

Lectio Magistralis

— 6 —

Roberto Casalbuoni

La ricerca del bosone di Higgs

Firenze University Press
2013

La ricerca del bosone di Higgs / Roberto
Casalbuoni. – Firenze : Firenze University
Press, 2013.

(Lectio Magistralis ; 6)

<http://digital.casalini.it/9788866554257>

ISBN 978-88-6655-424-0 (print)

ISBN 978-88-6655-425-7 (online PDF)

ISBN 978-88-6655-426-4 (online EPUB)

Progetto grafico di Alberto Pizarro Fernández,
Pagina Maestra snc

Certificazione scientifica delle Opere

Tutti i volumi pubblicati sono soggetti ad un processo di referaggio esterno di cui sono responsabili il Consiglio editoriale della FUP e i Consigli scientifici delle singole collane. Le opere pubblicate nel catalogo della FUP sono valutate e approvate dal Consiglio editoriale della casa editrice. Per una descrizione più analitica del processo di referaggio si rimanda ai documenti ufficiali pubblicati sul sito-catalogo della casa editrice (<http://www.fupress.com>).

Consiglio editoriale Firenze University Press

G. Nigro (Coordinatore), M.T. Bartoli, M. Boddi, R. Casalbuoni, C. Ciappei, R. Del Punta, A. Dolfi, V. Fargion, S. Ferrone, M. Garzaniti, P. Guarnieri, A. Mariani, M. Marini, A. Novelli, M. Verga, A. Zorzi.

© 2013 Firenze University Press

Università degli Studi di Firenze

Firenze University Press

Borgo Albizi, 28, 50122 Firenze, Italy

<http://www.fupress.com/>

Printed in Italy

Sommario

- 7 Prologo
- La ricerca del bosone di Higgs*
- 13 Introduzione
- 17 La scoperta delle interazioni deboli
- 21 Il linguaggio delle particelle elementari
- 31 Le interazioni deboli
- 39 La simmetria locale
- 47 Transizioni di fase e simmetrie
spontaneamente rotte

60	Come funziona il meccanismo di Higgs?
63	Il modello di Weinberg e Salam
67	Le verifiche sperimentali del modello di Weinberg-Salam
79	La scoperta della particella di Higgs.
90	Ringraziamenti
93	Schede

Prologo

Questo volume prende lo spunto dalla lezione tenuta dall'autore nell'Aula Magna dell'Università di Firenze in occasione dell'inaugurazione delle attività di Pianeta Galileo 2012. Pianeta Galileo è un'iniziativa promossa dal Consiglio Regionale della Toscana insieme con le tre Università Toscane, Firenze, Pisa e Siena e l'Ufficio Scolastico Regionale. Come si legge sul sito di Pianeta Galileo¹, gli scopi di quest'iniziativa sono: "Promozione di una riflessione sulla cultura scientifica quale base essenziale del sapere diffuso e elemento fondante di ogni comunità. L'avvicinamento dei giovani, e non solo, al mondo della scienza, della ricerca e delle sue applicazioni, in modo semplice, diretto e com-

¹ <http://www.pianetagalileo.it/>

prensibile”. Da qui un programma sempre ricco d’incontri, laboratori, mostre, rappresentazioni teatrali, con educatori e scienziati impegnati a tradurre il sapere scientifico in un linguaggio semplice e coinvolgente.

La cerimonia inaugurale di Pianeta Galileo per l’anno 2012 si è svolta nell’Aula Magna dell’Università di Firenze con interventi dei rappresentanti delle varie Istituzioni che contribuiscono alla manifestazione. La tradizione vuole che a seguito venga presentata una lezione su un argomento scientifico di attualità. Nel 2012 il Comitato Tecnico Scientifico di Pianeta Galileo ha scelto quello che è stato uno degli eventi scientifici più importanti del 2012: la scoperta del bosone di Higgs, annunciata dal CERN di Ginevra il 4 Luglio 2012.

