

# I QUARK E L'INTERAZIONE FORTE

## 1 Il potenziale di Yukawa e il pione

L'interazione forte consiste nello scambio di un bosone intermedio, l'equivalente del fotone nelle interazioni elettromagnetiche, tra i quark costituenti mesoni e barioni. Prima di introdurre la struttura a quark e le caratteristiche del bosone intermedio faremo un ultimo tentativo per descrivere l'interazione tra nucleoni con un potenziale statico. Partiamo dall'equazione di Klein-Gordon:

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \phi = \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \phi \quad (1)$$

se la scriviamo per il potenziale scalare,  $V(\mathbf{r}, t)$  ed in presenza di una densità di carica  $\rho(\mathbf{r}, t)$ :

$$\nabla^2 V - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} V - \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} V = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \quad (2)$$

(si può ricavare applicando le equazioni di Eulero-Lagrange ad una lagrangiana che contiene il termine d'interazione discusso in precedenza); scrivendola per  $\rho$  e  $V$  indipendenti da  $t$  la derivata temporale si annulla:

$$\nabla^2 V - \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} V = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \quad (3)$$

e per  $m = 0$  otteniamo l'equazione di Poisson dell'elettrostatica. Detto in altri termini, questa sarebbe l'equazione di Poisson che otterremmo se il fotone avesse massa  $m \neq 0$ . Per una carica puntiforme  $\rho(\mathbf{r}) = q\delta(\mathbf{r})$  (delta di Dirac) e per  $m = 0$  la soluzione è il potenziale coulombiano  $V(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}$ . Quale sarebbe il potenziale se la massa del fotone  $m$ , o in generale della particella scambiata, fosse diversa da zero? Riscriviamo la (3) per una carica puntiforme:

$$\nabla^2 V - \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} V = g\delta(\mathbf{r}) \quad (4)$$

dove abbiamo eliminato il riferimento all'elettromagnetismo togliendo  $\epsilon_0$  ed introducendo una generica carica  $g$ . La soluzione di questa equazione è la seguente:

$$V(r) = \frac{g}{4\pi r} e^{-\frac{m c}{\hbar} r} \quad (5)$$

vediamo dunque che per  $m \neq 0$  il potenziale decresce molto più rapidamente di quello coulombiano, rimanendo significativamente non nullo entro distanze dell'ordine di:

$$R = \frac{\hbar}{m c} \quad (6)$$

(5) è detto **potenziale di Yukawa**. Assume ora un significato più chiaro l'affermazione che abbiamo già fatto: l'interazione coulombiana è a range infinito; lo è nel senso che  $R = \infty$  e (5) diventa il potenziale coulombiano. Se la massa della particella scambiata non fosse nulla, avremmo un andamento ben diverso.

Se ora associamo  $R$  al *range* dell'interazione tra nucleoni nel nucleo,  $\simeq 1.2 fm$  otteniamo:

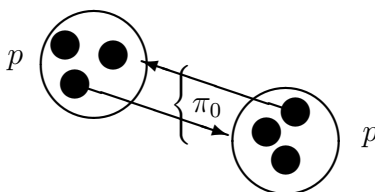
$$m c^2 = \frac{\hbar c}{R} \simeq \frac{197.3 \text{ MeV} \cdot fm}{1.2 fm} \simeq 160 \text{ MeV} \quad (7)$$

l'interazione tra nucleoni potrebbe dunque essere descritta dallo scambio di una particelle di massa uguale a circa  $160 \text{ MeV}/c^2$ . Una tale particella e' stata trovata e chiamata **pione**, esiste in tre stati di carica:

$$\pi^{\pm} \quad , \quad m \simeq 140 \text{ MeV}/c^2 \quad (8)$$

$$\pi^0 \quad , \quad m \simeq 135 \text{ MeV}/c^2 \quad (9)$$

e puo' spiegare buona parte delle caratteristiche dell'interazione tra nucleoni. Questo e' il massimo che si riesce a fare cercando un potenziale statico. Uno studio sperimentale approfondito di tale interazione mostra che il potenziale e' effettivamente attrattivo ed ha l'andamento previsto da Yukawa a partire da una certa distanza, ma a distanze piu' piccole e' repulsivo con un andamento non previsto dalla (5). In realta' vedremo che la vera interazione forte e' quella che avviene tra i quark all'interno dei nucleoni e che lo scambio di un pione corrisponde allo scambio di due quark tra i due nucleoni; la coppia di quark scambiati forma il pione:



ritorneremo su questa descrizione specificando meglio come avviene lo scambio.

## 2 La spettroscopia delle particelle elementari

L'analisi delle particelle prodotte in interazioni tra particelle elementari mostra l'esistenza di una moltitudine di stati, molti dei quali di vita molto breve. Vi descrivo due dei metodi utilizzati per la ricerca di tali stati:

- **Interazione  $e^+e^-$ .**

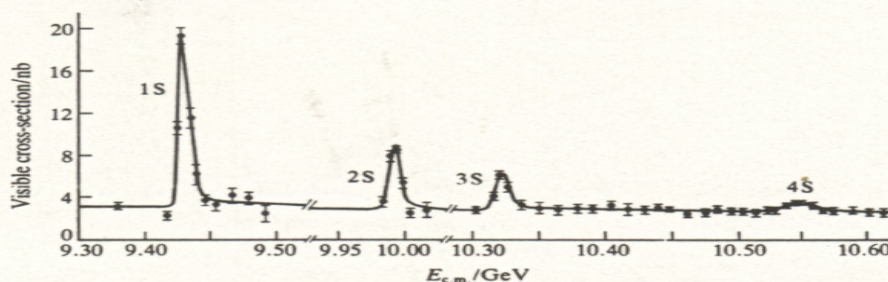


Figure 10.22 Total cross-section for  $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$  showing the 1S, 2S, 3S and 4S  $\text{Upsilon}$  states. The masses of these states are 9460, 10023, 10355 and 10580 MeV with total widths of 52 keV, 43 keV, 24 keV and 24 MeV respectively.

Figura 1:

Si producono due fasci di elettroni e positroni della stessa energia e li si fanno interagire in un urto frontale, ossia con gli impulsi nella stessa direzione ed in verso opposto; in questo modo il sistema del laboratorio coincide con quello del centro di massa. Si misura la sezione d'urto totale della reazione:

$$e^+ + e^- \rightarrow \text{adroni} \quad (10)$$

in funzione dell'energia nel centro di massa del sistema  $e^+e^-$ :

$$E_{c.m.} = E_{e^+} + E_{e^-} = 2E_{e^+} \quad (11)$$

In attesa di una specificazione piu' precisa, per adrone intendiamo un qualsiasi particella pesante. Nello stato finale osserveremo varie combinazioni di adroni; la notazione della (10) vuol dire che le consideriamo tutte insieme (**reazione inclusiva**). Tale sezione d'urto, al variare dell'energia delle particelle iniziali, e quindi di  $E_{c.m.}$ , ha l'andamento mostrato in figura (1). I picchi sono dovuti alla produzione di uno stato legato quark-antiquark: quando la massa invariante del sistema  $e^+e^-$ :

$$m_{e^+e^-} = \dots = \frac{E_{c.m.}}{c^2} \quad \text{esercizio !} \quad (12)$$

e' uguale alla massa di tale stato legato (ricordate che la massa invariante si conserva tra stato iniziale e stato finale), la probabilita' d'interazione aumenta e quindi aumenta la sezione d'urto. Ogni picco corrisponde dunque ad una particella.

In questo modo si possono tuttavia produrre solo stati quark-antiquark per interazione elettromagnetica, secondo il diagramma di fig. (2).

