

Potenziale di Yukawa

$$\text{EM: } \nabla^2 V = -\rho = -g \delta(\vec{r})$$

$$V = \frac{q}{4\pi} \frac{1}{r}$$

$$\text{Yukawa: } (\nabla^2 - m^2) V = -\rho_{\text{Forte}} = -g \delta(\vec{r}). \quad V = -\frac{g}{4\pi} \frac{e^{-mr}}{r}$$

Campo di Coulomb sottratto

$$\text{og } \rho_{\text{nuc.}} = g \delta(\vec{r})$$

$g > 0$ if nucleone

$$mr \text{ adimensionale} \Rightarrow [m] = [L]^{-1} = [\epsilon]$$

m misura del medidone della forza

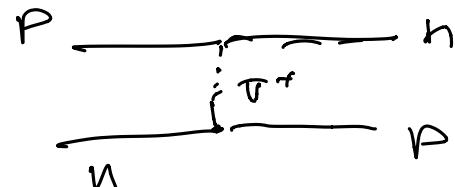
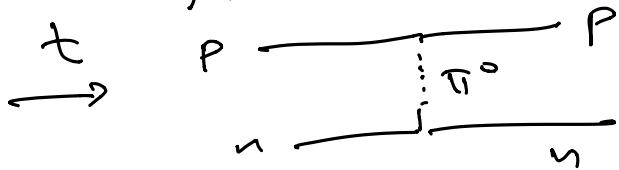
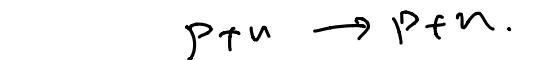
$$\Delta E, \Delta t \approx t \quad \Delta E \approx mc^2 \quad \Delta t = \frac{R}{c} \quad R \approx 1 \text{ fm.}$$

$$mc^2 \frac{R}{c} \approx t. \quad mc^2 \approx \frac{tc}{R} \approx \frac{200 \text{ MeV fm}}{(1-2) \text{ fm.}}$$

$$\Rightarrow m \approx 100-200 \text{ MeV.}$$

Candidati erano pionini π^+, π^0

l'interazione nucleare dovuta allo scambio di pioni:



Fenomenologicamente conferma il modello di Yukawa

ma pioni non sono elementari (osservate specie nuclei)

\rightarrow modello di Yukawa è effettivo

ma non è l'interazione fondamentale

$$\pi^+ = |ud\rangle \quad \text{meson. } q, \bar{q}_2$$

propagazione del piono per il fotone $\propto \frac{1}{q^2}$

$$\text{Per Yukawa: } \langle f | H_I | i \rangle = \langle f | -\frac{g^2}{4\pi} \frac{e^{-mr}}{r} | i \rangle$$

$$H_I = g V = -\frac{g^2}{4\pi} \frac{e^{-mr}}{r}$$



Approssimazione Born:

Onde piono per lo stato iniziale

e finale.

$$\langle f | H_I | i \rangle = -i \frac{g^2}{4\pi} \frac{1}{q^2 + m^2} \quad \text{Yukawa.}$$

$$\langle f | H_I | i \rangle = -i \frac{e^2}{4\pi} \frac{1}{q^2} \quad \text{EM.}$$

$$\alpha_{EM} = \frac{e^2}{4\pi}$$

$$\alpha_S = \frac{g^2}{4\pi}$$

\vec{q} : 3-impulso portato via dal mediatore.

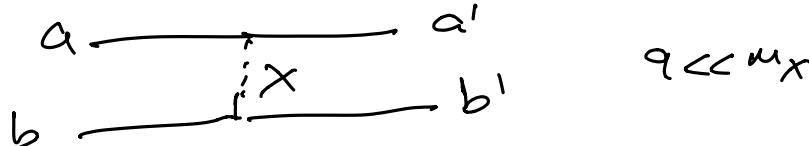
scambio tra nuclei interagenti

Per interazione con portatore massimo s: le.

$$\langle f | H_I | i \rangle = -i \alpha \frac{1}{q^2 + m^2} \quad \sigma \propto |\langle f | H_I | i \rangle|^2$$

Se avessimo un forte con m grande: $m^2 \gg q^2$
impulso scambiato trascurabile rispetto alle
masse del mediatore.

