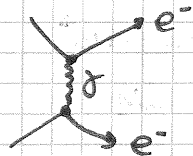


Programma + libri → pagina corso dello scorso anno.

La fisica delle alte energie studia i costituenti ultimi della materia e le interazioni tra di essi.

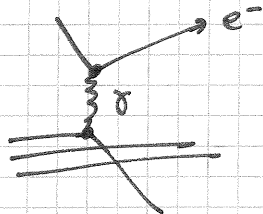
Stanford, fine anni 60 - esperimenti di "deep inelastic scattering" di elettroni incidenti su un bersaglio protonico mostrarono che il protone non è una particella elementare (→ "partoni").

Notazione di Feynman



Scattering $e^- - e^-$
gli elettroni interagiscono tramite un fotone.

Cariche, masse ecc. non sono previste dalle teorie. Sono valori che vengono adottati in base ai risultati sperimentali.



scattering profondamente inelastico $e^- - p$. Il fotone è scambiato tra un solo quark e l'elettrone. Gli altri quark fungono da spettatori.

$\sum x_i = \frac{P_i}{p} \sim 50\% \Rightarrow \exists$ gluoni, responsabili dell'altro $\sim 50\%$ di impulso del protone. Sono elettromagneticamente neutri.

Molte particelle non si presentano spontaneamente o in natura \Rightarrow sono necessari rivelatori, acceleratori.

I raggi cosmici portano sulla Terra anche particelle instabili e che quindi non erano state osservate, quali μ , π , K .

Il vantaggio degli acceleratori è il poter produrre queste stesse particelle in laboratorio, con energia nota.

Perché si costruiscono acceleratori sempre più potenti?

$$E \nearrow \quad \lambda \searrow \quad \Delta p \Delta x \sim \hbar \rightarrow \Delta x \sim \frac{\hbar c}{E} \approx \frac{200 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{E}$$

$\Downarrow m$

- risoluzione spaziale: con una particella da 200 MeV si risolve il femtometro.

LHC $\rightarrow p$ a $7 \text{ TeV} \sim$ quark a $2 \text{ TeV} \Rightarrow 10^{-19} \text{ m}$

Un protone che ha abbastanza energia per produrre un π^0 interagendo con la radiazione cosmica di fondo ha un cammino libero medio $\sim 10^{22}$ m.

La massima scala misurabile oggi è poco meno di 10^{30} m.

Alle energie oggi disponibili dovremmo coprire se i quark sono o meno particelle elementari. Per i Leptoni non siamo ancora in grado.

LEPTONI = "particelle leggere"

e (~ 0.5 MeV) $2e$
 μ (~ 105 MeV) 2μ
 τ (~ 1747 MeV) 2τ

QUARKS

u \sim MeV
d \sim MeV
s ~ 170 MeV \rightarrow K
c $\sim 1,5$ GeV \rightarrow J/ ψ
b $\sim 4,8$ GeV \rightarrow η
t ~ 175 GeV

BARIONI = "particelle pesanti"

p ~ 938 MeV
n

Solo alle particelle stabili (e, p) possiamo attribuire una massa ben definita. Per una particella instabile la massa è una distribuzione di larghezza

$$\Delta E \sim \Gamma \sim \frac{1}{\tau}$$

INTERAZIONI FONDAMENTALI

E.M. mediata dal fotone γ range ∞ ($m_{\gamma} = 0$)

Debole mediata da W^{\pm}, Z^0 range limitato ($m \approx 80$ GeV)
 $\sim 10^{-15}$ m

Forte mediata da g

Gravitazionale mediata dal gravitone G a massa nulla - (range ∞)

γ, W^{\pm}, Z^0, g hanno spin 1 (interazione vettoriale)
G ha spin 2 (interazione tensoriale)

Dopo il 1980 E.M. e debole unificate in E.W.

Per mediare una interazione tra due spin semi-interi occorre una particella a spin intero.

Libri: Perkins

Griffiths "introduzione alle ... elem."

Per consultazione: Cahn - Goldhaber

Sozzi "simm. discrete e violazione CP"

Bellini "intro. alla fisica delle part. elem."

Povh, Rith, Scholz, Zetsche "Particles and Nuclei"

Per i rivelatori: Green "physics of particle detectors"

Grupen "particle detectors"

Leo

Preferiamo di:

acceleratori $\left\{ \begin{array}{l} \text{collider} \\ \text{bersaglio fisso} \end{array} \right.$

fisica antropocellare $\left\{ \begin{array}{l} \text{spazio} \\ \text{sottoterra (schermatura)} \\ \text{superficie (sciomi esteri)} \end{array} \right.$

Esame = scritto + orale

Esercitazioni del dott. Signorelli durante il corso.

Le centinaia di particelle presenti in natura sono esprimibili in termini di costituenti fondamentali.

Le particelle che interagiscono forte sono tutte costituite da 6 tipi di quark.

6 quark + 6 leptoni + 14 mediatori di forze \rightarrow 26 costit. elem.

Il gluone ha carica di colore, che si presenta in 3 colori possibili. Il gluone in realtà trasporta 2 colori, dovendo mediare tra particelle di diversi colori, \Rightarrow esistono \times 8 gluoni.

Poi dovremmo considerare anche le antiparticelle:

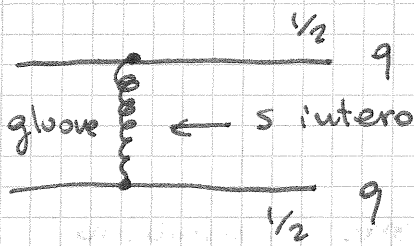
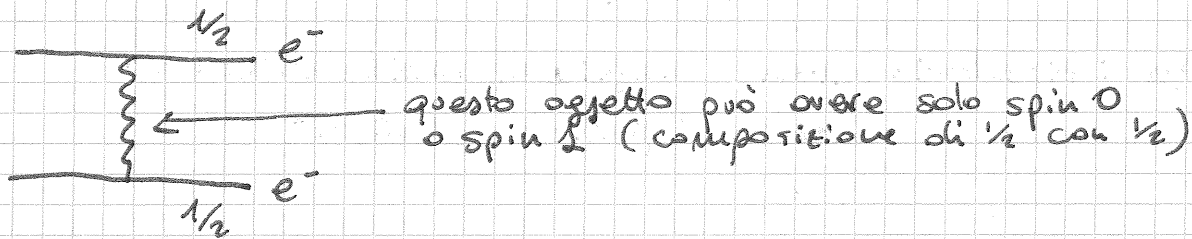
6 \rightarrow 12 quark

6 \rightarrow 12 leptoni

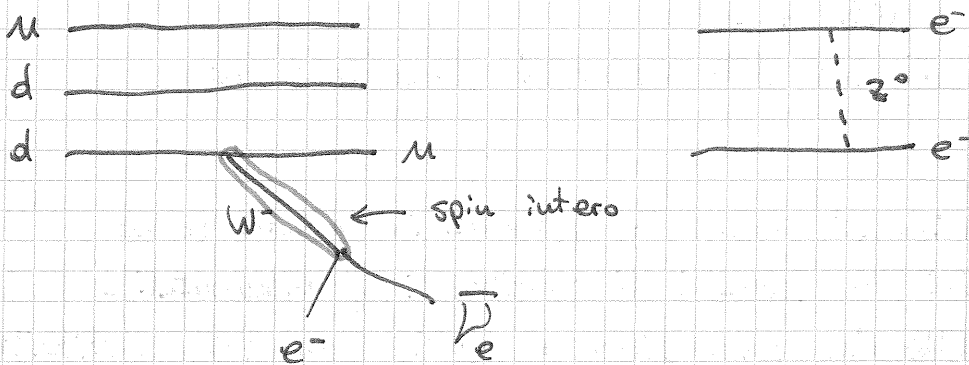
Da un punto di vista teorico tutto questo è insoddisfacente.

Le particelle si possono distinguere per

SPIN $\begin{cases} m/2 & \text{FERMIONI (quarks, leptoni)} \\ m & \text{BOSONI (mediatori)} \end{cases}$



Decadimento del protone:



Non tutte le particelle sono sensibili a tutti i tipi di interazioni.

I quarks hanno carica elettrica, debole e di colore.

Il fotone subisce anche accoppiamento forte.

TUTTE le particelle subiscono interazione gravitazionale, anche quelle a massa nulla. L'attrazione in fatti agisce sulla massa a livello relativistico (= energia)

A differenza degli altri mediatori, che sono vettori, il gravitone è un tensore.

$$\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ G(2) \\ | \\ \text{---} \end{array} \quad \begin{array}{l} m \\ m \end{array}$$

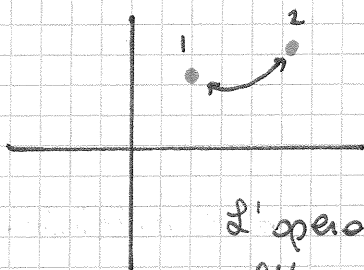
Sembra che, ad una scala di 10^{16} GeV, sia possibile l'accoppiamento forte-elettrodebole. Infatti, le "costanti d'accoppiamento" α_s, α, g non sono costanti ma dipendono dall'energia \rightarrow "Running constants" \rightarrow scala di Planck (ancora troppo piccola per accoppiare la forza gravitazionale con le altre).

Dato un sistema di N particelle, ^{indistinguibili} posso costruire una funzione d'onda

$$\Psi_N = \sum_i \Psi_i$$

Se $N=2$: $\Psi_N = \Psi_1 + \Psi_2$

Le quantità fisiche osservabili dipendono da $|\Psi|^2$, quindi gli stati $\pm \Psi_N$ non sono distinguibili.



Scambiando 1 e 2 ottengo un sistema indistinguibile dal precedente.

L'operazione di scambio corrisponde all'operazione di scambio delle coordinate.

$$\vec{r}_1 \rightarrow \vec{r}_2$$

$$\vec{r}_2 \rightarrow \vec{r}_1$$

Questa è una operazione di PARITÀ:

$$\vec{r} \rightarrow -\vec{r} \quad (\text{nel c.m.})$$

Teorema di spin-statistica

Fermioni e bosoni: hanno comportamenti diversi sotto operazioni di parità:

- fermioni $\rightarrow \Psi$ antisimmetrico.
- bosoni $\rightarrow \Psi$ simmetrico.

Nel modello standard ci sono alcune difficoltà teoriche che sarebbero risolvibili introducendo la supersimmetria, ovvero associando a ciascuna fermione [bosone] presente nel nostro mondo un partner bosonico [fermionico]:

FERMIONI \rightarrow "S" FERMIONI

BOSONI \rightarrow BOS"ONI

Esempio: $\begin{matrix} (1) \\ \text{fotone} \end{matrix} \rightarrow \begin{matrix} (1/2) \\ \text{fotino} \end{matrix}$
 $\begin{matrix} (1/2) \\ \text{quark} \end{matrix} \rightarrow \begin{matrix} (0) \\ \text{squark} \end{matrix}$

Se la simmetria fosse completa, queste particelle dovrebbero essere identiche, a parte un numero quantico ($R = 1$, $R = -1$ per le s.sim).

In realtà la simmetria è rotta e non si ha corrispondenza tra le masse.

La teoria SUSY richiede che:

$$|M^2 - \hat{M}^2| < 1 \text{ TeV}^2$$

La verifica sperimentale di questo modello è difficile.

Una possibile reazione sarebbe:

$$q + \bar{q} \rightarrow \tilde{q} + \hat{q}$$

LSP = Lightest susy particle

$$\rightarrow R = -1$$

\rightarrow se è la più leggera, non può decadere in nessuna altra susy

\Downarrow
è STABILE

\Downarrow
ci aspettiamo un fotino o un gluino

Questa LSP si manifesterebbe come energia mancante, non associata a neutrini, nello stato finale di una reazione.

Se questa particella \exists , $m(LSP) \geq 100 \text{ GeV}$, altrimenti l'avremmo già vista.

SUSY - VANTAGGI:

- può includere la gravità
- può risolvere problemi cosmologici
- cura "divergenze" teoriche del modello standard (teorie non rinormalizzabili)

Se non si trova la LSP, restano alcuni problemi nel modello standard.

$$|\vec{F}_e| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} \quad \begin{array}{l} \text{forza tra due } e^- \\ \text{a distanza } r \end{array}$$

$$[hc] = [E \cdot s] [m/s] = [E \cdot m]$$

$$[F \cdot m^2]$$

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{hc} \quad \text{è ADIMENSIONALE} \quad \approx \left(\frac{1}{137} \right)$$

" α costante di struttura fine.

Per la forza gravitazionale posso fare lo stesso:

$$|\vec{F}_g| = G_N \frac{M^2}{r^2}$$

\Downarrow

$$\frac{G_N M^2}{4\pi hc} \approx 10^{-40}$$

$M = 1 \text{ GeV} \leftarrow$ massa del protone

$$\alpha_{\text{STRONG}} \sim 1$$

$$\alpha < \alpha_{\text{WEAK}} < \alpha_{\text{STRONG}}$$

La massa di Planck è quella t.c. $\alpha_{\text{GRAV}} \approx 1$

$$\Rightarrow M_P \approx 10^{19} \text{ GeV}$$

La lunghezza di Planck è t.c. $M_P c^2 = G_N \frac{M_P^2}{L_P}$

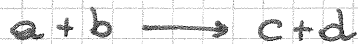
$$\Rightarrow L_P \approx 10^{-20} \text{ fm} = 10^{-35} \text{ m}$$

L_P è l'analogo della lunghezza Compton per l'elettrone, con la differenza che non è sperimentalmente raggiungibile.

3/10/11

SEZIONE D'URTO

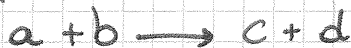
È la probabilità di interazione tra due particelle -



Può essere:

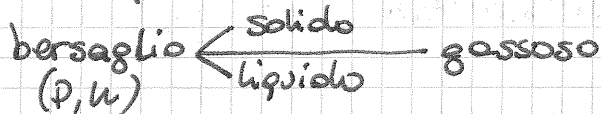
- inclusiva (qualsiasi stato finale)
- esclusiva (specifico stato finale)

Ad esempio:



Sommiamo su tutte le possibili d , e fissiamo c .

a) FASCIO PARTICELLE IDENTICHE SU BERSAGLIO FISSO



Si usano targhette ^{solide} fisse quando non ci interessano gli effetti di polarizzazione, liquide quando ci interessano.

Con Jet Targets \rightarrow per non interferire troppo col fascio, che poi viene riutilizzato.

b) DUE FASCI DI PARTICELLE COLLIDENTI

- particella - anti-particella: ci serve un unico campo \vec{B}
- particella - particella: ci servono due ottiche magnetiche diverse

$pp \rightarrow$ ISR

$p\bar{p} \rightarrow$ SPS

$e\bar{p} \rightarrow$ HERA

$e^-e^+ \rightarrow$ ADA

Nel caso di fasci collidenti, ogni fascio è simultaneamente proiettile e bersaglio. Questo è vero, senza sbilanciamenti, soprattutto nel caso particella-particella.

Teorema di Liouville

Il volume nello spazio delle fasi è costante



Non è possibile collimare allo stesso tempo in θ e \vec{p} .
 \Rightarrow stochastic cooling (von ~~der~~ Meer).

Supponiamo che i proiettili siano puntiformi.

• A \longrightarrow • B (bersaglio fisso)

$$\dot{N} = \text{reaz} / \Delta t \quad \phi_A \text{ uniforme}$$

$$\phi_A = \left[\frac{\#}{\text{m}^2 \cdot \text{s}} \right] = \underset{\substack{\uparrow \\ \text{densità}}}{N_A} v_A$$

$$\dot{N} = \phi_A \cdot N_B \cdot \sigma_B \quad \begin{array}{l} \rightarrow \text{area di un bersaglio} \\ \rightarrow \text{numero dei bersagli} \end{array}$$

$$\dot{N} = \phi_A \int \rho \, dS \, dx \, \sigma_B \quad \frac{N_A}{A} = \phi_A N_B \sigma_B$$

area spessore

$$\sigma_B = \dot{N} \frac{1}{\phi_A N_B}$$

Questa trattazione geometrica non tiene conto della dipendenza dall'energia.

Es.: $\sigma_{pp}(10 \text{ GeV}) \approx 40 \text{ mb}$

$\sigma_{pp}(10 \text{ GeV}) \approx 70 \text{ fb} \sim 10^{-12} \sigma_{pp}(10 \text{ GeV})$

(questioni geometriche, $\alpha_w \ll \alpha_s$)

Come si determina sperimentalmente la sezione d'urto?

$\frac{\# \text{ interazioni}}{\text{tempo}}$

Da un punto di vista teorico, $\sigma \propto H_{if}$

$$M_{fi} = \langle \varphi_f | H_{int} | \psi_i \rangle = \int \psi_f^* H \psi_i dV \quad \text{ampiezza probab.}$$

Il rate di interazione dipende dal numero di stati finali.

Consideriamo un proiettile scatterato, in un intervallo di impulsi $[p', p' + dp']$ (dopo la diffusione).

Nello spazio degli impulsi questo è una calotta sferica di spessore dp' .

$$dn(p') = \left(\frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \right) 4\pi p'^2 dp'$$

\uparrow densità spazio \uparrow volume calotta sferica
 fuori

$$dE' = v' dp' \quad \text{TRATTAZIONE CLASSICA}$$

$$dn(E') \equiv \rho(E') dE'$$

$$\rho(E') = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \frac{4\pi p'^2 dp'}{v' dp'}$$

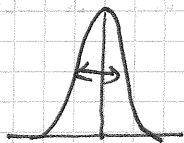
2^a REGOLA D'ORO DI FERMI

$$W_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{fi}|^2 \rho(E')$$

$[W_{if}] = [t^{-1}] \Rightarrow$ rappresenta il rate di interazioni.

Questa espressione vale anche per i decadimenti.

$$W_{if} \sim \frac{1}{\tau}$$

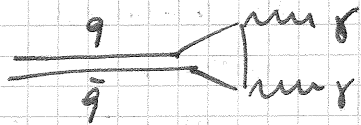


$$\Gamma \sim \Delta m$$

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau}$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \quad \tau \sim 10^{-16} \text{ s} \quad (\text{int. EM})$$

È un processo di annichilazione della coppia quark-antiquark che costituiscono il mesone π^0 .



$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \left(\sum_{\mu} \right) \quad \tau \sim 10^{-8} \text{ s} \quad (\text{int. W})$$

$$n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e \quad \tau \sim 1000 \text{ s} \quad (\text{int. W})$$

Decadimenti forti $\Rightarrow \tau \approx 10^{-23} \text{ s}$, adroni nello stato f.

Se le particelle nello stato iniziale hanno spin, il numero possibile di stati di spin è:

- iniz. $(2S_A + 1)(2S_B + 1)$
- fin. $(2S_C + 1)(2S_D + 1)$

La prob. d'interazione si ottiene mediando sugli stati iniziali e sommando sugli stati finali.

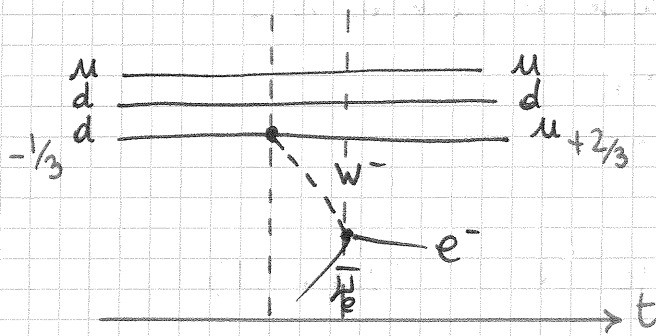
$$W_{if} \rightarrow W_{if} \cdot \left[\frac{(2S_C + 1)(2S_D + 1)}{(2S_A + 1)(2S_B + 1)} \right]$$

Sperimentalmente, si ha una distribuzione angolare di rivelatori attorno al bersaglio. Ci aspettiamo una distribuzione anisotropa di conteggi.

$$\frac{d\sigma(\epsilon, \theta)}{d\Omega} = \frac{1}{\phi} \frac{dN}{d\Omega} \Rightarrow \sigma(\epsilon, \theta) = \int \frac{d\sigma(\epsilon, \theta)}{d\Omega} d\Omega$$

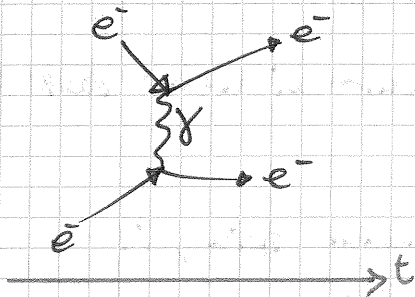
Diagrammi di Feynman

- linee ondulate \Rightarrow fotoni
- linee continue \Rightarrow cariche elettriche

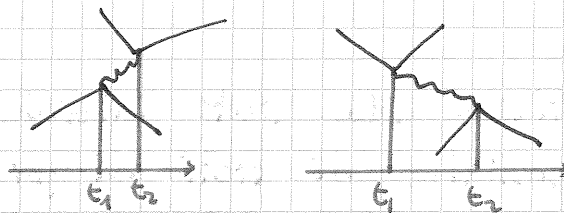


Decadimento
neutrone

è valido in qualsiasi
sistema di riferimento.



A seconda del s.d.r. si può
avere:



Per avere quindi elasticità rispetto al s.d.r. ho avuto
bisogno di due vertici: uno di emissione ed
uno di assorbimento.

4/10/11

Equazione di Dirac (1930) \Rightarrow \exists antiparticelle

Il teorema di CPT è successivo, e temporalmente stratificato.

Esso impone che particella e antip. abbiano stessa
 m , stessa τ ma Q opposta ($\Rightarrow \bar{\mu}_{me}$ e $\bar{\mu}_{se}$ opposto).

CPT = carica, parità, inversione temporale.

\exists violazioni che vediamo C, P, CP. Se questo teorema è
valido, violazione CP \Rightarrow violazione T.

Il prodotto di queste tre simmetrie è invariante.

Sperimentalmente non si è ancora confermata né
esclusa la validità del teorema.

1930 \rightarrow \exists e^- , p

1932 \rightarrow Andersson scopre e^+

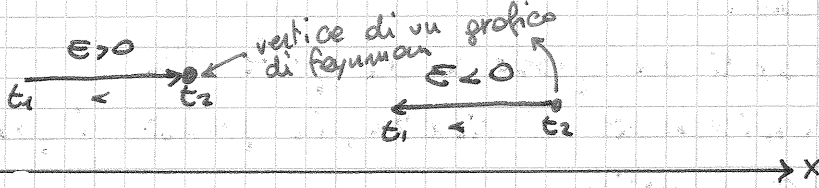
$$E^2 = pc^2 + (m_0 c^2)^2 \Rightarrow E = \pm \sqrt{p^2 c^2 + (m_0 c^2)^2}$$

\hookrightarrow soluzioni classicamente scartate

MQ $\rightarrow \Psi(x,t) = A e^{-i(\omega t - kx)} = A e^{-i(Et - px)/\hbar}$ particella libera

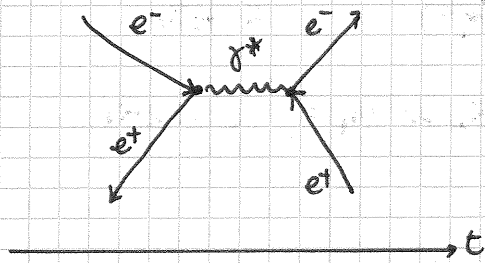
Ipotesi: fase ($t > 0$) aumenta per $x > 0$
 Lo stesso si ottiene, supponendo $E < 0$, se la particella va indietro nel tempo.

$-i(Et - px)/\hbar \rightarrow -i((-E)(-t) - (-p)(-x))$



Una particella entrante in un vertice di Feynman è equivalente ad un'antiparticella uscente.

Assorbimento di particella con $E < 0$ è equiv. alla creazione di una antiparticella con energia $E > 0$

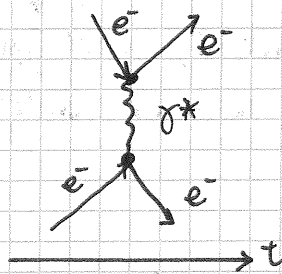


γ^* fotone virtuale -
 Ai due vertici si ha conservazione di carica.
 L'intensità di accoppiamento del fotone con le cariche

elettiche è $\propto q$ per ogni vertice \Rightarrow ampiezza totale \propto
 probabilità $\propto |a|^2$

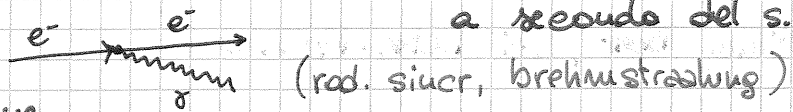
Scattering $e^- - e^-$:

N.B. In alcuni grafici si trova l'asse del tempo verticale.



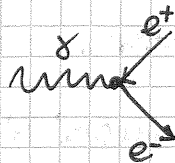
Emissione/assorbimento del fotone virtuale possono avvenire prima o prima per l'altro, a seconda del s.d.r.

Irraggiamento:



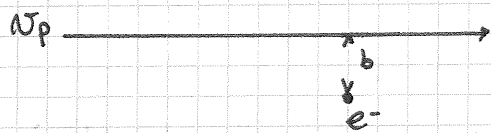
Questa rappresentazione è incompleta perché occorre una forza esterna affinché l' e^- irraggi.

Produzione di coppie:



I bosoni possono essere prodotti singolarmente, i fermioni solo in coppia fermione-antifermione.

Bohr (caso classico) $M_p \gg m_e$
 (massa proiettile \gg massa elettrone)



$M_p \gg m_e \Rightarrow$ traiettoria indisturbata

elettrone supposto "libero" e in quiete -

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi (z_p)^2 e^4}{m_e v_p^2} \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right)$$

(è stato escluso $b=0$, $b=\pm\infty$)

Bethe - Bloch $-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi (z_p)^2 e^4}{m_e v_p^2} \ln\left(\frac{\gamma^2 v_p^3 m_e}{\langle \nu \rangle z_p e^2}\right)$

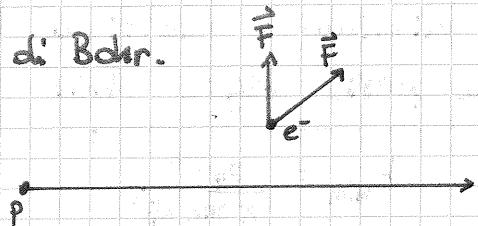
dove $\langle \nu \rangle$ è la frequenza medio degli stati legati
 ($\equiv \langle I \rangle$) \Leftarrow l'elettrone non è più considerato libero
 ma legato!

Non c'è dipendenza dalla massa del proiettile.

Attualmente si usa la formula B.B. con l'aggiunta di
 alcune correzioni.

Torniamo alla trattazione classica di Bohr.

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \Rightarrow |\vec{p}_e| = \int \vec{F} dt$$



Considero solo la forza ortogonale alla traiettoria del
 proiettile.

$$\int \vec{F} dt \approx \int e E_{\perp} \frac{dt}{dx} dx = \frac{e}{v_p} \int E_{\perp} dx$$

Dalla legge di Gauss considerando un cilindretto di
 raggio b e spessore dx :

$$\int E_{\perp} 2\pi b dx = 4\pi z_p e$$

NB: stiamo usando il sistema cgs $\left(\frac{1}{\epsilon_0}\right)$.

$$\frac{e}{v_p} \int E_{\perp} dx = \frac{e}{v_p} \frac{2z_p e}{b} \Rightarrow |\vec{p}| = \frac{2z_p e^2}{b v_p}$$

Se invece dell'elettrone avessimo il nucleo: $\frac{2z_p e z_b e}{b v}$

d'energia trasferita dal proiettile all' e^- è, classicamente,

$$\Delta E(b) = \frac{p^2}{2m_e} = \frac{2z_p^2 e^4}{m_e b^2 v^2}$$

La perdita complessiva sarà dovuta anche alla densità degli elettroni del bersaglio.

$$dE(b) = \Delta E(b) N_e dV$$

guscio cilindrico attorno a b
 $dV = 2\pi b db dx$

$$dE(b) = \frac{4\pi z_p^2 e^4}{m_e v^2} N_e \frac{db}{b} dx \quad (N_e \text{ densità elettronica})$$

Integro su tutti i b :

$$- \frac{dE}{dx} = \left(\frac{4\pi z_p^2 e^4}{m_e v^2} N_e \right) \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}$$

In una singola collisione il massimo trasferimento di energia possibile, in approssimazione classica, è:

$$\Delta E_{\max} = 2m_e v_p^2 \quad (\text{problema di urto classico})$$

Ma, in contesto relativistico,

$$\Delta E_{\max} = 2\gamma^2 m_e v_p^2$$

A minimo e massimo b corrispondono massimo e minimo ΔE .

Da questo segue che:

$$b_{\min} = \frac{z_p e^2}{\gamma m_e v_p^2}$$

Gli elettroni orbitano attorno al nucleo \Rightarrow bisogna considerare il tempo che ci mette il proiettile a passare vicino all' e^- e la frequenza di rivoluzione dell' e^- .

tempo tipico di interazione $t \sim \frac{b}{v} \Rightarrow \gamma t = \frac{b}{\gamma v} < \frac{1}{\langle v \rangle}$

$$\Rightarrow b_{\max} \approx \frac{\gamma v}{\langle v \rangle}$$

b_{\max} e b_{\min} vanno inseriti nella formula di Bohr.

Confrontiamo la perdita di energia per ionizzazione con quella dovuta ad interazioni coi nuclei.

Students' Physics 2009-2010

$$Z_p^2 \rightarrow Z_b^2 Z_p^2 \quad \frac{1}{m_e} \rightarrow \frac{1}{M}$$

$$M \approx 2000 (A) m_e$$

In generale il termine a denominatore prevale sul termine a numeratore -

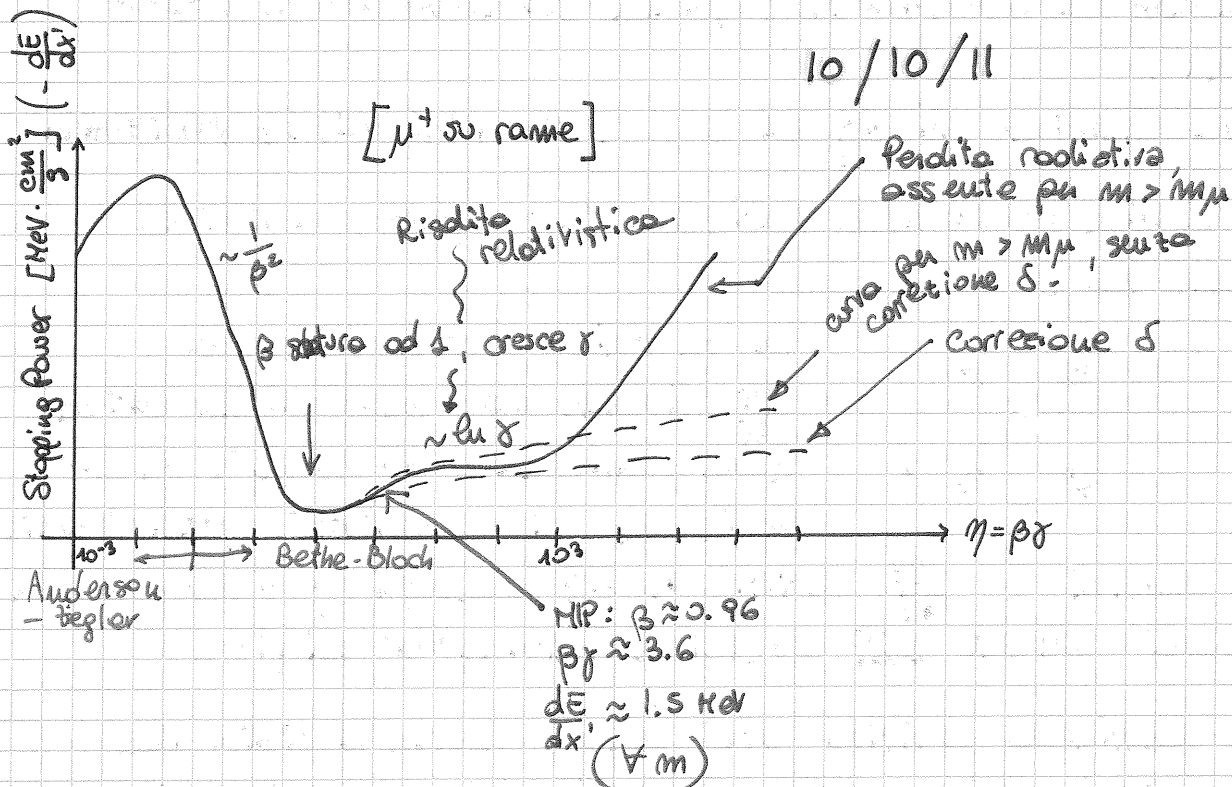
⇒ prevale la perdita di energia per ionizzazione.

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{4\pi Z_p^2 e^4}{m_e v^2} \right) N_e \ln \frac{\gamma v \gamma m_e v^2}{\langle U \rangle Z e^2}$$

Introduco la variabile $x' = x \cdot \rho \equiv x \cdot N_e$

$$\Rightarrow \frac{dE}{dx'} = \rho^{-1} \frac{dE}{dx} = \left[\frac{\text{MeV}}{\text{g} \cdot \text{cm}^2} \right]$$

$\frac{dE}{dx'}$ è praticamente costante per un lungo range di energie.



MIP: Minimum ionizing particle

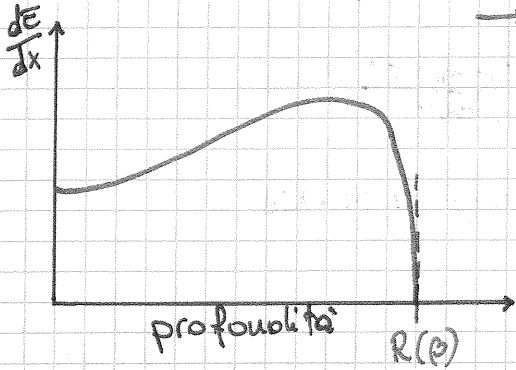
Correzione δ: quando una carica attraversa un mezzo, lo polarizza, schermando parte delle possibili interazioni.

Ad alta energia questa correzione è rilevante.

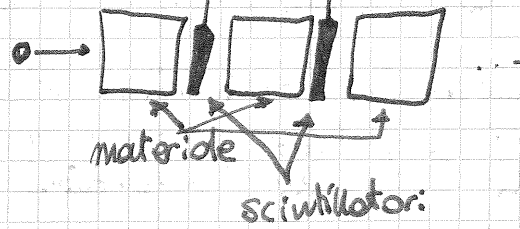
È anche la correzione e, che a questo scalo non si nota, dovuta al fatto che a basse energie lo \vec{v} della particella è confrontabile con quella degli elettroni attorno al nucleo.

La Bethe-Bloch è valida per proiettili elementari.

Se lo applichiamo ad H.I. (ioni pesanti), che sono proiettili compositi, bisogna tener conto che questi strappano via elettroni dal mezzo, riducendo via via la loro carica. Ad es.: ALICE ed LHC studia collisioni tra heavy ions.



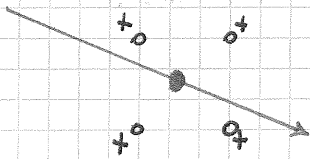
→ Si verifica ad esempio con sistemi tipo questo:



Perdendo energia la particella diminuisce il proprio $\beta\gamma$, risalendo la Bethe-Bloch e quindi aumentando il proprio dE/dx .

È un massimo di $\frac{dE}{dx}$ ad una certa profondità \Rightarrow ADROTERAPIA.

$R(\beta)$ si dice RANGE della particella in un dato materiale e dipende da β .

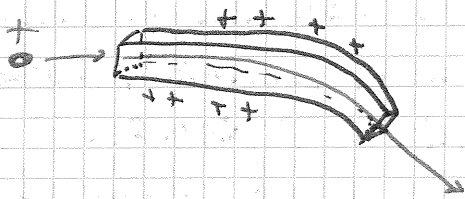


In un reticolo cristallino la $\frac{dE}{dx}$ dipende dal segno della carica della particella. Ad esempio un μ^+

si manterrà equidistante

dai nuclei e $\frac{dE}{dx}|_{\text{crist.}} < \frac{dE}{dx}(\text{amorfi})$; viceversa un μ^- sarà attratto dai nuclei ed interagirà di più.

Una particella positiva può anche essere deviata da "guide" di carica fatte di reticoli cristallini curvi.



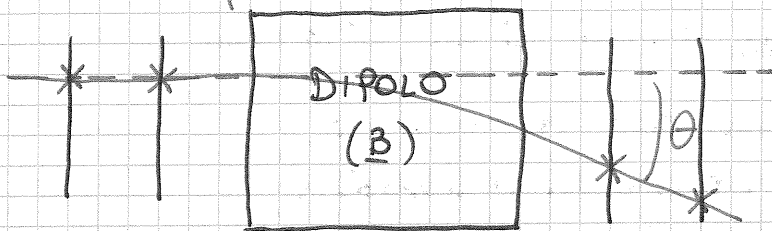
Il potere di deviazione di queste strutture è addirittura maggiore di quello dei magneti di LHC.

$$\frac{dE}{dx} \propto z^2 \text{ proiettile}$$

Applicazioni comuni: rivelatori plastici (scintillatori), gassosi, liquidi.

SCINTILLATORE: particella eccita il mezzo \rightarrow emissione fotone
 \rightarrow fotomoltiplicatori ($\sim 1 \text{ ns}$)

Rivelatori di posizione (\rightarrow camere o fili)



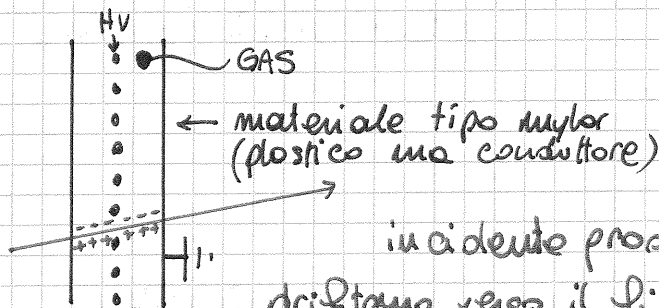
Con i primi due rivelatori misuro l'angolo d'incidenza, con gli altri due l'angolo

d'uscita (di DEFLESSIONE) $\Rightarrow \theta \Rightarrow \vec{p}_{\text{particella}}$

$R \sim \frac{P}{qB} \Rightarrow$ misura della componente dell'impulso sul piano di bending.

Questo dispositivo si chiama SPETROMETRO MAGNETICO.

È evidente che i rivelatori di posizione devono essere più trasparenti possibile \rightarrow si usano camere a fili (rivelatori a gas).

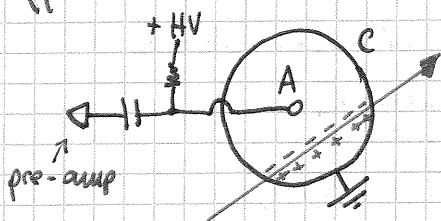


I fogli sono messi a terra ed i fili ad una tensione (alta). Una particella

incidente produce coppie \Rightarrow gli elettroni driftano verso il filo più vicino (dopo aver

prodotto ionizzazioni secondarie) - Il processo moltiplicativo si dice VALANGA (AVALANCHES).

Supponiamo di avere un solo filo:



Il filo funge da anodo e la gabbia da catodo. Confrontando con un condensatore cilindrico:

$$V = \frac{Q}{C} = \frac{Ne}{C'L} M$$

\leftarrow lunghezza filo

(N numero di coppie. Conto solo gli e perché, avendo maggiore mobilità, arrivano prima al filo rispetto a quando gli ioni arrivano alla gabbia).

$M =$ guadagno (volanga) (dipende dalla tensione applicata).

Si ottiene:

$$C' \approx \epsilon \equiv (\epsilon_r \epsilon_0) [F/m] \sim 10 pF/m$$

Tipicamente, il numero di coppie create è $\sim 50 \frac{1}{cm \cdot atm}$

Il preamplificatore ha un rumore equivalente dell'ampiezza di circa $10^3 e^-$.

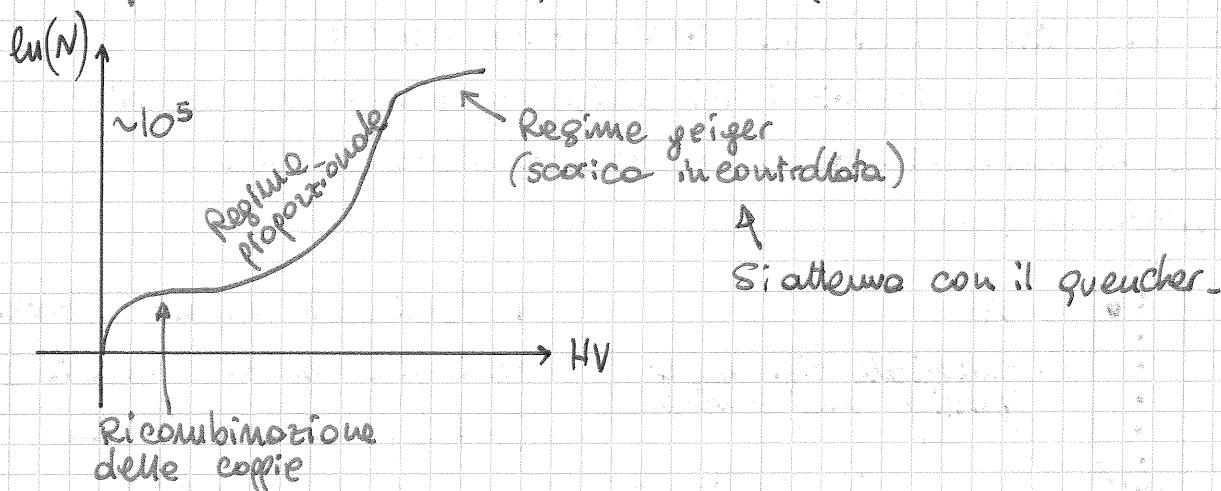
Per $R_{filo} \approx 1 \mu m$ e $R_{cassa} \approx 1 cm$ si ha $C' \approx \epsilon_r \epsilon_0$.

