Q nem is lehetne benne, mert nem spúrtalan!

→ tovább 2 féle úton mehetünk

① megváltoztatjuk az ábrázolást, hogy Q is spúrtalan legyen

ν_e, e, E^+ ← nehéz lepton

(Georgi–Glashow modell)

② T_+, T_--hoz T_3-at mint új generátort vesszük

→ 4 generátor van

$\underbrace{T_+, T_-, T_3}_{SU(2)}, Q$

minimális szimm.:

$SU(2) \times U(1)$

$U(1)$ generátor minden T_a-val kell kommutáljon!

⇒ $Q - T_3$

$$Q - T_3 = \int d^3x \left\{ -\frac{1}{2}\left(\nu_{eL}^+ \nu_{eL} + e_L^+ e_L\right) - e_R^+ e_R \right\}$$

$$\left[Q - T_3, T_a\right] = 0$$

$$Y = 2(Q - T_3) \longrightarrow \boxed{Q = T_3 + \frac{Y}{2}}$$

konvenció (semmi nem rögzíti a normálását)

$$\left[Y, T_a\right] = 0$$

⇒ jóslat, hogy van $T_3(t)$ is ⟷ (semleges áram folyamatok)

minimálisan zárható algebra: $G = SU(2)_L \times U(1)$

$A_\mu{}^a \quad a = 1,2,3 \longrightarrow SU(2), \quad B_\mu \rightarrow Y$

$SU(2)_L \times U(1)_Y$

$SU(2)_L$ ↓ gyenge izospin

↓ balkezes mezők

$U(1)_Y$ ↓ gyenge hipertöltés

ii) $\boxed{SU(2)_L \times U(1)_Y \xrightarrow{\text{lesértés}} U(1)\ \text{e.m.}}$ ⇒ 3 tömeges → $W^\pm, Z$

1 0 tömegű → foton

szimmetria sértés

↓

milyen skalármezőt használjunk?

ii) milyen skalármező?

láttuk: ϕ dublet $SU(2)$-t teljesen leséríti , $\phi = \begin{pmatrix}\varphi_1\\ \varphi_2\end{pmatrix}$

$U(1)_Y$-hoz is kell csatolni (ne az maradjon 0 tömegű)

$Y[\phi] = 1$ (minimális választás)

$\phi = \begin{pmatrix}\varphi_1^+\\ \varphi_2^0\end{pmatrix} \in Q = T_3 + \frac{Y}{2}$ e.m. töltés

$\left(T_3\varphi_1 = \frac{1}{2},\ T_3\varphi_2 = -\frac{1}{2}\right)$

$U(1)_{e.m.}$ a sértetlen $\Rightarrow \langle\varphi_2^0\rangle \neq 0$

(a semleges komponensnek lehet csak vákuum értéke, a töltöttet Q eltranszformálná)

$$D_\mu\phi = \left(\partial_\mu - igA_\mu^a\frac{\tau^a}{2} - \frac{i}{2}g'YB_\mu\right)\phi$$

g $SU(2)$
g' $U(1)$ } csatolási állandók (függetlenek)

$V(\phi^+\phi)$ szimm. sértő potenciál:

$$\boxed{V(\phi^+\phi) = -\mu^2\phi^+\phi + \lambda(\phi^+\phi)^2} \quad (\lambda > 0)$$

eddig: $\tilde{V}(\phi^+\phi) = \lambda(\phi^+\phi - a^2)$

vákuum-érték: $\langle\phi\rangle_v = \phi_0 = \begin{pmatrix}0\\ \frac{v}{\sqrt{2}}\end{pmatrix}$; $\boxed{v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}}$

(v, μ^2, λ-t egyszerre használják, holott nem függetlenek)

iii) bozonikus szektor spektruma unitér mértékben

$$\phi(x) = U^{-1}(x)\begin{pmatrix}0\\ \frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}}\end{pmatrix} \qquad U(x) = \exp\left(-i\frac{\vec{\xi}\vec{\tau}}{2}\right)$$

$\xi^a(x)$ valósak $a = 1,2,3$

$\langle\xi^a\rangle = 0 = \langle\eta\rangle$

4 db valós ϕ_i helyett $\eta(x), \xi^a(x)$

unitér mérték: $\phi'(x) = U(x)\phi(x) = \begin{pmatrix}0\\ \frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}}\end{pmatrix} = \frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}}\chi$, $\chi = \begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}$

$U(x) \in SU(2)$ mértéktrf.