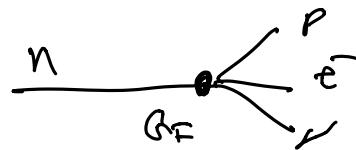
X: mediatore
della forte.



$$\text{Se } q^2 \ll m^2 \Rightarrow \langle f | H_I | i \rangle \approx -i \frac{g^2}{4\pi} \frac{1}{m^2} = -i \frac{\alpha}{m^2}$$

indip. delle energetiche.

Teorie di Fermi: $H_I = G_F$



$$[G_F] = \text{GeV}^{-2} \quad \mu_{fi} = -i G_F \underbrace{V_{\text{nucleo}}}_{=1} \approx -i G_F$$

Inter. debole: molto debole e a raggio finito
Supponiamo che inter. debole sia mediata da
portatore massiccio.

$$V_W = -\frac{g_W}{4\pi} \frac{e^{-M_W r}}{r}$$

$$H_I = g_W V = -\frac{g_W^2}{4\pi} \frac{e^{-M_W \cdot r}}{r}$$

Decaden. β :



$$\text{Se } q^2 \ll M_W^2 \Rightarrow G_F = \frac{g^2}{4\pi} \frac{1}{g_W^2 M_W^2}$$

a bassa
energia.

$$G_F = \frac{g^2}{4\pi} \frac{1}{M_W^2}$$

$$[G_F] = [E]^{-2}$$

$$G_F \text{ s: misure} \quad G_F = 1.16 \times 10^{-S} \text{ GeV}^{-2}$$

$$M_W^2 \approx \frac{g_W^2}{4\pi} \frac{1}{G_F} \left(\frac{g_W}{e} \right)^2 \frac{e^2}{4\pi} \frac{1}{G_F}$$

$$M_W^2 \simeq \left(\frac{g_W}{e}\right)^2 \alpha_{EM} \frac{1}{\beta_F} \quad \alpha_{EM} = \frac{1}{137}$$

$$M_W \simeq \left(\frac{g_W}{e}\right) \times 79 \text{ GeV} \rightarrow M_W \simeq 10^2 \text{ GeV}$$

Se $\frac{g_W}{e} \simeq 1$ Sincos Portneuf $\Rightarrow M_W \simeq 10^2$.

