Vázlat

- Szimmetriák és megmaradó mennyiségek.
- Mértékszimmetriák: $U(1)$, $SU(2)$, $SU(3)$
- Dirac-egyenlet és fermion-megmaradás
- Lokális $U(1) \Rightarrow$ kvantumelektrodinamika
- Lokális $SU(3) \Rightarrow$ kvantumszíndinamika
- Higgs-mechanizmus, spontán szimmetriasértés (SBB)
- Lokális $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ + Higgs-tér $\Rightarrow$ elektrogyenge kh.
- Tömegképződés

Az $SU(2)$ szimmetria

Speciális (det = 1) Unitér ($U^+U = 1$) 2×2-es mátrixok csoportja

(Csoport: Zárt halmaz, asszociatív bináris művelet, egységelem, inverz)

Spin: 3D forgáscsoport $\Leftrightarrow$ $J = 1/2$

Szokásos reprezentáció:

$U(\theta_k) = \exp(-i\theta_k J_k) = \exp(-i\sigma_k \theta_k/2)$ ($k = 1, 2, 3$)

Pauli-mátrixok: $\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$

Sajátértékek és -vektorok: $J_3 = +\frac{1}{2}$: $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad J_3 = -\frac{1}{2}$: $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$

Izospin

W. Heisenberg: Magerők töltésfüggetlensége, $m_{\mathrm{p}} \approx m_{\mathrm{n}}$

$$\Rightarrow \text{nukleon: N} = \begin{pmatrix} \mathrm{p} \\ \mathrm{n} \end{pmatrix} \quad \mathrm{p} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \mathrm{n} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$I = \tfrac{1}{2} \qquad I_3 = +\tfrac{1}{2} \qquad I_3 = -\tfrac{1}{2}$$

Jelentősége messze túl nukleonon, valamennyi hadroné

$$I = 1: \quad \pi^+(I_3 = +1) \;\; \pi^0(I_3 = 0) \;\; \pi^-(I_3 = -1)$$

$$I = \tfrac{3}{2}: \quad \Delta^-(I_3 = -\tfrac{3}{2}) \;\; \Delta^0(I_3 = -\tfrac{1}{2}) \;\; \Delta^+(I_3 = +\tfrac{1}{2}) \;\; \Delta^{++}(I_3 = +\tfrac{3}{2})$$

$I_3(\mathrm{u}) = +\frac{1}{2}$, $I_3(\mathrm{d}) = -\frac{1}{2}$ $\quad I$(többi kvark)=0

Teljes analógia spinnel, SU(2)-szimmetria.

Kovariáns formalizmus

Kovariáns négyesvektor: $A_\mu = (A^0, -\underline{A})$;

kontravariáns: $A^\mu = (A^0, +\underline{A})$

Deriválás kivétel: $\partial_\mu = (\frac{\partial}{\partial t}, +\underline{\nabla})$; $\partial^\mu = (\frac{\partial}{\partial t}, -\underline{\nabla})$

Skalárszorzat:

$$A \cdot B = A^0 B^0 - \underline{A} \cdot \underline{B} = A_\mu B^\mu = A^\mu B_\mu = g_{\mu\nu} A^\mu B^\nu = g^{\mu\nu} A_\mu B_\nu$$

metrikus tenzor: $g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$

Skalárszorzat Lorentz-invariáns, alsó–felső indexek párban

$\Rightarrow$ implikált összegzés $\sum_{\mu=0}^{3}$

Dirac-spinor

Dirac-egyenlet sajátvektorai: ψ spinorok

Sajátvektor				spin	tömeg
$\begin{pmatrix}1\\0\\0\\0\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}0\\1\\0\\0\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}0\\0\\1\\0\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}0\\0\\0\\1\end{pmatrix}$	$\begin{matrix}\uparrow\\\downarrow\\\uparrow\\\downarrow\end{matrix}$	$\begin{matrix}m\\m\\-m\\-m\end{matrix}$

részecske antirészecske

Gamma-mátrixok

Dirac-Pauli formalizmus (4×4-es γ-mátrixok)

$\gamma_\mu = (\beta, \beta\underline{\alpha})$ négyesvektor

$$\beta = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \quad \underline{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \underline{\sigma} \\ \underline{\sigma} & 0 \end{pmatrix}$$

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$\gamma^4 \equiv \gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \quad \underline{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \underline{\sigma} \\ -\underline{\sigma} & 0 \end{pmatrix} \quad \gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}$$

Spinorok bilineáris szorzatai

ψ: 4-es spinor (oszlopvektor)

$\overline{\psi} \equiv \psi^\dagger \gamma^0$: adjungált spinor (sorvektor)

A fizikai mennyiségekben előfordulhatók

Típus	alak	komp.	P-tükr. hatása
Skalár	$\overline{\psi}\psi$	1	$+$
Vektor	$\overline{\psi}\gamma^\mu\psi$	4	térkomp. $-$
Tenzor	$\overline{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi$	6	
Axiálvektor	$\overline{\psi}\gamma^5\gamma^\mu\psi$	4	térkomp. $+$
Pszeudoskalár	$\overline{\psi}\gamma^5\psi$	1	$-$

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu)$$

Gyenge áram: $\overline{\psi}(1-\gamma^5)\gamma^\mu\psi \Rightarrow$ V-A elmélet

A szabad fermion Dirac–egyenlete

Lagrange–sűrűség operátora = kin. – pot. energiasűrűség

$$L = T - V = i\overline{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\overline{\psi}\psi \qquad \partial_\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu} \qquad \overline{\psi} \equiv \psi^\dagger\gamma^0$$

Euler–Lagrange–egyenlet: $\delta L = 0 \Rightarrow$ Adj. Dirac-egy.

$$\partial_\mu\left[\frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu\psi)}\right] - \frac{\partial L}{\partial\psi} = 0 \Rightarrow \boxed{i\partial_\mu\overline{\psi}\gamma^\mu + m\overline{\psi} = 0}$$

Herm. konj. $\quad (\gamma^{0^2} = I;\ \gamma^{0^\dagger} = \gamma^0;\ \gamma^{\mu\dagger} = \gamma^0\gamma^\mu\gamma^0)$

$$[i\partial_\mu\overline{\psi}\gamma^\mu + m\overline{\psi}]^\dagger = -i\gamma^{\mu\dagger}\gamma^{0^\dagger}\partial_\mu\psi + m\gamma^{0^\dagger}\psi = -i\gamma^0\gamma^\mu\partial_\mu\psi + m\gamma^0\psi =$$
$$-\gamma^0(i\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\psi) = 0$$

Dirac-egyenlet: $\boxed{(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi = 0}$

A fermiontöltés megmaradása

$$\overline{\psi}[i\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\psi] + [i\partial_\mu\overline{\psi}\gamma^\mu + m\overline{\psi}]\psi = 0$$

Dirac-egy. adj. Dirac

$$\overline{\psi}\gamma^\mu(\partial_\mu\psi) + (\partial_\mu\overline{\psi})\gamma^\mu\psi = \boxed{\partial_\mu(\overline{\psi}\gamma^\mu\psi) = 0}$$

$$\frac{\partial j_0}{\partial t} - \sum_i \frac{\partial j_i}{\partial x_i} = 0$$ kontinuitási egy.

$$\boxed{j^\mu = \overline{\psi}\gamma^\mu\psi}$$ fermionáram-sűrűség 4-vektora

$$\partial_\mu j^\mu = 0$$ fermion-megmaradás

Anyagsűrűség: $j^0 = \overline{\psi}\gamma^0\psi = \psi^\dagger{\gamma^0}^2\psi = \psi^\dagger I\psi = \sum_{i=1}^4 |\psi|^2$

Elektron töltésárama: $j_e^\mu = -e\overline{\psi}\gamma^\mu\psi$

Globális mértékinvariancia

Mozgásegyenlet (pl. $L = T - V$) invariáns mértéktranszformációval szemben
$\Rightarrow \exists$ megmaradó áram (Noether-tétel)

Szabad fermion: $L = i\overline{\psi}(x)\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi(x) - m\overline{\psi}(x)\psi(x)$
invariáns $U(1)$ globális mértéktr.-val

$U(1) = 1 \times 1$ unitér „mátrixok” csoportja
$\psi(x) \to U\psi(x)$; $U = e^{i\lambda}$; $U^{\dagger}U = 1$

Áram: $j^{\mu}(x) = \overline{\psi}(x)\gamma^{\mu}\psi(x)$; $\partial_{\mu}j^{\mu}(x) = 0$

Példa: neutronbomlás, $\mathrm{n} \to \mathrm{p} + \mathrm{e}^{-} + \overline{\nu}_e$
barionáram és leptonáram megmarad