$A_\mu^a \to A'^a_\mu$

(vektoroknál a ' elhagyjuk)

$(D_\mu\phi')^+(D^\mu\phi') - V(\phi') = ?$

$V(\phi') = \mu^2\eta^2 + \lambda v\eta^3 + \frac{\lambda}{4}\eta^4 - \text{const.}$

$\nexists$ lin. tag benne $\Leftrightarrow$ $\left(\frac{\partial V}{\partial\eta}\Big|_{\eta=0} = 0 \ \forall\eta\text{-ra}\right)$

$(D_\mu\phi')^+(D^\mu\phi') \to \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)^2$

$\to \eta(x)$ tömeges skalár (Higgs bozon!)

vektorbozon tömegmátrix?

$$\frac{v^2}{2}\chi^+\underbrace{\left(\frac{g}{2}\tau^aA_\mu^a + \frac{g'}{2}B_\mu\right)\left(\frac{g}{2}\tau^bA^{b\mu} + \frac{g'}{2}B^\mu\right)}\chi$$

$$\begin{pmatrix}0 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}A & B\\ C & D\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} = D$$

$$\left(\frac{g}{2}\tau^aA_\mu^a + \frac{g'}{2}B_\mu\overset{\mathbb{1}_2}{}\right) = \begin{pmatrix}\frac{g}{2}A_\mu^3 + \frac{g'}{2}B_\mu & \frac{g}{2}A_\mu^1 - i\frac{g}{2}A_\mu^2\\ \frac{g}{2}A_\mu^1 + i\frac{g}{2}A_\mu^2 & -\frac{g}{2}A_\mu^3 + \frac{g'}{2}B_\mu\end{pmatrix}$$

$$\rightarrow \text{'D'} = \frac{v^2}{2}\left[\frac{g^2}{4}\left(A_\mu^1 A^{1\mu} + A_\mu^2 A^{2\mu}\right) + \frac{1}{4}\left(A_\mu^3 g - g' B_\mu\right)\left(g A^{3\mu} - g' B^\mu\right)\right] =$$

a vektorbozonok tömegtagja

$$= M_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu + 0$$

szeretnénk

töltött — semleges tömeges — foton (nincs tömege)

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(A_\mu^1 \pm i A_\mu^2\right) \qquad \boxed{M_W^2 = \frac{g^2 v^2}{4}}$$

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}$$

(T^3 $\pm$ sajátértékéhez $W^\pm$)

$A_\mu^3 B_\mu$ között keverés van — kvadratikus A_μ^3, B_μ-ben, de nem diagonális

$$\frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} Z_\mu & A_\mu \end{pmatrix}\begin{pmatrix} M_Z^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix} =$$

tömegsajátállapotok

$$= \frac{v^2}{8}\begin{pmatrix} A_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix}\underbrace{\begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix}}_{\text{elfajult mátrix}}\begin{pmatrix} A^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix}$$

SU(2)-ben U(1)$_Y$-ban lévő vektorbozonok

elfajult mátrix → egyik sajátértéke tényleg nulla!

$$\boxed{M_Z^2 = \frac{(g^2 + g'^2)v^2}{4}} = \frac{v^2}{4} g^2 \left(\cos^2\theta_W\right)^{-1} \qquad \lambda = 0 \quad \lambda = \left(g^2 + g'^2\right)$$

(M_W^2)

$$\boxed{\operatorname{tg}\theta_W = \frac{g'}{g}}$$

θ_W: Weinberg szög \ gyenge keverési szög (mekkora egymáshoz képest a két csatolási állandó)

$$\boxed{\begin{aligned} Z_\mu &= \cos\theta_W A_\mu^3 - \sin\theta_W B_\mu \\ A_\mu &= \sin\theta_W A_\mu^3 + \cos\theta_W B_\mu \end{aligned}}$$

(a határozott tömegű semleges vektorbozonok az $A_\mu^3 B_\mu$ lin. kombinációi)

iv) összefoglalva:

bozonikus szektorban (unitér mértékben):

