

# Le particelle elementari

## LA LEZIONE

### Prime ipotesi di simmetria nella fisica nucleare

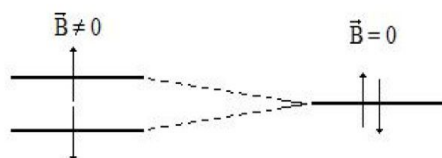
Nelle lezioni precedenti sulla fisica quantistica abbiamo solamente accennato all'impostazione di W. Heisenberg della meccanica delle matrici. Ora conviene invece fissare alcuni aspetti caratteristici della sua teoria. Heisenberg già nel 1932 e più tardi E. Wigner, trattarono, introducendo una nuova variabile, neutrone e protone come due stati della stessa particella: il nucleone. Nella nuova meccanica la transizione tra due stati ha un significato particolare. Seguiamo la trattazione dell'argomento presentata da Nicola Cabibbo nella voce [Particelle elementari](#) dell'Enciclopedia della Scienza e della Tecnica.

" Quando un [atomo](#) emette un fotone si passa da uno stato in cui il fotone non esiste a uno in cui esso esiste: non sono possibili situazioni intermedie, *natura facit saltus*. [...] Secondo Heisenberg le grandezze fisiche che caratterizzano lo stato di un sistema non sono associate agli stati del sistema, ma alle transizioni tra stati del sistema: quindi non sono semplicemente numeri, come le grandezze classiche (un numero per ogni stato), ma matrici di numeri  $X_{ik}$  in corrispondenza della transizione dello stato  $k$  allo stato  $i$ . Ciò non significa che le grandezze fisiche siano definite soltanto nel corso delle transizioni, dato che gli elementi diagonali della matrice (cioè quelli con  $i=k$ )  $X_{ii}$  corrispondono, in un modo che può essere esattamente determinato, al cosiddetto valore della grandezza  $X$  nello stato  $i$ ."

Nella fisica nucleare vediamo la trasposizione di questa impostazione. La differenza, inferiore all'uno per mille, tra la massa del neutrone e quella del protone indusse i fisici negli anni Trenta a considerare l'interazione elettromagnetica come responsabile della non perfetta simmetria tra le due particelle. All'interno dei nuclei, eliminando tutti gli effetti elettromagnetici, le due particelle potevano essere scambiate (nuclei speculari) senza modificare l'energia di legame (simmetria isotopica). L'invarianza



Ipotesi di Heisenberg



Separazione Zeeman

della forza nucleare per gli scambi neutrone  $\rightarrow$  protone, protone  $\rightarrow$  neutrone, porta ad assumere questi ultimi come stati di un nucleone  $N$  evidenziabili attraverso un'interazione elettromagnetica non trascurabile. In analogia con ciò che accade al livello energetico di un atomo in presenza di un campo magnetico (effetto Zeeman riconducibile allo spin dell'elettrone) così Heisenberg e Wigner introdussero nella fisica nucleare la componente dello *spin isotopico* a duplice valore (come lo spin dell'elettrone, senza però alcun legame con la costante  $h$ ) che determina lo stato del nucleone (fig.1).

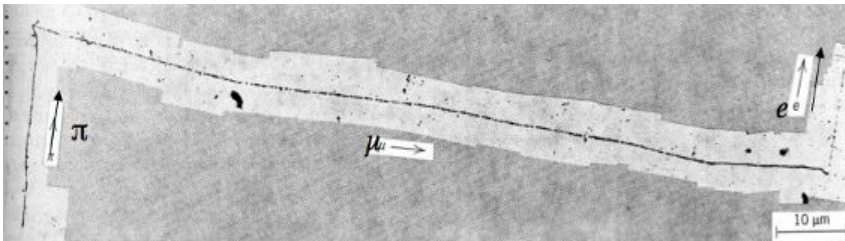
fig.1 - Parallelo tra la teoria di Heisenberg dello spin isotopico del nucleone e lo spin dell'elettrone (che separa un livello energetico in doppietto in presenza di campo magnetico)

L'interazione elettromagnetica rompe la simmetria valida per le sole forze nucleari e distingue, attraverso la [carica](#) elettrica, tra i due stati del nucleone. Nei processi nucleari vi è invece indipendenza dalla carica.

Nelle teorie nucleari iniziò così, in completa analogia con la trattazione dell'elettrone con lo spin  $\frac{1}{2}$ , l'introduzione di un nucleone con spin isotopico o isospin (Wigner)  $\frac{1}{2}$  (senza unità) con un doppietto ( $p, n$ ) avente componenti  $I_z = +\frac{1}{2}$  per il protone e  $I_z = -\frac{1}{2}$  per il neutrone (nella fisica delle particelle è generalmente questa la convenzione, mentre in fisica nucleare i segni sono opposti). Quando furono scoperte altre particelle con interazione forte si pensò di classificarle con l'isospin. Così come per lo spin, un adrone con isospin totale  $I$  ha  $2I+1$  componenti, con  $I$  intero o semi intero.

