

II. $G = SU(2)$ ϕ dublett ábrázolás:

$$\phi = \begin{pmatrix} \psi_1 + i\psi_2 \\ \psi_3 + i\psi_4 \end{pmatrix} \quad \psi_i \text{ valós } i=1\dots 4$$

$$g \in SU(2) \quad g = \begin{pmatrix} c & d \\ -d^* & c^* \end{pmatrix} \quad |c|^2 + |d|^2 = 1 \quad c, d \in \mathbb{C}$$

$$g \cdot \phi = \begin{pmatrix} c & d \\ -d^* & c^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 + i\psi_2 \\ \psi_3 + i\psi_4 \end{pmatrix}$$

$$\phi^\dagger \phi \text{ invariáns} = \sum_{i=1}^4 \psi_i^2$$

$$u(\phi) = \frac{\lambda}{4} (\phi^\dagger \phi - a^2)^2 \geq 0 \quad \lambda > 0$$

$$\mathcal{M} = \{ \phi_0 \mid \phi_0^\dagger \phi_0 = a^2 = \sum_{i=1}^4 (\psi_i^0)^2 \} \sim S^3$$

$$\phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ a \end{pmatrix}$$

van-e olyan g : $g \begin{pmatrix} 0 \\ a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ a \end{pmatrix}$
 ismét csak $g = \mathbb{I}$ ilyen
 $\rightarrow$ szimmetria teljesen szűkelt

III. $G = \begin{pmatrix} SU(2) \\ SO(3) \\ (T^a)_{ij} \end{pmatrix}$ ϕ vektoralbrázolás 3 dim. ϕ^i $i=1,2,3$
 3×3 -as forgatások
~~matrixok~~

$$\sum_{i=1}^3 \phi^i \phi^i \text{ invariáns}$$

$$u(\phi) = \frac{\lambda}{4} \left(\sum_{i=1}^3 \phi^i \phi^i - a^2 \right)^2 \geq 0 \quad \lambda > 0$$

$$\mathcal{M} = \{ \phi_0 \mid \phi_0^i \phi_0^i = a^2 \} \sim S^2$$

$$\phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ a \end{pmatrix}$$

$$h(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha & 0 \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$h(\alpha) \phi_0 = \phi_0$$

$$\{ h(\alpha) \} \sim u(1) \sim SO(2)$$

$$\frac{SU(2)}{u(1)} \sim S^2$$

$$\left(\frac{SO(3)}{SO(2)} \right) \sim S^2$$

$\Rightarrow$ H függ az ábrázolástól!

(emlékeztető)

Goldstone tétel + Goldstone bozonok

$G = SO(2)$ példa 2 valós helyett 1 komplex:
skalármező

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_1 + i\phi_2) \quad \lambda < \frac{\lambda}{2}$$

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \varphi^* \partial^\mu \varphi - \frac{\lambda}{2} (2\varphi^* \varphi - a^2)^2$$

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (a + \eta(x)) e^{i \frac{\theta(x)}{a}}$$

$\eta(x), \theta(x)$ valós

ebből jönnek a tömegek

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 - 2a^2 \lambda \eta^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \theta)^2 + \left(\frac{\eta}{a} + \frac{\eta^2}{2a^2} \right) (\partial_\mu \theta)^2 - 2\eta^2 \left(2a\lambda + \frac{\lambda^2}{2} \right)$$

$$\begin{aligned} \varphi &\xrightarrow{SO(2) \propto} e^{i\alpha} \varphi \\ \varphi^* &\xrightarrow{} e^{-i\alpha} \varphi^* \end{aligned}$$

alapszállapothat egymással szembe

csak. mezők között

- η tömeges skalar
- θ nulla tömegű (Goldstone bozon)

Általános eset

$$u(g\phi) = u(\phi) \quad g\phi = D(g)\phi = \exp[T^a \epsilon_a] \phi \approx \phi + T^a \epsilon_a \phi + \dots$$

