

L'eredità di Enrico Fermi nella fisica delle particelle

MAURICE JACOB e LUCIANO MAIANI

1. – L'eredità di Fermi

Nell'anno 2001 cade il centesimo anniversario della nascita di Enrico Fermi. A Fermi si devono scoperte eccezionali, contributi durevoli, malgrado la sua prematura scomparsa all'età di 53 anni. Con le parole di Pais dal suo libro "Inward bound": "Physics thus lost one of his great figures, a man at home in the instrument shop, in the laboratory and in theoretical physics This physics inspired two generations on two continents." ⁽¹⁾

I fisici delle particelle difficilmente passano una giornata senza far riferimento ai fermioni, a distanze misurate in fermi o qualcos'altro che porti il suo nome. Fermi ci ha lasciato un'eredità enorme.

Una delle ultime importanti azioni di Fermi fisico furono le sue lezioni alla scuola estiva di Varenna nel 1954, quella famosa scuola di fisica che ora porta il suo nome. Lo stesso anno tenne una lezione anche alla scuola estiva di Les Houches, una famosa scuola nelle Alpi Francesi, che giocò un ruolo molto importante per la rinascita della fisica teorica nell'Europa continentale dopo la seconda guerra mondiale. In entrambe le scuole il suo insegnamento riguardò lo studio, nelle sue fasi iniziali, della diffusione del mesone π che egli stava svolgendo a Chicago e sul quale ritorneremo alla fine di questo saggio.

La lista delle scoperte di Fermi è impressionante. Si possono citare:

⁽¹⁾ "La fisica ha così perso uno dei suoi maggiori rappresentanti, un uomo a suo agio tra gli strumenti di laboratorio, sia con la fisica sperimentale che con la fisica teorica La sua fisica ha ispirato due generazioni in due diversi continenti."

i) L'introduzione della statistica di Fermi per particelle con spin $1/2$ ora denominate fermioni (1925). Da questa teoria deriva il concetto della superficie di Fermi in fisica dello stato condensato e in fisica nucleare.

ii) Un contributo molto importante allo sviluppo della elettrodinamica quantistica che fu formulato tra la fine degli anni '20 e l'inizio degli anni '30.

iii) La teoria dell'accoppiamento vettoriale per il decadimento β (1933), che formula la struttura propria dell'interazione debole. Anche se questa struttura, che egli propose in analogia con l'elettrodinamica, fu dibattuta a lungo e convalidata sperimentalmente solo alla fine degli anni '50, essa è stata e continua ad essere il sistema di riferimento per i ricercatori in quel campo. È nota come interazione di Fermi con la costante di Fermi che misura la forza dell'accoppiamento.

iv) L'introduzione e lo studio della radioattività indotta dai neutroni, che completa e sostituisce quella indotta da particelle alfa (1934).

v) Lo studio delle interazioni dei neutroni lenti, che inizia nel 1934 e va avanti fino al 1939. In questo ambito il gruppo di Roma con D'Agostino, Segrè, Amaldi, Rasetti e Fermi contribuì in modo decisivo alla nascita dell'era della fisica nucleare.

Un concetto, al quale spesso ci si riferisce, in relazione alla struttura nucleare, è quello del moto di Fermi, il moto quantico di protoni e neutroni legati in un nucleo. Questo moto permette processi di produzione al di sotto delle loro soglie classiche.

Nel 1938 Fermi vinse il premio Nobel "per aver dimostrato l'esistenza di nuovi elementi radioattivi prodotti dall'irradiazione mediante neutroni, e per la scoperta, legata alla precedente, delle reazioni nucleari indotte da neutroni lenti".

In seguito, Fermi lasciò Roma per andare negli Stati Uniti, stabilendosi in un primo tempo alla Columbia University. Come si disse in quegli anni "prese la nave sbagliata" di ritorno da Stoccolma. Alla Columbia University si occupò immediatamente dello studio della fissione e dello studio dettagliato del "rallentamento" dei neutroni. In questo ultimo campo trova molte applicazioni un altro concetto, ancora una volta, introdotto da lui stesso. Questo è noto come "età di Fermi" e traccia tutta la storia cinematica dei neutroni che vengono rallentati in un moderatore.

A questo punto vogliamo ricordare una storia divertente e al tempo stesso istruttiva.

Fermi aveva molti seguaci, e tra gli altri, alcuni molto lontani, che con entusiasmo, leggevano le sue pubblicazioni per trarne guida o ispirazione. È il caso di Flerov, un giovane fisico russo che scoprì la fissione spontanea nel 1940. Egli fu reclutato nel 1941 quando la Germania attaccò l'Unione Sovietica. Nel 1942 approfittò di una breve licenza per andare subito in una biblioteca di fisica a consultare il "Physical Review", alla ricerca delle ultime pubblicazioni di Fermi. Rimase molto sorpreso di non trovare nessun lavoro di Fermi in tutta l'annata 1941. La sua conclusione immediata fu che le ricerche sulla fissione erano diventate segrete in America e che gli Stati Uniti erano seriamente coinvolti nel programma per la bomba nucleare. Dato che egli aveva rapporti di conoscenza con autorità politiche, scrisse immediatamente a Stalin perchè anche l'Unione Sovietica si allineasse urgentemente dedicandosi ad un analogo programma. Ciò sortì il suo effetto e già nel 1942 si iniziò anche in Unione Sovietica a dedicare energie e risorse allo studio della reazione a catena sotto la guida di Kurchatov. Come mostra questo aneddoto, anche la

manca d'informazione può a volte essere una preziosa sorgente d'informazione! A quel tempo la questione chiave era non tanto se fosse possibile costruire la "bomba" ma piuttosto se valeva la pena affrontarla, durante una guerra, il grande sforzo necessario per ottenerla.

Continuiamo con la lunga lista delle scoperte di Fermi. Troviamo ora:

vi) La costruzione del primo reattore nucleare, a Chicago, effettuato nel 1942 e reso noto con il famoso messaggio in codice "The Italian navigator has reached the New World".

Dopo aver lavorato a Los Alamos, Fermi tornò a Chicago, nell'appena fondato Institute for Nuclear Studies; sotto la sua guida, quell'Istituto divenne presto vivaio di grandi talenti. Basti dire che tra i giovani studenti di fisica, subito dopo la seconda guerra mondiale, vi erano Chamberlain, Chew, Garwin, Gell-Mann, Goldberger, Lazarus, Lee, Orear, Rosenbluth, Rosenfeld, Selove, Steinberger, Wolfenstein e Yang! Questa è già una notevole lista e molti altri seguirono successivamente.

Tra le scoperte di Fermi di quel periodo elenchiamo:

vii) Una teoria sull'accelerazione dei raggi cosmici (1949).

viii) Una teoria del mesone π come stato legato di un barione e di un antibarione (sempre nel 1949).

ix) Lo studio teorico e sperimentale della diffusione pione-nucleone con la convalida dell'indipendenza dalla carica, o invarianza di isospin, il manifestarsi della famosa risonanza 3-3. Una prima considerazione globale delle interazioni dei pioni fu il tema della sua famosa serie di lezioni alla scuola estiva di Varenna sui pioni e i nucleoni, che abbiamo precedentemente ricordato.

Fermi fu un fisico sia teorico che sperimentale. Fu tra gli ultimi a possedere in modo così impressionante quella rara combinazione di attitudini sperimentale e teorica nella fisica nucleare e delle particelle. Non si disse di lui: Per i teorici era un grande teorico e per gli sperimentali era un grande sperimentale? Fu anche un eccellente didatta, come testimoniano le molte monografie e lezioni scritte; ma soprattutto ha lasciato una straordinaria eredità nelle menti di coloro che ebbero il privilegio di frequentare le sue lezioni. Fermi fu il tramite del successo di molti giovani fisici che lo incontrarono e, ovviamente, per quelli che lavorarono con lui, prima a Roma, alla fine degli anni '30 e, successivamente, a Chicago, tra la fine degli anni '40 e l'inizio degli anni '50. Gian Carlo Wick, uno dei teorici famosi dello scorso secolo, fu assistente di Fermi a Roma negli anni '30. Egli disse: "I consigli di Fermi in tutti questi anni, ma prima di tutto il suo esempio, sono stati le mie guide essenziali di giovane ricercatore". L'approccio di Fermi alla nuova fisica con il suo potente connubio di logica e pragmatismo, come è mostrato chiaramente in alcune delle sue monografie, e in particolare quella sulla fisica nucleare (e delle particelle) del 1949, è parte della sua grande eredità. Una lettura delle sue note di Varenna riesce quasi a farcelo vedere all'opera.

Fermi morì poco prima che la fisica nucleare e delle particelle si dividessero, per diventare ciascuna un campo di studi specialistico, e con relative conferenze e riunioni distinte. La fisica nucleare si specializzò nello studio della struttura del nucleo, visto

come insieme di nucleoni. La fisica delle particelle si rivolse allo studio della struttura interna del nucleone.

Verso la fine degli anni '50 era già chiaro che il nucleone era un oggetto esteso (con dimensioni di circa 10^{-15} m —un fermi!) e con qualche struttura più interna, ancora da esplorare. Le molte particelle nuove scoperte nei raggi cosmici dimostravano anche che la lista di particelle fondamentali non poteva essere limitata alle poche coinvolte nella struttura dell'atomo.

Fermi si rese conto della complessità che tutto ciò implicava nello studio delle forze forti che legano i nucleoni tra loro: “Quando fu proposta la teoria di Yukawa (che la forza forte corrisponde allo scambio di mesoni π tra nucleoni) c'era una legittima speranza che le particelle coinvolte, protone, neutrone (i nucleoni) e i mesoni π , potessero essere considerate come effettive particelle elementari. Questa speranza si fa sempre più debole visto che numerose nuove particelle elementari continuano ad essere scoperte”. Come sappiamo oggi, queste particelle che hanno interazioni forti, e che ora chiamiamo adroni, sia quelle note al tempo di Fermi che le ulteriori centinaia di altre che sono state scoperte da allora ad oggi, sono tutte composte di quark. I quark sono fermioni con spin $1/2$. Ci sono tre quark in un barione (che è un fermione) e un quark e un antiquark in un mesone (che è un bosone).

In questa presentazione sull'eredità di Fermi nella fisica delle particelle, sceglieremo tre dei suoi maggiori contributi che abbiamo elencato ai punti ii), vii) e ix). Sono rispettivamente la teoria del decadimento β , il mesone π , o pione, visto come stato legato nucleone-antinucleone e, infine, lo studio dell'indipendenza dalla carica nell'interazione tra pioni e nucleoni. Ovviamente siamo lontani dall'essere esaurienti! Ma questi tre contributi hanno profondamente influenzato lo sviluppo della fisica delle particelle e rimangono di grande attualità anche ai nostri giorni.

2. – Decadimento nucleare β e la struttura delle forze deboli

Alla fine degli anni '20, il decadimento β (l'emissione radioattiva di elettroni) era ancora avvolto nel mistero. Si vedevano solo elettroni emessi da nuclei che cambiavano la loro natura. La teoria dei quanti era sufficientemente avanzata per potersi aspettare un'energia abbastanza ben determinata per l'elettrone, corrispondente ad una transizione tra due livelli quantici nucleari ben definiti. L'elettrone, molto più leggero del nucleo, avrebbe dovuto prendere la parte preponderante dell'energia liberata nella transizione. Si osservava invece una distribuzione continua delle energie dell'elettrone, che andava da zero fino all'energia totale liberata nella transizione nucleare.

Si era pensato per qualche tempo che un nucleo di numero atomico A e carica Z potesse essere fatto di A protoni e $A - Z$ elettroni (chiamati elettroni “nucleari”) e che uno di quegli elettroni venisse liberato nel decadimento β . Di fatto questa ipotesi era già difficile da accettare da un punto di vista quanto-meccanico. Risultava infatti difficile pensare che gli elettroni del decadimento β potessero pre-esistere nel nucleo. Gli elettroni

sono particelle così leggere che, mentre possono essere ben localizzate all'interno di un "grosso" atomo, non potrebbero essere localizzate in un volume così piccolo come quello di un nucleo atomico. La regola quantistica per la localizzazione di una particella consiste nel prendere la sua lunghezza d'onda di Compton, che è proporzionale alla costante di Planck e inversamente proporzionale alla massa. Essa sta tra 10^{-12} e 10^{-13} metri per un elettrone ed è circa cento volte più grande della dimensione del nucleo!

L'esistenza nel nucleo di A protoni e $A - Z$ elettroni, non era nemmeno compatibile con la relazione tra spin e statistica, come mostrato alcuni anni prima da F. Rasetti con un brillante esperimento sull'osservazione dello spettro di Raman emesso da molecole biatomiche di O_2 e N_2 effettuato nel 1928. F. Rasetti giunse alla conclusione che i nuclei $^{16}_8O$ e $^{14}_7N$ avevano entrambi spin intero (0 e 1, rispettivamente) e obbedivano alla statistica di Bose-Einstein. D'altra parte, secondo la teoria degli elettroni nucleari, $^{14}_7N$ dovrebbe essere composta di 14 protoni e 7 elettroni, un totale di 21 particelle di spin $1/2$, il che porta a spin di valore semi-intero e alla statistica di Fermi, contrariamente all'osservazione sperimentale.

