

CHIRAL SYMMETRY BREAKING

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \sum_{I=1}^{N_f} \bar{\psi}^I i \not{D} \psi^I$$

$$D_\mu \psi^I = \partial_\mu \psi^I + ig A_\mu^a t_R^a \psi^I$$

Simmetria globale $SU(N_f)_L \times SU(N_f)_R$

$$\psi = \psi_L + \psi_R$$

Infatti: $\bar{\psi}^I i \not{D} \psi^I = \bar{\psi}_L^I i \not{D} \psi_L^I + \bar{\psi}_R^I i \not{D} \psi_R^I$

$SU(N_f)_L$: $\psi_L^I \mapsto L^I_J \psi_L^J$ $\psi_R^I \mapsto \psi_R^I$ $L \in SU(N_f)_L$

$SU(N_f)_R$: $\psi_L^I \mapsto \psi_L^I$ $\psi_R^I \mapsto R^I_J \psi_R^J$ $R \in SU(N_f)_R$

↓
Lasciano invariante \mathcal{L} .

Restringiamoci alla QCD

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \sum_{\substack{I=u,d,s, \\ c,b,t}} (\bar{\psi}^I i \not{D} \psi^I - m^I \bar{\psi}^I \psi^I)$$

$$\bar{\psi}_L^I \psi_R^I + \bar{\psi}_R^I \psi_L^I$$

rompe esplicit
 $SU(N_f)_L \times SU(N_f)_R$

QCD : $N_c=3$ $N_f=6$

$\Lambda_{QCD} \sim 300 \text{ MeV}$

	$m \text{ (MeV)}$
d	4
u	2
s	95
c	1250
b	4200
t	170'000

$m_u, m_d \ll \Lambda_{QCD}$

$m_s < \Lambda_{QCD}$

$m_c, m_b, m_t \gg \Lambda_{QCD}$

$m^c, m^b, m^t \gg \Lambda_{\text{QCD}} \Rightarrow$ quark c, b, t disaccoppiato (integrated out) finché fermi è weak coup.

Le masse $m^u, m^d, m^s \ll \Lambda_{\text{QCD}}$ sono trascurabili alle scale Λ_{QCD} .

In RG flow, quando arriviamo a Λ_{QCD} abbiamo $N_f = 3$ e la simmetria di flavor è

$SU(3)_L \times SU(3)_R$ (sim. approx. perché le ^{piccole} masse rompono di poco la simmetria.)

La rottura spontanea di una SIMM. APPROSSIMATA porta a delle particelle scalari molto leggere, dette PSEUDO-GOLDSTONE BOSONS.

In QCD abbiamo $\langle \bar{\Psi}_L^I \Psi_R^J \rangle \simeq c \delta^{IJ}$ $c \sim \Lambda_{\text{QCD}}$

\Rightarrow il vuoto non è invariante sotto $SU(3)_L \times SU(3)_R$, ma solo sotto il sottogruppo diagonale

$$SU(3)_V \subset SU(3)_L \times SU(3)_R$$

\rightarrow ci aspettiamo $2 \dim SU(N_f) - \dim SU(N_f) = N_f^2 - 1$ pseudo-goldstone bosons.

Quando $N_f = 3$, uno ha 8 scalari quasi-massless.

Observed hundred of MESONS in Nature.

Simple model of mesons views them as BOUND STATES of $q \bar{q}$. Since quarks have spin $1/2$, MESONS have integer spin (Bosons).

SPIN 0 : all pseudo-scalars (parity = -1)
 masses $\lesssim m_p \approx 938 \text{ MeV}$

MESON	quark content	m (MeV)	lifetime (sec)	
PION π^+	$u\bar{d}$	140	10^{-8}	complex
PION π^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$	135	10^{-16}	real
ETA η	$\frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$	548	10^{-15}	real
ETA' η'	$\frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$	958	10^{-21}	real
KAON K^+	$u\bar{s}$	494	10^{-8}	complex
KAON K^0	$d\bar{s}$	498	$10^{-8} - 10^{-11}$	complex

Why do these mesons arise? Why does this particular pattern of masses emerge?