Una delle nuove particelle individuate nel dopoguerra fu il pione. La scoperta di C. F. Powell nel 1947 fu accompagnata all'individuazione di tre tipi di pioni: due carichi  $\pi^+$  e  $\pi^-$  di ugual massa (oggi  $139,57 \text{ MeV}/c^2$ ) e, successivamente, uno neutro  $\pi^0$  di massa leggermente inferiore ( $134,73 \text{ MeV}/c^2$ ). Lo spin isotopico totale del pione è  $I=1$  le tre particelle potevano essere pensate come stati diversi caratterizzati dai valori  $I_z = +1$ ,  $I_z = -1$ ,  $I_z = 0$ . (Spesso si preferisce scrivere al posto di  $I_z$  il simbolo  $I_3$ , terza componente di isospin). Un'ultima annotazione, la vita media dei pioni carichi è  $2,6 \cdot 10^{-6} \text{ s} = 26 \text{ ns}$ , mentre quella del pione neutro è notevolmente inferiore:  $0,84 \cdot 10^{-16} \text{ s} = 0,084 \text{ fs}$  (infatti fu scoperto solo nel 1950). Tutte le particelle subatomiche (tranne pochissime eccezioni) decadono rapidamente in altre particelle stabili e instabili e la

loro rilevazione impegnò i fisici nello sviluppo di tecniche sperimentali innovative che solo nel dopoguerra furono perfezionate con l'introduzione ad esempio delle emulsioni sviluppate dalla Kodak in collaborazione con C. F. Powell e G. Occhialini (fig.2 e fig.3).



In alto, [fig.2](#) - Emulsione, sensibile alle particelle veloci, realizzata dalla Kodak in collaborazione con Occhialini e Powell. Nell'immagine del 1949 il pione si trasforma in un muone (e neutrino), il muone a sua volta decade in un elettrone (e una coppia invisibile all'emulsione di neutrino e di antineutrino) ; In basso, [fig.3](#) - Cecil Frank Powell e Giuseppe Occhialini

Per ritornare alla fisica teorica, la simmetria tra protoni e neutroni nel linguaggio delle matrici si può realizzare in generale trasformando il vettore dei campi  $p$  e  $n$  moltiplicandolo per una matrice  $2 \times 2$ . Il determinante di questa matrice deve essere unitario e il numero di componenti indipendenti della matrice si riduce di 1. In questo modo il nucleone è una combinazione di protone e neutrone.

## La prima fisica subnucleare: nuovi numeri quantici

Prima dell'avvento di nuovi acceleratori di particelle, soprattutto in Europa, i laboratori ad alta quota (come quello di Jungfraujoeh in Svizzera a 3.454 metri di altezza) costituirono i luoghi di studio di nuove particelle, dalla vita media brevissima, create dai raggi cosmici.

Il muone, una sorte di elettrone pesante, che, come commentava I. Rabi, nessuno aveva ordinato, di massa compresa tra l'elettrone e il protone, già individuato negli anni Trenta, non poteva essere, penetrando la materia con grande facilità come avevano dimostrato i fisici romani nel primo dopoguerra, la particella mediatrice delle forze nucleari ipotizzata da H. Yukawa nel 1934.

Il pione invece corrispondeva perfettamente alle caratteristiche individuate dal fisico teorico, una particella di massa intermedia tra l'elettrone e il protone (mesone) con interazione forte. La scoperta di C. F. Powell portò a un doppio premio Nobel per la fisica: al giapponese nel 1949 (fig.4) e al britannico nel 1950; mentre nel 1948 il premio era stato assegnato a Patrick M. S. Blackett per i perfezionamenti della camera a nebbia e le sue scoperte sulla fisica nucleare e sui raggi cosmici.

Le ricerche sulla fisica subnucleare fecero capire ben presto che lo 'zoo' delle particelle subatomiche non era ristretto al solo gruppo formato da: fotone, neutrino, antineutrino, elettrone, positrone, muone, pione, neutrone e protone. Già nel 1943 sulle Alpi L. Leprince-Ringuet con una camera a nebbia aveva misurato la carica e la massa pari a  $(506 \pm 61) \text{ MeV}/c^2$  di una nuova particella. Così fisici (delle Università di Bristol, Manchester, L'École polytechnique, Caltech, Berkeley) individuarono particelle instabili che solo parecchio tempo dopo furono classificate come kaoni. Nelle camere a nebbia particelle cariche tracciavano segni a forma di V (fig.5). Tra i prodotti di reazione comparvero nel 1950 un protone e un pione, doveva esistere una particella neutra  $\Lambda^0$  di massa superiore a quella del neutrone. Seguì ben presto l'individuazione di iperoni carichi, particelle subnucleari con interazione forte di massa superiore a quella del nucleone e minore del deutone.