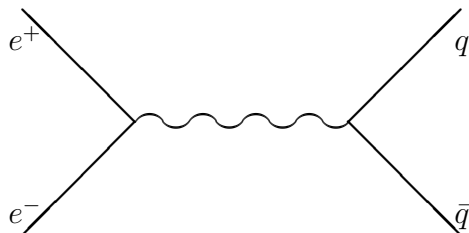
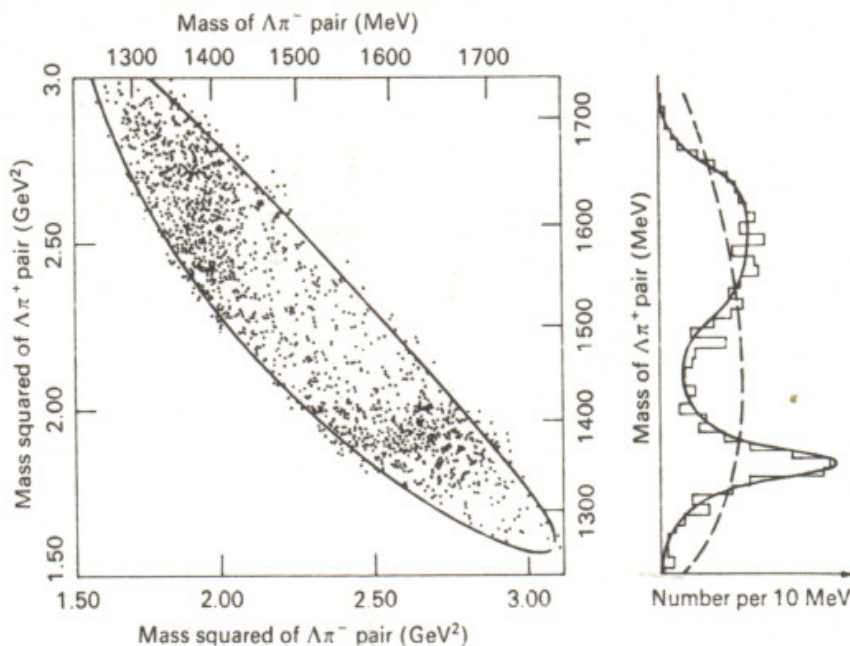


Figura 2:

in questa interazione il sistema  $q\bar{q}$  deve avere gli stessi numeri quantici del fotone. Non e' possibile ad esempio, per la ragione che diremo in seguito, produrre stati  $q\bar{q}'$  in cui il quark e l'antiquark sono di tipo differente.

- Spettroscopia a bersaglio fisso.



**Figure 4.8** Dalitz plot of the  $\Lambda\pi^+\pi^-$  events from reaction (4.36), as measured by Shafer *et al.* (1963), for 1.22-GeV/c incident momentum. The effective  $\Lambda\pi^+$  mass spectrum is shown at right. The dashed curve is that expected for a phase-space distribution (ordinate equal to the interval in  $M_{\Lambda\pi^-}^2$  within the Dalitz-plot boundary), while the full curve corresponds to a Breit-Wigner resonance expression fitted to the  $\Lambda\pi^+$  and  $\Lambda\pi^-$  systems.

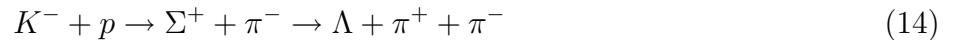
Figura 3:

Si accelera un fascio di particelle su un bersaglio fisso, ad esempio idrogeno liquido, e si misurano le quantità cinematiche ed il tipo delle particelle nello stato finale. Consideriamo ad esempio la reazione:

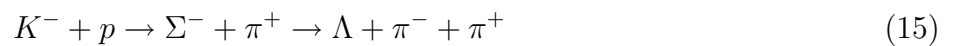


(questa è una **reazione esclusiva**, nella quale consideriamo una sola di tutte le possibili configurazioni dello stato finale. Quando invece le consideriamo tutte insieme, parliamo di reazione inclusiva).

Il grafico bidimensionale in fig. (3) riporta la distribuzione misurata (un punto per ogni interazione osservata) del quadrato della massa invariante del sistema  $\Lambda\pi^+$  rispetto a quella del sistema  $\Lambda\pi^-$ . La curva continua è il limite della regione cinematicamente permessa; alcuni punti si trovano poco al di fuori di tale regione a causa degli errori di misura. Per quanto riguarda la sola cinematica del processo, tutti i punti interni alla regione permessa sono equiprobabili, ed il fatto che i punti si addensino in due zone di tale regione indica che la reazione (13) procede attraverso la produzione di un'altra particella  $\Sigma^\pm$  che successivamente decade in  $\Lambda\pi^\pm$ :



oppure



La massa dello stato  $\Sigma$  è di circa  $1385 \text{ MeV}/c^2$  e la sua larghezza di circa  $\Gamma \simeq 40 \text{ MeV}/c^2$ . L'istogramma a destra mostra la distribuzione della massa invariante del sistema  $\Lambda\pi^+$  con l'andamento tipico di una curva di risonanza (**Breit-Wigner**) attorno a  $1385 \text{ MeV}/c^2$ . L'accumulo di eventi a massa più alta è invece un riflesso della produzione di  $\Sigma^-$  nel sistema  $\Lambda\pi^-$ . La curva tratteggiata mostra l'andamento che avrebbe lo spettro se la reazione avvenisse mediante la produzione diretta del sistema a tre corpi nello stato finale e tutti i punti all'interno della curva limite fossero equiprobabili. In generale la larghezza  $\Gamma$  e il tempo di vita  $\tau$  di uno stato sono legati dalla relazione:

$$\Gamma \cdot c^2 \cdot \tau = \hbar \quad (16)$$

che possiamo derivare dal principio d'indeterminazione tempo-energia

$$\Delta E \cdot \Delta t = \hbar \quad (17)$$

associando la larghezza della curva di risonanza all'incertezza con cui si misura l'energia a riposo della particella ed il tempo di vita con l'incertezza sul tempo a cui si misura tale energia a riposo. Utilizzando il valore:

$$\hbar \simeq 6.58 \cdot 10^{-22} \text{ MeV} \cdot \text{s} \quad (18)$$

otteniamo per il tempo di vita dello stato  $\Sigma$  un valore di circa  $10^{-23} \text{ s}$ , un tempo di gran lunga troppo piccolo perchè questo stato possa essere osservato direttamente in un rivelatore. Lo studio della distribuzione di massa invariante dei prodotti di decadimento è dunque l'unico modo per rivelarne l'esistenza.

### 3 Mesoni, barioni, quark

Storicamente le denominazioni leptoni, mesoni e barioni si riferiscono alla scala delle masse delle particelle che furono osservate per prime (leggere, intermedie, pesanti). Oggi chiamiamo:

- **Leptoni** le particelle ( $e, \mu, \tau$  e i relativi neutrini) che non hanno interazione forte e che, allo stato attuale delle conoscenze, non hanno una struttura interna.

- **Mesoni** le particelle composte da un quark e un antiquark ( $\pi, K, \dots$ ).

- **Barioni** le particelle composte da tre quark o tre antiquark (protone, neutrone, ... e le loro antiparticelle).