- tömeges semleges skalár η $\quad m_\eta = 2\mu^2$ (Higgs skalár)
- $W_\mu^\pm$ $\quad M_W^2 = \frac{g^2 v^2}{4}$
- Z_μ semleges $\quad M_Z^2 = \frac{M_W^2}{\cos^2\theta_W}$
- A_μ foton $\quad$ 0 tömegű

A SM fermionikus szektora egy család közelítésben

$$(\nu_e \; e \; u \; d)$$

mértékelméletben → helicitási szabadsági fokokat megőrzi
→ részecskék (mezők) bal és jobb kezes része KÜLÖNBÖZŐ $SU(2)\times U(1)$-be kerülhet !
(~~külön~~ az $SU(2)\times U(1)$ különböző ábrázolásában lehet $e_L \backslash e_R$ pl.)

$$\psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\psi$$

egy család közelítésben: $\psi = \{\nu_{e_L}\, e_L\, e_R\, \underbrace{u_L\, u_R\, d_L\, d_R}_{\substack{\text{van színük is!} \\ \times 3}}\} \Rightarrow$ 15 mező!!
(és ez még csak család ×D)

ν_{e_R} nincs!

$SU(2)\times U(1)$ kvantumszámok:

$$T_+ = \int d^3x \left(\nu_{e_L}^+ e_L + u_L^+ d_L\right)$$
$$T_-(t) = (T_+(t))^+$$
töltött áramok $[T_+(t), T_-(t)] = 2T_3(t)$

$$T_3(t) = \frac{1}{2}\int d^3x \left(\nu_{e_L}^+\nu_{e_L} - e_L^+ e_L + u_L^+ u_L - d_L^+ d_L\right)$$

T_+, T_-, T_3 $SU(2)_L$-t alkot

$l_L = \begin{pmatrix} \nu_{e_L} \\ e_L \end{pmatrix}$ $SU(2)_L$ dublet ; $q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$ is dublet

u_R, d_R, e_R $SU(2)_L$ szingletek

→ paritássértés bele van építve a modellbe
~~de~~ tökéletesen leírja, de nem magyarázza meg miért van.

<u>gyenge hipertöltés</u>: $Q - T_3 = \int d^3x \left[-\frac{1}{2}(\nu_{e_L}^+\nu_{e_L} + e_L^+ e_L) + \frac{1}{6}(u_L^+ u_L + d_L^+ d_L) - e_R^+ e_R + \frac{2}{3}u_R^+ u_R - \frac{1}{3}d_R^+ d_R\right]$

↑ tudjuk a töltéseket, így Q könnyen felírható

$[Q - T_3, T_i] = 0$; $\boxed{Y = 2(Q - T_3)}$

$Y(l_L) = -1$; $Y(q_L) = \frac{1}{3}$; $Y(e_R) = -2$
$Y(u_R) = \frac{4}{3}$; $Y(d_R) = -\frac{2}{3}$

[a gyenge hipertöltés megkülönbözteti a dubleteket és szingleteket !

[Y = (multiplet átlagtöltése) × 2]

• $\mathrm{Tr}\, Q = 0$ ⇒ anomáliamentes az elmélet

i) <u>gauge vektor – fermion kcsh.</u> + fermion kinetikus tagok

$\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu \psi$

↓ áramok

$$\boxed{D_\mu \psi = \partial_\mu \psi - ig\vec{T}\cdot\vec{A}_\mu \psi - ig'\frac{Y}{2}B_\mu \psi}$$

↑ függ az ábrázolástól
↓ $SU(2)$ generátor

$$D_\mu l_L = \partial_\mu l_L - ig\frac{\vec{\tau}}{2}\vec{A}_\mu l_L + i\frac{g'}{2}B_\mu l_L$$

$D_\mu e_R = \partial_\mu e_R + 2ig'B_\mu e_R$ (nem csatolódik az $SU(2)$-höz ← szinglet)

ii) fermion tömegtag(ok) : $\bar{\Psi}_L \Psi_R + \bar{\Psi}_R \Psi_L \to SU(2)_L \times U(1)_Y$ invariáns kell legyen

Ezekkel a kvantumszámokkal ilyen nincs!