↓ invariancia miatt

$$\frac{\partial u}{\partial \phi_i} (T^a)_{ij} \phi_j = 0 \quad a = 1 \dots \dim G = n$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \phi_i \partial \phi_j} (T^a)_{ij} \phi_j + \frac{\partial u}{\partial \phi_i} (T^a)_{ik} = 0$$

$$\left. \frac{\partial u}{\partial \phi_i} \right|_{\phi=\phi_0} = 0$$

$$\left. \frac{\partial^2 u}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \right|_{\phi_0} (T^a)_{ij} (\phi_0)_j = 0$$

$$a = 1 \dots n$$

ϕ_0 körüli oszcillációk tömegmátrix

$$\left. \frac{\partial^2 u}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \right|_{\phi_0} = M_{ij}^2$$

Goldstone bozon:

$$\left. \frac{\partial u}{\partial \phi_i} \right|_{\phi_0} (T^a)_{ij} (\phi_0)_j = 0 \quad a = n+1, \dots, n$$

(az összes sejtett a-ban tartozik egy bozon)

$$(T^a)_{ij} (\phi_0)_j = 0 \quad \text{ha } a = 1 \dots n$$

$$(T^a)_{ij} (\phi_0)_j \neq 0 \quad a = n+1, \dots, n$$

→ a tömegmátrix nem triviális sajátvektorai, 0 sajátértékkel!

$SO(2)$ példában:

infinitesimálisan

$$\Phi \varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} (a + \eta(x) + i\theta(x) + \dots)$$

$$\boxed{\phi_2 \sim \theta}$$

$$\Phi_0 = (\phi_1^0, \phi_2^0) = (a, 0)$$

$$T_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$(\phi_1, \phi_2) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ 0 \end{pmatrix} = -\phi_2 a$$

$\Rightarrow G/H$ coset minden generátorához tartozik egy Goldstone bozon

Higgs mechanizmus

= Spontán szimm. sértés
mértékelméletben

sp. szimm. sértés
mértékelmélet

Goldstone bozon
vektormező

} 0 tömegűek

$\rightarrow$ ettől a bét dologtól egyszerűre meg lehet szabadulni!

(mértékelméletek nem teljesítik a Goldstone tétel feltételeit!)

mérték elméleti összefoglaló

mérték (gauge) elv: globális szimmetriát lokálissá tesztük

G globális h -ra invariáns

$$g \in G = \exp[i \varepsilon^a T^a]$$

ε^a konstans $\rightarrow$ globális szim

$$[T^a, T^b] = -i f^{abc} T^c$$

$\varepsilon^a(x) \Rightarrow$ lokális

$$\mathcal{L} = \underbrace{\partial_\mu \phi_i \partial^\mu \phi_i}_{\text{invariáns legyen}} - u(\phi), \quad u(g\phi) = u(\phi)$$

$\downarrow$ invariáns legyen

$$\partial_\mu \phi_i \rightarrow D_\mu \phi_i \quad D_\mu(g\phi_i) = g(D_\mu \phi_i)$$

$\uparrow$ kovariáns derivált

$\forall T^a$ -hoz bevezetünk egy Lorentz vektormezőt: $A_\mu^a(x)$

$a = 1 \dots \dim G - 1$

$$\rightarrow D_\mu \phi_i = \partial_\mu \phi_i - ig(T_{ij}^a) A_\mu^a \phi_j$$

g : csatolási állandó

ha G egyszerű $\rightarrow 1db$
 g van

A_μ^a trif. transformációs
tulajdonságát

$$D_\mu(g\phi_i) = g(D_\mu\phi_i) - ig$$

matrix értéke: $A_\mu(x) = A_\mu^a(x) T^a$

$$\Omega(x) = \exp[i\epsilon^a(x)T^a] = I + i\epsilon^a(x)T^a$$

$$A_\mu^a(x) = \Omega A_\mu^a \Omega^{-1} - \frac{1}{g} \partial_\mu \Omega \Omega^{-1}$$

(ha Ω nem infinitesimális
akkor is igaz)

$$A_\mu^{a'} = A_\mu^a - f^{abc} \epsilon^b A_\mu^c + \frac{1}{g} \partial_\mu \epsilon^a$$

infinitesimális
változat

ha $f^{abc} \neq 0$ $\sim$ elektrodinamika
 $\Rightarrow \epsilon^a = \text{const.}$ na
is transformálódik!