Comunque sia, l'aspetto più eclatante del decadimento nucleare β era che l'elettrone emesso non possedeva l'energia totale liberata nella transizione. Dato che non si conosceva ancora molto della struttura del nucleo, l'apparente mancanza di conservazione dell'energia era considerata come il problema più vistoso. La conservazione dell'energia è un principio della fisica che abbiamo imparato ad associare all'invarianza delle leggi fisiche nelle traslazioni temporali. L'energia si dovrebbe conservare se i fenomeni si sviluppano nello stesso modo, qualsiasi sia la loro posizione assoluta nel tempo! L'energia liberata dalla transizione nucleare dovrebbe quindi essere ritrovata con l'elettrone liberato nel decadimento. Tuttavia, anche se i principi di invarianza sono parte della "costituzione" della fisica, il sistema generale della formulazione delle leggi della fisica deve essere verificato sperimentalmente ogni qualvolta sia necessario. L'energia si conservava veramente nel decadimento β , questo nuovo e misterioso fenomeno? Bohr aveva dei dubbi. Pauli, tuttavia, fu tra coloro che insistettero sul fatto che l'energia si doveva conservare e introdusse allo scopo una nuova particella, il neutrino. Nel decadimento β , disse, sono prodotti un elettrone e un neutrino che mettono in comune in qualche modo variabile e diseguale l'energia liberata nella transizione nucleare. Ciò che è dominato dal caso non è la quantità di energia liberata dal nucleo, che è sempre la stessa, ma il modo in cui questa energia è spartita tra l'elettrone e il neutrino.

Bisogna dire che il neutrino doveva essere una particella molto speciale, dato che doveva spiegare fatti sperimentali già noti. Non doveva avere carica, una massa piccola (ammesso che avesse una massa, come diremmo oggi) e praticamente nessuna interazione, in modo da essere in grado di sfuggire alle tecniche di rivelazione disponibili a quei tempi. Fu coraggioso da parte di Pauli il proporre una particella così nuova in un'epoca in cui era molto impopolare farlo. Ci si aspettava che dovessero esserci molte poche particelle fondamentali. L'esigenza di semplicità si manifestava ancora in un'economia di particelle e non in un'economia di principi, come ai giorni nostri. Infatti, circa contemporaneamente, Dirac azzardò l'ipotesi del positrone come una nuova (anti)particella, a fianco dell'elettrone. Aveva anche cercato per un po', sebbene senza successo, di identificare la

sua particella positiva col protone.

In ogni caso, il neutrino fu proposto come soluzione all'interrogativo energetico del decadimento β . Il prezzo da pagare per salvare il principio di conservazione era l'esistenza di questa particella, fino allora ignota, con proprietà così peculiari. Pauli fece cenno per la prima volta a questa idea in una lettera a Heisenberg nel 1930, e l'idea cominciò a farsi strada.

Pauli sostenne la sua idea anche basandosi sul fatto che, come abbiamo visto, l'esistenza nel nucleo di A protoni e $A - Z$ elettroni non era compatibile con la relazione tra spin e statistica, come dimostrato dall'esperimento di Rasetti. Facendo riferimento a questo problema, Pauli nella sua lettera riportava quello che il suo predecessore R. Peierls aveva detto in proposito: "È come le tasse, meno se ne parla meglio è". L'emissione di un neutrino assieme con l'elettrone permise di riclassificare i costituenti del nucleo in modo da reinstaurare la relazione spin-statistica. Assumendo che i neutrini abbiano spin $1/2$, il nucleo sarebbe composto di Z protoni e $A - Z$ complessi formati da protone + elettrone + neutrino (in totale complessi con spin semi-intero). Così i nuclei con A pari corrisponderebbero sempre a spin intero ubbidendo perciò alla statistica di Bose-Einstein (il nuovo quadro presenta una statistica differente rispetto a quella precedente nel caso in cui $A - Z$ è dispari, come nel caso di $^{14}_7\text{N}$, e riproduce correttamente il risultato di Rasetti). Qualche altra cosa che ubbidisce alla statistica di Fermi deve esserci nel nucleo oltre all'elettrone, insisteva Pauli.

(Il neutrino fu poi finalmente scoperto, da Reines e collaboratori, ma solo nel 1956, due anni prima della morte di Pauli, quando l'enorme flusso di neutrini emessi da un reattore nucleare poté mettere in evidenza alcune reazioni nel rivelatore, imponente per l'epoca, di Reines.)

È in questo contesto che fu formulata la teoria di Fermi. L'ipotesi di Pauli fu presto nota a Fermi che la considerò con grande interesse. Fermi conìò il nome di "neutrino" in opposizione al nome di "neutrone" che era stato inizialmente usato da Pauli, ma che doveva essere riservato, secondo Fermi, al partner neutro del protone, scoperto da Chadwick nel 1932. La scoperta del neutrone chiarì definitivamente il problema associato alla composizione del nucleo, che fu così inteso come un insieme di Z protoni e $A - Z$ neutroni. Gli elettroni del decadimento β erano quindi prodotti durante la transizione di un neutrone in un protone, accompagnato, secondo l'ipotesi di Pauli, da un elettrone e da un neutrino.

Il neutrone deve essere identificato col "complesso" protone + elettrone + neutrino che abbiamo menzionato in precedenza. Il neutrone è in grado di decadere in questo complesso attraverso una nuova interazione distinta dalla forza elettromagnetica (che lega l'atomo) e dalla forza forte (che lega il nucleo) e che Fermi chiamò "interazione debole". Così stavano le cose nel 1933.

A questo punto è opportuno ricordare alcuni concetti dell'elettrodinamica relativistica. La legge di Coulomb per l'azione tra le cariche e la legge di Biot-Savart per l'azione tra le correnti, si possono fondere in un'interazione singola tra due correnti che sono ora quadrivettori in meccanica relativistica. Si dice che l'interazione ha natura vettoriale. La forma quantistica dell'interazione elettromagnetica corrisponde allo scambio di un fotone

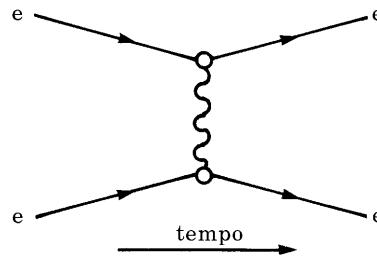


Figura 1. – Diffusione elettrone-elettrone indotta dallo scambio di un fotone.

(particella vettoriale) tra due correnti che sono associate con la presenza e il moto delle due particelle interagenti (diciamo due elettroni). Questo è riassunto, ai nostri giorni, da un diagramma di Feynman, che offre il primo e principale contributo al processo di diffusione dell'elettrone in uno sviluppo perturbativo in termini del quadrato della carica elettrica. La carica elettrica misura la forza dell'accoppiamento del fotone alla corrente elettromagnetica.

Nel corso della diffusione ciascuna delle particelle cariche (in questo caso i due elettroni) cambia il suo impulso con l'emissione o l'assorbimento del fotone, ma non cambia la sua natura. L'elettrodinamica quanto-relativistica, così come presentata qui, divenne il modello per la teoria di Fermi del decadimento β .

Fermi considerò che una corrente poteva emettere una coppia elettrone-neutrino proprio nello stesso modo in cui la corrente elettromagnetica emette un fotone nell'elettrodinamica quantistica. Presenteremo tuttavia la teoria direttamente nella sua versione corrente-corrente, usando il linguaggio del "mare di Dirac" di quel tempo, secondo il quale la produzione di particelle è associata ad un cambiamento di moto per una particella, intuitivamente collegata ad una corrente.

Per evitare il problema sollevato dalla presenza di stati di energia negativa che compaiono nella teoria dell'elettrone di Dirac, il vuoto (lo stato di energia più bassa per la teoria) deve essere tale che tutti gli stati di energia negativa siano già saturati. Questo è il cosiddetto "mare" di Dirac di elettroni a energia negativa. Il principio di esclusione di Pauli, che vieta a qualsiasi coppia di elettroni di avere lo stesso stato quantico, fa sì che elettroni di energia positiva non cadano negli stati di energia negativa già occupati da un elettrone.

Si può estrarre un tale elettrone di energia negativa dal "mare" fornendogli energia mediante l'assorbimento di un fotone. L'elettrone appare quindi come un elettrone a energia positiva e si può naturalmente associare una corrente a quella transizione che cambia il moto di quell'elettrone. L'operazione, però, lascia un buco nel mare di Dirac, che si comporta come una particella di carica positiva, il positrone, l'antiparticella dell'elettrone. Si può quindi vedere che il fotone scambiato nella fig. 1 può cambiare il moto di un elettrone (di energia positiva) ma può anche creare una coppia elettrone-positrone. Questi non sono altro che due punti di vista della stessa dinamica.

Nella teoria di Fermi, il modello del decadimento β è in linea con il quadro dell'elet-

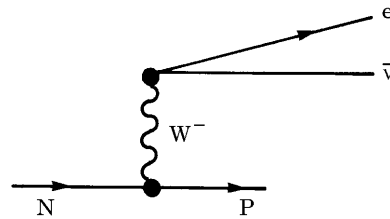
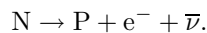


Figura 2. – Decadimento del neutrone tramite un scambio di W.

trodinamica. Tuttavia, le correnti associate con le particelle iniziale e finale sono ora in grado di cambiare la loro natura. Una corrente può essere associata a un neutrone che si trasforma in protone e l'altra corrente a un neutrino che si trasforma in elettrone, oppure, come abbiamo appena visto, quando il neutrino iniziale è estratto dal mare di neutrini a energia negativa, si ha la produzione di una coppia elettrone-antineutrino. Occorre un mare di neutrini assieme al mare di elettroni, che riempiono in entrambi i casi tutti gli stati a energia negativa! Si può dire che un neutrino a energia negativa è “espulso dal mare” ad uno stato di energia positiva, e allo stesso tempo trasformato in un elettrone. Il buco rimasto si comporta come antineutrino. La reazione complessiva può essere scritta nel seguente modo:



Che cosa è che provoca l'espulsione dal mare? Qualcosa deve essere scambiato per trasferire energia dal sistema nucleone, N-P, al sistema elettrone-antineutrino. Questo “qualcosa”, diversamente dal fotone in elettrodinamica, deve possedere una unità di carica elettrica. Se anche questa fosse una particella vettoriale, come il fotone, la nuova particella porterebbe ad una descrizione del decadimento del neutrone strettamente analoga al quadro elettrodinamico della diffusione dell'elettrone (fig. 2).

Per economizzare in particelle, Fermi non introdusse esplicitamente la particella W, che fu comunque considerata immediatamente dopo la teoria di Fermi (questa possibilità è già menzionata da Yukawa nella sua teoria delle forze nucleari, 1935). In ogni caso, W deve avere una massa molto grande per poter spiegare la natura a corto raggio dell'interazione. Questo meccanismo di scambio sarebbe stato finalmente confermato sperimentalmente, ma solo nei primi anni '80, con la scoperta del mesone W, avente una massa quasi 90 volte quella del protone! Il raggio di tale interazione è quindi dell'ordine di 10^{-18} metri e per questo motivo è rimasta per molto tempo al di là delle possibilità sperimentali.

Nella teoria di Fermi non è considerata la natura di questa particella intermedia ma si assume che due correnti interagiscono direttamente tra loro in maniera puntiforme come se la particella scambiata avesse massa infinita. Ne risulta che l'accoppiamento globale tra le due correnti ha le dimensioni di una massa quadrata inversa. Questa costante di

accoppiamento è da allora nota come costante di Fermi, con valore

$$G/\sqrt{2} \cong 10^{-5} M_p^{-2},$$

dove M_p è la massa del protone. La piccola dimensione della costante di Fermi giustifica il nome di interazione debole data alle forze responsabili del decadimento β .

Abbiamo introdotto una costante associata con una coppia elettrone-antineutrino nel linguaggio del mare di Dirac di quel tempo, per enfatizzare l'analogia tra l'interazione elettromagnetica e il decadimento β , che è l'essenza della teoria di Fermi. Fermi non avrebbe potuto dire direttamente tutto ciò nei primi anni '30. Infatti non distinse subito un antineutrino da un neutrino, ma considerò piuttosto un vettore costruito dalle funzioni d'onda di un elettrone e di un neutrino che avrebbero globalmente prodotto qualcosa che poteva rimpiazzare il fotone emesso in elettrodinamica. Una corrente di Dirac opportunamente associata a una coppia elettrone-antineutrino venne introdotta subito dopo. Fermi non poteva nemmeno usare una corrente di Dirac per un neutrone che si trasforma in un protone, dato che l'elettrodinamica relativistica non era ancora stata estesa al protone. Era ancora considerato un grande enigma il fatto che il protone avesse momento magnetico diverso da quello predetto dalla teoria di Dirac alla quale l'elettrone ubbidiva così bene. Non si può far altro che ammirare la genialità di Fermi nell'utilizzare una sola densità del nucleone, fatto legittimo a causa della piccola entità di energia liberata.

E (tutto ciò visto in retrospettiva è un capolavoro) egli definì questa densità che cambia la carica in accordo con l'operatore di spin isotopico di Heisenberg, che cambia un neutrone in un protone attraverso una rotazione nello spazio della carica, analogamente al modo in cui un operatore di spin rovescia uno "spin down" in uno "spin up" nello spazio ordinario. Questa definizione per la corrente del nucleone gli fu sufficiente per definire un accoppiamento e metterlo in relazione col tasso di decadimento del neutrone. La definizione permette anche di distinguere transizioni ammesse (con nessun cambiamento di spin nucleare) da transizioni proibite. Fermi usò le transizioni permesse per stimare l'accoppiamento. Ciò implica calcoli elaborati con le funzioni d'onda di Coulomb per gli elettroni emessi da nuclei pesanti.