Si usano miscele di gas tipo Ar - CH₄:

Ar: shell piene \Rightarrow se solo per ionizzazione.

Può capitare che i prodotti fu radiazione inizino altre volanghe secondarie in punti distanti.

CH₄: gradi di libertà rotazionali e vibrazionali capaci di assorbire questi fotoni (QUENCHING)



L'informazione spaziale dipende dal passo \Rightarrow indeterminazione dell'ordine del centimetro (ambiguità destra-sinistra).

\Rightarrow si mette un altro rivelatore spuntato di mezzo passo.

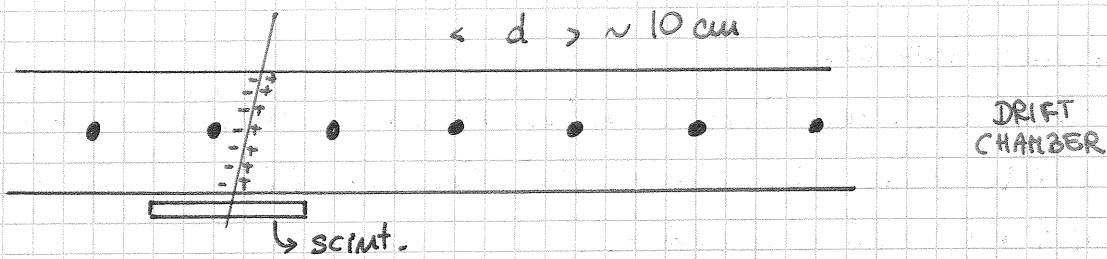


Non possiamo avvicinare molto i fili perché si respingono (hanno la stessa Q).

MWPC = Multi Wire Proportional Chamber (Chorpak, ~ 1970)

Risoluzione dell'ordine del centimetro)

1974 \sim Chorpak mette a punto le Drift Chambers, che si basano sul regime di saturazione della velocità di drift.



Campo costante $\Rightarrow V_{\text{DRIFT}}$ saturata, indipendente dal valore del campo.

\Rightarrow tempo di drift \propto distanza traccia-filo

T_D è misurato da un rivelatore occasionario, uno scintillatore plastico che assegna il timestamp t_0 al passaggio della particella.

$t_0 + \Delta t \Rightarrow$ inizio segnale

$$\Delta x = \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} V_{\text{DRIFT}} dt$$

Se $v_D \approx 4 \text{ cm}/\mu\text{s}$ (1-3 kV),
e la risoluzione temporale è $\approx 2 \text{ ns}$,
la risoluzione spaziale è

dell'ordine di $80 \mu\text{m}$.

$$\sigma_{\text{TRC}} \sim 2 \text{ ns} \Leftrightarrow \sigma_x \sim 80 \mu\text{m}$$

Abbiamo guadagnato un fattore 10 in risoluzione spaziale rispetto alle MWPC.

Limitazioni:

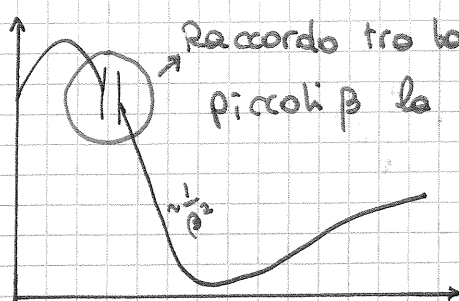
- $n(\text{tracce})/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$
- ancora ambiguità destra-sinistra, stessa soluzione



CURVA DI BRAGG
PER UN FASCIO DI
PROTONI MONOCROMATICO

||/10/||

è più piccata di
quella per un fascio
reale.



Raccordo tra la Bethe-Bloch ed un altro modello: a piccoli β la curva di Bragg non diverge perché la perdita di energia non va più come $1/\beta^2$.

M-STRIP SILICON DETECTORS

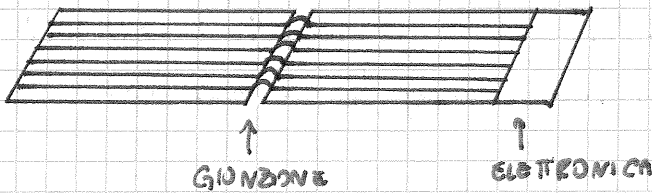
Le strip hanno lunghezze di poche decine di μm e larghezze max di circa $15\mu\text{m}$, ottenute dalle dimensioni dei wafer di silicio. ($15\text{cm} \rightarrow 6''$)

Per rivelatori piú lunghi \rightarrow giunzione.

Tipicamente l'elettronica di lettura è posta ai bordi.

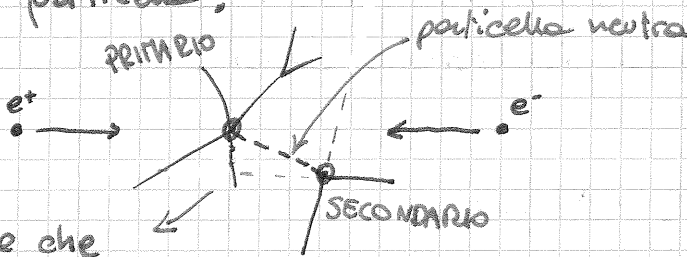
Questi rivelatori si usano per particelle a vita media molto breve.

Treatmento fotolitografico del wafer (di spessore $200:300\mu\text{m}$).



È anche silicio a pad.
(pad $\sim 10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$)

$\tau \sim 10^{-12}\text{s} \Rightarrow$ vertice secondario determinato dal decadimento della particella.



Si vede che

È un parametro d'impatto minimo tra tracce primario e prolungamento tracce VTX secondario.

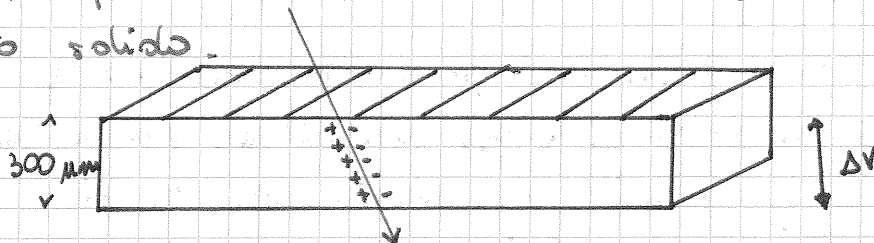
$$d_{V_{TX1}, V_{TX2}} \approx vt = (\beta c)(\gamma \tau) \sim \gamma \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \cdot 10^{-12} \sim 300 \mu\text{m}$$

Esempio: la particella τ ha $c \cdot \tau \cong 87 \mu\text{m}$.

... $\beta \gamma \tau \cong 460 \mu\text{m}$

Per trovare vertici secondari prolunghiamo le tracce viste dal rivelatore e vediamo se si intersecano tutte in un punto oppure ci sono anche altri vertici.

Questo tipo di rivelatore è una camera a ionizzazione a stato solido.



$$\vec{v} = \mu \vec{E}$$

↑
coeff. di mobilità

Per un semiconduttore si ha: $\mu_- \sim 3 \mu_+$

Le cariche, sottoposte ad un campo \vec{E} , migrano verso gli elettrodi di lettura. Sono sufficienti ad attivare un preamplificatore: vengono prodotti circa: $8 \cdot 10^3 e^- / 100 \mu m$ (il rumore tipico è qualche migliaio di elettroni).

Raramente la carica si deposita ^{su} una sola strip \Rightarrow si fa il binocentro delle strip che si sono accese.

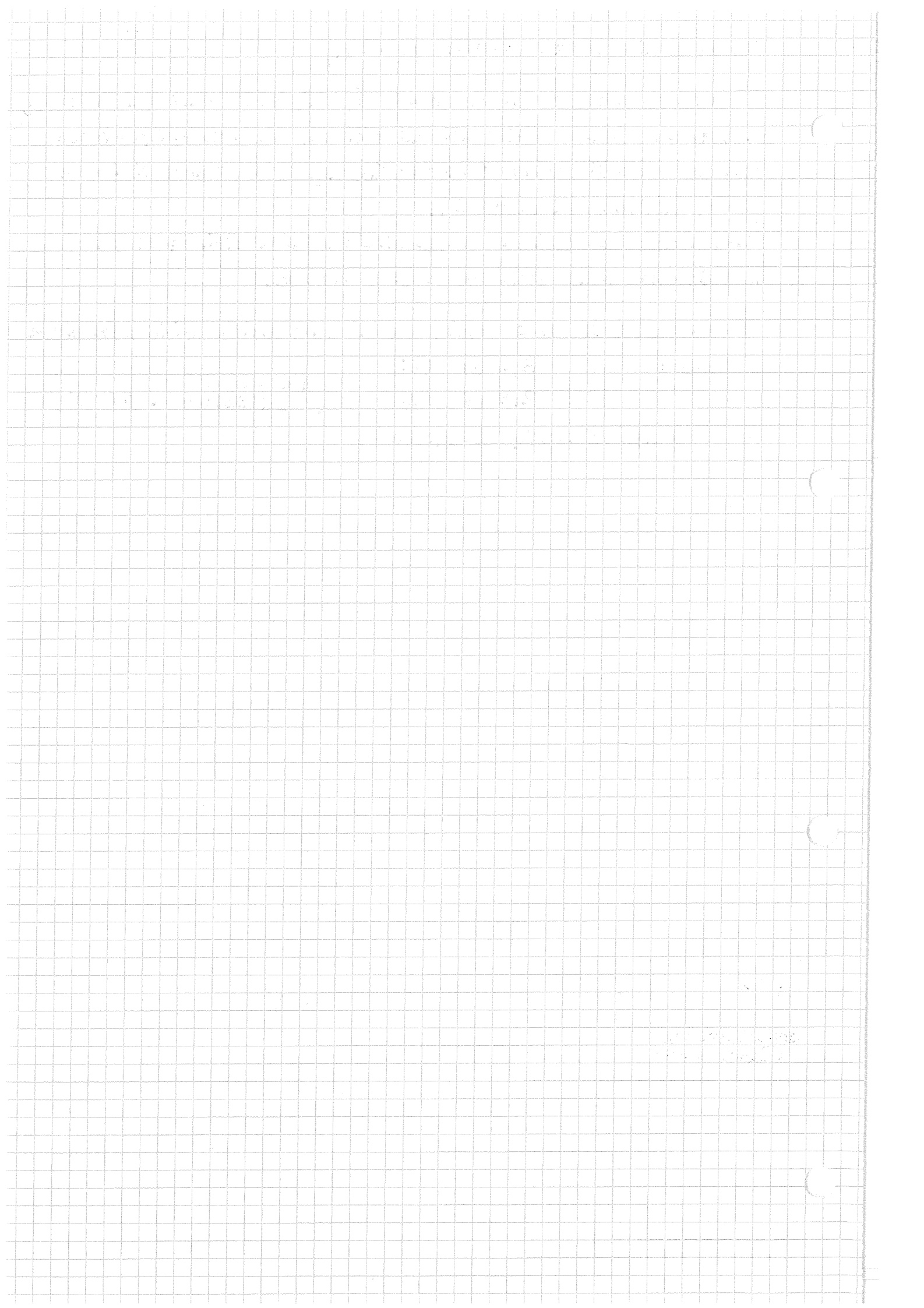
Vengono prodotte molte coppie perché il pd a uride di ionizzazione è basso:

3,6 eV (Si)

2,9 eV (Ge)

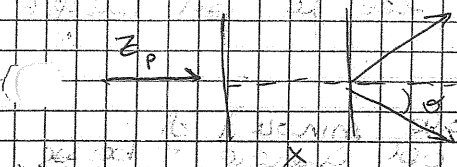
(gas \rightarrow 50 eV
scintillatore \rightarrow 500 eV)

(e la densità è MOLTO maggiore).



SCATTERING COULOMB MULTIPLO

12/10/2011



l'andamento gaussiano dell'angolo θ lo bene per il 98% ma c'è un andamento non gaussiano del 2% che sono le code

l'andamento dell'angolo θ è quello dello scattering Rutherford

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim Z_p^2 Z_B^2 r_e^2 \frac{(m_e c / \beta p)^2}{4 \sin^2(\theta/2)}$$

andamento approssimativo
non gaussiano

l'angolo di scattering ha un R.M.S. $\sim \sqrt{\cos^2 \theta} = \theta_0$

$$\theta_0 = \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta p} Z_p \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0,033 \ln \frac{x}{X_0} \right]$$

X_0 → lunghezza di radiazione → non c'entra con lo scattering
lunghezza coulombiana e un parametro che si usa per
parametrizzare x

$$E_e(x) = E_{e0} e^{-x/X_0}$$

→ in un materiale
che ha un certo spessore x
→ in un materiale
che ha un certo spessore x

$$p \sim 1 \text{ GeV}$$

$$X_0 \text{ per il Pb } e^- \sim 0,6 \text{ cm}$$

per lo scintillatore plastico $\sim 40 \text{ cm}$ (densità minore)

Proiettore all'interno del materiale → l'andamento iniziale della
te, ma in ogni caso restano all'interno del campo

→ si sono una distanza
della proiezione dello
piano di osservazione

→ in genere viene fatto
perché la spessore
dei materiali è
piccolo

$$\theta_{\text{piano}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \theta_{\text{spazio}} \rightarrow \text{proiettare angolo spaziale sul piano}$$

approssimazione
piccoli angoli

PERDITA DI ENERGIA PER ELETTRONI

$\frac{dE}{dx} \rightarrow$ ~~con~~ \rightarrow ~~non~~ nel caso del pe per energie elevate
 \rightarrow radiazione

esempio - caso Pb $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} \rightarrow$ per e^- (massa minima) di verificare ad energie + basse $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{coll}}$ per energie + alte

$\frac{dE}{dx} \sim \frac{-2e^2 a_{\perp}^2}{3c^3} \rightarrow$ accelerazione + alla frequenza delle e^-
 [IRRAGGIAMENTO]

SCATTERING MOLLE $e^- e^- \rightarrow e^- e^-$

$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n_e e^4}{mc^2} \left(2 \ln \frac{mc^2}{I} + 3 \ln \gamma - 1,95 \right) \rightarrow$ caso classico-relativistico
 $n_e \rightarrow$ densità e^- bersaglio
 \rightarrow potenziale di ionizzazione medio
 e^- relativistico su e^- libero

Usando la BB per particelle relativistiche ottimiz.

$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n_e e^4}{mc^2} \left(2 \ln \left(\frac{2mc^2}{I} \right) + 4 \ln \gamma - 2 \right)$

sono sostanzialmente uguali, anche se la BB cambia
 in \rightarrow in \rightarrow bisogno

Le perdite per ionizzazione di e^- sono e^- ad e^- sostanzialmente
 e \rightarrow questo per particelle pesanti, tranne a grandi γ (grandi energie)

come attraversamento della materia l' e^- può essere
 (compi) em. dalle particelle e viene deviato \rightarrow a_{\perp} \rightarrow radiazione

2 tipi \rightarrow Sinotrone \rightarrow nel vuoto

\rightarrow Bremsstrahlung \rightarrow nella materia (radiaz. di frenamento)

TRATTAZIONE SEMICLASSICA PER PARTICELLA RELATIVISTICA

$\frac{d\sigma}{dK} \sim 5 \frac{e^2}{hc} Z_1^2 Z_2^2 \left(\frac{mc^2}{M_1 M_2} \right) \frac{e^2}{K} \ln \left(\frac{M_1 v_1^2 Z_1^2}{K} \right) \rightarrow$ proprietà di una particella qualunque

\rightarrow RADIATIVE DI BREMSSTRAHLUNG

$T_i = T_g + K$
 per \rightarrow per \rightarrow en. \rightarrow em. ss

$$\bar{E}_{ee} \text{ (GeV)} \quad 0,5 \text{ (DAPANE)}$$

$$\langle \sigma_r \rangle \sim \frac{m_e c^2}{\bar{E}_{ee}} 10^{-3} \rightarrow \text{angolo medio di emissione del fotone}$$

$$\langle \sigma_r \rangle \sim \frac{m_e c^2}{\bar{E}_{ee}} \sim 10^{-3} \text{ rad}$$

circa 0,5 GeV medio ecc. DAPANE

Im PEP2

si raggiungono i 5 GeV, $\langle \sigma_r \rangle \sim 10^{-4} \text{ rad}$

LEP 1 \rightarrow 50 GeV

LEP 2 \rightarrow 100 GeV

LUNGHEZZA DI RADIATIONE

$$\left. \frac{d\bar{E}_{ee}}{dx} \right|_{\text{rad}} = m_e \int_0^{k_{\text{max}}} k \left(\frac{d\sigma}{dk} \right) dk = m_e \bar{E}_{ee} \sigma_{\text{rad}}$$

in termini di volume

$$\sigma_{\text{rad}} = \frac{1}{\bar{E}_{ee}} \int_0^{k_{\text{max}}} k \left(\frac{d\sigma}{dk} \right) dk$$

$$\bar{E}_{ee} \gg \bar{E}_{\text{critica}}$$

$$\sigma_{\text{rad}} = 4\sigma_0 \left[\ln(183 Z^{-1/3}) + \frac{1}{18} \right]$$

quando \bar{E}_{persa} per ionta $\propto Z_0^2 \alpha_e^2$
 \propto quindi a \bar{E}_{persa} per $\propto \text{rad}$

$$\left. \frac{d\bar{E}_{ee}}{dx} \right|_{\text{rad}} \propto \bar{E}_{ee} \text{ e come } Z_0^2$$

$$\left. \frac{d\bar{E}_{ee}}{dx} \right|_{\text{ionta}} \propto \ln \bar{E}_{ee} \text{ e come } Z_0$$

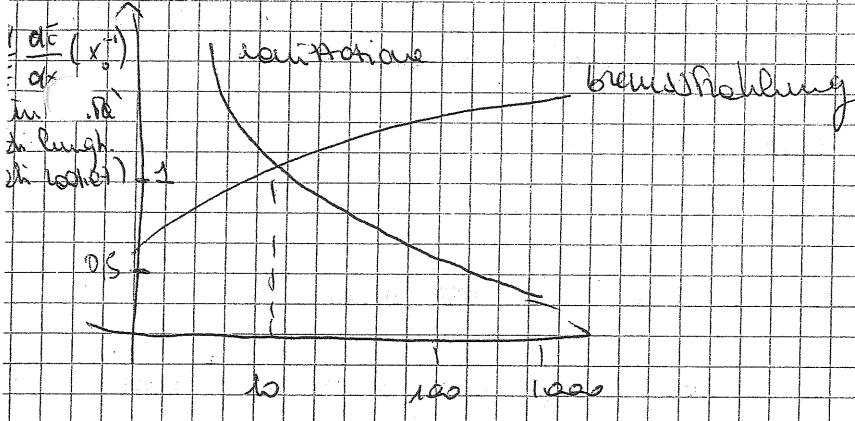
$$\frac{d\bar{E}_{ee}}{\bar{E}_{ee}} = - m_e \sigma_{\text{rad}} dx \rightarrow \bar{E}_{ee}(x) = \bar{E}_{ee} e^{-x/x_0}$$

$$x_0 = \frac{1}{m_e \sigma_{\text{rad}}} \rightarrow \text{ve come } \frac{A}{Z_0^2} \left[\begin{array}{l} \text{per } \propto Z_0^2 \\ \text{ve } \propto \frac{1}{A} \end{array} \right]$$

x_0

0,6	Pb
42	Scint. plastica
30 400	aria
0,3	trans

Kohlensäure (42 cm³) Methanol (42 cm³) Ethanol (42 cm³) Wasser (42 cm³)



17/10/11

Lunghezza di radiazione:

fascio monocromatico di e^- attraversa un mezzo,

$$E(x) = E_0 e^{-x/x_0}$$

Scattering Coulombiano multiplo:

$$\Theta \sim \frac{13.6}{p} \text{ MeV } Z_p \sqrt{\frac{x}{x_0}}$$

La dipendenza da A e Z è parametrizzata da x_0 .

Interazione fotoni - materia

In ordine di energia crescente:

1) effetto fotoelettrico $\sim Z^5$

2) scattering Compton $E_\gamma \gg E_{\text{ioniz.}} \Rightarrow$ l' e^- si considera libero. $\sim Z$

3) produzione di coppie $e^+e^- \sim Z^2$

Queste sono tutte interazioni e.m.

È anche una piccola interazione adronica ("fotonucleare").

La manifestazione meno trascurabile di questo effetto è la produzione di "risonanza nucleare gigante", per la quale può venire emesso un neutrone.

\Rightarrow Il fotone non interagisce solo e.m.: seppur trascurabile, ha anche un comportamento adronico.

NB.: in ultima analisi, l'interazione γ -adroni si riconduce all'accoppiamento e.m.: $\gamma \rightarrow q\bar{q}$ ("produzione di coppie").

Supponiamo di avere un fascio di γ monocromatici.

$$I_\gamma(x) = I_0 e^{-\mu x}$$

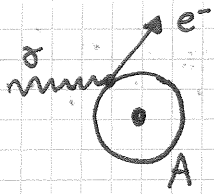
dove μ è lo spessore del materiale attraversato.

Il fotone o interagisce o non interagisce: nella maggior parte dei casi un'interazione lo distrugge ($\neq \Delta E$ medio).

L'effetto fotoelettrico è dominante per $E \leq 500 \text{ keV}$,

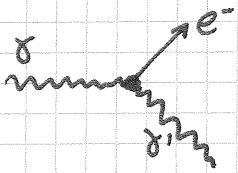
lo scattering Compton per $500 \text{ keV} < E < 50 \text{ MeV}$, La

produzione di coppie per $E > 50 \text{ MeV}$.



Effetto fotoelettrico

$$E_{e^-} = E_\gamma - E_{legame}$$



Diffusione Compton

$$E_\gamma \gg E_{legame}$$

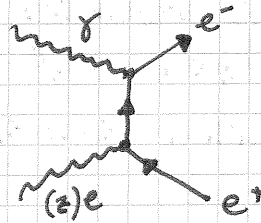
$$\tau_c = \alpha^2 \frac{(hc)^2}{W^2}, \quad W^2 = (m_0 c^2)^2 + 2 E_\gamma m_0 c^2$$

(W energia del processo, $W = (p_\gamma^M + p_{e^-}^M)^2$)

Produzione di coppie

È un processo a soglia:

$$E_\gamma > 2 m_0 c^2$$



Può avvenire per l'interazione del γ con la carica di un e^- o di un nucleo.

$$\sigma_{pp} \sim \frac{7}{9} \sigma_{BRST} \quad \leftarrow \text{freccamento}$$

⇒ il fotone interagisce "quasi" come un elettrone, ma un po' meno. Il cammino libero medio del fotone è più lungo di quello dell'elettrone.

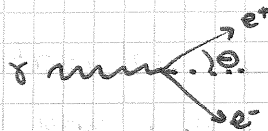
$$\lambda_{MFP}^\gamma = \frac{9}{7} \lambda_{MFP}^{e^-} = \frac{9}{7} \lambda_0$$

$$\Rightarrow \mu = \rho \frac{N_A}{A} \sigma_{tot} = \rho \frac{N_A}{A} (\sigma_{pe} + \sigma_c + \sigma_{pp})$$

$\mu = \mu(E)$ coeff. di assorbimento

Nella pair production l'angolo medio di emissione della coppia va come $E_\gamma^{-1/2}$:

$$\langle \Theta \rangle \sim \frac{m_0 c^2}{E_\gamma}$$



ed è un angolo simile a quello di bremsstrahlung.

SCIAMI E.M.

Un e^- o γ incide su un materiale omogeneo.

Alta energia \Rightarrow prod. di coppie. In un λ_0 , e^- ed e^+ subiscono

Bremsstrahlung \Rightarrow producono fotoni \Rightarrow i quali producono altre coppie \Rightarrow ...

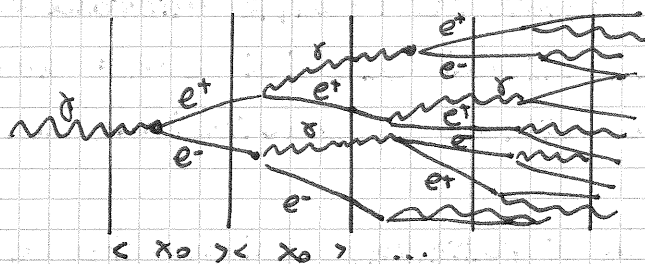
Lo sciame si espande finché le particelle hanno abbastanza energia. Al diminuire dell'energia, il γ non fa più coppie, ma Compton e fotoelettrico, mentre gli e^- non fanno più bremsstrahlung bensì ionizzazione ($\bar{e}e \leq E_c$).

N.B.: le sezioni d'urto di questi processi sono tutte calcolabili analiticamente \Rightarrow purché la parametrizzazione del materiale sia corretta, in linea di principio gli sciami e.m. sono perfettamente simulabili con metodi M.C.

\Rightarrow noto l'intervallo di energia delle particelle in gioco, posso progettare il mio rivelatore.

Il software più in uso per gli sciami e.m. è Geant4.

Prendiamo un materiale omogeneo. (caso raro)



Sviluppo laterale dipendente da $\langle \theta \rangle$, sviluppo longitudinale dipendente da \bar{E} .

# x_0	1	2	4	...	2^t
<# part.>	2	4	8	...	2^t

Posso quindi dire che l'energia medio di una particella dopo che essa ha attraversato t lunghezze di radiazione (N.B.: stiamo considerando $x_0 \approx \frac{9}{7} x_0!!$) è:

$$\langle E(t) \rangle = \frac{E_0}{2^t} = \frac{E_0}{\langle N(t) \rangle}$$

Qual è lo spessore massimo raggiunto dallo sciame in propagazione? $E_c \Rightarrow$ lo sciame si arresta.

$$E(t_{\max}) \approx E_c$$

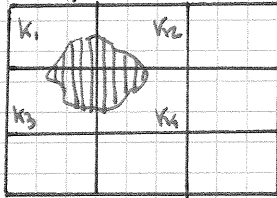
$$2^{t_{\max}} \approx \frac{E_0}{E_c} \Rightarrow t_{\max} \sim \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) \cdot \frac{1}{\ln 2}$$

Esempio: Pb ($E_c \approx 10$ MeV), $E_0(\gamma) = 10$ GeV

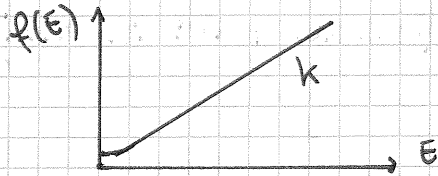
$$\Rightarrow t_{\max} \sim 3 \frac{\ln 10}{\ln 2} \approx \frac{3 \cdot 2,3}{0,7} \sim 10$$

10 $x_0 \rightarrow$ sviluppo massimo come numero di particelle e sviluppo laterale. Ma lo sciame non si è ancora completamente arrestato.

Supponiamo di avere un colorimetro a 9 celle: se il fascio finisce in una intersezione tipo



occorre che quelle 4 celle siano calibrate in modo da dare la stessa risposta.



$$i = 1 \dots 9$$

$$f_i(E) = k_i E$$

$$\uparrow$$

$$(k + \Delta k)$$

Maggiore è l'energia dello sciame e maggiore sarà questo effetto.

Viceversa, maggiore sarà l'energia, minore sarà il contributo del noise all'errore relativo.

$$\sigma(E)/E \text{ è adimensionale} \Rightarrow a = [E^{-1/2}], b = [E]$$

Per un colorimetro tradizionale:

$$\frac{a}{\sqrt{E}} \sim \text{pochi \%}$$

$$\frac{b}{E} \sim \text{alcuni \%}$$

Ad esempio in un colorimetro a kripton liquido per e^- e γ compresi tra 3 e 50 GeV:

$$a \sim 3\%; b \sim 9\%; c \sim 0.4\% \text{ (LKr)}$$

La risoluzione ottenibile in colorimetri sampling è minore, per via del termine a/\sqrt{E} .

Nei colorimetri adronici contribuiscono anche adroni:

$\pi, \rho, e, \mu, \tau, K, p, n \dots$ Non tutti i processi vengono ugualmente rivelati. Si associa agli adroni un

altro cammino libero medio λ_I ; inoltre per un nucleone

$$\langle P_{\perp} \rangle \sim 350 \text{ MeV} \Rightarrow \text{grande sviluppo laterale.}$$

Comunemente:

$$\lambda_I = 17 \text{ cm Fe/Pb} \quad 57 \text{ cm scint.}$$

$$X_0 \sim \left(\frac{A}{Z}\right) \frac{1}{Z}$$

$$\lambda_I \sim \frac{1}{M_a \sigma} \sim A^{1/3}$$

$$M_a \sim \frac{N_A \rho}{A} \text{ (densità centri di scattering)}$$

$$\sigma \sim A^{2/3}$$

La risoluzione in energia dei colorimetri adronici è molto peggiore.

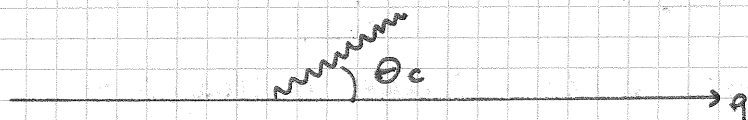
$$\frac{\sigma(\bar{e})}{E} \Big|_{HAD} \approx \frac{45\%}{\sqrt{E}}$$

È misurata in GeV in calorimetria.

1930 → Čerenkov osserva debde luce prodotta da sostanze radioattive in liquidi.

$v > \frac{c}{n} \Rightarrow$ la particella viene frenata $\Rightarrow \Delta E$ in radiazione visibile.

$$\frac{c}{n} = \frac{1}{\mu_r \epsilon_r} \quad \mu_r, \epsilon_r \text{ misurabili}$$



[MEZZO UNIFORME]

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad 0 \leq \beta \leq 1 \quad n \geq 1$$

$$\Rightarrow \cos \theta_c \leq 1$$

Il valore massimo si ha per $\beta = 1$:

$$\cos \theta_{MAX} = \frac{1}{n}$$

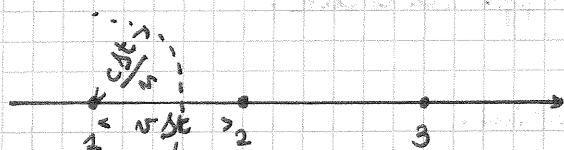
Ad esempio in acqua: $H_2O \Rightarrow n \sim 1,33 \Rightarrow \theta_{MAX} \sim 41,2^\circ$

Se β diminuisce, $\frac{1}{\beta n}$ aumenta e scende ad 1 \Rightarrow l'angolo minimo tende a 0 (no emissione Čerenkov).

La particella carica polarizza il mezzo bruscamente lungo il suo cammino - Dipolo elettrico varia nel tempo \Rightarrow emette.

$$\begin{cases} \text{COERENZA} & \text{se } v > c/n \\ \text{no emissione} & \text{se } v < c/n \end{cases}$$

Per spiegare l'effetto si usa una ottica geometrica risalente a Huygens (1600) -



$$v \Delta t > \frac{c}{n} \Delta t$$

I fronti d'onda sono emessi in maniera coerente.

La luce viaggia a $v = c/n$ -

Un rivelatore Čerenkov dipende quindi dal β della particella e funziona solo per $\beta > \frac{1}{n}$ -

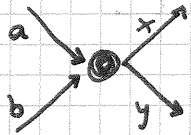
Se abbiamo particelle diverse con impulso uguale, esse hanno β diverso. Misurando β è possibile risalire alla massa.

19/10/11

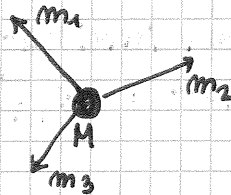
ESERCITAZIONE

giovanni.signorelli@pi.infn.it

Urti + decadimenti:



$$a + b \rightarrow x + y + \dots$$

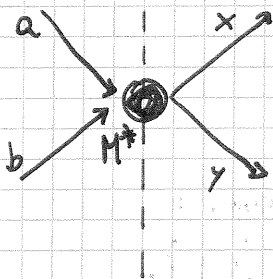


$$M \rightarrow m_1 + m_2 + m_3$$

- Urti:
- elastici (particelle finali = particelle iniziali)
 - inelastici (particelle finali \neq particelle iniziali)

- Decadimenti:
- 2 corpi
 - 3 corpi
 - n corpi
- (particelle nello stato finale)

Non c'è grande differenza tra un urto e un decadimento:



$$a + b \rightarrow M^*$$

$$M^* \rightarrow x + y$$

M^* può prendere il nome di stato metastabile o risonanza.

Possiamo studiare questi processi dal punto di vista della dinamica e della cinematica.

DINAMICA

interazione responsabile del processo

$$H, \mathcal{L}, V(r), \dots$$

CINEMATICA

moto delle particelle (spin \Rightarrow direzioni privilegiate)

Energia, impulso

quadrivettori

spazio \leftrightarrow $so(3)$

σ
(URTI)

$$\Gamma = \frac{1}{\tau}$$

(DECADIMENTI)

diagrammi di Feynman

Il quadrivettore è un ente intrinseco, \exists in quanto tale.

Le coordinate sono la sua rappresentazione in un dato sistema di riferimento.

VETTORI $\rightarrow SO(3)$ \leftarrow spazio delle rotazioni 3D

4-VETTORI $\rightarrow SO^+(1,3)$ \leftarrow (dorso di notazione), il determinante della matrice di rotazione fa 1.

P^μ sono le coordinate del quadrivettore, ma il simbolo si usa anche per indicare il 4-vettore stesso.

Quadrimpulso $P^\mu = (E, \vec{p})$

Assunzioni:

- $\hbar = c = 1$ ($\hbar c = 200 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$)
- $(+, -, -, -)$, ovvero il modulo quadro è $m^2 = E^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2$
- CONTRAVARIANTI / COVARIANTI

$$M_{\mu\nu}^2 = P^\mu P_\mu$$

Il quadrivettore è lo stesso, è la rappresentazione che lo rende contro/co-variante.

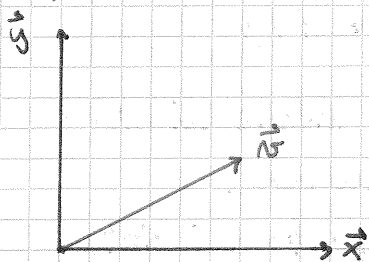
CONTROVARIANTI

\equiv trasforma come le coordinate

COVARIANTI

\equiv trasforma come i vettori della base.

Esempio 2D:



$$\vec{v} = \alpha \vec{x} + \beta \vec{y}$$

Un cambio di base:

$$\begin{pmatrix} \vec{x} \\ \vec{y} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \vec{u} \\ \vec{w} \end{pmatrix} \quad \begin{matrix} \vec{u} = \vec{x} \\ \vec{w} = 2\vec{y} \end{matrix}$$

$$\begin{pmatrix} \vec{u} \\ \vec{w} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{x} \\ \vec{y} \end{pmatrix}$$

RAPPRESENTAZIONE COVARIANTI

Provo a riscrivere \vec{v} : $\vec{v} = \alpha' \vec{u} + \beta' \vec{w}$

$$\vec{u} = \vec{x} \Rightarrow \alpha' = \alpha$$

$$\vec{w} = 2\vec{y} \Rightarrow \beta' = \beta/2$$

$$\begin{pmatrix} \alpha' \\ \beta' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}$$

RAPPRESENTAZIONE CONTROVARIANTI

Questa matrice è l'inversa di quella che lega $\begin{pmatrix} u \\ w \end{pmatrix}$ a $\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$.

In generale:

$$x'^{\mu} = x^{\mu} (x^{\nu})$$

CONTROVARIANTI

$$v'^{\mu} = \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\nu}} v^{\nu}$$

COVARIANTI

$$v'_{\mu} = \frac{\partial x^{\nu}}{\partial x'^{\mu}} v_{\nu}$$

Segue che:

$$v'^{\mu} v'_{\mu} = \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\nu}} \frac{\partial x^{\nu}}{\partial x'^{\mu}} v^{\nu} v_{\nu} = \mathbb{1} v^{\nu} v_{\nu}$$

⇒ il prodotto scalare è invariante.

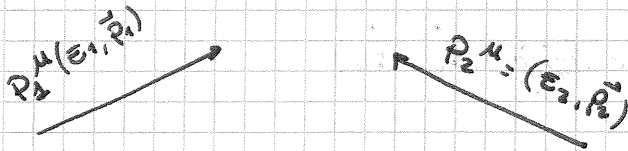
$$\frac{\partial}{\partial x^{\nu}} = \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\nu}} \cdot \frac{\partial}{\partial x'^{\mu}}$$

$$\frac{\partial}{\partial x'^{\mu}} = \frac{\partial x^{\nu}}{\partial x'^{\mu}} \frac{\partial}{\partial x^{\nu}}$$

Lo derivato rispetto ad una componente contravariante ha le stesse leggi di trasformazione di una componente covariante. Analogamente:

$$\frac{\partial}{\partial x_{\mu}} = \partial^{\mu} \quad \frac{\partial}{\partial x^{\nu}} = \partial_{\nu}$$

Esercizio



Supponiamo di avere questa situazione nel sistema di riferimento LAB. Qual è la

trasformazione di Lorentz che ci porta nel sistema del CR?
Scriviamo la trasformazione generica.

$$\begin{pmatrix} x^0 \\ x^1 \end{pmatrix}' = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma \\ -\beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x^0 \\ x^1 \end{pmatrix}$$

$$\left. \begin{aligned} x^1 &= \gamma(x - \beta ct) \\ ct^1 &= \gamma(ct - \beta x) \end{aligned} \right\} \text{ se } \vec{x} \parallel \vec{\beta}$$

In un caso più generale:

$$\vec{x} \parallel \vec{\beta} = (\vec{x} \cdot \vec{\beta}) \hat{\beta}$$

$$\vec{x} \perp \vec{\beta} = \vec{x} - (\vec{x} \cdot \vec{\beta}) \hat{\beta}$$

A questo punto:

$$x^0' = \gamma x^0 - \beta\gamma (\vec{x} \cdot \hat{\beta}) \quad \text{componente } 0$$

$$(\vec{x}' \cdot \hat{\beta}) \hat{\beta} = \gamma (\vec{x} \cdot \hat{\beta}) \hat{\beta} - \beta\gamma x^0 \hat{\beta} \quad \text{componente } \parallel$$

$$\vec{x}' - (\vec{x}' \cdot \hat{\beta}) \hat{\beta} = \vec{x} - (\vec{x} \cdot \hat{\beta}) \hat{\beta} \quad \text{componente } \perp$$

La componente \perp non trasforma. Sommando \parallel e \perp :

$$\vec{x}' = \vec{x} - \hat{\beta} \gamma x^0 + (\gamma - 1) \frac{1}{\beta^2} (\vec{x} \cdot \hat{\beta}) \hat{\beta}$$

TRASFORMAZIONE DI LORENTZ GENERICA

Tornando al problema iniziale:

$$P_{\text{TOT}}^M = P_1^M + P_2^M = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2, \vec{P}_1 + \vec{P}_2)$$

↓ ← ?

$$P_{\text{TOT}}'^M = (M_{\text{INV}}, 0)$$

Applichiamo lo transf. generico:

$$(\vec{P}_1 + \vec{P}_2)' = (\vec{P}_1 + \vec{P}_2) - \vec{\beta} \gamma (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) + \frac{\gamma - 1}{\beta^2} [(\vec{P}_1 + \vec{P}_2) \cdot \vec{\beta}] \vec{\beta} \equiv 0$$

Risolviamo rispetto a β .

$$(\vec{P}_1 + \vec{P}_2)' - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2) = \left[\gamma (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) - \frac{\gamma - 1}{\beta^2} [(\vec{P}_1 + \vec{P}_2) \cdot \vec{\beta}] \right] \vec{\beta}$$

$\Rightarrow \vec{P}_1 + \vec{P}_2$ è parallelo a $\vec{\beta}$.

$$0 = (\vec{P}_1 + \vec{P}_2) - \vec{\beta} \gamma (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) + (\gamma - 1) [(\vec{P}_1 + \vec{P}_2) \cdot \vec{\beta}] \vec{\beta}$$

$$= (\vec{P}_1 + \vec{P}_2) - \vec{\beta} \gamma (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) + (\gamma - 1) (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)$$

$$\Rightarrow \vec{\beta} \gamma (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) = \gamma (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)$$

$$\Rightarrow \vec{\beta} = \frac{\vec{P}_1 + \vec{P}_2}{\vec{E}_1 + \vec{E}_2}$$

In generale, nel centro di massa:

$$\vec{P}_{\text{SCH}} = \frac{\sum_i \vec{P}_i}{\sum_i E_i}$$

$$M_{\text{INV}}^2 = P_{\text{TOT}}^M P_{\text{TOT}M} = (P_1^M + P_2^M) (P_{1M} + P_{2M}) =$$

$$= P_1^M P_{1M} + P_2^M P_{2M} + 2 P_1^M P_{2M} =$$

$$= m_1^2 + m_2^2 + 2 (\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 - \vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2)$$

Per massimizzare M_{INV}^2 occorre prendere $\vec{P}_1 = -\vec{P}_2$.

Esercizio (scritto 16 settembre 2011)

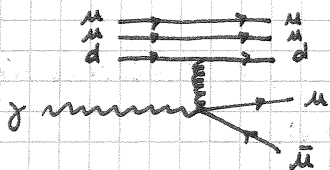
- Determinare l'energia minima che deve possedere un fotone affinché possa avvenire la reazione $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$, con il protone in quiete.