Rispetto alla lezione introduttiva si è seguito qui un taglio leggermente diverso, in quell’occasione la ricerca della particella di Higgs è stata presentata nella forma di una “ricerca” intesa nel senso della parola inglese “quest”, come viene usata in molte novelle medioevali. Nella tipica “quest”, l’eroe o gli eroi vanno alla ricerca di un oggetto, per esempio un monile, una spada, ecc., e, una volta terminata la ricerca, tornano a

casa dove ricevono un premio per la loro conquista. Si tratta, cioè, di trovare un oggetto per raggiungere uno scopo (il premio). Nella conferenza, i protagonisti erano i fisici e l'oggetto della ricerca era il bosone di Higgs. Lo scopo finale era di ottenere una conferma della teoria delle interazioni deboli formulata da Weinberg e Salam nel 1967². Ma, come vedremo, la storia delle interazioni deboli inizia molto prima, con Becquerel nel 1896, per svilupparsi nel corso del Novecento attraverso passaggi cruciali come la descrizione teorica elaborata da Fermi nel 1933, il modello di Weinberg e Salam del 1967, fino ad arrivare alla scoperta sperimentale del bosone di Higgs nel 2012. Questo risultato ha permesso ai fisici di poter affermare che dopo 116 anni si era finalmente formulata una teoria in grado di spiegare le interazioni deboli.

La motivazione principale del taglio dato a quella lezione era di mettere in luce il fatto che

² Il video di tutta la cerimonia di inaugurazione, inclusa la conferenza sul bosone di Higgs, è reperibile su You Tube all'indirizzo: <http://www.youtube.com/watch?v=oaTNqwM0mq4>

sia nella ricerca scientifica, sia in una “quest”, s’incontrano difficoltà, false piste, oppure strade date per inconcludenti all’inizio ma sulle quali si ritorna in seguito alla luce di nuove informazioni. Molti sono i momenti di scoraggiamento, ma se si ha la pazienza e il coraggio di continuare, si può arrivare alla fine del percorso, all’oggetto desiderato. Dato che i tempi della lezione erano necessariamente stringati, fu fatta la scelta di rappresentare questo percorso in maniera simbolica, ricorrendo quindi all’artificio della “quest”. In questa presentazione, avendo invece la possibilità di spiegare in maggior dettaglio i vari punti, si è fatto ritorno a una trattazione più consueta, priva di artifici simbolici.

La sostanza è comunque rimasta la stessa e la trattazione è stata arricchita con numerose schede destinate al pubblico che voglia approfondire quanto discusso nel testo. Nonostante la materia trattata rappresenti un argomento avanzato di teoria delle particelle elementari, si è cercato, nei limiti del possibile, di fare uso di un linguaggio semplice, senza formule matematiche (salvo in alcune schede), ma non rinunciando al rigore richiesto dalla materia.

A questo fine abbiamo utilizzato in larga misura il linguaggio dei grafici di Feynman, che rappresentano un potente strumento di lavoro per un fisico teorico, con il grande vantaggio di permettere una semplice visualizzazione dei fenomeni che vengono via via illustrati.

Roberto
CASALBUONI

La ricerca del bosone di Higgs

Introduzione

Quando, il 4 Luglio del 2012, il CERN di Ginevra ha annunciato ufficialmente che la particella di Higgs era stata osservata da entrambi gli esperimenti dedicati a questo scopo, ATLAS e CMS, un sentimento di grande soddisfazione ha pervaso tutti i fisici delle particelle elementari. Da quando l'esistenza della particella era stata ipotizzata nel 1964, i laboratori di tutte le nazioni l'avevano cercata invano. Ma perché questa particella è così importante per la fisica? Questo è quanto cercheremo di spiegare raccontando la storia di come si sia arrivati a congetturarne l'esistenza e della sua lunga ricerca.

La storia della particella di Higgs è strettamente legata a quella delle interazioni deboli. Infatti quando Weinberg e Salam proposero il

loro modello per spiegare queste interazioni sfruttarono le proprietà della particella di Higgs per evitare che tutte le particelle descritte in questa teoria risultassero a massa nulla.

