CH3 MODÈLE STANDARD : INTERACTION E-M ET FAIBLE POUR LES LEPTONS

3.1 Leptons

① 6 particules de spin 1/2 :

	Q	spin	masse	τ
e^-	-1	1/2	0,5 MeV	∞
μ^-	-1	1/2	100 MeV	10^{-6} s
τ^-	-1	1/2	1800 MeV	10^{-13} s
ν_e	0	1/2	petit	on $\tau(\nu)=\infty$, les 2 autres
ν_μ	0	1/2	petit	sont très long
ν_τ	0	1/2	petit	

② Pas d'interaction forte :

→ Les temps de désintégration sont bcp plus grand que le temps de vie typique de transition forte ($\tau(\rho \to \pi\pi) \sim 10^{-24}$ s)

2 exemples : $\mu^- \to e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e \Rightarrow \tau_\mu \sim 10^{-6}$ s

$\tau^- \to e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e \Rightarrow \tau_\tau \sim 10^{-13}$ s

→ Pour d'autres processus également, il est nécessaire d'introduire une nouvelle force "faible"

2 exemples : $n \to p\, e^- \bar{\nu}_e$

$\pi^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu$

③ Fermi four-fermion interaction :

DEF Le Lagrangien de Fermi (1933) est proposé pour décrire cette nouvelle force, entre 4 fermions :

$$\mathcal{L}_F \equiv -\frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{p}\gamma_\mu n)(\bar{e}\gamma^\mu \nu) + h.c \qquad \bar{p} \equiv \bar{\Psi}_p \,;\, \nu \equiv \Psi_\nu ; \ldots$$

avec G_F la constante de Fermi.

→ Dans les années 50, la violation de la parité de plusieurs processus élargissent $\mathcal{L}_F$:

$$\mathcal{L}_F = -\frac{4}{\sqrt{2}} G_F (\overline{\nu_{\mu L}} \gamma_\mu \mu_L)(\overline{e_L} \gamma^\mu \nu_{eL}) + h.c. \qquad \mu^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$$

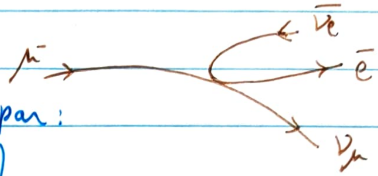
$$-\frac{4}{\sqrt{2}} G_F (\overline{\nu_{eL}} \gamma_\mu e_L)(\overline{e_L} \gamma^\mu \nu_{eL}) + h.c. \qquad \nu_e e^- \to e^- \nu_e$$

$$-\frac{2}{\sqrt{2}} G_F (\bar{p} \gamma_\mu (1-\lambda\gamma_5) n)(\overline{e_L} \gamma^\mu \nu_{eL}) + h.c. \qquad n \to p e^- \bar{\nu}_e$$

↳ Même constante G_F, même structure (courant chargé) x (courant chargé)

↳ même origine ?

→ exemple : pour $\mu^- \to \bar{\nu}_e e^- \nu_\mu$:



L'amplitude de transition est donnée par :

$$\mathcal{M} = -i\frac{4}{\sqrt{2}} G_F (\overline{\nu_{\mu L}} \gamma_\mu \mu_L)(\overline{e_L} \gamma^\mu \nu_{eL})$$

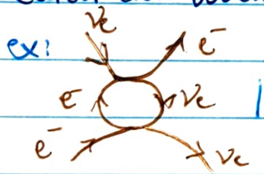
$$\Rightarrow \frac{1}{\tau} = \Gamma = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi}$$

→ Problèmes de la théorie :

① Non renormalisable : opérateur de dim = 6

↳ Calcul des boucles inconsistant

ex :



$$|\mathcal{M}|^2 \sim \int d^4k \, \frac{k}{k^2}\frac{k}{k^2} \sim \int_0^\infty dk^2 = \infty$$

② Brise l'unitarité :

ex : $\sigma(\nu_e e^- \to \nu_e e^-) \sim \frac{G_F^2 s}{\pi} \xrightarrow[s\to\infty]{} \infty$ ce qui ne respecte pas la conservation de la proba : $\sim < 16\pi/s$

↳ Nouvelle physique vers $s \sim \frac{4\pi}{G_F} \sim 500$ MeV ?