S LAB $\rightarrow \gamma$ in moto, p fermo

$\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$ foto-produzione del π^0

$$k^\mu + p^\mu = \pi^\mu + q^\mu$$

$$p^\mu = (m_p, \vec{0})$$



Per prima cosa controlliamo il Q - valore.

$$Q = \sum_{H_{INIT}} - \sum_{H_{FIN}} = m_p - m_p - m_{\pi^0} < 0$$

\Rightarrow la reazione non è spontanea. È energia di soglia dell'ordine di m_{π^0} .

$$m_p = 938 \text{ MeV} (\sim 1 \text{ GeV})$$

$$m_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}$$

L'energia di soglia è quella per cui M_{INV}^* è appena sufficiente perché esso decada in $p + \pi^0$.

$$M^* = m_p + m_{\pi} \quad (\text{alla soglia})$$

$$k^\mu + p^\mu = \pi^\mu + q^\mu \quad (\text{in qualsiasi s.d.r.})$$

$$(k^\mu + p^\mu)^2 = (\pi^\mu + q^\mu)^2 \quad \text{questi sono invarianti} \rightarrow \text{posso scegliere il s.d.r. che voglio}$$

$$(k^\mu + p^\mu)^2 = k^\mu k_\mu + p^\mu p_\mu + 2k^\mu p_\mu$$

$$(\text{in LAB}) = 0 + m_p^2 + 2E_\gamma m_p$$

$$(\pi^\mu + q^\mu)^2 = (\text{alla soglia nel CM}) (m_p + m_{\pi})^2$$

$$\Rightarrow m_p^2 + 2E_\gamma m_p = (m_p + m_{\pi})^2$$

$$\Rightarrow E_\gamma = \frac{m_p^2 + m_{\pi}^2 + 2m_{\pi} m_p - m_p^2}{2m_p} = m_{\pi} + m_{\pi} \frac{m_{\pi}}{2m_p}$$

$$= m_{\pi} \left(1 + \frac{m_{\pi}}{2m_p} \right)$$

Il secondo termine ci viene imposto dalla conservazione dell'impulso: inizialmente il c.m. si sta muovendo.

$$E_\gamma = m_{\pi} \left(1 + \frac{m_{\pi}}{2m_p} \right) \approx 135 \left(1 + \frac{135}{2 \cdot 938} \right) \approx 135 \left(1 + \frac{1}{10\sqrt{2}} \right)$$

$$\approx 135 (1 + 7\%) \approx 145 \text{ MeV}$$

25/10/11

SIMMETRIE $\begin{cases} \text{CONTINUE} \\ \text{DISCRETE} \end{cases}$

"Definizione operativa": operazione eseguibile su un sistema fisico, che lo lascia invariato.

Il sistema fisico, tra prima e dopo l'operazione, è indistinguibile \Rightarrow la simmetria commuta con qualsiasi misura.

Simmetrie STATICHE: associate alla forma geometrica del sistema (cristallo, reticolo...)

Simmetrie DINAMICHE: associate all'evoluzione e al moto del sistema: le equazioni non cambiano.

Le operazioni di simmetria costituiscono un gruppo abeliano (se le operazioni di simmetria commutano) o non abeliano.

Ad esempio:

traslazioni \rightarrow gruppo abeliano

rotazioni 3D \rightarrow gruppo non abeliano

Questi sono due tipi di simmetrie continue. In questo corso ci occuperemo soprattutto di simmetrie discrete:

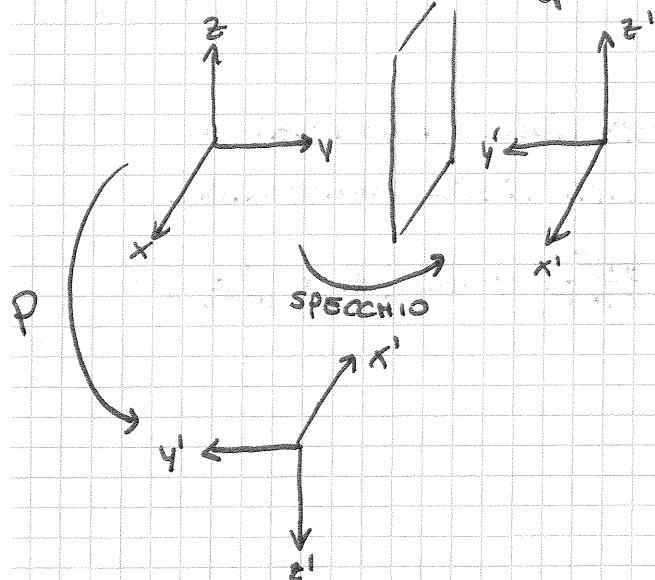
- parità
- coniugazione di carica
- inversione temporale

"la natura non distingue tra la destra e la sinistra"

A livello macroscopico l'invarianza temporale è rotta dall'entropia.

PARITÀ $\rightarrow \begin{cases} x' = -x \\ y' = -y \\ z' = -z \end{cases}$ (inversione segno assi cartesiani)

Parità = trasformazione speculare + rotazione:



Un potenziale a simmetria sferica è tale che:

$$V(\vec{r}) = V(-\vec{r})$$

ad esempio per l'atomo di idrogeno H il suo parità definito dal momento angolare (espresso tramite armoniche sferiche) -

Se un sistema di n particelle è indistinguibile, sotto una operazione di scambio di due particelle, la funzione d'onda totale che lo descrive è:

antisimmetrica \leftrightarrow fermioni

simmetrica \leftrightarrow bosoni

Le interazioni forti ed e.m. conservano la parità -

È stato sperimentalmente verificato (Wu) che le interazioni deboli non conservano la parità -

È necessario di estendere questo concetto definendo la parità intrinseca di una particella

Consideriamo la cattura di un π^- in un deutone (esperimento del 1954):



- ①
- la cattura avviene in onda s
 - " " " " un tempo $\tau \sim 10^{-9} \text{ s}$
- (NB: vite media $v_{\pi} \sim 10^{-8} \text{ s}$)

- la cattura in onda p può avvenire ma è molto più lenta (il π^- ha prima a decadere)

- ②
- $s(\pi) = 0$; $s(d) = 1 \xrightarrow{\text{onda } s} L_{in} = 0 \} \Rightarrow \vec{J}_{in} = \vec{L}_{rot} + \vec{S}_{rot} = 1$

- ③
- stato finale \leftrightarrow f. d'onda antisimmetrica + scambio

(conservato) $\vec{J}_{rot, f} = 1$

ne discende che lo spin totale dello stato finale può essere 0 o 1:

J	L	S	$(-1)^L$	$(-1)^{S+1}$	
1	1	0	-	-	+
1	1	1	-	+	-
1	0	1	+	+	+
1	2	1	+	+	+

\Rightarrow l'unica config. antisimmetrica è $L=1 \wedge S=1$

⇒ la parità dello stato finale è -, mentre nello stato iniziale è $(-1)^{L_{in}} = +$.

Per "salvare" la conservazione della parità l'unico modo che ho è quello di attribuire al π^- una parità intrinseca negativa (-):

$$\Psi(\pi^-) \xrightarrow{P} -\Psi(\pi^-)$$

Sappiamo che, sotto parità, un vettore cambia segno (è dispari):

$$P(\vec{v}) = -\vec{v} \quad \text{vettore}$$

$$P(\vec{v} \cdot \vec{v}) = v^2 \quad \text{scalare}$$

È anche quantità pseudoscalari e pseudovettoriali:

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \Rightarrow P(\vec{L}) = \vec{L} \quad \text{pseudovettore}$$

$$P(\vec{L} \cdot \vec{r}) = -\vec{L} \cdot \vec{r} \quad \text{pseudoscalare}$$

Possiamo definire una parità intrinseca per d e n ?
Nello stato finale essa comparirebbe al quadrato
⇒ ininfluente.

Il deutone è composto da p ed n . Dal punto di vista dell'interazione forte sono indistinguibili.

Sappiamo che:

$$n \rightarrow p \text{ e } \bar{D}_0$$

Ragionando sulla conservazione del numero barionico, possiamo dire che $P(n) = P(p) \Rightarrow P(d) = [P(p)]^2 = +$.

I barioni si conservano in numero; i mesoni possono comparire e sparire.

Se consideriamo anche l'isospin:

$$(-1)^{I+1} \left| \begin{array}{c|cc} & J & L & S \\ \hline + & 1 & 1 & 0 \\ + & 1 & 1 & 1 \\ + & 1 & 0,2 & 1 \end{array} \right.$$

	p	n
I_3	$+1/2$	$-1/2$

⇓

$$I = 1$$

into momento, Pericoma:

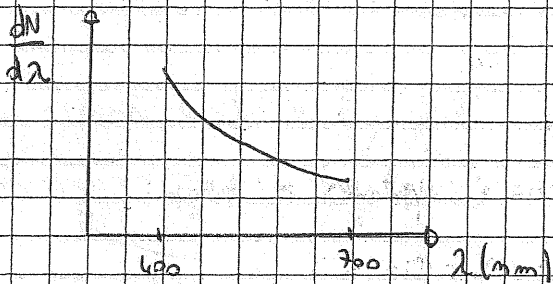
$$E_p = 135 \cdot \left(1 + \frac{135}{2 \cdot 938}\right) \text{ MeV} \approx 145 \text{ MeV}$$

2. 10/2011

Pericoma stima il num di fotoni emessi da una particella che muove in un mezzo di lunghezza λ e in un'unità di lunghezza d'onda:

$$\frac{d^2N}{d\lambda d\Omega} = \frac{2\pi^2 z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) = \frac{2\pi z^2}{\lambda^2} n^2 \theta_c$$

cerca se l'angolo di emissione della luce che muove. Pericoma grafico questa quantità, mostrando che l'emissione massima si ha nel blu visibile:



Pericoma volute anche il dN in funzione dell'energia:

$$\frac{hc}{\lambda} = h\nu = E_p \Rightarrow d\nu = -\frac{d\lambda}{\lambda^2} c \Rightarrow \frac{d^2N}{d\lambda dE} \approx \text{cost}$$

Tutti la maggior energia dei fotoni emessi si vede:



La particella muove in acqua e per $\lambda \in [400 \text{ nm}, 700 \text{ nm}]$:

$$\frac{dW}{dx} = 525 \frac{\text{eV}}{\mu\text{m}}$$

Ma se ogni μ ha un'energia $E = 2,5 \text{ eV}$, una simile particella corrisponde a ~ 200 fotoni, che danno un segnale debole. Se, a noi, aggiungiamo che l'efficienza di raccolta della luce è un 0,1% del totale e che l'efficienza quantica dei fotomoltiplicatori è, tipicamente,

$\eta_c \sim 0,25\%$, denota una E totale pari a $\sim 4\%$: dunque, di 200 μ , ne rileveremo

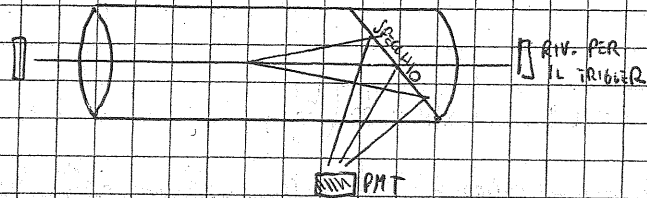
circa 5. Allora poter dire all'acqua e, per, qualche miglioramento questi numeri.

Esistono due tipi di rivelatori Cherenkov (che non dissipano $\mu\text{e}/\text{m}^2$):

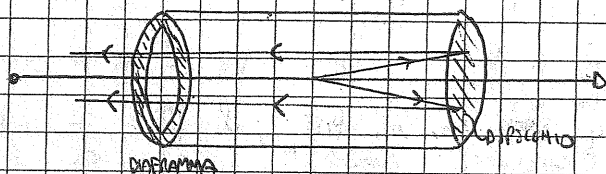
- il RIVELATORE CHERENKOV A SOGLIA;

il RIVESTORE (CHERENKOV DIFFERENZIALE (regolabile)).

Nel primo tipo di rivelatore si riflette la luce Cherenkov su di un PMT:



Nel secondo tipo di rivelatore (quello differenziale) si trova invece la geometria del gas nel cilindro e questo introduce una variazione dell'indice di rifrazione n , permettendo di effettuare una selezione in β (evento non penetrante l'impulso p) ed, a sua volta, consente di una selezione in m della spirale. Schematicamente:

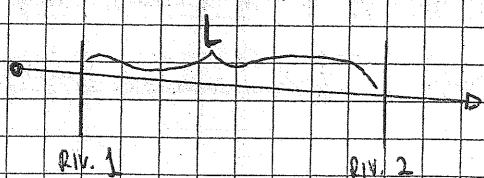


Una terza categoria di rivelatori Cherenkov è costituita dai RICH (Ring Imaging Cherenkov) nei quali, al posto della spirale, i cilindri hanno un fasciatura: minimizza la sezione del loro Cherenkov sul piano del fasciatura, fornisce un'immagine della m della spirale che ha emesso la luce Cherenkov (che è sopra il raggio della sezione spirale). Le GUIDE DI LUCE incorporano i cilindri contenenti la spirale con la finestra di quarzo del PMT.

gli rivelatori (quello non Cherenkov) sono di plexiglass e le guide di luce hanno forme come la "torta di pane" o fasci a spirale stente davanti al plexiglass con una fase oppure omogeneizzata in un forno a 50-60 °C. Il rivelatore per guide di luce e PMT è realizzato con del gruppo stiro.

Oltre che la scelta di emettere la guida di emettere degli rivelatori sono necessitate, altrimenti la luce emessa dalla spirale viene immediatamente monitorata: questo shift β due metri ormai notorie sezione delle "Wavelength shift".

Due sezioni a rivelazione fanno una copia in copia per identificare le particelle monitorate il loro tempo di volo (TOF).



$$\Delta t \approx \frac{Lc}{2p^2} \cdot (m_1^2 - m_2^2)$$

$$p+p \rightarrow \pi^0 + p \Rightarrow \text{m. quadrimp.} : (P_p^M + P_p^M)^2 = (P_{\pi^0}^M + P_p^M)^2 \Rightarrow m_p^2 + 2E_p m_p = (m_p + m_{\pi^0})^2$$

da cui:

$$E_p = \frac{m_{\pi^0}^2 + 2m_{\pi^0} m_p}{2m_p} \approx m_{\pi^0} + 7\% \cdot m_{\pi^0}$$

o l'energia di soglia in questa reazione.

La diluizione RC (p+ ad alta energia) che si realizza in un bagno Termico di protoni (la radiazione di fondo) con $T = 2,7 \text{ K}$ ed una densità di $n \approx 400 \text{ p/cm}^3$ (infatti, essendo nota la temperatura e rispetto alle al bagno Termico e una radiazione di fondo nero che, dunque, segue la statistica di Bose-Einstein, possiamo scrivere a $\frac{dn}{d^3x d^3p} = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \frac{1}{e^{E_p/T} - 1} \cdot 2$, integrando in d^3p), vogliamo determinare a quanti eV corrisponde $2,7 \text{ K}$:

$$300 \text{ K} \approx \frac{1}{40} \text{ eV} \Rightarrow 2,7 \text{ K} \approx \frac{1}{4000} \text{ eV} \Rightarrow E_p^{\text{MBR}} = 0,25 \text{ meV}$$

evento CMBR la COSMIC MICROWAVE BACKGROUND RADIATION. Questo è molto in generale i: protoni della CMBR hanno un E_p nell'infinito.

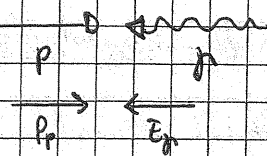
Pertanto, ora, l' E di soglia per la produzione di π^0 rispetto alle $E_p^{\text{CMBR}} = 0,25 \text{ meV}$:



Dunque, valutando i quadrimomenti:

$$(P_p^M + P_p^M)^2 = (P_p^M + P_{\pi^0}^M)^2 \quad \text{con } P_p^M = (E_p, \vec{p}), \quad P_{\pi^0}^M = (E_{\pi^0}, \vec{E}_{\pi^0})$$

si nota la differenza rispetto al caso spin totale: \neq un int. di ref. in cui il p è fermo. Invece, però, rispetto al sistema in cui:



Ora, per la costruzione del quadrimomento:

$$\text{Stato in.} \quad m_p^2 + 0^2 + 2E_p E_p - 2\vec{p} \cdot \vec{p} = m_p^2 + 2E_p E_p + 2p_p E_p$$

però θ fra \vec{p}_p ed \vec{E}_{π^0} è $\theta = \pi$ e $\cos \pi = -1$. Dunque:

$$\text{Stato finale: } (m_p + m_{\pi^0})^2$$

Lo stato finale è lo stato del caso gas nullo. Quindi:

$$2E_p (E_p + p_p) = m_{\pi^0}^2 + 2m_{\pi^0} m_p$$

osservando esplicitamente che $E_p = p_p$ (perché il sistema è estremamente energetico), ma, prendendo in conto, stazionarietà, modificando anche i membri per $(E_p - p_p)$:

$$2E_p \cdot (E_p - p_p) = (m_\pi^2 + 2m_\pi m_p) \cdot (E_p - p_p)$$

ma $E_p^2 - p_p^2 = m_p^2$, quindi:

$$2E_p m_p^2 = (m_\pi^2 + 2m_\pi m_p) \cdot (E_p - p_p)$$

da cui:

$$(E_p - p_p) = \frac{2E_p m_p^2}{m_\pi^2 + 2m_\pi m_p}$$

e, numericamente (con $m_p = 1 \text{ GeV}$, $m_\pi = 0,1 \text{ GeV}$, $E_p = 0,25 \text{ MeV} = 0,25 \cdot 10^{-12} \text{ GeV}$):

$$E_p - p_p = \frac{0,5 \cdot 10^{-12} \text{ GeV}}{10^{-2} + 0,2} = \frac{5 \cdot 10^{-13}}{0,21} \approx 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ GeV}$$

dunque, effettivamente, la differenza fra E_p e p_p è molto piccola ($\sim 10^{-12} \text{ GeV}$) e si può assumere $E_p \approx p_p$; da cui:

$$2E_p \cdot (E_p + E_p) = m_\pi^2 + 2m_\pi m_p \Rightarrow 4E_p E_p = m_\pi^2 + 2m_\pi m_p$$

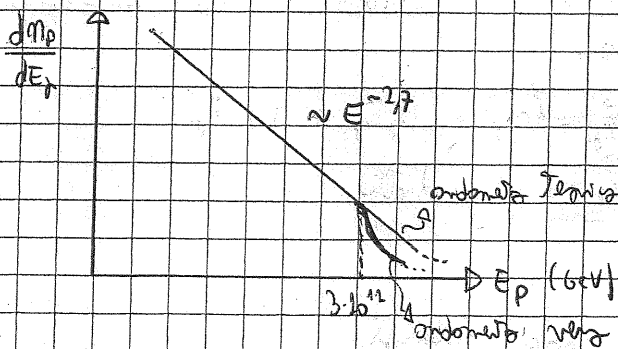
quindi:

$$E_p = \frac{m_\pi^2 + 2m_\pi m_p}{4E_p} = \frac{2 \cdot 10^2 + 0,28}{4 \cdot \frac{1}{4} \cdot 10^{-12}} \text{ GeV} = 0,3 \text{ GeV} = 0,3 \cdot 10^{12} \text{ GeV}$$

più: $m_\pi = 0,14 \text{ GeV}$ (più preciso). È l'energia di soglia per la produzione di π^0 a partire dalla collisione di p^+ di AC sui protoni della CHOR e:

$$E_{\text{soglia}} = 3 \cdot 10^{12} \text{ GeV}$$

in ogni parte del LHC esistono protoni a $\sim 10^4 \text{ GeV}$: i meccanismi di selezione sono del tutto molto più efficienti di quelli attuati nelle varie vegli acceleratori. Se andiamo a moltiplicare la massa dei protoni, otteniamo:

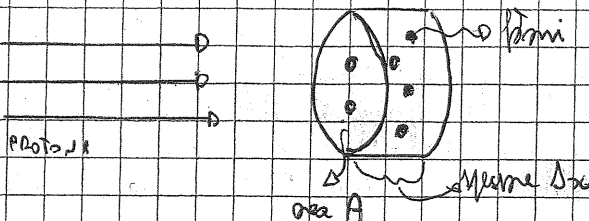


Il flusso dei p^+ dimensionale derivante dal di sopra dell'energia di soglia in GeV è:

Il flusso dei p^+ dimensionale derivante dal di sopra dell'energia di soglia in GeV è:

Il flusso dei p^+ dimensionale derivante dal di sopra dell'energia di soglia in GeV è:

l'atto può essere identificato come ρ : l'atto avviene nella proiezione ρ :



evento n la densità dei pioni nel volume $A \cdot \Delta x$, otteniamo la probabilità di un evento:

$$P(x, x+\Delta x) = \frac{\rho \cdot n \cdot A \cdot \Delta x}{A} = \rho \cdot n \cdot \Delta x$$

da cui si ottiene la legge di attenuazione:

$$N(x) = N(0) \cdot e^{-\rho \cdot n \cdot x} = N(0) \cdot e^{-x/\lambda}$$

evento $\lambda = 1/\rho \cdot n$ il cammino libero medio. Dunque, nel nostro caso ($n = 400 / \text{cm}^3$)

$$\lambda = \frac{1}{\rho \cdot n} = \frac{1}{400 \text{ cm}^{-3} \cdot 10^{-4} \text{ b}} = \frac{1}{4 \cdot 10^{-7} \cdot 10^{-24} \text{ cm}} \approx 10^{25} \text{ cm}$$

poiché $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ In ogni luce (ly):

$$\left. \begin{array}{l} \text{La luce viaggia } 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/s} \\ \text{in un anno } \approx 3 \cdot 10^7 \text{ s} \end{array} \right\} \Rightarrow 1 \text{ ly} \approx 10^{18} \text{ cm}$$

dunque un p+ con $E > E_{\text{crit}}$ ha un cammino libero medio di circa 10 Mly (1 Mpc = 1 Mly, Dimensione:

$$10 \text{ Mly} = 10 \text{ Mpc}$$

es: p+ con una simile energia possono arrivare solo da alcune zone dell'universo, mette: R_C (in generale) possono provenire da qualche parte.

La sezione d'urto σ_{pp} non è altro che la dimensione di un protone ($\approx 1 \text{ fm}$) per la probabilità di interazione di un protone (σ , costante di struttura fine: $\alpha = 1/137$);

quindi:

$$\sigma_{pp} \approx 1 \text{ fm} \cdot \frac{1}{137} \approx 100 \text{ Mb}$$

25/10/2011

Definizione operativa di SIMMETRIA: operazione eseguibile su un sistema fisico che lo lascia invariato. Il sistema fisico è, dunque, indistinguibile tra prima e dopo l'operazione e qualsiasi misura si compie su di esso è indipendente dall'operazione di simmetria. Le SIMMETRIE STATICHE sono quelle di natura geometrica; Le SIMMETRIE DINAMICHE sono quelle di natura temporale.

TETA-TAU PARTE

26/10/2011

TETA-TAU → nomi dati a 2 particelle paritiche (ma si sapeva se fossero 2 o solo una)

θ^+ → come (in seguito indicherò le particelle)

Si osserva:

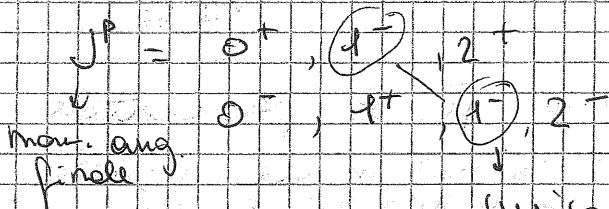
Mesone K^+ $\left\{ \begin{array}{l} \theta^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \\ \gamma^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \end{array} \right. \rightarrow$ due particelle di questo stato finali e diverse da una parte; altre sono le particelle simili hanno massa e vita media simile

$N + \gamma (\gamma^+, \theta^+)$ simili

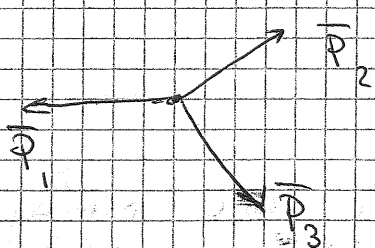
Si tratta dello stesso paritico da decadere in due stati diversi → in questo caso **la parità viene violata**

Lee Yang → Teorici → IF e SU la parità è conservata (evidenza sperimentale)

→ W.U. era ci sono evidenze sperimentali che la parità è conservata; suggerito agli sperimentali come evidenza la violazione di parità



Unico caso in cui si ha lo stesso numero finale e da notare perché la distinzione tra due stati dello stesso numero ma cambia questo e quello



$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} = \vec{L}_2 + \vec{L}_3$$

= 0 perché lo spin finale è zero ($\pi \rightarrow \text{spin } 0$)

Hp: $\vec{J} = 0 \rightarrow p_{12} = p_3$

La parità dello stato finale è quindi

$$P_{\text{fin}} = (-1)^3 (-1)^{l_{12}} (-1)^{l_3} = -$$

↓
 perché $l_{12} = l_3$

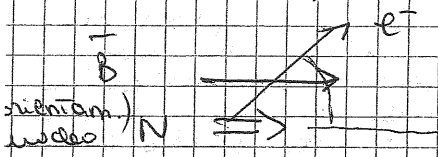
$N + \gamma (\gamma^+, \theta^+)$

↓
 494 MeV $\rightarrow 20^{-8} s$

Suggerimento di Lee-Young per la violazione della violat. di P:
 Misura la distrib. ang. degli e^- nel decadim. β nel caso
 di nuclei polarizzati.

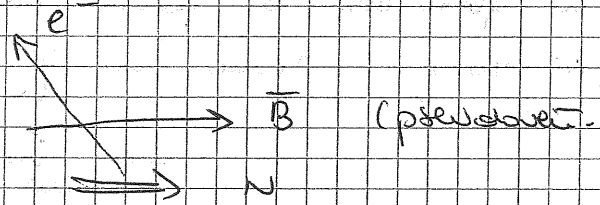
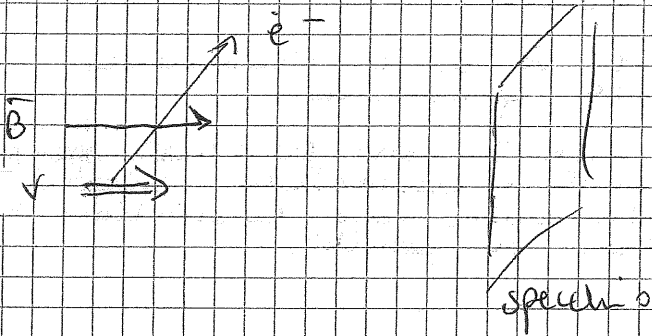
$$N \rightarrow N' + e^- + \bar{\nu}_e$$

Se si osserva un'asimmetria nella distrib. ang. degli e^- rispetto
 al nucleo \rightarrow violazione parità!



asimm. distrib. ang.
 ie num di e^- emessi
 lungo la dir. di \vec{S} e
 diverso da quello emessi
 in dir. opposte a \vec{S}

Cin. relativ. ie nuclei debbono
 essere misurati in modo opposto
 \rightarrow simulazione di polo in campo magn.



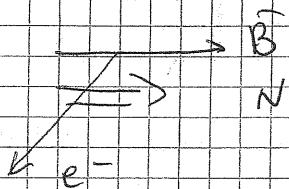
Se nel mondo reale gli e^- sono emessi preferenzialmente in avanti \rightarrow nel mondo riflesso
 sono emessi preferenzialmente indietro \rightarrow violazione di P!

$$I(\theta) = 1 + \alpha \frac{\vec{p} \cdot \vec{\sigma}}{E} \rightarrow \text{essenzialmente cos } \theta$$

eff. \downarrow E

$$\text{Se } \alpha \neq 0 \Rightarrow \theta \rightarrow \pi - \theta$$

PRIMA:



equivalente all'immagine
 speculare per
 rotazione

$$N \rightarrow N' + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$\vec{p}_N \quad \vec{p}_{N'} \quad \vec{p}_e \quad (\vec{p}_{\nu})$$

non si può misurare
 Si misura questo

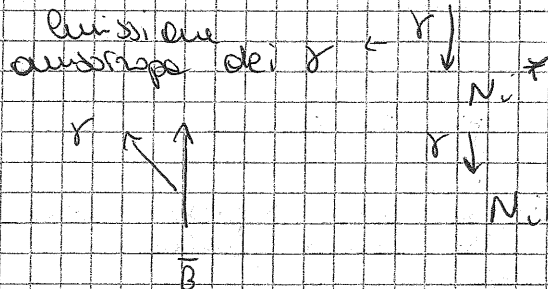
Nucleo debole: $^{60}\text{Co} \rightarrow J = 5^+$

decade β in Ni^{**} (Nucleo esplicitamente eccitato) $\rightarrow J=4$
 $+ e^- + \bar{\nu}_e$

Se ^{60}Co allineato \rightarrow lo è anche Ni^{**} $S=1$

Spie e^- , $\bar{\nu}_e$ allineati (Transizioni di questo tipo)

$^{60}\text{Co} \quad J = 5^+$
 $\downarrow 0.3 \text{ MeV}$
 $Ni^{**} \quad J = 4^+ + e^- + \bar{\nu}_e$



1.17 MeV
 $J = 2^+$
 1.33 MeV
 $J = 0^+$

Tutto rimane allineato \rightarrow l'allineamento di ^{60}Co rimane come in origine

(Energie, tutti uguali)

ARTICOLO

1° GRADO \rightarrow contropia γ emessi sul piano eq. e polare

2° " \rightarrow $\omega(\pi/2) \rightarrow$ controp. polare
 $\omega(0) \rightarrow$ " eq.

Giustifica ausiliarie \rightarrow rivelatori e^-
 $\text{NaI} \rightarrow$ contropia γ

Rivelatore fisso \rightarrow si inverte B

β asimmetrico \rightarrow con una certa dist. di \vec{B} conto di \vec{p} , se opposte conto di \vec{m}

Basse Temperature \rightarrow energie disperse a $\vec{p} \cdot \vec{B}$ maggiore di quella associata alle agit. term.

$$\mu_N \sim \frac{e\hbar}{2m_N}$$

$$\mu_{e^-} \sim 200 \mu_N$$

C → Operatore coniugazione di carica

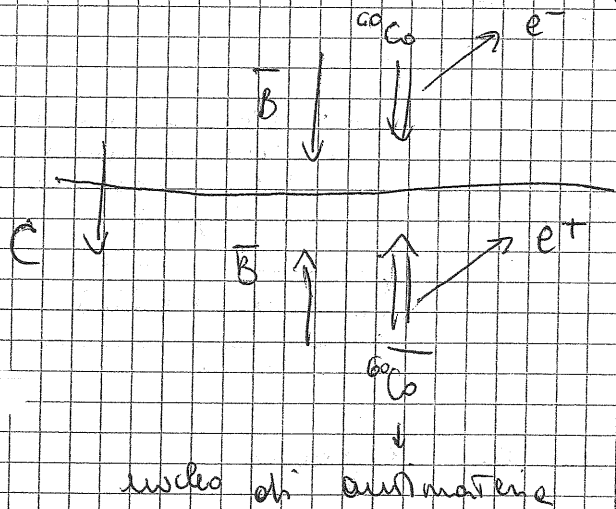
• classicamente $q \rightarrow -q$

$-j \rightarrow -\vec{E}$

$-\vec{J} \rightarrow -\vec{B}$

• quantisticamente $e^- \rightarrow e^+$ (passo dalla part. all'antipart.)

massa, vita media, momenti invariati



matrice

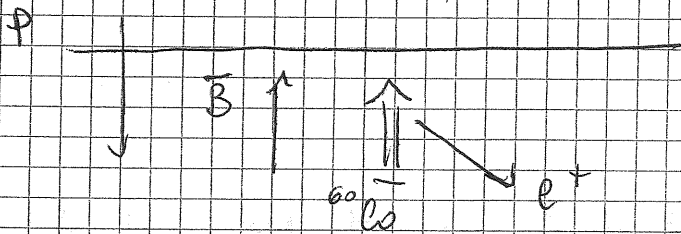
Operat. coniugat. di carica

non agisce sull'impulso canonico
suo. Per carica opposta
parziale

antimateria

→ se non ci fosse la differenza preferita
non sarei distinguere fra materia
e antimateria

La prima semplice la violazione di P ; applicando C anche
questo è violato
se si applica P :



l'applicazione di CP
introduce un'asimmetria
fra mat. e antimat.
che può distinguere in
modo assoluto la carica.

In realtà anche CP è violata (1964)

~~P~~ , ~~C~~ , ~~CP~~ violate

CPT non violata (p. ora)

questo ~~è~~ CPT non è violata e CP invece lo è
semplice che $\bar{\pi}$ si violato → per se
non ci sono esperimenti

ESERCITAZIONE

02/10/11

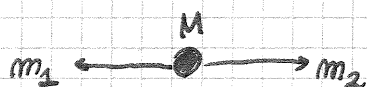
PAG. 1

Cinematica dei decadimenti:

I decadimenti sono caratterizzati dal numero di corpi nello stato finale.

• Decadimenti a 2 corpi:

Consideriamo il s.d.r. in cui la particella genitore è ferma.



$$P^\mu = (M, \vec{0})$$

$$M \rightarrow m_1 m_2$$

Se lo spettro di una delle due masse è monocromatico \Leftrightarrow "firma" di un decadimento a 2 corpi.

$$P^\mu = p_1^\mu + p_2^\mu$$

Vogliamo isolare E_1 ($\equiv p_1^0$).

$$P^\mu - p_1^\mu = p_2^\mu \quad (P^\mu - p_1^\mu)^2 = p_2^{\mu 2}$$

$$M^2 + m_1^2 - 2(ME_1 - 0) = m_2^2$$

$$E_1 = \frac{M^2 + m_1^2 - m_2^2}{2M}$$

per E_2 basta scambiare gli indici:

$$E_{1,2} = \frac{M^2 \pm m_{1,2}^2 \mp m_{2,1}^2}{2M}$$

N.B.: M è supposto a riposo.

Decadimento a 2 corpi

Esempio: $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ (1)

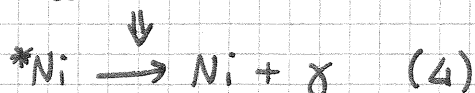
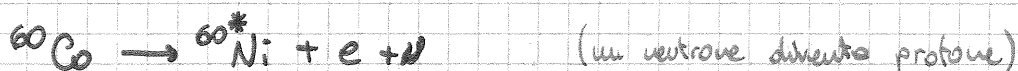
N.B.: caso "astratto": infatti non è facile fermare una particella neutra - $\tau \sim 10^{-17}$

$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (2)

Questo è un decadimento elettromagnetico. $\tau \sim 10^{-10} \div 10^{-8}$

$$\begin{aligned} \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \bar{\nu}_\mu \end{pmatrix} \\ \pi^\pm &\rightarrow e^\pm \begin{pmatrix} \nu_e \\ \bar{\nu}_e \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3)$$

Il decadimento del pione carico è una interazione debole.



$$1) \quad E_{\gamma} = \frac{m_{\pi^0}^2 + 0 - 0}{2 m_{\pi^0}} = \frac{m_{\pi^0}}{2} = \frac{135}{2} \text{ MeV} \approx 67 \text{ MeV}$$

NB.: i fotoni nel visibile sono qualche eV, quelli provenienti da reazioni nucleari qualche MeV.

$$2) \quad E_{\pi} = \frac{m_K^2 + m_{\pi}^2 - m_{\pi}^2}{2 m_K} = \frac{m_K}{2} = \frac{490}{2} \text{ MeV} \approx 245 \text{ MeV}$$

$K_S \equiv K$ "short".

NB.: sperimentalmente quello che si misura è l'energia cinetica. Quella derivante da questa formula è l'energia totale.

$$T_{\pi} = E_{\pi} - m_{\pi}$$

in questo caso: $T_{\pi} = 245 \text{ MeV} - 140 \text{ MeV} \approx 105 \text{ MeV}$

(non tutte le particelle sono per forza relativistiche!)

$$\gamma = \frac{E}{m} \quad \beta = \frac{\vec{p}}{m}$$

In questo caso: $\gamma \approx 2$

$$3) \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_{\mu} \quad \pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$$

(conservazione carica, conservazione numero leptonico, conservazione numero leptonico di famiglia).

Il neutrino è difficilissimo da misurare: interagisce con sezioni d'urto deboli.

$$E_{\mu} = \frac{m_{\pi}^2 + m_{\mu}^2 - m_{\nu_{\mu}}^2}{2 m_{\pi}} \quad E_e = \frac{m_{\pi}^2 + m_e^2 - m_{\nu_e}^2}{2 m_{\pi}}$$

Supponendo $m_{\nu} = 0$, sapendo che:

$$m_{\pi} = 140 \text{ MeV} \quad m_{\mu} = 106 \text{ MeV} \quad m_e = \frac{1}{2} \text{ MeV}$$

$$\tau = 26 \text{ ns}$$

Calcoliamo:

$$E_{\mu} = \frac{1}{280} (2 \cdot 10^4 + 10^4 + 1.2 \cdot 10^3 + 36) \approx 110 \text{ MeV}$$

$$\Rightarrow T_{\mu} = E_{\mu} - m_{\mu} \approx 4 \text{ MeV}$$

Questa particella è altamente NON relativistica. Per

fermarla bastano $100 \mu\text{m}$ di plastica.

$$E_e \approx \frac{m_{\pi}}{2} \Rightarrow T_e \approx 70 \text{ MeV}$$

L'elettrone è molto relativistico.

Esercizio: fare n° 4.

• Decadimento a 3 corpi:

A differenza del caso precedente, qui l'energia delle particelle negli stati finali non è fissata.

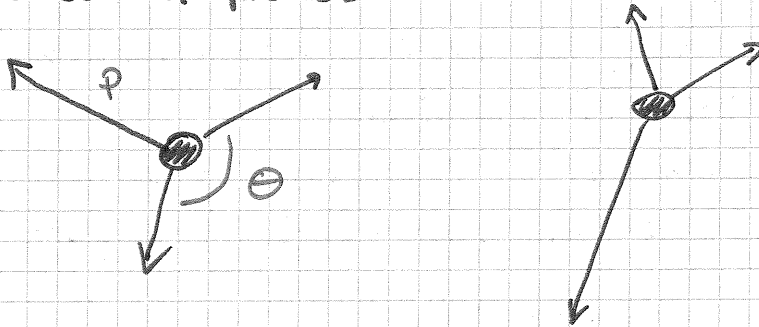
Esempio: $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$
 l'unica misurabile è e^+ .

$$P_\mu^\mu = P_e^\mu + P_\nu^\mu + P_{\bar{\nu}}^\mu$$

Siamo quindi interessati ad E_e .

$$P_\mu^\mu - P_e^\mu = P_\nu^\mu + P_{\bar{\nu}}^\mu$$

nel decadimento a 3 corpi \exists molte combinazioni per le quali \vec{p} finale = 0: l'unica cosa che possiamo dire è che le 3 particelle si trovano su un piano.



Ci occorre un altro grado di libertà, ad esempio θ .

$$m_\mu^2 + m_e^2 - 2m_\mu E_e = 2E_\nu E_{\bar{\nu}} - 2\vec{p}_\nu \cdot \vec{p}_{\bar{\nu}}$$

ν e $\bar{\nu}$ sono avanti: senza massa:

$$m_\mu^2 + m_e^2 - 2m_\mu E_e = 2E_\nu E_{\bar{\nu}} (1 - \cos\theta)$$

$$E_e = \frac{m_\mu^2 + m_e^2 - 2E_\nu E_{\bar{\nu}} (1 - \cos\theta)}{2m_\mu}$$

Notiamo immediatamente che l'energia non è una costante, ma varia tra due estremi e dipende da θ .

$$E_{\min} \leq E_e \leq E_{\max}$$

$E_{\min} \leftrightarrow$ l'elettrone rimane fermo $\Rightarrow E_{\min} = m_e$

$$E_{\min} = m_e$$



l'energia massima si ha per $(1 - \cos\theta) = 0$

$$\Rightarrow \cos\theta = 1$$

$$E_{\max} = \frac{m_\mu^2 + m_e^2 - (-\sum m_\nu)}{2m_\mu}$$



Nel caso $\bar{E}_e = E_{\min}$ possiamo calcolare l'energia dei neutrini, considerando che hanno impulso opposto.

DECADIMENTO A N-CORPI

$$M \rightarrow m_1 m_2 \dots m_N$$

Siamo interessati a conoscere l'energia della prima particella in funzione delle altre $N-1$.

$$(P^M - P_1^M)^2 = \left(\sum_{i=2}^N P_i^M \right)^2$$

$$M^2 + m_1^2 - 2ME_1 = \left(\sum_{i=2}^N P_i^M \right)^2$$

$$E_1 = \frac{M^2 + m_1^2 - \left(\sum_{i=2}^N P_i^M \right)^2}{2M}$$

Anche in questo caso E_1 varia tra un massimo e un minimo. Il minimo, fatto salvo il caso del fotone, è sempre m_1 . E_{\max} si ha in corrispondenza del caso in cui $(\sum P_i)^2$ è minimo.

$(\sum)^2$ è un quadrato \Rightarrow è invariante \Rightarrow lo calcoliamo nel sistema del centro di massa delle $N-1$ particelle.

[fine esercitazione]

Coniugazione di carica

L'operatore C agisce sulla carica della particella:

$$q \rightarrow -q$$

\Rightarrow si hanno effetti anche sul momento di dipolo elettrico e sul momento di dipolo magnetico (m.d.e, m.d.m).

Le altre quantità restano invariate.

N.B.: in realtà C agisce anche sul flavour.

particella \xrightarrow{e} $\overline{\text{particella}}$

Se faccio collidere part. \rightarrow \leftarrow $\overline{\text{part.}}$ si ha una annichilazione, ovvero lo stato finale ha gli stessi numeri quantici del vuoto (ma $E \neq 0$: C non agisce sulla carica).