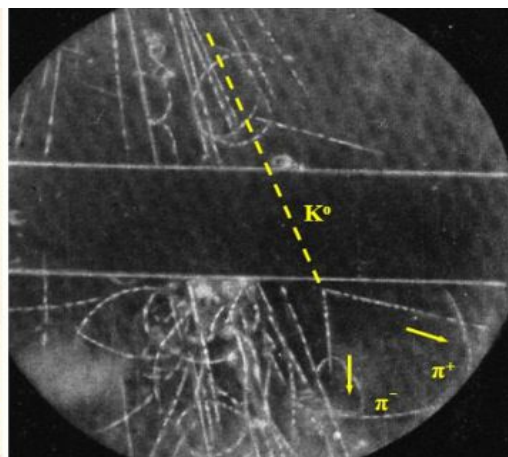
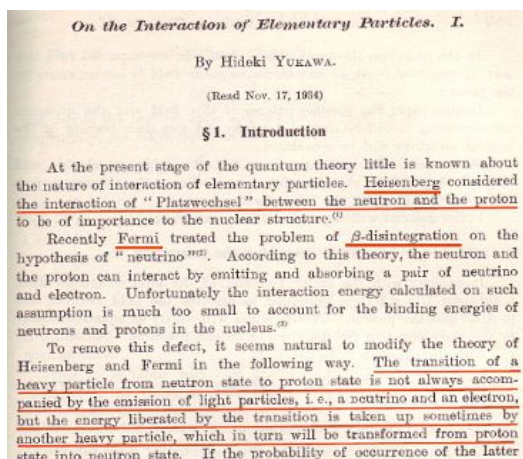


fig.4 - Il lavoro che portò H. Yukawa nel 1949 al premio Nobel per la fisica ; fig.5 - Fotografia di un evento subatomico: il decadimento di una particella instabile che porta a due diverse particelle che seguono la tipica traccia V

La tabella (fig.6), pubblicata su *Scientific American* del 1957, riportava l'elenco completo delle particelle elementari conosciute, classificate secondo: il nome, il simbolo, la massa a riposo riferita a quella dell'elettrone, lo spin, la vita media (valore leggermente più piccolo del periodo di dimezzamento essendo il tempo necessario per ridurre a  $N/2,718...$  il numero di particelle iniziali  $N$ ;  $2,718...$  è il numero irrazionale solitamente associato ai nomi di Nepero o Eulero) e le reazioni tra particelle che conservavano la carica e la massa-energia.

PARTICLE	SPIN	REST MASS (ELECTRON MASSES)	MEAN LIFE (SECONDS)	DECAY PRODUCTS	
XI	$\Xi^-$	$\frac{1}{2}$	2585	$10^{-10}$ TO $10^{-9}$	$\Lambda^0 + \pi^-$
	$\Xi^0$	$\frac{1}{2}$	NOT YET FOUND		
SIGMA	$\Sigma^+$	$\frac{1}{2}$	2325	$.7 \times 10^{-10}$	$p + \pi^0 \quad n + \pi^+$
	$\Sigma^-$	$\frac{1}{2}$	2341	$1.5 \times 10^{-10}$	$n + \pi^-$
	$\Sigma^0$	$\frac{1}{2}$	2324	NOT MEASURED	$\Lambda^0 + \gamma$
LAMBDA	$\Lambda^0$	$\frac{1}{2}$	2182	$2.7 \times 10^{-10}$	$p + \pi^- \quad n + \pi^0$
PROTON	$p$	$\frac{1}{2}$	1836.1	STABLE	
NEUTRON	$n$	$\frac{1}{2}$	1838.6	ABOUT 1,000	$p + e^- + \bar{\nu}$
K MESON	$K^+$	0	966.5	$1.2 \times 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu \quad \pi^+ + \pi^0 \quad \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ $\pi^+ + \pi^0 + \pi^0 \quad \mu^+ + \nu + \pi^0 \quad e^+ + \nu + \pi^0$
	$K^-$	0	966.5	$1.2 \times 10^{-8}$	$\mu^- + \bar{\nu} \quad \pi^- + \pi^0 \quad \pi^- + \pi^- + \pi^+$ $\pi^- + \pi^0 + \pi^0 \quad \mu^- + \bar{\nu} + \pi^0 \quad e^- + \bar{\nu} + \pi^0$
	$K_1^0$	0	965	$1 \times 10^{-10}$	$\pi^+ + \pi^- \quad \pi^0 + \pi^0$
	$K_2^0$	0	965	$3 \times 10^{-8}$ TO $10^{-6}$	$\pi^+ + e^- + \bar{\nu} \quad \pi^- + e^+ + \nu \quad \pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}$ $\pi^- + \mu^+ + \nu \quad \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$
PION	$\pi^+$	0	273.2	$2.6 \times 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu$
	$\pi^-$	0	273.2	$2.6 \times 10^{-8}$	$\mu^- + \bar{\nu}$
	$\pi^0$	0	264.2	$10^{-16}$ TO $10^{-15}$	$\gamma + \gamma$
MUON	$\mu^-$	$\frac{1}{2}$	206.7	$2.2 \times 10^{-6}$	$e^- + \nu + \bar{\nu}$
ELECTRON	$e^-$	$\frac{1}{2}$	1	STABLE	
NEUTRINO	$\nu$	$\frac{1}{2}$	0	STABLE	
PHOTON	$\gamma$	1	0	STABLE	