L'introduzione di questa corrente di isospin (una volta messa nella appropriata forma relativistica) può essere vista in retrospettiva come una grande intuizione. Dapprima fu solamente un modo abbreviato per esprimere la trasformazione di un neutrone in un protone. Il collegamento con l'isospin comunque, apre la strada all'universalità dell'interazione debole con un'unica costante d'accoppiamento. L'interazione debole introdotta da Fermi non "appare" diversa per particelle diverse. È collegata alla corrente di isospin sia essa portata da un nucleone, un pione o qualsiasi altra particella, proprio nello stesso modo in cui un fotone si accoppia ad una carica in maniera indipendente dal tipo di particella che possiede quella carica. C'è un unico accoppiamento per la corrente di isospin indipendentemente dal modo in cui questa è formata da parte delle diverse particelle.

Abbiamo parlato del raggio dell'interazione. Fu Wick, allora assistente di Fermi a Roma, ad aver dimostrato che, nella meccanica quanto-relativistica, il raggio di una forza dovuta allo scambio di una particella è inversamente proporzionale alla massa della

particella stessa. Le fluttuazioni quantistiche permettono la comparsa di questa massa extra ma solo per un tempo inversamente proporzionale ad essa. Il raggio è quindi dato approssimativamente dal tempo moltiplicato per la velocità della luce. E corrisponde alla distanza alla quale un corpo si può far sentire attraverso le fluttuazioni quantistiche. Ciò può sembrare banale al giorno d'oggi per una generazione cresciuta con la meccanica quanto-relativistica ma, a quei tempi, perfino Bohr fu impressionato dall'argomento! Essendo il fotone privo di massa l'interazione elettromagnetica ha un intervallo infinito. La massa del pione determina il raggio delle forze nucleari. È dell'ordine di 10^{-15} m, cioè un fermi. La massa pesante di W implica un raggio molto corto per il decadimento β , che, in accordo con la teoria di Fermi, fu per lungo tempo considerato uguale a zero.

Fu ancora Wick che mostrò allora come la teoria di Fermi del decadimento β con emissione di elettroni, poteva facilmente essere estesa per descrivere l'emissione di un positrone, questa volta come un protone che si trasforma in un neutrone all'interno del nucleo e l'emissione di un neutrino più un positrone. Questa nuova forma di decadimento β era stata appena scoperta dai coniugi Joliot-Curie. Nel quadro del mare di Dirac il processo si può descrivere così. Un elettrone di energia negativa nel mare si trasforma in un neutrino di energia positiva lasciando un buco che si comporta come un positrone.

Wick predisse anche la "cattura K " secondo la quale un elettrone (vicino al nucleo, nel cosiddetto strato K) può essere catturato da un protone che si trasforma quindi in un neutrone con emissione di un neutrino.

Per comprendere le relazioni tra tutti i processi elettrodeboli, si può ora usare, la simmetria particella-antiparticella della teoria quantistica dei campi che Majorana all'epoca difese fortemente all'interno del gruppo romano. Come diceva Majorana, bisogna dimenticare delle particelle individuali e piuttosto considerare campi quantistici, cioè particelle nel modo in cui sono osservate, che sono l'eccitazione quantistica di quei campi. Nello schema della teoria quantistica dei campi, il problema dell'energia negativa scompare. Non c'è più bisogno del mare di Dirac nella formulazione della teoria. Adesso non c'è più qualcosa come una particella ben individuata! Le coppie particella-antiparticella possono essere liberamente emesse o assorbite, proprio come i fotoni. Per esempio, nel caso della diffusione di un elettrone emesso da un protone, non si può dire se l'elettrone uscente è quello iniziale o il membro di una coppia elettrone-positrone il cui positrone si è annihilato contro l'elettrone entrante. Ma perchè dovremmo essere in grado di dirlo? La domanda non ha nessun significato sperimentale dato che gli elettroni sono identici.

In termini moderni si direbbe che tutto ciò risulta dall'invarianza di CPT della teoria quantistica dei campi, una proprietà d'invarianza globale della dinamica per effetto dell'operazione combinata di C (che cambia particella in antiparticella e viceversa), di P (inversione dello spazio) e di T (inversione del tempo). Si può facilmente cambiare una particella entrante in una particella uscente e viceversa. È proprio lo stesso processo fisico che è in gioco. Ma questo meccanismo non faceva comunque ancora parte degli strumenti di lavoro dei fisici a metà degli anni '30, ed esplorare queste proprietà e ottenere diversi processi a partire dalla teoria di Fermi richiedeva una comprensione profonda (vedi tabella I).

TABELLA I. – *Quadro dei processi deboli collegati ai decadimenti β in una teoria dei campi. La simmetria detta “crossing”, tipica della teoria dei campi quantistici, e la simmetria per inversione del verso del tempo collegano tra loro processi ottenuti trasformando particelle (antiparticelle) nello stato iniziale nelle corrispondenti antiparticelle (particelle) nello stato finale e/o invertendo la freccia della reazione. La tabella riporta i processi che si ottengono a partire dai decadimenti β , oggi tutti ben conosciuti. L’ulteriore ipotesi che l’interazione debole sia associata al prodotto delle correnti complessive permette di aggiungere i processi delle ultime due righe, anch’essi osservati.*

Reazione	Denominazione
$N \rightarrow P + e^- \bar{\nu}$	decadimento β^-
$P \rightarrow N + e^+ \nu$	decadimento β^+
$e^- + P \rightarrow N + \nu$	cattura K
$\nu + N \rightarrow P + e^-$	diffusione di neutrini su nuclei
$\bar{\nu} + P \rightarrow N + e^+$	diffusione di antineutrini su nuclei
$\bar{\nu} + e^- \rightarrow N + \bar{P}$	diffusione inelastica di antineutrini su elettroni
$\bar{\nu} + e^- \rightarrow \bar{\nu} + e^-$	diffusione elastica di antineutrini su elettroni
$N + P \rightarrow P + N$	forza debole tra nucleoni, produce una violazione di parità nei livelli nucleari

Fermi descrisse la sua teoria sul decadimento β per la prima volta ai suoi colleghi come discussione “dopo sci” in Val Gardena. Probabilmente non era sicuro di aver intuito il giusto, come di fatto era, con la teoria che aveva elaborato in stretta ma sottile analogia con l’elettrodinamica. I suoi colleghi furono comunque interessati e lo incoraggiarono a pubblicare infine i suoi dati, cosa che fece ma con il titolo piuttosto modesto di “Tentativo di una teoria dei raggi β ”. Questo accadeva nel 1933. Questo titolo così modesto, può avere a che fare col fatto che il lavoro era stato rifiutato da “Nature” con questa motivazione: “It contains speculations too remote from reality to be of interest to the reader” ⁽²⁾.

L’accoppiamento vettoriale con le sue correnti di neutrone-protone ed elettrone-neutrino, come introdotto da Fermi, è stato il cavallo vincente. Non da subito comunque, dato che appena si potè essere padroni delle proprietà quanto-relativistiche dei nucleoni e scrivere una corrente relativistica del nucleone, ci si rese conto che la struttura puntiforme introdotta da Fermi per il decadimento β poteva essere realizzata con diversi altri tipi di accoppiamento. Poteva essere tra due vettori (due correnti), come Fermi aveva scritto, ma anche tra due vettori assiali (che si differenziano dai vettori per l’assenza di cambiamento di segno delle 3 componenti spaziali sotto parità), o anche tra due scalari, due pseudoscalari o perfino tra due tensori. Si dimostrò che tutte queste forme potevano riprodurre ugualmente bene i dati noti. Esse erano note come V , A , S , P , e T , rispettivamente. Lo studio più dettagliato degli spettri del decadimento β mostrarono che poteva essere sia S e/o T oppure V e/o A . Si notò che le correlazioni angolari elettrone-antineutrino potevano distinguere tra V e/o A da un lato e S e/o T dall’altro. Tali esperimenti erano molto difficili e non è così sorprendente il fatto che portarono a

⁽²⁾ “Contiene speculazioni troppo astratte per essere d’interesse ai lettori”.

favorire definitivamente S e T rispetto a V e A , per un po' di tempo! Fermi non era più presente all'epoca dell'allontanamento dalla linea da lui così ben tracciata.

Alla fine degli anni '50, il decadimento nucleare β era divenuto solo un elemento di un grande gruppo di processi (decadimento muonico, decadimento del pione e cattura dell'elettrone), che sembravano essere di natura simile. Tutti i valori erano in accordo con quanto ci si aspettava da un accoppiamento dato dalla costante di Fermi. Rappresentano infatti globalmente diverse manifestazioni della stessa interazione debole.

Anche le particelle strane (kaoni e iperoni) furono osservate decadere mediante l'interazione debole che violava la conservazione di stranezza, rispettata dalle interazioni forti che le creavano. Qualche tempo più tardi, a metà degli anni '60, Cabibbo mostrò come un approccio universale si potesse applicare a tutte le forme di interazione debole con o senza conservazione delle stranezze nel processo.

Fu solo nel 1958 che la struttura vettoriale del decadimento β , che fu allo stesso tempo riconosciuta come quella assunta da tutte le diverse manifestazioni delle interazioni deboli, fu pienamente accertata. Nel frattempo, tuttavia, era accettato che l'interazione debole non conserva la parità e, invece di un vettore puro, si ha una sovrapposizione di vettori e di assiali, che si comportano in maniera opposta sotto trasformazione di parità. Per i leptoni (elettrone e neutrino), e successivamente per i quark, l'interazione prendeva la semplice forma simmetrica $V-A$, che corrisponde alla massima violazione di parità. Se non si considerano le masse, possiamo dire che le particelle entrano nell'interazione debole solo attraverso la loro componente negativa di elicità, che corrisponde a una rotazione sinistrosa attorno al loro impulso, mentre le antiparticelle entrano attraverso la loro componente positiva di elicità. Per una particella priva di massa gli stati di elicità negativa e positiva non sono correlati a mezzo di trasformazioni di Lorentz e possono essere considerati separatamente. L'elicità, e non la carica, può essere usata per definire il protone e l'elettrone come particelle (entrambe accoppiate con elicità negativa) e l'antiprotone e il positrone come antiparticelle.

Nel 1957 i dati disponibili sul decadimento debole erano già numerosi ma ancora contraddittori. Ci volle l'intuizione di Feynman e Gell-Mann e, in maniera indipendente, di Marshak e Sudarshan per affermare la veridicità di $V-A$ ed elaborarne le conseguenze dinamiche. Essi avevano ragione. Tutti gli esperimenti che allora si opponevano a $V-A$, ed erano parecchi in quegli anni, furono alla fine dimostrati erronei.

Si può citare, per esempio, la storia del parametro di Michel (ρ) il cui valore caratterizza la forma dello spettro dell'elettrone nel decadimento muonico. Se l'interazione è V (o una miscela di V e A) il parametro ρ deve valere $3/4$. Il primo valore riportato era 0! Col tempo (ed esperimenti più accurati!) il valore misurato finalmente cominciò ad aumentare monotonicamente, ogni nuovo valore riportato essendo compatibile col precedente, entro i limiti d'errore, sebbene un po' più alto. Fu solo nel 1958 che raggiunse il valore $3/4$ per stabilizzarsi. L'accoppiamento V (o la miscela V e A) specifica anche che il tasso di decadimento per il decadimento del pione in elettrone più neutrino deve essere circa un decimillesimo di quello del decadimento del pione in muone più neutrino.

Per qualche tempo, non si trovò nessuna prova del primo dei due modi di decadimento anche al di sotto del valore predetto. Fu il primo successo sperimentale del CERN trovare

questo modo di decadimento e proprio con il valore atteso. Risultò che i precedenti esperimenti scartavano i pochi elettroni rivelati, interpretandoli come effetti di fondo.

Fu una saga eccitante e ricca di eventi, per tutta la seconda parte degli anni '50, ma finalmente la teoria di Fermi e il suo carattere universale, ed ora la sua moderna versione $V-A$, fu pienamente provata.

Fermi smise presto di lavorare su questa teoria, che in retrospettiva ci appare come un capolavoro. Il neutrone era stato scoperto e stava diventando uno strumento per la radioattività indotta. Fermi doveva diventare uno dei grandi pionieri di questa impresa e già nel 1934 pubblicò un lavoro dal titolo "Radioattività provocata dal bombardamento di neutroni" con uno studio sistematico per valori crescenti del numero atomico. Era il Fermi teorico che si trasformava nel Fermi sperimentale?

Nel 1934, dopo la pubblicazione del risultato appena menzionato, Rutherford in effetti gli scrisse: "I would like to congratulate you for your flight away from the spheres of theoretical physics. It seems that you have stroke rich to start with. You may be interested to know that professor Dirac is also becoming an experimentalist. This seems to be a good omen for theoretical physics..."⁽³⁾.

Rutherford era ben noto per queste affermazioni provocatorie e taglienti.

Ma non ci soffermeremo qui sullo straordinario contributo che Fermi diede alla fisica nucleare dalla metà alla fine degli anni '30. Descriveremo invece brevemente il futuro del campo del decadimento β dopo il 1958. Fermi lo abbandonò presto ma la sua eredità fu sentita per lungo tempo. Tuttavia, prima di fare ciò ci soffermeremo ancora una volta sulla genialità di Fermi. Fermi mostrò che il decadimento β con la creazione di un elettrone e di un antineutrino era una forza completamente nuova. Metteva a tacere la visione secondo la quale l'elettrone era emesso dal neutrone, considerato per un po' di tempo come uno stato legato protone-elettrone. Come precedentemente detto, questa ipotesi non ha alcun valore dal nostro punto di vista quantistico attuale, ma prevalse per un po' di tempo nel tentativo di limitare al massimo il numero di particelle elementari. La teoria di Fermi fu la prima in assoluto nella quale delle "vere" particelle con massa come l'elettrone (in opposizione ai quanti di luce) comparivano e scomparivano, come fanno naturalmente nello schema concettuale della teoria quantistica dei campi. In termini moderni fu questo il primo uso del metodo della "seconda quantizzazione" per campi di spin 1/2.

