

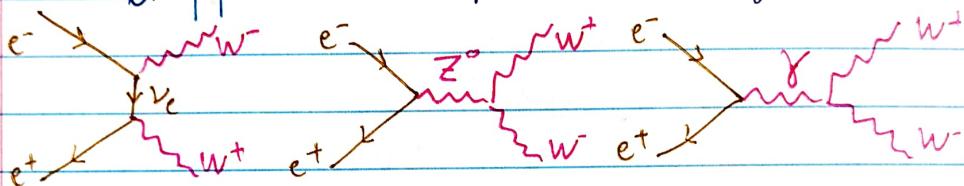
# 5 INTERACTION ELECTROFAIBLE

## 5.1 Introduction

- On veut unifier la QED et la théorie de l'interaction faible:
  - $\alpha_W \sim \alpha_{\text{em}}$
  - $W^\pm$  chargé: sensible à  $\alpha_{\text{em}}$ .
  - 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, il y a 3 diagrammes  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ :



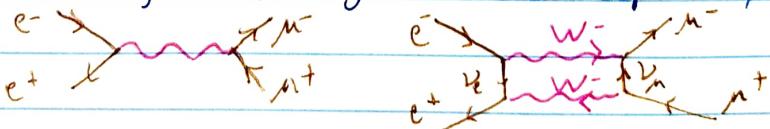
→ A l'époque, le calcul de la section efficace était fait sans  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow W^+W^-$  car le  $Z^0$  n'était pas connu. Or, sans ce diagramme, cela donnait une section efficace qui augmentait sans limite avec l'énergie, jeudi  $\#(W^+W^-) > \#(e^+e^-)$ .

↳ Il manque un diagramme qui doit conduire à un interférence négative:  $|cm_V + cm_\chi + cm_Z|^2 < |cm_V + cm_\chi|^2$

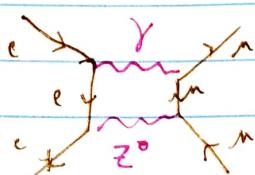
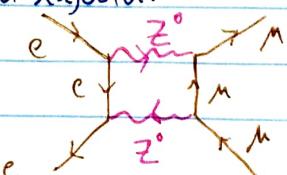
Il faut en plus que les couplages  $\alpha_W$ ,  $\alpha_{\text{em}}$  et  $\alpha_Z$  soit liés.

- 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:



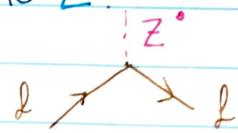
Il faut rajouter:



## 5.3 Propriétés des CN

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

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

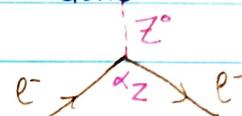
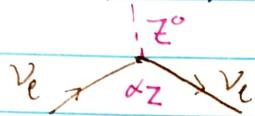


→ On interdit:

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

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

→ Pour les leptons, les vertex sont donc



↳ Même constante de couplage  $\alpha_Z$  en vertu de l'universalité leptique

### ① Flavour changing neutral current:

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

soit  $d, s, b$  les états du marr de l' $T_f$  et  $d', s', b'$  les états propres de l' $T'_f$ . Alors  $d'd'Z_0 + ss'Z_0 + bb'Z_0 = ddZ_0 + ssZ_0 + bbZ_0$ .

Preuve: On avec 2 générations de quarks seulement:

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

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

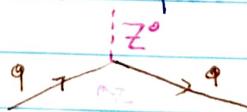
$$ss'Z_0 = (-ds \sin \theta_c + s \cos \theta_c)(-ds \sin \theta_c + s \cos \theta_c) Z^0$$

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

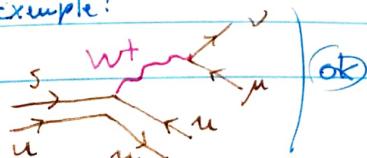
$$\hookrightarrow d'd'Z^0 + ss'Z^0 = ddZ^0 + ssZ^0$$