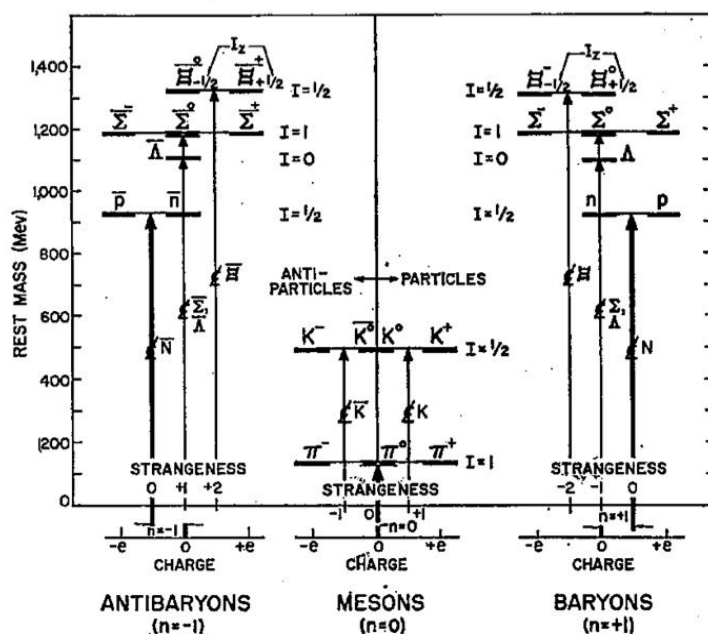
fig.6 - Le particelle elementari e le loro caratteristiche secondo M. Gell-Mann e E. P. Rosenbaum in un articolo per Scientific American del 1957

Oggi è chiaro che la vita media delle particelle permette di classificarle in stabili, quasi stabili e instabili. Le prime, come il protone, sono quelle che non decadono e che garantiscono la stabilità della materia (un limite inferiore alla massa di un gruppo consistente di particelle). Le seconde hanno, come il muone ( $10^{-6}$  s), il pione carico ( $10^{-8}$  s), e il mesone carico K ( $10^{-8}$  s), vita media sufficientemente lunga per tracciare su una emulsione fotografica o in una camera a nebbia un tratto misurabile sperimentalmente. Le ultime, con tempi molto più brevi di quelli indicati nella tabella, sono quelle instabili: un punto nell'apparato sperimentale con caratteristiche fisiche

riconducibili alle misure delle particelle prodotte nella reazione di decadimento. Se tale reazione è controllata da una forza debole la vita media è sufficientemente lunga (come accade per il muone e il pione), mentre se il decadimento è dominato dall'interazione forte, la particella ha vita molto più breve. Le particelle che producevano le coppie con caratteristiche V mostravano inoltre un comportamento anomalo caratterizzato da una produzione molto rapida, tipica delle particelle con interazioni forti, ma anche da una vita media relativamente lunga. Per risolvere il problema della produzione intensa e del decadimento debole, fu associato alle particelle strane un nuovo grado di libertà interno, un numero quantico che si conservava nelle interazioni forti, ma non in quelle deboli (dopo l'isospin, un'altra rottura di simmetria).

La classificazione di queste particelle iniziò con M. Gell-Mann e altri nel 1952, i quali introdussero quello che più tardi fu indicato come 'stranezza',  $S$ . Il protone, il neutrone e il pione, le ordinarie particelle, erano caratterizzati da  $S=0$ , mentre i kaoni e gli iperoni avevano un valore intero di  $S$  diverso da zero. Se una particella strana decadeva in un'ordinaria particella aveva il valore  $-1$ . Se invece decadeva in un'antiparticella,  $S$  era uguale a  $+1$ . Infine una particella strana che si trasformava in un'altra particella strana con un decadimento lungo era doppiamente strana  $S=-2$ . La confusione sulla nomenclatura dei gruppi di particelle era grande. Inizialmente i nomi riflettevano solo caratteristiche di massa rispetto al protone e all'elettrone (così anche il muone fu chiamato inizialmente mesone per la sua massa intermedia tra le due particelle).