Globális szimmetriák (Noether-tétel)

Lagrange-fv invariáns globális transzfomációval szemben
$\Rightarrow$ megmaradási törvény

transzformáció	$\Longrightarrow$	megmaradó mennyiség
térbeni eltolás ($\underline{x}$)	$\Longrightarrow$	impulzus ($\underline{p}$)
időbeni eltolás (x_0)	$\Longrightarrow$	energia (p_0)
forgatás	$\Longrightarrow$	imp.-mom. (J)
$U(1)$ mértékinv.	$\Longrightarrow$	töltés (Q, B, L)
$SU(2)$ mértékinv.	$\Longrightarrow$	spin, izospin
$SU(3)$ mértékinv.	$\Longrightarrow$	szín

$U(1)$: $\mathcal{L}(e^{i\alpha}\psi) = \mathcal{L}(\psi)$ $\quad$ $SU(2)$: $\mathcal{L}(e^{\frac{1}{2}i\underline{\alpha\sigma}}\psi) = \mathcal{L}(\psi)$

$\mathcal{L}$: Lagrange-fv, ψ: részecske-tér
$\underline{\alpha}$: 3 valós állandó, $\underline{\sigma}$: Pauli-mátrixok

Lokális invariancia $\Rightarrow$ kölcsönhatás

- Lokális $U(1) \Rightarrow$ kvantumelektrodinamika
  $\mathcal{L}(e^{i\alpha(x)}\psi) = \mathcal{L}(\psi) \Rightarrow$ el. töltés, foton: $m_\gamma = 0$
- Lokális $SU(3) \Rightarrow$ kvantumszíndinamika
  $\mathcal{L}(e^{i\sum_{a=1}^{8}\alpha_a(x)T_a}\psi) = \mathcal{L}(\psi) \Rightarrow$ 3 szín, 8 gluon: $m_g = 0$
  T_a : 3×3 unitér mátrix
- Lokális $SU(2) \not\Rightarrow$ gyenge kh. ???
  $\mathcal{L}(e^{\frac{1}{2}i\underline{\alpha}(x)\underline{\sigma}}\psi) = \mathcal{L}(\psi) \Rightarrow$ 3 bozon, $m(B_i) = 0$
  Sértenünk kell, hogy működjék: spontán szimmetriasértés (Higgs-mechanizmus)

Építsük fel a Standard Modellt:
Lokális $U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)$ + Higgs-mechanizmus

Lokális $U(1) \Rightarrow$ QED

A szabad fermion Dirac-egyenlete:

$L = i\overline{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\overline{\psi}\psi$ (Adj. spinor: $\overline{\psi} \equiv \psi^\dagger\gamma^0$)

$U(1)$ mértéktrafó: $\psi'(x) = e^{i\alpha(x)}\psi(x)$

Lokalitás: tetsz. valós $\alpha(x)$ téridő-fv.

Új szimm.-hoz kovariáns deriválás

Ált. impulzus Maxwell-egyenletben: $p \rightarrow p + eA \Rightarrow$

ált. derivált térelméletben: $i\partial_\mu \rightarrow iD_\mu = i\partial_\mu + eA_\mu$

ahol $U(1)$ hatására $A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha$

$$L' = i\overline{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\overline{\psi}\psi = \overline{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m)\psi + e\overline{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu = L - j^\mu A_\mu$$

($j^\mu = \overline{\psi}\gamma^\mu\psi$ megmaradó áram — vektor)

Új A_μ tér, tér kinetikus energiáját hozzáadni:

$(E = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu};\ F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu)$

$$L'' = \overline{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m)\psi + e\overline{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$$

Kovariáns deriválás $U(1)$-re

$$
\begin{aligned}
D_\mu(U(\alpha)\psi) &= (\partial_\mu - ieA_\mu)(U(\alpha)\psi) \\
&= i(\partial_\mu\alpha)e^{i\alpha}\psi + e^{i\alpha}\partial_\mu\psi - ieA_\mu e^{i\alpha}\psi \\
&= e^{i\alpha}[\partial_\mu - ieA'_\mu + i(\partial_\mu\alpha)]\psi \\
&= e^{i\alpha}D_\mu\psi \qquad (A'_\mu = A_\mu + \tfrac{1}{e}\partial_\mu\alpha)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu} &= [\partial_\mu(A_\nu + \tfrac{1}{e}\partial_\nu\alpha) - \partial_\nu(A_\mu + \tfrac{1}{e}\partial_\mu\alpha)] \\
&\quad \cdot[\partial^\mu(A^\nu + \tfrac{1}{e}\partial^\nu\alpha) - \partial^\nu(A^\mu + \tfrac{1}{e}\partial^\mu\alpha)] \\
&= ((\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)\cdot(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu)) \\
&= F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
m_\gamma^2 A'_\mu A'^\mu &= m_\gamma^2(A_\mu + \tfrac{1}{e}\partial_\mu\alpha)\cdot(A^\mu + \tfrac{1}{e}\partial^\mu\alpha) \\
&\neq m_\gamma^2 A_\mu A^\mu \\
&\Rightarrow m_\gamma = 0
\end{aligned}
$$

A QED Lagrange-függvénye

$$L_{\mathrm{QED}} = \overline{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m)\psi + e\overline{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \tfrac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$$

$m > 0$ fermion + $m = 0$ A_μ-tér

A_μ nem tűr tömeget: $\frac{1}{2}m_\gamma^2 A^\mu A_\mu$ tömegtag elrontja $U(1)$-et

Az $U(1)$-trafók Abel-csoportja:

$U(\alpha) = e^{i\alpha}$; $U(\alpha_1)\cdot U(\alpha_2) = U(\alpha_2)\cdot U(\alpha_1)$

Áramsűrűség: $j^\mu = -e\overline{\psi}\gamma^\mu\psi$

Globális $U(1)$-invariancia ($\psi(x) \to e^{i\alpha}\psi(x)$)

$\Rightarrow$ töltés- áram-megmaradás

Lokális $U(1)$-invariancia ($\psi(x) \to e^{i\alpha(x)}\psi(x)$)

$\Rightarrow$ QED és fotontér

Az $SU(3)$ szimmetria

Speciális (det = 1) Unitér ($U^+U = 1$) 3×3-as mátrixok csoportja

Szokásos reprezentáció: $U = \exp(i\alpha_a T_a) \equiv \exp(i\sum_{a=1}^{8} \alpha_a T_a)$

(α_a: állandók, T_a: generátorok)

$$T_a = \lambda_a/2; \quad [T_a, T_b] = i\sum_{a=1}^{8} f_{abc} T_c$$

Szerk. állandók: $f_{abc} = -f_{acb} = -f_{bac} = -f_{cba}$

Generátorok származtatása:

Ált. 2×2 Pauli-mátrixok 0-kkal 3×3-ra bővítve

$$\lambda_i = \begin{pmatrix} \sigma_i & \\ & 0 \end{pmatrix} \qquad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & -1 & \\ & & 0 \end{pmatrix} \qquad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & -2 \end{pmatrix}$$