Ritorniamo indietro al 1958-59. Una volta confermata la struttura $V-A$, era naturale aspettarsi che l'interazione fosse mediata da una particella vettoriale che agiva allo stesso modo del fotone per l'interazione elettromagnetica, ma che portava carica e aveva una massa molto pesante in modo da limitarne il raggio. Questa particella fu chiamata W dalla parola inglese "weak", debole. W fu scoperta nel 1983, una scoperta premiata col Nobel assegnato a C. Rubbia e S. Van der Meer. La massa di W è 81 GeV, ed è stato necessario trasformare il super proto-sincrotrone del CERN in un collisore protone-

⁽³⁾ "Vorrei congratularmi con te per il tuo volo al di fuori della sfera della fisica teorica. Sembra che tu abbia colto nel segno, tanto per cominciare. Ti interesserà sapere che anche il professor Dirac sta diventando uno sperimentale. Credo che sia di buon auspicio per la fisica teorica..."

antiprotone per ottenere energie di collisione che permettessero la sua produzione. Era stato stimato correttamente che l'energia di collisione protone-antiprotone dovesse essere circa 6 volte la massa di W in modo che la sua formazione tramite la fusione quark-antiquark non fosse soppressa da effetti soglia. A quell'epoca l'interazione debole era già stata formulata in maniera tale da fornire una struttura unica per le interazioni deboli ed elettromagnetiche. Quella formulazione è nota come teoria di Glashow, Salam e Weinberg, anch'essa premiata col Nobel. L'analogia tra il decadimento β e l'elettromagnetismo enunciata da Fermi è quindi portata all'ultimo passaggio con la formulazione di un'unica teoria per le due interazioni, non semplicemente un'analogia tra le due. La teoria, inoltre, prevede una nuova forma di interazione debole senza scambio di carica, un accoppiamento a corto raggio tra due correnti neutre, mediato da una particella vettoriale neutra, detta Z.

La teoria porta in parallelo coppie di leptoni ($e-\nu_e$; $\mu-\nu_\mu$) e coppie di quark. Abbiamo saltato la scoperta di due tipi di neutrini, uno associato all'elettrone e l'altro al muone, dato che questa dicotomia non modifica la struttura della teoria di Fermi. Questa fu comunque una scoperta molto importante dei primi anni '60 per la quale L. Ledermann, M. Schwartz e J. Steinberger ricevettero il premio Nobel.

Per lungo tempo ci fu solo una coppia di quark (u-d) da mettere in parallelo col primo paio di leptoni, e un terzo quark, s, spaiato. In questo schema le interazioni mediate da Z avrebbero dovuto violare la stranezza, come nelle altre interazioni deboli. Tuttavia ciò era in forte conflitto con i fatti sperimentali che mostravano una rimarchevole soppressione dei processi che cambiano la stranezza nelle interazioni deboli neutre. Per esempio, il decadimento di un kaone neutro in una coppia $\mu^+\mu^-$ è soppresso per parecchi ordini di grandezza rispetto all'analogo decadimento di un kaone carico in una coppia $\mu\nu_\mu$. Glashow, Iliopoulos e Maiani (1970) risolsero il problema con l'introduzione di un'altra nuova particella, il quark "charm". Con due doppietti di quark (u-d e c-s) in parallelo ai due doppietti leptonici (ν_e-e e $\nu_\mu-\mu$), la stranezza poteva cambiare solo nelle interazioni mediate da W carico, in linea con le osservazioni sperimentali.

La nuova forma di interazione a "corrente neutra" fu scoperta al CERN nel 1973 da un gruppo guidato da Lagarrigue, per mezzo della grande camera a bolle a liquido pesante "Gargamelle". W e Z (che mediavano l'interazione a corrente neutra) erano ancora fuori portata. Ciò che occorreva, ma furono necessari 10 anni per ottenerle, erano energie di collisione sufficientemente elevate (parecchie centinaia di GeV).

Come abbiamo detto, il quark "charm" e il quark "strano" formano una nuova coppia. Ci vollero ancora alcuni anni perché il quark "charm" con tutte le sue proprietà attese, fosse scoperto (1976). Con la scoperta di un altro leptone, il leptone τ scoperto a Stanford da Perl e collaboratori, e poi del quark b (Ledermann e collaboratori) non c'era più alcun dubbio che fosse necessario un nuovo paio di doppietti ($\tau-\nu_\tau$, b-t), anche se ci vollero di nuovo parecchi anni prima di scoprire il quark top e il neutrino associato al τ .

Il LEP (Large Electron-Positron Collider) al CERN, fu costruito come lo strumento ottimale per controllare la validità della teoria elettrodebole e anche molti aspetti della teoria delle interazione forti a livello dei quark (QuantoCromoDinamica). Queste teorie tutte insieme costituiscono quello che si chiama, un po' confidenzialmente, il "modello

standard” delle particelle elementari e delle interazioni fondamentali. Il LEP effettivamente ha confermato il modello standard con misurazioni precise degli effetti di ordine superiore controllando la teoria in grande dettaglio. Il LEP non aveva energia sufficiente per produrre una coppia top-antitop, e la scoperta del quark top fu fatta al collisore protone-antiprotone del Fermilab. Dai risultati del LEP è stato comunque possibile prevedere il valore della massa del quark top (175 GeV) prima che questa particella fosse osservata.

Il LEP è stato attualmente disattivato per lasciar posto al Large Hadron Collider (LHC) che entrerà in funzione nel 2006.

3. – Il pione è una particella fondamentale?

Passiamo ad un altro importante contributo di Fermi. Questo lavoro fu effettuato a Chicago in collaborazione con C. N. Yang nel 1949. A quell'epoca i teorici si trovarono in grande difficoltà nel formulare previsioni verificabili per le interazioni forti. L'unico strumento consistente a disposizione era la teoria delle perturbazioni. Funzionava benissimo per le interazioni elettromagnetiche, ma falliva miseramente con la costante di accoppiamento forte delle teorie del mesone. Come ebbe a dire Goldberger, di questo periodo: “There was some excitement as the first experiments were being done. Then it was announced that the pion is a pseudoscalar and gloom again fell upon the theoreticians”⁽⁴⁾. Nello stesso articolo, a metà degli anni '50, Goldberger continua a discutere la teoria della dispersione, che dalla metà alla fine degli anni '50 aveva già fatto un po' di chiarezza sulle interazioni forti.

Il contributo di Fermi mostra ancora una volta il suo genio e il suo pragmatismo. Con la scoperta dei mesoni π , dei mesoni strani e dei barioni strani, ecc., il numero di particelle stava semplicemente aumentando troppo per rendere plausibile ritenere che un campo fondamentale potesse essere associato a ciascuna di esse. Infatti, l'ipotesi del suo lavoro era che il pione potesse non essere affatto elementare, ma piuttosto uno stato legato di un nucleone ed un antinucleone.

Non era possibile in quell'epoca provare che l'interazione fermione-antifermione fosse attrattiva e quella fermione-fermione repulsiva, tanto meno effettuare un calcolo effettivo dell'energia di legame. Tuttavia, l'idea poteva spiegare almeno due misteri. Assumendo che lo stato legato più basso corrisponda al momento angolare orbitale più basso possibile, $L = 0$, il pione avrebbe parità negativa, poiché le parità del nucleone e dell'antinucleone sono opposte. I pioni dovrebbero esistere in natura in tre stati carichi (π^+ , π^- , π^0 , un tripletto di isospin) dato che queste sono le combinazioni ottenute dalla coppia nucleone-antinucleone. Si potrebbe dunque economizzare in termini di 3 particelle fondamentali. Perseguendo l'idea, ci si potrebbe aspettare uno stato isoscalare di spin zero e parità negativa e anche particelle di spin uno (tripletto di spin) in versione isovettoriale e iso-

⁽⁴⁾ “C'era molta eccitazione durante lo svolgimento dei primi esperimenti. Poi fu annunciato che il pione è uno pseudoscalare e lo sconforto piombò di nuovo tra i teorici”.

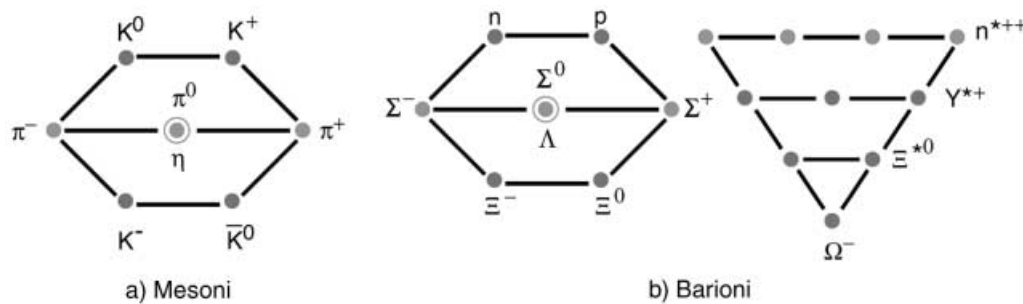


Figura 3. – Distribuzione della carica elettrica e della stranezza delle particelle adroniche più leggere: mesoni (a) e barioni (b). La carica elettrica cresce nella direzione orizzontale (da sinistra verso destra) a passi di una unità; per le particelle diverse da protone e neutrone il valore della carica elettrica è indicato in alto a destra del simbolo di ciascuna particella. La stranezza cresce nella direzione verticale. Assumendo stranezza zero per i mesoni π , i mesoni strani si distribuiscono simmetricamente nelle stranezze positive (mesoni K) e negative (antimesoni K). Assumendo stranezza zero per protone e neutrone, gli iperoni si distribuiscono solo su stranezze negative. La composizione dei mesoni è consistente con il modello di Fermi-Yang-Sakata, ma quella dei barioni è consistente solo con lo schema dell'“eightfold way” di Gell-Mann e Ne'eman e trova la sua spiegazione nel modello dei quark (mesoni = $q\bar{q}'$, barioni = $qq'q''$, con $q = u, d, s$).

scalare. Sono, rispettivamente, le particelle η , ρ e ω osservate successivamente. L'idea porta dunque ad anticipare una ricca spettroscopia adronica che di fatto iniziò ad essere scoperta all'inizio degli anni '60. L'esistenza del pione come stato legato non implica l'esistenza di queste particelle, ma la rende molto probabile.

Nel loro sforzo per ridurre il numero di particelle fondamentali, Fermi e Yang furono portati ad assumere una interazione puntiforme (del tipo di Fermi) tra i costituenti del mesone π evitando così l'introduzione dei quanti di un campo inter-nucleone. Questa ipotesi fu abbandonata in seguito, da Gell-Mann, in favore di una forza vettoriale. I quanti elementari di questi campi sono stati chiamati “gluoni” per il loro ruolo di “incollare” assieme i costituenti elementari. Sappiamo oggi che le interazioni dei costituenti mostrano una simmetria “nascosta”, chiamata colore, che gioca un ruolo fondamentale nel vietare gli stati legati fermione-fermione e permettere quelli fermione-antifermione. Di conseguenza, esiste un intero ottetto di gluoni che sono in relazione tra loro per mezzo della simmetria.

Sakata introdusse nel quadro l'iperone Λ , che portava l'unità negativa della stranezza, ed estese il modello di Fermi-Yang alle particelle strane. Le combinazioni $T\bar{T}$ (T denota un elemento generico del tripletto di base P, N, Λ) potrebbero ora descrivere i mesoni π , i mesoni K e le loro antiparticelle, così come due particelle neutre addizionali, oggi identificate con η ed η' , un totale di 9 particelle.

Ciò che non funzionò nel modello di Sakata, e che ha compromesso molto l'affermazione di questa idea nei tardi anni '50, fu la struttura dei barioni strani, particelle di spin $1/2$, che decadono debolmente in un nucleone e un pione, scoperte nel frattempo (a volte chiamate anche iperoni).

Nel modello di Sakata, gli iperoni sarebbero stati legati del tipo $TT\bar{T}$. Tuttavia, tra queste combinazioni ci sono stati con stranezza positiva, come, ad esempio, $PN\bar{\Lambda}$, che non sono mai stati osservati: si è trovato che tutti gli iperoni con spin $1/2$ hanno stranezza negativa.

Inoltre c'era il problema "filosofico" che si poteva difficilmente vedere una differenza obiettiva, ad esempio tra il protone —supposto elementare— e il rispettivo pione composto. Al contrario, parecchi elementi sembravano favorire l'essenziale unità delle particelle sensibili alle interazioni forti (chiamati collettivamente "adroni" da Gell-Mann) secondo il concetto sviluppato nei tardi anni '50 da parte di G. Chew e collaboratori sotto il nome suggestivo di "democrazia nucleare".