$\to$ a spontán szimmetriasértés ~~előtt~~ nélkül a fermionmezők 0 tömegűek $\Rightarrow$ a tömegek nem paraméterek lesznek ☺

iii) fermion–skalár Yukawa csatolás $\bar{\Psi}\Psi\phi$

$\to \bar{\Psi}_L \Psi_R \phi + \bar{\Psi}_R \Psi_L \phi$ alakú, $SU(2)_L \times U(1)_Y$ invariáns

$$\boxed{\mathcal{L}_4(\Psi,\phi) = f_e \bar{l}_L \phi e_R + f_d \bar{q}_L \phi d_R + f_u \bar{q}_L \tilde{\phi} u_R + h.c.}$$

$Y=1$, dublet ↑ ↑ dublet, $Y=1$ — lehet SU(2) singlet

f_i: Yukawa csatolási állandó (dimenziótlan)

u_R-t nem tudjuk semmihez csatolni

$\tilde{\phi} = i\tau_2 \phi^*$ ez is SU(2) dublet, de $Y(\tilde{\phi}) = -1$

spontán sértés + unitér mérték: részecskespektrum, tömegtagok leolvashatók

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \qquad \tilde{\phi} = \begin{pmatrix} \frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} \qquad \bar{q}_L = (\bar{u}_L, \bar{d}_L)$$

$\eta(x)$: Higgs-mező

$$\mathcal{L}_4(\Psi,\phi) \to \mathcal{L}_4(\Psi,\eta) = \frac{v}{\sqrt{2}}\left(f_e \bar{e}_L e_R + f_u \bar{u}_L u_R + f_d \bar{d}_L d_R\right) + \cancel{\frac{\eta(x)}{\sqrt{2}}}$$

$$+ \underbrace{\frac{\eta(x)}{\sqrt{2}}\left(f_e \bar{e}_L e_R + f_u \bar{u}_L u_R + f_d \bar{d}_L d_R\right)}$$

$\to$ elektron, u, d kvark TÖMEGET kapott! (neutrínó nulla tömegű maradt)

Higgs mező + anyag kcsh.

$$\boxed{m_i = \frac{v}{\sqrt{2}} f_i} \qquad i = u, d, e$$

$f_i = \sqrt{2}\frac{m_i}{v}$ $\Rightarrow$ minél nehezebb egy rész., annál jobban csatolódik a Higgs részecskéhez

(i) gauge–fermion kcsh., áramok

$$\bar{\Psi}\gamma^\mu D_\mu \Psi \to \bar{e}_L \gamma^\mu\left(\frac{g}{2}\vec{\tau}\vec{A}_\mu - \frac{g'}{2}B_\mu\right) l_L + \bar{q}_L \gamma^\mu\left(\frac{g}{2}\vec{\tau}\vec{A}_\mu + \frac{g'}{6}B_\mu\right) q_L +$$

$$+ \bar{u}_R \frac{2}{3} g' B_\mu \gamma^\mu u_R - \frac{g'}{3}\bar{d}_R \gamma^\mu B_\mu d_R - g' \bar{e}_R \gamma^\mu B_\mu e_R =$$

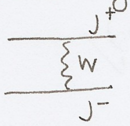
ilyen alakba akarjuk írni

$$= \underbrace{g\left(J^1_\mu A^{1\mu} + J^2_\mu A^{2\mu}\right)}_{L_{cc}\ \text{(töltött áram kcsh.)}} + \underbrace{\left(g J^3_\mu A^{3\mu} + \frac{1}{2} g' J^B_\mu B^\mu\right)}_{\mathcal{L}_{nc}\ \text{(semleges áram kcsh.)}}$$

$$W^\pm_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(A^1_\mu \pm i A^2_\mu\right) \qquad J^\pm_\mu = J^1_\mu \pm i J^2_\mu$$

$$\frac{g}{\sqrt{2}}\left(J^-_\mu W^{+\mu} + J^+_\mu W^{-\mu}\right) \qquad J^+_\mu = \frac{1}{2}\underbrace{\left(\bar{\nu}\gamma_\mu(1+\gamma_5)e + \bar{u}\gamma_\mu(1+\gamma_5)d\right)}_{\text{gyenge V–A áram}}$$

alacsony energián cc. kcsh.