**Adroni** sono detti sia i mesoni che i barioni.

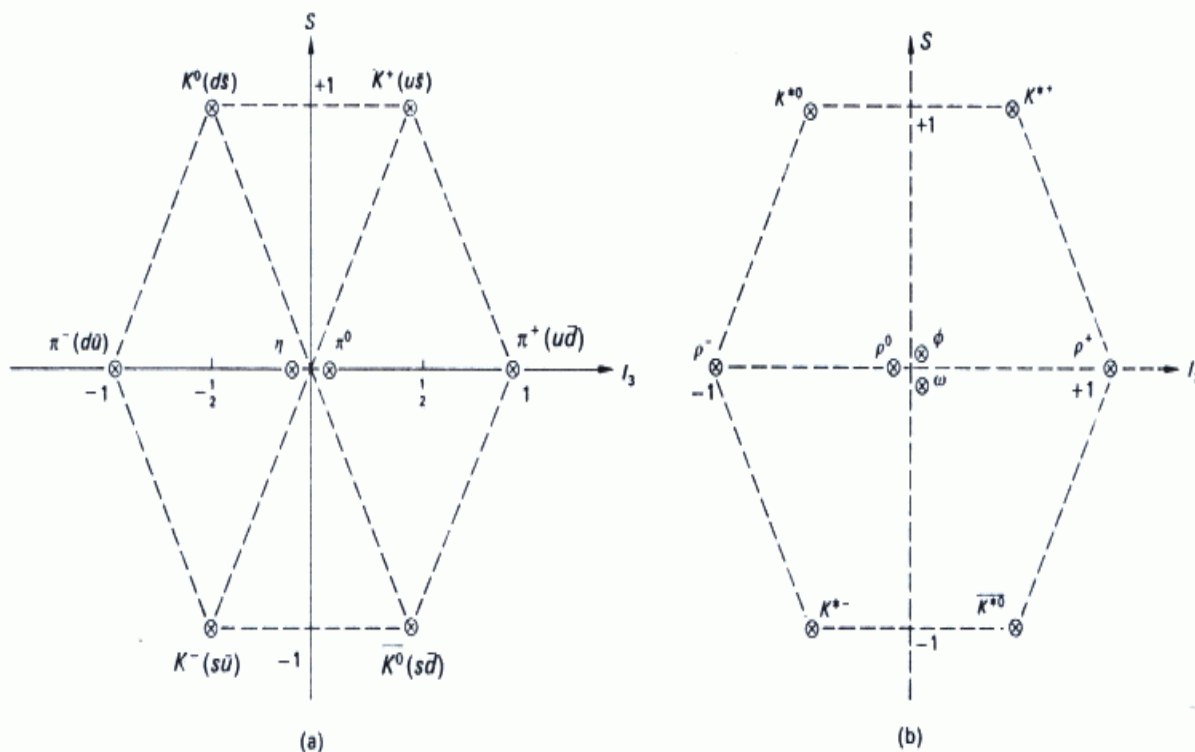
Sono state osservate solo particelle composte da quark-antiquark, o tre quark, o tre antiquark; non sono state osservate particelle composte da combinazioni diverse da queste. Vi sono molte evidenze indirette

dell'esistenza dei quark componenti le particelle elementari, tuttavia essi non sono stati osservati come particelle libere e questo fatto deve essere incluso nella (o, se preferite, spiegato dalla) teoria delle interazioni forti. Nei prossimi paragrafi diamo alcune di tali evidenze, distinguendole in: *strutturali*, basate su analogie tra gruppi di particelle elementari che hanno una uguale, o simile, composizione in quark; e *dinamiche*, basate sull'evidenza diretta della produzione di quark in una interazione. Attualmente sono stati osservati sei quark:  $u, d, c, s, t, b$ , (denominati coi nomi di fantasia *up, down, charm, strange, top, bottom*) che come vedremo vanno raggruppati in tre doppietti. Il tipo che li contraddistingue e' denominato **flavor** (sapore). Abbiamo quindi quark di sapore  $u, d, \dots$ .

#### 4 Evidenze strutturali dei quark

156

#### Static Quark Model of Hadrons



**Figure 5.4** (a) The lowest-lying pseudoscalar-meson states ( $J^P = 0^-$ ). Quark flavor assignments are indicated. (b) The vector-meson nonet ( $J^P = 1^-$ ). The quark assignments are the same as in (a).

Figura 4:

Immaginiamo di non avere nessuna evidenza diretta dell'esistenza del protone e del neutrone e di aver osservato le similitudini tra i livelli di  $^{14}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  ed  $^{14}\text{O}$  che abbiamo descritto quando abbiamo discusso dell'isospin. Diremmo di aver trovato l'evidenza di una simmetria approssimata che ha le stesse caratteristiche matematiche cui soddisfano gli autostati della somma di due spin  $\frac{1}{2}$  (cioe' l'esistenza di un tripletto e di un singoletto). Potremmo fermarci qui, affermare che i nuclei soddisfano questa simmetria approssimata, cercare altri stati in cui questa simmetria si manifesta e fare predizioni basate su di essa. Oppure, con piu' audacia, ipotizzare che questa simmetria sia basata sulla struttura interna dei nuclei, che devono avere dei componenti, e che questi componenti, per le interazioni forti, sono intercambiabili fra loro. Diremmo allora che questi componenti devono soddisfare una simmetria di isospin e che le simmetrie osservate tra i nuclei sono una conseguenza di questa simmetria di base.

Per le particelle elementari siamo in una situazione analoga: abbiamo molte evidenze che esse possono essere raggruppate in multipletti di particelle con caratteristiche analoghe (l'equivalente dei tre nuclei di

cui sopra) e possiamo ipotizzare che tali analogie siano basate sulla loro struttura interna. L'equivalente della simmetria di isospin e' la simmetria di sapore, anch'essa approssimata, in base alla quale i sapori dei quark sono intercambiabili tra loro.

La figura (4) mostra due multipletti di mesoni, di spin-parita'  $0^-$  e  $1^-$  rispettivamente (la parita' sara' definita nel capitolo sulle interazioni deboli), formati dai quark  $u, d, s$  e dai loro antiquark. Sull'asse  $x$  abbiamo  $I_3$ , terza componente dell'isospin, sull'asse  $y$  un numero quantico  $s$  (stranezza) che indica il contenuto in quark  $s$  o  $\bar{s}$  (sono tuttavia possibili rappresentazioni simili in termini di altre variabili). L'apparato matematico che permette di trattare simmetrie di questo tipo e' la **teoria dei gruppi di simmetria**. Tale teoria permette di ricavare in modo piu' formale i risultati che gia' conoscete sul momento angolare; ad esempio, per la combinazione di due stati di spin  $\frac{1}{2}$ , la decomposizione in uno stato di tripletto ed uno di singoletto. Per la combinazione di uno stato di quark e uno di antiquark ciascuno dei quali si presenti nei tre sapori  $u, s, d$ , la teoria prevede la decomposizione in un ottetto ed un singoletto ( $3_{quark} \times 3_{antiquark} = 8 + 1$ ), che sono quelli rappresentati in fig. (4) (il singoletto non e' indicato per gli stati  $0^-$ ). In questo caso la verifica della teoria consiste nel fatto che tutti gli elementi dei multipletti sono stati trovati. Si possono inoltre fare predizioni sul rapporto tra sezioni d'urto di processi che coinvolgono elementi diversi dello stesso multipletto.

la figura (5) mostra due dei multipletti previsti per i barioni.

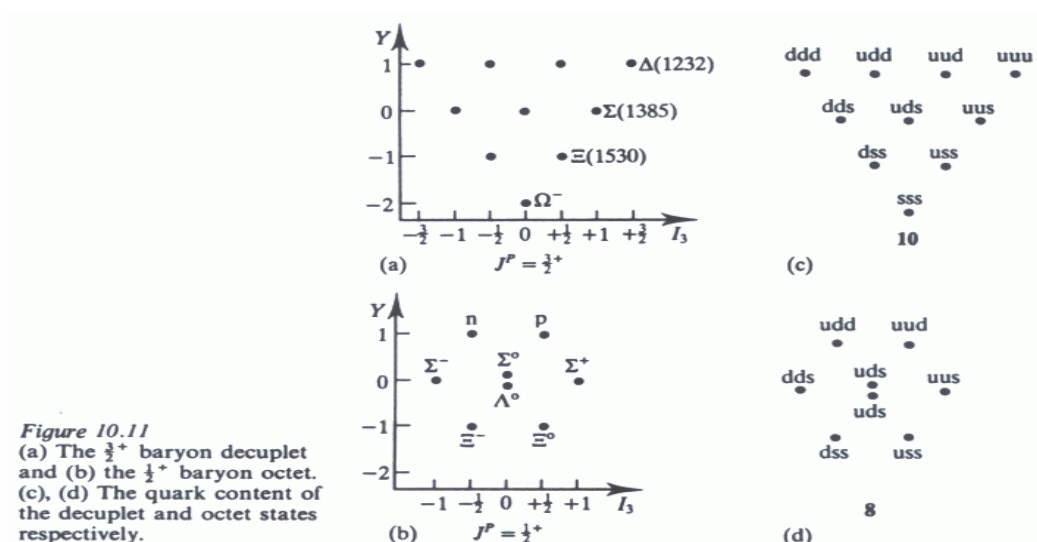


Figure 10.11  
 (a) The  $\frac{3}{2}^+$  baryon decuplet  
 and (b) the  $\frac{1}{2}^+$  baryon octet.  
 (c), (d) The quark content of  
 the decuplet and octet states  
 respectively.