Dunque inizieremo il nostro viaggio dalla scoperta delle interazioni deboli del 1896 da parte di Becquerel. Occorsero poi ben 75 anni prima che venisse dimostrata, nel 1971, la consistenza matematica del modello di Weinberg e Salam del 1967 e altri 41 anni per averne una conferma definitiva con la scoperta del Luglio 2012. Possiamo ben dire che il problema delle interazioni deboli è stato uno dei più ostici e difficili affrontato dai fisici, dato che la sua soluzione ha dovuto aspettare quasi 120 anni.

Discuteremo successivamente il linguaggio che si usa per la descrizione delle particelle elementari. Dato che si tratta di sistemi microscopici che si muovono ad alta velocità (paragonabile a quella della luce) risulta necessaria una descrizione che includa sia la meccanica quantistica sia la teoria della relatività ristretta, per intendersi quella formulata da Einstein nel 1905. Questo linguaggio fu sviluppato immediatamente dopo la formulazione della meccanica quantistica. Come vedremo questa descrizione teorica, applicata alla teoria

delle forze elettromagnetiche, dette luogo a una serie di difficoltà la cui soluzione, in questo caso specifico, dovette attendere sino al 1948.

Passeremo poi alla trattazione di Fermi delle interazioni deboli, che però era affetta da problemi analoghi a quelli trovati per l'elettromagnetismo. L'introduzione dei bosoni vettoriali intermedi (1957-1961), particelle analoghe ai fotoni, non fu sufficiente a risolvere questi problemi.

Il tentativo di dare una soluzione a queste difficoltà ci condurrà poi a considerare le proprietà di simmetria di una teoria fisica. In genere un oggetto è simmetrico se lo si può trasformare senza modificarlo. Nel caso nostro questo significa considerare delle trasformazioni che lasciano invariate le equazioni che definiscono una teoria e quindi ne lasciano invariate le proprietà fisiche. Queste trasformazioni si applicano ai campi che descrivono le particelle, cioè a delle quantità che dipendono dal tempo e dalla posizione nello spazio che stiamo considerando. Quindi si possono considerare trasformazioni che si applicano ai campi indipendentemente dal punto che si considera, le trasformazioni “globali”, oppure il caso in cui i campi si trasformano in maniera diversa nei vari punti dello

spazio, cioè le trasformazioni “locali”. Mentre il carattere di una simmetria globale è puramente geometrico, si può avere una simmetria locale solamente se nella teoria ci sono delle interazioni ben precise, le interazioni di “gauge”. Vedremo anche che questo tipo di teoria, sebbene molto attraente, presenta notevoli problemi.

Negli anni Sessanta i fisici delle particelle si rivolsero a studiare ciò che facevano i colleghi che si occupavano di struttura della materia. Questi studi interdisciplinari, dopo un certo numero di insuccessi, portarono a dei risultati molto fruttuosi, e condussero alla formulazione di quello che va sotto il nome di meccanismo di Higgs che, tra l'altro, prevede anche l'esistenza di una particella di spin zero, detta bosone di Higgs.

Come vedremo, la proprietà fondamentale del meccanismo di Higgs è che permette di dare in modo “dinamico” una massa a quelle particelle che sperimentalmente hanno massa non nulla, ma che la teoria, in assenza di questo meccanismo, prevederebbe a massa zero.

Nel 1967 Weinberg e Salam formularono una teoria delle interazioni deboli con simmetria locale facendo uso del meccanismo di Higgs. Una successiva estensione di questo modello fu fatta

poi da Glashow, Iliopoulos e Maiani nel 1970. Nel 1971 't Hooft e Veltman riuscirono finalmente a dimostrare che, come in elettrodinamica, le difficoltà a cui abbiamo accennato erano superabili.

Vedremo poi che a partire dal 1973 il modello di Weinberg e Salam ha ricevuto molte conferme sperimentali. Ultimo anello mancante: l'osservazione della particella prevista dal meccanismo di Higgs.