Se $\frac{g_W}{e} \simeq 10^{-2} \rightarrow M_W \simeq 1 \text{ GeV}$

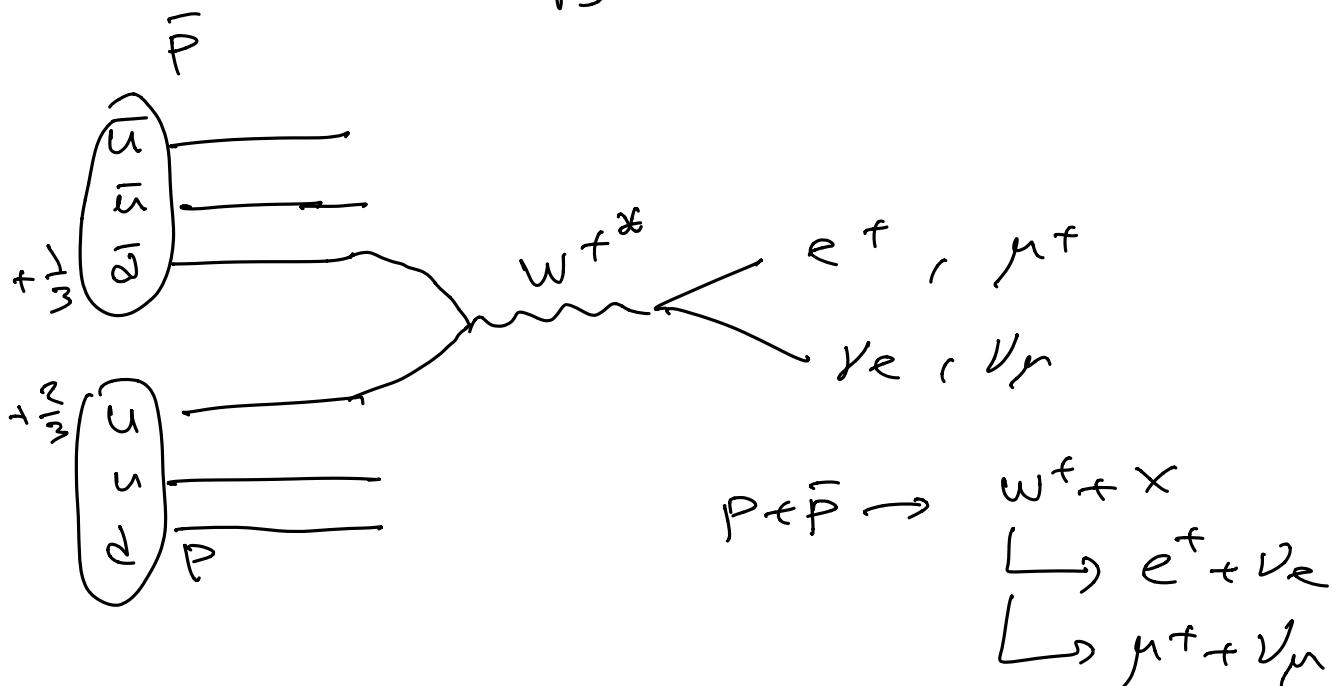
Per scoprire le W esiste: nuovi acceleratori ad CERN.
 proto-Sincrotrone + anti-proton - Sincrotrone.
 SPS SPS