Figura 5:

Se si prendono in considerazione anche gli altri quark questi multipletti diventano parte di multipletti piu' complessi; le figure (13) e (14) mostrano i multipletti che si ottengono con i primi quattro quark. Poiche' le masse dei quark non sono uguali, anche la simmetria di sapore, come quella di isospin, e' una simmetria approssimata.

## 5 La carica elettrica e lo spin dei quark

Le particelle  $\Delta$  della figura (5) si presentano in quattro stati di carica elettrica, da  $-e$  a  $2e$ ; ne deduciamo che le cariche dei quark  $u, d$  sono rispettivamente  $\frac{2}{3}e$  e  $-\frac{1}{3}e$ ; lo stesso vale per gli altri due doppietti  $c, s$  e  $t, b$ . Analogamente, l'analisi degli spin di mesoni e barioni porta a concludere che lo spin dei quark deve essere  $\frac{1}{2}$ .

## 6 Il colore dei quark

Le particelle  $\Delta^{++}$  e  $\Omega^-$  della figura (5) hanno spin  $\frac{3}{2}$  e sono composte da tre quark identici. Questo e' in contraddizione col principio di Pauli: tre fermioni identici si trovano nello stesso stato (lo stato con  $s_z = \frac{3}{2}$  delle due particelle e' formato dalla sovrapposizione degli stati con  $s_z = \frac{1}{2}$  dei tre costituenti). La soluzione a questa contraddizione consiste nell'ipotizzare che i quark posseggano un numero quantico che permette la distinzione fra i tre quark costituenti le particelle summenzionate e che, di conseguenza, assume tre valori distinti. Per le proprieta' che vedremo fra poco, i fisici hanno chiamato **colore** questo numero e  $r, g, b$  (rosso, verde, blu) i tre valori che puo' assumere.  $\Delta^{++}$  e  $\Omega^-$  sono dunque composte da  $u_r u_g u_b$  e  $s_r s_g s_b$  rispettivamente.

Tuttavia non abbiamo nessuna evidenza (quantita' conservate, regole di selezione ...) che le particelle posseggano anch'esse questo numero quantico. Ne deduciamo che esse si trovano in uno stato *neutro* rispetto ad esso; nell'analogia cromatica, si trovano in uno stato *bianco*, o non colorato, che puo' essere ottenuto con la sovrapposizione dei tre colori fondamentali  $r, g, b$  (barioni), dei tre anti-colori posseduti da tre antiquark (antibarioni) o di un colore ed un anticoloro posseduti da un quark ed un antiquark (mesoni e antimmesoni). Per esempio il  $\pi^+$ , composto da  $u\bar{d}$ , si trova in una sovrapposizione dei tre stati non colorati  $u_r\bar{d}_r, u_g\bar{d}_g, u_b\bar{d}_b$ , il protone in una sovrapposizione di  $u_r u_g d_b, u_g u_b d_r, u_b u_r d_g$ . Questo schema spiega anche il fatto che le sole combinazioni di quark che abbiamo osservato nelle particelle sono quelle composte da tre quark, o tre antiquark, o quark-antiquark.

Ripensate ora all'argomento dato all'inizio per l'esistenza del colore, che e' l'argomento che troviamo comunemente sui libri: riuscite ad invalidarlo ?. Lo si puo' fare facilmente, e in realta' il fatto che osserviamo solo le tre combinazioni di quark sopradette costituisce un argomento piu' stringente. Vi sono poi le evidenze dinamiche che vedremo fra poco.

Lo schema del colore da' anche la spiegazione del fatto che non osserviamo quark liberi: sono stati colorati, mentre i soli stati liberi osservabili sono non colorati. Volendo descrivere il fenomeno in termini di forze diremmo che se cerchiamo, ad esempio, di separare il quark e l'antiquark di un mesone la forza che si esercita fra loro aumenta con la distanza e rende impossibile che si trovino isolati come particelle libere. Tutto il contrario di cio' che succede per le altre forze fondamentali: la forza decresce con la distanza e ci sara' comunque un distanza, sia pure infinita (come per la forza coulombiana), alla quale le particelle sono libere.



7.1 I jets e il gluone

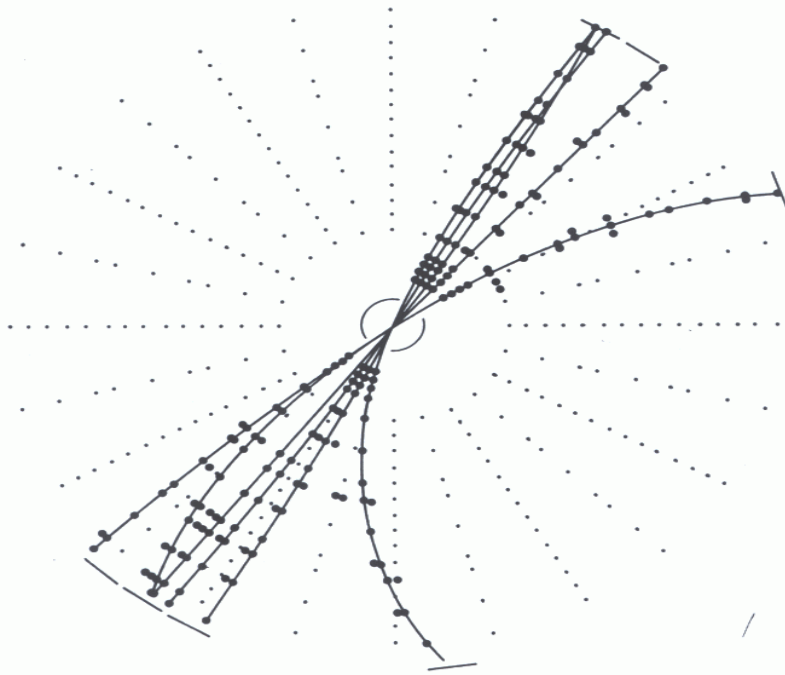


Fig. 1.12 Tracks of charged particles in a quark and antiquark jet. The TASSO detector at PETRA observes the products of a very high-energy  $e^-$  and  $e^+$  head-on collision in the center of the picture.

Figura 6:

Consideriamo nuovamente il processo (10) per valori di  $E_{c.m.}$  lontani dalle masse degli stati  $q\bar{q}$  che possono essere prodotti (fig. 1). Dal punto di vista cinematico, ci aspetteremmo che per gli adroni nello stato finale tutte le direzioni siano equiprobabili, purché l'impulso totale sia zero. Dunque dovremmo avere una distribuzione isotropa di tali particelle.

Si osservano invece eventi come quello di figura (6). E' evidente la tendenza a disporsi lungo due direzioni uguali ed opposte; queste due direzioni sono quelle dei due quark prodotti inizialmente (siamo nel centro di massa del sistema), ossia il processo avviene in due fasi:

$$e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow \text{adroni} \quad (19)$$

poiché il fotone non è colorato, la coppia quark-antiquark è di colore neutro (ad esempio  $q_r\bar{q}_r$ ). Se  $\frac{E_{c.m.}}{c^2}$  fosse uguale alla massa di uno stato legato, avremmo la produzione di tale stato che poi decadrebbe. Poiché non siamo all'energia giusta, i due quark tendono a separarsi e, interagendo fortemente, a produrre altre coppie di quark; tutti i quark così prodotti si riuniscono negli stati non colorati adronici finali. Un esempio semplice:

$$e^+ + e^- \rightarrow u_r + \bar{u}_r \rightarrow u_r + \bar{u}_r + d_r + \bar{d}_r \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (20)$$

che descriviamo mediante lo scambio di **gluoni**, i mediatori dell'interazione forte, col diagramma di figura(7).