Finalmente, con l'entrata in funzione della grande macchina del CERN, LHC (Large Hadron Collider), alla fine del 2009 (alcuni giorni dopo la prima accensione, nel Settembre del 2008, un'esplosione danneggiò gravemente la macchina) iniziò la caccia al bosone di Higgs. Caccia conclusasi appunto il 4 Luglio del 2012.

Una serie di schede illustrative su vari argomenti trattati nel testo è stata introdotta per permettere approfondimenti rispetto all'esposizione principale.

La scoperta delle interazioni deboli

Nel 1896, Henri Becquerel osservò, per quello che si può chiamare un felice accidente, che dei sali

di uranio erano in grado d'impressionare una lastra fotografica tenuta al riparo dalla luce del sole con della spessa carta nera, scoprendo così il fenomeno della radioattività (vedi Figura 1).

Un contributo fondamentale allo studio della radioattività fu dato da Pierre e Marie Curie con la scoperta della radioattività del polonio e del radio. Per questa scoperta furono insigniti del Premio Nobel per la fisica insieme con Henri Becquerel nel 1903. Marie Curie ricevette un secondo Nobel nel 1911 (questa volta per la Chimica) per aver isolato il radio e per averne determinato le proprietà chimiche. È stato l'unico caso di una persona che abbia ricevuto due Premi Nobel in due discipline scientifiche diverse.

Grazie anche agli studi di Rutherford, fu osservato che esistevano tre tipi distinti di radiazioni, la radiazione alpha, costituita da nuclei di elio, e le radiazioni beta e gamma, costituite rispettivamente da elettroni e da fotoni (vedi Figura 2). Questi tre tipi di radiazioni sono connessi alle tre interazioni fondamentali che si hanno tra le particella elementari, cioè le interazioni forti (radiazione alpha), interazioni deboli (radiazione beta) e interazioni elettromagnetiche (radiazione gamma).

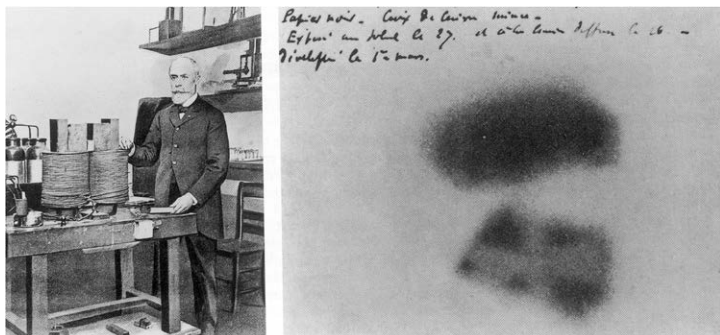


Figura 1. Henri Becquerel e la prima evidenza della radioattività nel Febbraio del 1896.

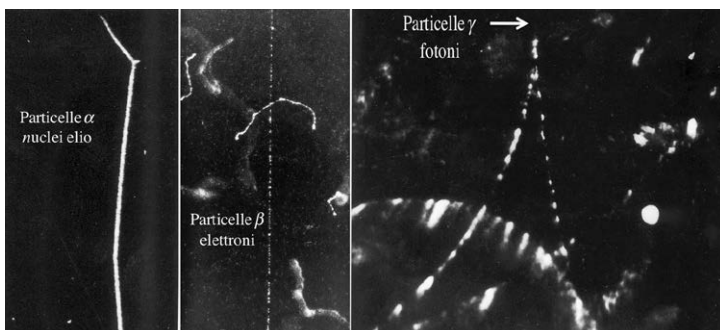


Figura 2. I tre tipi di radiazioni. Nella figura si possono vedere le tracce delle particelle alpha (nuclei di elio) a sinistra, delle particelle beta (elettroni) al centro. Nella figura di destra, un raggio gamma (fotone) si materializza in una coppia elettrone-positrone che si muovono in direzioni opposte a causa della presenza di un campo magnetico. Il particolare mezzo di rivelazione usato in questi tre casi permette solo la visualizzazione delle particelle cariche e quindi il fotone, essendo elettricamente neutro, non risulta visibile direttamente.