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi_i \partial^\mu \phi_i - u(\phi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a}$$

A_μ^a -k dinamikája?! $\rightarrow$ térviszony

$$[D_\mu, D_\nu] \phi_i = -ig F_{\mu\nu}^a (T^a)_{ij} \phi_j$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$$

$$F_{\mu\nu}^a T^a = F_{\mu\nu}$$

$$F_{\mu\nu}^{a'} = \Omega F_{\mu\nu}^a \Omega^{-1}$$

(kovariáns!)

ha fermion mező is van $\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L} + \bar{\psi} i \gamma^\mu D_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi$

$$F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} \rightarrow \begin{cases} gf^{abc} \partial_\mu A_\nu^b A_\mu^c & 3\text{ pont csatolás} \\ g^2 f^{abc} f^{mnp} A_\mu^a A_\nu^b A_\mu^m A_\nu^p & 4\text{ pont csatolás} \end{cases}$$

① V mező ugyanazzal a csatolással csatolódik az
 A_μ -hoz, mint A_μ önmagához ($\Leftarrow$ gauge elv)

② $\nexists m^2 A_\mu^a A_\mu^a$ tömegtag a gauge bozonokra
mértékinvariancia megtiltja!

$\rightarrow$ csak két szabadsági fokot marad le
(transverzális pl.)

③ $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} F^{\mu\nu} F^{\alpha\beta} \nexists \leftarrow$ teljes derivált

szabad mozgásegyenlet

$$\partial_\mu (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) = 0$$

$$\square A^\nu - \partial^\nu \partial_\mu A^\mu = 0$$

$$p^2 A^\nu - p^\nu p_\mu A^\mu = 0$$

FT: $A^\mu(p) = \int \frac{d^4x}{(2\pi)^4} e^{ipx} A^\mu(x)$

értékeltf.: $A^\mu(p) \rightarrow A^\mu(p) + p^\mu \chi(p)$

$p^\mu = (E(\vec{p}), \vec{p})$ + dr. lin. független vektor.
 $p^\mu, \varepsilon_i^\mu (i=1,2) \quad \tilde{p}^\mu$

$$p_\mu \varepsilon_i^\mu = 0$$

$$\varepsilon_i^\mu = 0$$

$$\tilde{p}^\mu = (-E(\vec{p}), \vec{p})$$

$A^\mu(p) = a^i(p) \varepsilon_i^\mu + b(p) \tilde{p}^\mu + c(p) p^\mu$
 értéktf. $\rightarrow$ lehet 0-val egyenlő

$$p^2 a^i(p) \varepsilon_i^\nu + b(p) [p^2 \tilde{p}^\nu - (p_\mu \tilde{p}^\mu) p^\nu] = 0$$

$p^2 = 0$ $\Rightarrow a^i(p)$
 tömeg nélküli $\rightarrow$ tömeg nélküli

$$p_\mu \tilde{p}^\mu > 0 \Leftrightarrow b(p) = 0$$

$\rightarrow$ 2 szabadsági fok van: $\varepsilon_i^\mu (i=1,2)$

Higgs mechanizmus

$G \rightarrow H$ séma: H -hoz tartozó

Abeli Higgs modell

$G = SU(2)$ modell

gauge (lokális) tevé

egy generator $\rightarrow A_\mu(x)$
 $\psi(x) \quad \psi^*(x)$

0 tömegűek, G/H -hoz tart. tömegesek
 G/H -hoz Goldstone (mode) $\rightarrow$ eltűnnek
 csak tömeges skalármezők maradnak

$$\mathcal{L} = D_\mu \psi D^\mu \psi^* - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \lambda (2\psi^\dagger \psi - a^2)^2 \quad (\lambda > 0)$$

$$E[\psi, A_\mu] \geq 0$$

$$D_\mu \psi = \partial_\mu \psi + ie A_\mu \psi$$

alaphelyzet: $E[\psi_0, A_\mu^0] = 0$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

$$\psi_0 \in \mathbb{C} \quad A_\mu^{(0)} = 0$$

$$\psi_0 = \frac{a}{\sqrt{2}}$$

$$\psi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (a + \eta(x)) \exp[i \frac{\theta(x)}{a}]$$

$$A_\mu(x)$$

LOKÁLIS MÉRTÉKTRANSZFORMÁCIÓT VÉGEZHETÜNK!