Il Big Bang è la reazione opposta a questa.

I quark si manifestano con 6 tipi di sapori, divisi in 3 famiglie:

$$\begin{matrix} & & & a \\ & & & +2/3 \\ \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} & -1/3 \end{matrix}$$

✓ ognuno di questi 6 sapori \bar{q} anche l'antisapore.

C cambia q in $-q$ e il sapore nell'antisapore.

$$q \rightarrow \bar{q} \quad f \rightarrow \bar{f}$$

In MQ, C commuta particella con antiparticella.

In fisica classica, C è tale che le equazioni di Maxwell sono invarianti sotto questa trasformazione (operatore invariante di carica). Ad esempio:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \rho / \epsilon_0$$

$$\vec{E} = -\nabla \varphi \quad \varphi = \varphi(\rho) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV'$$

$$\rho \xrightarrow{C} -\rho \quad \varphi \xrightarrow{C} -\varphi$$

Si verifica sperimentalmente che reazioni forti ed e.m. sono invarianti rispetto a C -

$$p + \bar{p} \rightarrow k^\pm, \pi^\pm, \bar{p}, \bar{n}$$

Questa invarianza richiede che il numero di particelle e di antiparticelle nello stato finale deve essere uguale (se nello stato iniziale abbiamo part. + $\bar{\text{part.}}$).

MESONI: $C|p\rangle = |p\rangle$

Questo si verifica osservando la composizione in quark dei mesoni.

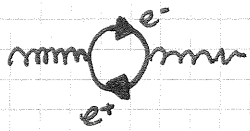
$$\pi^0 = (u\bar{u} \pm d\bar{d})$$

$$C|\pi^0\rangle = |\pi^0\rangle \quad \text{Il } \pi^0 \text{ è antiparticella di se stesso.}$$

$$C|\pi^-\rangle = |\pi^+\rangle \quad \text{La particella carica NON è autostato di C.}$$

$$C|\gamma\rangle = -|\gamma\rangle \quad \text{Il fotone è autostato di C con autovettore } -1: J^{PC} = 1^{-}$$

Un modo per visualizzare questa proprietà del fotone è:



(fotone con uno stato intermedio composto da una coppia e^+e^-)

Formalmente:

$$c |part.\rangle = |\overline{part.}\rangle$$

$$c[c |part.\rangle] = |part.\rangle \Rightarrow c^2 \equiv I$$

$$c^2 |part.\rangle = \eta^2 |part.\rangle, \quad \eta^2 = \pm 1 \quad \leftarrow \text{queste scritture sono equivalenti.}$$

$$c |part.\rangle = \eta |part.\rangle, \quad \eta \in \mathbb{C}$$

$$\begin{cases} \eta \in \mathbb{C} \\ \eta^2 = \pm 1 \end{cases} \Rightarrow \eta = e^{i\varphi} \quad \left[\eta^2 = \pm 1 \Rightarrow e^{i\varphi} = \pm 1 \Rightarrow \varphi = \alpha \right]$$

C e P sono operatori unitari. Per gli operatori discreti il numero quantico è moltiplicativo, a differenza degli operatori continui per i quali è additivo.

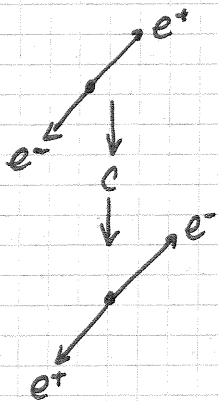
Se abbiamo un sistema $part. + \overline{part.}$ (fermioni) di momento angolare l e spin s , questo è autostato di C con autovalore $(-1)^{l+s}$. Questo discende dalla parità intrinseca della coppia fermione + anti-fermione, che è negativa (le parità sono opposte). (per i bosoni le parità di particella e antiparticella sono =).

$$P_{spaz.} = (-1)^l$$

$$P_{spin} = (-1)^{s+1}$$

$$P_{intr.} = -1$$

$$\Rightarrow (-1)^{l+1} (-1)^{s+1} = (-1)^{l+s}$$



È esattamente equivalente all'applicazione di P nel sistema del centro di massa.

Vediamo cosa succede all' m.d.e. ed all' m.d.m. della particella.
 Analogo classico:

$$\vec{\mu}_L = \left(-\frac{e}{2m_e}\right) \vec{L} \quad (\text{distrib. continua})$$

L'estensione quantistica associa alla particella anche un momento magnetico di spin, che sperimentalmente si rivela nella variazione di energia $\Delta U = -\vec{\mu}_s \cdot \vec{B}$.

$$\vec{\mu}_s = -d_m \vec{S} \quad (\text{distrib. discreta } \sim \hbar)$$

(è analogamente trattabile il m.d.e.)

Spin e momento angolare sono pseudo vettori:

	P	T
\vec{L}	+	-
\vec{S}	+	-
\vec{E}	-	+
\vec{B}	+	-
$d_e \vec{S} \cdot \vec{E}$	-	-
$d_m \vec{S} \cdot \vec{B}$	+	+

Lo presenza di un m.d.e. viola sia P che T, mentre quello di un m.d.m. non viola né P né T.

⇒ un modo per verificare questa proprietà consiste nel misurare il momento di dipolo elettrico e vedere se è ≠ 0.

Ad esempio: $m_{de}(e^-) = (0,07 \pm 0,07) \cdot 10^{-26} \text{ e} \cdot \text{cm}$
 $m_{de}(n) < 0,29 \cdot 10^{-25} \text{ e} \cdot \text{cm}$ al 90% di confidenza.

ESERCITAZIONE

07/11/11

$$M \rightarrow m_1 m_2 \dots m_N$$

$$\downarrow$$

$$m_1 \leq E_1 \leq E_{\text{MAX}}$$

$$P^\mu = p_1^\mu + p_2^\mu + \dots + p_N^\mu \quad P^\mu - p_1^\mu = \sum_{i=2}^N p_i^\mu$$

Stiamo nel c.m., quindi:

$$(P^\mu - p_1^\mu)^2 = \left(\sum_{i=2}^N p_i^\mu\right)^2 \Rightarrow M^2 - 2ME_1 + m_1^2 = \left(\sum_{i=2}^N p_i^\mu\right)^2$$

$$E_1 = \frac{M^2 + m_1^2 - \left(\sum_{i=2}^N p_i^\mu\right)^2}{2M}$$

E_1 minima si ha per $T_1 = 0$ ($E_{1\text{min}} = m_1$).

Il max si ha quando la somma dei quadrimpulsi (che

è anch'essa un quadrivettore è minima, ed è della forma:

$$\left(\sum_{i=2}^N p_i \cdot \mu \right)^2 = \left(\sum_{i=2}^N \epsilon_i \sum_{i=2}^N \vec{p}_i \right)^2$$

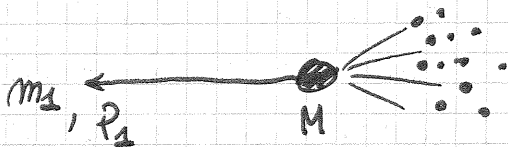
che è minimo quando è l'unica particella espulsa con $\vec{p} \neq \vec{0}$ è m_1 : nel centro di massa delle $N-1$ particelle, $(\Sigma)^2$ scritto in questa forma è nullo.

$$\forall \epsilon_i^* \quad \epsilon_i^* \geq m_i \quad \epsilon_i^* = m_i + T_i^*$$

$$\sum_{i=2}^N \epsilon_i^* \geq \sum_{i=2}^N m_i$$

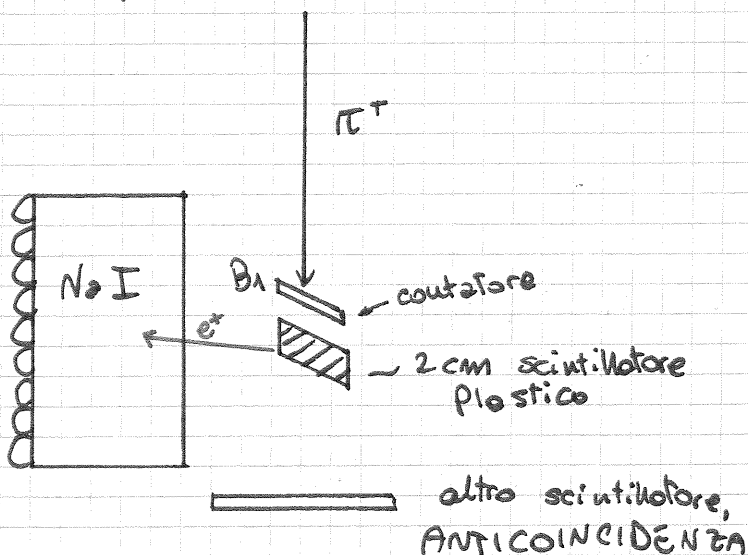
$$\epsilon_1^{\text{MAX}} = \left[M^2 + m_1^2 - \left(\sum_{i=2}^N m_i \right)^2 \right] \frac{1}{2M}$$

In questo caso le altre $N-1$ particelle si comportano come un unico corpo:



Esperimento di D. Bryman, anni '80.

D. Bryman et al, Phys. Rev. Lett. 50 (1978) 7

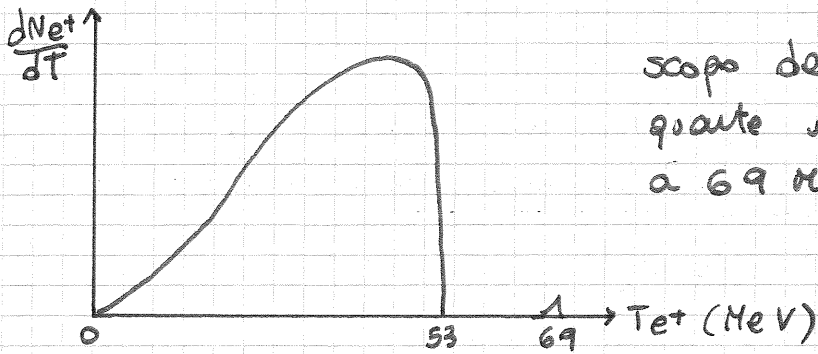


$$p = (77 \pm 1) \text{ MeV}$$

I pioni vengono fermati nello scintillatore plastico. Nello scintillatore a NaI si misura lo spettro di energia dei positroni.

$$\pi^+ \rightarrow e^+ + ??$$

Viene misurato questo spettro:



scopo dell'esperimento era vedere quante volte si misura una δ a 69 MeV rispetto al totale.

- Un pione a 77 MeV si ferma in 2 cm di plastica? Una MIP perde 2 MeV · densità del materiale di centimetro. Ma particelle sufficientemente lente la perdita d'energia ~~per~~ è molto più grande.

$$MIP \rightarrow \beta\gamma \approx 3$$

$$P_{\pi} = 77 \text{ MeV} \quad m_{\pi} = 140 \text{ MeV}$$

$$\Rightarrow E_{\pi} = (P_{\pi}^2 + m_{\pi}^2)^{1/2} \approx 160 \text{ MeV}$$

$$\Rightarrow T_{\pi} = E_{\pi} - m_{\pi} \approx 20 \text{ MeV}$$

$$\beta = \frac{|p|}{E} \approx \frac{1}{2}$$

\Rightarrow perde ~ 4 volte l'energia di una MIP ($\sim 1/\beta^2$) ($\beta_{MIP} \approx 1$). Questo mette al riparo da eventuali contaminazioni nel fascio di π a 77 MeV. Ad esempio un positrone non si ferma nei 2 cm di plastica \Rightarrow 3° scintillatore in veto.

Ci immaginiamo che la prima parte dello spettro sia data da decadimenti a ≥ 3 corpi, la seconda da un dec. a 2 corpi.

Nel decadimento a 2 corpi:

$$E_{e^+} = \frac{m_{\pi}^2 + m_e^2 - m_x^2}{2m_{\pi}} \quad \pi^+ \rightarrow e^+ x$$

Per le leggi di conservazione, x dev'essere un leptone neutro.

$$m_x^2 = m_{\pi}^2 + m_e^2 - 2m_{\pi}E_{e^+} = [(140)^2 + (1/2)^2 - 2 \cdot 140 \cdot 69] \text{ MeV}^2$$

$$\approx (1/2)^2 \text{ MeV}^2 \sim \text{frazioni di MeV} \approx 0$$

$$\text{Per } m_x \approx 0 \Rightarrow \pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$$

do secondo parte ~~del~~ dello spettro va da 0 a un massimo. Supponiamo che sia un dec. a tre corpi:

$$\pi^+ \rightarrow e^+ \gamma z$$

y e z sono indeterminati, possiamo calcolare la somma delle masse sfruttando:

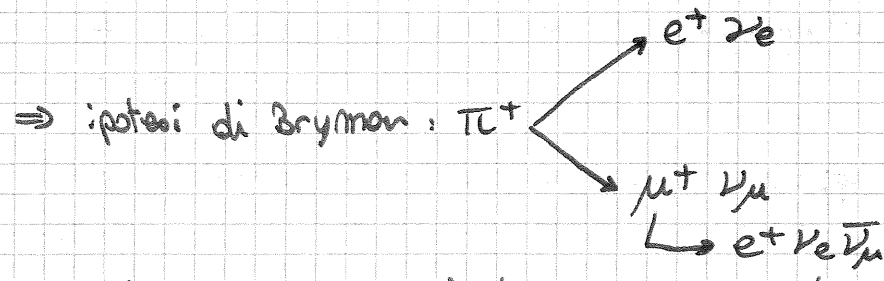
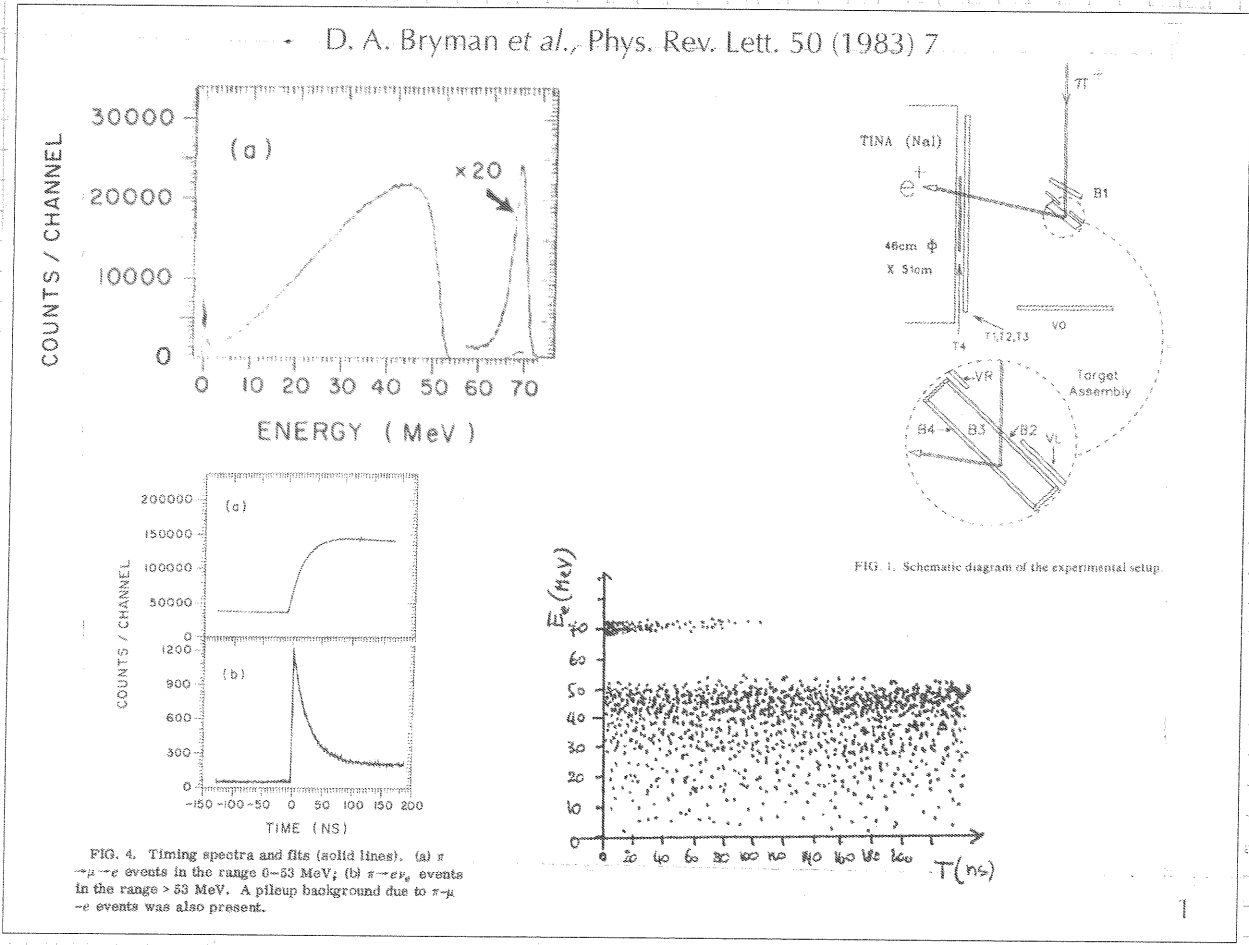
$$E_{MAX}^2 = \frac{m_\pi^2 + m_e^2 - (\sum m_i)^2}{2 m_\pi}$$

$$(m_y + m_z)^2 = m_\pi^2 + m_e^2 - 2 m_\pi E_{MAX}^e = [140^2 + (0.5)^2 - 2 \cdot 140 \cdot 53] \text{ MeV}^2$$

$$\approx 140^2 - 140 \cdot 106 \approx 140(140 - 106) \approx 140 \cdot 34 \text{ MeV}^2$$

$$\Rightarrow m_y + m_z \approx 69 \text{ MeV}$$

A particelle che soddisfano questa relazione: questo non può essere un decadimento a 3 corpi.

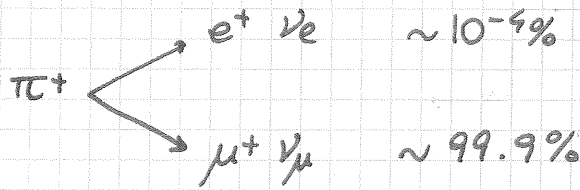


⇒ il dec. a 3 corpi è del μ e non del π . Infatti questo è consistente con:

$$E_{max} = \frac{m_{\mu}^2 + m_e^2 - 0^2}{2m_{\mu}} \approx \frac{m_{\mu}}{2} = 53 \text{ MeV}$$

$$E_{\mu} = \frac{m_{\pi}^2 + m_{\mu}^2}{2m_{\pi}} \Rightarrow T_{\mu} \approx 4 \text{ MeV} \Rightarrow \text{rimane intrappolato}$$

nello scintillatore plastico, non lo vediamo nel rivelatore.



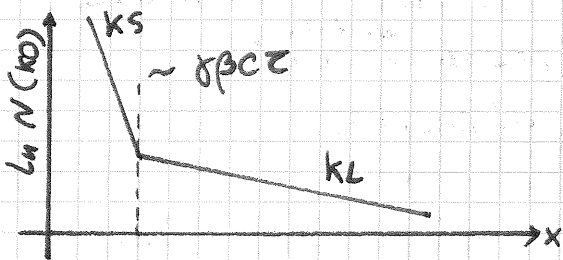
← [FINE ESERCITAZIONE]

$$p + Be \rightarrow K^0 + X$$

30 GeV

$$\text{Monocr. : } K^0 \rightarrow K_L + K_S \rightarrow 2 \text{ corpi}$$

$\hookrightarrow 3 \text{ corpi}$



Ponendoci ad una distanza elevata dal bersaglio di Berillio abbiamo solo la componente long del K^0

Bersaglio

Esperimento: misurare la branching ratio ($2 \cdot 10^{-3}$) del dec. a 2 corpi del K^0 .

$$c\tau|_S = 2.7 \text{ cm} \quad c\tau|_L = 15.3 \text{ m}$$

L' esperimento è condotto a $\langle p \rangle|_{K_L} = 1.1 \text{ GeV}/c$

Water Cherenkov a soglia \rightarrow scatta per $\beta > \frac{1}{n} \Rightarrow$ trigger

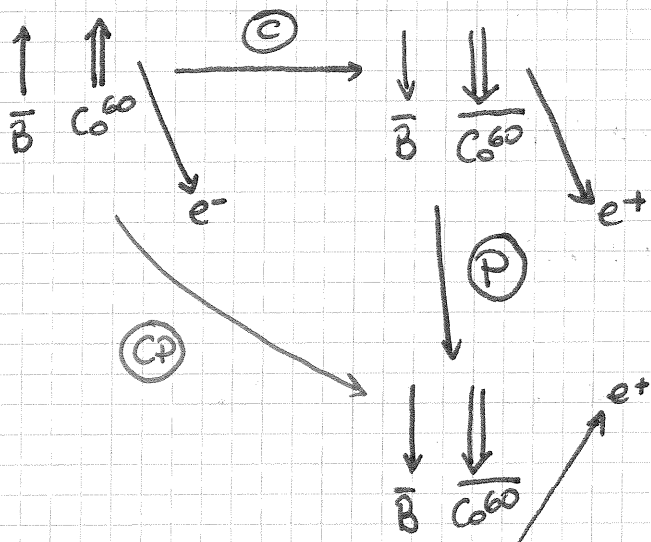
$K \rightarrow$ decadimenti semi-leptonici (e, μ, π, ν)
 $K \rightarrow$ dec. in pioni $\rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rightarrow$ questo è l'unico neutro, che non viene misurato in questo apparato sperimentale.

viene misurato in questo apparato sperimentale.

08/11/2011

L'esperimento di Madame Wu dimostra non solo la violazione di P nelle interazioni deboli, ma anche la violazione di C.

1957 - Wu P, C



(\bar{B} è uno pseudovettore)

L'applicazione di CP rende la prima e la terza situazione indistinguibili, dal punto di vista della simmetria materia - antimateria.

1964 - esperimento di Cronin mostra che anche CP è violata.

Il K è stato scoperto nel '46 in produzione ^{associata} con il Λ .

K^0 e K^+ formano un doppietto di isospin;

\bar{K}^0 e K^- " " " " " "

$$Q = I_3 + \frac{B}{2} + \frac{S}{2} \quad \begin{pmatrix} K^+ \\ K^0 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \bar{K}^0 \\ K^- \end{pmatrix} \quad \begin{matrix} K^0 = \bar{s}d \\ \bar{K}^0 = s\bar{d} \end{matrix}$$

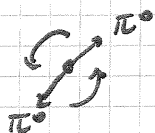
$K_S \rightarrow 2$ corpi

$K_L \rightarrow 3$ corpi

Analizziamo il decadimento in 2 corpi:

$$K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$$

π^0 e π^0 sono indistinguibili \Rightarrow parità per scambio $P_{sc} = +$



La parità per scambio visto nel c.m. è identica alla parità spaziale.

$$P_{sc} = + = (-1)^2 (-1)^L$$

$\begin{matrix} p^2 & L \\ + & + \end{matrix}$

$$\left. \begin{matrix} J=0 = L+S \\ S=0 \\ \pi\pi \end{matrix} \right\} \Rightarrow L=0$$

$$C|\pi^0\rangle|\pi^0\rangle = +|\pi^0\rangle|\pi^0\rangle$$

$$\Rightarrow CP|\pi^0\rangle|\pi^0\rangle = +|\pi^0\rangle|\pi^0\rangle$$

Se invece di $\pi^0\pi^0$ avessi $\pi^+\pi^-$ l'applicazione consecutiva di P e C ritorna lo stesso stato:

$$CP|\pi^+\rangle|\pi^-\rangle = +|\pi^+\rangle|\pi^-\rangle$$

\Rightarrow l' decadimento a 2 corpi del K_S ha CP-parità "+".

~~Ma per~~

$$\text{Invece: } \left. \begin{aligned} C(P|K^0\rangle) &= C(-|K^0\rangle) = -|\bar{K}^0\rangle \\ CP|\bar{K}^0\rangle &= -|K^0\rangle \end{aligned} \right\} \Rightarrow K^0 \text{ e } \bar{K}^0 \text{ non sono autostati di CP}$$

È invece autostato di CP lo stato:

$$CP|K_1^0\rangle = CP\left[\frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)\right] = -|K_1^0\rangle \quad \text{autoval. "-"}'$$

$$CP|K_2^0\rangle = CP\left[\frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)\right] = +|K_2^0\rangle \quad \text{autoval. "+"}$$

Se per ipotesi $|K_S\rangle = |K_2^0\rangle$, mi aspetto che $|K_L\rangle = |K_1^0\rangle$.

Se l'esperimento di Cronin mostra che $|K_L\rangle$ decade in due corpi con probabilità $\neq 0$, ne segue che CP è violata con quella probabilità (in fatti tale processo è $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$).

1° caso

$$P_{\text{iniziale}} |\pi^0\pi^0\pi^0\rangle = +|\pi^0\pi^0\pi^0\rangle \neq (P_i)^3 P_{\text{SP}} |\pi^0\pi^0\pi^0\rangle$$

$$J=0 = L+S$$

$$S=0$$

$$L = l_{1,2} + l_3 = 0 \Rightarrow l_{1,2} = l_3 \Rightarrow L = 2l_{1,2} = 2l_3$$

$$CP = + \cdot - = - \quad (C|3\pi^0\rangle = +|3\pi^0\rangle)$$

NB.: in HQ, l è una quantità definita positiva, e l_3 che può assumere valori negativi.

$$\vec{l}_1 \oplus \vec{l}_2 = |\vec{l}_1 - \vec{l}_2| \div |\vec{l}_1 + \vec{l}_2|$$

$$\Rightarrow \vec{l}_1 \oplus \vec{l}_2 = 0 \Rightarrow |\vec{l}_1 - \vec{l}_2| = 0$$

$$\Rightarrow \vec{l}_1 = \vec{l}_2$$

2° caso

$$\left. \begin{aligned} P(\pi^+\pi^-\pi^0) &= (-1)^3 (-1)^{l_{+-} + l_3} \\ C(\pi^+\pi^-\pi^0) &= (-1)^{l_{+-}} \end{aligned} \right\} \Rightarrow CP(\pi^+\pi^-\pi^0) = (-1)^3 (-1)^{3l}$$

$$= \begin{cases} - & \text{se } l = 1, 3 \\ - & \text{se } l = 0, 2 \end{cases}$$

le Q. valore della reazione è:

$$Q = (498 - 414) = 84 \text{ MeV}$$

$$Q/3 \approx 28 \text{ MeV}/\pi \quad (\text{in media})$$

\Rightarrow l'energia cinetica di questi pioni è mediamente molto bassa, e lo stato s ($l=0$) è preferito -

Gli altri stati possibili non sono trascurabili -

Il canale di decadimento a 3 pi π pi π probabile ha CP-parità "-".

Se CP è conservata nelle i.d. allora la CP-parità dello stato finale a 3 corpi è "ESSENZIALMENTE" "-".

$$CP(K_S) = + \quad CP(K_L) = -$$

Concludendo:

$$\underline{SE} \quad K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

\Rightarrow CR nelle i.d.

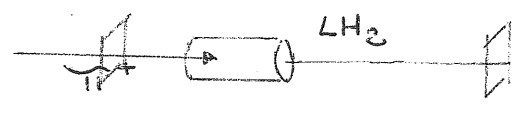
Lo violazione può avvenire in 2 modi:

a) nel decadimento

b) nell'hamiltoniana (aduzione temporale)

① risonanza Δ^{++}

$\pi^+ p \rightarrow ?$ Jasso di π su idrogeno



Vogliamo misurare sezione d'urto:

Abbiamo bisogno di 2 contatori

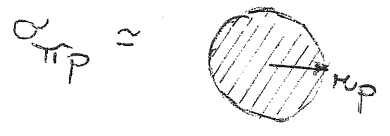
- 1° prima, bersaglio per contare π incidenti;
- 2° dopo bersaglio per contare π che interagiscono
(dopo contare anche π che escono con un ~~contatore~~
quadrum. γ ms \neq quadrum. π ms)

$$\sigma_{exp} = \frac{n_{\pi^+ \text{ interagiscono}}}{n_{\pi^+ \text{ generati}}}$$

non interagente: quadru. π ms = quadru. π γ ms.

sezione d'urto totale (sto considerando tutti i possibili stati finali)

$\pi^+ p$ è un'interaz. forte. (raggio d'azione $\sim 1 \text{ fm}$) essendo $r_p \sim 1,2 \text{ fm}$ e cons. π^+ puntiforme se π interagisce p allora viene compd. assorbito. Diamo uno stima di $\sigma_{\pi^+ p}$



Area sezione $\sigma_p \approx \pi r_p^2 = \pi (1,2)^2 \cdot \text{fm}^2$

$1 \text{ fm} = 10^{-13} \text{ cm}$

$\rightarrow \sigma(\pi^+ p) = 5 \text{ fm}^2 = 5 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2 = 0,05 \text{ b} = 50 \text{ mb}$

$1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$

Dallo spettro vediamo che a basse energie σ aumenta molto \rightarrow si ha una risonanza (stato legato)



Risonanza può essere considerata come uno, particolare
come una risonanza molto piccola:

14/11
2 Part
H

parametri risonanza $\left\{ \begin{array}{l} \text{"massa"} \rightarrow \text{picco} \\ \text{"larghezza"} \cdot (1/\gamma) \end{array} \right.$

Il picco è a $\approx 180 \text{ MeV} = T_\pi$ da cui possiamo ricavare.

$$M_{\Delta^{++}}^2 = (P_P^\mu + P_\pi^\mu)^2 = m_p^2 + m_\pi^2 + 2m_p E_\pi = m_p^2 + m_\pi^2 + 2m_p (m_\pi + T_\pi)$$

\uparrow
 protone è
 fermo nel
 rif. lab

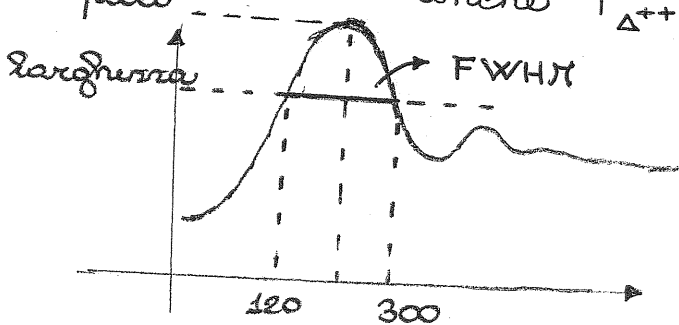
Quindi ricaviamo:

$$M_{\Delta^{++}}^2 = (m_p + m_\pi)^2 + 2m_p T_\pi = (938 + 140)^2 + 2 \cdot 938 \cdot 180$$

$$= (1078)^2 + (1872 \cdot 180) \rightarrow m_{\Delta^{++}} \approx 1224 \text{ MeV}$$

che è vicino al valore stimato $M_{\Delta^{++}} = 1232 \text{ MeV}$

Dobbiamo stimare anche $\Gamma_{\Delta^{++}}$ (larghezza o massa allargata)



$$\rightarrow \Gamma_{\Delta^{++}} \approx 180 \text{ MeV}$$

$$\psi(x, t) = \psi(x, 0) e^{-\Gamma t/2}$$

$$|\psi(x, t)|^2 = |\psi(x, 0)|^2 e^{-\Gamma t} = |\psi(x, 0)|^2 e^{-t/\gamma}$$

per fare spettro energia, devo fare trasform. Fourier di $\psi(x, t)$

$$\psi(x, E) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x, 0) \delta(t > 0) e^{-\Gamma t/2} e^{-iEt} dt$$

$$\psi(x, E) = \psi(x, 0) \int_0^{\infty} e^{-(\Gamma/2 + iE)t} dt = \frac{\psi(x, 0)}{\Gamma/2 + iE} \int_0^{\infty} e^{-z t} dt$$

$$= \frac{\psi(x,0)}{\Gamma/2 + iE} = \frac{\psi(x,0) [\Gamma/2 - iE]}{E^2 + (\Gamma/2)^2}$$

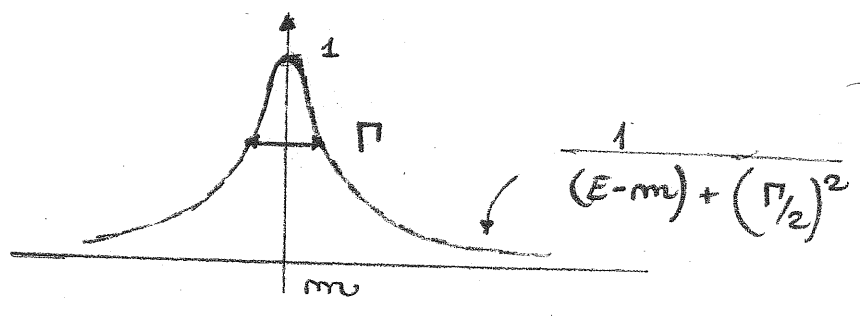
Se considero $|\psi(x,E)|^2 = |\psi(x,0)|^2 \frac{E^2 + (\Gamma/2)^2}{[E^2 + (\Gamma/2)^2]^2}$

$$= \frac{|\psi(x,0)|^2}{E^2 + (\Gamma/2)^2} \Rightarrow \text{spettro ha una forma lorentziana}$$

Se considero una particella ^{instabile} con massa m allora la relazione precedente diventa

$$\frac{|\psi(x,0)|^2}{(E-m)^2 + (\Gamma/2)^2} \rightarrow \text{Lorentziana a mezzo, allargata}$$

↙ centro

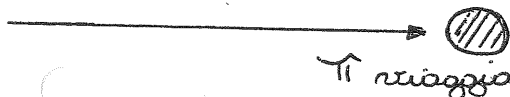


quindi ricaviamo $\Gamma_{\Delta^{++}} = 180 \text{ MeV}$

$$\rightarrow \Gamma \text{ e } \tau_{\Delta^{++}} = \frac{1}{180 \text{ MeV}} \text{ essendo } \hbar c \approx 200 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$$

$$\rightarrow c\tau_{\Delta^{++}} = 1,1 \text{ fm} \text{ e } \tau_{\Delta^{++}} = \frac{1,1 \text{ fm}}{3 \cdot 10^{10} \cdot 10^{13} \text{ fm/s}}$$

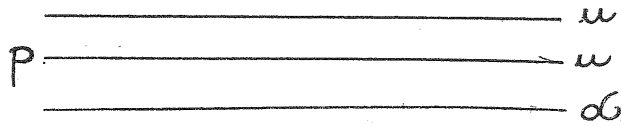
e quindi $\tau \approx 10^{-23} \text{ sec}$



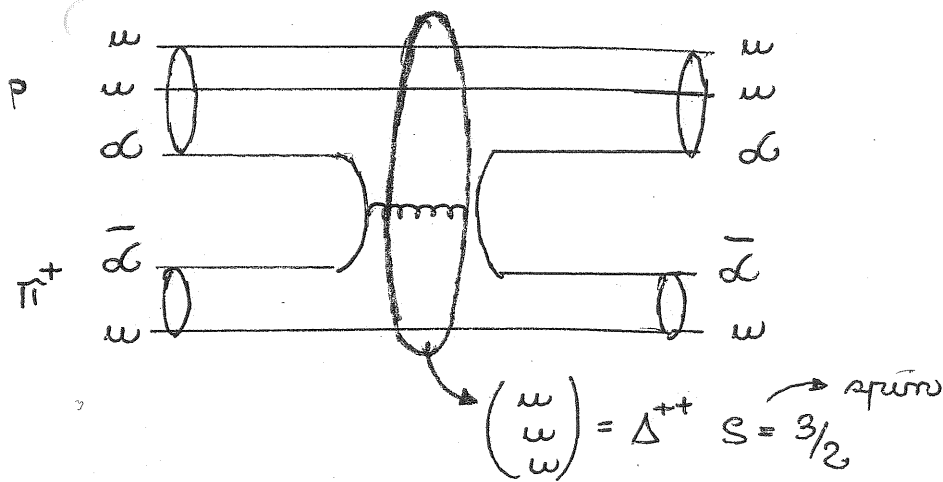
π raggio

a velocità v ; quando

incontra p forma uno Δ^{++} (particella percorsa 1 ± 2 fm
che sparisce prima che π esca a velocità v)
ed una attraversato p .

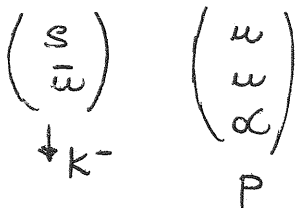
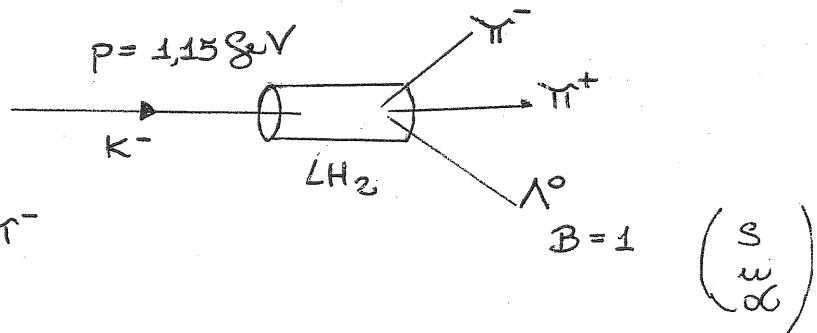


Schematizziamo processo con i quark.



Es. K^- (π pesante)

$P_{K^-} = 1,15 \text{ GeV}$



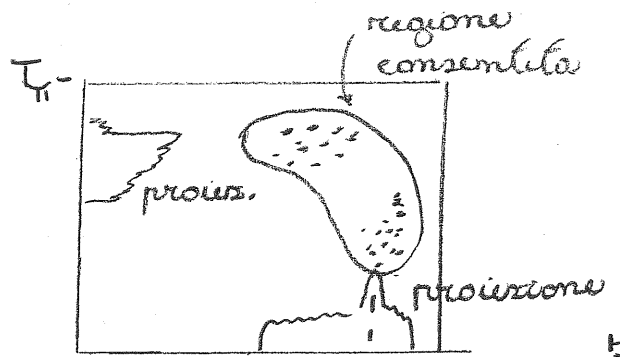
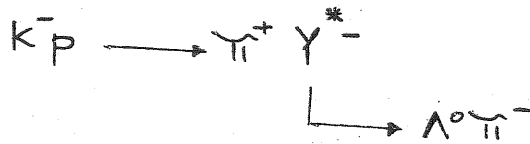
misuriamo energia cinetica dei due π

Siamo nel C.M K^-p

Stiamo considerando decad. a 3 corpi
 → mi aspetto uno spettro continuo,
 tra 0 e un max.

Invece osservo un picco ⇒ il
 picco osservato proviene da un
 decadimento a due corpi e non a 3 corpi

→ possiamo osservare che per $\approx 1/2$ eventi



picco
 $\sim 285 \text{ MeV}$:
 risonanza
 con larghezza
 $\Gamma \approx 50 \text{ MeV}$

14/11 5Pore H

→ risonanza con $\Gamma \approx 50 \text{ MeV}$ (interazione forte) $\tau \approx 10^{-23} \text{ s}$
 ~~$\Lambda^0 \pi^-$ risonanza~~ risonanza che poi decade forte

(Se si può decadere forte allora OK e $\tau \approx 10^{-23}$
 Se non si può decadere forte allora è possibile
 decadere elettroni ma si paga costante accopp.
 $\alpha = 1/137$; altrimenti si può decadere elettroni
 ma paga una costante accopp. più alta che
 fa allungare τ ⇒ ~~non~~)

674 EXTENSIONS AND APPLICATIONS

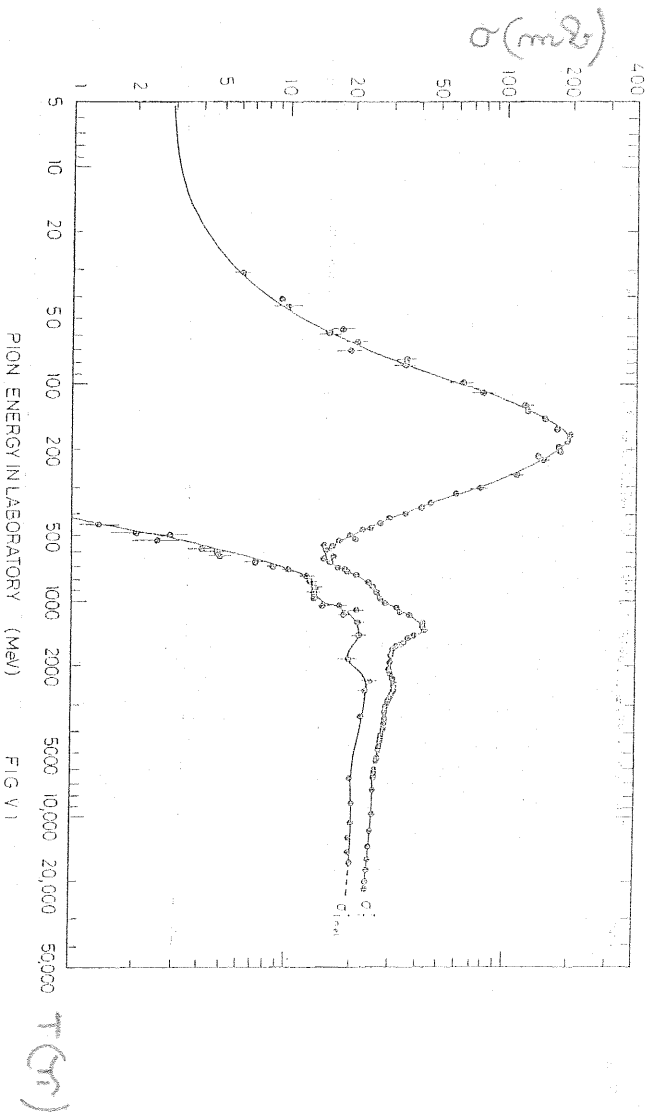


Figure 17.13 Total and inelastic cross sections for $\pi^+ + p$ reactions. From W. O. Lock and D. F. Measday, *Intermediate Energy Nuclear Physics* (London: Methuen, 1970).