Le interazioni forti sono le responsabili della stabilità dei nuclei. Infatti, se esistesse solo l'interazione elettromagnetica, i nuclei, essendo composti da protoni e neutroni, sarebbero instabili dato che i protoni si respingono tra di loro (sono carichi positivamente) mentre i neutroni non hanno carica elettrica. Quindi, come osservato da Chadwick e Bieler nel 1921, si poteva spiegare la stabilità del nucleo solo assumendo che esistesse una nuova interazione molto più forte dell'interazione elettromagnetica. Si trova che tra due protoni, posti alla distanza di un fermi (10^{-13} cm.), la forza forte è 20 volte più grande di quella elettromagnetica tra gli stessi due protoni alla stessa distanza.

Le interazioni deboli sono le responsabili delle radiazioni beta (elettroni) che si producono nel decadimento di un neutrone in un protone e nella coppia elettrone-neutrino. La forza debole tra due protoni (sempre alla distanza di un fermi) risulta essere circa un decimilionesimo (10^{-7}) più piccola dell'interazione elettromagnetica. Queste sono le interazioni che c'interessano particolarmente nel seguito.

Ovviamente tra le particelle si esercita anche l'attrazione gravitazionale, che è legata al valore

delle masse. Dato che si tratta di masse molto piccole, quest'interazione risulta molto debole. Sempre nel caso di due protoni alla distanza di un fermi, l'attrazione gravitazionale vale circa 10^{-36} volte quella elettromagnetica e pertanto, completamente trascurabile per questo tipo di considerazioni.

Il linguaggio delle particelle elementari

Gli esperimenti tipici sulle particelle elementari vengono effettuati con gli acceleratori, dove le particelle elementari vengono portate sino a velocità prossime a quella della luce. Occorre dunque far ricorso sia alla meccanica quantistica, trattandosi di entità microscopiche, sia della relatività ristretta. Quindi per la descrizione delle loro proprietà occorre mettere assieme queste due teorie fisiche fondamentali. Il risultato di quest'unione prende il nome di “teoria quantistica dei campi”, dalla quale discende una proprietà fondamentale della meccanica quantistica, la “dualità onda-corpuscolo”.

Nel 1905 Einstein aveva introdotto il concetto di fotone per descrivere l'emissione e

l'assorbimento della radiazione elettromagnetica da parte degli elettroni: era riuscito così a spiegare l'effetto fotoelettrico, assumendo che l'elettrone assorbisse la luce per pacchetti di energia (fotoni) e non in modo continuo (vedi scheda 1).

Secondo la meccanica quantistica, l'idea che la luce si comporti in questi casi come un insieme di corpuscoli non è in contraddizione con il fatto che in altri casi la luce si manifesti come un fenomeno ondulatorio. In altri termini gli aspetti corpuscolare e ondulatorio sono due aspetti della stessa realtà fisica, ma il manifestarsi dell'uno o dell'altro dipende da quello che stiamo osservando in quel particolare momento.

Per capire questo punto possiamo fare riferimento alla Figura 3; in cui si possono vedere una donna giovane o una donna anziana, ma non le possiamo vedere contemporaneamente. Questo è simile a quanto succede per la doppia natura della luce: secondo come la si osserva, possiamo mettere in evidenza il comportamento ondulatorio oppure quello corpuscolare, ma non è possibile osservare entrambi gli aspetti in contemporanea.

Cerchiamo di capire la differenza tra le due diverse impostazioni ondulatoria e corpuscolare, e come questa si rifletta sull'analisi di un fenomeno quale la forza tra due cariche elettriche. Nell'analisi ondulatoria, le due particelle cariche emettono (entrambe) un'onda elettromagnetica, cioè un campo elettrico e un campo magnetico. Quando il campo agisce sull'altra particella si genera una forza. Nel caso corpuscolare, una particella emette un fotone che viene poi assorbito dall'altra particella, generando così la forza. Di quest'ultimo processo ne è data un'interpretazione grafica in Figura 4.