$$p + \bar{p} \rightarrow W^+ + X$$

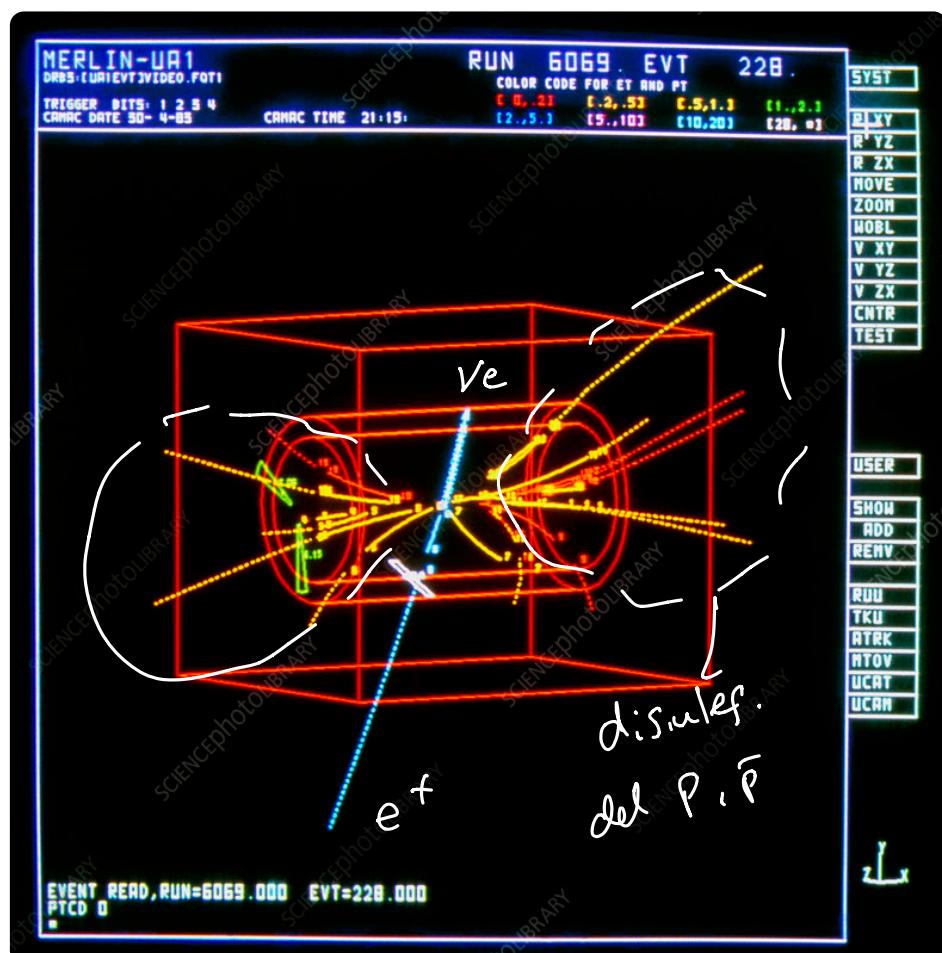
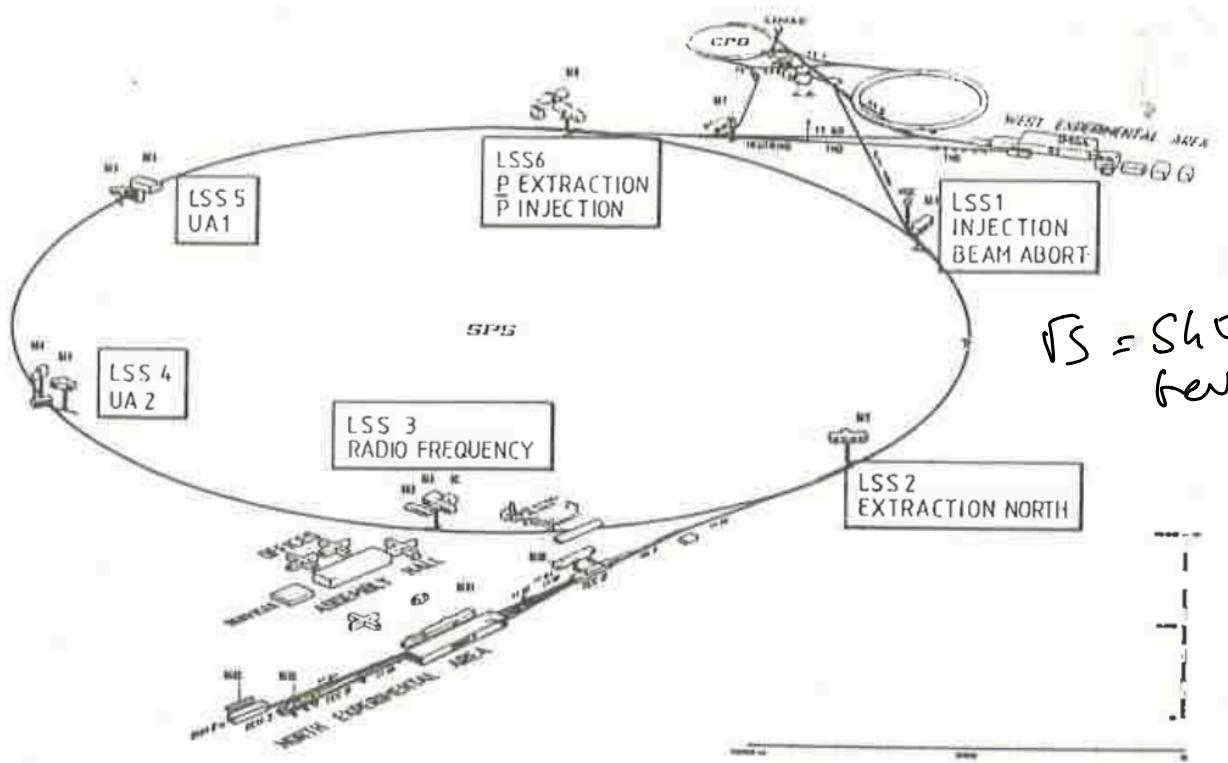
per le prime volte RSC: microscopi con & fermi di bersaglio.

$$S_{p\bar{p}}S \quad E_p = E_{\bar{p}} = 270 \text{ GeV.}$$

$$\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$$



Nobel 1984 a Rubbia e Van der Meer



$\omega^+ \rightarrow e^+ + \nu e$.
is real.