In seguito furono adottate classificazioni legate alle forze. Gli adroni divennero le particelle con interazioni forti; i leptoni, le particelle, come l'elettrone e il muone, con interazioni deboli. Gli adroni furono a loro volta suddivisi in base allo spin in barioni (con spin semi intero come il neutrone e il protone) e in mesoni (particelle adroniche con spin intero). Il termine mesone perdeva così il significato originario. I barioni furono caratterizzati dal valore  $+1$ , le loro antiparticelle dal numero  $-1$ , mentre tutte le altre avevano il numero barionico uguale a zero. In tal modo tutte le reazioni tra particelle dovevano conservare il numero barionico e non erano ammesse reazioni ipotetiche come quella di un protone che decade in un positrone e un pione neutro.



Sempre Gell-Mann in un articolo di ricerca del 1957 riassume le caratteristiche dei mesoni e degli iperoni in una tabella con i nuovi numeri quantici: la stranezza che variava tra  $-2$  e  $+2$ , il numero barionico  $n$ , l'isospin  $I$ , e la terza componente dell'isospin  $I_z$ . In essa era riportata anche la carica elementare (simbolo  $e$ ) degli adroni (fig.7).

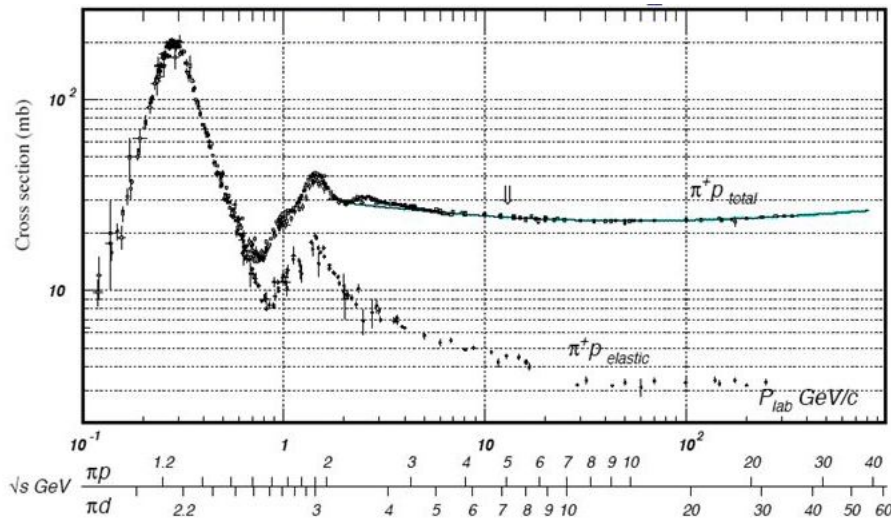
fig.7 - Adroni e mesoni classificati da M. Gell-Mann e A. H. Rosenfeld nel 1957 secondo i nuovi numeri quantici (il numero quantico barionico è indicato con la lettera  $n$ )

Per cercare di ordinare le particelle subnucleari bisognava quindi far crescere l'insieme dei nuovi numeri quantici. L'elenco dei numeri adimensionali barionici comprendeva anche il rapporto  $Q/e$  tra la carica  $Q$  del [barione](#) e il quanto elementare  $e$ . Misure dell'isospin delle particelle con i nuovi acceleratori portò K. Nishijima nel 1955-56 e Gell-Mann successivamente a generalizzare l'espressione che collegava la carica agli altri gradi di libertà. Poiché per i pioni  $Q/e=I_z$ , mentre per il nucleone  $Q/e=I_z+n/2$ , i due teorici riuscirono a scrivere l'espressione (valida anche per le particelle strane):

$$Q=e(I_z+n/2+S/2)$$

La formula di Nishijima Gell-Mann è oggi riscritta con il simbolo  $B$  al posto di  $n$  per il numero barionico. Quindi la carica di un adrone può essere pensata come costituita da tre elementi: la carica dovuta alla componente dell'isospin, la carica dovuta alla massa e infine la carica associata alla stranezza.