□

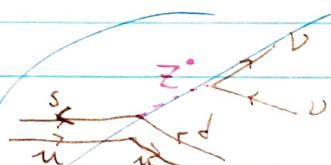
→ Les 6 vertex concernant les quarks sont donc:



→ Exemple:



intégrer  
(No FCNC)



## 5.4 La découverte des CN

- Observation en 1973. Difficile car distinguer un  $Z^0$  et un  $\gamma$  est compliqué. On considère alors que les interactions avec des neutrinos  $\nu$ , qui n'interagissent que avec l'Iff.

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



- Dans la même expérience, on observe aussi: la réaction neutrino-gauche:  $\nu_n + N \rightarrow \nu_n + X$  (sans  $\mu^-$  dans l'état final). On mesure que  $\sigma[\nu_n + N \rightarrow \nu_n + X] \approx \frac{1}{3} \sigma[\nu_n + N \rightarrow \mu^- + X]$  →  $\sigma$  de un ordre de grandeur ⇒ nouveau type d'Iff (et non un processus du 2<sup>e</sup> ordre).
- Prix nobel pour Glashow, Weinberg et Salam en 1979 pour la théorie électrofaible.

## 5.5 Contraintes d'unification

- Dans le cas de l'Iff à CC, le couplage du fermion au  $W$  est tjs 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 axiale, qui dépendent de la nature du fermion  $f$  impliqué.

DEF

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

$f$	$C_V$	$C_A$
$e, \nu_e, \bar{\nu}_e$	$1/2$	$1/2$
$e^-, \mu^-, \tau^-$	$-1/2 + 2 \sin^2 \theta_W$	$-1/2$
$u, c, t$	$-1/2 - 4/3 \sin^2 \theta_W$	$1/2$
$d, s, b$	$-1/2 + 2/3 \sin^2 \theta_W$	$-1/2$

avec le lien entre l' $I_F$  à CC, à CN et l' $I_{em}$ :

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

→ 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 as dans les calculs de section efficace. Elle relie les charges électriques de tout les fermions:

$$\sum_e Q_e + 3 \sum_q Q_q = 0$$

## 5.6 Prediction de la masse des $W$ et $Z$

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

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

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

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

→ Les masses de  $W$  et  $Z$  peuvent être prédites par  $\theta_W$  !

→ On peut faire la même approximation des interactions ponctuelles pour les CN :  $\frac{4\pi \alpha_Z}{M_Z^2} = \frac{8}{\sqrt{2}} G_Z$

$$\hookrightarrow \text{On a alors } \frac{G_Z}{G_F} = \frac{M_W^2 g_Z^2}{M_Z^2 g_W^2} = \sin^2 \theta_W$$

$\hookrightarrow$  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  $\leftrightarrow$  charge d'un unique  $W$ )

→ Le désaccord s'explique en considérant les diagrammes d'ordre supérieur, 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 Meyer en 1994.

→ Au SpS, les processus élémentaires produisant un  $W$  ou un  $Z$

$$u \xrightarrow[J]{} W^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e \quad \bar{u} \xrightarrow[J]{} Z^0 \rightarrow e^+ + e^-$$

$$d \xrightarrow[\bar{u}]{} W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e \quad \bar{d} \xrightarrow[J]{} Z^0 \rightarrow e^+ + e^-$$

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

$\hookrightarrow$  Les partons ( $u, d, \dots$ ) n'emporte qu'une fraction de l'impulsion du proton  $\rightarrow$  Système Labo  $\neq$  Système CM  $\rightarrow e$  et  $\nu$  pas doré à dos.

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

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

47.

↳ la reconstitution de la masse apd la masse invariante

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

Sa distribution de  $M^2$  est une distribution de Breit-Wigner de paramètres  $M_Z$  et  $\Gamma_Z$ .