Un passo cruciale in avanti fu lo schema dell'"ottuplice via" (eightfold way) di Gell-Mann e Ne'eman, basato sulla simmetria SU_3 , le trasformazioni unitarie in uno spazio tridimensionale complesso. Questa simmetria estende la simmetria di isospin di Heisenberg (SU_2) alle particelle strane. Nel modello di Fermi-Yang-Sakata questa simmetria è naturale perché ci sono tre costituenti base, e le trasformazioni SU_3 non sono altro che le trasformazioni unitarie di P, N e Λ fra loro (i fermioni sono rappresentati da campi complessi, ed il loro spazio tridimensionale è conseguentemente complesso). Tuttavia l'idea fu di porre la simmetria su una base più astratta: assumere la sua esistenza e cercare di classificare le particelle secondo multipletti di SU_3 , senza pregiudizi riguardo a quella che avrebbe potuto essere la loro composizione in termini del tripletto di Fermi-Yang-Sakata. Soprendentemente, si trovò che i mesoni si adattavano alle rappresentazioni di ottetto e singoletto di SU_3 (come nel modello di tripletto) e che i barioni noti si potevano sistemare in ottetti e decupletti; quest'ultima è una rappresentazione di SU_3 mai considerata prima. L'ottetto comprende P, N e Λ alla pari con gli iperoni e in maniera consistente con la "democrazia nucleare". Il decupletto di risonanze di spin $3/2$ era incompleto quando fu proposta la "eightfold way". La scoperta della particella mancante, la Ω , che possedeva esattamente le proprietà predette, convinse i fisici che erano sulla buona strada! La situazione fu descritta da Gell-Mann in termini di un'analogia culinaria. Nella cucina francese per cucinare un fagiano spesso si mettono attorno ad esso due bistecche. Una volta cucinato, le bistecche vengono scartate (il tripletto P, N e Λ) e si tiene il fagiano (la simmetria SU_3).

Per quanto comprovata con successo, la "eightfold way" non dava risposta alla domanda fondamentale: queste particelle, barioni e mesoni, devono essere tutte considerate elementari? Il passo successivo è dovuto a Gell-Mann e Zweig, che in maniera indipendente scoprirono che la struttura dei mesoni e dei barioni poteva essere riprodotta assumendoli come stati legati di un tripletto fondamentale di fermioni di spin $1/2$, i quark, chiamati u, d, e s.

I mesoni sono stati legati quark-antiquark (mesoni = $q\bar{q}$) mentre i barioni sono fatti di tre quark (barioni = qqq): la prima affermazione richiede che la carica di u sia maggiore di una unità della carica elettrica di d e s (similmente al tripletto di Fermi-Yang-Sakata). Tuttavia, per riprodurre i barioni, i quark devono avere cariche elettriche frazionarie (in termini della carica del protone), con $Q(u) = +2/3$, $Q(d) = Q(s) = -1/3$. Il punto di vista di Fermi deve essere adesso riformulato sostituendo i quark al posto dei nucleoni, ma l'idea di base rimane la stessa nella sua essenza.

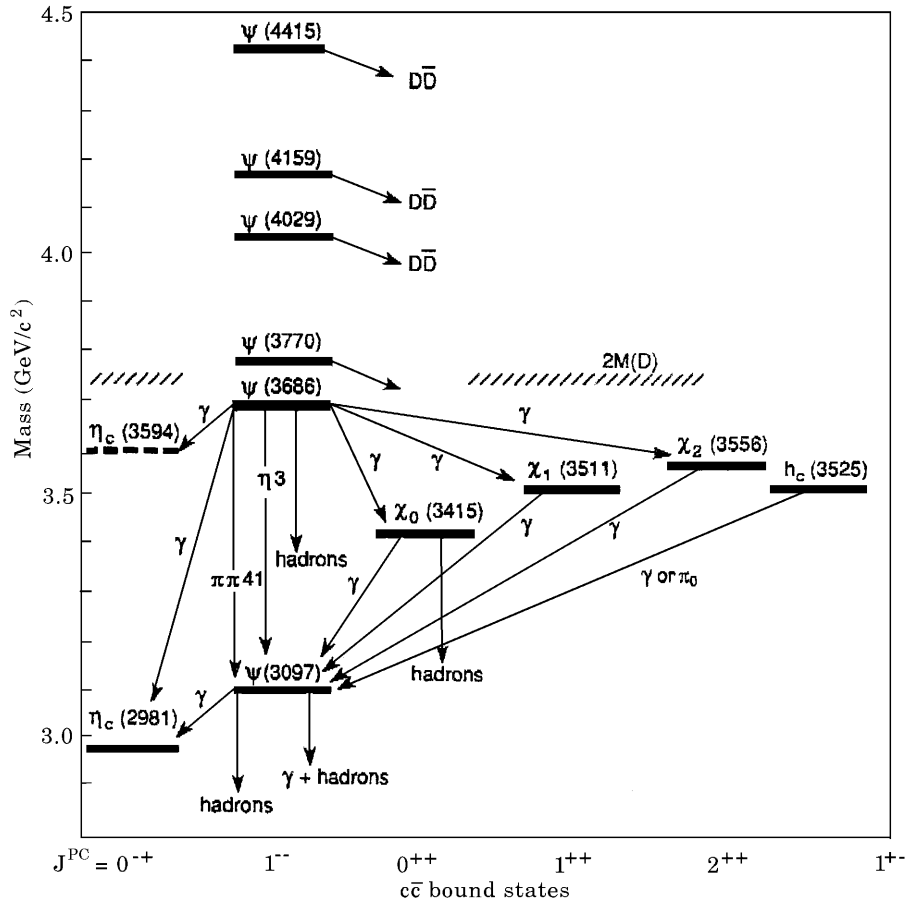


Figura 4. – Lo stato del charmonio. Struttura del livello e intensità delle transizioni radiative tra i diversi livelli.

A metà degli anni '60, l'idea dei quark come costituenti degli adroni noti stava guadagnando credito. Una spettroscopia dettagliata delle molte particelle allora note, in termini di quark e stati legati, fu effettuata da Dalitz, che aveva prima seguito Fermi a Chicago e successivamente si era trasferito a Oxford, e da Gatto e la sua Scuola a Firenze.

A metà degli anni '50 l'idea di Fermi e Yang era stata usata da Golberger e Treimann per calcolare il tasso di decadimento del pione carico, a mezzo della tecnica da poco resa disponibile delle relazioni di dispersione. Il pione si trasforma in una coppia nucleone-antinucleone che, in accordo con la teoria di Fermi, si annichila in una coppia di leptoni. L'universalità dell'accoppiamento di Fermi si potrebbe naturalmente estendere al decadimento del mesone π .

Tuttavia, e come appena detto, è solo con l'avvento del modello a quark che la teoria di Fermi trovò il suo completamento. Un π^+ è fatto di un quark u e di un quark anti d . Fare calcoli a livello dei quark con un buon livello di accuratezza è ancora oggi

frequentemente impossibile. Ciononostante si riesce in alcuni casi per configurazioni di simmetria o cinematiche particolari.

Questa struttura a quark del pione può essere effettivamente usata per calcolare con accuratezza il tasso di decadimento del pione neutro in una coppia di fotoni. Si può mostrare in questo modo che ciascun quark deve esistere sotto diverse forme di “colore”. Senza la somma necessaria sui “colori” si sottostimerebbe il tasso di decadimento di un fattore N^2 , con N il numero dei colori. Da ciò si desume che N deve essere uguale a 3.

La piccola massa dei quark u e d coinvolti nella struttura di π li rende altamente relativistici e molto distanti tra loro (più di un fermi se si ricoprono di gluoni che ne aumentano la massa). Un calcolo preciso delle proprietà degli stati legati non è ancora possibile in QuantoCromoDinamica, la teoria che descrive le forze mediate dai gluoni e determinate dalla simmetria di colore. Questo non è tuttavia il caso del “charmonio” (fig. 4), un sistema composto dal quark con charm e dal suo antiquark. In questo caso, i quark hanno massa molto grande (1.5 GeV) e il sistema legato è molto piccolo e non relativistico. Un calcolo dei livelli di energia dello stato legato e la transizione radiativa tra di essi diventa quindi possibile. Si ottiene una successione di livelli e il sistema, una volta formato in uno stato eccitato, può in qualche caso, decadere per emissione di fotoni prima di annichilarsi. Questo è il modello atomico al livello del quark, una conferma dell’approccio di Fermi alla struttura del mesone.

4. – Il lavoro pionieristico della diffusione del mesone

La teoria di Yukawa, benchè avesse molte caratteristiche attraenti, ebbe un difficile inizio. Una particella nell’intervallo di massa atteso era stata scoperta nei secondari dei raggi cosmici ma era debolmente interagente. Come dimostrato da Conversi, Pancini e Piccioni (che era stato studente di Fermi) a Roma, il muone visto nei raggi cosmici non poteva essere la particella, il pione, descritta da Yukawa, come mediatore delle forze nucleari. Le cose furono chiarite solo dopo la II guerra mondiale. Esistevano effettivamente due particelle, il pione e il muone. Il pione è prodotto nell’interazione dei raggi cosmici e, finalmente, fu scoperto da Powell e Occhialini; ma se non è direttamente assorbito nell’atmosfera decade velocissimamente in un muone e un neutrino. Una volta confermato il pione, con le proprietà attese dalla teoria di Yukawa, lo studio delle interazioni nucleari era pronto a ripartire, tanto più che i moderni sincrociclotroni potevano produrre pioni in grande quantità. Come nel caso di quello di Chicago usato da Fermi. Il suo studio approfondito dell’interazione π -nucleone iniziò nel 1951 e costituì la base delle sue due lezioni a Varenna.

Fermi non ebbe tempo di preparare in forma scritta le sue lezioni di Varenna, poiché si ammalò subito dopo il suo ritorno negli Stati Uniti. Una versione fu scritta, basandosi sulle registrazioni delle sue lezioni, a cura di Feld che aveva seguito il suo corso, una volta rientrato alla Columbia. Come dice Feld nella sua introduzione: “It was with considerable misgiving that I agreed to edit this set of notes, based on the lectures of Enrico Fermi at Varenna [...] Many portions are essentially word-for-word, in the original form. This is certainly not the form in which Fermi would have written them for publication, for

his methods of oral and written presentation were very different. In their present form, however, they illustrate the unique qualities of Fermi as an expositor and teacher. In order to preserve this quality, I have tried to minimize the changes from the original notes (which were based on tape recordings) [...] In working on these notes I have been rewarded by frequently encountering sections which are so unique in their language and approach as to evoke for me, again, the picture of Fermi as he lectured during those lovely mornings in the beautiful setting of the Villa Monastero on Como Lake. It is to be hoped that these notes have succeeded in some small measure, in capturing the spirit of those unforgettable lectures.”⁽⁵⁾.

Ricorda ancora Feld: “There was no foretaste of tragedy in the lecture themselves. Here was Fermi at the height of his powers, bringing order and simplicity out of confusion, finding connections between seemingly unrelated phenomena; wit and wisdom emerging from lips white, as usual, for contact with chalk in that clear and resonant voice that had never lost the soft Italian vowel ending on a perfectly colloquial American delivery.”⁽⁶⁾.

Fermi partì dal punto di vista teorico, spiegando i fondamenti dello spin isotopico e le sue proprietà nel descrivere l'indipendenza dalla carica delle forze nucleari. Heisenberg aveva introdotto il concetto di spin isotopico nel 1932, subito dopo la scoperta del neutrone. Il protone e il neutrone sono così visti come due stati della stessa particella, il nucleone, nello stesso modo in cui gli stati di spin up e down possono essere presi come i due stati di polarizzazione di una particella di spin 1/2. Rotazioni nello spazio delle cariche sono poste esattamente in parallelo con rotazioni nello spazio ordinario. Questa è ancora una questione di notazioni. Tuttavia, come successivamente discusso da Kemmer e da Wigner, la proprietà di indipendenza dalla carica dell'interazione forte, che si stava riconoscendo, corrisponde all'invarianza per effetto di rotazioni nello spazio delle cariche. È qui che la fisica attuale si inserisce nel quadro. Questa proprietà d'invarianza (simmetria di isospin) non è esatta, dato che l'elettromagnetismo distingue il protone dal neutrone.

⁽⁵⁾ “È stato con grande apprensione che ho accettato di curare l'edizione di questa serie di annotazioni basate sulle lezioni di Enrico Fermi a Varenna. [...] Molte parti riproducono, parola per parola, la forma originale. Questa certamente non è la forma in cui Fermi le avrebbe scritte per la pubblicazione, poiché i suoi metodi di esposizione orale e di versione scritta erano molto diversi. Nella loro forma presente, tuttavia, esse mostrano le qualità uniche di Fermi di espositore e d'insegnante. Nella speranza di conservare questa qualità, ho cercato di rendere minimi i cambiamenti delle annotazioni originali [...] Nell'effettuare questo lavoro sono stato spesso premiato nel trovarmi frequentemente di fronte a sezioni che sono così uniche nel loro linguaggio e nel tipo di approccio tali da evocare di nuovo la figura di Fermi intento a fare le sue lezioni in quelle belle mattinate nella splendida cornice di Villa Monastero sul Lago di Como. È auspicabile che queste annotazioni siano riuscite, almeno in piccola parte, a cogliere lo spirito di quelle lezioni indimenticabili.”

⁽⁶⁾ “Non c'era nessun presagio di tragedia nelle sue lezioni. Qui c'era Fermi al massimo delle sue capacità, che metteva ordine e semplicità nella confusione, che scopriva connessioni tra fenomeni apparentemente non collegati; acume e saggezza fluivano dalle sue labbra, come al solito bianche per il contatto con il gesso, nella sua voce chiara e sonora che non aveva mai perso l'accento dolce delle vocali italiane nella sua fluente dizione americana.”