Nel frattempo gli esperimenti su macchine acceleratrici più potenti portavano a identificare nuovi stati eccitati di particelle con il sistema delle risonanze. Già nel 1952 un bersaglio di protoni bombardato con pioni ad alta energia permetteva di studiare con il ciclotrone di Chicago la sezione d'urto in funzione dell'energia del sistema pione



protone. La misura dell'energia in corrispondenza del massimo della sezione d'urto portò E. Fermi alla scoperta (fig.8) della particella instabile  $\Delta$ , uno stato eccitato del nucleone che ben presto avrebbe mostrato la famiglia:  $\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$ .

fig.8 - La risonanza della coppia pione protone, scoperta da Fermi nel 1952

## L'ordine delle particelle con interazione forte secondo Gell-Mann

Nei primi anni Sessanta il numero delle particelle elementari cresceva rapidamente e si moltiplicavano i tentativi di classificazione. M. Gell-Mann, uno dei teorici più impegnati sull'argomento, in collaborazione con G. F. Chew e A. H. Rosenfeld, scriveva nel 1964 l'articolo per Le Scienze: *Particelle a interazione forte*, una sorta di aggiornamento dello stato di conoscenze sulle particelle.

"Le trenta particelle del 1957 consistevano in 16 barioni, 7 mesoni, 6 leptoni e antileptoni e del fotone (barioni, mesoni e leptoni indicano rispettivamente particelle pesanti, medie, leggere). [...] Le 82 particelle e antiparticelle a interazione forte vengono qui presentate in una nuova classificazione.[Essa] include soltanto quelle con massa a riposo non superiore a 2000 MeV." (Le particelle fondamentali, Le Scienze, pp. 17-18)

Dopo aver discusso un metodo dovuto al fisico italiano T. Regge di previsione delle masse atomiche di nuove particelle sulla base dei valori di massa e spin delle particelle conosciute, Gell-Mann affrontava "la via dell'ottetto", con le parole: "Si è detto prima che la differenza di massa tra neutrone e protone può venire considerata

come una separazione causata dal fatto che lo spin isotopico non viene conservato nell'interazione elettromagnetica [...]. È ora rilevante il fatto che i quattro membri della famiglia barionica Nucleone, Lambda, Sigma e Xi, sono distinti da differenze nella massa media superiori solamente di circa un fattore 10 a quelle che separano i singoli membri dentro ciascun multipletto [...]. Se le differenze di massa all'interno di un multipletto è causata dalla violazione dello spin isotopico, ha senso pensare che la differenza di massa assai più rilevante tra multipletti contigui derivi dalla violazione della conservazione di qualche altro numerico quantico?"

La domanda dell'autore era ovviamente il preambolo per introdurre la stranezza, il nuovo numero quantico che non si conservava quando le particelle decadevano con tempi caratteristici delle interazioni deboli. Già due anni prima Gell-Mann, disponendo i mesoni (figura 9) e i barioni più leggeri (figura 10) secondo un grafico avente negli assi la componente dell'isospin e la stranezza, aveva ottenuto regolari figure geometriche: esagoni con la centro due particelle con valori nulli.

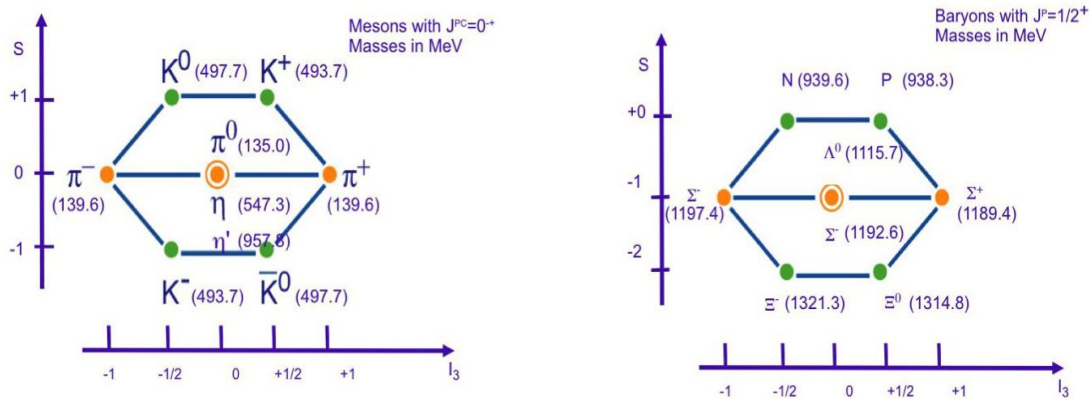


fig.9 - Riportando in un grafico i mesoni con spin uguale a 0 in funzione del valore di  $I_z$  e della stranezza  $S$ , le particelle si dispongono secondo un esagono con al centro due altre particelle con valori nulli che completano l'ottetto; fig.10 - Riportando in un grafico i barioni con spin 1/2 in funzione del valore di  $I_z$  e della stranezza le particelle si dispongono secondo un esagono con al centro due altre particelle con valori nulli che completano l'ottetto

Il raggruppamento delle otto particelle era stato chiamato l'Eightfold Way. L'analisi matematica di Gell-Mann dei supermultipletti (gruppo di otto particelle), effettuata con matrici 3x3, aveva portato Gell-Mann a individuare semplici relazioni tra le masse delle particelle e l'isospin totale (formula di Gell-Mann e Okubo). Così nell'esempio descritto in precedenza la metà della massa del nucleone sommata alla metà della

massa media della particella Xi era uguale ai tre quarti della massa della particella Lambda più un quarto di quella della particella Sigma.

