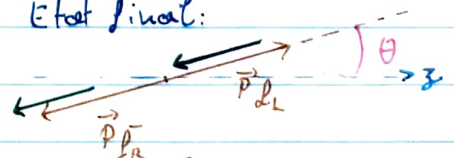
→ ex: $e^- \bar{e}^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow \ell_L \bar{\ell}_R$

Etat initial:



$$J_z = S_z = -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} = -1$$

Etat final:



Ces limites: $\begin{cases} \theta = 0 \rightarrow J_z = -1 \oplus \\ \theta = \pi \rightarrow J_z = +1 \ominus \end{cases}$

→ On peut montrer que la section efficace différentielle est :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} [e^- e^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow f_L \bar{f}_R] \propto (1 + \cos \theta)^2$$

→ Si les $e^\pm$ ont la même chiralité (ex: $e^- e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f_R \bar{f}_L$), le courant correspondant est nul $\rightarrow \sigma = 0$. En effet:

?

$$\bar{e}_L \gamma_\mu e_L^+ = \bar{u}_L \gamma_\mu u_L = \bar{u} P_R \gamma_\mu P_R u = \bar{u} P_R P_L \gamma_\mu u = 0$$

↳ Il n'y a donc que des interactions avec des e^+ et e^- de spins parallèles.

→ Les sections efficaces sont proportionnelles aux longueurs partielles où un Z^0 est impliqué.

↳ Notons $\Gamma_e \equiv \Gamma(e^+ e^- \rightarrow Z)$, et $\Gamma_f \equiv \Gamma(Z^0 \rightarrow f \bar{f})$

?

↳ Si pas de polarisation des $e^\pm$,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} [e^- e^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow f \bar{f}] \propto (\Gamma_{eR} \Gamma_{fR} + \Gamma_{eL} \Gamma_{fL}) (1 + \cos \theta)^2 + (\Gamma_{eL} \Gamma_{fL} + \Gamma_{eR} \Gamma_{fR}) (1 - \cos \theta)^2$$

$$\propto [\Gamma_{eL} + \Gamma_{eR}] [\Gamma_{fL} + \Gamma_{fR}] (1 + \cos^2 \theta) + [\Gamma_{eL} - \Gamma_{eR}] [\Gamma_{fL} - \Gamma_{fR}] \cos \theta$$

↳ Si $\Gamma_{eL} = \Gamma_{eR}$ et/ou $\Gamma_{fR} = \Gamma_{fL}$, pas de dépendance en $\cos \theta$.

↳ On va construire une variable de mesure d'asymétrie pour faire ressortir le $\cos \theta$.

On regarde le # d' $e^\pm$ émis vers l'avant ($0 < \theta < \pi/2$) qu'on note F, et vers l'arrière (B).

→ On calcule F et B via $\sigma_{F,B} = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\cos \theta} d\cos \theta$

DEF

On définit l'asymétrie avant-arrière A_{FB}^f par

$$A_{FB}^f = \frac{F - B}{F + B} = \frac{3}{2} A_e A_f = \frac{3}{2} \frac{[\Gamma_{eL} - \Gamma_{eR}]}{[\Gamma_{eL} + \Gamma_{eR}]} \cdot \frac{[\Gamma_{fL} - \Gamma_{fR}]}{[\Gamma_{fL} + \Gamma_{fR}]}$$

Rappel: $\Gamma(Z \rightarrow f \bar{f}) = \frac{g_Z^2}{48\pi} M_Z (C_V^2 + C_A^2)$

→ On peut aussi construire l'asymétrie gauche-droite A_{LR} . En les combinant, on obtient A_{LRFB} .