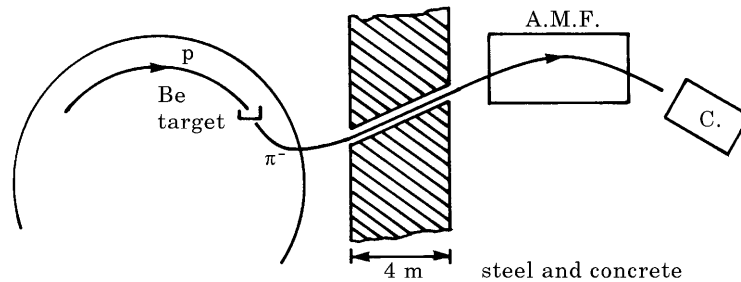


Figura 5. – Presentazione schematica di Fermi della struttura usata per produrre pioni negativi al sincrociclotrone di Chicago. Le traiettorie le aveva calcolate lui stesso.

Ciononostante è quasi esatta ed è una proprietà riconosciuta delle interazioni forti tra nucleoni. Le matrici di Pauli possono essere usate per descrivere gli stati di carica dei nucleoni, nello stesso modo in cui permettono di trattare facilmente con lo spin. Nel caso a due nucleoni, si ottiene una separazione tra le configurazioni simmetrica e antisimmetrica, che sono messe in parallelo con gli stati di tripletto e di singoletto dello spin.

Fermi presenta il formalismo e mostra come l'invarianza di isospin corrisponde a una proprietà di simmetria delle interazioni tra nucleoni. Continua poi estendendo il formalismo agli stati π -nucleone. Distingue gli stati a isospin $3/2$ da quelli a isospin $1/2$ e li collega a processi nei quali un π^+ diffonde elasticamente su un protone (isospin $3/2$ puro) o un π^- diffonde su un protone dando come risultato o lo stesso stato o un neutrone e un π^0 (una sovrapposizione di spin isotopici $3/2$ e $1/2$). La presentazione del formalismo è poi intercalata da considerazioni sperimentali sulla diffusione π -P con pioni prodotti dal sincrociclotrone e rivelati dal contatore. Fermi stesso aveva anche calcolato le loro traiettorie! (fig. 5). E aggiunge anche commenti sull'uso delle prime camere a bolle.

Fermi poi introduce le ampiezze delle onde parziali da usare nell'analisi fenomenologica che trasformerà l'informazione contenuta nei dati (dipendenza angolare) negli spostamenti di fase per i diversi stati di momento angolare, parità e isospin ben definiti. L'analisi dell'onda parziale fa uso di tutte le proprietà di conservazione. La funzione d'onda per ciascuno di questi stati subisce solo uno spostamento di fase (cioè una moltiplicazione per un fattore di fase $e^{i\delta_l}$) attraverso la collisione. Combinando le onde con spostamento di fase diverso si riproducono le distribuzioni angolari e di carica nello stato finale poiché queste variano con l'energia incidente. L'energia del pione era abbastanza bassa e l'onda S ($l = 0$) poteva essere considerata *a priori* come ancora dominante. Ma Fermi notò che "è sufficientemente comprovato che l'interazione nello stato P è anormalmente forte, quindi bisogna forse includere entrambi gli stati P e S nell'analisi". Come sappiamo oggi, c'è la famosa risonanza 3-3 (isospin $3/2$ -spin $3/2$ e quindi almeno l'onda P) che si nascondeva lì, anche se il picco della risonanza non poteva essere raggiunto al sincrociclotrone di Chicago (questa particella è la componente non strana del decupletto di risonanze descritto nella sezione precedente, vedi fig. 3).

Segue poi uno studio dettagliato degli spostamenti di fase e la loro interpretazione in termini del raggio dell'interazione. Questo studio è di notevole rilievo in fenomenologia.

Successivamente, nello studio della reazione in cui due nucleoni si legano in un deutrone con l'emissione di un pione, Fermi sottolinea l'importanza del forte aumento nello stato P , stato a isospin $3/2$, ed è portato ad assumere che il nucleone emittente e il pione emesso siano preminentemente in uno stato $(3-3)$. Il lettore può intuire che Fermi stava sottointendendo la risonanza $3-3$. Fermi la conosceva, in particolare da Bruckner, ma fece la lezione come se non volesse menzionarla come un dato acquisito, mentre altri avrebbero posto l'accento su di essa. Molto probabilmente perchè Fermi conosceva troppo bene le ambiguità che erano ancora presenti nell'analisi degli spostamenti di fase. C'era un forte aumento nello stato di isospin $3/2$ e nell'onda P , ma non si poteva ancora essere sicuri che il corrispondente spostamento di fase fosse effettivamente di 90 gradi con un'ampiezza dell'onda parziale che dopo l'aumento repentino torna a diminuire velocemente. Il picco, se c'era, era ancora al di là del limite dell'intervallo di energia sperimentale disponibile a Chicago. Si potrebbe confrontare questo atteggiamento con quello di Gell-Mann nei confronti della simmetria unitaria nei primi anni '60. Anche lui apparentemente la sottointendeva, cauto nel dichiarare nei suoi lavori la validità della simmetria unitaria, poiché conosceva troppo bene i dati e doveva prima convincersi egli stesso che questo era l'unico modo di spiegare la fisica.

Fermi naturalmente conosceva la teoria della risonanza $3-3$ che era stata predetta nei calcoli del modello dell'accoppiamento forte che tuttavia si basavano ancora su approssimazioni non giustificate. Ciò nonostante, nel corso delle lezioni preferì mantenere un atteggiamento strettamente fenomenologico, segnalando semplicemente il notevole aumento della componente a isospin $3/2$ dell'onda P nella diffusione π - P al crescere dell'energia.

Come dice Pais nel suo libro "Inward Bound": "When I met Fermi on the evening preceding the second Rochester conference (this was in 1952), he told me with enthusiasm of the work he and his collaborators were then engaged in at the 450 MeV Chicago synchrocyclotron: the pioneering pion-nucleon scattering experiments. He was particularly intrigued by indications that at their highest energies (about 140 MeV) the scattering appeared to proceed predominantly in the isospin $3/2$ state. When I asked him how he knew that, he replied that the cross-sections for the processes $\pi+p$ elastic, π - p charge exchange and π - p elastic stood in ratios close to 9:2:1 and that these numbers follow from isospin considerations alone as long as isospin $3/2$ dominates. I excused myself shortly afterward —continua Pais— and went to my room to check this statement."⁽⁷⁾ Il resoconto di Fermi alla conferenza di Rochester fu accolto con notevole interesse e promesse

⁽⁷⁾ "Quando incontrai Fermi la sera precedente alla seconda conferenza di Rochester (1952), mi raccontò con entusiasmo del lavoro che stava effettuando con i suoi collaboratori al sincrociclone di 450 MeV di Chicago: l'esperimento pionieristico sulla diffusione pione-nucleone. Le indicazioni che all'energie più alte a loro disposizione (circa 140 MeV) la diffusione sembrava procedere essenzialmente nello stato di isospin $3/2$ suscitavano particolarmente il suo interesse. Quando gli chiesi come faceva a saperlo, rispose che il rapporto tra le sezioni d'urto dei processi $\pi+p$ elastico, scambio di carica π - p e π - p elastico era circa 9:2:1 e che questi numeri derivano unicamente da considerazioni di isospin, se domina l'isospin $3/2$. Subito dopo mi scusai, e mi ritirai nella mia stanza per verificare questa affermazione."

molta attività nell'uso della simmetria di isospin in numerosi processi. Dato che queste considerazioni di simmetria non hanno niente a che fare con la teoria delle perturbazioni, i teorici poterono finalmente proporre relazioni fondate e valide.

Fu trovato infine che la sezione d'urto pione-nucleone aveva un picco a 180 MeV. Un'analisi dettagliata dello spostamento di fase mostrò che lo spostamento di fase 3-3 era veramente di 90° . C'era una risonanza genuina nella diffusione pione-nucleone e altre sarebbero seguite. È naturale chiedersi: "Cosa distingue questa risonanza da una nuova particella?" Non accade tutto come se fosse prodotta attraverso la fusione del pione e del nucleone una nuova particella che poi decade in un pione e un nucleone? Quella particella, la Δ , ha una massa di 1230 MeV. La sua vita media è molto breve (circa 10^{-23} secondi) il che corrisponde a una larghezza piuttosto grande (dell'ordine di 110 MeV). Ciononostante le interazioni forti non richiedono un tempo più lungo per manifestarsi. È necessario solo il tempo che serve alla luce per attraversare un nucleone, tipicamente di ampiezza 1 fermi e che è appunto dell'ordine di 10^{-23} s. Tali particelle instabili non possono essere considerate così speciali dal punto di vista delle interazioni forti. La Δ dovrebbe essere quindi considerata altrettanto fondamentale quanto il nucleone. Ha tutti gli attributi di una particella instabile ma tuttavia "elementare", e cioè massa, spin e parità ben definite. Ora siamo abituati a questo punto di vista. Ma ci vollero alcuni anni prima che l'idea che non ci sia una reale differenza tra una risonanza e una particella instabile entrasse a far parte del modo di pensare dei fisici.

5. – La nascita della QuantoCromoDinamica

Quando Fermi fece la sua lezione a Varenna, c'era ancora una forte corrente di pensiero che classificava il protone e il neutrone come elementari. E c'era una certa riluttanza a introdurre nuove particelle elementari. Un po' di tempo dopo, la Δ era considerata come un effetto dinamico dell'interazione pione-nucleone. Ci vollero alcuni anni prima che si realizzasse che la Δ era effettivamente altrettanto elementare (o non elementare) quanto il protone. Mentre la Δ può essere vista come una risonanza nella diffusione pione-nucleone, il protone può ugualmente essere visto come stato legato nella diffusione pione- Δ . Ritorniamo qui a quello che divenne negli anni '60 il concetto di "democrazia nucleare" e la base del "bootstrap reciproco", un'idea fruttuosa e interessante secondo la quale tutti gli adroni sono effetti dinamici che risultano dalle interazioni di tutti gli adroni.

All'inizio degli anni '60 il mondo degli adroni ebbe uno sviluppo esplosivo. L'avvento degli acceleratori a energia più alta (l'Alternating Gradient Synchrotron di Brookhaven e il Proton Synchrotron del CERN raggiungono entrambi energie del protone al di sopra dei 25 GeV) e lo sviluppo delle camere a bolle, in particolare a Berkeley col gruppo di Louis Alvarez, portarono alla scoperta di molte particelle nuove. La fisica delle interazioni forti divenne dominata da queste risonanze. Ci si poteva perfino dimenticare delle analisi pazienti e dettagliate degli spostamenti di fase, che di fatto diventano molto complicate quando si aprono canali inelastici. Era necessario soltanto verificare che un picco in una sezione d'urto poteva essere associato con un gruppo ben definito di numeri quantici (di nuovo la massa, lo spin, la parità e l'isospin) per aggiungere una nuova particella

“ipotetica” alla lista crescente di particelle elementari. Si svilupparono nuovi modelli per poter trattare con questo mondo a molte particelle, l'ultimo dei quali in questo senso (con un numero infinito di risonanze) è costituito dal modello di Veneziano formulato verso la fine degli anni '60. La parola chiave era “bootstrap” secondo il quale le particelle esistono come risultato dell'interazione di tutte le altre particelle.

L'approccio dei quark, secondo il quale i mesoni e i barioni erano composti di un piccolo numero di quark, alla fine vinse sugli altri. Comunque, come spesso accade in fisica, l'approccio del bootstrap, trovò un brillante futuro in una direzione completamente diversa. Il modello di Veneziano costituì il primo passo verso ciò che divenne noto come modello duale. Siccome questi modelli non potevano incorporare la struttura dei quark, dovettero essere abbandonati per quanto riguarda lo studio approfondito delle interazioni forti, che venne successivamente perseguito con successo nel quadro della Cromodinamica (QCD). I modelli duali, invece, hanno condotto all'impressionante sviluppo teorico noto oggi come teoria delle stringhe. Non si riferiscono più all'interazione forte e alla scala adronica di 150 MeV, ma all'interazione gravitazionale e alla scala di Planck di 10^{19} GeV.

Come già detto, l'approccio dei quark si rivelò quello corretto. La Δ ora è fatta di tre quark, proprio come il protone. Ma sorge un problema. La Δ ha isospin $3/2$, per cui c'è una Δ doppiamente carica fatta di tre quark identici: $\Delta^{++} = uuu$. Per produrre uno stato a spin $3/2$, i tre quark devono avere i tre spin $1/2$ allineati. Fin qui tutto bene, ma non dovremmo aspettarci che la Δ , che è lo stato di quel tipo avente massa più piccola, fosse fatta di tre quark in uno stato S ? Allora, viene da chiedersi, che dire della statistica di Fermi (ancora una volta un suo contributo)? I tre fermioni dovrebbero essere in uno stato antisimmetrico, mentre tutto nella costruzione a quark della Δ dà una configurazione simmetrica! Il problema non si pone in maniera così clamorosa con il nucleone, dato che due degli spin devono essere in uno stato antisimmetrico, ma per la Δ non si può evitarlo. La risposta sta nel “colore” dei quark. Come abbiamo detto in precedenza, il decadimento del pione neutro comprova l'esistenza di tre colori di quark. Lo stesso concetto ci viene in aiuto qui: i tre quark che formano la Δ (e il nucleone) sono in uno stato completamente antisimmetrico rispetto al “colore”. Questo stato di colore, combinato con la simmetria completa in tutti gli altri stati quantici (tipo di quark e spin) permette uno stato completamente antisimmetrico, come richiesto dalla statistica di Fermi.