$P \rightarrow \bar{P}$.
 $\sum_i P_{\tau i} = 0$.

$$L = \int L \cdot dt = \\ = 18 \text{ nb}^{-1}$$

For the fundamental EM, Porter, debole
mediata de portatori di forte.

FMI: γ .

W: $W^\pm, Z^0 \quad \mu \approx 90$ GeV.

Forte: gluon sente tutte

Vulcano: teorema effettivo per sp. esclu
fermioni: nucleo.

Gravit?

Gravitazione

nessuna prova
sperimentale

Simmetrie e leggi di conservazione

Sono fondamentali per capire le nature delle interat.
senza conoscere tutte H_I , o il potenziale.

Simmetria: trasformazioni che lascia uno stesso quantitativo
invariato.

stato. $|S\rangle$

$T|S\rangle = |S'\rangle$

T : trasformazione

osservabile

\hat{O}

$\hat{O}|S\rangle = S|S\rangle$

$\hat{O}|S'\rangle = \hat{O}T|S\rangle = S|S\rangle$

$O|S'\rangle = O|S\rangle$

Spesso come osservabile si: \propto l'energia

(\propto) A contenute del moto?

$$\langle CA \rangle = \langle \{A\} A \{A\} \rangle$$

$$\frac{d\langle CA \rangle}{dt} = 0 \Rightarrow \langle [H, A] \rangle = 0$$

sotto l'ipotesi
che $\frac{dA}{dt} = 0$

Teorema di Noether (917)

Sistema invariante
sotto una trasf.
(Simmetria)

\longleftrightarrow Esiste una quantità
conservata.
(legge di conservazione)

Se conosciamo le simm. \Rightarrow cerca la quantità conserv.

Se siamo in grado di trovare quantità conservative.

\Rightarrow esiste una simmetria per l'interazione
conservativa

Studia razion. $a+b \xrightarrow{H_I} c+d$.

decedimenti $a \xrightarrow{H_I} b+c$.

Se trovi qualche di conservativ.

\Leftrightarrow simmetria di H_I

$f(x)$ a che serve scoprire se è disponibile

$$f(x): \text{disponibile} \quad \int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = 0$$

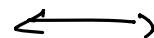
$$\int_{-\infty}^{\infty} (f(x))^2 dx = \int_0^{\infty} (f(x))^2 dx$$

Tipi di Simmetrie

conservazione

Trasf. continue

traslazione
tempo-reale

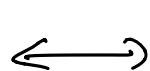


Energie

traslazione
spaziale



Rotazioni
spaziali:



$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$$

Ese: se una trasformazione
di Gauge che lascia
il S: stessa invariante



Carica elettrica
legge additiva

nuove simmetrie per
interazioni fondamentali:



nuove banchi.c.
nuove lepton.c.

:

rotazione
non-spaziale.



ISOSPIN.

Leggi di Conserv.
additive.

Trasformazioni discrete

Riflessione spaziale.

P

parte'

$$r \rightarrow -\vec{r}$$

Coniugazione di C

Inversione temporale T

CP

Simmetria fra metà-anticimetricie.

\Rightarrow leggi moltiplicative.