→ explanation from ssp of chiral sym.

In fact these mesons can be rearranged in a 3×3 matrix

$$\pi = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta^0 & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta^0 & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & \sqrt{\frac{2}{3}}\eta^0 \end{pmatrix}$$

By embedding $U(1)_{\text{ISOSPIN}} \times U(1)_{\text{STRANGENESS}}$ into $SU(3)_V$,

these are identified with $\pi^a(x)$ above.

Higgs phase

Consideriamo ora l'aggiunta di SCALARI.

- Essi possono condensare e indurre SSB.

- $$\beta_0 = \frac{1}{(4\pi)^2} \left(-\frac{11}{3} N_c + \frac{N_s}{6} \right)$$

→ per $N_s < 22N_c$ \leadsto strong coup. in IR \rightarrow

→ theory is expected to confine and no massless excitations.

- se $\langle \phi \rangle \gg \Lambda_{\text{QCD}} \leadsto$ condensation when the theory is weakly coupled

- se $\langle \phi \rangle = 0$ e $m_\phi^2 > 0 \leadsto$ scalari vengono integrati via

→ c'è transizione di fase quel cambio parametri
da ~~SSB~~ a SSB?

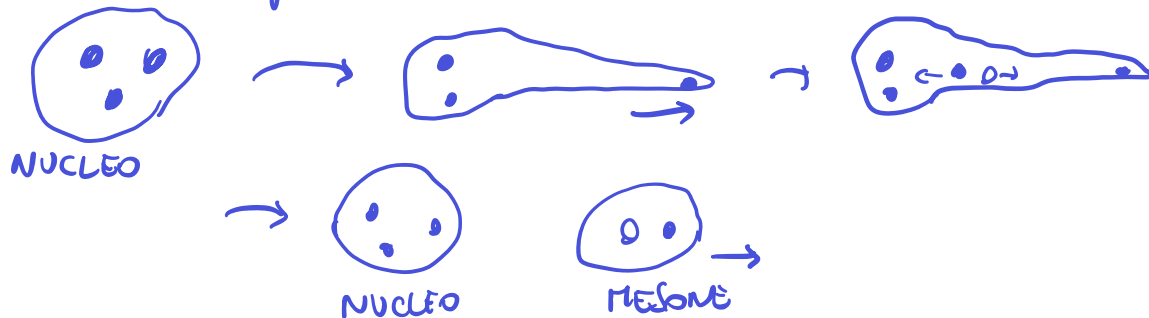
Se sì, dovremmo un "order parameter" che ha un diverso comportam. nelle due fasi

CONFINAMENTO

Prendiamo QCD.

Di solito diciamo che non riusciamo a vedere quark liberi a causa del confinamento: i quark sono legati dentro il nucleo e non possono scappare.

Ma qto statement NON è corretto: se mando particella sufficientem. energetica sul nucleo, posso eccitare uno dei costituenti a sufficiente da uscire lontano dal nucleo (alta en. pot.) e produrre una coppia $q\bar{q} \rightarrow \bar{q}$ se ne va col quark eccitato e q rimane confinato nel nucleo



Qto processo viene detto di SCREENING (del pot. forte).

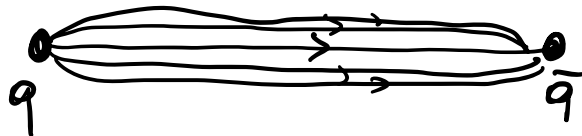
Il CONFINAMENTO probabilmente detto avvenire se i quark avessero una massa grande (rispetto Λ_{QCD}), allora a scale dove interazione è forte ($< \Lambda_{QCD}$) non ci sarebbe en. suff. per produrre coppie $q\bar{q}$.

Com'è il potenziale nel confinamento?

Si crede che sia

$$V(r) \sim \sigma r$$

don r è la distanza tra q e \bar{q} ; corrisponde a
le linee di flusso dovrebbero essere



analogam. a linee di campo in SUPERCONDUTTORE

Messo insieme al comportam. a weak coup. (a corti dist.);