Ma in realtà, poiché l'energia a disposizione è grande e l'interazione intensa, si producono molte coppie di quark e molti adroni nello stato finale (pensate a molti scambi di gluoni e irraggiamenti lungo le linee dei due quark iniziali). Questi adroni si dividono l'energia e l'impulso dei due quark iniziali e per questo nell'insieme osserveremo due gruppi di adroni che viaggiano in versi opposti; Se si misurano gli impulsi, si possono ovviamente fare delle verifiche quantitative: le somme degli impulsi dei due gruppi devono essere (all'incirca) uguali e opposte.

Come vedremo in seguito, i gluoni sono anch'essi colorati, neutri, di massa nulla e non modificano il tipo (sapore) del quark con cui interagiscono. Il loro colore si presenta come una coppia colore-anticolore, anche di tipo diverso, quindi possono modificare il colore del quark col quale interagiscono.



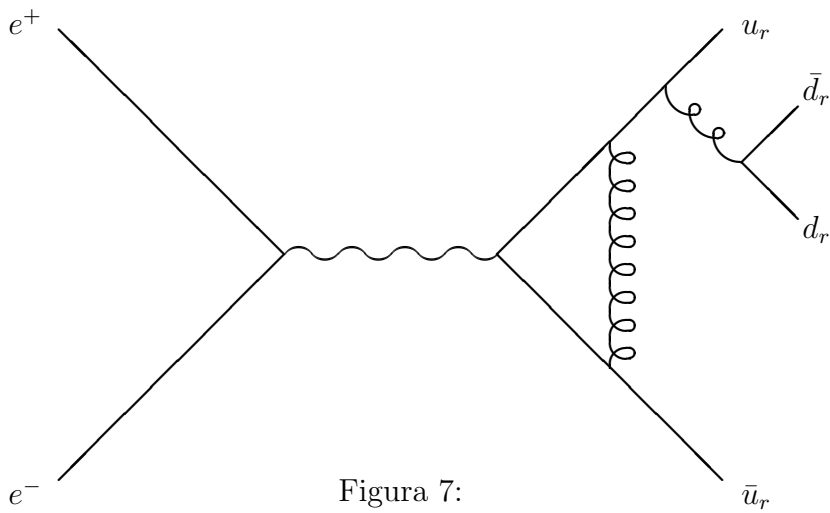
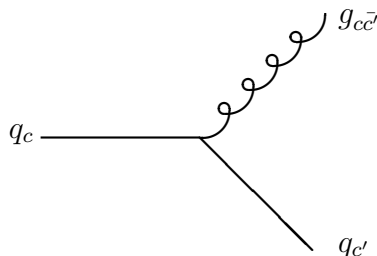


Figura 7:

Figura 8:



Il diagramma fondamentale per lo scambio di un gluone e' dunque quello di figura (8);  $c$  e  $c'$  sono due stati di colore che possono essere diversi o anche uguali. Il gluone si puo' dunque presentare in uno stato colorato  $g_{c\bar{c}'}$  o in uno stato  $g_{c\bar{c}}$  che puo' sembrare non colorato secondo la definizione che abbiamo dato in precedenza; nel capitolo sulle teorie di gauge daremo una definizione piu' precisa di stato non colorato, e vedremo che tale stato e' una particolare combinazione lineare di stati  $r\bar{r}$ ,  $g\bar{g}$ ,  $b\bar{b}$ . Il singolo  $g_{c\bar{c}}$  e' quindi uno stato colorato, come pure il  $g_{c\bar{c}'}$ ; tali stati non possono dunque essere osservati come particella libera. Provate a dare la corretta assegnazione di colore ai gluoni della figura (7), e anche, sullo stesso diagramma, a modificare la configurazione dei colori considerando gluoni che modificano il colore del quark con cui interagiscono.

Un altro tipo di eventi che si osservano e' mostrato in fig. (9). Il terzo jet che si osserva e' prodotto da un gluone irraggiato da uno dei quark prodotti inizialmente; poiche' tale gluone e' colorato, si produce un jet anche nella sua direzione.

## 7.2 La diffusione profondamente anelastica e il confinamento

Abbiamo iniziato questo corso descrivendo come gli esperimenti di diffusione permettono di esplorare la struttura di un bersaglio, nel nostro caso prima l'atomo e poi il nucleo. Ad una scala piu' piccola possiamo rifare l'esperimento per esplorare la struttura del protone. Dovremo aumentare l'energia del bersaglio: con un ragionamento quantistico del tutto generale possiamo dire che, per esplorare una regione delle dimensioni del protone dobbiamo usare un proiettile la cui lunghezza d'onda sia inferiore a tali dimensioni; provate a tradurre cio' in una condizione sull'energia. Ora che avete imparato a descrivere le interazioni come risultato scambio di particelle potete capire che questa condizione si applica non tanto al proiettile, ma alla particella scambiata.

Gli esperimenti sono fatti utilizzando come proiettili principalmente muoni e neutrini, ossia particelle puntiformi che hanno solo interazione elettromagnetica e debole. Ad esempio:

$$\mu^- + p \rightarrow \text{adroni} \quad (21)$$

In questo caso il  $\mu$  interagisce elettromagneticamente e debolmente con uno dei quark del protone e, se

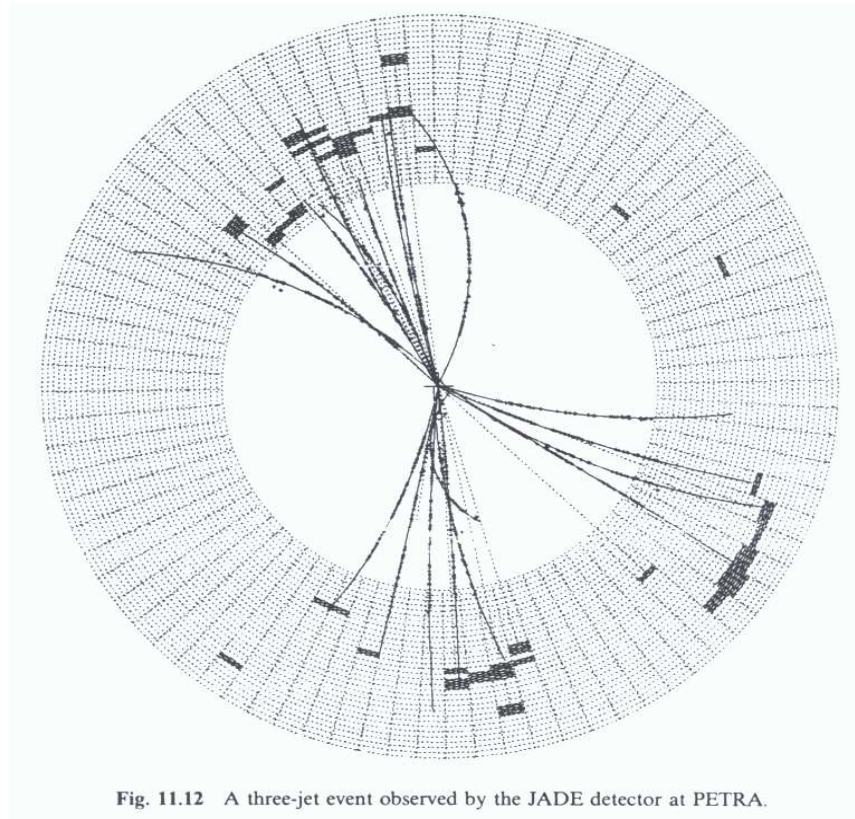


Figura 9:

l'energia e' sufficiente, lo separa dagli altri due quark. Anche in questo caso abbiamo tre quark colorati che non possono restare da soli ed inizia una copiosa produzione di coppie quark-antiquark fino a che non si formano stati non colorati. Abbiamo dunque dei jet anche in questo caso, anche se la situazione non e', dal punto di vista sperimentale, cosi' chiara come nel caso  $e^+e^-$  perche' non siamo nel centro di massa e perche' ci sono tre quark nello stato finale, di energia molto diversa tra loro.