3.2 QED

→ Structure en courant également (⟺ en $\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$) mais linéaire en les courants (pas quadratique) : $\mathcal{L}_{em} \ni A_\mu \hat{j}^{\mu}_{em} = A_\mu \bar{\psi}\gamma^\mu\psi$

↳ Interaction e-m : échange d'une particule vecteur

→ Découle d'une théorie de jauge.

↳ Pourrait-on expliquer l'interaction faible par l'échange d'un champ de jauge vectoriel ?

⊙ **Hypothèse :**

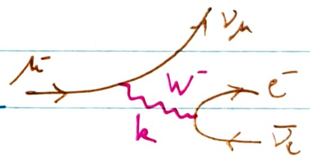
→ Linéarisation : $\mathcal{L} \ni \frac{g}{\sqrt{2}}\left(J^+_\mu W^{+\mu} + J^-_\mu W^{-\mu}\right)$ 4-dim interaction

où $J^+_\mu \equiv \bar{\nu}_{eL}\gamma_\mu e_L + \bar{\nu}_{\mu L}\gamma_\mu \mu_L$ et $J^-_\mu = (J^+_\mu)^\dagger = \bar{e}_L\gamma_\mu\nu_{eL} + \bar{\mu}_L\gamma_\mu\nu_{\mu L}$

→ Bosons massif : $m_{W^\pm} \neq 0$

→ exemple :

$\mathcal{M} = (i)^2 \cdot \frac{g^2}{2}\left(\bar{\nu}_{\mu L}\gamma^\mu\mu_L\right)\left(\bar{e}_L\gamma^\nu\nu_{eL}\right)\cdot(-i)\frac{g_{\mu\nu}-\frac{k_\mu k_\nu}{m_W^2}}{k^2-m_W^2}$



$= -i\frac{g^2}{2}\frac{1}{m_W^2}\left(\bar{\nu}_{\mu L}\gamma^\mu\mu_L\right)\left(\bar{e}_L\gamma_\mu\nu_{eL}\right)$ pour $m_W^2 \gg k^2$

↳ Même courant que Fermi avec $\frac{4G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{2m_W^2}$ si

→ Comment faire interagir $W^\pm$ via une symétrie de jauge ?

↳ Pas en jaugeant $U(1)$, puisque $\exists!$ A_μ qui est neutre car auto conjugué.

→ Il faut essayer un groupe plus compliqué.

3.3 SU(2)

→ SU(2) possède 3 générateurs : $\vec{\tau} = \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -i \\ +i & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \right\}$. Il y aura donc 3 champs de jauge : $\{A_\mu^a\}_{a=1}^3 \equiv W_\mu^a$

⊙ Structure chirale :

→ Pour coupler aux W_μ^a, les leptons doivent être dans un multiplet. Le plus simple est un doublet de $SU(2)_L$ (rep. fondamentale) :

DEF On définit les doublets gauches leptoniques L_s selon :
$$L_e \equiv \begin{pmatrix} \psi_{\nu_e L} \\ \psi_{e L} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L^- \end{pmatrix}, \quad L_\mu \equiv \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L^- \end{pmatrix} \text{ et } L_\tau \equiv \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L^- \end{pmatrix}$$

↳ Seuls les champs gauches sont placés en doublets, car on n'a jamais observé $\nu_R \to e_R$ seule. Donc e_R est un singlet de SU(2)

↳ Cette différence entre L et R sous SU(2) est appelée la structure chirale et donnera lieu à la brisure de la parité.