Numeri leptonicos

Decadimenti β

$$n \rightarrow p + e^- + X$$

$$n \rightarrow p + \mu^- + X$$

$$Q\beta = m_n - m_p - m_X \approx 1 \text{ MeV}$$

$$\bar{B} \rightarrow D^- \pi^+ \bar{\nu}_\mu.$$

Nei decadimenti nucleari si osservano sempre:

$$n \rightarrow \gamma + e^- + X \quad \beta^-$$

$$n \rightarrow \gamma + e^+ + X \quad \beta^+$$

Nell'esperimento di Reines-Cowan.

$$X + p \rightarrow n + e^+$$

non c'è problema di Q.

$$\text{non si è mai visto } X + p \rightarrow n + \mu^+$$

$\Rightarrow X$ dunque un numero quantico
a confronto con l'elettrone

$$\begin{array}{c} X + p \rightarrow e^+ + n \\ \hline X + p \rightarrow \mu^+ + n \end{array} \quad \left. \begin{array}{l} \text{possibili} \\ \text{non avvenute} \end{array} \right\}$$

Esiste numero leptonomico L_e .

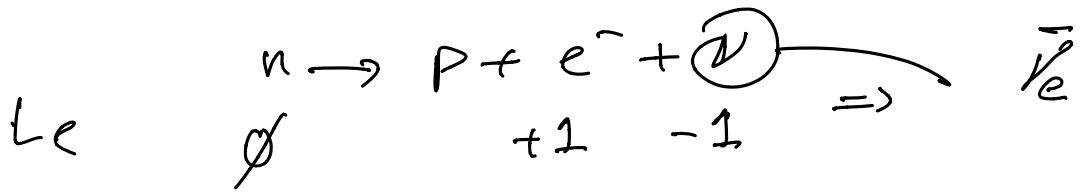
$$X + p \rightarrow n + e^+ \quad L_e = 1 \text{ } e^- \\ L_e = -1 \quad -1 \text{ } e^+$$

$$L_e = 1 \text{ } e^- \\ -1 \text{ } e^+$$

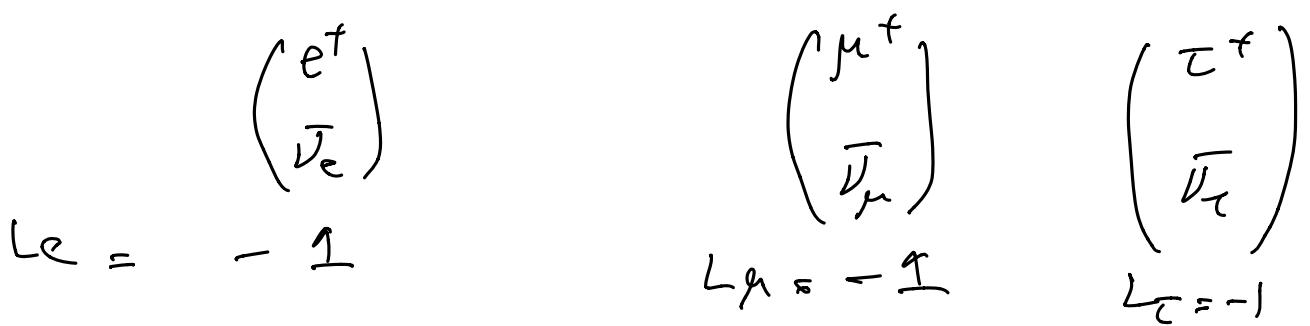
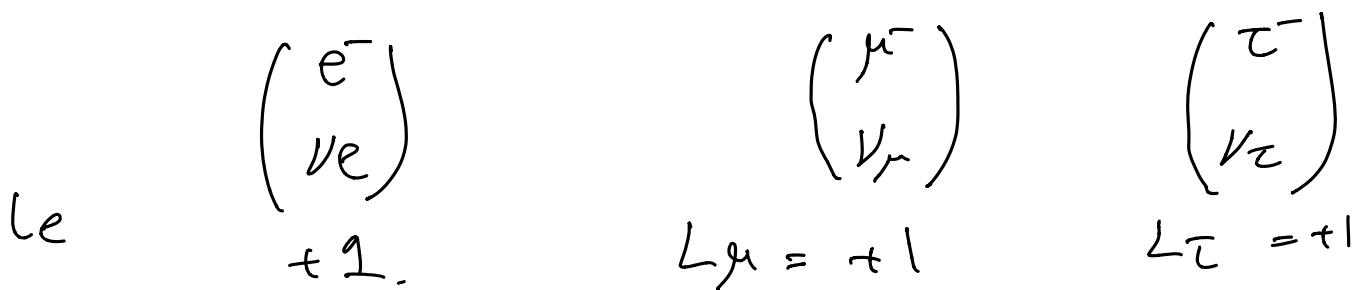
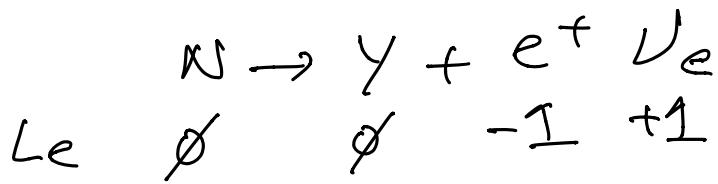
$$X = \bar{\nu}_e$$