$$\mathcal{L}_{cc}^{eff.} = \frac{g^2}{2M_W^2} J_\mu^+ J^{-\mu} \longrightarrow \frac{g^2}{2M_W^2}\frac{1}{4} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}$$

$$\frac{g^2}{8\frac{v^2 g^2}{4}} = \frac{1}{2v^2}$$

$$\frac{1}{2v^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}$$

$$\boxed{v = 2^{-1/4} G_F^{-1/2} \approx 250\,\text{GeV}}$$

(illik tudni)

$\Rightarrow f_i = \sqrt{2}\frac{m_i}{v}$ a top kivételével minden leptonra és kvarkra nagyon (elhanyagolhatóan) kicsi ! (a Higgs mező nagyon-nagyon gyengén van csatolva)

$\mathcal{L}_{nc.}^{\#}$: a határozott tömegű Z_μ, A_μ-vel felírjuk ;

$$J_\mu^B = 2(J_\mu^{em.} - J_\mu^3)$$

$$\mathcal{L}_{nc} = g J_\mu^3(\cos\theta_W Z^\mu + \sin\theta_W A^\mu) + \frac{g'}{2}2(J_\mu^{em} - J_\mu^3)(\cos\theta_W A^\mu - \sin\theta_W Z^\mu) =$$

$$g' = g\,\mathrm{tg}\,\theta_W$$

ilyen alakban szeretnénk

$$= e A_\mu J^\mu_{em.} + \frac{g}{\cos\theta_W} Z_\mu J^\mu_Z$$

$$J_\mu^Z = J_\mu^3 - \sin^2\theta_W J_\mu^{em.} \quad ; \quad \boxed{e = g\sin\theta_W}$$

[kapcsolat a "régi" csatolási állandó és a modell paraméterek között]

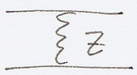
$$J_\mu^Z = \sum_i \left(g_L^i \bar{\Psi}_L^i \gamma_\mu \Psi_L^i + g_R^i \bar{\Psi}_R^i \gamma_\mu \Psi_R^i\right)$$

(i = minden fermion mező)

$$\boxed{g_{L,R}^i = T_3(\Psi_{L,R}^i) - Q(\Psi_{L,R}^i)\sin^2\theta_W}$$

pl: ν_{e_L} : $g_L^{(\nu_e)} = \frac{1}{2}$; e_L: $g_L^{(e)} = -\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W$

$\mathcal{L}_{nc}$ alacsony energián:



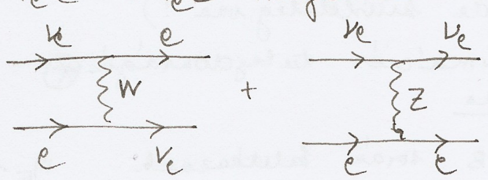
$$\mathcal{L}_{nc}^{eff.} = \frac{1}{2}\frac{g^2}{\cos^2\theta_W}\frac{1}{M_Z^2} J_\mu^Z J_Z^\mu = \frac{g^2}{2M_W^2} J_\mu^Z J_Z^\mu$$

bozonikus szimmetrizálás

$\rightarrow$ alacsony energián az $\mathcal{L}_{nc}^{eff}$ ugyanolyan "erős", mint az $\mathcal{L}_{cc}^{eff}$.

$\sin\theta_W$-t már egy család közelítésben meg lehet határozni

$\nu_e e \rightarrow \nu_e e$ rugalmatlan szórás



$$T(\nu_e e \rightarrow \nu_e e) = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\left[\bar{\nu}_e \gamma_\mu (1+\gamma_5)\nu_e\right] \cdot \left[\bar{e}\gamma^\mu(a + b\gamma_5)e\right]$$

$$a = 2\sin^2\theta_W + \frac{1}{2} \quad , \quad b = \frac{1}{2}$$

$$\boxed{\sin^2\theta_W\big|_{exp} \approx 0.22 - 0.23}$$

ha csak a régi cc. kcsh. van: $a = b = 1$

$\rightarrow M_W = 2^{-5/4} e G_F^{-1/2} / \sin\theta_W = \frac{37\ \text{GeV}}{\sin\theta_W} \longleftrightarrow 81.8 \cdot \text{GeV (exp.)}$ ✓

$W^\pm_\mu$, Z_μ felfedezése nagy siker!