⊙ Lagrangien et localisation :

→ Terme de masse : absent à cause du SU(2) local :
⇝ $\bar{\Psi}_L e_R$ pas SU(2)-invariant ⇝ $m_D = 0$
⇝ $\bar{L}^c L$ pas SU(2)-invariant ⇝ $m_M = 0$
↳ $\propto L^t L \mapsto L^t U^t U L \neq L^t L$

→ Dérivée covariante :
$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ig \frac{\tau}{2} \cdot W_\mu \qquad \text{comme avant}$$

→ Le Lagrangien (libre) général invariant s'écrit :
$$\mathcal{L} = \sum_{s=e,\mu,\tau} \bar{L}_s \, i \not{D} L_s - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu}$$
$$= (\overline{\nu_{eL}} \ \overline{e_L^-}) \, i\not{D} \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L^- \end{pmatrix} + (\mu, \tau) - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu}$$

→ Regardons la partie d'intéraction :

$$\mathcal{L}_{I,e} \propto \bar{L}_e \, g \, \frac{\tau}{2} \cdot W_\mu \gamma^\mu L_e = (\bar{\nu}_{eL} \; \bar{e}_L) \, g \, \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a \gamma^\mu \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$$

$$= (\bar{\nu}_L \; \bar{e}) \frac{g}{2} \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} W_\mu^1 + \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} W_\mu^2 + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} W_\mu^3 \right\} \gamma^\mu \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$$

$$= \frac{g}{2} \bar{L}_e \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \gamma^\mu \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left(\frac{W_1^\mu + iW_2^\mu}{\sqrt{2}} \right) \overbrace{\bar{e}_L \gamma_\mu \nu_L}^{\equiv J_\mu^-}$$

$$+ \frac{g}{\sqrt{2}} \left(\frac{W_1^\mu - iW_2^\mu}{\sqrt{2}} \right) \underbrace{\bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L}_{\equiv J_\mu^+} + \frac{g}{2} W_3^\mu \left(\bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L - \bar{e}_L \gamma_\mu e_L \right)$$

DEF | On définit les bosons chargés de l'I.f. W selon

$$W_\mu^\pm \equiv \frac{W_\mu^1 \mp W_\mu^2}{\sqrt{2}}$$

⊙ Théorie $SU(2)_L \times U(1)_Y$:

→ On obtient un courant neutre $\mathcal{L} \ni \frac{g}{2} W_\mu^3 (\bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L + \bar{e}_L \gamma^\mu e_L)$.
Mais ce n'est pas la lumière car W_μ^3 ne couple pas aux e_R, alors qu'il couple aux ν_e qui n'ont pas de charge électrique.
↳ Il faut un $U(1)$ local supplémentaire.

Rappel : $\mathcal{L}_{em} \ni -A_\mu (\bar{\psi}_{e_L} \; \bar{\psi}_{e_R}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} \psi_{e_L} \\ \psi_{e_R} \end{pmatrix}$

DEF | On introduit l'hypercharge Y et son champ associé B_μ.
Son tenseur d'intensité est $B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$

→ La dérivée covariante devient :

$$D_\mu \mapsto D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\tau}{2} \cdot W_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu$$

→ Le Lagrangien devient :

$$\mathcal{L} = \sum_s \bar{L}_s \, i\not{D} \, L_s + \bar{s}_R \, i\not{D} \, s_R - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

où $s \in \{e, \mu, \tau\}$

avec : $D_\mu L_s = \left(\partial_\mu - ig \frac{\tau}{2} \cdot W_\mu - ig' \frac{Y_{Ls}}{2} B_\mu \right) L_s$

$D_\mu s_R = \left(\partial_\mu - ig' \frac{Y_{sR}}{2} B_\mu \right) s_R$

pas de couplage W car couplage doublet - right impossible.

→ Le terme d'interaction à courant neutre du Lagrangien devient :

$$\left.\begin{aligned} \mathcal{L} \ni\ & \tfrac{1}{2}\{g W_\mu^3 + g' Y_{L\ell} B_\mu\} \overline{\nu_{eL}} \gamma^\mu \nu_{eL} \\ & - \tfrac{1}{2}\{g W_\mu^3 + g' Y_{L\ell} B_\mu\} \overline{e_L} \gamma^\mu e_L \\ & + \tfrac{1}{2} g' Y_{R\ell} B_\mu \overline{e_R} \gamma^\mu e_R \quad + (\mu, \tau) \end{aligned}\right\} (*)$$

↳ Est-ce que ce terme contient l'électro-magnétisme ? oui !