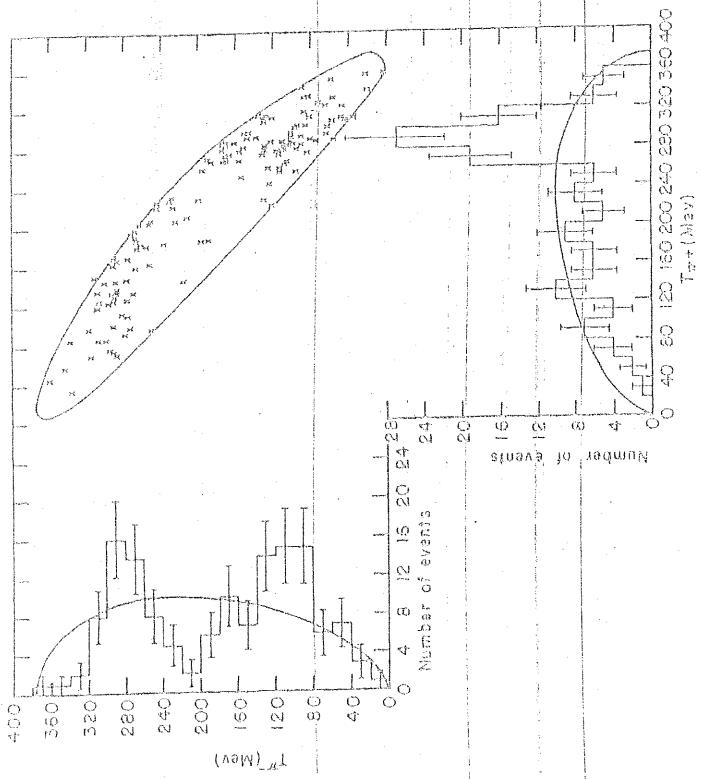


FIG. 1. Energy distribution of the two pions from the reaction $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-$. Each event is plotted only once on the Dalitz plot, which should be uniformly populated if phase space dominated the reaction. The two energy histograms are merely one-dimensional projections of the two-dimensional plot, and each event is represented once on each histogram. The solid lines superimposed over the histograms are the phase-space curves.

15/11/2011

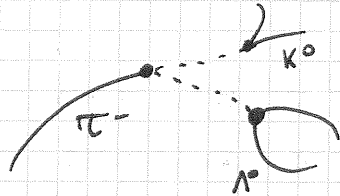
I K sono stati scoperti dai raggi cosmici nel '46 (K^0). Il K^0 è stato scoperto attraverso il suo decadimento, in una camera a nebbia.



È stato poi fatto un esperimento con π a 400 MeV:



(π^- a 400 MeV contro Hz di una camera a bolle)



Tutte queste sono interazioni forti. Il decadimento avviene però lentamente.

$\sigma_{\text{PRODUZIONE}} \rightarrow$ grande, I.F.

$\tau_{\text{DEC.}} \rightarrow$ grande, I.D. ($\sim 10^{-10}$ s)

K^0 e Λ^0 sono prodotte in coppia \rightarrow produzione "associata". Entrambe sono prodotte a I.F. ma decadono lentamente



ipotesi del numero quantico di STRANEGGERIA.

stato iniziale: particelle ben note, mai comportamenti strani $\Rightarrow S_i \equiv 0$



I.F. conservo stranezza $\Rightarrow S_{K^0} = +1 \quad S_{\Lambda^0} = -1$

Dalla conservazione del numero barionico nelle I.F.

\Rightarrow solo uno dei 2 prodotti è un barione.

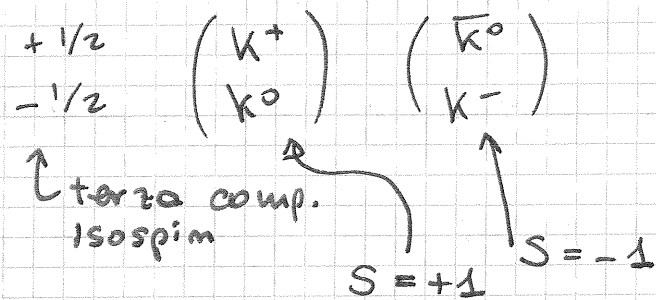
$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- \Rightarrow \Lambda^0$ è un barione.

Λ^0 è il barione strano + leggero \Rightarrow non può decadere per I.F. in nessun prodotto che conservi $S \Rightarrow$ decade debole.

K^0 " " mesone " " " " " "

"S" ideato da: Gellman (1953)
Nishijima (1955)

I K appaiono in 2 doppietti di isospin $I = 1/2$:



$$K^+ = u \bar{s}$$

$$u \quad c \quad t \quad +2/3$$

$$K^- = \bar{u} s$$

$$d \quad s \quad b \quad -1/3$$

$$K^0 = d \bar{s}$$

Le particelle con stranezza +1

$$\bar{K}^0 = \bar{d} s$$

sono composte con un antiquark \bar{s} .

Le masse sono leggermente diverse:

$$m_{K^\pm} \sim 496 \text{ MeV}$$

$$m_{K^0} \sim 498 \text{ MeV}$$

(in questo caso sono le particelle neutre ad avere massa un po' piú grande.)

La diff. di massa tra K^0 e \bar{K}^0 è ovviamente nulla (ma è anti-particella dell'altra).

La diff. di massa tra K_L e K_S è $\sim 3,5 \cdot 10^{-12} \text{ MeV}$ ($10^{-14} \%$)

siamo in grado di misurare queste differenze di massa!

Questi Δm si misurano con processi di interferenza -

Ricapitolando:

- 3 autostati di massa e di τ : K_S e K_L (neutri)
- posso costruire autostati di CP: $K_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 \pm \bar{K}^0)$ con autovalore \pm .
- K^0 e \bar{K}^0 sono autostati delle I.F. con S diverse.

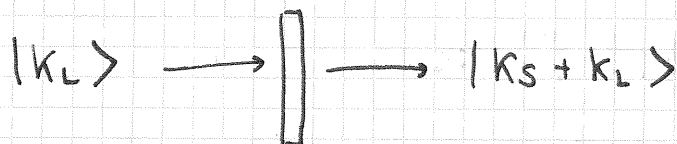
⇒ questo sistema fisico è descrivibile con 3 diverse basi di autostati.

Ho poi gli autostati "fisici", cioè quelli trovati sperimentalmente.

È possibile passare da una base all'altra.
(scrivere $|k_{L,S}\rangle$ in funzione di $|\bar{k}^0\rangle \dots$).

Mecanismo della rigenerazione

A grande distanza dal bersaglio di produzione ho solo k_L . Di fronte a questi metto un sottile spessore di materiale. Dopo questo, trovo sia k_L che k_S .



Esiste un processo:

$e^+e^- \longrightarrow \phi(1020)$ ← e' una risonanza.

↳ $k \bar{k}$

ovvero:

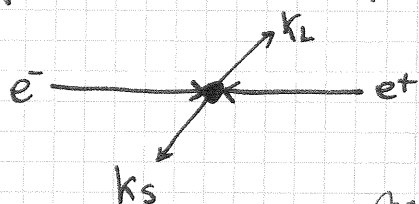
$k^+ k^-$

$k^0 \bar{k}^0$

$k_L k_S$

} nelle 3 basi diverse

Se produco ϕ a riposo, $S_{CM} = S_{LAB}$.



Questo è l'unico modo che ho per produrre k_S "da soli".

Ma per capire che sono k_S l'unico modo che ho è identificare il flusso dei k_L .

$$|k_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|k^0\rangle - |\bar{k}^0\rangle)$$

$$CP|k_2\rangle = +|k_2\rangle$$

\bar{k}^0 può essere arricchito nei materiali attraverso il processo:

$$\bar{k}^0 p \rightarrow \pi^+ \Lambda^0$$

Mentre il processo $k^0 p \rightarrow \pi^+ \Lambda^0$ è proibito (vedi composizione quark) \Rightarrow nell'attraversamento

della materia le % di k^0 e \bar{k}^0 possono cambiare.

$$|k_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|k^0\rangle - |\bar{k}^0\rangle) \xrightarrow{\text{attraversamento materiale}} \frac{1}{\sqrt{2}} (f|k^0\rangle - \bar{f}|\bar{k}^0\rangle) =$$

con $\bar{f} < f$.

$$= \left[\frac{f+\bar{f}}{2\sqrt{2}} (|k^0\rangle - |\bar{k}^0\rangle) + \frac{f-\bar{f}}{2\sqrt{2}} (|k^0\rangle + |\bar{k}^0\rangle) \right]$$

$$= \frac{1}{2} (f+\bar{f}) |k_2\rangle + \frac{1}{2} (f-\bar{f}) |k_1\rangle$$

Partendo da uno stato $|k_2\rangle$ ho generato uno stato $|k_1\rangle$. La probabilità che questo avvenga è comunque poca $\Rightarrow f-\bar{f}$ è piccolo (qualche %).

16/11/11

$$|\Psi(t)\rangle = A(t)|k^0\rangle + B(t)|\bar{k}^0\rangle$$

$$\begin{pmatrix} k^0(t) \\ \bar{k}^0(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k^0(0) \\ \bar{k}^0(0) \end{pmatrix}$$

$$H = H_S + H_{EM} + H_W \quad H|\Psi\rangle = i\frac{\partial}{\partial t}|\Psi\rangle$$

$$H \equiv M - i\Gamma \quad M, \Gamma \text{ } 2 \times 2 \text{ hermitiane}$$

$$|\dot{\Psi}\rangle = (M - i\Gamma)|\Psi\rangle$$

$$H' \equiv H_S + H_{EM} \Rightarrow \langle \bar{k}^0 | H' | k^0 \rangle = 0$$

$$\hookrightarrow M' - i\Gamma' = M' = \begin{pmatrix} m(k^0) & 0 \\ 0 & m(\bar{k}^0) \end{pmatrix} \propto \mathbb{1}$$

k^0 e \bar{k}^0 non decadono debolmente (S non sarebbe conservata). CPT $\Rightarrow M'_{11} = M'_{22}$.

Questa era la matrice di massa. Vedi anche la matrice di decadimento.

$$\frac{d}{dt} \langle \Psi | \Psi \rangle = \langle \Psi | \dot{\Psi} \rangle + \langle \dot{\Psi} | \Psi \rangle = -\langle \Psi | (M + i\Gamma) | \Psi \rangle -$$

$$-\langle \Psi | (M - i\Gamma) | \Psi \rangle \quad \text{La matrice di massa si cancella}$$

Se $|\Psi\rangle$ fosse stabile, $\frac{d}{dt} \langle \Psi | \Psi \rangle = 0$.

$$\frac{d}{dt} \langle \Psi | \Psi \rangle = -2 \langle \Psi | \Gamma | \Psi \rangle \Rightarrow$$

$$\begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle k^0 | \Gamma | k^0 \rangle & \langle k^0 | \Gamma | \bar{k}^0 \rangle \\ \langle \bar{k}^0 | \Gamma | k^0 \rangle & \langle \bar{k}^0 | \Gamma | \bar{k}^0 \rangle \end{pmatrix}$$

$$CPT \Rightarrow \Gamma(k^0) = \Gamma(\bar{k}^0) \Rightarrow \Gamma_{11} = \Gamma_{22}$$

Esaminiamo gli autovalori di $\Gamma + iM$. Gli autostati sono $|k_S\rangle$ e $|k_L\rangle$. Mi aspetto che gli autovalori siano massa e vita media degli autostati: fisia:

$$\lambda_S = \frac{1}{2} \gamma_S + i m_S$$

$$\gamma_{S,L}, m_{S,L} \in \mathbb{R}$$

$$\lambda_L = \frac{1}{2} \gamma_L + i m_L$$

$$(\Gamma + iM) |k_S\rangle = \lambda_S |k_S\rangle \quad (\Gamma + iM) |k_L\rangle = \lambda_L |k_L\rangle$$

$$|k_S(t)\rangle = |k_S(0)\rangle \underbrace{e^{-i m_S t}}_{\substack{\text{cambiamento} \\ \text{di fase}}} \underbrace{e^{-\frac{\gamma_S}{2} t}}_{\substack{\text{al variare del tempo il numero} \\ \text{di } |k_S\rangle \text{ diminuisce in modo} \\ \text{esponenziale con la vita} \\ \text{media.}}} \quad \gamma_S = \frac{1}{\tau_S}$$

Idem per il $|k_L(t)\rangle$.

Riprendiamo la produzione associata.

$$\pi^- p \rightarrow k^0 \Lambda^0$$

$$\hookrightarrow |k^0(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|k_S\rangle + |k_L\rangle)$$

Supponiamo $|k^0\rangle$ monoenergetico. All'istante

$t = \frac{d}{c\beta\gamma}$ posso allora dire che:

$$\begin{aligned} |k(t)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|k_S(t)\rangle + |k_L(t)\rangle) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|k_S(0)\rangle e^{-\lambda_S t} + |k_L(0)\rangle e^{-\lambda_L t}) \end{aligned}$$

L'intensità in funzione del tempo:

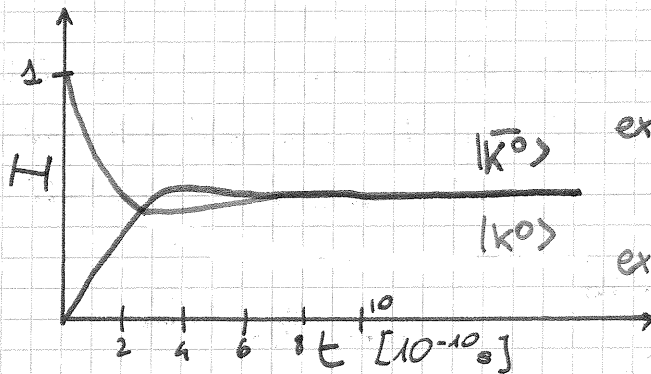
$$I(k^0, t) = |\langle k^0 | \Psi(t) \rangle|^2 = \frac{1}{4} \left(e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t} + 2 \underbrace{e^{-\frac{(\gamma_S + \gamma_L)t}{2}}}_{\cos(\Delta m \cdot t)} \right)$$

$$\Delta m = m_L - m_S$$

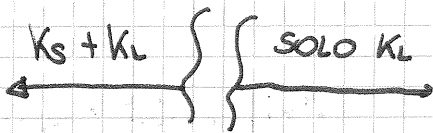
$$I(\bar{k}^0, t) = |\langle \bar{k}^0 | \psi(t) \rangle|^2 = \frac{1}{4} \left(e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t} - 2 \cos(\Delta m t) e^{-(\gamma_S + \gamma_L) t/2} \right)$$

All'istante $t=0$ $\begin{cases} I(\bar{k}^0, t) = 4/4 = 1 \\ I(k^0, t) = 0/4 = 0 \end{cases}$

$$\tau_S \sim \tau_L/500$$



← sperimentalmemente, c'è un 2% di differenza tra queste 2 curve *



$$\langle S(t) \rangle = \frac{I(k^0) - I(\bar{k}^0)}{t}$$

$$S(0) = 1$$

$$S(t \gg 10 \tau_S) = 0$$

Il transiente oscilla con una frequenza

$$\nu = \frac{\Delta m}{2\pi}$$

Questo grafico è fatto nell'ipotesi che $\Delta m \tau_S = 0.5$

* \Rightarrow l'ipotesi di partenza $|\psi(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K_S\rangle + |K_L\rangle)$ è sbagliata.

"Regola": $\Delta S = \Delta Q$ (Gellman) (COMPONENTE ADRONICA)

$$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$$

$$\Delta S = S_f - S_i = 0 - 1$$

$$\Delta Q = Q(\text{adroni finali}) - Q(\text{adroni iniziali}) = 0 - 1$$

$$\Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}_e \quad (\text{B.R.} \sim 10^{-3}) \quad \Delta S = \Delta Q = 1$$

$$\Sigma^+ \rightarrow n e^+ \nu_e \quad (\text{B.R.} < 5 \cdot 10^{-6} \text{ al } 90\% \text{ di confidenza}) \quad \Delta S = 1, \Delta Q = -1$$

$$S(\Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+) = -1 \Rightarrow \Sigma^+ \text{ non è } \bar{\Sigma}^-$$

In questo caso la regola è violata

$$K^0 \rightarrow e^+ \pi^- \bar{\nu}_e \quad \Delta S = -1 \quad \Delta Q = -1$$

$$\bar{K}^0 \rightarrow e^- \pi^+ \bar{\nu}_e \quad \Delta S = +1 \quad \Delta Q = +1$$

Questa è la ragione per cui $K^0 \not\rightarrow e^- \pi^+ \bar{\nu}_e$
e $\bar{K}^0 \not\rightarrow e^+ \pi^- \bar{\nu}_e$

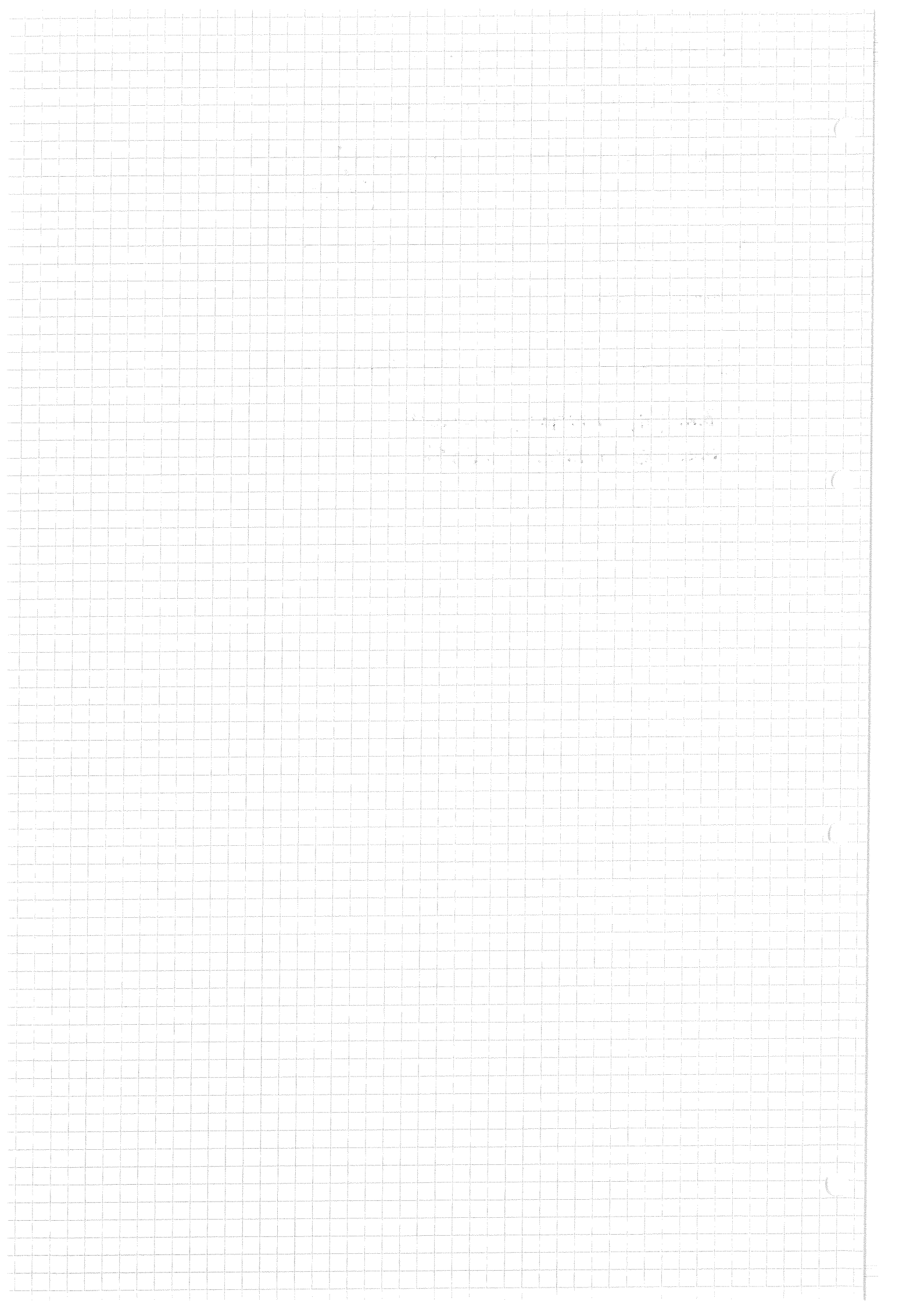
È un modo per riconoscere K^0 e \bar{K}^0 .

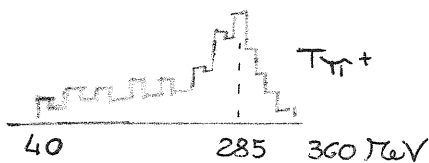
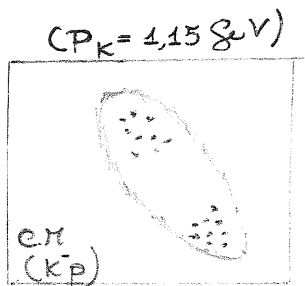
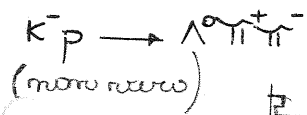
Slides su sito

Rigenerazione $\rightarrow K_S$ con stesso impulso dei K_L -

$$\text{B.R. } (K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-) \sim 2 \cdot 10^{-3}$$

$$\text{B.R. } (K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-) \sim 69\%$$





→ abbiamo dim. che da un doppio dec. a 2 corpi



$\Gamma_{\gamma^*} \approx 50 \text{ MeV}$

↳ larghezza di risonanza.

1) a, B, I, S di γ^* ? 1 Parità

2) $\pi_{INV}(K^- p)$

3) π_{γ^*}

4) spin γ^* (i prodotti di decadimento sono emessi in onda p)

5) [parità intrinseca]

6) $\frac{\sigma(K^- p \rightarrow \gamma^* \pi^\pm)}{\sigma(K^- p \rightarrow \gamma^* \pi^\mp)}$

8) $T_{min} < T_{sec} < T_{max}$

$m_{\pi^\pm} \approx 140 \text{ MeV}$

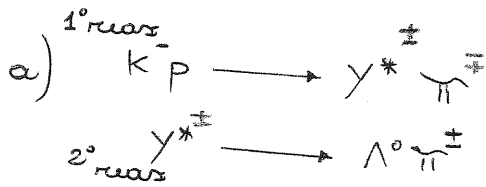
$m_p \approx 938 \text{ MeV}$

$m_K \approx 490 \text{ MeV}$

$m_\Lambda \approx 1115 \text{ MeV}$

π emesso primo decadim. ha energia piccola
mentre π emesso secondo decad ha spettro
energia perché facciamo misura nel ref del
c.m. di $K^- p$ (e quindi oltre considerare
l'angolo di spinta che porta poco → distr.
unif.)

- 1) a) quali riaz.
b) quali sono le inter.
c) num. quantici.



γ^* ha carica opposta al π mesone
sono intermedie in linea. forte (si conservano tutti num. quantici)

Q	INIZ	FIN
	0	\pm •

num. barioni ← B

num. stranezze ← S

$1 \rightarrow \bar{S}$
 $-1 \rightarrow S$

$K^- = \begin{pmatrix} S \\ \bar{u} \end{pmatrix} \quad P = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$

γ^* è un barione (composto da 3 quarks)

stranezza iniz. = stranezza fin. -1

stranezza di γ^* è -1 perché π non ha quark s

Vediamo Isospin:

21/11

2 Port
F

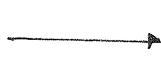
Inizia:

dalla seconda

reazione ricavato che

isospin stato Σ è

1



quindi per conserv. isospin

ricavato che $I_{Y^*} = 1$

2) calcolo massa ipotizzando processo:

conservazione impulso K

$$(P_K^\mu + P_p^\mu)^2 = m_K^2 + m_p^2 + 2E_K m_p = m_K^2 + m_p^2 + 2m_p \sqrt{p_K^2 + m_K^2}$$

problema è
zerato.

sostituendo i valori numerici

si ricava $M_{inv}(K^- p) \approx 1861 \text{ MeV}$

- (1) risposta: $Q = \pm, B = +1, I = 1, S = -1$
 (2) $M_{inv}(K^- p) = 1861 \text{ MeV}$

3) per calcolare M_{Y^*} utilizziamo 1° relazione:

$$E_\pi = \frac{M_{inv}^2 + m_\pi^2 - m_{Y^*}^2}{2M_{inv}}$$

285 è più piccolo
per π^+ che per π^-
(reazione
quasi)

Da equazione perché conservato al picco a 285

→ l'unica incognita che abbiamo è m_{Y^*}

⇒ sostituendo valori numerici si ricava $m_{Y^*} \approx 1378 \text{ MeV}$

4) Per conservazione momento angolare totale: $3_{inv} = 3_{\Sigma}$

(ricorda che prodotti di decad. sono emessi in stato p)

conservato: $Y^* \rightarrow \Lambda^0 \pi^\pm$

→ $L = 1$

$$S_{K^0} = 1/2, S_\pi = 0, L = 1$$

spin spin.

spin-spin

$$\vec{J}_{Fin} = \vec{S}_{K^0} + \vec{S}_\pi + \vec{L}$$

$$\vec{J}_{Fin} = \vec{S}_{K^0} \oplus \vec{L} = 1/2, 3/2$$

Sappiamo che $\vec{S}_{in} = \vec{S}_{y^*}$ $\xrightarrow{\quad}$ abbiamo solo y^*
nella stato in.

21/11
3 Part.

da cui ricaviamo S_{y^*} $\begin{matrix} \nearrow 1/2 \\ \searrow 3/2 \end{matrix}$

5) Parità intrinseca:

considero $Y^* \rightarrow \Lambda^0 \pi^\pm$

dal punto precedente
sappiamo $L=1$

$$P_{Y^*} = P_\Lambda \times P_\pi \times (-1)^L$$

$$P_{Y^*} = -P_\Lambda \times P_\pi$$

\downarrow \downarrow
(+1) (-1)

da cui si ricava
che $P_{Y^*} = +$

Teoria: esperimento di Goldhaber (misura elicita)

21/11
4 Part
I

proiezione dello spin lungo l'asse da dove osservi
dell'impulso

$$ELICITA\dot{A} = \frac{\vec{S} \cdot \vec{p}}{|\vec{S} \cdot \vec{p}|}$$

Nel caso dei neutrini elicita = ± 1

→ dall'esperimento di Wu (^{60}Co) abbiamo ricavato

$$I(\theta) = 1 + \alpha \cdot \frac{\sigma \cdot p}{E} \rightarrow \alpha/c$$

stimolo $\alpha = -1$

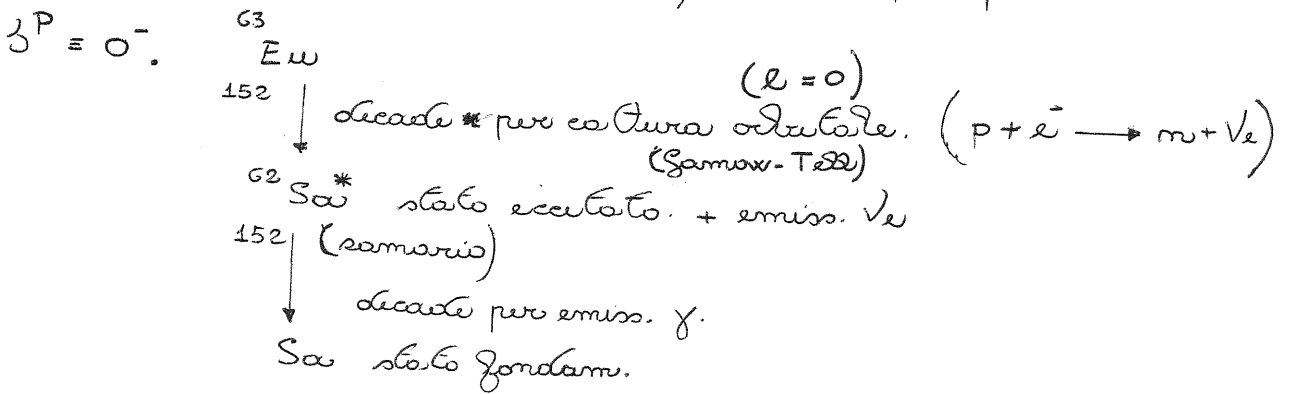
⇒ possiamo definire polarizzazione = $\frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = \alpha \frac{v}{c}$

sperimentalmente misuro

$\alpha = -1$ elettroni

$\alpha = +1$ positroni

Elemento utilizzato $^{63}_{152}\text{Eu}$ (europio) che ha spin-parita



se stabilisco relazione tra spin di γ e spin di ν_e

e misuro spin di γ allora posso arrivare a

misurare elicita di ν_e

Eu spin 0

Ha elicità orbitale da

Sm^*
spin 1

← →

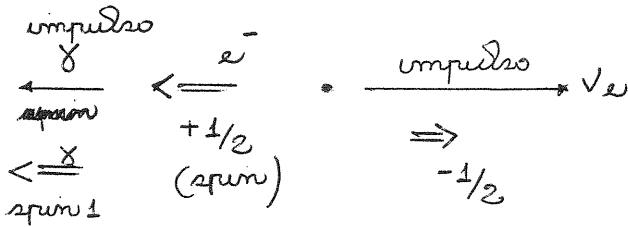
ν_e

Sm

spin 0

1° caso

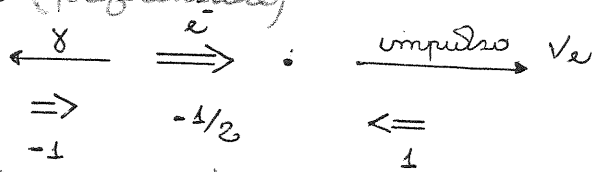
21/11
5 Porc
F



in entrambi i casi si
otengo che lo spin di γ
è opposto rispetto allo
spin di ν_e

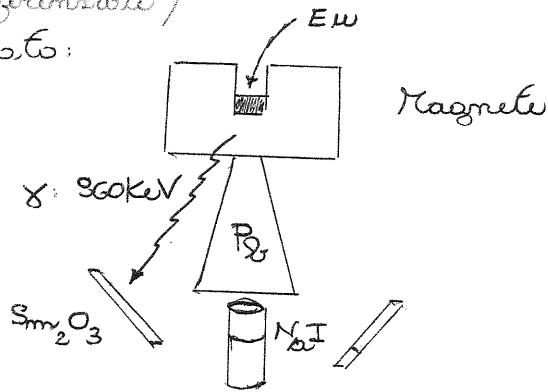
→ quindi misurando
spin γ ottengo
spin di ν_e

2° caso (preferenziale)



(polarizzazione preferenziale)

Opposto:



Da polarizzazione si può
misurare invertendo il
campo magnetico

→ determino differenza
di conteggi
nello ioduro di
sodio

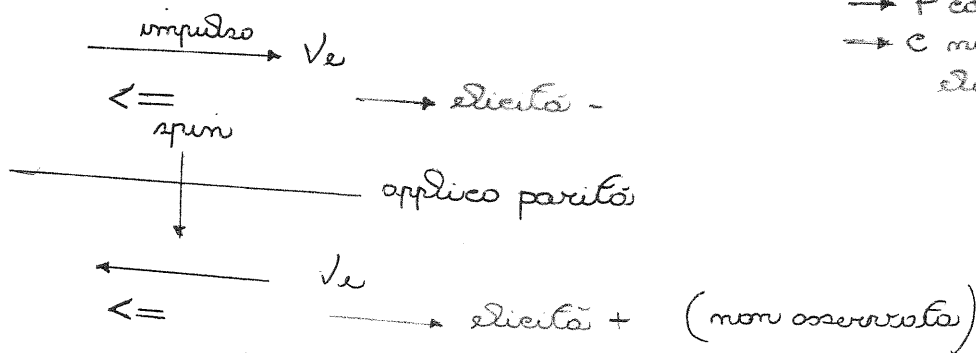
Misuro una differenza di conteggi per la

polarizza di γ → γ ha una polarizzazione preferenziale "-"

Quindi posso ricercare polarizzazione pref di ν_e e

quindi d'elicità. pref è "-"

→ P cambia elicità
→ C non cambia elicità



~~Se $m_{\nu} \neq 0$ → elicità non è un numero~~ (se assumo $m_{\nu} = 0$
→ elicità conservata e polarizzazione parità)

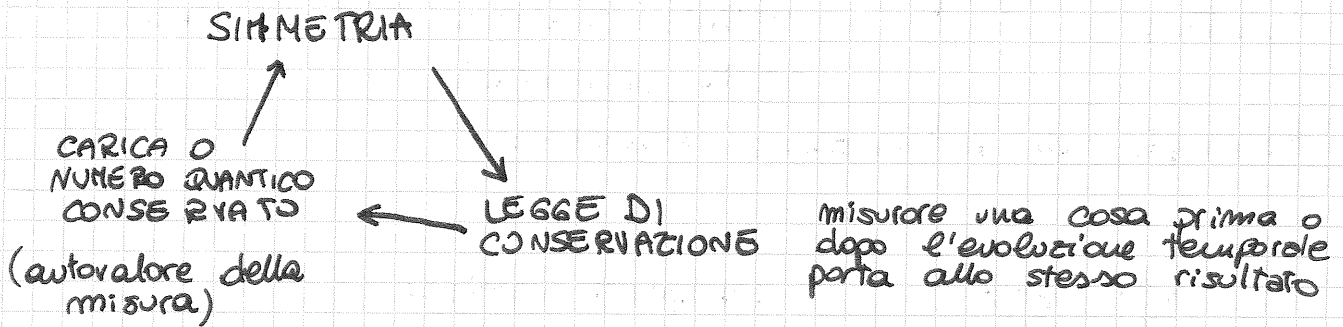
Se $m_{\nu} \neq 0$ → elicità non è un numero
quantico conservato

CP: $| \nu, - \rangle \rightarrow | \bar{\nu}, + \rangle$ ⇒ rottura di simmetria

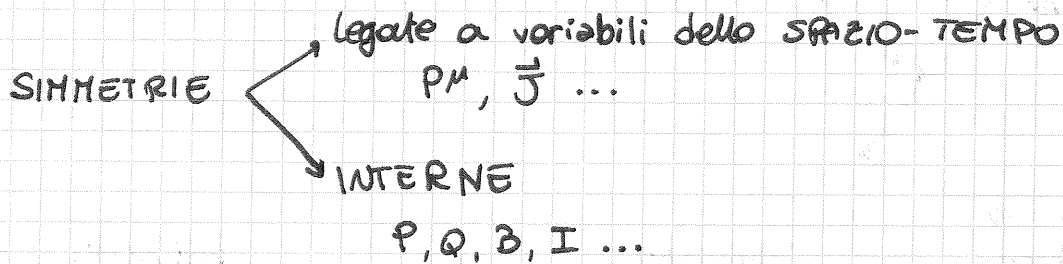
C: $| \nu, - \rangle \rightarrow | \bar{\nu}, - \rangle$ C non cambia elicità
non consente il passaggio
 $\nu \rightarrow \bar{\nu}$

22/11/2011

ESERCITAZIONE

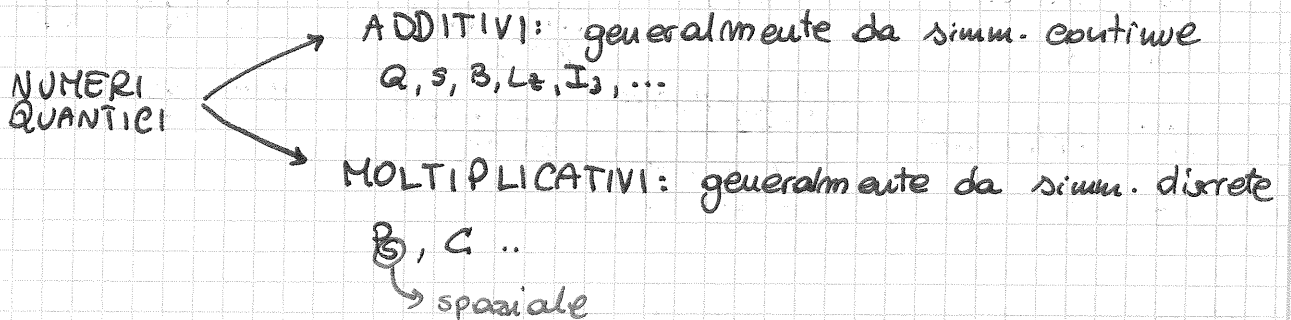


∃ simmetrie interne ed esterne:

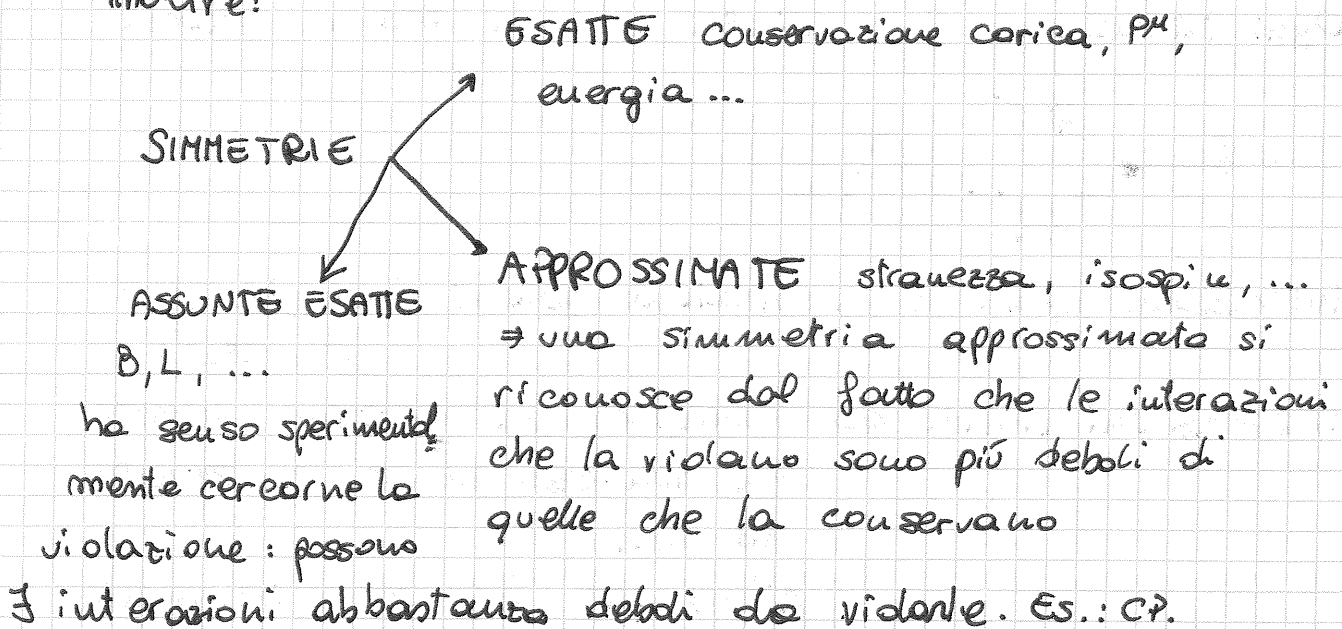


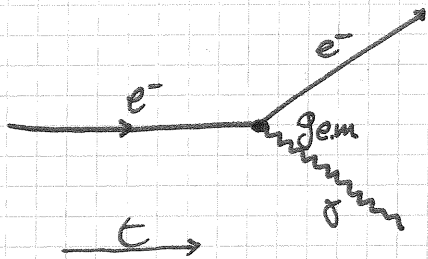
In generale è più facile ricavare informazioni sui numeri quantici interni -

I numeri quantici si dividono in due classi:



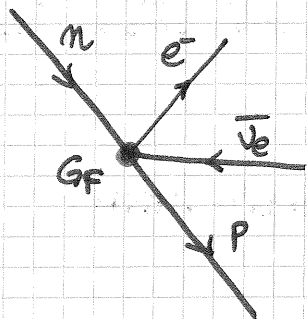
Inoltre:





E' utile pensare la legge di conservazione centrata nel vertice \Rightarrow si dice allora che il vertice conserva o viola una certa simmetria.

Esempio di interazione DEBOLE:



In questo vertice:

$Q, B, L_e \dots$

~~A_3~~

$t \rightarrow$

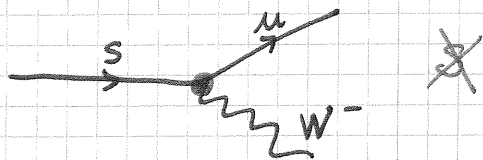
LEPTONI	
e^-	$\frac{1}{2}$ MeV
ν_e	0
μ^-	106 MeV
ν_μ	0
τ^-	1796 MeV
ν_τ	0

BARIONI	
$\frac{u}{d}$ p	938 MeV ∞
$\frac{u}{d}$ n	939 MeV 10 min
$\frac{u}{s}$ Λ^0	1115 MeV 10^{-8} s
$\left. \begin{matrix} \frac{u}{u} \rightarrow \frac{d}{d} \\ \frac{u}{u} \rightarrow \frac{d}{d} \end{matrix} \right\} \Delta^{0,+,+}$	1232 MeV 10^{-23} s
in combinazione \rightarrow di spin $3/2$	

MESONI	
$\frac{u}{d} \bar{d}$ π^\pm	140 MeV
$\left(\frac{u}{u} + \frac{d}{d} \right) \pi^0$	140 MeV
$\frac{u}{s} \bar{s}$ K^\pm	490 MeV
$\frac{d}{s} \bar{s}$ K^0	490 MeV

Il τ può decadere in pioni.