~~nagy~~ ált. megjegyzések az egycsalád közelítéses SW modellről

paraméterek: fenomenológiai/kísérleti: $e, \sin\theta_W, M_W, \cancel{m} m_\eta$ ($\eta(x)$ Higgs), m_e, m_u, m_d

(7 db) Lagrange fv. ben: $\underline{g, g'}, \mu^2, \lambda, f_e, f_u, f_d$

túl sok

$g \neq g' \Rightarrow$ nincs igazi egyesítés!

$\mathcal{L}_{SW}$ legáltalánosabb $SU(2)_L \times U(1)_Y$ mértékinvariáns és renormálható tagokat tartalmazza (dim ≤ 4)

(ettől a modell még nem biztos hogy renormálható)

globális szimmetriái: ennek + multiplet tartalom következményei

(nem raktuk bele!)

barionszám, leptonszám megmarad

nagyon lényeges, hogy skalár colorszinglet

→ nincs közvetlen gl csatolás

15 db 2 komponensű spinormező : ϕ, A^i_μ, B_μ

A fermioncsalád ismétlődés, a SW teljes fermionikus szektora beépítése

$\underbrace{\nu_\mu\ \mu\ c\ s}_{15\ \text{2komp. mező}}$ $\quad \underbrace{\nu_\tau\ \tau\ t\ b}_{15\ \text{2komp. mező}}$

$\begin{pmatrix}\nu_\mu \\ \mu\end{pmatrix}_L \begin{pmatrix}\nu_\tau \\ \tau\end{pmatrix}_L \begin{pmatrix}c \\ s'\end{pmatrix}_L \begin{pmatrix}t \\ b'\end{pmatrix}_L \begin{pmatrix}u \\ d'\end{pmatrix}_L$ -hez hasonlóan dublet

μ_R, τ_R szinglet, minden jobbkezes mező szinglet

$\begin{pmatrix}d' \\ s' \\ b'\end{pmatrix}$ keverték: a határozott tömegű d, s, b lin. kombinációi

- KM mátrix θ_1 + fázis, hogyan jelennek meg természetesen a SW-ben?
- miért nincs keveredés a lepton szektorban? (az SW modellben nincs, de kísérletileg van!)

alap: ugyanolyan mértéktranszformációs tulajdonságú ⊛ fermionmezőkből több van

fermion ~~mezők~~ tömegek SSB során keletkeznek $\quad m_F \sim$ Yukawa v.e.v

1 család esetén nincs!

$\tilde\psi$: határozott $SU(2)\times U(1)$ "gauge elm. sajátállapot"

ψ : határozott tömegű tömegsajátállapot

(*) ⇒ <u>családindex</u> : $A = e, \mu, \tau$

$$e \to \tilde e_A = (\tilde e, \tilde\mu, \tilde\tau) \qquad \nu_e \to \tilde\nu_A = (\tilde\nu_e, \tilde\nu_\mu, \tilde\nu_\tau)$$

$$u \to \tilde p_A = (\tilde u, \tilde c, \tilde t) \qquad d \to \tilde n_A = (\tilde d, \tilde s, \tilde b)$$

$$\tilde l_{AL} = \begin{pmatrix}\tilde\nu_A\\ \tilde e_A\end{pmatrix}_L \qquad \tilde q_{AL} = \begin{pmatrix}\tilde p_A\\ \tilde n_A\end{pmatrix}_L \qquad + \text{ szingletek}$$

gauge elm. sajátállapot:

$$\mathcal{L}_2(\psi, A) = \underbrace{\bar{\tilde l}_{AL}\left(\not\partial - i\frac{g}{2}\vec\tau\vec{\not A} + \frac{1}{2}g'\not B\right)\tilde l_{AL}}_{A\text{-ban diagonális}} + \dots$$

$$\mathcal{L}_4(\psi, \phi) = f^{(e)}_{AB}\,\bar{\tilde l}_{AL}\phi\,\tilde e_{BR} + f^{(p)}_{AB}\,\bar{\tilde q}_{AL}\tilde\phi\,\tilde p_{BR} + f^{(n)}_{AB}\,\bar{\tilde q}_{AL}\phi\,\tilde n_{BR} + h.c.$$