$$\varphi'(x) = \varphi(x) \exp\left[-i \frac{\theta(x)}{a}\right] = \frac{a + \eta(x)}{\sqrt{2}}$$

$$A_\mu'(x) = A_\mu + \frac{e}{a} \partial_\mu \theta \equiv B_\mu \quad \left(\theta \text{ átment a vektorbozon (longitudinális komponensévé)} \right)$$

$$\begin{aligned} D_\mu \varphi &= \exp\left[i \frac{\theta}{a}\right] D_\mu \varphi' = \exp\left[i \frac{\theta}{a}\right] (\partial_\mu \varphi' + i e B_\mu \varphi') = \\ &= \exp\left[i \frac{\theta}{a}\right] \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \partial_\mu \eta + i e B_\mu \frac{a + \eta}{\sqrt{2}} \right) \end{aligned}$$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}(B) F^{\mu\nu}(B) + \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 + \frac{e^2}{2} B_\mu B^\mu (a^2 + 2i\eta + \eta^2) - \eta^2 (2a + \eta^2)^2$$

• $\theta(x)$ nem jelenik meg benne!

• a tömeges η skalarmező megmaradt

• $B_\mu B^\mu$

$$m_B^2 \sim e^2 a^2$$

generálódott tömegtag a B_μ vektorbozonnak !!

kaladragi fokok
rendben vannak:

sp. Hite előtt : 2 db skalar (η, θ) + 1 db tömegű vektor (A_μ)

$$2+2=4$$

után : 1 db skalar (η) + 1 db tömeges vektor (B_μ)

$$1+3=4$$

$\eta(x)$: $\downarrow$
súlyos skalar

spec. mérték: uniter mérték: spektrum nilágosan látszik

mértékigztató feltétel: SKALÁRMEZŐKÖN

$\phi_i'(T) \eta(\phi_0)_i = 0$ (eltérítésként a Goldstone-bozon)

Higgs mechanizmus

$$G = SU(2)$$

$\phi = \psi$ dublet (kisele)

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} + (D_\mu \psi)^\dagger (D^\mu \psi) - \lambda (\psi^\dagger \psi - \Lambda^2)^2$$

$$D_\mu \psi = \partial_\mu \psi + ig A_\mu^a \frac{\tau^a}{2} \psi, \quad \tau^a: \text{Pauli mátrixok}$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g \varepsilon^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$$

$$E[\psi, A_\mu^a] \geq 0$$

$$\text{alapállapot: } E[\psi, A_\mu^a] = 0$$

$$\psi_0 \in \text{ch} \quad A_\mu^a \equiv 0 \quad \psi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \Lambda \end{pmatrix}$$

$$\text{elt. elem: } \psi(x) = \exp\left(i \frac{\theta^a(x) \tau^a}{2\Lambda}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ \Lambda + \frac{\eta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \begin{matrix} \theta^a(x), \eta(x) \\ \text{valós!} \end{matrix} \quad \int d^4x$$

$\theta^a(x)$ az alapállapotokat egymásba transzformálja
($\sim$ Goldstone bozonok)

$\eta(x)$ elmozd az alapállapottól

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = \exp\left(-i \frac{\theta^a(x) \tau^a}{2}\right) \psi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \Lambda + \frac{\eta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

$$A_\mu^a \rightarrow A_\mu'^a \frac{\tau^a}{2} = A_\mu'^a = \Omega A_\mu \Omega^{-1} + \frac{i}{g} \partial_\mu \Omega \Omega^{-1}$$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} + \underbrace{(D_\mu \psi)^\dagger (D^\mu \psi)}_{\substack{\text{vektorbozonokban} \\ \text{kvadrátikus} \\ \text{tag kell csak} \\ \text{előtér}}} - \lambda (\psi'^\dagger \psi' - \Lambda^2)^2$$