Ogni interazione è mediata da un bosone vettore.



Interazione e.m. \Leftrightarrow compaiono fotoni o coppie e^+e^- ($\gamma \rightarrow e^+e^-$)

Interazioni deboli \Leftrightarrow compare un neutrino, oppure la stranezza non è conservata.

Ad es.:

$\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ BQ ~~A_3~~ \Rightarrow int. debole

NON hanno int. forte

LEPTONI

e^-		
ν_e		
μ^-		
ν_μ		
τ^-		
ν_τ		

hanno int. forte

ADRONI

BARIONI (qqq)

MESONI (q \bar{q})

p			π^\pm		
			π^0		
n					
			k^\pm		
Λ^0			$k^0 \bar{k}^0$		
Δ^{++}					

BOSONI DI GAUGE :

γ
(W, Z^0 , gluoni...)

INTERAZIONI

ELETTROMAGNETICHE _____

DEBOLI _____

FORTI _____

NUMERI QUANTICI CONSERVATI (quadrupolo!!)

	E.M.	DEBOLI	FORTE
• CARICA	X	X	X
• N. LEPTONICO	X	X	X
• N. LEPT. FAMIGLIA	X	X	X
• N. BARIONICO	X	X	X
• STRANEZZA	X		X
• ISOSPIN			X

QUESTI DECADIMENTI (o REAZIONI) SONO POSSIBILI? PERCHÉ?

COMPLETE :

- 1) $\pi^+ p \rightarrow p p \bar{n}$
- 2) $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$
- 3) $e^+ e^- \rightarrow \gamma$
- 4) $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$
- 5) $p p \rightarrow d \pi^+$
- 6) $\bar{\nu}_e n \rightarrow p e^-$
- 7) $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$
- 8) $\pi^- p \rightarrow \Lambda \bar{K}^0$
- 9) $\nu_e p \rightarrow n e^-$
- 10) $\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+$
- 11) $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$
- 12) $\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e$
- 13) $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$
- 14) $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$
- 15) $\Lambda^0 \rightarrow p K^-$
- 16) $p \rightarrow e^+ \pi^0$
- 17) $e^- \rightarrow \nu_e \gamma$

- 1) $n \rightarrow \dots$
- 2) $\mu^+ \rightarrow e^+ \dots$
- 3) $\pi^- p \rightarrow n K^+ \dots$
- 4) $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \dots$
- 5) $\pi^- p \rightarrow \dots$
- 6) $p p \rightarrow \bar{p} \dots$
- 7) $\gamma p \rightarrow \dots$
- 8) $\pi^+ \rightarrow e^+ \dots$

Int. forti \Leftrightarrow p, n, π (in generale)
 conservano tutto

1) $\pi^+ p \rightarrow p p \bar{n}$ int. forte

$$Q = +2 \quad +2 \quad Q, S, B$$

$$S = 0 \quad 0$$

$$B = +1 \quad +2 - 1 = +1$$

Conserva tutto, ma attenzione
 al 4 impulso: è a soglia-

2) $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$

$$S = +1 \quad 0$$

$$Q = +1 \quad +1$$

$$L = 0 \quad 0$$

~~Q~~
 \downarrow
 int. debde

è un decoolimento
 debdi. Masse \Rightarrow può
 avvenire

3) $e^+ e^- \rightarrow \gamma$

$$L = 0 \quad 0$$

$$Q = 0 \quad 0$$

int. e.m., ma soglia-

Pero' non conserva il quadrimpulso:

$$(2m_e)^2 = 0^2 \quad \text{NO.}$$

Questo non avviene nel vuoto, ma
 può avvenire nella materia (eff. c.v.)

Po' invece avvenire $e^+ e^- \rightarrow \gamma \gamma$

4) $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$

$$L = 0 \quad 0$$

$$S = 0 \quad 0$$

$$B = 0 \quad 0$$

$$Q = 0 \quad 0$$

fotoni \Rightarrow e.m.

Dettaglio: C parità: $+1 \quad +1$

ad. es. $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ non la conserva: $+1 \quad -1$

L'iso spin è violato: $+1 \quad 0$

5) $pp \rightarrow d \pi^+$

$d =$ deuterio Q, B, L, L_e, S

\Rightarrow int. forte, CON SOGLIA

6) $\bar{\nu}_e n \rightarrow p e^-$

$$Q = 0 \quad 0$$

$$S = 0 \quad 0$$

$$L = -1 \quad +1 \Rightarrow \text{non può avvenire}$$

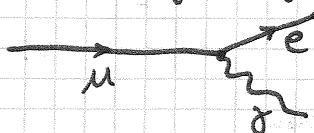
7) $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$

$$L = -1 \quad -1$$

$$L_\mu = -1 \quad 0$$

$$L_e = 0 \quad -1$$

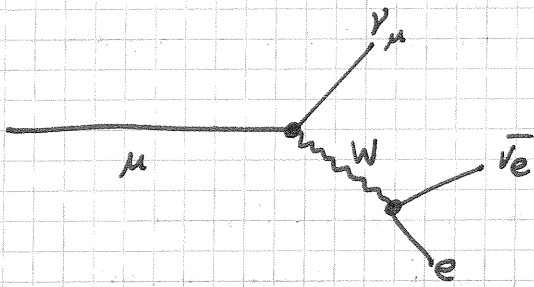
non si conserva il numero leptonic
 di famiglia \Rightarrow proibito



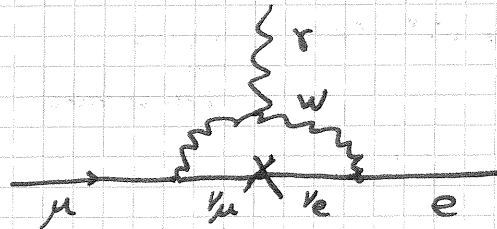
Questo significa che questo
 vertice ha una probabilità più
 bassa di quelle finora misurate.

La conservazione del numero leptonic di famiglia sarebbe esatta se $m_\nu = 0$.

$$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \mu^+$$



Oscillazione del neutrino:



$$\text{Prob} = 10^{-54}$$

(il ν dovrebbe oscillare in meno di $m\tau_\mu$)

limite sperimentale: 10^{-12}

8) $\pi^+ p \rightarrow \Lambda \bar{K}^0$ Q, B, X

$S = 0 \quad -2$

Non può avvenire.

Può però avvenire $\pi^+ p \rightarrow \Lambda K^0$ (produzione associata di K^0 e Λ)

(è un processo forte).

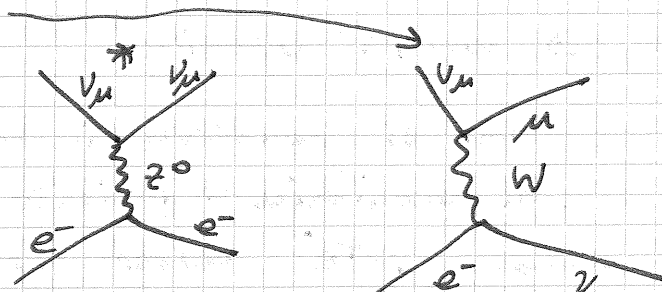
9) $\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+$ X non può avvenire

10) $\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+$ c'è una piccola soglia.

Si usa X rivelare anti-neutrini provenienti da reazioni nucleari.

11) $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$ urto elastico, ok

12) $\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e$ ok



13) $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ è un dec. debole
 $Q = +1 \quad +1 \quad L_\mu = 0 \quad 0 \quad S = 1 \quad 0$
 $L = 0 \quad 0 \quad B = 0 \quad 0$

23/11/11

Se un sistema fisico presenta una simmetria, questa corrisponde ad una equazione invariante rispetto ad una trasformazione.

sistema fisico simmetrico



eq. inv. risp. ad una transf.

⇓ NOETHER (1917)

legge di conservazione

Esempio:

sistema fisico isolato, invariante a traslazione.



$$\sum \vec{F}_{ext} = 0 \Rightarrow \frac{d\vec{P}}{dt} = 0$$



\vec{P} si conserva

$$\sum M_{ext} = 0 \Rightarrow \dot{L} \text{ si conserva}$$

Ci aspettiamo l'invarianza di un sistema fisico rispetto alla parità, alla coniugazione di carica. Tutto questo è sottoposto a verifica sperimentale.

Abbiamo visto che il prodotto delle due simmetrie è quasi sempre conservato, ma \exists un sist. fisico che la viola.

Invarianza di un sistema fisico rispetto ad una classe di trasformazioni continue



Conservazione di alcune quantità fisiche.

Teorema di Noether

In particolare, se il sistema è descritto da una lagrangiana

$$L = L(\phi, \partial_\mu \phi)$$

\forall simmetria continua che lascia invariata l'azione

$$\int dt \mathcal{L}$$

\exists corrente S_μ conservata $\partial_\mu S^\mu = 0$

ed \exists una carica Q tale che:

$$Q(t) = \int d^3x S_0(x) = \text{costante} \quad \left(\frac{dQ}{dt} = 0 \right)$$

Nel caso dell'elettromagnetismo:

$$\partial_\mu J^\mu = 0$$

invariante di gauge $\Rightarrow Q$ si conserva

Nel caso delle transf. continue le leggi di conservazione dei numeri quantici sono additive, nel caso delle transf. discrete sono moltiplicative.

SIMMETRIA	LEGGE DI CONS.	QUANTITA' NON OSSERVABILE
transl. spaziali	P (impulso)	posizione assoluta nello spazio
transl. temporali	E (energia)	tempo assoluto
rotazioni	L (momento ang.)	orientamento assoluto
transf. di Lorentz	generatori del gruppo	velocità assoluta

TRASFORMAZIONI CONTINUE

SIMMETRIA	LEGGE DI CONS.	QUANTITA' NON OSSERVABILE
inversione spaziale	parità	distinzione dx - sx
coniugazione di carica	Q	segno assoluto carica
inversione temporale	inv. risp. alla diret. del tempo	direzione assoluta tempo

TRASFORMAZIONI DISCRETE

SIMMETRIA	LEGGE DI CONSERV.	NON OSSERVABILE
cambiamento fase $\psi \rightarrow \psi e^{i\alpha N}$	cons. carica generaliz. (Q, S, L, \dots)	fase assoluta

TRASFORMAZIONI UNITARIE

N.B.: in sistemi macroscopici, l'entropia impone una direzione assoluta del tempo: l'invarianza rispetto alla direzione del tempo può essere solo nei sistemi microscopici.

Teorema CPT

Tutte le interazioni di QFT (seconda quantizzazione) sono invarianti sotto l'applicazione successiva di CPT, a qualsiasi ordine.

Questo è valido se il sistema fisico è invariante di Lorentz ed è locale.

Conseguenze:

$$N(\text{part.}) = N(\overline{\text{part.}})$$

$$\tau(\text{part.}) = \tau(\overline{\text{part.}})$$

Fisica sperimentale \Rightarrow verifica fino a che livello questo è vero.

$$\frac{N(K^0) - N(\overline{K}^0)}{N(K^0) + N(\overline{K}^0)} < 9 \cdot 10^{-19} \quad \leftarrow \text{misurabile per interferenza}$$

$$\frac{N(e^+) - N(e^-)}{N(e^+) + N(e^-)} = (-3 \pm 5) \cdot 10^{-13} \quad \leftarrow \text{compatibile con 0 entro una frazione di } \sigma.$$

Queste conseguenze comunque non escludono che il B.R. di una data particella in un dato canale finale possa essere diverso dal B.R. dell'anti-particella nell'anticanale finale.

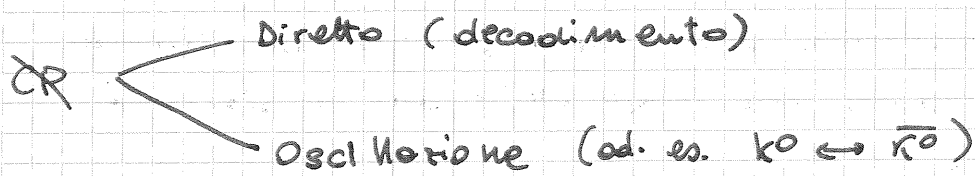
Ad esempio:

$$BR(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) \neq BR(\overline{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$$

Questa differenza è stata misurata come conseguenza di una violazione diretta di CP.

~~DCP~~

Esistono infatti 2 modalità di violazione di CP:



N.B.: Per la validità del teorema CPT devono essere verificate anche queste ipotesi:

- stato fondamentale non degenere
- i campi devono sottostare al teorema di spin-statistica
- i campi (locali) devono avere un numero finito di componenti

ESERCITAZIONE

28/11/2011

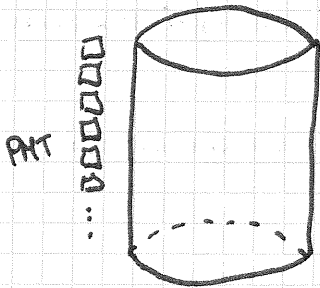
Simmetria \Rightarrow leggi di conservazione

Questo è vero all'interno del paradigma "modello standard". Sperimentalmente, si cercano eventuali violazioni del modello standard. Ad esempio, il protone è assunto STABILE. Si cerca di capire quanto è stabile:

$$\tau_p > x \quad x = ?$$

Il limite attuale è $x \gg$ vita dell'universo: si ottiene questo risultato osservando un gran numero di protoni.

Il canale di decadimento osservato da SuperKamioKande è



H₂O

Nei nuclei legati anche il neutrone è stabile. Al prim'ordine, vogliamo osservare protoni liberi \rightarrow solo nuclei d'idrogeno.

Cerchiamo eventi rari \Rightarrow l'esperimento è posto sottoterra per schermare la radiazione cosmica.

Quali sono i numeri quantici violati in $p \rightarrow e^+ \pi^0$?

C'è una gerarchia tra i numeri quantici:

la conservazione del momento è sempre valida, la carica quasi sempre (ad es. non si cerca di osservare $p \rightarrow \gamma \gamma$)...

CONSERVATI

4 impulso

Q

$$\vec{J} \left(\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2} + 0 \right)$$

VIOLATI

B

L

I

I₃

Il protone appartiene ad un doppietto di isospin (cd neutrone) \Rightarrow ha $I = \frac{1}{2}$. I è legato alle int. forti \Rightarrow il e^+ non ha

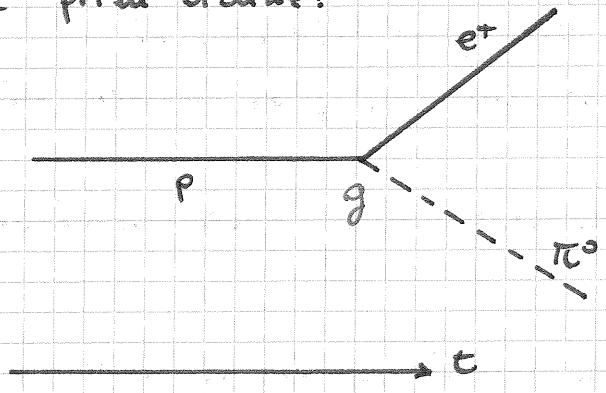
isospin. π^0 appartiene ad un tripletto $\Rightarrow I_{\pi^0} = 1$.

	$P \rightarrow e^+ \pi^0$	
B	1	0
L	0	-1
I	$1/2$	1
I_3	$1/2$	0
B-L	1	1

La differenza B-L è conservata (questo sarà importante per le G.U.T.).
Le leggi di conservazione (che siano violate o meno) risiedono nei vertici dei

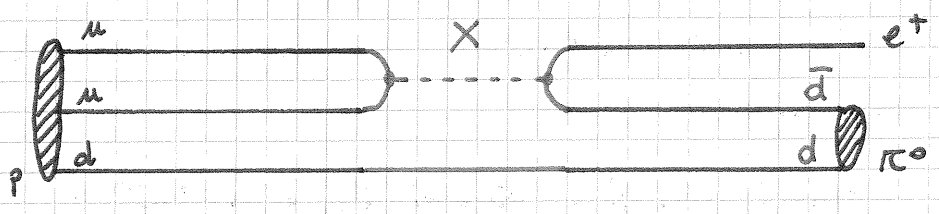
diagrammi di Feynman).

Al prim'ordine:



Nel r.s. questo diagramma non può esistere. Ma supponiamo che esista, ed associamogli una costante di accoppiamento generica g .

Scriviamo il diagramma a partire dalle componenti (quark) di P e π^0 :



π^0 è una combinazione lineare di $u\bar{u}$ e $d\bar{d}$:

$$\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d})$$

Supponiamo che il nostro π^0 sia la parte di π^0 fatta da d e \bar{d} . Come uniamo questi diagrammi?

Questo vertice $\nexists \Rightarrow$ ce lo inventiamo. Un possibile vertice è quello che abbiamo disegnato:

ad esempio, conserva la carica ($+4/3 \rightarrow +4/3$).

Anche lo spin sembra conservato ($1/2 \ 1/2 \rightarrow 1/2 \ 1/2$).

Chiamiamo X il bosone vettore. Esso deve avere carica frazionaria (la carica deve essere conservata ad ogni vertice): $Q_X = 4/3$.

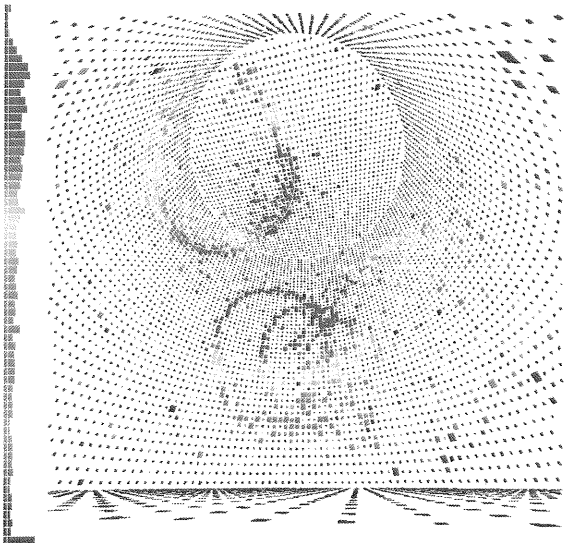
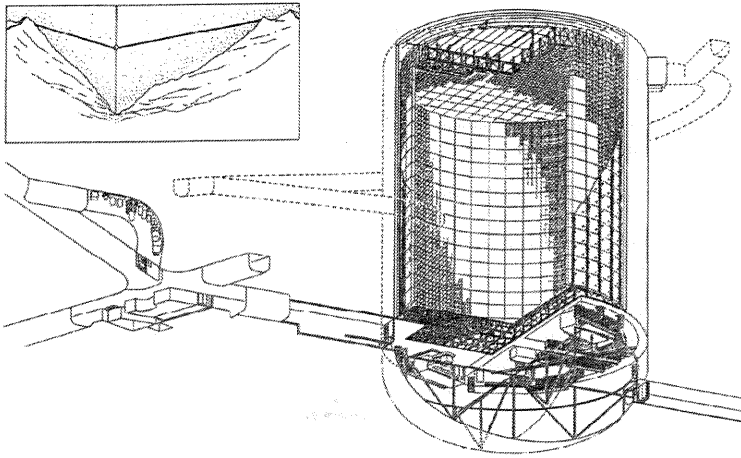
Prova scritta di Particelle I- Primo appello estivo 20/6/2011.

Tempo a disposizione 2 ore. Rispondere in maniera schematica, completa, con grafia chiara. E' consentita unicamente la consultazione del D.P. booklet.

Il punteggio indica la difficoltà relativa delle domande.

Un esperimento per rivelare la possibile esistenza del decadimento del protone nel canale $p \rightarrow e^+ \pi^0$ è costituito da un grosso volume d'acqua purissima, posto sotto terra per schermare la radiazione cosmica. Tale volume costituisce sia la riserva di protoni che il rivelatore, essendo circondato da fotomoltiplicatori.

1. Quali numeri quantici sono violati nel decadimento $p \rightarrow e^+ \pi^0$? (2 punti)
2. Quali sono i valori numerici delle energie (totali e cinetiche) del positrone e del π^0 ? (4 punti)
3. Lo scopo dell'esperimento e' quello di identificare i decadimenti del protone tramite la luce Cerenkov emessa dai prodotti di decadimento. Mediante quali processi le particelle figlie emettono tale luce ? (2 punti)
In che modo un evento rivelato e' identificabile il decadimento di un protone? (2 punti)
4. Qual e' la soglia in energia per rivelare un positrone in acqua ? (3 punti)
come
5. Quali sono i valori numerici dell'energia massima e minima dei fotoni provenienti dal decadimento del π^0 ? (4 punti)
6. Quali sono i valori numerici dell'angolo massimo e minimo fra i due fotoni? (3 punti)
7. Quanto grande deve essere il rivelatore perché la luce proveniente dagli sciami sia interamente contenuta? (si assuma che il decadimento avvenga al centro del rivelatore) (3 punti)
8. (facoltativo 3 punti) Si consideri una sfera piena d' acqua di raggio 7 m, all' interno della quale il volume sensibile sferico di 3.5 m di raggio e' concentrico ad un guscio sferico di spessore 3.5 m. La superficie dell' intero volume e' rivestita da fotomoltiplicatori. Stimare il limite dato alla vita media del protone se in un anno non viene osservato nessun evento di decadimento, nell' ipotesi di fondo nullo.

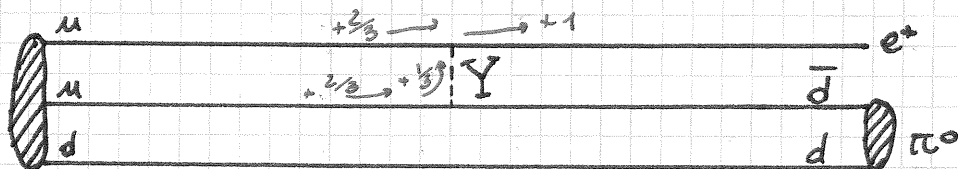


N.B.: È inutile insegnare su B ed su L, perché vengono violati.

Questo bosone sembra in grado di accoppiare sia più forte che più debole (ha numeri quantici per entrambe le interazioni).

$$(B-L)_X = 1$$

Un altro modo per disegnare il processo è:



Qui il bosone deve avere carica $Q_\gamma = 1/3$. X ed Y esistono nelle G.U.T.

Quali sono le energie in gioco?

$$E_{e^+} = \frac{m_p^2 + m_e^2 - m_{\pi^0}^2}{2m_p} = \frac{m_p}{2} - \frac{1}{2} m_{\pi^0} \left(\frac{m_{\pi^0}}{m_p} \right) = \frac{m_p}{2} - 10 \text{ MeV} = 460 \text{ MeV}$$

$$E_{\pi^0} = \frac{m_p^2 + m_{\pi^0}^2 - m_e^2}{2m_p} = \frac{m_p}{2} + \frac{1}{2} m_{\pi^0} \left(\frac{m_{\pi^0}}{m_p} \right) = \frac{m_p}{2} + 10 \text{ MeV} = 480 \text{ MeV}$$

(Supponiamo fermo il protone: l'agitazione termica produce una frazione di eV, trascurabile rispetto alla massa).

Positroni e π^0 hanno pressappoco la stessa energia (N.B. questa è l'energia totale).

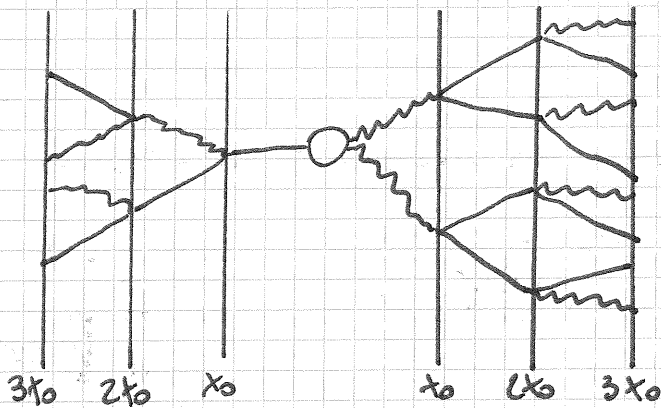


Un e^+ dentro un volume d'acqua si annichila con gli elettroni delle molecole elettroniche. Ma prima deve creare un positronio (stato legato e^+e^-) ed andare in onda s: deve essere "fermo" per essere legato ad un e^- .

L'energia di legame del positronio è $\sim 20 \text{ eV}$.

L' e^+ ha 460 MeV: fa uno sciamme elettromagnetico finché l'energia $E_{0/2m}$ è tale da farlo annichilare.

La τ del π^0 è 10^{-17} secondi. Viaggia a qualche frazione di $c \Rightarrow$ viaggia circa 10^{-10} m (qualche μ m) e poi decade in γ . Anche i due fotoni formano uno sciame.



CARICHE

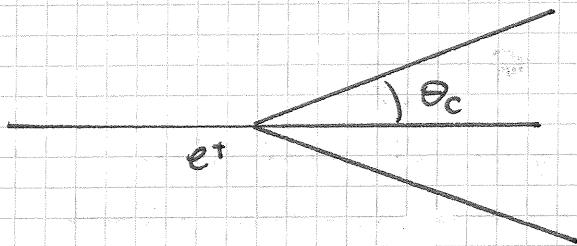
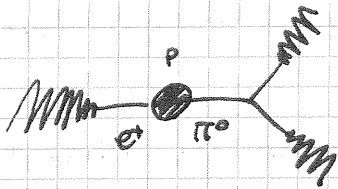
In H_2O , particelle \checkmark che vanno + veloce di $\frac{3}{4} c$ fanno effetto Čerenkov.

\Rightarrow ad essere rivelata è la componente conica dello sciame che ha energia tale da avere

$$\beta > \frac{3}{4} -$$

Identifichiamo come "decadimento del protone"

3 sciami contemporanei emessi in direzioni che si sommano a 0:



La luce Čerenkov ha simmetria conica, con asse sulla direzione di propagazione della particella \Rightarrow alle pareti

del rivelatore vedremo dei cerchi.

FINE ESERCITAZIONE

Slides e articoli sull'esperimento di Goldhaber sul sito del corso.
 Cono di piombo nell'esperimento: perché? Impedisce
 allo ioduro di sodio sottostante di "vedere" tutto quello
 che arriva direttamente dalla sorgente. In questo modo
 il rivelatore vede solo i fotoni emessi ad un angolo
 minimo rispetto all'asse del cono (\equiv asse di \vec{B}),
 che sono quelli scatterati in risonanza dal samario.
 Questo serve a selezionare solo il branch di
 decadimento che ci interessa.

$\log FT$ ha a che fare con la facilità con cui
 avviene un certo processo.
 \downarrow
 vita media misurata
 \downarrow
 fattore calcolabile con la teoria dei decadimenti deboli

Scoperta dei Quarks

Due approcci sperimentali, inizialmente e apparentemente
 scorrelati:

1. tecnica di Rutherford: proiettile elementare, puntiforme
 contro bersaglio composito.

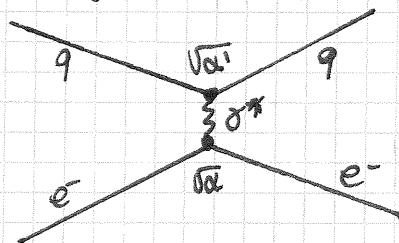


Alle massime energie a cui arriviamo
 oggi, e^- e μ^- continuano a
 comportarsi come particelle puntiformi.

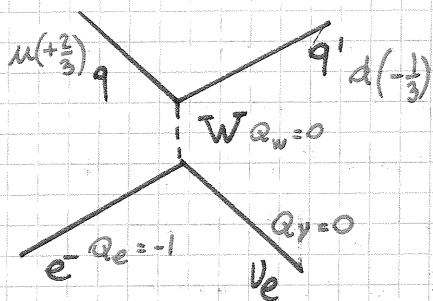
L'elettrone emette β bremsstrahlung quando viene
 deviato dal protone. Se ne aumenta l'energia,
 di minimoisco la λ del fotone, che diventa confrontabile
 con le dimensioni del p^+ e p^+ andare ad
 indagare la struttura interna. Stanford - SLAC '65.

Feynman \rightarrow "partoni" di carica frazionaria.

Questo scattering veniva fatto anche con ν_e al
 posto degli elettroni.

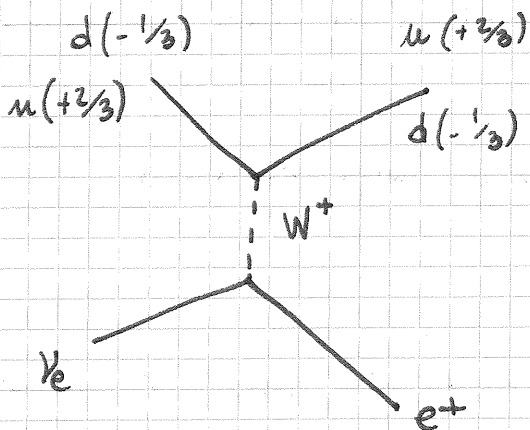


$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$$



29/11/2011

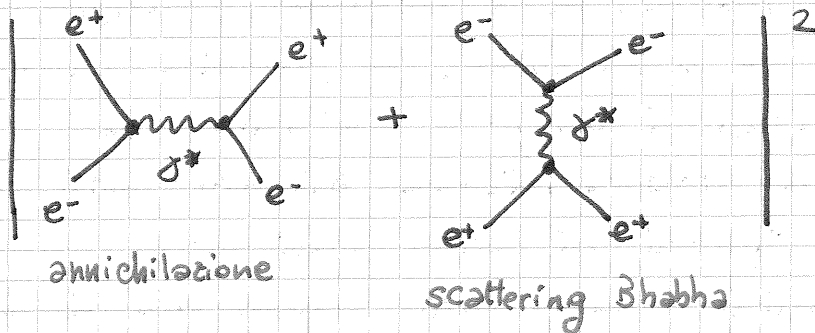
La grossa differenza tra QED e QCD è che in QED
 ∃! fotone, in QCD a rigore ∃ gluoni ⇒ si introduce
 il numero quantico di colore.



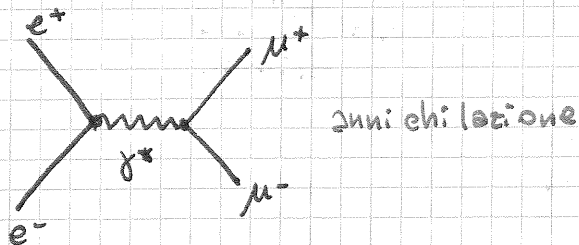
Anni '60 → si scopre la produzione di adroni in seguito
 a processi e.m. (A.A.A., ADONE, Bruno Touschek)

$$e^+ e^- \longrightarrow \text{produzione adronica } (\pi^\pm, K^\pm, \rho, \omega, \varphi, P, n)$$

A basse energie c'è solo scattering: $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$



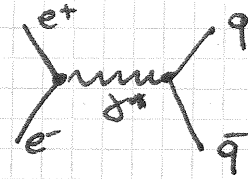
Crescendo con l'energia: $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$



Questo processo viene usato come "unito di misura".

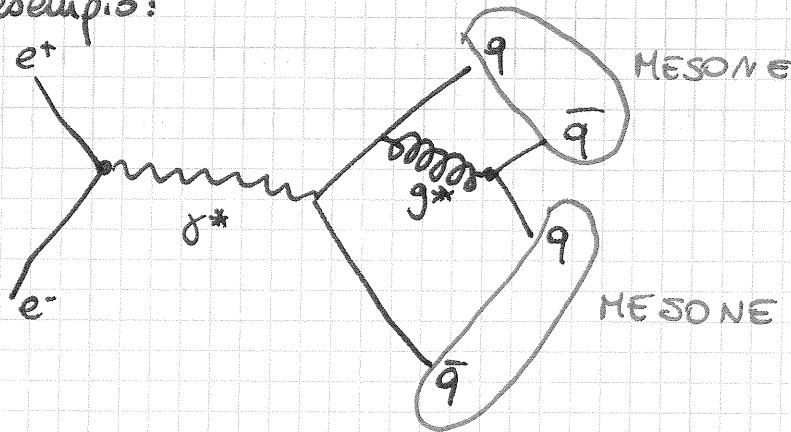
$$R \equiv \frac{\text{PRODUZIONE ADRONICA}}{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$$

I quark hanno carica elettrica \Rightarrow
 Uno si aspetterebbe di
 osservare questo processo. Ma non lo vediamo:



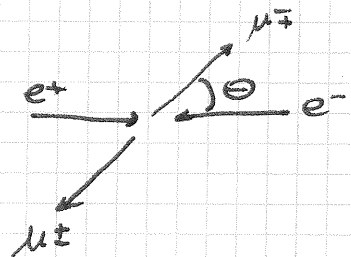
• QCD \rightarrow il quark non può essere rivelato da solo.
 Quando i quark si allontanano, emettono gluoni.

Ad esempio:



$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- \sim \alpha^2$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{\alpha^2}{4s} (1 + \cos^2\theta)$$



($S = E^2$ nel centro di massa).

A causa dello spin ($\frac{1}{2} \frac{1}{2} \rightarrow 1 \rightarrow \frac{1}{2} \frac{1}{2}$) la
 distribuzione non è isotropa.

NB.: in quelli di accumulazione simmetrici, $S_{LAB} = S_{CM}$
 ed $S = 4E^2$ (E energia di un fascio)

$$\int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{4\pi}{3s} \alpha^2 = \frac{86,8 \text{ mb}}{s(\text{GeV}^2)} \approx \frac{22 \text{ mb}}{E^2(\text{GeV}^2)}$$

In maniera analoga $\left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \rightarrow \frac{[\frac{1}{3}e]^2}{4\pi\epsilon_0} \circ \frac{[\frac{2}{3}e]^2}{4\pi\epsilon_0} \right)$ si

calcola $\sigma(e^-e^+ \rightarrow q\bar{q})$, e si vede che è più piccola
 ma confrontabile con $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$.

A posteriori sappiamo che 3 quark della famiglia
($\frac{u}{d}$) producono particelle stabili $\frac{2}{3}$ -

Il quark s fa la produzione associata.

Il quark c è stato visto scoprendo la J/ψ
con fasci di e^+ ed e^- a 3.1 GeV -

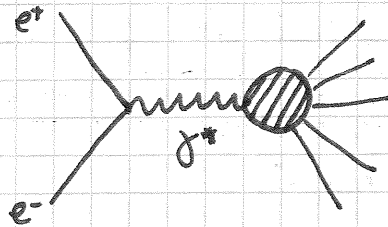
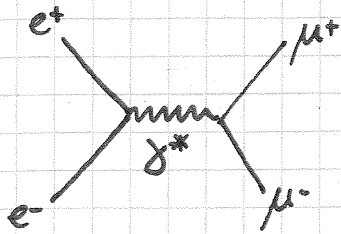
La J/ψ è stata scoperta da 2 esperimenti
diversi.

Rivuluzione di Novembre (1974)	{	BNL	S. Ting	$p Be \rightarrow e^+e^- + X$
		SLAC \rightarrow SPEAR \rightarrow MARK I	B. Richter	e^+e^-

Nel '70 Glashow, I... e Maiani ipotizzarono che \exists
un 4° quark, partendo dal fatto che il processo
 $K^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ NON avviene.

Produzione adronica

$e^+e^- \rightarrow$ adroni a "basse" energie (≤ 1600 c.m.)



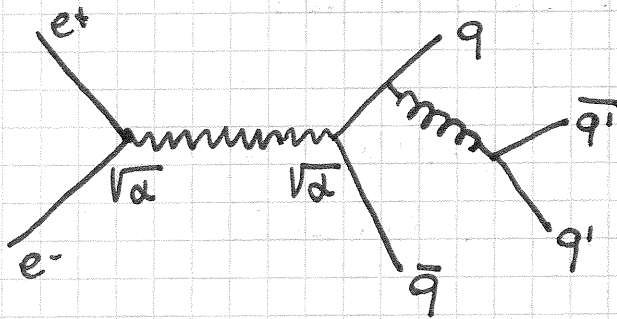
$\pi, \kappa, \rho, \omega, \phi$

"Vector meson dominance"

I prodotti finali sono mesoni, e vengono dal decadimento dei prodotti iniziali, inizialmente sconosciuti.

In realtà la rappresenta la produzione associata di un quark ed un antiquark, i quali non si manifestano mai singolarmente nello stato finale ma si

"adronizzano", ad esempio emettendo un gluone:



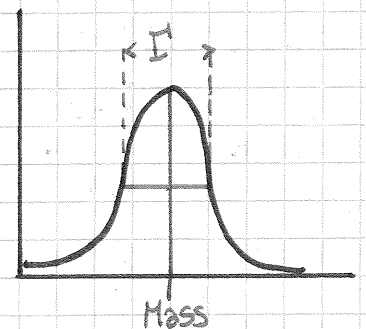
Nella teoria della cromodinamica:

mesoni = (q, \bar{q})

barioni = (q, q, q)

Le risonanze viste sopra sono centrate in:

	ρ	ω	ϕ
Mass (MeV)	770	782	1020
Decay	2π	3π	$K\bar{K}$
B.R.	100%	90%	83%
Γ (MeV)	150	8,4	4,2



ρ ed ω si distinguono per il loro decadimento.

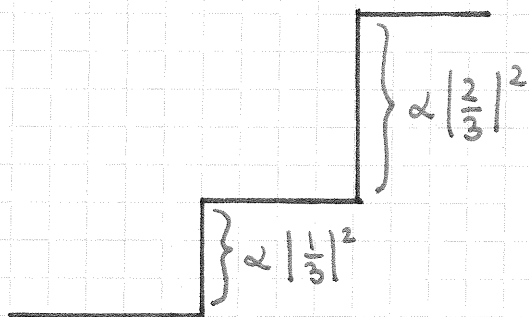
Il diagramma di Feynman ci assicura che lo stato risonante $\odot = \pi, \kappa, \rho, \omega, \phi$ abbia gli stessi numeri quantici del fotone: 1^{--} .

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

N.B.: Entrambi i processi sono a soglia, uno con $E_{TH} = 2m_q$ e l'altro con $E_{TH} = 2m_\mu$
 \Rightarrow andamento a gradino in corrispondenza dell'energia alla quale diventa accessibile la produzione di una nuova coppia di quark.

All'aumentare dell'energia osserveremo:

π^{\pm}	(u, d)
κ	(u, d, s) (~ 1020 MeV)
J/ψ	(u, d, s, c) (~ 3.1 GeV)



Ci aspettiamo una ampiezza del gradino proporzionale al quadrato della carica del nuovo quark prodotto.

(L'accoppiamento $\propto e$ $\propto e^2$ per le particelle di carica unitaria)

$$R \propto \frac{\sum q_i^2}{e^2} \quad q_i: \text{cariche frazionarie}$$

Se i quark sono colorati, questo processo avviene tante volte quanti sono i colori.

$$R \propto N_c \quad N_c: \text{numero dei colori}$$

A basse energie, la produzione adronica è sostanzialmente isotropa. Cioè, non ha memoria della direzione originaria dei fasci.

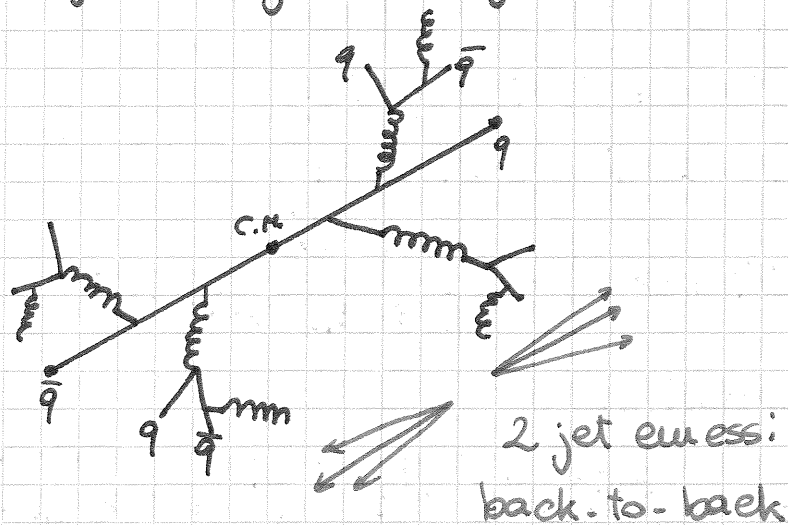
⇒ q e \bar{q} hanno spin $1/2$.

L'acceleratore Petra di Amburgo misurò a $30 \div 40$ GeV

una distribuzione piccata in avanti: $1 + \cos^2\theta$

→ infatti non trovarono il quark che cercavano (top, $m \approx 170$ GeV).

Ad energie alte la produzione adronica è molto collimata e fa due jet di angolo misurabile.

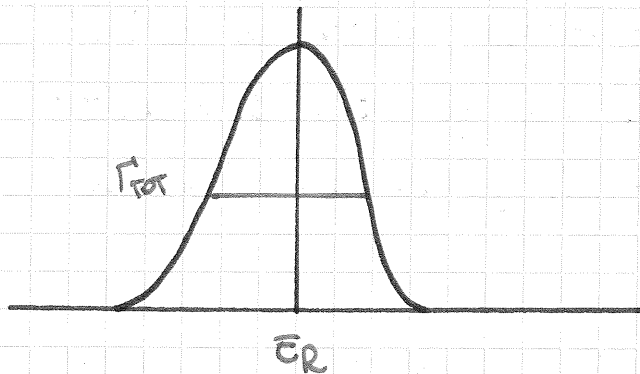


Capita talvolta che un gluone sia emesso con energia tale da dare luogo ad un jet indipendente. Il gluone è emesso con accoppiamento α_s : posso stimare α_s misurando il rapporto tra i rate

$$\alpha_s \sim \frac{\text{rate (3 jet)}}{\text{rate (2 jet)}}$$

Formula di Breit-Wigner

$$\sigma_{if} = \frac{3\pi\chi^2}{4} \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{(\epsilon - \epsilon_R)^2 + \Gamma_{\text{tot}}^2/4}$$



Questo è una
Lorentziana. Nel
caso di una Gaussiana
 $\Gamma = \text{FWHM} = 2.3\sigma$.