→ On sélectionne les candidats :

→ 2 leptons de même nature,  $e$  ou  $\mu$ , 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  $E_T^{\text{miss}} = |\sum \vec{p}_T|$

↳ On ne peut pas reconstruire  $M_W$ , mais on peut reconstruire la masse transversale  $M_T$ .

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

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

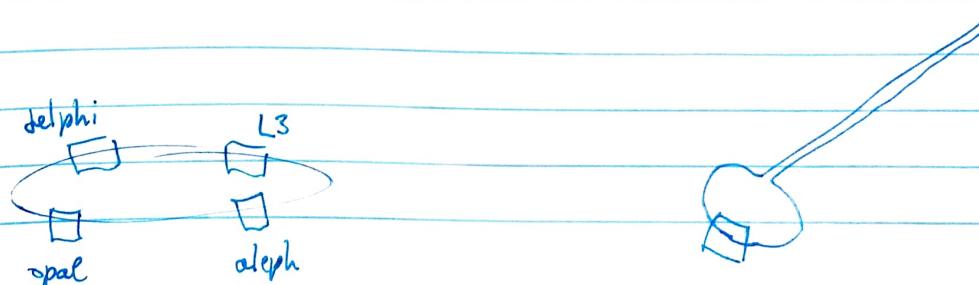
### ③ Conclusions :

→ Les observations des bosons  $W$  et  $Z$  au Sp̄S en 1982-83 ont montré des masses en accord avec la théorie électrofaible (prédictions à partir 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  $Z^0$  couplé avec tout les fermions  $\Rightarrow$  En QED, il peut être remplacé par un  $\gamma$ . On a :

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

À basse énergie :  $q^2 \ll M_Z^2 \rightarrow$  QED domine

À haute énergie :  $q^2 \gg M_Z^2 \rightarrow$  comparable

À  $q^2 = M_Z^2$  : divergence!

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

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

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

↳ La probabilité évolue selon :

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

On a donc remplacer le masse  $m$  par  $m - i\Gamma/2$

↳ Remplacement 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 :

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

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  $\sigma \propto |eM_Z + eM_\gamma|^2$

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

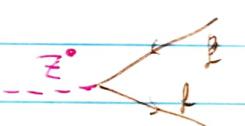
- La masse et la largeur du  $Z^0$  sont déterminés à partir de la force mesurée de la section efficace (fitting).
- Il faut tenir compte des diagrammes ISR (=Initial State Radiation) où un  $\gamma$  est radié par un  $e^\pm$  incident. L'énergie de cet  $e^\pm$  devient alors:  $E' = E - E_\gamma$ 
  - ↳ Les ISR réduisent l'énergie du SCM pour une fraction des interactions.
- La  $\sigma$  s'obtient par une convolution
 
$$\sigma_{\text{meson}}(s) = \int \sigma(s') f(s, s') ds'$$
 où  $f(s, s')$  est la distribution de proba de passer d'une énergie  $s \rightarrow s'$ .
  - ↳ Les ISR étant de la QED,  $f(s, s')$  peut être calculé précisément

## ③ Prédiction du $\Gamma_Z$ et des rapports de branchements:

- ? → En négligeant la masse des produits de désintégration:
 
$$j_V^\mu = \frac{-ig}{2\sqrt{2}} \overline{u(p)} j^\mu u(p) \propto gE = gM$$

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

$\Gamma \propto |CM|^2 \propto g^2 M^2$


- La règle d'or de Fermi pour un désintégration à 2 corps donne  $\Gamma(M \rightarrow f\bar{f}) \propto |CM|^2/M \sim \Gamma(M \rightarrow f\bar{f}) \propto g^2 M$
- ↳ On peut montrer que  $\Gamma(Z \rightarrow f\bar{f}) = \frac{g_Z^2}{48\pi} M_Z (c_\nu^2 + c_\lambda^2)$