η : jó előjelű tömeggel rendelkező skalar

$$\left(0, \Lambda + \frac{\eta}{\sqrt{2}}\right) g A_\mu^a \frac{\tau^a}{2} g A^{\mu b} \frac{\tau^b}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ \Lambda + \frac{\eta}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} =$$

$$= \frac{g^2}{4} A_\mu^a A^{\mu a} \left(0, \Lambda + \frac{\eta}{\sqrt{2}}\right) \tau^a \tau^a \begin{pmatrix} 0 \\ \Lambda + \frac{\eta}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \frac{g^2}{4} A_\mu^a A^{\mu a} \left(1 + \frac{\eta^2}{\Lambda^2}\right)$$

$$= \left(\delta^{ab} \mathbb{1}_2 + i \varepsilon^{abc} \tau^c\right)$$

nem ad jó mérést, mert $A_\mu^a A^{\mu a}$ nem.

mindhárom vektor tömeget kap, (ugyanakkor)

$$A_\mu^a A^{\mu a} \frac{g^2}{4} \Lambda^2$$

↑
tömeg

$$M^2 \sim g^2 \Lambda^2$$

Λ : v.e.v.
vákuumvárható érték

szabadsági fokok:
 előtte
 4 skalar $\rightarrow 4$
 3 0 tömegű $\rightarrow 3 \times 2$
 vektor
 10

utána
 1 skalar (η) $\rightarrow 1$
 3 tömeges $\rightarrow 3 \times 3$
 vektor
 10

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

$$\phi^i = \phi_0^i + \tilde{\phi}^i$$

aláírt
aláírt, tot
salo eltér

$$\tilde{\phi}^i(F)_{ij} \phi_0^j = 0 \quad \text{unitár metrik rögzítés}$$

$$G = SU(2)$$

$$\phi^a$$

$$a=1,2,3$$

$$\text{vektor}$$

(triplett ábrázolás)
 adynglet al.

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a}$$

$$+ \frac{1}{2} (D_\mu \phi)^a (D^\mu \phi)^a$$

$$- \lambda (\phi^a \phi^a - \Lambda^2)^2$$

generátorok
 struktúra
 állandó

$$D_\mu \phi^a = \partial_\mu \phi^a - ig A_\mu^c (T^c)^{ab} \phi^b$$

$$(T^c)^{ab} = i\epsilon^{abc}$$

$$a,b,c=1,2,3$$

$$u = S^2$$

$$\phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

(ilyenkor $SU(2) \rightarrow U(1)$ -re szűk)

↑
 3 generátor

$$\left. \begin{matrix} \theta_1(x) \\ \theta_2(x) \\ \eta(x) \end{matrix} \right\} \text{ paraméterek}$$

$$\begin{pmatrix} \phi^1 \\ \phi^2 \\ \phi^3 \end{pmatrix} = \underbrace{\exp(iT^1\theta_1 + iT^2\theta_2)}_{=U(x)} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1+\eta \end{pmatrix}$$

$$U = U^{-1}$$

$$\phi \rightarrow \phi' = U^{-1} \phi = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1+\eta(x) \end{pmatrix}$$

$$A_\mu^{12} \text{ tömegmátrixa: } g_\mu A_\mu^a \epsilon_{abc} \Lambda \sigma^{cs} g A^{\mu m} \epsilon_{man} \Lambda \sigma^{ns} =$$

$$= g^2 \Lambda^2 (A_\mu^1 A^{\mu 2} + A_\mu^2 A^{\mu 1})$$

$$A_\mu^1 \text{ és } A_\mu^2 \text{ kapott csak tömeget}$$

$$A_\mu^3: \text{ sejtetlen alcsoporthoz tartozik} \rightarrow 0 \text{ tömegű marad}$$

Általános eset (Weinberg):

$$G \text{ (n dim.)} \rightarrow H \text{ (dim H = n')} \\ \downarrow \quad \downarrow \\ (n - n') \text{ db } A_\mu^a \text{ (coset generátorok)} \quad n' \text{ db } A_\mu^a \text{ nulla tömegű} \\ \text{Goldstone bozonok} \quad \text{tömeges: (m ~ g. vev.)} \\ \text{nem jelenik meg}$$

$$\mathcal{L} = - F_\mu^a F^{\mu a} + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_i - ig A_\mu^a T^a_{ij} \phi_j) (\partial^\mu \phi_i + ig A^\mu_a (T^a)^*_{ij} \phi_j) - u(\phi)$$