Se applico la formula al processo:



($|i\rangle$ ed $|f\rangle$ identici) ottengo:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-) = \frac{3\pi\chi^2 \Gamma_{e^+e^-}^2}{4[(\epsilon - \epsilon_R)^2 + \Gamma_{\text{tot}}^2]}$$

Γ_{tot} è misurabile.

$$\int_0^\infty \sigma(\epsilon) d\epsilon = \frac{3\pi^2}{2} \chi^2 \left(\frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma} \right)^2 \Gamma = 800 \text{ nb} \cdot \text{MeV} \quad (\text{misura})$$

N.B.: $[\Gamma] = \text{energia}$.



Scopriamo che:

$$\frac{\Gamma_{e^+e^-}}{\Gamma} = 0,06 = 6\%$$

$$\chi = \frac{\hbar c}{pc} = 0,13 \text{ fm}$$

$$\Gamma_{\text{tot}} = 0,087 \text{ MeV} = 87 \text{ keV}$$

Questa lunghezza è trascurabile rispetto a λ , τ , \hbar/μ .

$$J/\psi \quad \left\{ \begin{array}{l} \Gamma_e \approx 5 \text{ keV} \\ \Gamma_{\text{Tot}} \approx 87 \text{ keV} \end{array} \right.$$

$$\rho \quad \left\{ \begin{array}{l} \Gamma_e \approx 7 \text{ keV} \\ \Gamma_{\text{Tot}} \approx 150 \text{ MeV} \end{array} \right.$$

$$\phi \quad \left\{ \begin{array}{l} \Gamma_e \approx 1.4 \text{ keV} \\ \Gamma_{\text{Tot}} \approx 4,2 \text{ MeV} \end{array} \right.$$

Notiamo che la vita media di J/ψ è molto più lunga di quella delle altre risonanze.

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

$$\tau \sim \hbar / \Gamma$$

$$\tau(\rho) = 3 \cdot 10^{-24} \text{ s}$$

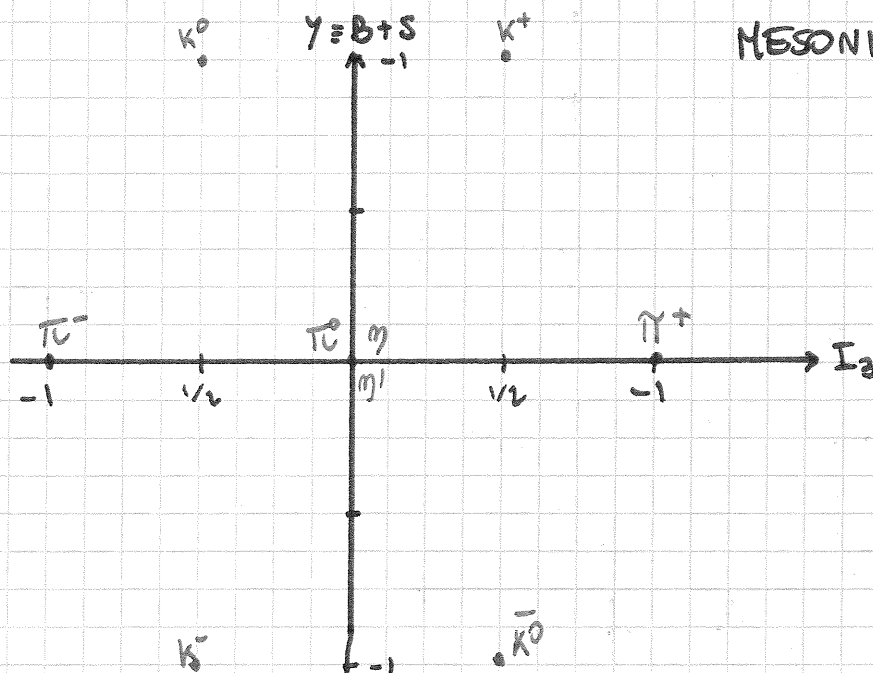
$$\tau(J/\psi) \approx 10^{-20} \text{ s}$$

Questa stranezza sarà spiegata dalla regola di O. Z. I. (tre fisici giapponesi).

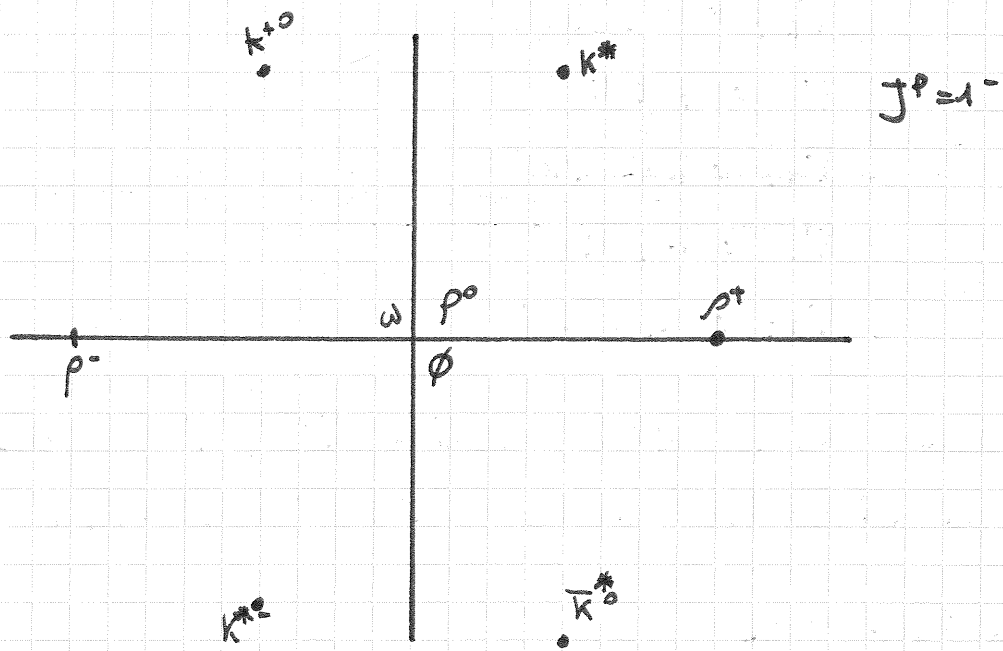
5/12/2011

MESONI PSEUDOSCALARI

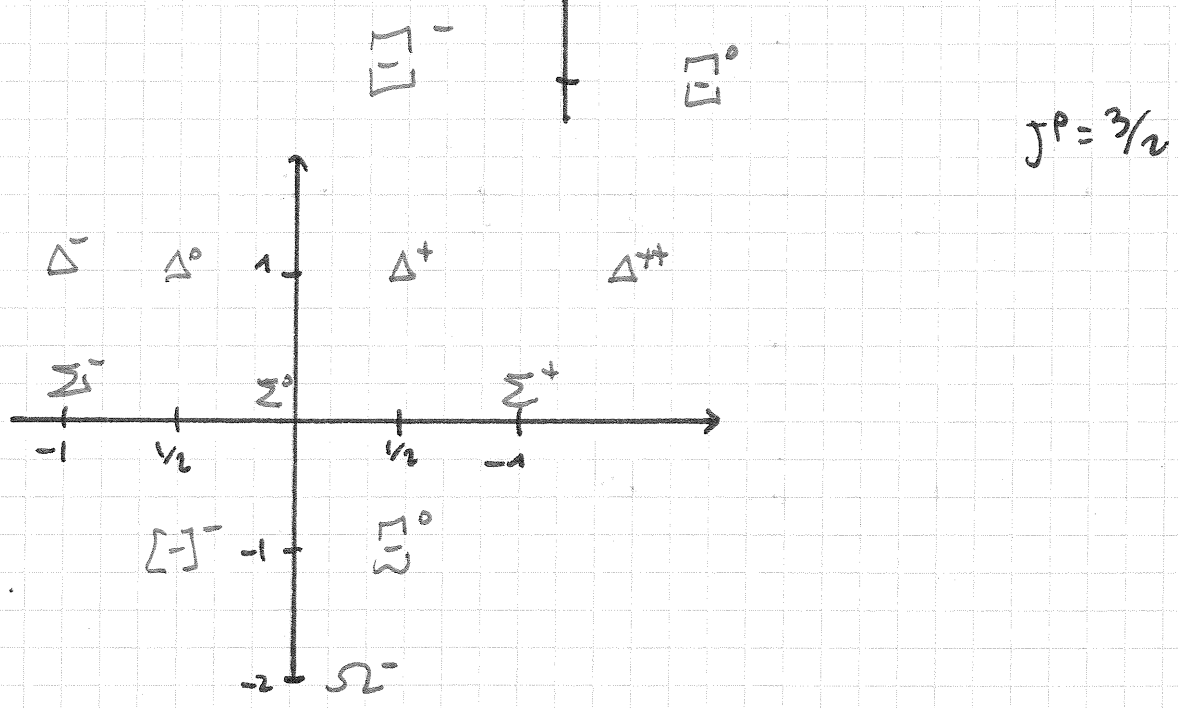
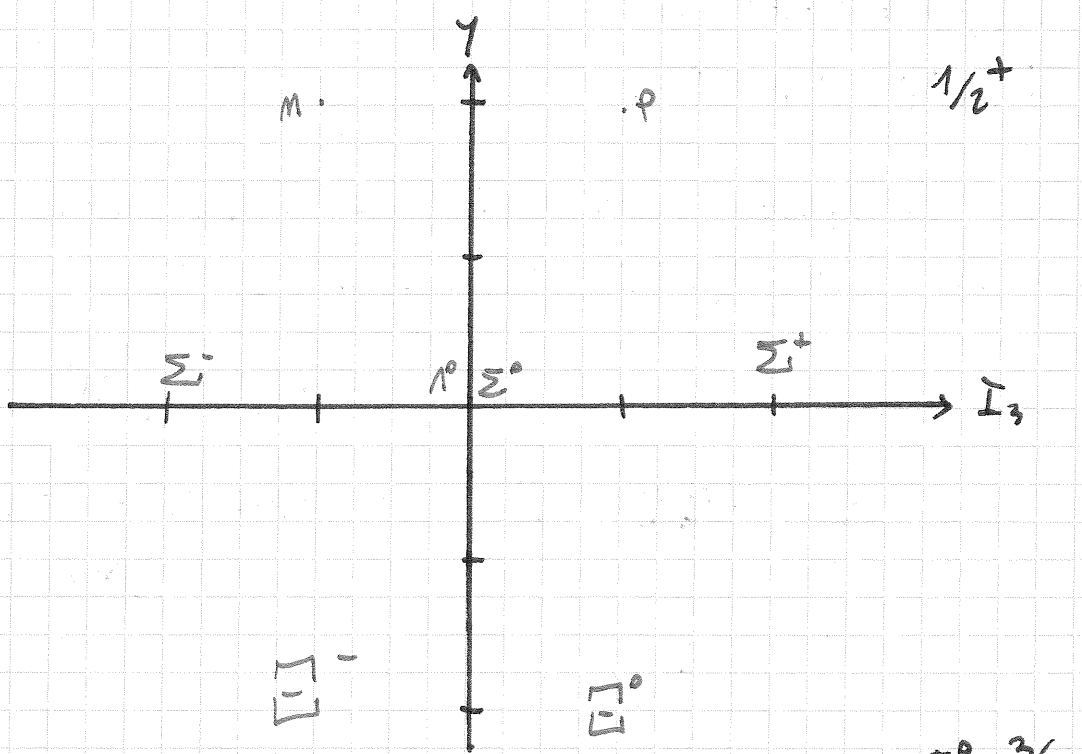
$J^P = 0^-$



MESON



BARIONI



Per estendere le simmetrie di stranezza e di isospin, notando che possiamo definire doppietti / tripletti / singoletti di massa simile, ne introduciamo una piú generale: simmetria di sapore

$$\begin{aligned} \text{Isospin} &\leftrightarrow SU(2) \quad (\text{simm. precisa al } 0\%) \\ \text{Sapore} &\leftrightarrow SU(3) \quad (\text{" " } 10\%) \end{aligned}$$

3 disegni che racchiudono in un unico grafico tutti questi disegni piani, ma rappresentano simmetrie precise al 100%, cioè $U(6)$.

$$\begin{aligned} m_u &\sim m_d \sim 10^{-3} \Lambda_{QCD} \\ m_s &\sim 10^{-1} \Lambda_{QCD} & m_c &\sim \Lambda_{QCD} \end{aligned}$$

SU(3) Metodo tensoriale

$$\begin{matrix} \uparrow \mu_1 \dots \mu_i \\ \downarrow \nu_1 \dots \nu_m \end{matrix}$$

- rappresentazione completamente antisimmetrica negli μ_i e ν_i
- a traccia nulla contraendo $i \mu_i$ coi ν_i .

Le rappresentazioni si indicano con le loro dimensioni: (i, m) .

DIM.	RAPP.
1	
3	T^μ, T_μ (3^*)
8	T^i_j a traccia nulla
6	T^{ij} (6^*)
10	T^{ijk} (10^*) comp. simmetrico

Le rappresentazioni alte (adroni) corrispondono a prodotti di rapp. basse (quark).

$$3 \times 3 \quad A^\mu \quad B^\nu \begin{cases} \rightarrow A^\mu B^\nu + A^\nu B^\mu \quad (\text{dim } 6) \\ \quad \quad \quad \text{completamente simm.} \\ \rightarrow A^\mu B^\nu - A^\nu B^\mu \quad \text{antisimm.} \end{cases}$$

$$\epsilon_{\mu\nu i} (\quad) = T_i = 3^*$$

$$3 \otimes 3 = 3^* \oplus 6$$

$$3^* \times 3 \quad A^M B_N \begin{cases} \xrightarrow{(99) \quad (\bar{A})} A^M B_M = \textcircled{1} \\ \xrightarrow{(9\bar{9})} A^N B_N - \frac{1}{3} A^K B_K \delta^M_N = \textcircled{8} \end{cases}$$

$$3^* \otimes 3 = 1 \oplus 8$$

$$3 \times 3 \times 3 \quad A^M B^N C^P$$

- compl. simm.: $\rightarrow T^{ijk} \quad \textcircled{10}$
- compl. antisymm.:

$$\epsilon_{\mu\nu\rho} A^M B^N C^P = \textcircled{1}$$

- $M_{(12)}^{\mu\nu\rho} = (A^M B^N - A^N B^M) C^P$
- $M_{(13)}$
- $M_{(23)}$

Non sono indipendenti: $M_{12} + M_{23} = M_{13}$

$$\epsilon_{i\mu\nu} M^{\mu\nu\rho} = T_i^\rho \quad \textcircled{8}$$

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10 \quad (3 \text{ quark})$$

(T. D. Lee \rightarrow particle physics intro. to field theory)
(Cheng, Li \rightarrow ...)

I quark u e d contribuiscono all'isospin - Il quark s contribuisce alla stranezza ma non all'isospin.

Funzione d'onda di sapore dei mesoni.

$$O_j^i = g^i g_j - \frac{1}{3} g^k g_k \delta_j^i$$

$$\pi^0 \sim \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d}) \quad K^+ \sim \bar{s}u$$

$$\pi^+ \sim u\bar{d} \quad K^- \sim s\bar{u}$$

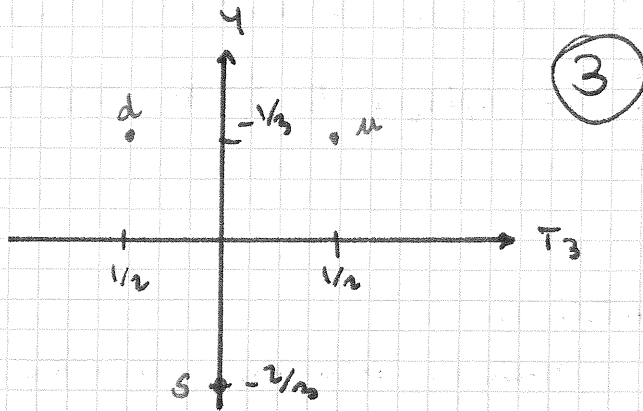
$$\pi^- \sim \bar{u}d \quad K^0 \sim d\bar{s}$$

$$K^0 \sim \frac{1}{\sqrt{2}} (s\bar{s} - u\bar{u} - d\bar{d}) \quad \bar{K}^0 \sim s\bar{d}$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{isospin}} \begin{pmatrix} | \uparrow \rangle \\ | \downarrow \rangle \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \bar{u} \\ \bar{d} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} | \downarrow \rangle \\ - | \uparrow \rangle \end{pmatrix}$$

(proprietà di SU(2))



u, d, s non si vedono sperimentalmente. Un altro problema di questo modello è il teorema di spin-statistica.

$$\begin{array}{l} \text{Mesoni:} \\ \left. \begin{array}{l} J=0 \\ J=1 \end{array} \right\} \equiv \frac{1}{2} \oplus \frac{1}{2} \\ \\ \text{Barioni:} \\ \left. \begin{array}{l} 1/2 \\ 3/2 \end{array} \right\} \equiv \frac{1}{2} \oplus \frac{1}{2} \oplus \frac{1}{2} \end{array}$$

\Rightarrow ipotizziamo che i quark siano fermioni.

$$\Omega^- \sim sss \quad \Xi^{*0} \sim \frac{1}{\sqrt{3}} (uss + sus + ssu)$$

$$\Delta^{++} \sim uuu \quad \Delta^- \sim ddd$$

$$\text{Esempio: } \left(\frac{3}{2} \right) \left\{ \begin{array}{l} \text{L simm} \\ \text{spin simm} \\ \text{spin} \end{array} \right.$$

\Rightarrow funzione d'onda simmetrica! non va bene.

\Rightarrow Si introduce un altro grado di libertà: il colore.

3 colori \rightarrow Simmetria SU(3) di colore (esatta)

- il singoletto di SU(3) è completamente antisimmetrico ($\epsilon_{\mu\nu\rho} A^\mu B^\nu C^\rho$ è comp. simm.)

In generale: $\pi^+ \sim u(c) \bar{d}(c') = 9$ particelle
 \Rightarrow supponiamo che lo stato di colore sia in un
 singoletto. $c \sim \mu \quad c' \sim \nu \Rightarrow \pi^+ \sim \epsilon^{\mu\nu\rho} c^\mu c'^\nu$

Con questa ipotesi si spiega il fatto che non si vedono
 quarks liberi.

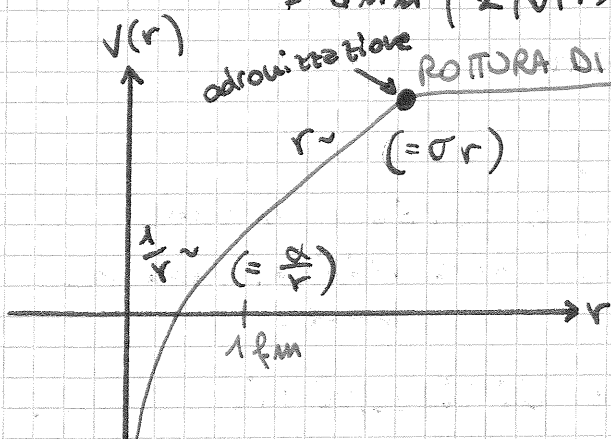
Colore \rightarrow antisimmetrico

Per ottenere una funzione d'onda globale antisimmetr.,
 gli altri gradi di libertà devono essere simmetrici.

$$\Psi(\text{spine, spin}) = \Psi_{12} S_{12} + \Psi_{13} S_{13} + \Psi_{23} S_{23}$$

In termini di quark, ad es. per il protone.

$$\begin{aligned} \Psi(p, S_z = 1/2) &\propto (u d u - d u u) (|\uparrow\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\uparrow\rangle) + \\ &+ (u n d - u d u) (|\uparrow\uparrow\downarrow\rangle - |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle) + \\ &+ (u n d - d u n) (|\uparrow\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\uparrow\rangle) = \\ &= [u n d (2|\uparrow\uparrow\downarrow\rangle - |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle - |\downarrow\uparrow\uparrow\rangle) + \\ &+ u d u (2|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle - |\uparrow\uparrow\downarrow\rangle - |\uparrow\uparrow\downarrow\rangle) + \\ &+ d u n (2|\downarrow\uparrow\uparrow\rangle - |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle - |\uparrow\uparrow\downarrow\rangle)] \frac{1}{\sqrt{18}} \end{aligned}$$

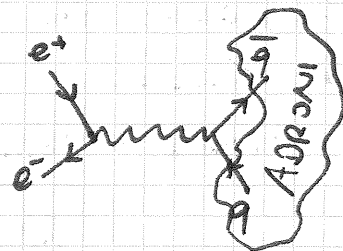


Potenziale tra due cariche
 di colore q e q^*

$$\sigma = \frac{16 \text{ eV}}{\text{fm}} \quad \text{Tensione di stringa}$$

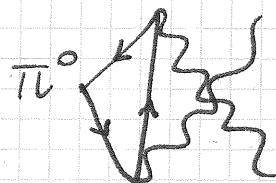
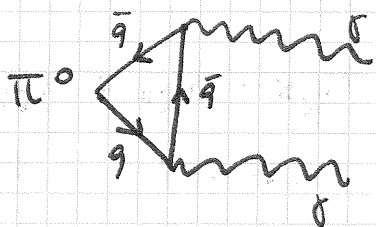
Un quark si adronizza: per essere separato dal suo adrone deve avere abbastanza energia per creare una coppia $q\bar{q}$ e diventare un mesone.

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow \text{adroni})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$



$$R \propto N_c \sum_{m: \leq E} Q_i^2 \leftarrow \text{carica quark}$$

\uparrow numero colori
 \uparrow massa del quark
 \uparrow en. disponibile



$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = [N_c (Q_u^2 - Q_d^2)]^2 \left(\frac{\alpha^2}{64\pi^3} \right) \frac{m_{\pi^0}^3}{f_{\pi}^2}$$

$$f_{\pi} (\pi^- \rightarrow \mu \bar{\nu}_{\mu}) \sim 92.5 \text{ MeV}$$

$$\Gamma \approx \left(\frac{N_c}{3} \right)^2 \times 7.7 \text{ eV}$$

$$\Gamma_{\text{exp}} = 7.7 \pm 0.6 \text{ eV}$$

$$\Rightarrow N_c = 3$$

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

necessariamente $N_c = 3$

6/12/2011

www.pi.infn.it/~bonati ← dispense

Supponiamo che l'Hamiltoniana del quark sia simmetrica per un certo:

$$H_{strong} = \underbrace{H_{SYM}}_{(1)} + \underbrace{H_{SYMMETRY\ BROKEN}}_{(8)}$$

Gellman - Okubo: $4 m_K^2 = m_\pi^2 + 3 m_\eta^2$ per i mes. pseudosc.

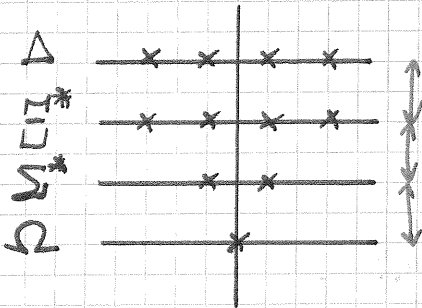
$$\frac{1}{2} (m_\Sigma + 3 m_\Lambda) = m_N - m_\Xi$$
 per i barioni.

Queste sono le prime correzioni alla simmetria di sapore esatta. Numericamente:

$$0.98 \text{ GeV}^2 = 0.92 \text{ GeV}^2$$

$$2.23 \text{ GeV} = 2.25 \text{ GeV}$$

Con il decupletto:

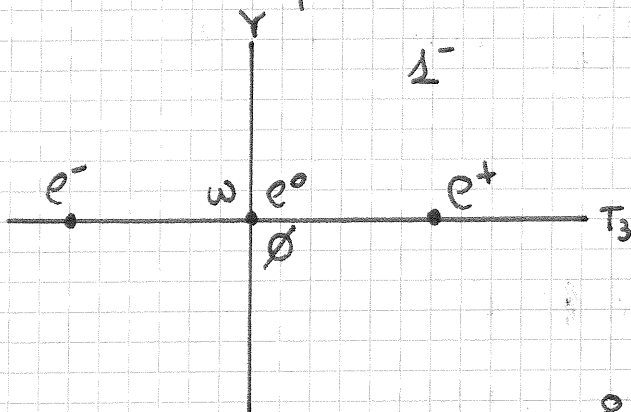


$$m_\Omega - m_{\Xi^*} = m_{\Xi^*} - m_{\Sigma^*} = m_{\Sigma^*} - m_\Delta$$

142 GeV 145 GeV 149 GeV

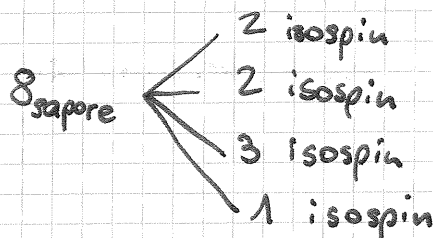
Con queste relazioni Gellman aveva predetto l'∫ di una particella dalle caratteristiche dell'Ω.

Per i mesoni pseudovettoriali: $3 m_\omega^2 = 4 m_{K^*}^2 - m_\rho^2$



1 ρ forma un tripletto di isospin

ϕ è un singoletto di sapore



Se V_1 e V_8 sono singoletti, V_8 di isospin (nell'ottetto di sapore) e V_1 di sapore, si suppone che w e ϕ siano combinazioni lineari di essi:

$$V_8 = \frac{1}{\sqrt{6}} (u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$$

$$V_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} (u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$$

$$\begin{cases} w \equiv V_8 \cos\theta - V_1 \sin\theta \\ \phi \equiv V_8 \sin\theta + V_1 \cos\theta \end{cases}$$

$$\sin\theta = \sqrt{\frac{m_{88}^2 - m_w^2}{m_\phi^2 - m_w^2}}$$

$$M = \begin{pmatrix} m_{88}^2 & m_{18}^2 \\ m_{81}^2 & m_{11}^2 \end{pmatrix}$$

$$R^+ M R = \begin{pmatrix} m_w^2 & 0 \\ 0 & m_\phi^2 \end{pmatrix}$$

$$3m_{88}^2 = 4m_{K^*}^2 - m_p^2 \\ \sim 926 \text{ MeV}$$

Con questi risultati, $\sin\theta \simeq 0.76$.

Il valore ideale sarebbe: $\sin\theta^w = \sqrt{\frac{2}{3}} \simeq 0.81$ per il quale avremmo un disaccoppiamento di stranezza tra ϕ ed w :

$$w^{(\text{ideale})} = \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d})$$

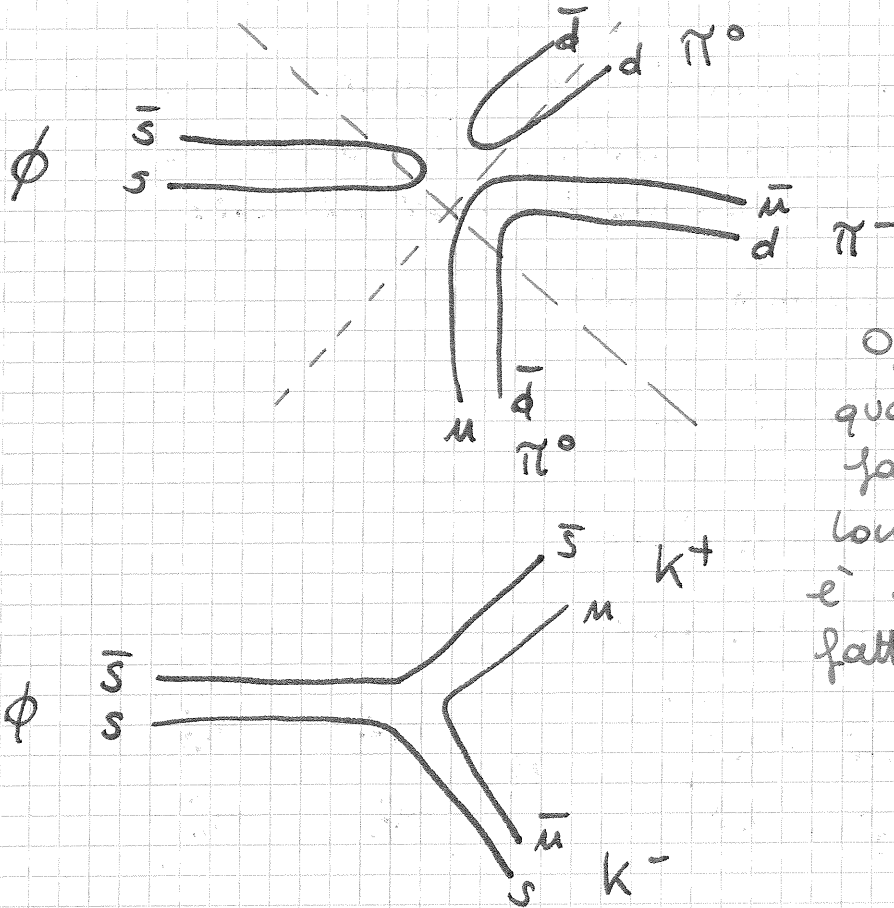
$$\phi^{(\text{ideale})} = s\bar{s}$$

Diversamente da quanto ci si aspetterebbe, i decadimenti sono molto diversi:

$$\phi \xrightarrow{83\%} K \bar{K}$$

$$w \xrightarrow{80\%} 3\pi$$

Una spiegazione è data dalla regola di O.Z. 1.:



Ogni volta che due quark della stessa famiglia si annichilano, quella transizione è soppressa di un fattore $\frac{1}{10}$ (D. z. 1.)

MOMENTO MAGNETICO

$$\vec{\mu} = \frac{q}{m_0} \vec{S} \quad \mu = \frac{q\hbar}{2m_0}$$

$$M_B = \langle B \uparrow | \mu_1 + \mu_2 + \mu_3 | B \uparrow \rangle = \frac{2}{\hbar} \sum_n \mu_n \langle B | S_z^{(i)} | B \rangle$$

La funzione d'onda del barione è scrivibile in modo compatto come:

$$\Psi(p, S_z = 1/2) = \frac{2}{3\sqrt{2}} u(\uparrow)u(\uparrow)d(\downarrow) - \frac{1}{3\sqrt{2}} u(\uparrow)u(\downarrow)d(\uparrow)$$

$$- \frac{1}{3\sqrt{2}} u(\downarrow)u(\uparrow)d(\uparrow) + \text{permutazioni simmetriche di quest:}$$

3 termini.

Bisogna vedere come agisce il momento di dipolo sui vari pezzi.

$$\begin{aligned} & (\mu_u S_z^{(1)} + \mu_u S_z^{(2)} + \mu_d S_z^{(3)}) | u(\uparrow)u(\uparrow)d(\downarrow) \rangle = \\ & = \left(\mu_u \frac{\hbar}{2} + \mu_u \frac{\hbar}{2} - \mu_d \frac{\hbar}{2} \right) | u(\uparrow)u(\uparrow)d(\downarrow) \rangle \end{aligned}$$

In totale il primo termine della funzione d'onda contribuisce con:

$$\left(\frac{2}{3\sqrt{2}}\right)^2 \left(\hbar\mu_u - \frac{\hbar^2}{2}\mu_d\right) = \frac{2}{9} (2\mu_u - \mu_d)$$

Gli altri due termini contribuiscono entrambi: $\frac{1}{18}\mu_d$

Il risultato si ottiene sommando e moltiplicando per 3 (x simmetrie).

Si ottiene: $M_p = \frac{1}{3} (4\mu_u - \mu_d)$

$$\frac{M_p}{M_p} = -\frac{2}{3} \stackrel{\text{exp}}{\approx} -0.68$$

Si ottiene anche:

$$m_u \sim m_d \sim 336 \text{ MeV} \quad m_s \sim 538 \text{ MeV}$$

Ci sono altri modi per calcolare queste masse, e non sempre forniscono risultati =

Ad esempio:

$$M(\text{mesone}) = m_1 + m_2 + A \frac{\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2}{m_1 m_2}$$

$$\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = \frac{1}{2} \left[(\vec{S}_1 + \vec{S}_2)^2 - \vec{S}_1^2 - \vec{S}_2^2 \right] = \begin{cases} \hbar^2/4 & (1^-) \\ -3/4 \hbar^2 & (0^-) \end{cases}$$

\swarrow spin totale mesone
 \downarrow $\frac{1}{2}(\frac{1}{2}+1)$

Si ottiene: $m_u \sim m_d \sim 308 \text{ MeV} \quad m_s \sim 483 \text{ MeV}$

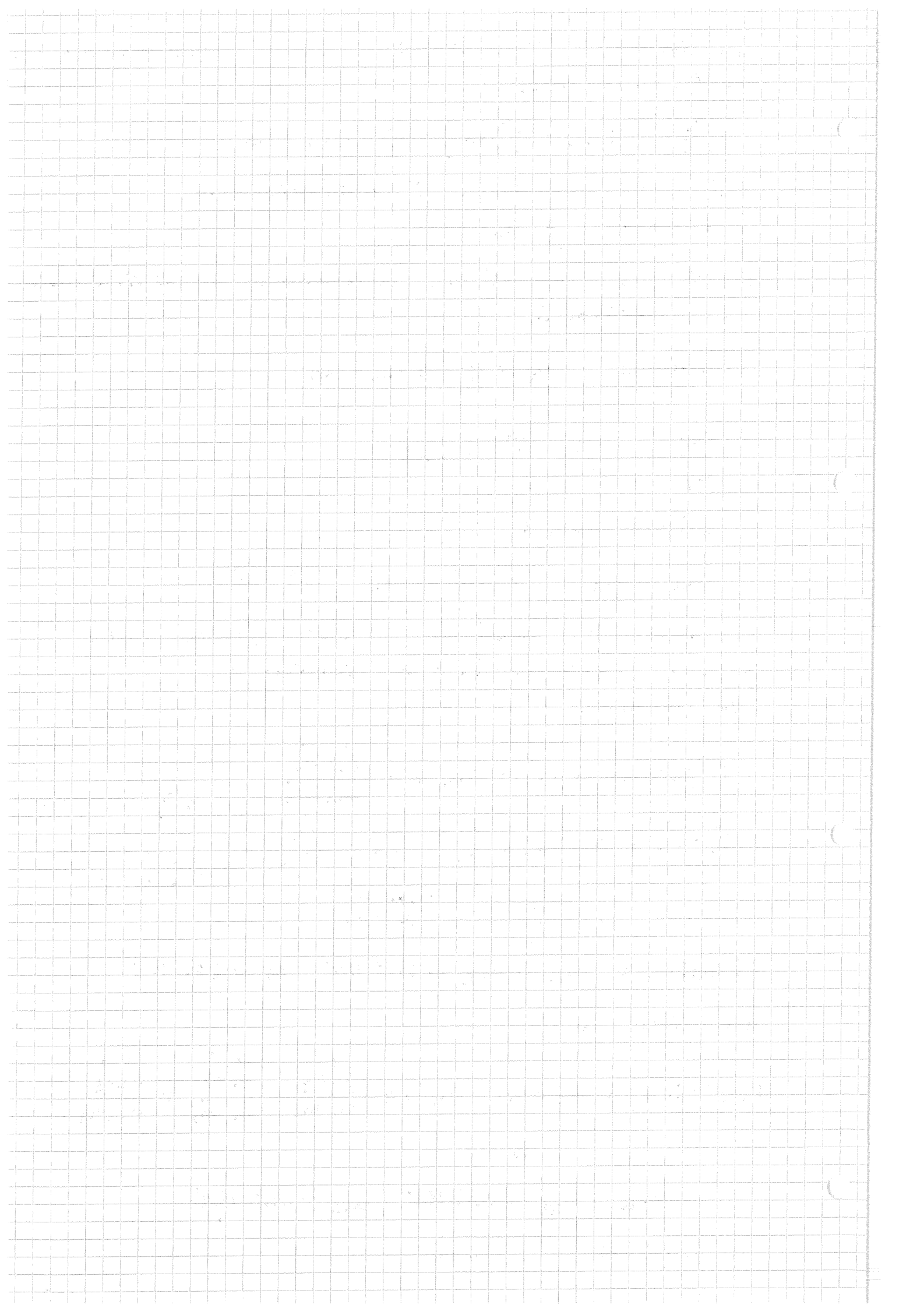
Allo stesso modo:

$$M(\text{barione}) = m_1 + m_2 + m_3 + A' \left(\frac{\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2}{m_1 m_2} + \frac{\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_3}{m_1 m_3} + \frac{\vec{S}_2 \cdot \vec{S}_3}{m_2 m_3} \right)$$

\Downarrow

$$m_u \sim m_d \sim 363 \text{ MeV} \quad m_s \sim 538 \text{ MeV}$$

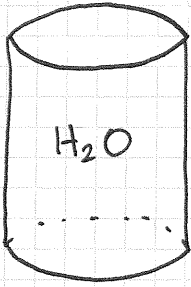
Domani: ma lezione



ESERCITAZIONE

12/11/2012

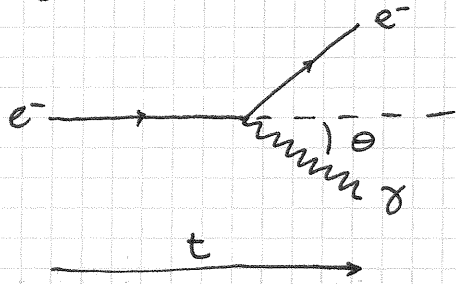
Fine esercizio altra volta: ricerca del decadimento del protone $p \rightarrow e + \pi^0$ mediante un rivelatore a volume unico ad acqua.



Il modello standard non prevede questo decadimento.

L'esperimento si ripropone di rivelare i prodotti di decadimento tramite radiazioni Čerenkov.

La radiazione Čerenkov viene emessa da una particella che si muove a velocità uniforme.



Elonnicamente nel vuoto questo non è possibile:

$$P_i^\mu = P_f^\mu + k^\mu$$

(conservazione 4 impulso)

$$P_i^\mu - k^\mu = P_f^\mu$$

$$(P_i^\mu - k^\mu)^2 = P_f^{\mu 2}$$

$$m_e^2 + 0^2 - 2E_e E_\gamma + 2P_e P_\gamma \cos\theta = m_e^2$$

$$E_e E_\gamma = P_e P_\gamma \cos\theta$$

Ricordandoci che $\frac{P}{E} = \frac{m\gamma v}{m\gamma} = v$

$$\Rightarrow v_e = \frac{\hbar\omega}{\hbar k} \frac{1}{\cos\theta} = \frac{\omega}{k} \frac{1}{\cos\theta}$$

Nel vuoto, $\omega/k = c = 1$. Quindi: $v_e|_{\text{vuoto}} = \frac{c}{\cos\theta} > c$

\Rightarrow Questo fenomeno non può avvenire nel vuoto.

N.B.: Se v andasse davvero a $v > c$ darebbero emettere un Čerenkov ma coppie e^+e^- , perdendo energia.

Nella materia le cose cambiano:

- vuoto: $\omega = k$

- in un mezzo: $ck = m\omega \Rightarrow k = m\omega$

$$\lambda_M = \frac{1}{m} \lambda_{\text{vuoto}} \quad \lambda = c\tau = c/v$$

$$\lambda_M = \frac{c}{m v} \Rightarrow \frac{k}{2\pi} = \frac{\omega}{2\pi} \frac{m}{c}$$

(Questa relazione è ricavabile dalle eq. di Maxwell per un mezzo:

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0 \end{cases} \quad \begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon \vec{E} \\ \vec{H} &= \frac{1}{\mu} \vec{B} \end{aligned}$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = 0$$

$$\vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mu \vec{\nabla} \times \vec{H} = 0$$

$$-\vec{\nabla}^2 \vec{E} + \frac{\mu}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \epsilon \vec{E} = 0$$

$$-\vec{\nabla}^2 \vec{E} + \frac{\mu \epsilon}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = 0$$

$$k^2 \vec{E} = \frac{\mu \epsilon}{c^2} \omega^2 \vec{E}$$

$$\Rightarrow \frac{v_e}{c} = \frac{1}{n} \frac{1}{\cos \theta} \Rightarrow \cos \theta = \frac{1}{\beta n}$$

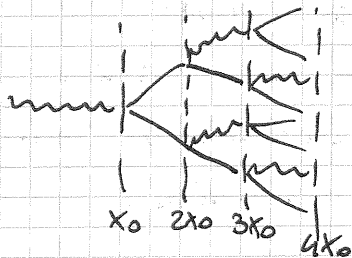
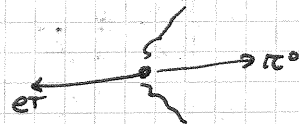
\Rightarrow particelle cariche che attraversano un mezzo a velocità maggiore di $\frac{c}{n}$ emettono Cherenkov).

N.B.: Per fare fotone: conti dobbiamo inserire un termine correttivo: $m_e^2 \alpha - \hbar$.

Torniamo all'esperimento:

$$E_\gamma \sim \frac{M_p}{2}$$

$$m_{H_2O} \approx \frac{4}{3} \Rightarrow \beta_{soglia} = \frac{3}{4}$$



Uno sciame elettromagnetico è caratterizzato da:

$$E_{iniz.} \quad x_0 \quad N$$

Al passo N avremo 2^N particelle, ciascuna di energia $E/2^N$.

Ad un certo punto N l'energia di e^\pm, γ è troppo bassa e lo sciame si ferma:

$$\frac{E}{2^N} < E_{soglia} \Rightarrow 2^N = E/E_s \Rightarrow N = \log_2 \frac{E}{E_s}$$

È la lunghezza dello sciame sera $L = N x_0 = x_0 \log_2 \frac{E}{E_s}$.