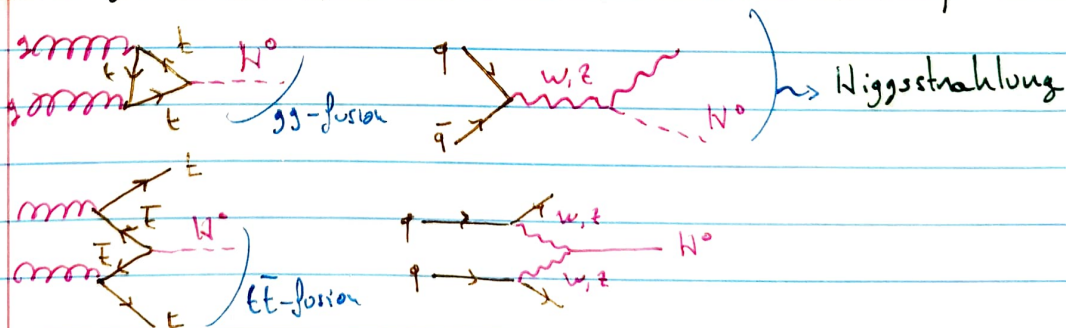
② Mesure de l'asymétrie au LEP:

- On mesure le canal $e^-e^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ très propre car les $\mu^\pm$ sont clairement identifiés. En effectuant la mesure à $\sqrt{s} = M_Z$, on a :
- $$A_e \equiv \frac{1 - 4\sin^2\theta_w}{(1 - 2\sin^2\theta_w)^2 + 4\sin^4\theta_w} \approx 0,017$$
- On peut alors déduire $\sin^2\theta_w \approx 0,23...$

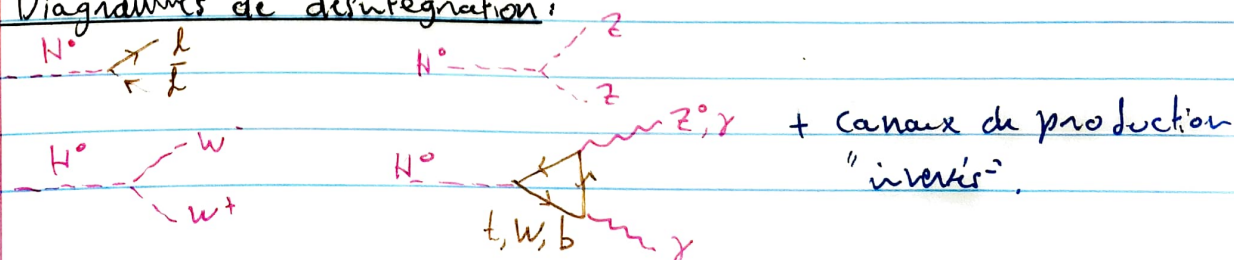
5.12 Le boson scalaire H^0

- Pour QED et QCD, l'invariance de jauge local suffit car $M_g = M_\gamma = 0$. Mais pour l'If, $M_{W^\pm} \neq 0 \neq M_Z$. Il faut exploiter la brisure de symétrie spontanée et le mécanisme de Brout-Englert-Higgs.
- Le mécanisme BEH associe des champs de jauge à des particules massives, afin de ne pas faire apparaître des termes de masse explicites dans $\mathcal{L}$.
 → Cela prédit l'existence d'au moins une particule massive, H^0 .
- Le H^0 couple aux fermions proportionnellement à leur masse, et aux bosons $W^\pm$ et Z^0 .
 → Boh prépondérant du quark t et explique l'absence de diagramme de production impliquant le γ .

② Diagrammes de production: (collisionneur hadronique)

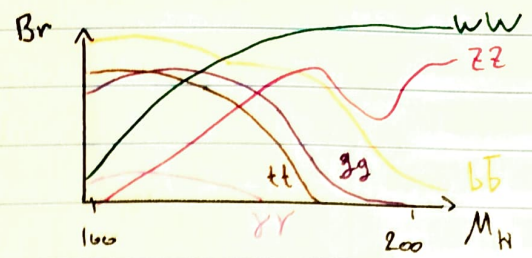


② Diagrammes de désintégration:



③ Mode de désintégration pour un H^0 de 125 GeV:

- Très compliqué
- Canaux de découverte: ZZ et $\gamma\gamma$ car peu de bruit de fond



5.13 Le Tevatron et le LHC

- Tevatron (Fermilab): entre 2002 et 2011, $\sqrt{s} \sim 2$ TeV
- LHC (ATLAS et CMS): opère de 2010; $\sqrt{s} \sim 7$ TeV puis 13 TeV
- Luminosité intégrée: $\int \mathcal{L} dt = 140 \text{ fb}^{-1}$
- Sensibilité pour $m_H = 600$ GeV