$u(\phi) \geq 0$; $(\phi_0)_i \neq 0$ minimum nem a nulla körvonalon
 $G \rightarrow H$ -ra esik

$$\phi_i = (\phi_{0i} + \tilde{\phi}_i)$$

mitérekérdő: $\tilde{\phi}_i (T^a)^*_{ij} (\phi_0)_j = 0 \quad a = 1 \dots \dim G$

(Weinberg: ez megengedett mértékvesztés / minden konfiguráció egybe transformálható),
 ha G kompakt csoport

↓
 ebben a mértékben
 nincs Goldstone bozon

$A_\mu^a A^{\mu a}$ tömegtagja: $M^2_{ab} = \frac{g^2}{2} (T^a \phi_0)_i (T^b \phi_0)_i$
 $(T^a \phi_0)_i = 0 \quad a = 1 \dots n'$

$$M^2_{ab} = \begin{matrix} & \begin{matrix} n' & n-n' \end{matrix} \\ \begin{matrix} n' \\ n-n' \end{matrix} & \left(\begin{array}{c|c} 0 & 0 \\ \hline 0 & \dots \end{array} \right) \end{matrix} \quad (T^a \phi_0)_i \neq 0 \quad a = n'+1, \dots, n$$

↖ ≠ 0

M^2_{ab} -t diagonalizáljuk. első n' s.d. nulla
 $\xrightarrow{g^2. \text{ v.e.v.}}$

[renormálható mértékben rendelkező az unitaritás]
 $\cong$ renormálható az elmélet

A Salam-Weinberg modell (standard elektrogyenge modell)

- bozonikus szektor

SW modell: spontán sejtett $SU(2) \times U(1)$ mértékelmélet,
ami az e.m. és a gyenge bcsk.-t egyesíti!

• minimális választás!

i) miért $SU(2) \times U(1)$? (ez a modell a semleges áramok
felfedezése előtt jött létre!)

modell világ: ν_e, e van csak
csak töltött áram bcsk.

$$\mathcal{L}_{\text{gyenge}} = g(\bar{\psi}_\mu W^\mu + \psi_\mu^\dagger \bar{W}^\mu) \quad \mathcal{L}_{\text{em.}} = -e A_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$$

$$J_\mu = \bar{\psi} \gamma_\mu \psi = \bar{\psi} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi \quad J_\mu^{\text{e.m.}} = \bar{e} \gamma_\mu e$$

(V-A áram)

ezt alacsony spontán sejtett ~~modell~~ mértékelméletben
→ legalább 3 vektor $W_\mu, W_\mu^\dagger, A_\mu$

gauge elv → globális szimm. hoz tartozó megmaradó
áramokhoz csatolva a vektor bozonok

3 megmaradó töltés $\Leftarrow J_\mu, J_\mu^\dagger, J_\mu^{\text{e.m.}}$

$$T_+ := \frac{1}{2} \int d^3x J_0(\vec{x}, t) = \frac{1}{2} \int d^3x \bar{\nu}_e^+ (1 + \gamma_5) e = \int d^3x \bar{\nu}_e^+ e_L$$

↑
csak balkezses
mezők

$$T_- := \frac{1}{2} \int d^3x J_0^\dagger(\vec{x}, t) = (T_+)^+$$

$$Q = - \int d^3x \bar{e} \gamma_0 e = - \int d^3x e^+ e$$

$$\psi_1 = e, \quad \psi_2 = \nu_e \quad \{\psi_i^\dagger(t, \vec{x}), \psi_j(t, \vec{y})\} = \delta_{ij} \delta(\vec{x} - \vec{y})$$

(egyetlen ~~kommutátor~~ nem eltérő)
(antikommutátor)

$$[T_+(t), T_-(t)] =$$

$$= 2T_3(t) = \frac{1}{2} \int d^3x [\bar{\nu}_e^+ (1 + \gamma_5) \nu_e - e^+ (1 + \gamma_5) e]$$

ez egy új operátor! nem írható fel a T_+, T_-, Q
lin. kombinációjaként

→ T_+, T_-, Q nem alkot zárt algebrát!

T_3 semleges, mint Q csak: $\begin{cases} \nu_e \text{ neutrínó is benne van} \\ \text{axiálereszt is} \end{cases}$

T_+, T_-, T_3 $SU(2)$ algebrát generál, Q ?