($i = 1$, 2, 3) $\qquad$ λ_3 és λ_8, diagonálisak

$SU(3) \sim 3 \times SU(2)$

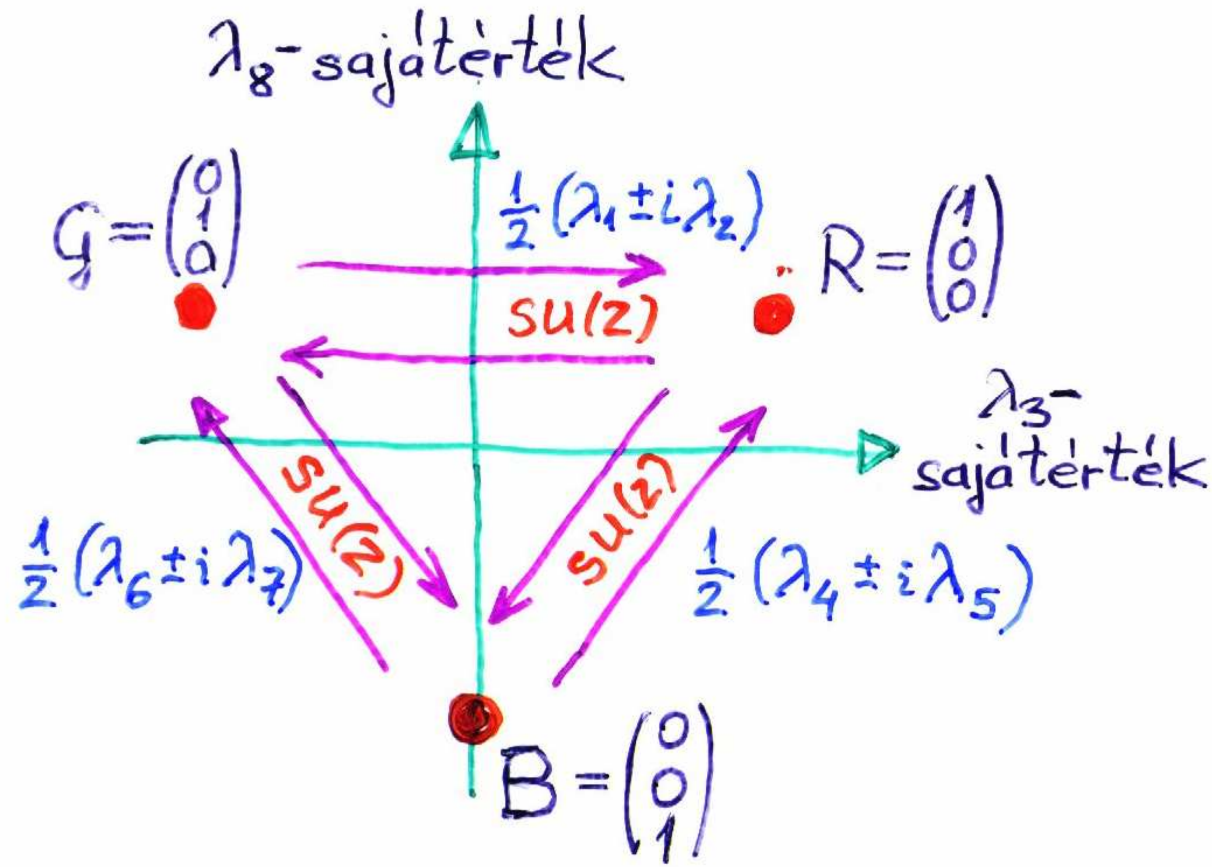
λ_i származtatása:

$\frac{1}{2}(\lambda_i \pm \lambda_j)$ léptet

f_{abc} származtatása:

$[\frac{1}{2}\lambda_a, \frac{1}{2}\lambda_b] = i\sum_{a=1}^{8} f_{abc}\frac{1}{2}\lambda_c$

$(T_a \equiv \frac{1}{2}\lambda_a)$



Lokális SU(3) szimmetria

Szabad kvark: $L_0 = \bar{q}_j(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)q_j$

($\sum_{j=1}^{3}[\ldots]_j[\ldots]_j$ összeg színre, elhagyjuk)

Lokális mértéktranszf.:

$q(x) \to Uq(x) = e^{i\alpha_a(x)T_a}q(x) \quad (\sum_{a=1}^{8}[\ldots]_a[\ldots]_a)$

$\alpha_a(x)$ valós téridő fv.

Szín-$SU(3)$: U: 3×3-as, unitér, det(U) = 1 $\Rightarrow$ Tr $T_a = 0$

Nem-Abeli csoport: $[T_a, T_b] = i f_{abc} T_c$

Szerkezeti állandók: $f_{abc} = -f_{acb} = -f_{bac} = -f_{cba}$

$f_{123} = 1; \; f_{458} = f_{678} = \frac{\sqrt{3}}{2};$

$f_{147} = f_{165} = f_{246} = f_{257} = f_{345} = f_{376} = \frac{1}{2}$

a többi zérus

Az SU(3)-mértéktér

Kovariáns derivált: $D_\mu = \partial_\mu + igT_a G_\mu^a$

Mértéktér: $G_\mu^a \longrightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha_a - f_{abc}\alpha_b G_\mu^c$

Térerősség: $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c$

ahol g a csatolási állandó

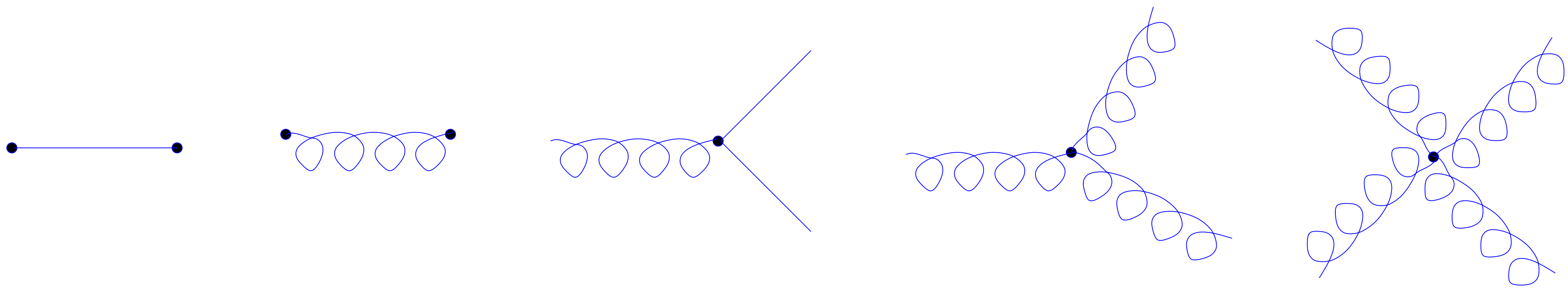
Első két tag Abeli $\sim$ QED

A QCD Lagrange-operátora

$$L_{\mathrm{QCD}} = \bar{q}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)q - g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G^a_\mu - \frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G_a^{\mu\nu}$$

g: csat. állandó; $m_g = 0$

$$L_{\mathrm{QCD}} = \{\bar{q}q\} + \{G^2\} + g\{\bar{q}qG\} + g\{G^3\} + g^2\{G^4\}$$



szabad kvark | szabad gluon | kvark−gluon kh. | 3−gluon kh. | 4−gluon kh.

QED−analógia

gluon−gluon kh.: QCD−spec.

Futó csatolás: QED

QED csatolási állandója: Q: imp-átadás

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha_0}{1 - \frac{\alpha_0}{3\pi}\ln(Q^2/M^2)}$$

M: renormálás levágása:

$$\int_0^\infty |p|\,dp \leftrightarrow \int_0^M |p|\,dp$$

Fizikaibb felírás: tetsz. μ referencia-impulzusra

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 - \frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi}\ln(Q^2/\mu^2)}$$

$$\alpha^{-1}(0) \approx 137; \quad \alpha^{-1}(m_{\mu^\pm}^2) \approx 136; \quad \alpha^{-1}(m_Z^2) \approx 128$$

Felöltöztetett elektron, gyenge Q^2-függés

Töltés árnyékolása nagy távolságon

Futó csatolási állandó: QCD

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{1-\beta_1 \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{2\pi} \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}} \approx \frac{12\pi}{(33-2N_f)\ln(Q^2/\Lambda^2)}$$

$\beta_1 = \frac{1}{3}N_f - \frac{11}{6}N_C < 0$ ($N_c = 3$ szín, $N_f = 2\ldots6$ íz (flavor))

$\alpha_s(1\ \mathrm{GeV}^2) \sim 1$; $\alpha_s(m_Z^2) \approx 0,120$; $\alpha_s(Q^2\to\infty) = 0$