On cherche un terme de la forme :

$$\mathcal{L} \ni e A_\mu \{ Q_e (\overline{e_L} \gamma^\mu e_L + \overline{e_R} \gamma^\mu e_R) + 0 \cdot \overline{\nu_L} \gamma^\mu \nu_L \}$$

Il faut alors effectuer une combinaison linéaire de W_μ^3 et B_μ. On pose alors :

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

où θ_W est angle de Weinberg

↳ On injecte dans (*) en ne gardant que les termes $\propto A_\mu$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \ni\ & \tfrac{1}{2}(g \sin\theta_W + g' Y_{L\ell} \cos\theta_W) A_\mu \overline{\nu_{eL}} \gamma^\mu \nu_{eL} \\ & - \tfrac{1}{2}(g \sin\theta_W + g' Y_{L\ell} \cos\theta_W) A_\mu \overline{e_L} \gamma^\mu e_L \\ & + \tfrac{1}{2} g' Y_{R\ell} \cos\theta_W A_\mu \overline{e_R} \gamma^\mu e_R \end{aligned}$$

On a alors 3 conditions :

→ $Q(\nu_L) = 0$: $g \sin\theta_W + g' Y_{L\ell} \cos\theta_W = 0$ (1)

→ $Q(e_L) = -1$: $e Q_e = -\frac{1}{2}(g \sin\theta_W - g' Y_{L\ell} \cos\theta_W)$ (2)

→ $Q(e_R) = -1$: $e Q_e = +\frac{1}{2} g' \cos\theta_W Y_{eR}$ (3)

↳ (1) + (2) $e Q_e = -\frac{2}{2} g \sin\theta_W \rightsquigarrow e = g \sin\theta_W$

(1)+(2)+(3) $e = -g' Y_{L\ell} \cos\theta_W = -\frac{1}{2} Y_{R\ell} \cos\theta_W \rightsquigarrow Y_{eR} = 2 Y_{eL}$

DÉF La normalisation de $U(1)_Y$ est $Y_{L\ell} \equiv -1$

↳ Ainsi $Y_{eR} = -2$ et (1) $\Rightarrow g' = g \tan\theta_W \Leftrightarrow \sin\theta_W = \dfrac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$

$\Leftrightarrow \cos\theta_W = \dfrac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$

↳ (2) ⇒ $e Q = T_3\, g \sin\theta_W + \frac{g'}{2} \cos\theta_W \cdot Y$

$$= \underbrace{g \sin\theta_W}_{e} \left(T_3 + \frac{Y}{2}\right)$$

Prop — La loi de conservation de l'isospin faible lie la charge électrique Q, l'isospin faible T_3 et l'hypercharge faible Y_W selon

$$Q = \underbrace{T_3}_{\sim = \tau_3} + \frac{1}{2} Y_W$$

DEF — Le Lagrangien électro-faible $\mathcal{L}_{EW}$ proposé par Weinberg, Salam et Glashow (aussi appelé $\mathcal{L}_{GWS}$) est :

$$\mathcal{L}_{EW} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^{a} W_{a}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

$$+ \sum_{s=e,\mu,\tau} \{ \bar{L}_s i \not{D} L_s + \bar{s}_R i \not{D} s_R \}$$

s : saveur

avec $D_\mu \equiv \partial_\mu - ig \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu$

↳ Ce $\mathcal{L}_{EW}$ contient l'interaction e-m, l'interaction de Fermi et prédit un nouveau boson de jauge neutre : le Z_μ.

