AZ ERŐS KÖLCSÖNHATÁS A KVARKOKTÓL AZ ATOMMAGOKIG

Nukleonok kvarkhullámfv-e: 02.17.

$$\Psi(\underline{x}_i, s_i, f_i, c_i) = \varphi(\underline{x}_1, \underline{x}_2, \underline{x}_3) \otimes \frac{1}{\sqrt{18}}\Big[2\left(|d^+, d^+, u^-\rangle + |u^-, d^+, d^+\rangle + |d^+, u^-, d^+\rangle\right) - |d^-, u^+, d^+\rangle - |u^+, d^-, d^+\rangle - |d^+, u^+, d^-\rangle - |d^-, d^+, u^+\rangle - |d^+, d^-, u^+\rangle - |u^+, d^+, d^-\rangle\Big] \otimes \Psi(c_1, c_2, c_3)$$

$s_z = +\frac{1}{2}$; f_i: u, d, s kvark; φ: szimm., mert alapá.

$I_3 = -\frac{1}{2}$ $SU(2) \times SU(3) \Rightarrow SU(6)$

[ ] szimm. $\Psi(c_1,c_2,c_3)$: antiszimm.

a természetben csak teljesen antiszimmetrikus színszinglett állapotok létezhetnek (axióma)

$\boxed{QCD}$ - ben tulajdonság $\Rightarrow$ bizonyítani kell

1972. Gell-Mann, Fritsch, Leutwyler

QED analógiájára, ahol $U(1)$ mértékszimmetria van, QCD $SU(3)$ mértékszimmetria

$q_c(\underline{x})$ $c = 1, 2, 3$ 3 fermiontér

szimmetria $q_c(x) \xrightarrow{G} \omega_{cd}(x)\, q_d(x)$

$\omega_{cd} \in SU(3)$ lokális! transzformáció

$$\mathcal{L}_{kin} = \frac{1}{2}\partial_\mu \varphi(x)\, \partial^\mu \varphi(x)$$

$$\omega_{cd}(x)\varphi_d(x) = \varphi'_c(x)$$

kinetikus tag nem invariáns a lokális transzformációra

$\varphi \longrightarrow \omega\varphi$ $\partial_\mu\varphi \not\longrightarrow \omega\partial_\mu\varphi$

kovariáns derivált $D_\mu \varphi(x) \longrightarrow \omega(x) D_\mu \varphi(x)$

kompenzáló tér

$\underline{x}$ $\underline{x} + \Delta\underline{x}$ $e^{-i\Delta x_\mu A^\mu(x)} \in SU(3)$

$$A^\mu(x) = t^a A^a_\mu(x)$$

t^a: $SU(3)$ 8 generátora $a = 1 \dots 8$

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

$$t^a = \frac{1}{2}\lambda^a \leftarrow \text{Gell-Mann mátrixok}$$

$$(t^a)^+ = t^a$$

$$e^{-i\Delta x_\mu A^\mu(x)}\,\varphi(x-\Delta x) \xrightarrow{G} \omega(x)\, e^{-i\Delta x_\mu A^\mu(x)}\,\varphi(x-\Delta x)$$

$$D_\mu \varphi(x) = \lim_{\Delta x_\mu \to 0} \frac{\varphi(x) - e^{-i\Delta x_\mu A^\mu(x)}\,\varphi(x-\Delta x^\mu)}{\Delta x^\mu} \approx$$

$$\approx \frac{\cancel{\varphi(x)} - (1 - i\Delta x_\mu A^\mu(x))(\cancel{\varphi(x)} - \Delta x^\mu \partial_\mu \varphi(x))}{\Delta x^\mu} \approx$$

$$\approx i A^\mu(x)\varphi(x) + \partial_\mu \varphi(x) = (\partial_\mu + i A_\mu(x))\,\varphi(x)$$

$$\boxed{D_\mu = \partial_\mu + i A_\mu(x)}$$

$$D_\mu \varphi(x) \longrightarrow \omega(x)\, D_\mu \varphi(x)$$

$$D_\mu \varphi(x) \to (\partial_\mu + i A^\omega_\mu(x))\,\varphi^\omega(x) = (\partial_\mu + i A^\omega_\mu(x))\,\omega(x)\,\varphi(x)$$

$$\stackrel{!}{=} \omega(x)(\partial_\mu + i A_\mu(x)) \underbrace{\;}_{\omega^{-1}(x)\omega(x)} \varphi(x)$$

azt kell látni $(\partial_\mu + i A^\omega_\mu(x)) f = \omega(x)(\partial_\mu + i A_\mu(x))\,\omega^{-1}(x)\, f$

ennek kell teljesülni $i A^\omega_\mu(x) = \omega(x)\,\partial_\mu \omega^{-1}(x) + i\omega(x)\, A_\mu(x)\,\omega^{-1}(x)$

$$A^\omega_\mu(x) = -i\,\omega(x)\,\partial_\mu \omega^{-1}(x) + \omega(x) A_\mu(x)\,\omega^{-1}(x)$$