$\Lambda(N_f) \sim 0,1-0,5$ GeV: levágás $\Lambda(N_f = 2) \approx 260$ MeV

$Q^2 \gg \Lambda^2 \Rightarrow$ gyenge csatolás

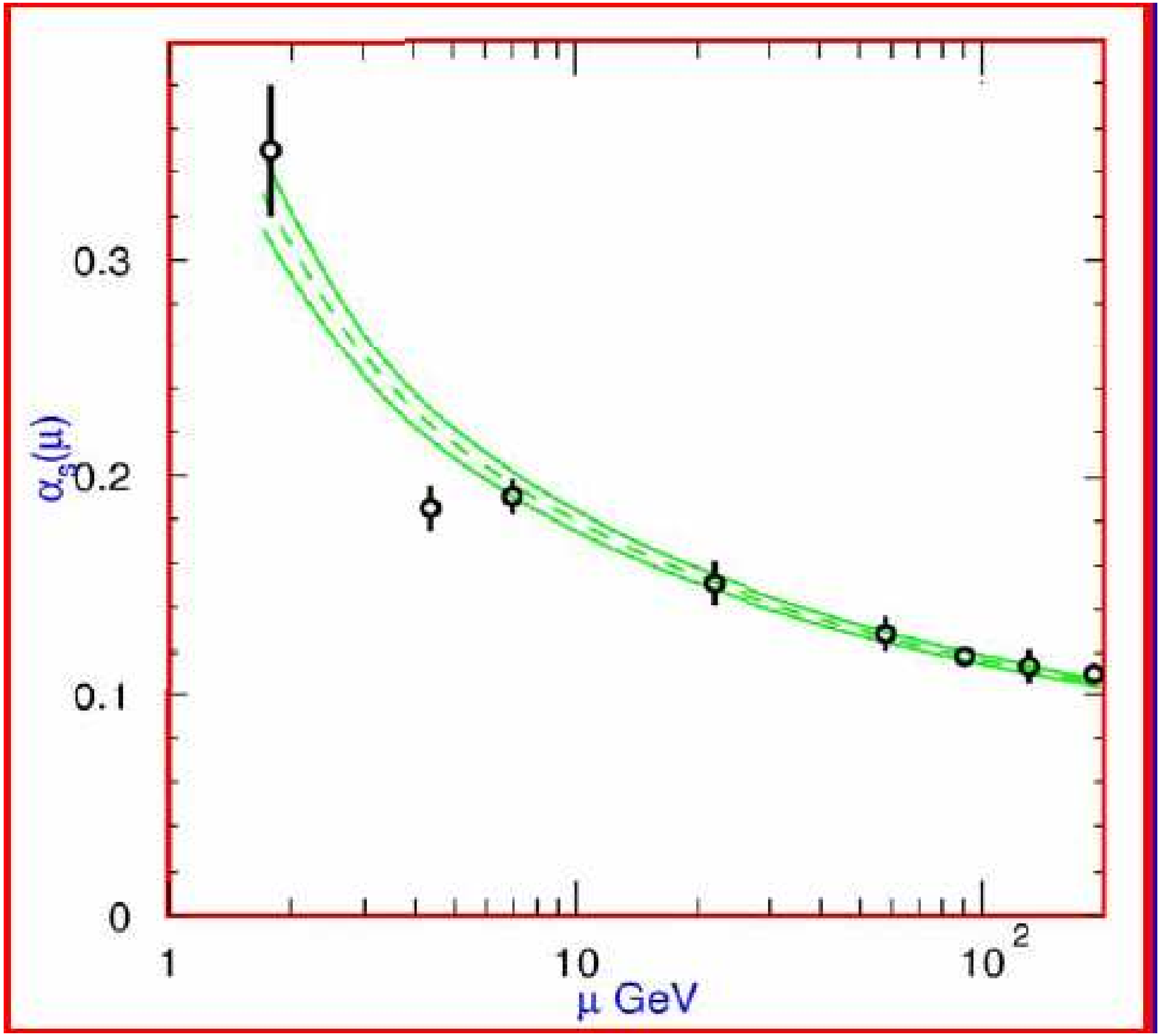
nagy E, kis táv. $\Rightarrow$ aszimptotikus szabadság

$Q^2 \leq \Lambda^2 \Rightarrow$ erős csatolás

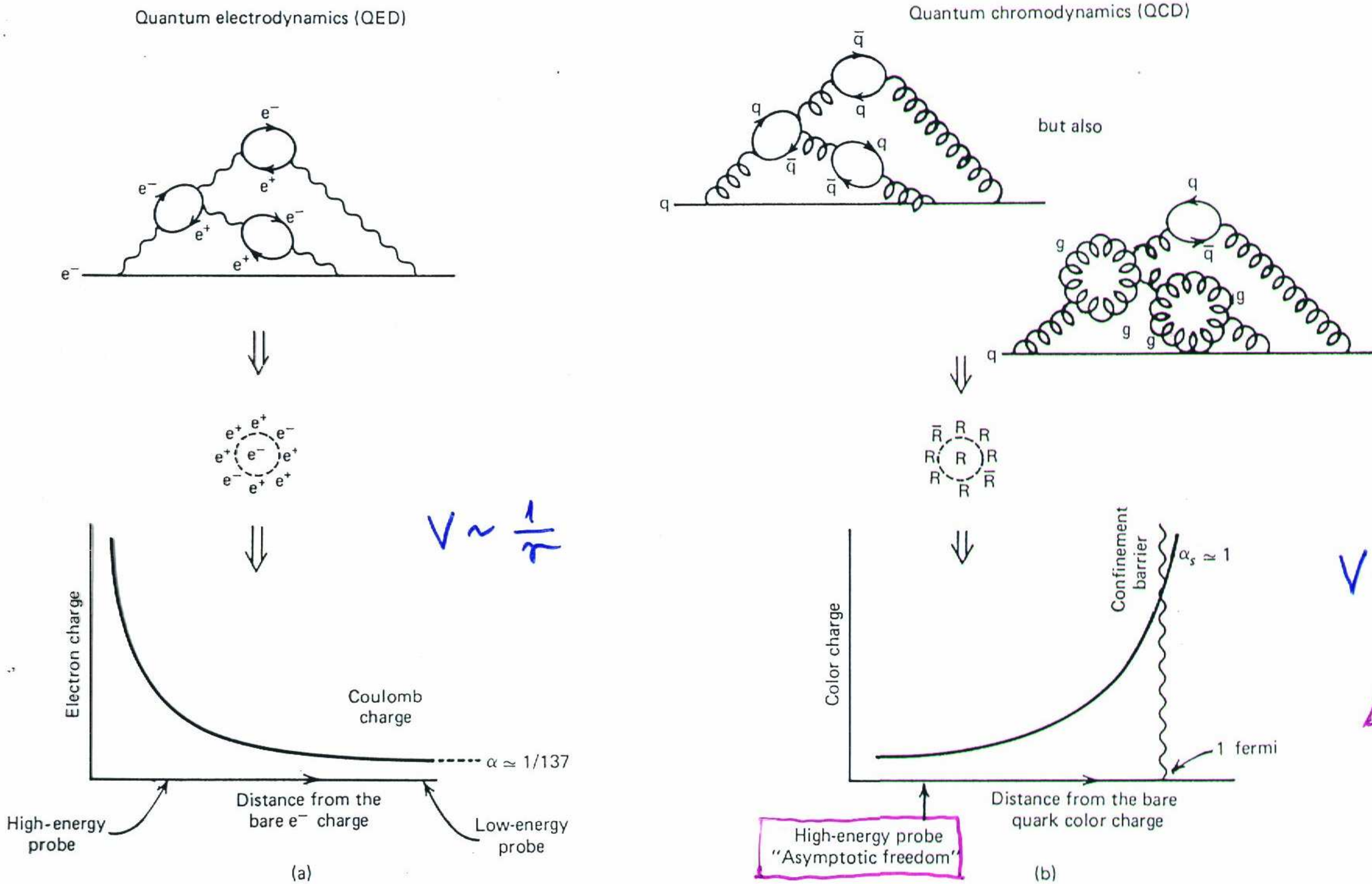
kis E, nagy táv. $\Rightarrow$ kvarkbezárás, hadronok