On cherche à mettre le $\mathcal{L}$ sous la forme :

$$\mathcal{L} \ni Z_\mu . g_Z \sum_s Q_s \bar{\psi}_s \gamma^\mu \psi_s$$

→ On a :

$$\mathcal{L}_{EW}^{I} = (\bar{\nu}_s \, \bar{s}_L)\left(g \frac{\tau_3}{2} W_\mu^3 + g' \frac{Y_L}{2} B_\mu\right)\begin{pmatrix} \nu_s \\ s_L \end{pmatrix} + \bar{s}_R \left(+g' \frac{Y_R}{2} B_\mu\right) s_R$$

$$= \left(g T_3(\nu) W_\mu^3 + g' \frac{Y_L}{2} B_\mu\right) \overbrace{\bar{\nu}_s \gamma^\mu \nu_s}^{\equiv J_\nu^\mu} + \left(g T_3(s_L) W_\mu^3 + g' \frac{Y_L}{2} B_\mu\right) \overbrace{\bar{s}_L \gamma^\mu s_L}^{\equiv J_L^\mu}$$

$$+ g' \frac{Y_R}{2} B_\mu \overbrace{\bar{s}_R \gamma^\mu s_R}^{\equiv J_R^\mu}$$

Or, $T_3(\nu) = 1/2 = -T_3(s_L)$ et $Y_L = -1 ; -2 = Y_R$

et $\begin{pmatrix} W \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c & s \\ -s & c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix}$;

$$= \left(\frac{g}{2} c\theta_W . Z_\mu + \frac{g'}{2} s\theta_W Z_\mu\right) J_\nu^\mu + \left(-\frac{g}{2} c\theta_W Z_\mu + \frac{g'}{2} s\theta_W Z_\mu\right) J_L^\mu + g' s\theta_W Z_\mu J_R^\mu$$

$\frac{g'}{g} = \tan\theta_W$ →

$$= \frac{g Z_\mu}{\cos\theta_W} \left\{ \frac{1}{2}(c^2\theta_W + s^2\theta_W) J_\nu^\mu + \frac{1}{2}(-c^2\theta_W + s^2\theta_W) J_L^\mu + s^2\theta_W J_R^\mu \right\}$$

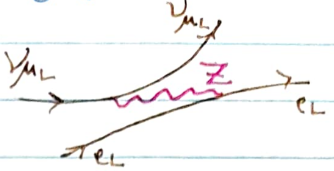
$$= \frac{g Z_\mu}{\cos\theta_W} \left\{ \frac{1}{2} J_\nu^\mu + \left(-\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W\right) J_L^\mu + \sin^2\theta_W J_R^\mu \right\}$$

DEF — On définit alors :

$$g_L^\nu \equiv T_3(\nu) = \frac{1}{2}, \quad g_L^s \equiv T_3(s_L) + \sin^2\theta_W = -\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W \quad \text{et} \quad g_R^s \equiv T_3(s_R) + \sin^2\theta_W = \sin^2\theta_W$$

→ Confirmation de ce Z_μ en 1973 au CERN (gargamelle):

↳ Reaction $\nu_\mu + e^- \to \nu_\mu + e^-$ seulement possible via l'échange d'un Z_μ car leptons neutres et de 2 générations differentes.



⊙ Commentaires:

① Couplage e-m composite:

→ Le couplage de l'I_{em} est composé d'une combinaison de paramètres:

$$e = g \sin\theta_W = \frac{g g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

② g et g' indépendants

→ Le Lagrangien $\mathcal{L}_{EW}$ est une combinaison de 2 interactions indépendantes, elles ne se mélangent pas. L'I_{em} et l'I_f sont 2 combinaisons de 2 interactions (W_μ^a, B_μ) indépendantes

⇒ Pas d'unification électrofaibles!

③ Symétrie accidentelle:

→ L'électron droit e_R et gauche e_L ont la même charge Q_e. Or, $Y_{e_L} \neq Y_{e_R}$ et $T_3(e_L) \neq T_3(e_R)$. Cependant, on a la relation de Gellman-Nishijima $Q = T_3 + Y/2$. Pourquoi?

④ Massifier les leptons chargés:

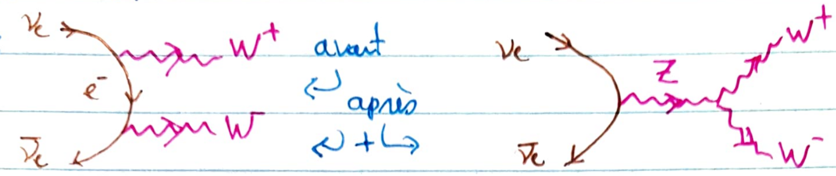
→ La symétrie $Q_{e_L} = Q_{e_R}$ va permettre de former un fermion de Dirac massif à partir de e_L et e_R :

Pour le moment, on a $m_e = 0$.