③ Le Tevatron: $p-\bar{p}$

- Accélérateur de proton-antiproton le + puissant avant le LHC
- Permet d'exclure le boson scalaire de certaine masse.
- $m_H \notin]-\infty, 110] \cup [160, 175] \text{ GeV}$

③ Le LHC: $p-p$

- 27 km d'aimants supraconducteurs $\rightarrow$ système cryogénique.
- Haute énergie = produire des part. de masse élevées
- Haute luminosité: observer des processus rares. $N = \sigma \cdot \int \mathcal{L} dt$.

DEF Le **pile-up** est la superposition de plusieurs interactions par croisement

- Le pile-up augmente avec la luminosité.
- $\hookrightarrow$ souvent des interactions "soft" (QCD)
- $\hookrightarrow$ Il faut identifier le bon vertex (e^- à grand p_T)

5.14 CMS

- Contribution de la Belgique (depuis 1993), principalement sur le traceur au silicium.
- Construction: assemblé en surface, puis descendu à 100m sous terre.
- Le GRID: la grille de calcul

① Mesure des sections efficaces:

- $$\sigma = \frac{N_{\text{obs}} - N_{\text{bruit}}}{A.E. \int \mathcal{L} dt}$$
- Grâce à CMS, on améliore les mesures de sections efficaces, au tout le MS.
 - mesure des σ des dibosons (WW, WZ, ZZ).

② Avant le LHC:

- Test de consistance du MS:
 - Les mesures du modèle pose des contraintes sur d'autres mesures à cause des corrections dans la boucle
 - On prévoit $m_{H^0} \sim 100 \text{ GeV}$
 - Le LEP ($e^+ e^-$) pose une limite purement cinématique de
 - $m_{H^0} > 114 \text{ GeV}$
 - $\rightarrow \sqrt{s}|_{\text{LEP}} = 209 \text{ GeV}$
 - $\rightarrow m_Z = 91 \text{ GeV}$
 - puisqu'on observe par le H^0 , on doit avoir $m_{H^0} > \sqrt{s}|_{\text{LEP}} - m_Z \approx 114 \text{ GeV}$ (corrections prises en compte)
- Le LHC est donc optimisé pour découvrir H^0 entre 100 GeV et 1 TeV.

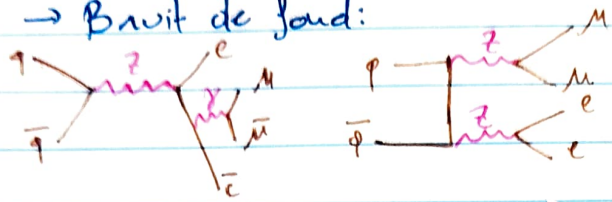
5.15 Observation du H^0 au LHC

→ Mode de désintégration le plus facile à identifier :

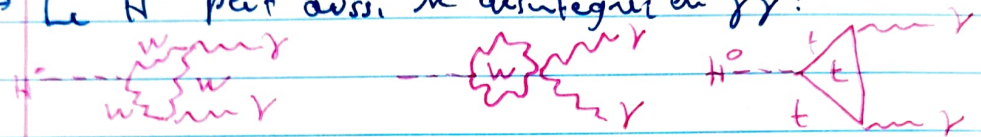
$$p + p \rightarrow H^0 \rightarrow Z^0 + Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- + \mu^+ \mu^-$$

→ La mesure de $CM(\mu^+ \mu^-)$ permet de sélectionner la présence de 2 Z^0 . Celle $CM(\mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-)$ de calculer la masse du H^0 .

→ Bruit de fond :



→ Le H^0 peut aussi se désintégrer en $\gamma\gamma$:



→ Observé par CMS et ATLAS à la $\hat{m}$ masse que les $4\ell^\pm$.

→ Le 4 juillet 2012 : annonce de la découverte :

→ de spin 0

→ parité positive

→ couplant à masse des particules.

→ On définit $\mu \equiv \sigma / \sigma_{MS}$ un paramètre de vérification du MS.

→ Toutes les mesures sont compatibles.