Ellenárnyékolás: színtöltés erősödése nagy távolságon

Aszimptotikus szabadság



Árnyékolás: QED ⇔ QCD



$V \sim \frac{1}{r}$

$V \sim r$

$\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$

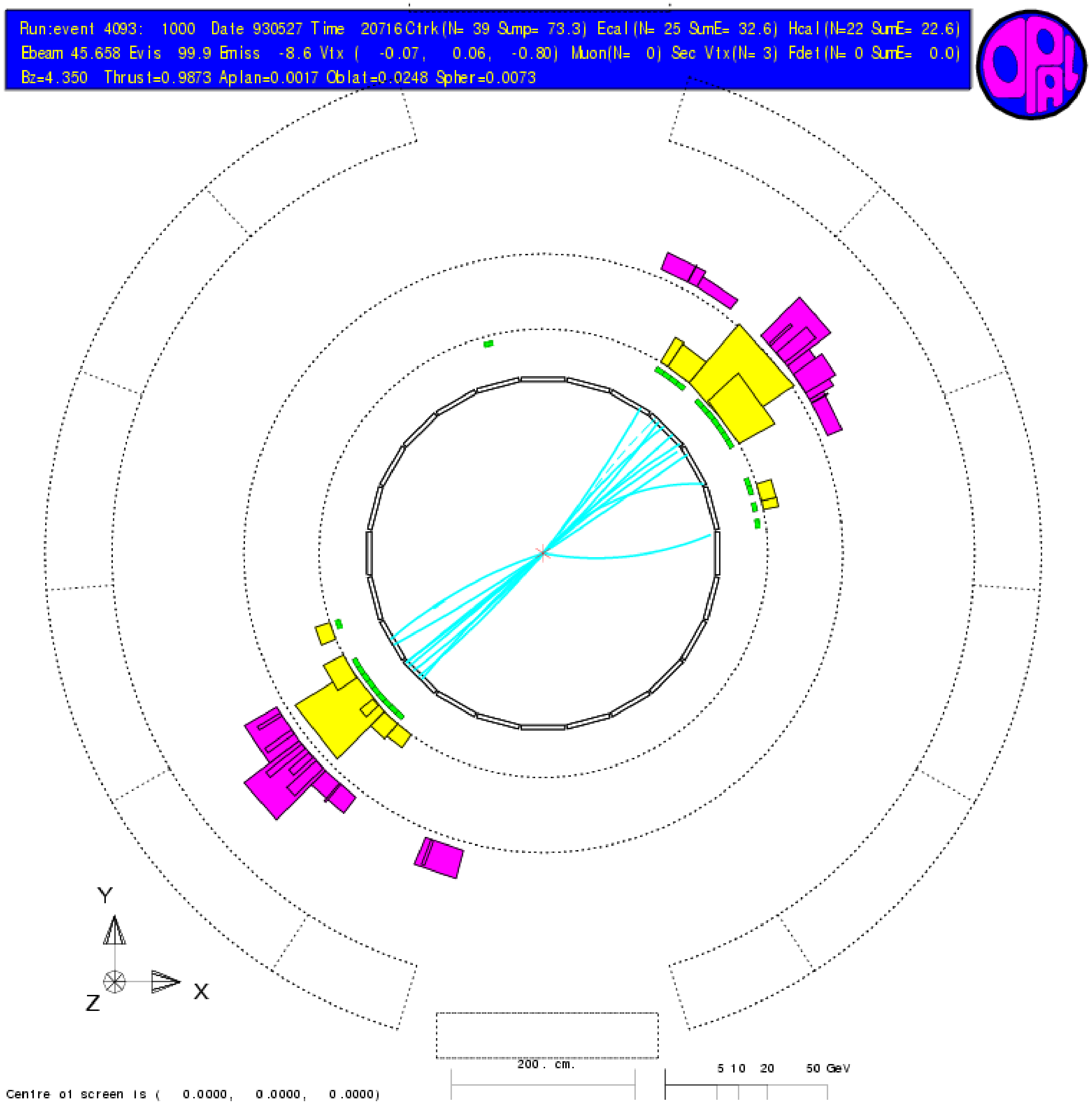
$\Delta E \sim \frac{\hbar c}{\Delta r}$

Fig. 1.5 Screening of the (a) electric and (b) color charge in quantum field theory.

QED és QCD

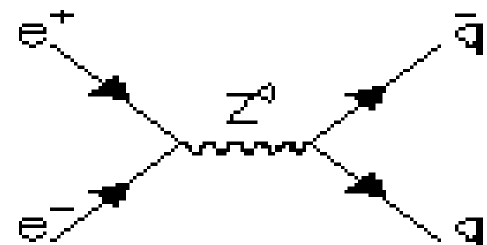
	QED	QCD
Elemi fermionok	leptonok	kvarkok
Töltés	elektromos	szín-
Mértékbozon	foton (γ) nincs töltése	8 gluon (g) színes
Csatolási állandó Q^2–függés	$\alpha(Q^2 = 0) = \frac{1}{137}$ gyenge	$\alpha_s(Q^2 = m_Z^2) = 0.12$ erős
Szabad részecskék	leptonok	hadronok
Számítási pontosság	$< 10^{-8}$	$5 - 20\%$

Kvarkok megfigyelése: hadronzáporok



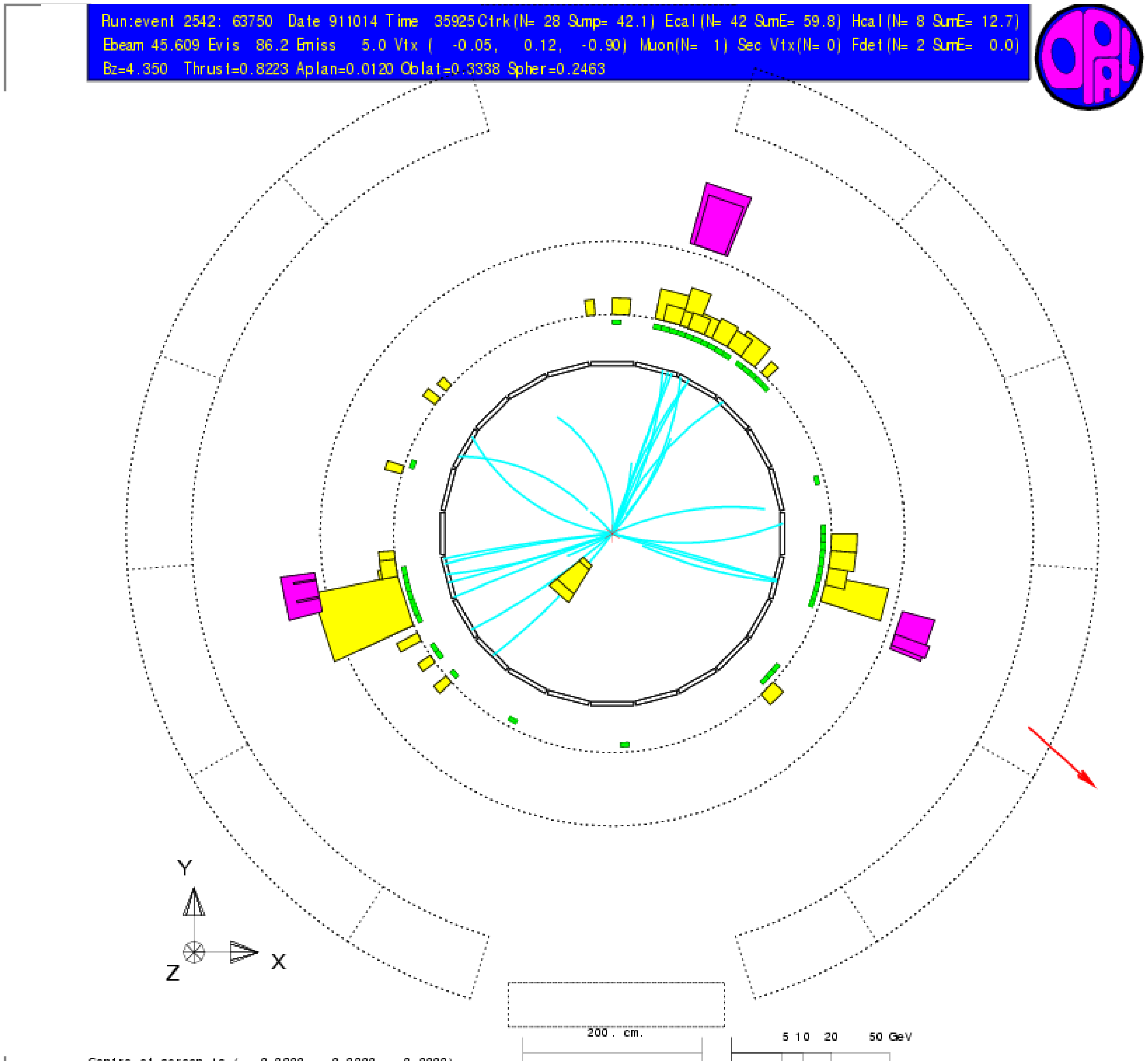
OPAL

$$e^+e^- \rightarrow Z^{(*)} \rightarrow q\bar{q}$$



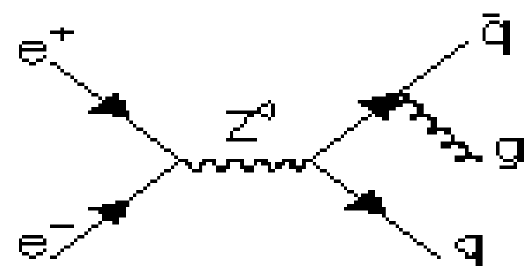
39 töltött részecske!