Non vi sono dati sperimentali semplici da interpretare, per cui vi descrivo solo il risultato, che e' sorprendente: la diffusione osservata puo' essere descritta dalle sovrapposizione di diffusioni da particelle puntiformi, libere, e di carica elettrica uguale alla carica dei quark. Si completa dunque il quadro del paragrafo precedente: mentre a grandi distanze l'interazione forte e' piu' intensa e impedisce l'esistenza di stati colorati liberi, a piccole distanze e all'interno di uno stato non colorato l'interazione e' debole. Chiamiamo queste caratteristiche **confinamento**, riferendoci ovviamente al confinamento del colore.

### 7.3 Il rapporto $R$

Il rapporto tra le due sezioni d'urto:

$$R = \frac{\sigma(e^+ + e^- \rightarrow \text{adroni})}{\sigma(e^+ + e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (22)$$

ha l'andamento mostrato in figura (10).

Come abbiamo visto, la produzione di adroni e' dovuta alla creazione per interazione elettromagnetica di una coppia quark-antiquark che possono formare uno stato legato se  $\frac{E_{c.m.}}{c^2}$  e' uguale alla massa di tale stato, oppure creare altre coppie quark-antiquark fino alla formazione degli stati adronici finali (**adronizzazione**).

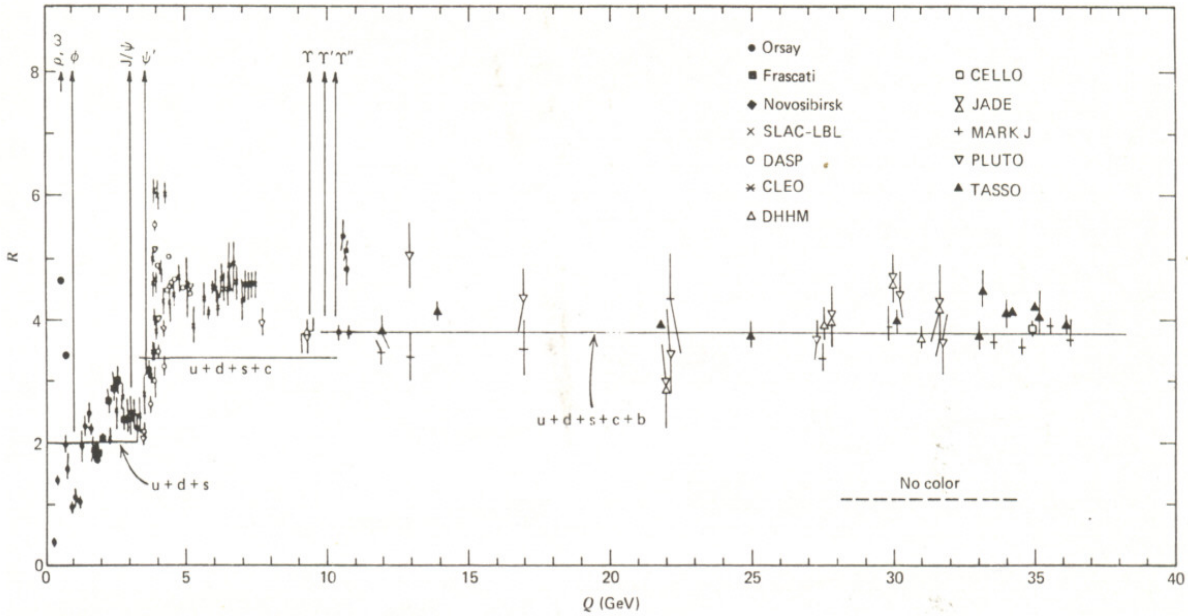


Fig. 11.3 Ratio  $R$  of (11.6) as a function of the total  $e^-e^+$  center-of-mass energy. (The sharp peaks correspond to the production of narrow  $1^-$  resonances just below or near the flavor thresholds.)

Figura 10:  $Q$  e' l'energia nel centro di massa ( $E_{c.m.}$  nel testo).

Consideriamo ora il rapporto  $R$  per valori di  $\frac{E_{c.m.}}{c^2}$  lontani dalle masse degli stati legati e indichiamo con  $e_q$  la carica elettrica del generico quark. Se l'adronizzazione avviene con probabilita' uno possiamo considerare il solo processo di creazione della coppia di quark e i diagrammi al secondo ordine dei due processi sono esattamente gli stessi:

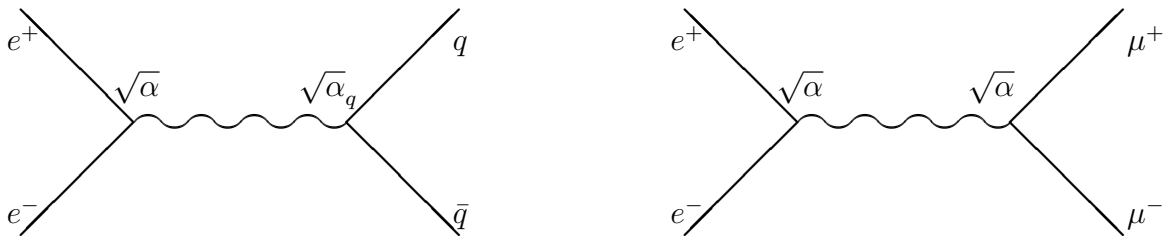


Figura 11:

quando traduciamo questi due diagrammi nelle ampiezze di transizione, esse differiranno solo per la massa e la carica dei quark e del muone; se trascuriamo tutte le masse rispetto a  $\frac{E_{c.m.}}{c^2}$ , cioe' se poniamo  $m_q = m_\mu = 0$ , l'unica differenza sta nelle cariche: mentre per i  $\mu$  la sezione d'urto e' proporzionale a  $\alpha^2 \sim e^4$ , per i quark e' proporzionale a  $\alpha\alpha_q \sim e_q^2 e^4$  (capitolo sulle interazioni elettromagnetiche). Per il singolo quark il rapporto  $R$  vale dunque  $e_q^2$ . Ma quanti quark possono essere prodotti ad una data energia nel centro di massa  $E_{c.m.}$ ? tutti i sapori la cui massa e' inferiore a  $\frac{1}{2} \cdot \frac{E_{c.m.}}{c^2}$  (esercizietto di cinematica!) e per ogni sapore tre diversi colori. A numeratore di  $R$  dovremo dunque sommare le sezioni d'urto per tutti questi stati; abbiamo dunque la predizione:

$$R = 3 \cdot \sum_{m_q \leq \frac{1}{2} \cdot \frac{E_{c.m.}}{c^2}} e_q^2 \quad (23)$$

che e' confrontata con le misure in figura (10): ad alte energie l'accordo e' perfetto, mentre a basse energie l'esistenza di molti stati legati quasi sovrapposti rende piu' difficile il confronto. Nel capitolo sulle interazioni deboli vedrete altri dati piu' recenti. Vedremo anche che ad alte energie abbiamo un contributo ad  $R$  anche dall'interazione debole.

Notate che la predizione contiene sia il fattore di colore, e la figura vi mostra quale sarebbe la predizione se esso non ci fosse, che i valori frazionari della carica dei quark.