így kell a kompenzáló teret transzformálni

$$\partial_\mu(\omega(x)\,\omega^{-1}(x)) = 0 = (\partial_\mu \omega)\,\omega^{-1} + \omega\,\partial_\mu \omega^{-1}$$

$$\boxed{\begin{aligned} A^\omega_\mu(x) &= \omega(x)\big(A_\mu(x) - i\partial_\mu\big)\,\omega^{-1}(x) \\ \varphi^\omega(x) &= \omega(x)\,\varphi(x) \end{aligned}}$$

$q^\omega(x) = \omega(x)\, q(x) \leftarrow$ 3 komponensű vektor

$U(1)$ esetén $\omega(x) = e^{i\alpha(x)}$

$A^\omega_\mu(x) = A_\mu(x) - \partial_\mu \alpha(x)$ QED mértéktrafója

most $A_\mu(x)$ 8 db mátrix $\rightarrow$ 8 db gluontér

$$A_\mu(x) = A^a_\mu\, t^a$$

$$\frac{1}{2}(D_\mu\varphi)^+ D^\mu\varphi \rightarrow \frac{1}{2}(D_\mu\varphi)^+ \underbrace{\omega^{-1}\omega}_{1} (D^\mu\varphi) \qquad D_\mu\varphi \to \omega D_\mu \varphi$$

$$(D_\mu\varphi)^+ = \varphi^+(\partial_\mu - iA_\mu) \qquad (D_\mu\varphi)^+ \to (D_\mu\varphi)^+\omega^{-1}$$

$\frac{1}{2}(D_\mu\varphi)^2$ kinetikus tag invariáns

$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar\Psi(i\partial_\mu\gamma^\mu - m)\Psi$ Dirac Lagrange-sűrűség elektrodinamika esetén $\quad \bar{\Psi}\left(i(\partial_\mu + iA_\mu)\gamma^\mu - m\right)\Psi$

$$\mathcal{L}_{foton} = \frac{1}{4e^2} F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \qquad A_\mu = e\,\mathcal{A}_\mu$$

töltés   igazi 4es potenciál

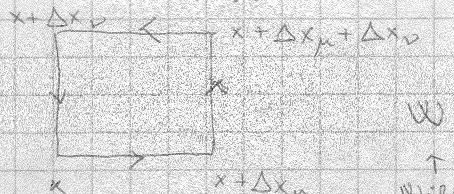
$$\mathcal{L}_{kvark} = \bar{q}(x)\left[i(\partial_\mu + ig\,\mathcal{A}_\mu)\gamma^\mu - m_q\right]q(x)$$

erős csatolási állandó

ez külső gluonteret esetén jó, kell a gluonok dinamikája is

követelmény: – négyzetes kifejezés (egyszerűség)

– legegyszerűbb invariáns kombináció



$$W = e^{i\Delta x_\nu A^\nu(x)}\, e^{i\Delta x_\mu A^\mu(x+\Delta x_\nu)}\, e^{-i\Delta x_\nu A^\nu(x+\Delta x_\mu)}\, e^{-i\Delta x_\mu A^\mu(x)}$$

Wilson-hurok = 4 párhuzamos eltolás

$$W = e^{i\Delta x_\nu A^\nu(x)}\, e^{i\Delta x_\mu A^\mu(x+\Delta x_\nu)}\, e^{-i\Delta x_\nu A^\nu(x+\Delta x_\mu)}\, e^{-i\Delta x_\mu A(x)}$$

$\approx F_{\mu\nu}\Delta x^\mu \Delta x^\nu$ fog kijönni

Az erős kölcsönhatás a kvarkoktól az atommagokig
(Tematika a 2010/11. tanév tavaszi félévére)

I. Kvantumkromodinamika

A nem-abeli gluondinamika konstrukciója
Kvark-gluon csatolás
A kvarkok közötti kölcsönhatás
  Coulomb törvény és aszimptotikus szabadság
  Lineáris erőtörvény és kvarkbezárás
Kvarkbezárási modellek
  A zsák model
  Duális szupravezető modell

II. A maganyag kvantumtérelmélete

A maganyag fogalma és tulajdonságai
A legegyszerűbb térelméleti modell és egyensúlyi viselkedése véges sűrűségre átlagtér elméletből

III. Királis mezon-dinamika (várhatóan 5 előadás)

A kvantumkromodinamika közelítő királis szimmetriája, a pionok Goldstone-jellege
A 4-fermion modell (Nambu—Jona-Lasinio) – a nem renormalizálhatóság gondja
A Hubbard-Stratonovich transzformáció és a spontán szimmetriasértés tárgyalása
A színes szupravezetés jelensége nagy barionsűrűség esetén
A lineáris szigma-modell (Gell-Mann—Lévy) – a renormalizálhatóság előnye
A szigma-tér: a királis szimmetriasértés rendparamétere

IV. Pionok és nukleonok királis dinamikája

Nem-lineáris szigma modell a pionok kölcsönhatásainak leírására
Nukleonok bevezetése a királis effektív elméletbe