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

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

$$\Gamma_Z = \sum_f \Gamma(Z \rightarrow f\bar{f}) = 3 \underbrace{\Gamma(Z \rightarrow \nu\bar{\nu})}_{3 \text{ familles de } \nu} + 3 \underbrace{\Gamma(Z \rightarrow e\bar{e})}_{3 \text{ familles de } e} + 3.3 \underbrace{\Gamma(Z \rightarrow d\bar{d})}_{3 \text{ charges de couleur}} + 3.2 \underbrace{\Gamma(Z \rightarrow u\bar{u})}_{}$$

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

- $e^-$ : gerbe électromagnétique dans le calorimètre ému
- $\mu^+$ : signaux dans les chambres à  $\mu^+$  + trace
- quarks: jets de hadrons.

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

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

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

Si on connaît  $M_Z$  et  $\Gamma_Z$ , la mesure de  $\sigma^0$  détermine  $\Gamma_e$

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

### ① Le nombre de familles de neutrinos :

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

↳ On peut tester cette hypothèse en estimant le # de  $\nu$   $N_\nu$

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

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

On obtient  $N_\nu = 2,984 \pm 0,003$

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

On a fait l'hypothèse que

- i)  $\nu_4$  couple au  $Z$
- ii)  $M_4 < \frac{M_Z}{2}$

## 5.10 Rôle des états de chiralité dans l'unification

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

→ QED purement vectoriel ( $\gamma^\mu$ )

→ 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:

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

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

### ③ Calcul des courants:

→ Soit  $e \equiv u_e(p)$  et  $\nu \equiv u_\nu(p)$ . La contribution du vertex leptonnique à CC à l'amplitude CM 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:  $e^- + l \rightarrow e^- + l$ ), on écrit :

$$n = n_L + n_R . \text{ Dès lors :}$$

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

Les termes croisés tombent car  $P_L P_R = 0$

↳ Le courant é-m couple seulement les composantes gauches entre elles, et droites entre elles.

## ⑥ Signification physique des opérateurs $P_L$ et $P_R$ :

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

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

$$= \left( \frac{1 + \gamma^5}{2} \right) \xi \psi = \xi \psi_L$$

$$\text{De même, } P\psi_R = \xi \psi_R$$

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

→ Pour des particules de masse non nulle,  $\chi_L$  et  $\chi_R$ , une particule crevée gauche peut évoluer dans le temps vers un état de chiralité droite. Dans la représentation de Weyl:

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

$$\psi_R = P_R \psi = \begin{pmatrix} 0 \\ \chi_R \end{pmatrix}$$

↪  $\chi_L$  et  $\chi_R$  sont les spinors de Weyl.

## ⑦ Spineurs et équations de Weyl:

→ L'équation de Dirac  $(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0$  nous 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  $m \neq 0$ ,  $\chi_L$  et  $\chi_R$  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:

$$\hat{h} = \vec{S} \cdot \vec{\sigma} \cdot \vec{\tau}_p \text{ de sorte } h = \pm S$$

Projecteur d'hélicité:

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

↳ hélicité observable:

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

Projecteur chiraux:

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

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

↳ chiralité non observable

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

→ Les projecteurs d'hélicité peuvent s'écrire:

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

En effet:  $(\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi = 0$  est une valeur propre:

$$(E - \gamma^0 p_0 - m) \psi = 0 \Rightarrow (\bar{\gamma} \cdot \bar{p}) \psi = (E - m) \psi \parallel \gamma^0 \gamma^i$$

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

$$(\vec{\sigma} \cdot \vec{\tau}_p) \psi = [\gamma^i (E - \gamma^0 m)] \psi$$

↳ Pour  $m \ll E$ , on a:

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

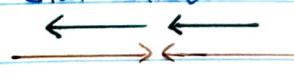
→ Pour des neutrinos de masse nulle, l'hélicité et la chiralité sont identiques.