## 8 Il potenziale di Yukawa rivisitato

Come ho detto all'inizio del capitolo, la vera interazione forte avviene tra i quark all'interno delle particelle elementari e cio' che osserviamo nell'interazione, ad esempio, tra due protoni e' il risultato di uno scambio di quark (in combinazioni non colorate !; perche' ?). Siamo ora in grado di rappresentare lo scambio piu' semplice, quello del pione, per la diffusione:

$$p + p \rightarrow p + p \quad (24)$$

sotto forma di diagramma:

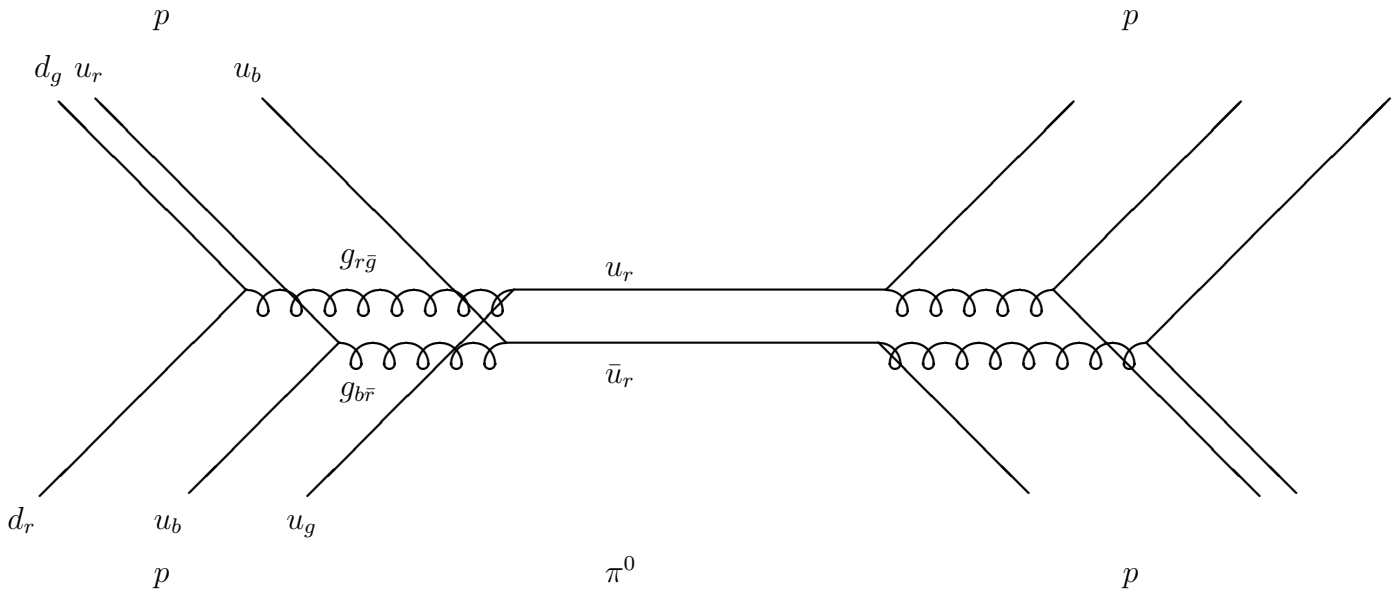


Figura 12:

provate a completarlo coi sapori e colori che mancano.

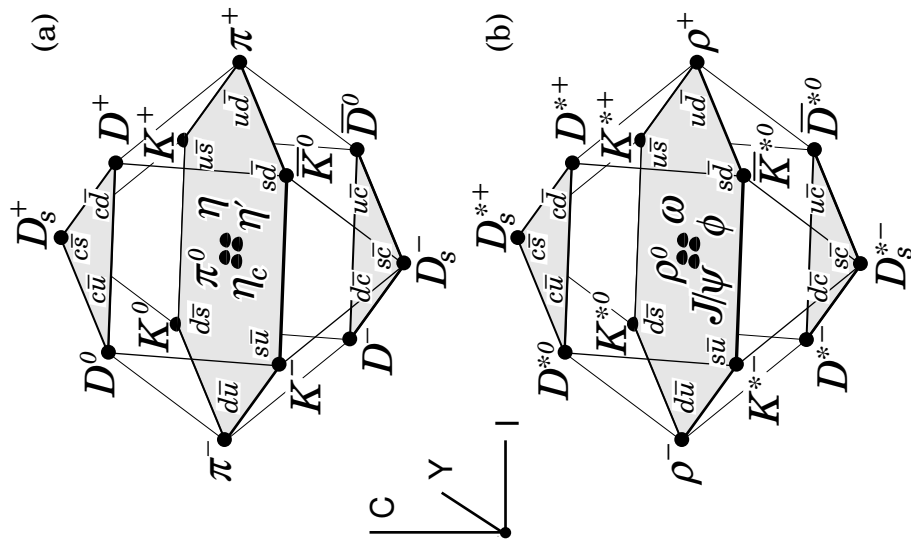


Figura 13:

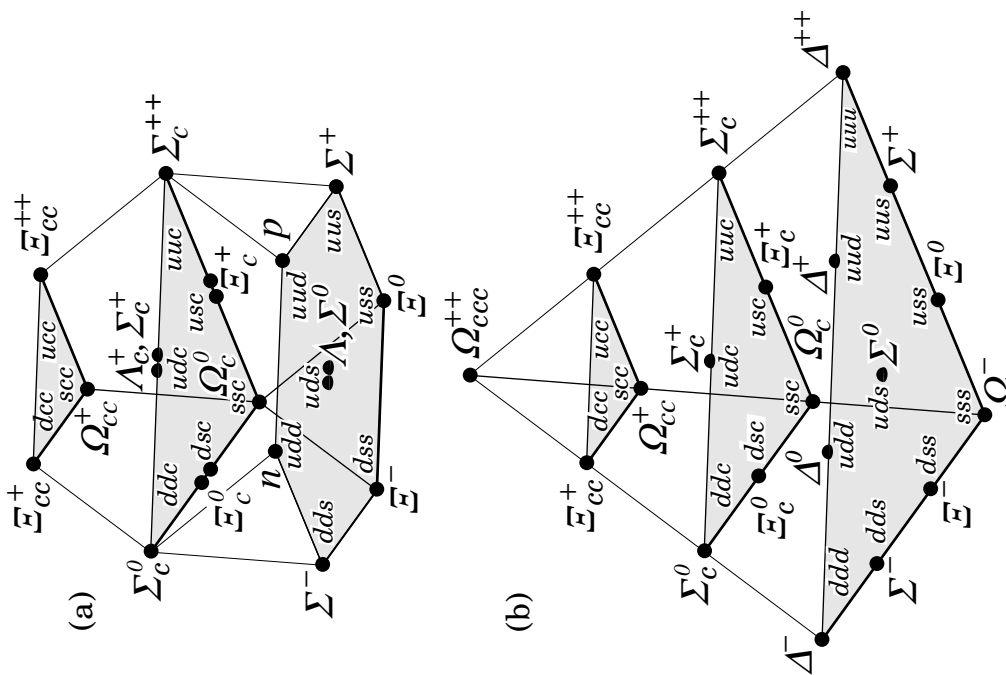


Figura 14:



**PARTICLE DATA**  
(Mass in MeV/c<sup>2</sup>; Lifetime in Seconds; Charge in Units of Proton Charge.)

**QUARKS (Spin 1/2)**

Flavor	Charge	Mass (speculative)	
		Bare	Effective
<i>d</i>	-1/3	7.5	363
		4.2	
<i>u</i>	+2/3	150	538
		1100	
<i>s</i>	-1/3	4200	4700
<i>c</i>	+2/3		1500
<i>b</i>	-1/3		4700
<i>t</i>	+2/3		>23,000

First generation

Second generation

Third generation

**LEPTONS (Spin 1/2)**

Lepton	Charge	Mass	Lifetime	Principal decays
<i>e</i>	-1	0.511003	∞	—
<i>ν<sub>e</sub></i>	0	0	∞	—
<i>μ</i>	-1	105.659	2.197 × 10 <sup>-6</sup>	<i>eν<sub>e</sub>ν̄<sub>e</sub></i>
<i>ν<sub>μ</sub></i>	0	0	∞	—
<i>τ</i>	-1	1784	3.3 × 10 <sup>-13</sup>	<i>μν̄, ν̄<sub>μ</sub>, eν̄, ν̄<sub>e</sub>, ρν̄</i>
<i>ν<sub>τ</sub></i>	0	0	∞	—