Gluon megfigyelése: 3 hadronzápor



OPAL

$e^+e^- \to qqg$

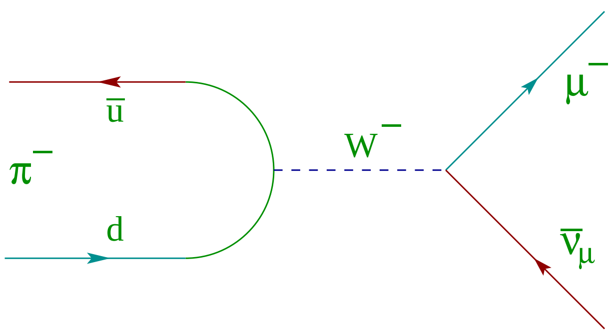


Gyenge kölcsönhatás

τ(erős kh.) $\sim\ 10^{-23}$ s $\qquad \rho(770) \to \pi\pi$

τ(e-m. kh.) $\sim\ 10^{-16}$ s $\qquad \pi^0 \to \gamma\gamma$

τ(gyenge kh.) $\geq\ 10^{-8}$ s $\qquad \pi^- \to \mu^- \overline{\nu}_\mu$



Gyenge d $\to$ u bomlás

$\Downarrow$

ízváltozás

Maximális paritássértés: balkezes részecske: μ^-_{L}

jobbkezes antirészecske: $\overline{\nu}^{\mathrm{R}}_\mu$

Közvetítő: $\mathrm{W}^\pm$, Z^0; $\quad m_W, m_Z \gg 0$

Yukawa-kh.: $U(R) \sim \exp(-\frac{R}{R_0})/R;\ \ R_0 \sim \frac{\hbar}{M_W c} \Rightarrow$ „gyenge”

Balra polarizált részecskeáram?

$$\gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}$$

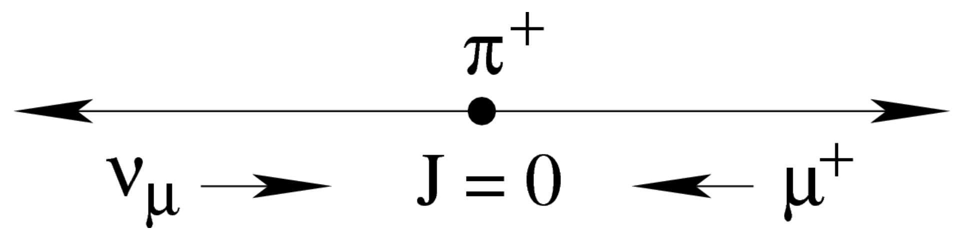
$1-\gamma^5$ balra, $1+\gamma^5$ jobbra vetít

(Weil-reprezentációban bizonyítják)

Töltésnövelő gyenge áram:

$J^\mu = \bar{u}_\nu \gamma^\mu (1-\gamma^5) u_\ell$

vektor – axiálvektor $\Rightarrow$ V–A elmélet



balos! balos??

$$\frac{\Gamma(\pi^- \to e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \left(\frac{m_{\pi^-}^2 - m_e^2}{m_{\pi^-}^2 - m_\mu^2}\right)^2 = 1{,}2 \times 10^{-4}$$

pedig a fázistér ellenkező irányba mutat

Gyenge kh: mértékelmélet?

Globális SU(2) mértékinvariancia:

$\psi' = U\psi \quad U = exp\{\frac{1}{2}i\sum_{k=1}^{3}\alpha_k\sigma_k\}$

α_k: valós szerk. áll.; σ_k: spinmátrixok

$L' = L \Rightarrow$ spin, izospin megmarad

Lokális $SU(2)$: $\quad U = exp\{\frac{1}{2}i\sum_{k=1}^{3}\alpha_k(x)\sigma_k\}$

$\Rightarrow$ 3 mértékbozon, de $m_W = 0$!

Adjunk L-hez $m_W^2 W_\mu W^\mu$ tagot?

$SU(2)$ elromlik (na és?) és nem renormálható!!

(minden rendben más levágás...)

$\boxed{\text{Lokális } SU(2) \not\Rightarrow \text{ gyenge kölcsönhatás!}}$

Spontán szimmetriasértés

Mitől van a gyenge bozonok tömege?

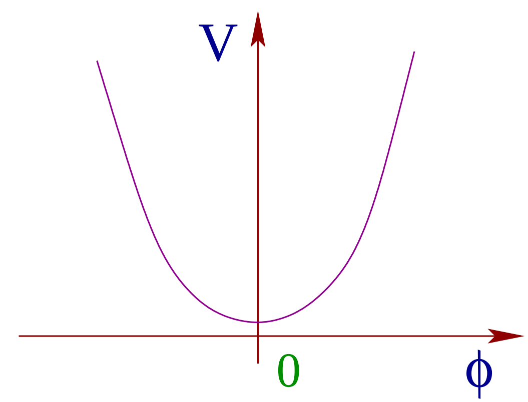
Példázat: $L = T - V = \frac{1}{2}(\partial_\nu \phi)^2 - \left(\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4\right)$

(μ^2 valós, $\lambda > 0$): $\phi \rightarrow -\phi$ invariancia

Ha $\mu^2 > 0$,

ϕ skalár részecske tere

μ tömeggel



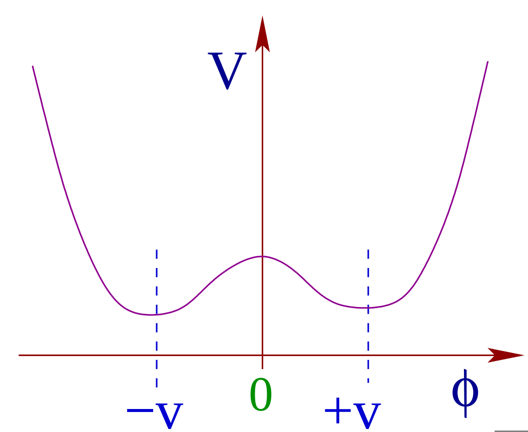
Ha $\mu^2 < 0$:

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = \phi(\mu^2 + \lambda\phi^2) = 0$$

Stabil vákuum:

$$\phi = \pm v = \pm\sqrt{-\mu^2/\lambda^2}$$

Perturbációszám.: $\phi(x) = v + \eta(x)$



Rejtett szimmetria

$$\phi(x) = v + \eta(x) \qquad L' = \tfrac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 - \lambda v^2 \eta^2 - \lambda v \eta^3 - \tfrac{1}{4}\lambda \eta^4 + \mathrm{const}$$

$\lambda v^2 \eta^2$ jó tömegtag: $m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2}$

$$\boxed{L \equiv L'}$$

L-nek explicit a szimmetriája,
de nem perturbatív, nem stabil a vákuuma

L'-nek rejtett a szimmetriája,
de perturbatív, stabil a vákuuma,
és explicite mutatja η-tér tömegét

Higgs-mechanizmus: fermion-tér + Higgs-tér
(fermion Higgs-térben)
Lokális $U(1) \otimes SU(2)$ + spontán szimmetriasértés

Higgs-mechanizmus $U(1)$-en

Új terek: $\Phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}}[v + h(x)]e^{i\Theta(x)/v}$

$\Theta(x)$ megválasztása: $h(x)$ valós

Vektortér: $A_\mu \longrightarrow A_\mu + \frac{1}{ev}\partial_\mu\Theta$

$$L'' = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - \lambda v^2 h^2 + \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu^2 - \lambda v h^3 - \frac{1}{4}\lambda h^4 + \frac{1}{2}e^2 A_\mu^2 h^2 + v e^2 A_\mu^2 h - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

- megvan a masszív A-vektor: $m_A = ev > 0$
- van egy új, masszív h-skalár: $m_h = \sqrt{2\lambda v^2} > 0$
- eltűnt a $\Theta(x)$ Goldstone-bozon: A_μ longitudinális polarizációja lett

Higgs-tér 2 szabadsági foka: A és h „tömege”

Higgs-mechanizmus SU(2)-n

$$L = (\partial_\nu \Phi)^\dagger (\partial^\nu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (\lambda > 0)$$

Skalár SU(2)-dublett: $\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_\alpha \\ \Phi_\beta \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix}$

Lokális SU(2) transzf.: $\Phi \longrightarrow e^{\frac{i}{2}\alpha_a(x)\tau_a} \Phi$

$\tau_a \;\; (a = 1,\, 2\; 3)$: SU(2) generátorai („spinmátrixok”)

Kovariáns derivált: $D_\nu = \partial_\nu + ig\frac{\tau_a}{2} W_\nu^a \quad (a \ldots a : \Sigma_1^3)$

Izotriplett mértéktér transzformációja:

$$\underline{W}_\nu \longrightarrow \underline{W}_\nu - \frac{1}{g}\partial_\nu \underline{\alpha} - \underline{\alpha} \times \underline{W}_\nu$$ (U(1) + SU(2)-forgatás)

$$L = (\partial_\nu \Phi + \tfrac{i}{2} g \underline{\tau} \cdot \underline{W}_\nu \Phi)^\dagger (\partial^\nu \Phi + \tfrac{i}{2} g \underline{\tau} \cdot \underline{W}^\nu \Phi) - V(\Phi) - \tfrac{1}{4} \underline{W}_{\mu\nu} \underline{W}^{\mu\nu}$$

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

$$\underline{W}^{\mu\nu} = \partial^\mu \underline{W}^\nu - \partial^\nu \underline{W}^\mu - g \underline{W}^\mu \times \underline{W}^\nu$$

Higgs-bozon és gyenge bozonok

$\mu^2 > 0:$ 4 skalár Φ-tér $(m_\Phi = 0)$
kh.-ban 3 W^a_μ Goldstone-bozonnal $(m_W = 0)$

$\mu^2 < 0;\ \ \lambda > 0:$

$$V(\Phi) = \min \quad \Rightarrow \quad \Phi^\dagger\Phi = \frac{1}{2}(\Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2 + \Phi_4^2) = -\frac{\mu^2}{2\lambda}$$

$\Phi(x)$ kifejtése pl. $\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi_4 = 0;\ \Phi_3^2 = v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}$ körül

$$\Phi_0 = \sqrt{\frac{1}{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \ \Rightarrow\ \Phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}$$

Eredmény: 3 Goldstone-bozon eltűnik $\Rightarrow$ tömeg 3 W-nek
marad masszív skalár: Higgs-bozon

És az egész renormálható!