$$+1 \text{ } \nu_e \\ -1 \bar{\nu}_e$$

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$$



$\Delta L_e = 0$ per tutte le interazioni.



Fanno riferimento: è nei osservate la violazione
di L_e, L_μ, L_τ

$$\Delta L_i = \emptyset \quad L_\alpha^{fin} = L_\alpha^{in} \quad \alpha = e, \mu, \tau$$

Numeri Borioni

la scoperte dell'anti protone. di Segré
 segnale $\rightarrow P + P \rightarrow P + P + P + \bar{P}$ } urto anelitico
 fondo $\rightarrow P + P \rightarrow P + P + \pi^+ + \pi^-$
 $P + P \rightarrow P + P + \pi^0$
 possibile $P + P \rightarrow P + P$ urto elastico

\bar{p} esiste e $m_{\bar{p}} = m_p$

$$p + p \rightarrow p + \bar{p} \quad ?$$

non
avviene
mai

$$+ \pi^+ + \bar{\pi}^+$$

Conservazione del numero bariónico

Bario: $(q_1 q_2 q_3)$	$N_B = +1.$	$(u)(d)(s)$
Anti-bario: $(\bar{q}_1 \bar{q}_2 \bar{q}_3)$	$N_B = -1.$	$t \bar{q} \bar{q},$

$$p = (uud) \quad \bar{p} = (\bar{u}\bar{u}\bar{d})$$

$$\begin{matrix} N_B & & \\ +1 & +1 & \end{matrix} \xrightarrow{} \underbrace{\begin{matrix} p + \bar{p} \\ +1 \quad -1 \\ = 0 \end{matrix}}_{\substack{- \\ +}} + p + p.$$

$$\text{pions mesoni } (q\bar{q}) \quad N_B = 0.$$

Isospin

$$m_p = 938.3 \text{ MeV}$$

molto simili.

$$m_n = 939.6 \text{ MeV}$$

Interazioni nucleari non distruggono il de P.

Heisenberg: esiste un nuovo grado di libertà o numeroso (o) e quindi una simmetria per inter. nucleari per cui i nuclei sono i fuochi.

Isospin: come rotazione nello spazio di isospin.

algebra di su e gi sullo spin.

$$P = |I = \frac{1}{2}, I_3 = +\frac{1}{2}\rangle \quad n = |I = \frac{1}{2}, I_3 = -\frac{1}{2}\rangle$$

$$\text{nucleon} = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$$
$$\pm = \begin{pmatrix} 1 \\ 2 \end{pmatrix}$$

π^{\pm} : $m \sim 140$ MeV.

π^0 : ~ 135 MeV.

Duleration nucleon.
involute soft fresh
d: isospin.

$$\pi^+ = |1, +1\rangle \quad I = 1.$$

$$\pi^0 = |1, 0\rangle$$

$$\pi^- = |1, -1\rangle .$$