Allargando l'analisi al barione instabile costituito da un quadrupletto di risonanze:  $\Delta^-$ ,  $\Delta^0$ ,  $\Delta^+$ ,  $\Delta^{++}$  l'ottetto diveniva un decupletto a forma triangolare al cui vertice inferiore però non corrispondeva nessuna particella nota. Gell-Mann colmò nel 1962 la lacuna battezzando la nuova particella, avente determinate caratteristiche di massa, carica, stranezza e isospin:  $\Omega^-$ .

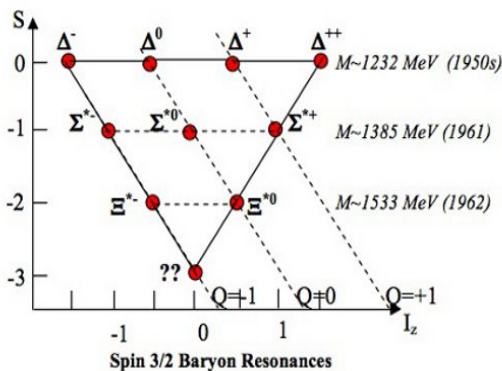


fig.11 - Raggruppando i barioni con spin 3/2 con le prime risonanze si forma un decupletto al cui vertice inferiore fu prevista da Gell-Mann una particella con massa 1672 MeV/c<sup>2</sup>

Essa doveva avere secondo i suoi calcoli massa di  $1676 \text{ MeV}/c^2$  e fu confermata nel 1964.

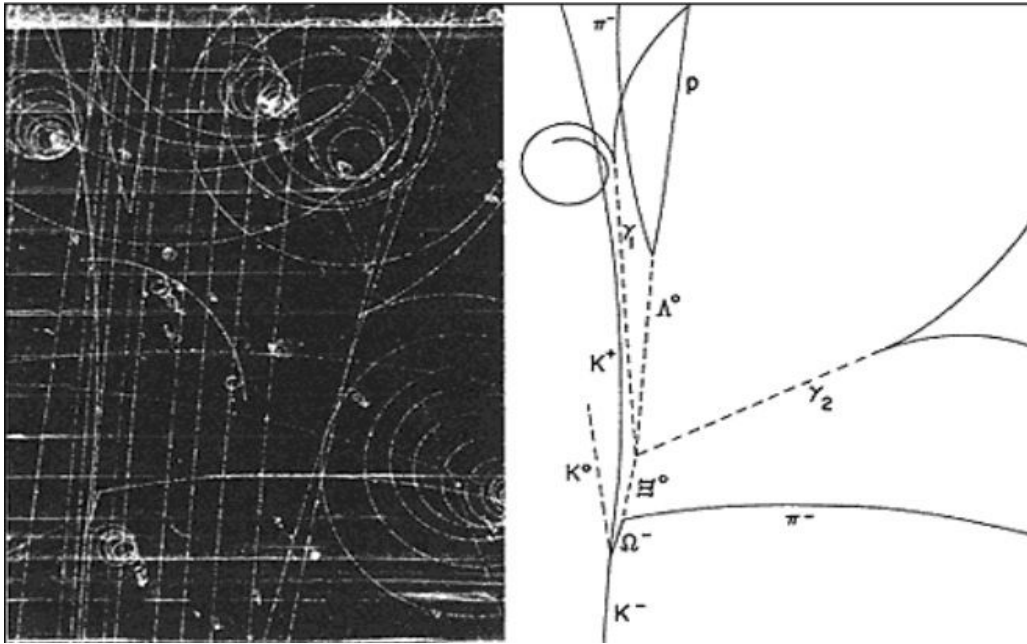


fig.12 - Prima verifica sperimentale effettuata nel 1964 da N. Samios, con una camera a bolle, della nuova particella omega meno prevista da Gell-Mann

La classificazione iniziava a dare i suoi frutti e a produrre predizioni. Se i fisici negli anni Trenta nel trattare il nucleone avevano utilizzato una simmetria con matrici  $2 \times 2$ , ora iniziava a prendere corpo una simmetria con matrici  $3 \times 3$ . Bisognava passare dai soli due elementi protone e neutrone del nucleone dell'algebra di Heisenberg ai tre elementi di Gell-Mann.