## 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.

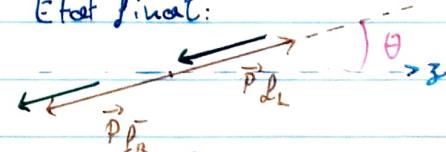
→ ex:  $e^- e^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow l_L \bar{l}_R$

Etat initial:



$$J_Z = S_Z = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = -1$$

Etat final:



$$\text{Cas limite: } \begin{cases} \theta = 0 \rightarrow J_Z = -1 & \text{OK} \\ \theta = \pi \rightarrow J_Z = +1 & \text{ER} \end{cases}$$

→ On peut montrer que la section efficace différentielle est :

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

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

$$e_L^- \gamma_\mu e_L^+ = \bar{n}_L \gamma_\mu n_L = \bar{n}_R \gamma_\mu n_R = \bar{n}_R p_L \gamma_\mu p_R = 0$$

↳ 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.

$$\text{↳ Notons } \Gamma_e \equiv \Gamma(e^- e^- \rightarrow Z) \quad \text{et} \quad \Gamma_Z \equiv \Gamma(Z^0 \rightarrow f f)$$

? ↳ Si pas de polarisation des  $e^\pm$ :

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

↳ 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 nomme  $F$ , et vers l'arrière ( $B$ ).

$$\rightarrow \text{on calcule } F \text{ et } B \text{ via } \sigma_{FB} = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\cos \theta} \cdot d\cos \theta$$

DEF

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

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

$$\text{Rappel: } \Gamma(Z \rightarrow f f) = \frac{g_Z^2}{48\pi} M_Z (c_V^2 + c_A^2)$$

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

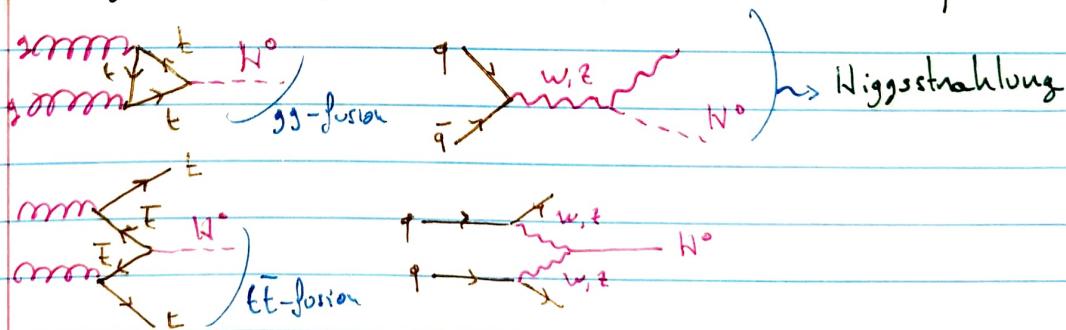
### ③ Mesure de l'asymétrie au LEP:

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

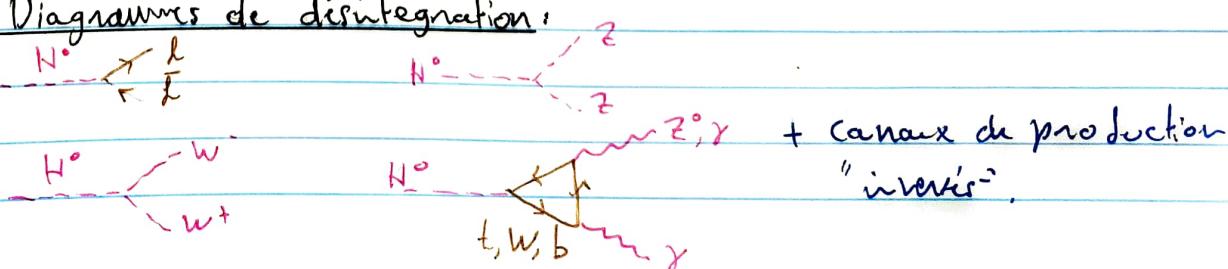
## 5.12 Le boson scalaire $H^0$

- Pour QED et QCD, l'invariance du jauge local suffit car  $M_\phi = M_\gamma = 0$ . Mais pour l'I $\!\!\!f$ ,  $M_{W^\pm} \neq 0 \neq M_Z$ . 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  $H^0$  couvre aux fermions proportionnellement à leur masse, et aux bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$ .  
↳ Rôle prépondérant du quark t et explique l'abondance de diagramme de production impliquant le  $\gamma$ .

