

LEZIONE 3

Scale di energia: (Donoghue I-1)

* Settore elettrodebole:

le scale più importanti sono $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$
 $\sim \mathcal{O}\left(\frac{1}{10^{-16} \text{ cm}}\right)$

$v \sim 246 \text{ GeV}$ scala della
rottura $SU(2) \times U(1) \rightarrow U(1)_{em}$

$$M_W \sim 80 \text{ GeV}$$

$$M_Z \sim 91 \text{ GeV}$$

$$M_H \sim 125 \text{ GeV}$$

Per il valore preciso e errore, vedi Particle Data Group (pdg.lbl.gov).

* Settore forte:

Trasmutazione dimensionale: $g_3 \leftrightarrow$ scale di
energia

$$\Lambda_{QCD} \sim \mu e^{-\frac{1}{\beta_0 g_3^2(\mu)}} \sim 200 \text{ MeV} \sim \frac{1}{10^{-13} \text{ cm}} = 1 \text{ fm}$$

(Nota: la stessa logica si applicherebbe a g_2 se non ci fosse il meccanismo di Higgs che rende i campi di gauge massivi).

Λ_{QCD} determina la massa delle particelle formate da quark, che sono singoletti di colore, adroni (e.g. protone e neutrone, $m_{p,n} \sim 1 \text{ GeV}$).

Per alcuni adroni (mesoni) è anche importante considerare le masse dei quark, indotte dal fenomeno di Higgs, perché sarebbero massless nel limite di $m_q \rightarrow 0$: vedi lezioni di Valandro.

* Masse dei fermioni:

• leptoni:

$$m_e \sim 0.5 \text{ MeV}$$

$$m_\mu \sim 100 \text{ MeV}$$

$$m_\tau \sim 1.8 \text{ GeV}$$

vedi PDG per valori precisi e errori

m_ν non sappiamo valori di ciascun autostato di massa ma solo un bound:

$$m_1 + m_2 + m_3 \lesssim 0.2 \text{ eV}$$

- quark: delicato definire la massa perché non esistono come stati asintotici, soprattutto per i flavori più leggeri che hanno $m < \Lambda_{QCD} \rightarrow$ scala del confinamento.

$$\{ m_u, m_d \sim \text{MeV} \} < \Lambda_{QCD}$$

$$\{ m_s \sim 100 \text{ MeV}, m_c \sim 1.3 \text{ GeV} \}$$

$$m_b \sim 4.2 \text{ GeV}, m_t \sim 170 \text{ GeV}$$

t: più pesante, accoppiamento più forte con H.

Simmetrie globali:

Senza Φ , per ogni fermione avremmo la possibilità di fare una trasformazione di

fase: $\psi \rightarrow e^{i\alpha} \psi$, α costante

che lascerebbe la Lagrangiana invariata:

simmetrie $U(1)$, con carica conservata Q associate.

$$\psi = q_L, u_R, d_R, l_L, e_R$$

Una combinazione sarebbe $U(1)$ di gauge (carica Y) ma rimarrebbe $U(1)^4$.

Inoltre, dato che ci sono 3 famiglie, potremmo ruotare tra loro fermioni che hanno le stesse rappresentazioni di $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$:

$$\Psi_\alpha \mapsto \Psi'_\alpha = U_\alpha^\beta \Psi_\beta, \quad U \in SU(3)$$

\rightsquigarrow simmetria $SU(3)^5$. Ma non vediamo gran parte di queste simmetrie in natura!

Quello che ci salva è l'accoppiamento dei fermioni con il campo di Higgs che come abbiamo visto induce mixing tra le generazioni:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{Higgs-fermioni}} = & \left. \begin{aligned}
 & -g_u^{\alpha\beta} \bar{q}'_\alpha \tilde{\Phi} u'_\beta \\
 & -g_d^{\alpha\beta} \bar{q}'_\alpha \Phi d'_\beta \\
 & -g_\nu^{\alpha\beta} \bar{l}'_\alpha \tilde{\Phi} \nu'_\beta \\
 & -g_e^{\alpha\beta} \bar{l}'_\alpha \Phi e'_\beta
 \end{aligned} \right\} \begin{aligned}
 & \text{rompe } \omega \\
 & U(1)_B \times U(1)_L
 \end{aligned} \\
 & + e.e.
 \end{aligned}$$

$$U(1)_B: \quad q \rightarrow q' = e^{i\alpha Q_B} q \quad \text{convenzionalmente } Q_B = \frac{1}{3}$$

$$q = u, d, c, s, t, b$$

$$U(1)_L: \quad \text{tutti i leptoni } Q_L = 1.$$

[Convinciti che in effetti è quella la simmetria che rimane]

* Nota 1: la rottura degli $SU(3)$ viene dal fatto che le matrici $g^{\alpha\beta}$ hanno 3 autovalori diversi; andando nella base diagonale rimangono però $U(1)$ per ciascun autostato di massa e questi ultimi sono rotti a un solo $U(1)$ dal mixing nelle interazioni con W_{μ}^{\pm} .

Nel caso dei leptoni, se ignoriamo ν_R e le masse dei neutrini abbiamo visto che il mixing può essere eliminato \Rightarrow in questa approssimazione 3 $U(1)$ indipendenti: Q_{Le} , $Q_{L\mu}$, $Q_{L\tau}$.

La massa dei neutrini rompe a singolo:

$$Q_L = Q_{Le} + Q_{L\mu} + Q_{L\tau}$$

Visto che le masse dei neutrini sono piccole, i tre numeri leptonici sono buone simmetrie approssimate;

* Nota 2: dal punto di vista delle interazioni

forti, quando siamo a scale più basse di quelle elettrodeboli, oltre a $U(1)_B$ ci sono:

→ una simmetria approssimata $SU(3)$
che ruota i tre quark leggeri: u, d, s .
Nel limite in cui le masse sono trascurate
diventa $SU(3)_L \times SU(3)_R$ ed è rotto
spontaneamente a $SU(3)_V$.

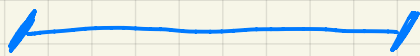
Bosoni di Goldstone: mesoni π e K .

Rotto esplicitamente da masse
dei quark: massa dei mesoni.

→ una simmetria $U(1)_A: \psi \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5} \psi$
(ovvero possiamo dare fase indipendente a
 L e R). Questa è rotto esplicitamente
alla scala Λ_{QCD} da un fenomeno
quantistico: anomalie.

↳ approfonditi nella parte di Valandro.

FINE RIPASSO MODELLO STANDARD



Unitarietà dello Scattering di W e limite
alle masse M_H

Usando principi di base di QFT vediamo
una possibile risposta alla domanda:
perché esiste il bosone di Higgs?