Hipertöltés

Kikeverni tiszta U(1) és SU(2) áramokból
elektromágneses áramot (Q töltéshez) és
gyenge áramot (T gyenge izospinhez)

SU(2)-rész csak balos részecskéket csatol $\Rightarrow$ SU(2)$_L$
Megfigyelt semleges gyenge áramnak van R-komponense
(bár kicsi)
Töltött gyenge áram tiszta balos

U(1)-rész invariáns SU(2)-vel szemben, mert $m_A = 0$

$$j_\mu^{em} = -\bar{\ell}\gamma_\mu\ell = -\bar{\ell}_L\gamma_\mu\ell_L - \bar{\ell}_R\gamma_\mu\ell_R$$

Hipertöltés: $Y = 2(Q - T^3)$; árama: $j_\mu^Y = \bar{\psi}\gamma_\mu Y\psi$: U(1)$_Y$

E-m áram: $j_\mu^{em} = J_\mu^3 + \frac{1}{2} j_\mu^Y$ (e töltésegység lehagyva)

$U(1) \otimes SU(2) \Rightarrow$ **elektrogyenge kh.**

Kölcsönhatási tagok Lagrange-fv-ben:

$$U(1)_Y: \quad -i\frac{g'}{2} j^Y_\mu B^\mu = -ig'\overline{\psi}\gamma_\mu \frac{Y}{2}\psi B^\mu$$

Hipertöltés leptonra: $Y = 2(Q - T^3)$

$$SU(2)_L: \quad -igJ_\mu W^\mu = -ig\overline{\chi}_L \gamma_\mu \underline{T} \cdot W^\mu \chi_L$$

Gyenge izospin T gyenge izodublett $\chi_L = \begin{pmatrix} \nu \\ \ell^- \end{pmatrix}_L$

$SU(2) \otimes U(1)$:

$$\chi_L \to \chi_L' = e^{i\underline{\alpha}(x)\cdot\underline{T} + i\beta(x)Y}\chi_L$$ $SU(2)_L$ dublett

$$\psi_R \to \psi_R' = e^{i\beta(x)Y}\psi_R$$ $U(1)_Y$ szingulett

A gyenge mértékbozonok tömege

Töltött gyenge bozonok tömege:

Lagrange-fv-ben Higgs-tér kölcsönhatása $SU(2)_L$ terével

$$\left| \left(-i\frac{g}{2}\underline{\tau} \cdot \underline{W_\mu} - i\frac{g'}{2}B_\mu \right) \Phi_0 \right|^2 = \ldots + \left(\frac{1}{2}vg\right)^2 W_\mu^+ W^{\mu-}$$

Tömegtag $M_\mathrm{W}^2 W^+ W^-$ alakú

$$\Rightarrow \quad \boxed{M_\mathrm{W} = \frac{1}{2}vg}$$

A semleges mértékbozonok tömege

Higgs-tér kölcsönhatása $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ terével

$(W_\mu^3, B_\mu) \rightarrow (Z_\mu, A_\mu)$ diagonalizálja

Semleges terek tömegei: $\frac{1}{2} M_A^2 A^\mu A_\mu$; $\frac{1}{2} M_Z^2 Z^\mu Z_\mu$ tagok

$$A_\mu = \frac{g' W_\mu^3 + g B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \cos\Theta_W B_\mu + \sin\Theta_W W_\mu^3 \qquad M_A = 0$$

$$Z_\mu = \frac{g' W_\mu^3 - g B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = -\sin\Theta_W B_\mu + \cos\Theta_W W_\mu^3 \quad \boxed{M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2}}$$

$$\frac{g'}{g} = \mathrm{tg}\Theta_W \Rightarrow \boxed{\frac{M_W}{M_Z} = \cos\Theta_W}$$

$$\Rightarrow \rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2\Theta_W} = 1$$

A gyenge mértékbozonok tömege

Higgs-tér várható vákuum-értéke (*vev*) v:

Fermi csat. áll.: $\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{1}{v^2}$

$G_{\mathrm{exp}} \approx 10^{-5}/M_p^2 \Rightarrow \boxed{v \approx 246 \text{ GeV}}$

Standard modell jóslata 1980 előtt:

$M_W \approx 78,5$ GeV, $M_Z \approx 89,2$ GeV

Korrekciók nélkül! (Okun', 1979)

Mérés (LEP):

$M_W = 80,403(29)$ GeV, $M_Z = 91,1876(21)$ GeV

A fermionok tömege?

$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ után Lagrange-fv-ben nincs tömeg

Elektron: $\chi_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$ és e_R^-

$$Y_L = -1,\ Y_R = -2; \qquad Y = 2(Q - T^3)$$

$$\mathcal{L}_1 = \bar{\chi}_L \gamma^\mu [i\partial_\mu - \frac{g}{2}\tau^a W_\mu^a - g'(-\frac{1}{2})B_\mu]\chi_L$$
$$+\bar{e}_R\gamma^\mu[i\partial_\mu - g'(-\frac{1}{2})B_\mu]e_R - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$$

Tömegtag sérti a mértékinvarianciát:

$$-m_e\bar{e}e = -m_e\bar{e}[\frac{1}{2}(1-\gamma_5) + \frac{1}{2}(1+\gamma_5)]e = -m_e(\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R)$$

e_L : $T = \frac{1}{2}$; $Y = -1$; dublett része

e_R : $T = 0$; $Y = -2$; szingulett

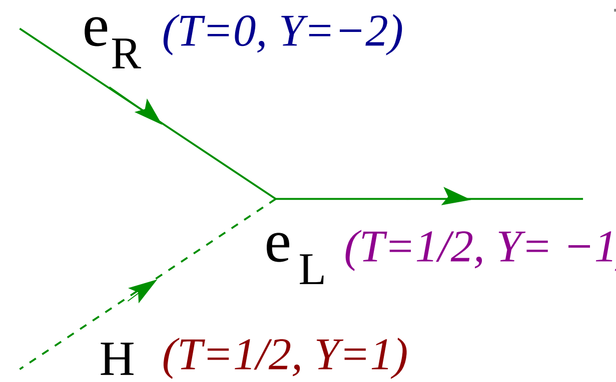
nem csatolódnak!

Az elektron tömege: Higgs-csatolás

Higgs-tér csatol:

$$T_H = \frac{1}{2};\ Y_H = 1$$

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} = \sqrt{\tfrac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}$$



Ad-hoc mértékinvariáns Lagrange-tag:

$$\mathcal{L}_3 = -G_\mathrm{e} \left[(\overline{\nu}_\mathrm{e}, \overline{\mathrm{e}})_L \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} \mathrm{e}_R + \overline{\mathrm{e}}_R (\overline{\Phi}_1, \overline{\Phi}_2) \begin{pmatrix} \nu_\mathrm{e} \\ \mathrm{e} \end{pmatrix}_L \right]$$

$$= -\frac{G_e}{\sqrt{2}} v (\overline{\mathrm{e}}_R \mathrm{e}_L + \overline{\mathrm{e}}_L \mathrm{e}_R) - \frac{G_e}{\sqrt{2}} (\overline{\mathrm{e}}_R \mathrm{e}_L + \overline{\mathrm{e}}_L \mathrm{e}_R) h$$

Legyen G_e olyan, hogy $m_\mathrm{e} = \frac{1}{\sqrt{2}} G_\mathrm{e} v$

$\mathcal{L}_3 = -m_\mathrm{e} \overline{\mathrm{e}} \mathrm{e} - \frac{m_\mathrm{e}}{v} \overline{\mathrm{e}} \mathrm{e} h$ jó tömegtag + kh. Higgs-térrel

m_e szabad paraméter

A kvarkok tömege

Leptonokkal analóg, csak:

Felső típusúhoz $(T_3 = +\frac{1}{2})$: $\Phi_C = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} v + h(x) \\ 0 \end{pmatrix}$