Il colore ci aiuta anche a capire perchè soltanto certe configurazioni dei quark sono legate. Le forze associate al colore aumentano in modo evidente con la distanza, così tanto che se tentiamo di separare due quark, si creano coppie quark-antiquark dall'interazione che schermano il colore delle particelle originarie. Il vuoto QCD è “opaco” al colore, quindi impedisce la libera propagazione di un qualsiasi quark isolato. Questo spiega perchè quark liberi non sono mai stati osservati. Ma c'è di più. Han e Nambu per primi, trovarono che soltanto stati “neutri di colore” possono avere energia finita. Perciò, possiamo capire in questo modo perchè le configurazioni $q\bar{q}$ e qqq sono legate, dato che possono formare singoletti di colore, ma non configurazioni altrettanto semplici come qq , che non possono essere neutri per quanto riguarda il colore.

La ricerca di particelle che corrispondono ad altre configurazioni di quark di singoletto di colore (per esempio, mesoni esotici $=q\bar{q}q\bar{q}$) o a stati fatti esclusivamente di gluoni, è ancora in corso.

6. – Dinamica chirale

Ma torniamo al contributo di Fermi alla diffusione π -nucleone. La linea guida è la simmetria di isospin, un assunto teorico valido *a priori* per questo processo di diffusione, con un ben definito meccanismo teorico, che egli ricorda, mostrando come verificarlo nel caso specifico. Il messaggio chiave di Fermi era di fatto il grande uso che si poteva fare della simmetria di isospin sviluppata da Wigner, in maniera completamente indipendente dalla dinamica i cui dettagli erano ancora ignoti. Il successivo grande passo avanti in quella direzione fu l'avvento della più ampia simmetria SU_3 e della “eightfold way” descritta precedentemente. Il suo maggior ideatore, Gell-Mann, fu notevolmente influenzato da Fermi quando era giovane ricercatore a Chicago.

Si può considerare l'uso pratico della simmetria unitaria come continuazione del lavoro di Fermi sulla diffusione π -nucleone, generalizzando l'uso della simmetria di isospin. Molte relazioni imposte dalla simmetria potevano essere utilizzate indipendentemente da qualsiasi conoscenza dettagliata della dinamica.

Nella simmetria di isospin SU_2 , la rappresentazione più bassa (il doppietto) si verifica in natura. I nucleoni la mostrano. Nell'esatto limite di simmetria, i nucleoni devono avere la stessa massa, il che non è lontano dalla realtà, dato che la differenza di massa neutrone-protone è solo circa lo 0.15% della massa totale. Come si può comprendere oggi, la simmetria di isospin risulta dal fatto che la dinamica dei quark, basata sullo scambio di “colore” secondo la QuantoCromoDinamica, ignora semplicemente il tipo (“sapore”) dei quark. Con masse dei quark u e d quasi identiche (alcuni MeV di differenza) se considerate nella scala dei 150 MeV, tipica delle dimensioni e dei livelli di eccitazione degli adroni, la simmetria di isospin dovrebbe veramente essere molto buona. Sarebbe perfetta in un mondo dove i quark u e d avessero la stessa massa. Il quark strano ha massa più grande, dell'ordine di 160 MeV. Ne risulta che la simmetria unitaria è molto meno accurata. Non c'è interesse pratico a considerare una simmetria globale SU_4 , includendo particelle con un quark con charm di massa elevata. Piuttosto, dovremo usare la simmetria di isospin (e unitaria) tra particelle con charm fatte dal quark con charm in combinazioni con quark o antiquark più leggeri.

Sarebbe interessante prendere in considerazione un mondo in cui le masse dei quark fossero *esattamente nulle*. In questo caso si potrebbe introdurre una ulteriore simmetria, la cosiddetta simmetria chirale, che trasforma tra loro i quark (privi di massa) di elicità positiva e, separatamente, quelli di elicità negativa. Abbiamo già notato che l'elicità di una particella priva di massa è una quantità conservata e, essendo la stessa in tutti i sistemi di riferimento, può essere usata per caratterizzare i diversi stati di una particella. Se ci limitiamo ai quark u e d, la simmetria chirale estende il gruppo di simmetria SU_2 a $SU_2 \times SU_2$ (trasformazioni indipendenti di isospin sui due gruppi di stati di elicità positiva e negativa).

La simmetria chirale porta a sviluppi di notevole interesse. Se fosse semplicemente valida come tale nel mondo reale, essa implicherebbe, o un protone privo di massa, o porterebbe il protone dentro un multipletto più grande, assieme a particelle con lo stesso spin ma con parità opposta. Tuttavia (similmente alla situazione che abbiamo incontrato con gli stati di stranezza positiva nel modello di Sakata) i partner di parità opposta del protone semplicemente non esistono!

C'è un'altra possibilità, fortunatamente, e cioè che la simmetria sia, come si dice, *rotta spontaneamente* per la mancanza di simmetria del vuoto. Lo studio di questa alternativa è stata di importanza cruciale per la comprensione delle interazioni fondamentali e possiamo tentare di illustrarla qui.

Si può considerare lo stato a energia più bassa della teoria (il vuoto) come se fosse riempito con una densità uniforme di coppie quark-antiquark prive di massa (un "condensato"). Dato che le particelle in quel condensato sono formate da quark u e d di elicità opposta, la presenza di questo condensato annulla la simmetria chirale globale per lasciare solo un'esplicita simmetria di isospin. La simmetria, tuttavia, non si perde. Come conseguenza della mancanza di invarianza dello stato vuoto, deve esistere un gruppo di particelle prive di massa, chiamate i bosoni di Goldstone. Nelle reazioni di diffusione, le particelle di Goldstone sono emesse e/o assorbite e la simmetria implica relazioni tipiche tra le corrispondenti ampiezze. Queste relazioni sostituiscono le relazioni di simmetria esplorate per primo da Fermi nei processi collegati all'isospin e sono egualmente significative per stabilire la simmetria.

Quando aggiungiamo una rottura esplicita della simmetria chirale, nella forma di una piccola massa dei quark, i bosoni di Goldstone acquistano una piccola massa, col quadrato delle loro masse proporzionale alle masse dei quark. In questo modo, la deviazione dalla simmetria chirale esatta ma rotta spontaneamente è associata al quadrato della massa del pione, che è effettivamente una quantità piccola rispetto alla scala della massa adronica naturale fornita dalla massa del protone. Il quadrato del rapporto tra la massa del pione e quella del protone è circa $1/50$.

Il concetto di simmetria chirale rotta spontaneamente fu introdotto alla fine degli anni '60. Il quadro che ne derivò fu che i quark u e d sono effettivamente molto leggeri, con masse dell'ordine di pochi MeV, come determinato dalla massa del pione. Le differenze di massa tra i quark u e d sono dello stesso ordine del loro valore assoluto, sicché la simmetria chirale $SU_2 \times SU_2$ è quasi altrettanto valida della classica SU_2 , ma meno evidente a causa della non invarianza del vuoto!

La simmetria chirale $SU_3 \times SU_3$ è considerevolmente peggiore, poiché la massa del quark s , di circa 160 MeV, è molto più vicina alla tipica scala adronica e gli effetti di rottura della simmetria tendono ad oscurare il semplice quadro della simmetria rotta spontaneamente. Per i quark più pesanti, il limite chirale è troppo lontano per fornire una descrizione utile delle loro interazioni forti (ma la situazione è diversa per le interazioni deboli, come discusso qui di seguito).

La teoria di questa simmetria rotta spontaneamente sembra essere valida ancora oggi. Non si riferisce più a un mondo dove la massa del nucleone dovrebbe essere zero, ma a un mondo dove le masse dei pioni tenderebbero ad annullarsi, il che non è troppo lontano

dalla realtà. Ci fermiamo qui, poichè ci siamo allontanati troppo dalla diffusione pione-nucleone ma, con gli stati legati di quark-antiquark privi di massa in quel condensato, siamo riusciti ad avvicinarci alla vera natura del pione, come fu intravista per la prima volta nel lavoro di Fermi-Yang, circa cinquanta anni fa.

7. – La Teoria Standard delle interazioni tra particelle

Il risultato finale delle ricerche descritte in questo saggio è noto col semplice nome di Teoria (o Modello) Standard. Di fatto la Teoria Standard rappresenta una sintesi molto notevole, in grado di descrivere tutto il mondo delle particelle —all’infuori della gravità— in eccellente accordo con i dati sperimentali oggi a disposizione. La Teoria Standard fu delineata all’inizio degli anni ’70 ed è stata poi ampiamente verificata sperimentalmente per tutta la restante parte del secolo scorso.

Le particelle fondamentali della Teoria Standard sono elencate in tabella II.

TABELLA II. – *Particelle fondamentali della Teoria Standard.*

Quark e leptoni		
$\begin{pmatrix} u_{r,g,b} \\ d_{r,g,b} \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$e_R, (u_{r,g,b})_R, (d_{r,g,b})_R$
$\begin{pmatrix} c_{r,g,b} \\ s_{r,g,b} \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\mu_R, (c_{r,g,b})_R, (s_{r,g,b})_R$
$\begin{pmatrix} t_{r,g,b} \\ b_{r,g,b} \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$\tau_R, (t_{r,g,b})_R, (b_{r,g,b})_R$
Particelle correlate alla forza		
<i>Gravitazionale:</i> gravitone		
<i>Debole:</i> Bosoni vettoriali intermedi, W^\pm , Z bosone di Higgs-Brout-Englert (?)		
<i>Elettromagnetica:</i> fotone		
<i>Forte:</i> gluoni, $(g)_{r,g,b}^{r,g,b}$		

Nota 1: Gli indici L e R denotano particelle con diversa elicità (rispettivamente levogira e destrogira); per le antiparticelle, l’elicità si scambia (cioè elettrone levogiro e positrone destrogiro sono rappresentati dallo stesso simbolo). I quark presentano diversi “colori” convenzionalmente chiamati rosso, verde e blu (r, g, b). I gluoni sono identificati da coppie ordinate di indici di colore; coppie con indici diversi sono permesse, ma solo due delle tre combinazioni con colori uguali (rr, gg, bb) sono fisicamente permesse, ne risulta un totale di otto gluoni presi dalle nove possibili combinazioni.

Nota 2: La materia stabile conosciuta (nuclei e atomi) è fatta di particelle di prima generazione. Tutte le particelle di cui sopra sono state osservate, eccezion fatta per il bosone di Higgs (vedi testo) e il gravitone. L’emissione di onde gravitazionali, la controparte classica dei gravitoni, è stata osservata indirettamente attraverso i cambi secolari nelle frequenze di rivoluzione di certi sistemi di stelle binarie.

Quark di sei diversi tipi (sapori) formano tutti gli adroni osservati, con le loro combinazioni neutrali di colore, $q\bar{q}'$ e $qq'q''$. Le forze forti tra i quark sono mediate dai gluoni, particelle vettoriali associate alla simmetria di colore. Le forze di colore diventano molto forti a grandi distanze, e ciò fa sì che soltanto gli stati neutri per quanto riguarda il colore possono propagarsi liberamente nel vuoto, e spiega perchè non possiamo osservare quark o gluoni liberi. Le stesse forze diminuiscono in intensità a brevi distanze, il che spiega perchè vediamo i quark in collisioni ad alta energia e ad ampio angolo.

Sei sapori di leptoni appaiono in parallelo ai quark. I leptoni non portano colore. Perciò come gli elettroni, sono insensibili alle interazioni forti. I neutrini, essendo anche elettricamente neutri, rispondono solo alle forze deboli.

Nel formare gli adroni, ciascun sapore di quark partecipa con quattro stati equivalenti: particella e antiparticella, ciascuna con due possibili elicità. Dall'altra parte, le forze deboli agiscono diversamente sui diversi stati. Per questo in tabella distinguiamo le particelle in destrógire e levógire.

Emissione e assorbimento di bosoni vettoriali intermedi carichi, W^\pm , avvengono solo tra particelle in doppietti. Questa è l'evoluzione finale dell'idea di Fermi che la transizione debole di base è la trasformazione protone-neutrone. A livello dei quark o dei leptoni i processi base sono $u \leftrightarrow dW^+$ e $\nu_e \leftrightarrow e^-W^+$, per la prima generazione, e processi simili per le generazioni successive. Altri processi permessi si ottengono muovendo le particelle sui due lati delle equazioni (quando si sposta una particella, la si deve sostituire con l'antiparticella corrispondente, per es.: $\bar{d} \leftrightarrow \bar{u}W^+$).

Per i quark e i leptoni leggeri il W emesso non può lasciare la regione d'interazione, a causa della conservazione dell'energia. Piuttosto, si deve materializzare in una coppia fermione-antifermione (per es.: $W^- \leftrightarrow \nu_e e^-$) dando così origine a decadimenti deboli del tipo di Fermi, per es.: $\mu \rightarrow \nu_\mu e \bar{\nu}_e$ o $c \rightarrow s e^+ \nu_e$.

Il quark top è abbastanza pesante per decadere in un quark b, il suo partner nel doppietto, e un W, rivelando così l'interazione debole di base.

La base della teoria unificata delle interazioni elettromagnetica e debole sta nella simmetria dei quark e dei leptoni per effetto di trasformazioni che trattano diversamente gli stati levógiri (L) dagli stati destrógiri (R). Nella terminologia della sezione precedente, questa è una simmetria chirale, ed è perciò incompatibile col fatto che quark e leptoni abbiano una massa che peraltro è richiesta dall'osservazione. La via d'uscita da questo conflitto è di nuovo la nozione di rottura spontanea della simmetria.