In questo grafico le due linee continue rappresentano due particelle di cariche elettriche Q_1 e Q_2 che si muovono nella direzione indicata dalla freccia temporale sulla destra. La linea ondulata rappresenta il fotone scambiato tra le due particelle cariche. Il grafico può essere pensato diviso in due parti (dalla linea continua intermedia). La parte di sinistra può essere interpretata come il processo in cui la particella di carica Q_1 emette un fotone, mentre la parte di destra come l'assorbimento del fotone da parte della particella di carica Q_2 . Ovviamente anche la particella di destra può emettere un fotone, che

verrà poi assorbito dall'altra particella. Questo si rappresenta graficamente come se il fotone fosse emesso e assorbito allo stesso istante. Questi grafici (introdotti da Feynman) non solo servono per visualizzare l'interazione, ma sono anche un potente strumento di calcolo. Infatti è possibile associare ad ogni elemento del grafico un'espressione matematica seguendo certe istruzioni che vengono dette regole di Feynman. Questo mette i fisici in grado di calcolare quantità come la forza che si esercita tra le due particelle, oppure che cosa avviene quando le particelle vengono fatte urtare l'una contro l'altra. Per esempio, si associano ai due vertici (i punti in cui la linea del fotone incontra le linee continue) le cariche Q_1 e Q_2 (vedi Figura 4), che rappresentano l'intensità con cui il fotone si accoppia alle particelle cariche. Quindi, seguendo le regole date da Feynman, possiamo dire immediatamente che la forza tra le due particelle è proporzionale al prodotto delle due cariche elettriche.

Notiamo che si può anche pensare di ottenere il grafico di Figura 4 dalla congiunzione dei due grafici di Figura 5, detti grafici di vertice, tramite la linea fotonica. Il risultato è che qualunque interazione tra particelle cariche e



Figura 3. Illusione ottica a doppia immagine: secondo come la si guarda si vede una donna giovane, oppure una donna anziana.

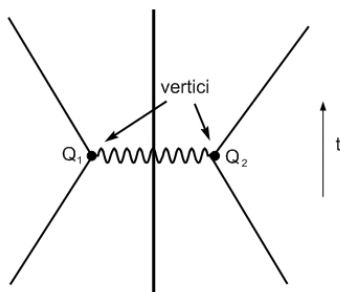


Figura 4. L'interazione elettrica tra due cariche Q_1 e Q_2 rappresentata in termini di un grafico di Feynman.

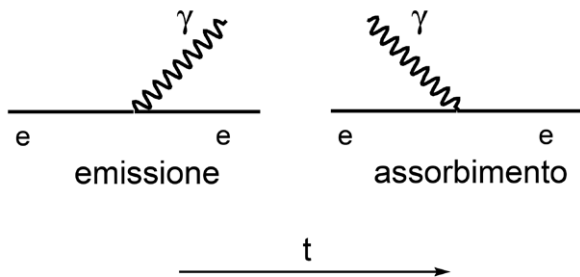


Figura 5. Il grafico di vertice può rappresentare sia l'emissione sia l'assorbimento di un fotone da parte di una particella carica. La linea continua descrive un elettrone ("e") mentre la linea ondulata descrive un fotone ("γ").

fotoni può essere rappresentata combinando tra loro i grafici di vertice uniti tramite le varie linee. A questo proposito occorre ricordare un importante contributo di Dirac del 1928 che, nel formulare una teoria relativistica dell'elettrone, scoprì che l'equazione che aveva ottenuto ammetteva soluzioni corrispondenti ad un tipo diverso di particella: l'antielettrone o positrone, cioè una particella eguale in tutto all'elettrone ma con carica opposta. La scoperta dell'antielettrone fu confermata da Anderson in un esperimento sui raggi cosmici del 1932.

Sebbene la scoperta di Dirac fosse limitata al caso dell'elettrone, fu presto osservato che la stessa analisi si applicava a tutte le particelle. Divenne dunque chiaro che ogni particella possiede un'antiparticella.