Alsó típusúhoz $(T_3 = -\frac{1}{2})$: $\Phi = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}$

Eredmény: $\mathcal{L}_4 = -m_d^i \overline{d}_i d_i (1 + \frac{h}{v}) - m_u^i \overline{u}_i u_i (1 + \frac{h}{v}) \quad (i = 1, 2, 3)$

A Higgs-bozon tömege:

$$V(\Phi) = m_H^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \Rightarrow m_H = \sqrt{2v^2\lambda}$$

Tetsz. tömegek $\longrightarrow$ szabad paraméterek

Cabibbo-szög

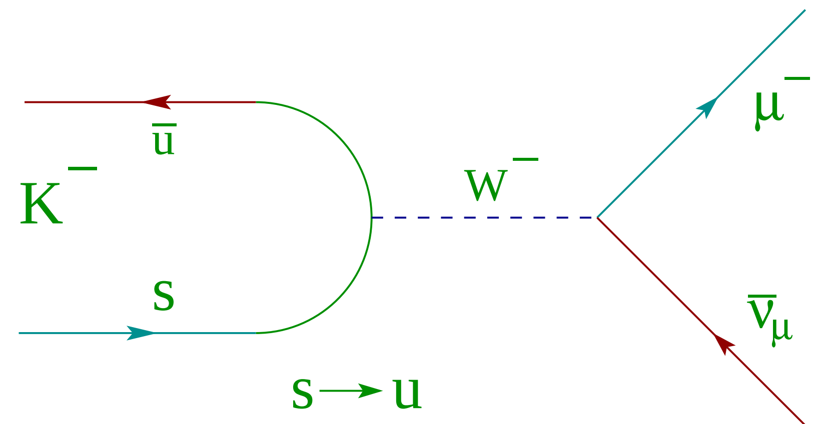
Leptonpárok nem keverednek, kvarkpárok igen

Ok: tömeg-sajátállapotok $\neq$ gyenge kh.-éi

$\mu^- \to e\gamma$: $\mathrm{BR} < 1,2 \times 10^{-11}$ (90%)CL

$K^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu$: $\mathrm{BR} = 63,44 \pm 0,14\%$

$s \to u$ bomlás családon kívül



N. Cabibbo, 1963: (d, s) $\to$ (d', s') keveredés, $\Theta_C \approx 13^o$

Töltött gyenge áram 4 kvarkra: $J^\mu = (\bar{u}, \bar{c})\, \frac{1}{2}\, \gamma^\mu (1 - \gamma^5)\, U \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$

Keveredési mátrix: $U = \begin{pmatrix} \cos\Theta_C & \sin\Theta_C \\ -\sin\Theta_C & \cos\Theta_C \end{pmatrix}$

Lepton-csatolás ($m_\nu = 0$): G; kvarkoké: $G \cos\Theta_C$

A CKM-mátrix

Kobayashi és Maskawa, 1972: keveredés + CP-sértés 6 kvarkra

Töltött gyenge áram: $J^\mu = (\bar{\mathrm{u}}, \bar{\mathrm{c}}, \bar{\mathrm{t}})\, \frac{1}{2}\, \gamma^\mu (1-\gamma^5)\, U \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$

Keveredési mátrix: 3 szög $(\Theta_{12}, \Theta_{13}, \Theta_{23})$ és $e^{i\delta}$ fázis: CP-sértés

Jelölés: $c_{ij} \equiv \cos\Theta_{ij}$; $s_{ij} \equiv \sin\Theta_{ij}$

$$U_{\mathrm{CKM}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} =$$

$$\begin{pmatrix} U_{ud} & U_{us} & U_{ub} \\ U_{cd} & U_{cs} & U_{cb} \\ U_{td} & U_{ts} & U_{tb} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} |0.974| & |0.225| & |0.004| \\ |0.230| & |0.957| & |0.043| \\ |0.007| & |0.034| & |\sim 0.998| \end{pmatrix}$$

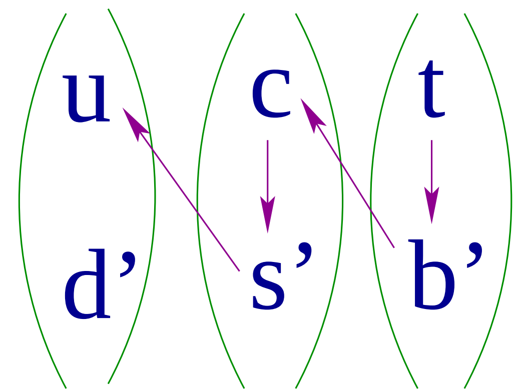
CKM-mátrix: kvarkok kaszkádbomlása

Kvarkbomlás naiv képlete:

$$\Gamma(\mathrm{Q}\to \mathrm{q}\ell^-\overline{\nu}_\ell) \sim \frac{G^2 m_{\mathrm{Q}}^5}{192\pi^3}|U_{\mathrm{qQ}}|^2 \times P \qquad \text{Fázistér: } P \sim 0.5$$

Nehéz kvarkok kaszkádbomlása:

$$\frac{\Gamma(\mathrm{b}\to\mathrm{u})}{\Gamma(\mathrm{b}\to\mathrm{c}\to\mathrm{s}\to\mathrm{u})} \approx \left(\frac{U_{\mathrm{ub}}}{U_{\mathrm{cb}}U_{\mathrm{sc}}U_{\mathrm{us}}}\right)^2 \approx 0,19$$



b-kvark:
sok lepton, hosszú élettartam

4 szabad paraméter, választás általában:

$$s_{12} = |U_{\mathrm{us}}|,\ s_{13} = |U_{\mathrm{ub}}|,\ s_{23} = |U_{\mathrm{cb}}|,\ \delta$$

Az $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ Lagrange-op.

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

$W^{\pm}, Z, \gamma$ terek saját kin. energiája és kölcsönhatása

$$+\overline{L}\gamma^{\mu}(i\partial_{\mu} - \frac{g}{2}\tau_a W_{\mu}^{a} - \frac{g'}{2} Y B_{\mu}) L$$
$$+\overline{R}\gamma^{\mu}(i\partial_{\mu} - \frac{g'}{2} Y B_{\mu}) R$$

Leptonok és kvarkok kin. energiája és kh.-uk $W^{\pm}, Z, \gamma$-val

$$+|(i\partial_{\mu} - \frac{g}{2}\tau_a W_{\mu}^{a} - \frac{g'}{2} Y B_{\mu})\Phi|^2 - V(\Phi)$$

$W^{\pm}, Z, \gamma$, Higgs tömege és csatolása

$$-(G_1 \overline{L} \Phi R + G_2 \overline{L} \Phi_c R + \text{herm.konj.})$$

Lepton- és kvarktömegek, Higgs-csatolásuk

A Standard modell szerkezete

$U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ invariáns Lagrange-op.

$\sim$ elektrogyenge kh. 4 $m = 0$ bozonnal

+ 4 Higgs-tér (1 izospin-dublett, minimális Higgs-szektor)

Spontán szimm-sértés $\Rightarrow$ $m_\gamma = 0;\ m_\mathrm{W}, m_\mathrm{Z} \gg 0$
megjósolt tömegek!

Tömeget teremt fermionoknak, de nem jósol értékeket

Marad Higgs-bozon: skalár, $m_H \gg 0$
elméletet renormálhatóvá teszi

Elmélet: $m_H < 500$ GeV, LEP: $m_H > 114$ GeV

A Standard modell menazsériája

Balkezes fermionpárok (gyenge izospin: $T = \frac{1}{2}$; $T_3 = \pm\frac{1}{2}$)

	1. család	2. család	3. család	töltés	T_3
Leptonok	$\begin{pmatrix}\nu_e \\ e\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\mu \\ \mu\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\tau \\ \tau\end{pmatrix}_L$	$\begin{matrix}0 \\ -1\end{matrix}$	$\begin{matrix}+\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2}\end{matrix}$
Kvarkok	$\begin{pmatrix}u \\ d'\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}c \\ s'\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}t \\ b'\end{pmatrix}_L$	$\begin{matrix}+\frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3}\end{matrix}$	$\begin{matrix}+\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2}\end{matrix}$

és jobbos fermion-szingulettek $(T = 0;\ T_3 = 0)$:

$e_R^-,\ \mu_R^-,\ \tau_R^-;\ (+\,\nu_e^R,\ \nu_\mu^R,\ \nu_\tau^R\ ??)\quad u_R,\ d_R,\ c_R,\ s_R,\ t_R,\ b_R,$

(gyenge kh. hidegen hagyja őket)

Az egész renormálható (hála Higgs-bozonnak)