First generation

Second generation

Third generation

**MEDIATORS (Spin 1)**

Mediator	Charge	Mass	Lifetime	Force
gluon	0	0	∞	strong
photon (γ)	0	0	∞	electromagnetic
W <sup>±</sup>	±1	81,800	unknown	(charged) weak
Z <sup>0</sup>	0	92,600	unknown	(neutral) weak

**BARYONS (Spin 1/2)**

Baryon	Quark content	Charge	Mass	Lifetime	Principal decays
<i>N</i> ( <i>p</i> / <i>n</i> )	<i>uud</i> / <i>udd</i>	+1 / 0	938.280 / 939.573	∞ / 900	—
<i>Λ</i>	<i>uds</i>	0	1115.6	2.63 × 10 <sup>-10</sup>	<i>pπ<sup>0</sup>, nπ<sup>0</sup></i>
<i>Σ<sup>+</sup></i>	<i>uus</i>	+1	1189.4	0.80 × 10 <sup>-10</sup>	<i>pπ<sup>0</sup>, nπ<sup>+</sup></i>
<i>Σ<sup>0</sup></i>	<i>uds</i>	0	1192.5	6 × 10 <sup>-20</sup>	<i>Δγ</i>
<i>Σ<sup>-</sup></i>	<i>dds</i>	-1	1197.3	1.48 × 10 <sup>-10</sup>	<i>nπ<sup>-</sup></i>
<i>Ξ<sup>0</sup></i>	<i>uss</i>	0	1314.9	2.90 × 10 <sup>-10</sup>	<i>Λπ<sup>0</sup></i>
<i>Ξ<sup>-</sup></i>	<i>dss</i>	-1	1321.3	1.64 × 10 <sup>-10</sup>	<i>Λπ<sup>-</sup></i>
<i>Λ<sub>c</sub><sup>+</sup></i>	<i>udc</i>	+1	2281	2 × 10 <sup>-13</sup>	not established

**BARYONS (Spin 3/2)**

Baryon	Quark content	Charge	Mass	Lifetime	Principal decays
<i>Δ</i>	<i>uuu, uud, udd, ddd</i>	+2, +1, 0, -1	1232	0.6 × 10 <sup>-23</sup>	<i>Nπ</i>
<i>Σ*</i>	<i>uus, uds, dds</i>	+1, 0, -1	1385	2 × 10 <sup>-23</sup>	<i>Λπ, Σπ</i>
<i>Ξ*</i>	<i>uss, dss</i>	0, -1	1533	7 × 10 <sup>-23</sup>	<i>Ξπ, Σ<sup>0</sup>π, Σ<sup>-</sup>π<sup>0</sup></i>
<i>Ω<sup>-</sup></i>	<i>sss</i>	-1	1672	0.82 × 10 <sup>-10</sup>	<i>ΛK<sup>-</sup>, Σ<sup>0</sup>π<sup>-</sup>, Σ<sup>-</sup>π<sup>0</sup></i>

**PSEUDOSCALAR MESONS (Spin 0)**

Meson	Quark content	Charge	Mass	Lifetime	Principal decays
<i>π<sup>±</sup></i>	<i>u<math>\bar{d}</math>, d<math>\bar{u}</math></i>	+1, -1	139.569	2.60 × 10 <sup>-8</sup>	<i>μν̄</i>
<i>π<sup>0</sup></i>	<i>(u<math>\bar{u}</math> - d<math>\bar{d}</math>)/√2</i>	0	134.964	8.7 × 10 <sup>-17</sup>	<i>γγ</i>
<i>K<sup>±</sup></i>	<i>u<math>\bar{s}</math>, s<math>\bar{u}</math></i>	+1, -1	493.67	1.24 × 10 <sup>-8</sup>	<i>μν̄, π<sup>0</sup>, π<sup>±</sup>π<sup>∓</sup>π<sup>∓</sup></i>
<i>K<sup>0</sup>, K<sup>0</sup></i>	<i>d<math>\bar{s}</math>, s<math>\bar{d}</math></i>	0, 0	497.72	$\left\{ \begin{array}{l} K^0: 0.892 \times 10^{-10} \\ K^0: 5.18 \times 10^{-8} \end{array} \right.$	<i>π<sup>±</sup>π<sup>0</sup>, π<sup>0</sup>π<sup>0</sup></i>
<i>η</i>	<i>(u<math>\bar{u}</math> + d<math>\bar{d}</math> - 2s<math>\bar{s}</math>)/√6</i>	0	548.8	7 × 10 <sup>-19</sup>	<i>eν̄e, πμν̄, πππ</i>
<i>η'</i>	<i>(u<math>\bar{u}</math> + d<math>\bar{d}</math> + s<math>\bar{s}</math>)/√3</i>	0	957.6	3 × 10 <sup>-21</sup>	<i>γγ, π<sup>0</sup>π<sup>0</sup>π<sup>0</sup>, π<sup>±</sup>π<sup>∓</sup>π<sup>0</sup></i>
<i>D<sup>±</sup></i>	<i>c<math>\bar{u}</math>, u<math>\bar{c}</math></i>	+1, -1	1869	9 × 10 <sup>-13</sup>	<i>ηππ, ρ<sup>0</sup>γ</i>
<i>D<sup>0</sup>, D<sup>0</sup></i>	<i>c<math>\bar{u}</math>, u<math>\bar{c}</math></i>	0, 0	1865	4 × 10 <sup>-13</sup>	<i>Kππ</i>
<i>F<sup>±</sup></i> (now <i>D<sup>±</sup></i> )	<i>c<math>\bar{s}</math>, s<math>\bar{c}</math></i>	+1, -1	1971	3 × 10 <sup>-13</sup>	not established
<i>B<sup>±</sup></i>	<i>u<math>\bar{b}</math>, b<math>\bar{u}</math></i>	+1, -1	5271	14 × 10 <sup>-13</sup>	<i>D + ?</i>
<i>B<sup>0</sup>, B<sup>0</sup></i>	<i>d<math>\bar{b}</math>, b<math>\bar{d}</math></i>	0, 0	5275	6 × 10 <sup>-23</sup>	<i>KKπ, ηππ, η'ππ</i>
<i>η<sub>c</sub></i>	<i>c<math>\bar{c}</math></i>	0	2981	6 × 10 <sup>-23</sup>	

**VECTOR MESONS (Spin 1)**

Meson	Quark content	Charge	Mass	Lifetime	Principal decays
<i>ρ</i>	<i>u<math>\bar{d}</math>, d<math>\bar{u}</math></i>	+1, -1, 0	770	0.4 × 10 <sup>-23</sup>	<i>ππ</i>
<i>K*</i>	<i>u<math>\bar{s}</math>, s<math>\bar{u}</math></i>	+1, -1, 0, 0	892	1 × 10 <sup>-23</sup>	<i>Kπ</i>
<i>ω</i>	<i>(u<math>\bar{u}</math> + d<math>\bar{d}</math>)/√2</i>	0	783	7 × 10 <sup>-23</sup>	<i>π<sup>±</sup>π<sup>0</sup>, π<sup>0</sup>γ</i>
<i>φ</i>	<i>s<math>\bar{s}</math></i>	0	1020	20 × 10 <sup>-23</sup>	<i>K<sup>+</sup>K<sup>-</sup>, K<sup>0</sup>K<sup>0</sup></i>
<i>J/ψ</i>	<i>c<math>\bar{c}</math></i>	0	3097	1 × 10 <sup>-20</sup>	<i>e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>, μ<sup>+</sup>μ<sup>-</sup>, 5π, 7π</i>
<i>D*</i>	<i>c<math>\bar{d}</math>, d<math>\bar{c}</math></i>	+1, -1, 0, 0	2010	>1 × 10 <sup>-22</sup>	<i>Dπ, Dγ</i>
<i>Υ</i>	<i>b<math>\bar{b}</math></i>	0	9460	2 × 10 <sup>-20</sup>	<i>π<sup>+</sup>π<sup>-</sup>, μ<sup>+</sup>μ<sup>-</sup>, e<sup>+</sup>e<sup>-</sup></i>