Il passo decisivo fu realizzato da Gell-Mann e indipendentemente da G. Zweig sempre nel 1964. Tutti gli adroni dovevano essere ricondotti a tre particelle elementari (già S. Sakata aveva realizzato nel 1956 un modello in cui tutte le particelle con interazione conosciute all'epoca potevano essere ricondotte a  $n, p, \Lambda$ ). Come avevano fatto Heisenberg e Wigner, con lo spin isotopico, due elementi potevano essere su e giù (up e down), il terzo doveva caratterizzare la stranezza delle particelle e fu chiamato *strano* (strange). Gli elementi del triangolo base della simmetria di tutte le particelle adroniche divennero secondo Gell-Mann quark, ispirandosi alla frase di Joyce: "Three quarks for Muster Mark!". Nascevano i quark  $u, d, s$ .

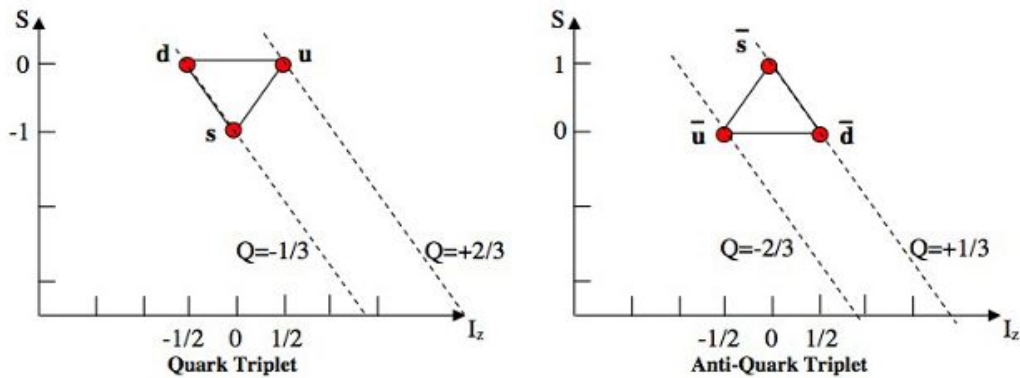


fig.13 - La simmetria base degli adroni. I quark e gli antiquark nel solito grafico componente isospin e stranezza

Per la proprietà di additività le nuove particelle elementari dovevano avere cariche frazionarie rispetto a quella elementare! I numeri quantici caratteristici di queste nuove particelle che costituiscono gli elementi base per la formazione degli adroni



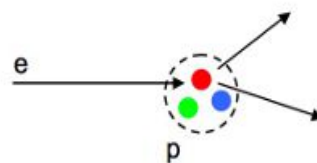
sono riportati nelle due tabelle che seguono.

Quark	B (numero barionico)	I	$I_z$	S	Q
u	1/3	1/2	+1/2	0	+2/3
d	1/3	1/2	-1/2	0	-1/3
s	1/3	0	0	-1	-1/3

Antiquark	B (numero barionico)	I	$I_z$	S	Q
$\bar{u}$	-1/3	1/2	-1/2	0	-2/3
$\bar{d}$	-1/3	1/2	+1/2	0	+1/3
$\bar{s}$	-1/3	0	0	+1	+1/3

Confrontando i valori delle due tabelle è facile capire che, ad eccezione dell'isospin totale  $I$ , tutti i numeri quantici riportati sono delle cariche. Ogni numero del quark, nell'antiparticella corrispondente, assume valore opposto. I mesoni in questo modo sono costituiti da una coppia di quark e antiquark che porta sempre al numero barionico nullo e spin isotopico intero. I barioni invece contengono tre quark. Gli antibarioni tre antiquark. Così il protone diviene la combinazione dei quark  $u+u+d$  e il neutrone  $d+d+u$ ; entrambe, particelle ordinarie, non possono avere al loro interno il quark s.

Un contributo decisivo verso l'affermazione del modello a quark fu la verifica effettuata, nell'[acceleratore](#) lineare da 20 Gev costruito nel 1967 a Stanford, con esperimenti di diffusione di elettroni su protoni svolti tra la fine degli anni Sessanta e l'inizio degli anni Settanta. In un analogo, su scala dimensionale di 1 a 3000 visto che il nuovo acceleratore era lungo 2 miglia, dell'esperimento di Rutherford del bombardamento di una lamina d'oro con particelle alfa, si trovò che all'interno del protone vi erano punti massivi con carica frazionaria. Nel 1969 fu assegnato a Gell-Mann il premio Nobel per il suo contributo alla classificazione delle particelle elementari e delle loro interazioni.



[fig.14](#) - La parte finale dell'acceleratore lineare dello SLAC dove si effettuavano gli esperimenti con elettroni; [fig.15](#) - Rappresentazione schematica della diffusione degli elettroni da parte dei quark