La soluzione fornita dalla Teoria Standard è radicale e semplice. Un campo scalare, il campo di Higgs "si condensa" nel vuoto. Il campo di Higgs, si accoppia con modalità diverse ai fermioni L e R , così questo condensato rompe l'invarianza del vuoto sotto simmetria chirale. Tutto questo è molto simile alla condensazione delle coppie quark-antiquark necessaria per spiegare la massa del protone e, similmente a questo caso, fornisce la massa desiderata rispetto al caso precedente. La simmetria elettrodebole si applica a trasformazioni che sono dipendenti dallo spazio-tempo (trasformazioni di gauge). È questa speciale invarianza che porta all'esistenza delle particelle vettoriali, il fotone e i bosoni intermedi W e Z, che a loro volta mediano le interazioni elettrodeboli.

Abbiamo accennato, nel caso precedente, che il segnale della rottura spontanea di

simmetria è la comparsa di una particella esattamente priva di massa, il bosone di Goldstone. Nel caso di una simmetria di gauge, fu scoperto da Higgs e, indipendentemente, da Brout e Englert, che non c'è nessun bosone di Goldstone, ma sono piuttosto le particelle vettoriali, corrispondenti alle trasformazioni della simmetria rotta del condensato, che acquistano massa. Questo è precisamente ciò che serve per generare una massa per W e Z , lasciando il fotone privo di massa (in corrispondenza alla conservazione esatta della carica elettrica). Il campo di Higgs non scompare completamente, comunque, ma lascia una particella fisica, il bosone di Higgs, accoppiata alle particelle della teoria in un modo predefinito.

Il meccanismo di Higgs-Brout-Englert è stato una scoperta chiave per formulare una teoria delle interazioni elettrodeboli, che è allo stesso tempo teoricamente consistente con la simmetria di gauge e in accordo con le masse delle particelle osservate. Questo spiega l'interesse nel trovare il bosone di Higgs, il segno reale che siamo sulla strada giusta.

Il bosone di Higgs è ricercato con gli acceleratori attuali. Fino ad oggi nessun segnale convincente di un bosone di Higgs è stato trovato al LEP, il che implica una massa superiore a circa 113 GeV.

APPENDICE

L'acceleratore massimo di Fermi⁽⁸⁾

Una storia ben nota in tutti i Dipartimenti di Fisica italiani è che Fermi aveva preso in considerazione un acceleratore di protoni con un anello che girava attorno alla terra.

Questa storia è riemersa recentemente in un seminario al CERN quando F. Gianotti ha mostrato il progetto del Very Large Hadron Collider, fig. 6.

Una breve ricerca effettuata alla biblioteca dell'Università di Chicago ha dato risultati interessanti. La figura è infatti la figura 1 del discorso "What can we learn with High Energy Accelerators" che Enrico Fermi tenne all'American Physical Society (AIP) il 29 gennaio del 1954 in occasione del suo congedo dall'incarico di presidenza dell'AIP, incarico che aveva tenuto nel 1953. Alla biblioteca dell'Università di Chicago sono conservate delle brevi annotazioni personali che Fermi aveva scritto per quel discorso così come le diapositive delle figure. Con la sua tipica lungimiranza egli aveva considerato l'ipotesi di un acceleratore di protoni, avente il raggio terrestre, come il maggior acceleratore possibile. Assumendo un campo magnetico di 2 tesla, si ottiene un'energia $E_{\max} \approx 5 \times 10^{15}$ eV. È l'energia dei raggi cosmici attorno al "ginocchio", i raggi cosmici con maggior energia che possono essere accelerati dalle nuvole magnetiche galattiche, secondo un'idea che Fermi aveva sviluppato proprio in quegli anni.

Facendo un'estrapolazione coi diagrammi di Livingstone, che riportano energia o costo *vs.* tempo, Fermi concluse che questa energia si sarebbe potuta raggiungere nel 1994 al costo di circa 170 B\$.

⁽⁸⁾ Estratto da un discorso tenuto da L. Maiani alla Conferenza "Neutrino Telescopes 2001", Venezia, 9 marzo 2001.

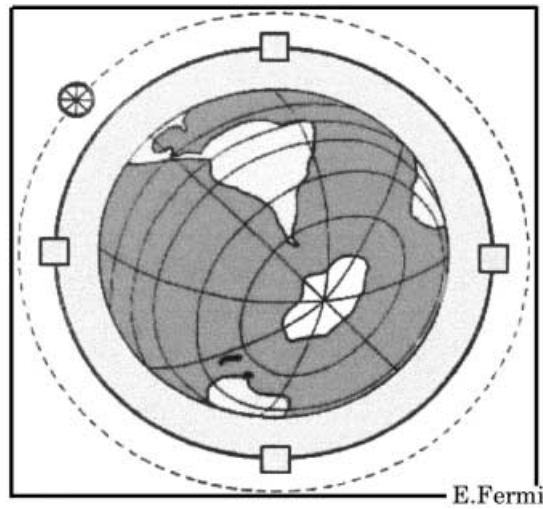


Figura 6. – Logo del progetto del Very Large Hadron Collider al FermiLab.

Cosa fare dell'alta energia? Fermi sottolinea la difficoltà di guardare in una “sfera di cristallo molto, molto nuvolosa”. Menziona l'osservazione degli antinucleoni, l'enigma del lungo tempo di vita medio delle particelle strane (barriera dell'impulso angolare

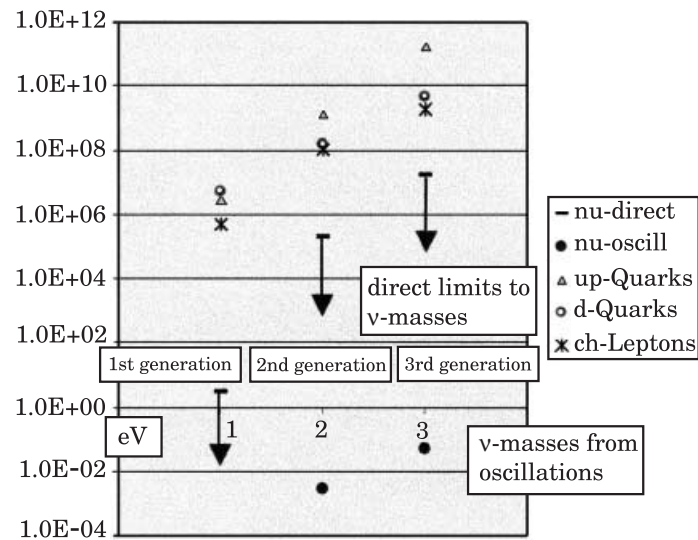


Figura 7. – Lo spettro di massa del leptone e del quark. I limiti superiore alle masse dei neutrini sono presi dagli spettri del decadimento β ; le stime delle masse di ν_μ e ν_τ sono prese delle oscillazioni dei neutrini solari e dell'atmosfera.

alto? produzione associata “al momento molto più probabile?”), e la necessità di misure di precisione. Ma anche la possibilità di “un colpo di fortuna, o un grande progresso teorico o più probabilmente una combinazione di duro lavoro, abilità e una piccola dose di fortuna”.

Tutto questo e molto di più è di fatto accaduto dagli anni '50 ai nostri giorni nella fisica delle particelle ad alta energia. Il progresso fatto è esemplificato in fig. 7, attraverso la mappa di quelle che sono attualmente considerate le componenti elementari della materia, le tre generazioni di quark e leptoni.

Bisogna dire che i successori di Fermi non si sono comportati affatto male.

Trasformando all'indietro in energia equivalente in un processo a bersaglio fisso, il Tevatron (2 TeV nel centro di massa) ha raggiunto 2×10^{15} eV nel 1987. LEP e HERA hanno esplorato più o meno lo stesso intervallo di energia con la sonda elettrone-positrone (impensabile ai tempi di Fermi) e la sonda elettrone-protone.

L'LHC ($B \approx 9$ tesla) raggiungerà nel 2006 1×10^{17} eV (50 volte E_{\max}) con un costo complessivo di circa 5 B\$. Se si realizzeranno il VLHC che è attualmente in fase di considerazione al Fermilab o l'Eloisatron proposto dall'INFN con un'energia nel centro di massa di 100 TeV e una corrispondente energia equivalente a bersaglio fisso di 10^{19} eV, l'uomo sarà in grado di produrre collisioni di un'energia equivalente a quella dei raggi cosmici di energia più alta che possono aver origine da galassie vicina alla nostra, cioè quelli al di sotto del taglio GZK dovuto alla fotoproduzione di adroni nella diffusione dei protoni dei raggi cosmici sui fotoni del fondo cosmico nelle microonde.

La chiave per ottenere energia elevata a basso costo (veramente basso, se lo si confronta con l'estrapolazione di Fermi) è soprattutto l'innovazione tecnologica, in particolare l'invenzione dei collisori: elettrone-positrone (AdA, Frascati, 1962), protone-protone (ISR, CERN, 1971), protone-antiprotone (Sp \bar{p} S, CERN, 1981). Dobbiamo fare il possibile per sostenere l'innovazione nel campo degli acceleratori di particelle.

Cosa verrà in futuro nella fisica delle particelle? In breve, la Teoria Standard offre un quadro accurato delle interazioni delle particelle elementari, ma lascia molte domande senza risposta. Il bosone di Higgs non è ancora stato osservato. La naturalezza dei parametri della Teoria Standard richiede un cambiamento ad un'energia critica attorno a 1 TeV. Le masse dei neutrini sono eccezionalmente basse, rispetto alla scala delle masse delle altre particelle elementari, e possono indicare nuove interazioni ad energie molto elevate.

I primi due punti richiedono ricerche con acceleratori alla frontiera delle alte energie, come il Tevatron, l'LHC ed oltre. Le masse del neutrino sono studiate attraverso il fenomeno delle oscillazioni dei neutrini, viste probabilmente nei neutrini solari e atmosferici ma che devono essere confermate con fasci neutrini prodotti da acceleratori su distanze di diverse centinaia o addirittura migliaia di chilometri (long-base-line neutrino beams) così come con esperimenti più avanzati di tipo non-acceleratore (SNO, Borexino, Kamland).

Inoltre, la fusione della Teoria Standard con la gravità richiede dimensioni di spazio (curvo) addizionali. Recenti speculazioni pongono la possibilità che le nuove dimensioni

possano già evidenziarsi nella regione dei TeV, di nuovo un obiettivo per gli acceleratori ad alta energia.

Non siamo in grado di dire precisamente cosa, ma deve esserci ancora molto da scoprire con “a lucky break, a theoretical leap, or more probably a combination of hard work, ingenuity and a bit of good luck”, per usare le parole di Fermi.

* * *

Uno degli autori (LM) ringrazia FABIOLA GIANOTTI per avere richiamato la sua attenzione sul logo del VLHC e la biblioteca della Università di Chicago per avergli reso disponibili gli appunti non pubblicati e le figure del Seminario di Fermi all'APS. Il solerte interessamento di ADRIENNE KOLB, MARK OREGLIA e JONES PILCHER, ha reso possibile la ricostruzione della storia.

Maurice Jacob, fisico teorico nel campo delle particelle, è stato per 31 anni membro della Divisione Teorica del CERN, di cui è stato chairman negli anni '80. Ha avuto incarichi anche a Brookhaven, a SLAC e al Fermilab. Si è ritirato nel 1998 dopo aver trascorso gli ultimi 5 anni al CERN come consigliere del DG per gli affari degli Stati Membri. È stato presidente della Società Francese di Fisica a metà degli anni '80, e presidente della Società Europea di Fisica all'inizio degli anni '90. È stato editor delle riviste “Physics Letters” e “Physical Reports”. Ha presieduto il Gruppo di fisica fondamentale dell'ESA ed è stato membro dello “Space Science Advisory Committee”, sempre dell'ESA, nella seconda metà degli anni '90. È noto per il formalismo sull'elicità (con G. C. Wick) e per lo studio dei jets nelle collisioni tra adroni.

Luciano Maiani è nato a Roma il 16 luglio 1941; dopo la laurea in fisica, è stato ricercatore presso l'Istituto Superiore di Sanità di Roma ed ha iniziato la sua carriera di fisico teorico nel gruppo di R. Gatto all'Università di Firenze. È stato Post-doctoral Fellow alla Harvard University e Visiting Professor alla École Normale Supérieure di Parigi ed al CERN di Ginevra. Ordinario di Fisica Teorica all'Università di Roma “La Sapienza” dal 1976, Presidente dell'INFN (1993-1998), è attualmente Direttore Generale del CERN, l'Organizzazione Europea per la Ricerca Nucleare con sede a Ginevra. Autore di più di 100 pubblicazioni scientifiche nel campo della teoria delle particelle, a lui si deve, assieme a Glashow e Iliopoulos, la predizione teorica della particella “charm”, che è stata fondamentale per la formulazione della teoria unificata delle interazioni elettrodeboli. È socio dell'Accademia dei Lincei, dell'Accademia Nazionale delle Scienze detta dei XL, e della “Russian Academy of Sciences”, Dottore *honoris causa* delle Università di Aix-Marseille, di St. Petersburg e dell'Accademia Slovacca delle Scienze. Ha ricevuto la Medaglia Matteucci dall'Accademia Nazionale delle Scienze detta dei XL ed il Premio J. J. Sakurai dall'American Physical Society.