↓ mátrix a családindex térben

SSB + unitér mérték ⟶ $\boxed{M^{(i)}_{AB} = \frac{v}{\sqrt{2}} f^{(i)}_{AB} \quad (i = e, p, n)}$ tömegek

(tétel:) M biunitér trf-val diagonalizálható:

∃ S, T unitér 3×3 mátrix : $S^+ M T = M_d$, $M_d = \mathrm{diag}(m_1, m_2, m_3)$

$$\bar{\tilde\psi}_L M \tilde\psi_R = (\bar{\tilde\psi}_L S)\underbrace{S^+ M T}_{M_d}(T^+\tilde\psi_R) = \bar\psi_L M_d \psi_R \qquad \cancel{\tilde\psi_L = \psi_L}$$

ezek már tömegsajátállapotok

$$\tilde\psi_L = S\psi_L \; ; \; \tilde\psi_R = T\psi_R$$

<u>töltött áramok és a KM mátrix</u>

$$J^+_{q\mu} = \sum_A \bar{\tilde q}_{AL}\gamma_\mu \tau^+ \tilde q_{AL} \Leftarrow \tau^+ = \begin{pmatrix}0 & 1\\ 0 & 0\end{pmatrix}$$

3×3-as unitér mátrix és a KM mátrix!

$$= \sum_A \bar{\tilde p}_{AL}\gamma_\mu \tilde n_{AL} = \bar p_{AL}\gamma_\mu \underbrace{(S^+_{(p)} S_{(n)})_{AB}}_{\text{a két S különböző, mivel p, n más tömeghez tartozik!}} n_{BL} = \bar p_{AL}\gamma_\mu U_{AB} n_{BL}$$

természetes módon megjelenik a $\theta_1, \theta_2, \theta_3, e^{i\delta}$

($U_{AB} \neq \mathbb{1} \Rightarrow$ tudnak bomlani a ritka meg charmed részek!)

Semleges áramok flavour őrzőek

$$J^Z_\mu = g^P_L \sum_A \bar{\tilde{p}}_{AL} \gamma_\mu \tilde{p}_{AL} + g^P_R \sum_A \bar{\tilde{p}}_{AR} \gamma_\mu \tilde{p}_{AR} + \ldots =$$

↓ diagonális

$$\bar{p}_{AL} \gamma_\mu \underbrace{\left(S^{+}_{(p)} S_{(p)} \right)_{AB}}_{\delta_{AB}} p_{BL} \qquad \underbrace{T^+ T}_{\mathbb{1}}$$

$$= g^P_L \sum_A \bar{p}_{AL} \gamma_\mu p_{AL} + \ldots$$

lepton szektor

$$J^{l+}_\mu = \bar{\nu}_{AL} \underbrace{\left[S^{(+)}_{(\nu)} S_{(e)} \right]_{AB}}_{V_{AB} \text{ unitér mátrix}} \gamma_\mu e_B$$

$$\pi \to l + \nu_e$$

- a lepton szektorban is lehet keverés, de addig nem figyelhető meg, ~~ado~~ amíg a neutrínóknak nincs tömege! (nem különböző a tömegük)

minden neutrínó nulla tömegű

$$\begin{pmatrix} \nu_e' \\ \nu_\mu' \\ \nu_\tau' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

⇓

minden unitér trf.-ja is nulla tömegű lesz

↓

nem tudjuk megkülönböztetni a kevert / nem kevert neutrínót

A SW modell alkotó elemei

$3 \times 15 = 45$ 2komponensű fermionmező
3 tömeges + 1 tömeg nélküli vektor
Higgs skalár

} 50 különböző mező

2 csatolási állandó: e, $\sin\theta_W$
3 lepton + 6 kvark tömeg
3 Cabibbo szög + 1 fázis
M_W +
m_η ($m_\eta \sim \mu$) – a Higgs tömegparamétere független dolog

} 17 paraméter

(→ nem lehet fundamentális elmélet)