4) soglia in energia per rivelare un positrone in acqua?

$$v_e > \frac{1}{m} \quad \frac{p_e}{E_e} > \frac{1}{m}$$

$$\frac{E}{\sqrt{E^2 - m^2}} < m \Rightarrow \frac{E}{E \sqrt{1 - \frac{m^2}{E^2}}} < m$$

Conviene elevare al quadrato:

$$\frac{E_s}{p} = m \quad \frac{E_s^2}{p^2} = m^2 \quad E_s^2 = m^2 (E_s^2 - m^2)$$

$$E_s^2 (m^2 - 1) = m^2 \Rightarrow E_s = \frac{m_e}{\sqrt{m^2 - 1}}$$

$$m = \frac{4}{3} \quad m^2 = \frac{16}{9}$$

$$E_s = \sqrt{\frac{9}{7}} m_e \approx m_e$$

7) Lunghezza rivelatore?

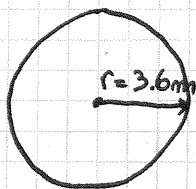
Particle data book $\rightarrow X_0(\text{H}_2\text{O}) \approx 36 \text{ cm} \pm 10\%$

$$L = X_0 \log_2 \frac{E}{E_s} \approx 36 \text{ cm} \cdot \log_2 \frac{500 \text{ MeV}}{500 \text{ keV}} = 36 \text{ cm} \cdot \log_2 1000$$

$$\approx 36 \text{ cm} \cdot 10 = 360 \text{ cm}$$

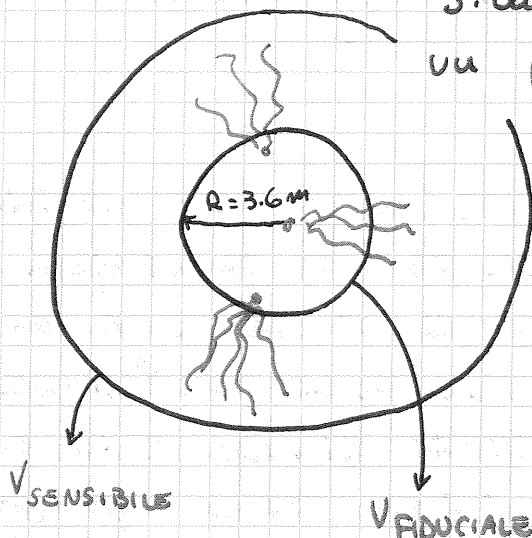
$$\begin{aligned} 2^8 &= 256 \\ 2^9 &= 512 \\ 2^{10} &= 1024 \end{aligned}$$

Un elettrone in acqua produce uno sciame da circa 3.5m (partendo da un'energia \approx metà massa protone).



In media gli e^+ prodotti al centro producono sciami interamente contenuti nel cilindro.

Si sono efficienti, però solo in un punto:



8)

Stiamo osservando N_p protoni. In 1 anno non ne è decaduto nessuno:

$$(\tau_p)_{\text{MIN}} = N_p \text{ anni}$$

$$N_p = \rho_{\text{H}_2\text{O}} V \frac{1}{A} N_A \cdot 2 \rightarrow \text{ogni molecola di H}_2\text{O ha 2 protoni "liberi"}$$

$$= \frac{4}{3} \pi R^3 \frac{1}{18} 6.022 \cdot 10^{23} \cdot 2$$

$$\approx (350)_{\text{cm}}^3 \cdot 4 \cdot \frac{1 \text{g}}{1 \text{cm}^3} \frac{1}{16} \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 2 \approx 10^{30} \text{ protoni}$$

$$\Rightarrow \tau_p > 10^{30} \text{ anni}$$

FINE ESERCITAZIONE

OZI Rule è stata formulata osservando il decadimento della risonanza $\phi(1020)$.

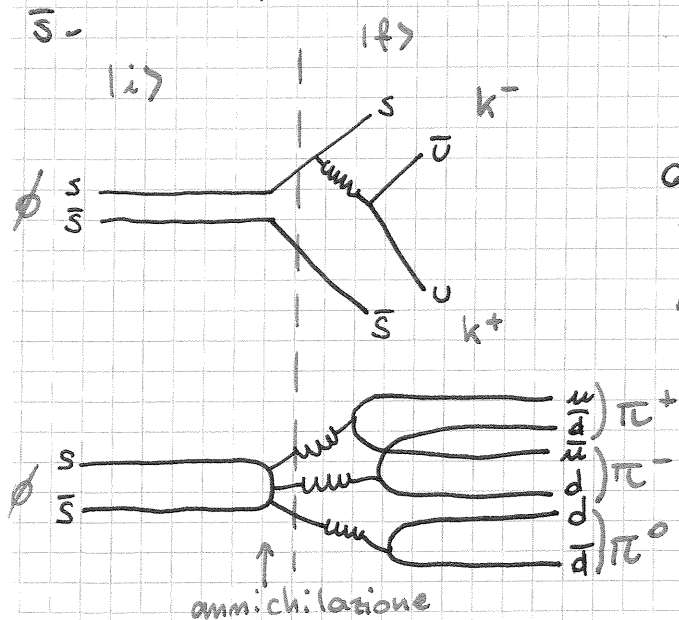
$$\phi(1020) \begin{cases} \longrightarrow k^+ k^- \\ \longrightarrow k^0 \bar{k}^0 \end{cases} \left. \vphantom{\phi(1020)} \right\} 83\%$$

$$\longrightarrow 3\pi \quad 15\%$$

Eppure il Ω è più alto nel decadimento $\phi \rightarrow 3\pi$, dove c'è più spazio delle fasi a disposizione.

Domanda: come mai non avviene $\phi \rightarrow 2\pi$? Trovare la risposta.

ϕ è la particella più leggera che decade in $k k \rightarrow$ sarà la particella più leggera a contenere sia s che \bar{s} .

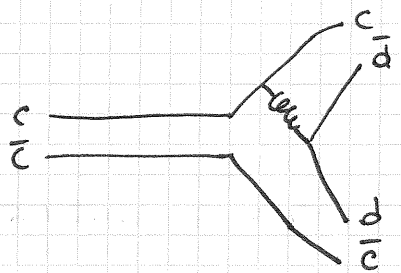


Questo è un processo possibile -
Regola OZI: le transizioni nelle quali le stesse linee di quark sono presenti nello stato finale e in quello iniziale sono favorite rispetto alle "transizioni gluoniche" -

Nel primo caso, è necessaria una sola emissione di gluone, a bassa energia: $m_g \approx m_g/2$.

Nel secondo caso i gluoni emessi devono trasportare tutta l'energia. Da un punto di vista relativistico questo è un processo molto più raro del primo, sia per la differenza in energia dei gluoni emessi, sia per il loro numero.

Questa regola si può applicare anche alla J/ψ , che è la particella più leggera contenente c e \bar{c} .



D^+
 $M_D = 1869 \text{ MeV}$
 D^-

Ma D è il mesone chiamato più leggero e pesa poco meno di 1900 MeV.

La J/ψ pesa 3100 MeV

→ questo canale di decadimento in realtà

è e quindi quello che si osserva è il

decadimento in 3π .

J/ψ 3100 (1s)

ψ 3686 (2s)

ψ' 3771 (3s)

$\Gamma_{\text{Tot}}(J/\psi) = 100 \text{ keV}$

$\Gamma_{\text{Tot}}(\psi) = 337 \text{ keV}$

$\Gamma_{\text{Tot}}(\psi') = 23 \text{ MeV}$

$2M_D = 1869 \cdot 2 = 3738 \text{ MeV}$

Solo lo stato eccitato ψ' può decadere in $2D$.

È impossibile per J/ψ e ψ di decadere in $2D$ ne allunga considerevolmente la vita

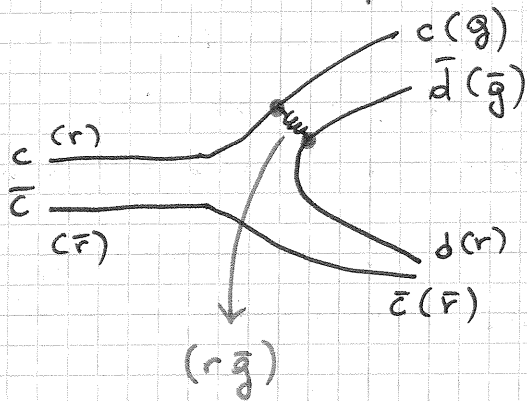
media (di un fattore ~ 1000). Non appena quel canale è permesso (per lo ψ'), diventa dominante: B.R. ($\psi' \rightarrow 2D$) = 93%

Uno dei postulati della QCD è che il colore di una particella non sia misurabile \Rightarrow gli stati fisici

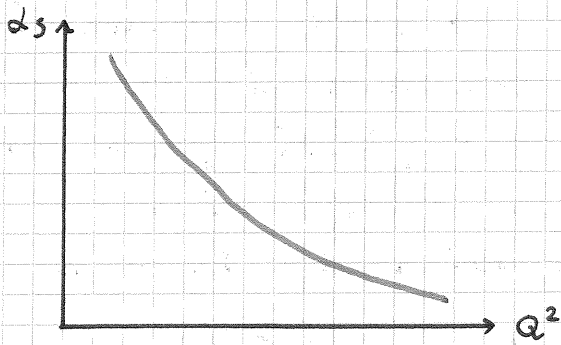
Sono stati di colore nullo.

Ad esempio, se c è rosso, per avere J/ψ senza colore \bar{c} deve essere rosso.

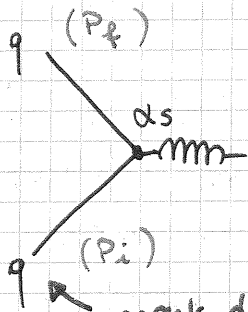
Il gluone deve poter trasportare due colori. Ad es.:



La costante di accoppiamento forte α_s non è costante. Viene chiamata "running α_s ":



↑
quadrato del 4 impulso trasferito



$$Q = P_f - P_i \quad Q^2 = (P_f - P_i)^2$$

↑
quark dello stesso tipo ma di colore diverso.

A basso impulso trasferito α_s è più grande.

Posso vedere il tutto anche in termini di scale di distanza allo quale avviene il processo:

$$Q \sim \frac{1}{\lambda}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \text{bassa } \alpha \equiv \text{grande } \lambda \\ \text{alta } \alpha \equiv \text{piccolo } \lambda \end{cases}$$

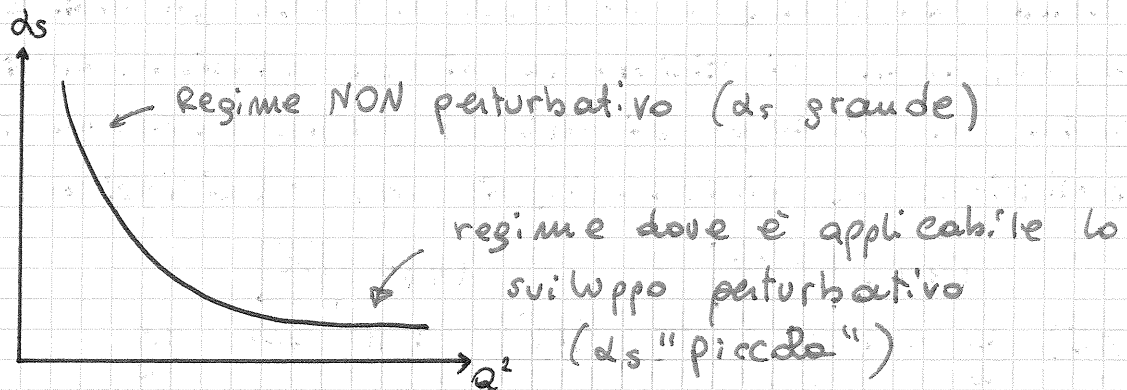
N.B.: Nel caso e.m. α è costante, ma l'emissione di un γ di energia più alta è comunque meno probabile. Questo è un concetto indipendente.

Il processo $\phi(1020) \rightarrow k\bar{k}$ è favorito rispetto a $\phi(1020) \rightarrow 3\pi$ anche dal valore di d_s :

$$d_s(\phi \rightarrow k\bar{k}) > d_s(\phi \rightarrow 3\pi)$$

α piccolo: viene scambiato un solo gluone e di bassa E

α grande: tutta l'E viene trasferita all'intero gluoni.



\exists 3 quark: u, d, s (fino al '65)

OZI \sim 1965 ($\phi(55)$)

GIM prevedono che \exists quark c \sim 1970

KM ipotizzano \exists altri 2 quark \sim 1972 (t, b)

J/psi (cc) scoperta \sim 1974

Kobayashi e Maskawa ipotizzano l'esistenza di 5^o e 6^o quark perché con il modello a 4 quark non è spiegabile la violazione di CP dell'esperimento di Cronin.

13/12/11

SCRITTI

Venerdì 10/01 9:00

Venerdì 31/01 9:00

Se uno supera lo scritto può andare a qualsiasi appello orale. Se poi non passa l'orale, deve rifare anche lo scritto.

40 ore lezione } 54 ore nominali
14 ore esercitazione

La J/ψ fu la prima evidenza di fisica "nuova": è uno stato legato $1s$ di $c\bar{c}$.



Selezionando con l'energia si riesce a vedere gli stati eccitati $2s, 3s, 4s \dots$. Si utilizza la stessa notazione spettroscopica usata per l'atomo di idrogeno purché anche la J/ψ costituisca un sistema legato non relativistico.

	1974	J/ψ		1978	Υ	
$(c\bar{c})$	$1s$	3.1 GeV	$(b\bar{b})$	≈ 10 GeV	$1s$	
$D\bar{D}$	$2s$				$2s$	
	$3s$	3.77 GeV			$3s$	
	$4s$				$B\bar{B}$	$\leftarrow 4s$

$\Rightarrow m(c) \approx 1.55$ GeV, $m(b) \approx 5$ GeV

"b" fu chiamato prima "bottom", poi "beauty".

Il mesone B è il più leggero contenente il quark B.

La coppia $B\bar{B}$ forma un sistema quantistico

entangled, come $K\bar{K}$. Ovvero vengono prodotti in

coppia; nel momento in cui uno dei due è rivelato

allora si conoscono le caratteristiche dell'altro.

Nel caso di $B\bar{B}$, come per $K\bar{K}$, ci sono oscillazioni:

la definizione "entangled" è vera solo al

prim'ordine.

$c\bar{c}$	charmionio
$b\bar{b}$	bottomionio

Siamo portati a pensare che il potenziale d'interazione tra quark sia lo stesso potenziale Coulombiano, come per il positronio.

e^+e^- positronio

Lo studio delle proprietà del positronio è d'aiuto per lo studio del

$q\bar{q}$ quarkonio

L'esistenza del positronio è stata prevista nel '44 ed è stato realizzato nel '51: non è facile tenere in rotazione reciproca 2 corpi che, appena si "vedono", annichilano.

$$\tau(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma) \approx 10^{-10} \text{ s}$$

$$\tau(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma) = 10^{-9} \text{ s}$$

È 2 canali di decadimento, e quindi almeno 2 stati di CP-parità del positronio. Il primo canale conserva la CP-parità.

$$J_{\text{iniziale}}(e^+e^-) \begin{cases} 0 \\ 1 \end{cases}$$

$$J_{\text{finale}}(\gamma\gamma) \begin{cases} 0 \\ 2 \end{cases} \quad 1$$

La C-parità di un sistema di n fotoni vale $(-1)^n$.

$$C(\gamma\gamma) = +$$

$$C(\gamma\gamma\gamma) = -$$

$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ Parapositronio
 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ Ortopositronio

Annichilazione \Leftarrow le 2 particelle si incontrano \Rightarrow devono necessariamente essere entrambe nello stato S.

$$J_{\text{finale}}(\gamma\gamma) = \cancel{L} + S = 0, 1, 2 \quad (L=0)$$

⇒ il para-positronio può decadere solo in 2γ con $J_{finale} = 0$.

Con analoghe considerazioni possiamo concludere che l'orto-positronio ha $J_{finale} = 1$. Conseguentemente:

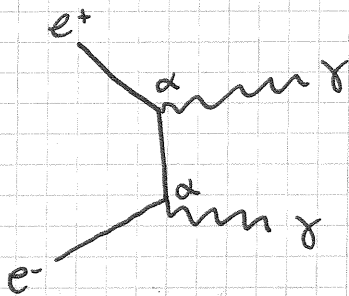
PARA - ↔ singoletto

ORTO - ↔ Tripletto

I valori dei livelli energetici sono calcolabili in modo analogo all'atomo d'idrogeno:

$$E_n = -\alpha \mu c^2 \frac{1}{2m^2}$$

Dove μ è la massa ridotta ⇒ $E_n |_{\text{positronio}} \sim \frac{1}{2} E_n |_{\text{idrogeno}}$



$$\sim \alpha^2 |\Psi(0)|^2 \sim \alpha^5$$

↑
Probabilità che i due e s'incontrino nell'origine

$$|\Psi(0)|^2 = \frac{1}{\pi a^3}$$

$$a = \frac{2\hbar}{mc\alpha}$$

⇒ il processo va come α^5 .

C'è un fattore α aggiuntivo nel decadimento in 3γ , che spiega la differenza τ .

Questi aspetti che abbiamo trattato per il positronio trovano i loro corrispondenti nel quarkonio.

Esercitazione

14/12/2011

SIMMETRIE, SISTEMI PARTICELLA - ANTIPARTICELLA

P, C, T

Ci interessa sapere quali sono gli autostati di questi operatori.

T è antiunitario \Rightarrow non ha autostati; ci interessa però per la simmetria CPT.

Da teoremi di ordine generale discende che CPT è una simmetria esatta.

Esso ci dice ad esempio che particella e antiparticella hanno la stessa vita media.

PARITÀ

Questa operazione inverte il segno degli assi spaziali.

Vettore $\vec{v} \rightarrow -\vec{v}$

scalare $s \rightarrow s$

pseudoscalare $ps \rightarrow -ps$

pseudovettori $\vec{p}_v \rightarrow \vec{p}_v$

N.B.: la definizione di

"vettore" e "scalare" discende

dal gruppo delle rotazioni.

Il gruppo di parità è diverso

\Rightarrow \exists anche pseudovettori

e pseudoscalari.

Pseudovettore \approx componenti fuori diagonale di una matrice 3×3 .

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

Lo spin non viene invertito sotto parità - $\vec{s} \xrightarrow{P} \vec{s}$

• un autostato di P non può contenere quantità vettoriali.

Gli autostati di P sono di due tipi:

- particelle elementari ferme, nel loro c.m. \rightarrow l'autovalore prende il nome di parità intrinseca.
- sistemi di particelle nel c.m. tali che $\sum \vec{p} = 0$.

Se ci mettiamo nel centro di massa la parità spaziale anomiglia (troppo) alla parità per scambio.

Ad esempio:

$$H \approx \frac{p_1^2}{2m} + \frac{p_2^2}{2m}$$

$$\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \Psi_1(\vec{r}_1) \Psi_2(\vec{r}_2)$$

Cambiamo variabili:

$$\vec{R} = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2}{m_1 + m_2} \quad \vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$$

L'Hamiltoniano diventa:

$$H = \frac{\vec{p}^2}{2M} + \frac{\vec{p}^2}{2\mu} \quad \mu^{-1} = m_1^{-1} + m_2^{-1}$$

$$\Psi(\vec{r}, \vec{R}) = \varphi(\vec{R}) \psi(\vec{r})$$

Sotto parità: $\Psi(\vec{r}) \xrightarrow{P} \Psi(-\vec{r})$

Ovvero: $(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rightarrow (\vec{r}_2 - \vec{r}_1) \equiv \vec{r}_1 \rightarrow \vec{r}_2 \wedge \vec{r}_2 \rightarrow \vec{r}_1$

Ma questa NON è la parità di scambio: quest'ultimo discende dal teorema di spin-statistica, non dalle coordinate.

Per quanto riguarda le particelle ferme:

$$P^2 = 1 \Rightarrow P = \pm 1 \quad (\text{bosoni})$$

Questo è vero per tutte le particelle bosoniche.

I fermioni, dopo una rotazione di 360° , non vanno in se stesse ma in "meno" se stesse.

$$P^2 = -1 \Rightarrow P = \pm 1, \pm i$$

$$P^2 = 1 \quad \text{fermioni di Dirac}$$

$$P^2 = -1 \quad \text{fermioni di Majorana}$$

Quello che ci risolve gli esercizi è il fatto che i fermioni vengono prodotti a coppie.

Prendiamo due fermioni: χ ed η .

• $\chi \cdot \eta$ scalare $\Rightarrow \chi$ ed η hanno stessa parità intrinseca.

• $\chi \cdot \eta$ pseudoscalare $\Rightarrow \chi$ ed η hanno parità intrinseca opposta.

Tutte le parità intrinseche sono per convenzione riferite al protone, che ha $P_{\text{int.}} = 1$.

$$\Sigma^{\pm} (1385) \longrightarrow \Lambda^0 \pi^{\pm}$$

$$\text{spin } \Sigma = \frac{3}{2} \quad P_{\Sigma} = P_{\Lambda} = 1$$

Questo è un decadimento forte: conserva tutti i numeri quantici. Guardiamo il momento angolare:

- iniziale $J = 3/2$
- finale $L + S$

$$\begin{cases} L + S = \frac{3}{2} \\ S(\pi) = 0 \end{cases} \Rightarrow L \geq 1 \Rightarrow \underline{L = 1 \text{ (al 1° ordine)}}$$

Le due particelle Λ^0 e π sono emesse in onda p, per la conservazione del momento angolare J .

Guardiamo la parità:

- iniziale P_{Σ}
- finale $P_{\Lambda} \cdot P_{\pi} \cdot (-1)^L = P_{\Lambda}$

$$P_{\pi} = -1 \quad (\pi \text{ pseudoscalare})$$

Possiamo concludere che $P_{\Sigma} = P_{\Lambda} \Rightarrow P_{\Lambda} = 1$.

(Per i fermioni hanno senso solo le parità relative).

Non abbiamo considerato la "parità di spin": sotto P , \vec{s} resta invariato.

C - PARITÀ

È la parità per inversione di carica.

$$C(\vec{p}, \vec{s}, \{Q\}) \xrightarrow{C} (\vec{p}, \vec{s}, \{-Q\})$$

Il set $\{Q\}$ comprende carica elettrica, numero barionico, numero leptonico ecc.

Gli autostati di C sono di due tipi:

- particelle neutre
- stati legati particella/antiparticella

N.B.: il neutrone non è "neutro": lo è solo dal punto di vista della carica elettrica.

Una particella neutra deve essere un mesone scarico non strano, oppure un fotone.

$$C \gamma = -\gamma$$

$$C \pi^0 = +\pi^0$$

$$C \eta = +\eta$$

Altri autostati possono essere ad esempio:

$$k_{1,2} = \frac{k^0 \pm k^0}{\sqrt{2}}$$

Un fotone si indica ad esempio con la notazione $J^{PC} = 1^{--}$.

La C-parità di un sistema di n fotoni è data da: $(\eta \gamma) = (-1)^n$.

$C \pi^+ = \pi^- \Rightarrow C$ inverte la 3^a componente e dell'isospin ($\pi^{\pm 0}$ sono un tripletto).

Si definisce coniugazione di carica generalizzata:

$$G = C e^{i\pi I_3} \quad \text{Inverte carica e } I_3.$$

$$\text{B.R. } (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \approx 99\% \Leftrightarrow C(\gamma\gamma) = C(\pi^0)$$

Anche η decade in $\gamma\gamma$.

SISTEMI PARTICELLA - ANTIPARTICELLA

Questi sistemi hanno autovalori definiti sia di parità che di C-parità.

Esempio: $\pi^0 \pi^0$ 2 bosoni identici di spin 0 e $q=0$.
Deve esserci simmetria per scambio delle variabili orbitali, di spin e di carica.

$$\textcircled{1} \quad \textcircled{2} \quad \textcircled{3}$$

$$+ = (-1)^{\textcircled{1}} (-1)^{\textcircled{2}} (-1)^{\textcircled{3}} = (-1)^L$$

\Rightarrow L può essere solo pari. Uno stato $\pi^0 \pi^0$ può avere solo momento angolare pari.

Possiamo anche dire:

$$P_{\text{SPAZIALE}} = P_{\pi^0} P_{\pi^0} (-1)^L = (-1)^L$$

In particolare, anche $CP = +$.

Prendiamo adesso $\pi^+ \pi^-$: sono due bosoni identici \Rightarrow lo parità per scambio deve essere $+$.

$$+ = (-1)^L (-1)^{\text{spin}} C$$

$C^2 = 1 \Rightarrow$ posso moltiplicare per C a destra e a sinistra.

$$C = (-1)^L (-1)^0 \Rightarrow C = (-1)^L$$

$$P_{\pi^+ \pi^-} = P_{\pi^-} P_{\pi^+} (-1)^L = (-1)^L$$

Anche per questo sistema $C = P \Rightarrow CP = +$.

Vediamo cosa succede con due fermioni: $e^+ e^-$.

La funzione d'onda globale deve essere antisimmetrica sotto scambio simultaneo delle variabili di carica, spin, e orbitali.

① ② ③

(Ovvero: scambio \rightarrow "-")

$$-1 = (-1)^L (-1)^{s+1} C$$

Quando componiamo due momenti angolari, lo stato simmetrico è quello con L più alto.

Moltiplichiamo per C a destra e a sinistra:

$$-C = (-1)^L (-1)^{s+1} \Rightarrow C = (-1)^{L+s}$$

Lo parità spaziale:

$$P_{\text{spaz}} = P_{e^+} P_{e^-} (-1)^L = (-1)(-1)^L = (-1)^{L+1}$$

$$\text{Quindi: } CP = (-1)^{s+1}$$

Le parità relative di fermioni e antifermioni sono negative: $P_{e^-} = -P_{e^+} \Rightarrow P_{e^-} P_{e^+} = -$ (parità intrinseche).

Prendiamo due particelle di spin 1/2.

a, \bar{a} spin $a = 1/2$

$$+ = (-1)^L (-1)^S C \Rightarrow C = (-1)^{L+S}$$

Se ci fosse l'isospin, scambiano la carica
 \equiv scambiano l'isospin: $C \rightarrow (-1)^I$.

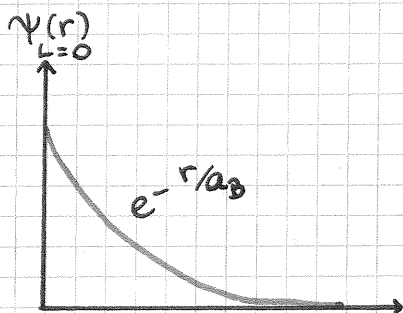
Esercizio: positronio

$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ $C = +1$ 1S_0 singoletto di spin

$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ $C = -1$ 3S_1 tripletto di spin

	L	S	$C = (-1)^{L+S}$	$^{2S+1}L_J$
(s)	0	0	+1	1S_0
(s)	0	1	-1	3S_1
(p)	1	0	-1	1P_1
(p)	1	1	+1	P

Il positronio non può avere $L > 0$: le funzioni d'onda devono sovrapporsi nell'origine, e $\psi(r) \sim r^L$.



Esercizio: Dimostrare che $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma$ viola C.

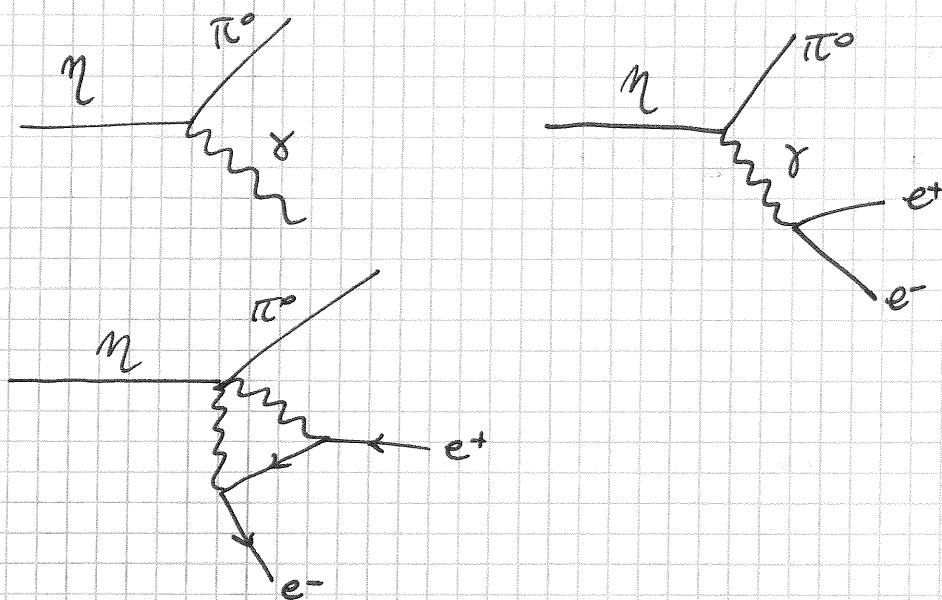
Cosa si può dire di $\eta \rightarrow \pi^0 e^+e^-$?

$$\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \quad \text{e.m.} \quad +1 \neq (+1)(-1) \quad \neq$$

$$\eta \rightarrow \pi^0 e^+e^- \quad +1 = (+1)(-1)^{L+S}$$

A seconda di come vengono emessi e^+ ed e^- , questo decadimento può avvenire o meno. In generale i decadimenti che conservano C sono molto soppressi.

I diagrammi sarebbero:



QUARKONIO

Il positronio ha livelli energetici $\approx \frac{1}{2}$ di quelli dell'idrogeno.

Il quarkonio è uno stato legato quark - antiquark.

Quarkonio

Positronio

$q \bar{q}$

$e^+ e^-$

Nel positronio, a differenza dell'atomo di H, lo split iperfine è dello stesso ordine di grandezza dello split fine.

Se questo complica i livelli energetici nel positronio, li semplifica nel quarkonio.

Nel quarkonio il potenziale non è coulombiano e la carica non è elettrica.

$$\text{Quarkonio} \rightarrow V(r) \approx -\frac{\alpha_s}{r} + \kappa r$$

Nell'atomo di idrogeno: $E_n = \frac{1}{2} \mu \alpha^2 c^2 \frac{1}{n^2}$
(= nel positronio).

Il salto tra livelli energetici è dato da:

$$E_2 - E_1 = \frac{1}{2} \mu \alpha^2 c^2 \left(\frac{1}{4} - 1 \right) \stackrel{e^+e^-}{=} \frac{1}{2} \frac{511 \cdot 10^3 \text{ eV}}{2} \left(\frac{1}{137} \right)^2 \frac{1}{4} = 5.1 \text{ eV}$$

Per i sistemi $q\bar{q}$ possiamo fare l'annullazione:

$$\bar{E}_2 - \bar{E}_1 = \frac{1}{2} \mu \alpha_s^2 \left(\frac{3}{4} \right)$$

$$M_{c\bar{c}} = \frac{1}{2} \cdot 1,5 \text{ GeV} \quad \mu_{b\bar{b}} = \frac{1}{2} \cdot 1,5 \text{ GeV}$$

$$\Delta \bar{E}_{c\bar{c}} = 0,7 \text{ GeV}$$

$$\Delta \bar{E}_{b\bar{b}} = 0,55 \text{ GeV}$$

Dalle misure si ricava:

	$c\bar{c}$	$b\bar{b}$
α_s	1	0.3

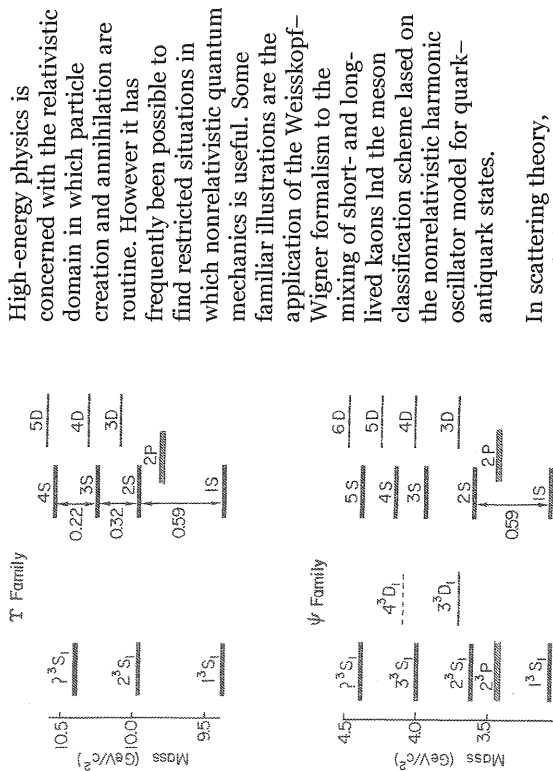
α_s tende a diminuire con l'energia \rightarrow running constants.

Allo scritto si può portare solo parte del dato book e calcolatrice.

Quarkonium Quantum Mechanics

Chris Quigg

The discovery of the J/ψ and upsilon families of new particles has had a revolutionary effect upon particle physics. The rich array of states observed with the psions and expected with the upsilons has given rise to a new spectroscopy. This has encouraged the hope that heavy quark-antiquark systems might serve as a "hydrogen atom" of hadron physics.



High-energy physics is concerned with the relativistic domain in which particle creation and annihilation are routine. However it has frequently been possible to find restricted situations in which nonrelativistic quantum mechanics is useful. Some familiar illustrations are the application of the Weisskopf-Wigner formalism to the mixing of short- and long-lived kaons and the meson classification scheme based on the nonrelativistic harmonic oscillator model for quark-antiquark states.

In scattering theory, nonrelativistic examples have been an important source of inspiration for the relativistic domain. Regge poles, on which the phenomenological description of high energy scattering is based, were derived and understood in nonrelativistic theory and applied to the relativistic problem by conjecture.

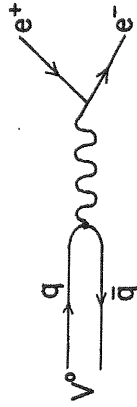
Similarly, the Glauber multiple scattering approach emerged from nonrelativistic theory and optics. With the discovery of the psion and upsilon families, theorists are turning again to nonrelativistic quantum mechanics for inspiration and understanding.

Candidate theories of the strong interactions (see November 1977 issue, page 3) suggest that the coupling between quarks is weak at short distances but becomes very strong at large distances. This 'explains' the paradox where quarks appear to behave as quasi-free particles within hadrons but cannot be liberated from the hadrons. On the basis of these arguments it was conjectured that heavy quarks would move nonrelativistically within hadrons. Thus bound states of a heavy quark and antiquark should be a hadronic analogue of the positronium system of a bound electron and positron.

This so-called quarkonium system might then be interpreted according to the familiar rules of nonrelativistic quantum mechanics using a potential to describe the interquark force. An explicit form for this potential has not yet been derived from the general theory but forms for very short and very long distances can be suggested. At very small distances, the potential is expected to take a form like the Coulomb force, corresponding to the exchange of a single massless gluon. At very large distances, a linear confining potential seems to be appropriate.

The first opportunity to test the applicability of atomic-physics ideas to hadrons came with the discovery in 1974 of the J/ψ and ψ' , which are long-lived by strong interaction standards. These particles could readily be interpreted as the first two levels of a charm quark-antiquark system. A natural starting point is to regard the potential as a combination of the Coulomb and linear forms, and then to vary potential strengths and the charmed quark mass to reproduce the experimental results.

The masses of the psions are eigenvalues of the Schrödinger equation. Another observable, the square of the charmonium wave function at the origin, is measured by the leptonic decay widths of the spin-one levels where the quark and antiquark have their spins pointing in the same direction. In the quarkonium picture, the decay of a vector (spin one, negative parity) meson into a lepton pair is described by the annihilation of the quarks into a virtual photon, which subsequently decays into the lepton pair. The rate of the process is governed by the probability for the quarks to coincide, i.e., the square of the charmonium wave function at zero separation.



Looked at from the left, this diagram represents the decay of a vector meson, V^0 , into an electron and positron through an intermediate photon (wavy line). The meson could be a psion, an upsilon, or any other heavy vector (spin one, negative parity) particle. Looked at from right to left, the diagram shows the production of the vector meson in an electron-positron collision, via an intermediate photon.

Once adjusted to fit the J/ψ and ψ' positions and leptonic widths, the potential can predict the positions of other levels and rates for radiative transitions among levels, along with other quantities. Many of the predicted levels have been found with masses remarkably close to the theoretical expectations. For those accustomed to a purely descriptive hadron spectroscopy, this agreement supported the nonrelativistic

potential can predict the positions of other levels and rates for radiative transitions among levels, along with other quantities. Many of the predicted levels have been found with masses remarkably close to the theoretical expectations. For those accustomed to a purely descriptive hadron spectroscopy, this agreement supported the nonrelativistic

potential model approach. Inevitably, complications appeared in the form of relativistic corrections, tensor forces, and coupled-channel effects.

New opportunities arose with the discovery of the upsilon family. If these particles are a heavier quarkonium family, the nonrelativistic approximation should be more reliable than for the psions, because the new quark is two or three times more massive than the charmed quark. The comparison of the psion and upsilon families should provide an incisive probe of the potential.

An elementary way to make this comparison is to exploit the variation in behaviour due to different simple potentials. So far, the only data to which these considerations can now be applied is the apparent equality of the three lowest level spacings for the psion and upsilon families. This disagrees with the prediction of the most popular charmonium potential, but is reproduced instead by a logarithmic potential, which has been adopted as a simple form useful for making predictions.

What lies ahead? Theorists are busily refining potential models and calculating the potential from the presumed underlying field theory of the strong interactions. Many useful theorems can be proved and the use of special techniques to reconstruct the potential from the data is an appealing dream. Experiment, of course, will be the final arbiter of the value of the nonrelativistic approach. With work continuing on the upsilon at Fermilab, DESY and the ISR, and with the advent of higher energy electron-positron colliding beams at PETRA, SLAC and CERN, the best is yet to come.

Published in *CERN Courier* 18, 215 (1978).

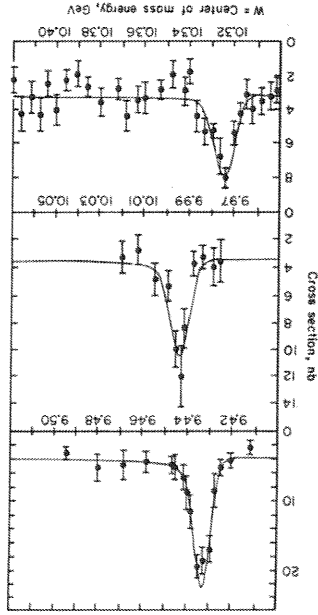


FIG. 3. Measured cross sections, including corrections for backgrounds and for acceptance, but not for radiative effects. Errors shown are statistical only. There is an additional systematic normalization error of $\pm 20\%$ arising from uncertainties in efficiencies and in the luminosity calibration. The energy scale has a calibration accuracy of 80 MeV. The curves show the best fit described in the text.

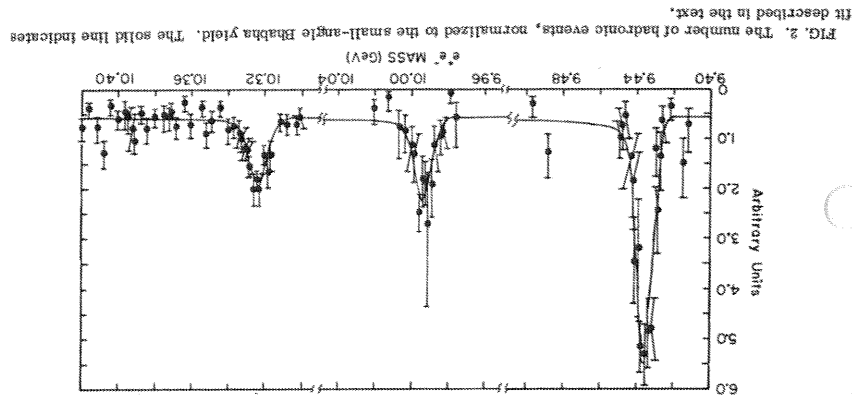


FIG. 2. The number of hadronic events, normalized to the small-angle Ehabha yield. The solid line indicates fit described in the text.

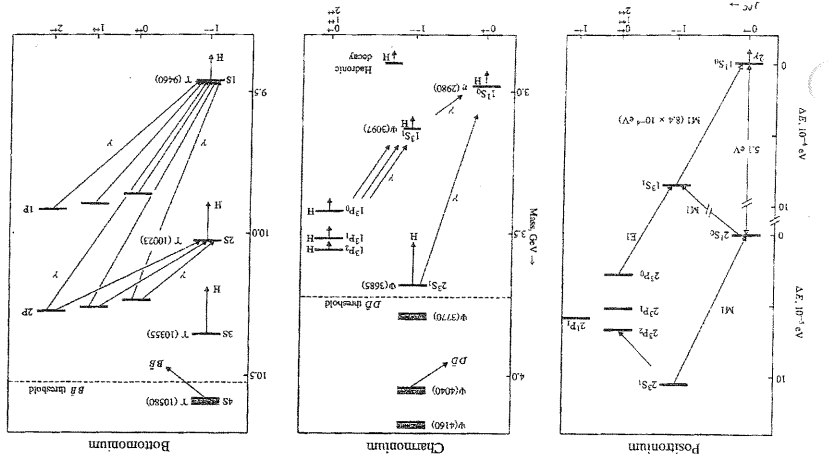


FIG. 4. The energy-level diagrams for positronium, charmonium and bottomonium. Note the changes in scale for positronium. Only states with $J^{PC} = 1^{--}$ can be accessed in e^+e^- annihilation experiments. Note that the atomic physics convention is to label the lowest-lying F states of positronium as $2F$, while for the charmonium and bottomonium states the nuclear physicist nomenclature $1F$ is employed. The shading indicates broad states.