### ④ Diagrammes de production: (collisionneur hadronique)

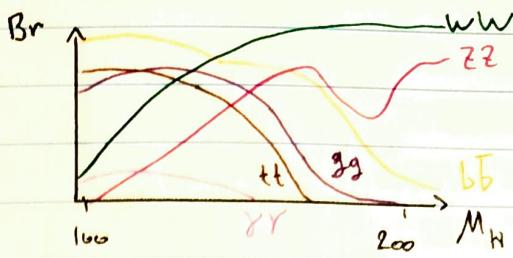


### ⑤ Diagrammes de désintégration:



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

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



## 5.13 Le Tevatron et le LHC

- Tevatron (Fermilab): entre 2002 et 2011,  $\sqrt{s} \approx 2$  TeV
- LHC (ATLAS et CMS):开端于 2010;  $\sqrt{s} \approx 7$  TeV puis 13 TeV  
Luminosité intégrée:  $\int \mathcal{L} dt = 140 fb^{-1}$   
Sensibilité jusqu'à  $m_H = 600$  GeV

### ④ Le Tevatron: p- $\bar{p}$

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

### ⑤ Le LHC: p-p

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

**DEF** Le pile-up est la superposition de plusieurs interaction par coïncidence

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

## 5.14 CMS

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

### ① Mesure des Sections efficaces:

$$\rightarrow \sigma = \frac{N_{\text{br}} - N_{\text{bruit}}}{A \cdot \epsilon \cdot \int R \cdot dt}$$

- Grâce à CMS, on améliore les mesures de sections efficaces, on teste le MS.
- Mesure des  $\sigma$  des dibosons ( $WW$ ,  $WZ$ ,  $ZZ$ ).

### ② Avant le LHC:

- Test de la consistence du MS:
  - Les mesures du modèle posent des contraintes sur d'autres mesures à cause des corrections dans la boucle  
On prend  $m_{H^0} \approx 100 \text{ GeV}$
  - Le LEP ( $e^+ e^-$ ) pose une limite purement cinétique de  $m_{H^0} > 114 \text{ GeV}$   

$$m_{H^0} > \sqrt{s}|_{\text{LEP}} = 209 \text{ GeV}$$
$$\rightarrow m_Z = 91 \text{ GeV}$$

Puisqu'on obtient par le  $H^0$ , on doit avoir

$$m_{H^0} > \sqrt{s}|_{\text{LEP}} - m_Z \approx 114 \text{ GeV}$$
 (correction prise en compte)
- Le LHC est donc optimisé pour découvrir  $H^0$  entre 100 GeV et 1 TeV.

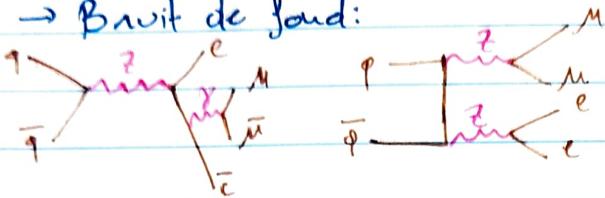
## 5.15 Observation du $H^0$ au LHC

→ 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  $CM(\mu^+ \nu \mu^+ \nu)$  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 même 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  $\mu \equiv \alpha / \alpha_{MS}$  un paramètre de vérification du MS.

→ Toutes les mesures sont compatibles.