⑤ Unitarité :

→ L'ajout d'un courant neutre permet la conservation de la probabilité ($S^\dagger S = 1$)

→ Ex :



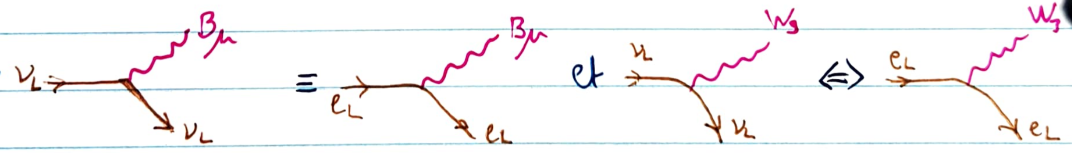
$\sigma(\nu\bar{\nu} \to W^+W^-) \propto E_\nu^2$
↳ proba non conservée

En prenant en compte les 2 canaux, on trouve $\sigma(\nu_e\bar{\nu}_e \to W^+W^-) \propto$ constante

⑥ Théorie GWS :

→ Pour le moment, la masse du W est nulle (alors que dans Fermi, $m_W \neq 0$)
↳ Alors (W, B) sont tout autant des états physiques (ie états propres de masse) que (Z, A)
↳ De plus, (W^1, W^2, W^3) est un triplet de $SU(2)_L$, donc indistingable.
(ie une rotation de (W^1, W^2, W^3) sous $SU(2)_L$ laisse $\mathcal{L}$ invariant)
Ainsi, la distinction entre courants neutres et chargés est non physique !
↳ Alors Q_{em} n'est pas physique

→ Ex :



La seule distinction est $T_3(e_L) = -T_3(\nu_e)$, mais elle disparait lorsqu'on calcul $|\mathcal{M}|^2$

⑦ Terme de masse pour W et Z :

→ Si W, Z sont massifs, $\exists$ un # quantique qui permet de distinguer e_L et ν_L puisque seul e_L interagit avec A_μ. Cependant, un terme de masse explicit dans le Lagrangien brisrait la symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$:

$$\delta\mathcal{L} = -m_W^2 W_\mu^+ W_-^\mu - \frac{m_Z^2}{2} Z_\mu Z^\mu$$. On a 3 problèmes.

ⓐ Problème conceptuel :

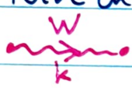
→ Si on permet de briser explicitement la symétrie de jauge, quel est son intérêt ?

→ En plus, les bosons de jauges sont sans masses : ils ont 2 dof.
Si on rajoute un terme de masse, ils ont 3 dof. Comment le justifier ?

ⓑ Incohérence de la théorie :

→ Si la symétrie de jauge est exacte, la théorie reste renormalisable

→ Si terme de masse explicite, on perd la renormalisabilité :



$$\propto \frac{g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / m_W^2}{k^2 - m_W^2} \xrightarrow{k\to\infty} \text{cste} + \mathcal{O}(1/k^2) \qquad (m_W \neq 0)$$

au lieu de $\propto g_{\mu\nu}/k^2 \xrightarrow{k\to\infty} \mathcal{O}(1/k^2)$ $\qquad (m_W = 0)$

→ Dans les boucles, on aura $\int d^4k \, \mathcal{O}(1)$ au lieu de $\int d^4k \, \mathcal{O}(1/k^2)$. Ainsi, les divergences grandissent avec le # de boucle ⇒ pas renormalisable.

ⓒ Problème d'unitarité

→ À nouveau, non unitaire si brisure explicite du groupe de jauge.

⑧ Copies de la même théorie :

→ Il y a 3 copies de la théorie, une par génération : (e^-, μ^-, τ^-).
Pourquoi 3 ? Pas d'explication.