Dal momento che l'elettrone e il positrone sono strettamente correlati, la loro interazione con il campo elettromagnetico si può rappresentare con un unico grafico di vertice. In questo grafico, l'elettrone e il positrone si distinguono per l'orientazione della linea che li rappresenta. Se la linea ha lo stesso verso della linea temporale rappresenta un elettrone, se ha verso opposto un positrone (attenzione che questa è una pura

convenzione, non significa che il positrone si muova indietro nel tempo). Alcuni vertici tipici ottenuti dal vertice fondamentale orientando opportunamente le linee degli elettroni e ruotando il grafico rispetto all'asse dei tempi, sono rappresentati in Figura 6.

Un altro punto importante è che un grafico come quello di Fig. 4 descrive l'interazione tra due particelle cariche solo in una prima approssimazione. Le approssimazioni di ordine successivo si ottengono combinando tra di loro più di due vertici ma mantenendo la stessa struttura di linee esterne. Per esempio, un ulteriore contributo all'interazione tra due particelle cariche è dato in

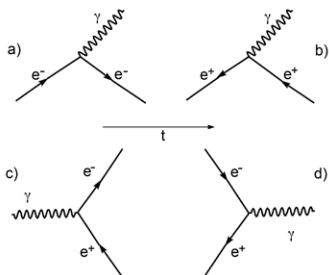


Figura 6. Lo stesso grafico, cambiando il verso delle linee degli elettroni e/o positroni e tramite una rotazione, può rappresentare processi diversi. In questa figura: in

a) è rappresentato un processo di emissione da parte di un elettrone; in b) l'emissione da parte di un positrone. I grafici c) e d) si ottengono ruotando i precedenti e invertendo opportunamente il verso delle linee elettrone e/o positrone. Rispettivamente rappresentano un processo di creazione di una coppia elettrone-positrone tramite la materializzazione di un fotone e l'annichilazione di una coppia in un fotone.

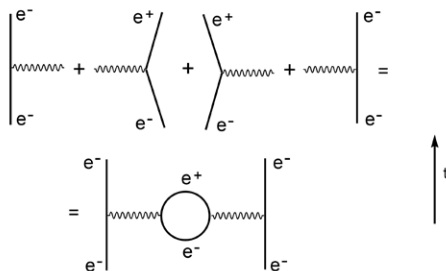


Figura 7. Unendo i 4 vertici tramite le linee fotoniche e le linee degli elettroni e dei positroni del secondo e terzo vertice si ottiene un nuovo contributo all'interazione tra due elettroni, che è proporzionale alla quarta potenza della carica elettrica dell'elettrone (un fattore di carica per ogni vertice).

Figura 7. In questo caso, dato che alla costruzione contribuiscono quattro vertici, il risultato è proporzionale alla quarta potenza della carica dell'elettrone. Dato che la carica

elettrica dell'elettrone è “piccola”¹, ci si aspetta che il grafico a quattro vertici sia una piccola correzione rispetto al grafico con solo due vertici. Il risultato trovato invece da Pauli, Heisenberg, Jordan e Klein nel 1927 fu che il calcolo del grafico portava come risultato a una quantità infinita². Questo risultato metteva in dubbio tutto il programma della descrizione del mondo delle particelle elementari nei termini della teoria quantistica dei campi; infatti molti ricercatori cercarono di percorrere altre strade. Si dovettero attendere gli anni immediatamente successivi alla seconda Guerra Mondiale perché si trovasse una soluzione.

¹ In realtà il valore della carica elettrica dipende dal sistema di unità usate per le quantità elettromagnetiche, ma esiste una quantità priva di dimensioni, e quindi indipendente dal sistema usato, legata al quadrato della carica elettrica, la costante di struttura fine, che vale circa $1/137$. I risultati dei vari grafici possono essere espressi come potenze di questa costante, per cui il grafico considerato sopra con quattro vertici dovrebbe pesare circa $1/100$ rispetto a quello con due vertici.

² Per maggiori dettagli vedi la Scheda 2.

Questa soluzione emerse grazie al contributo di vari autori, ma il merito principale senza dubbio a Feynman, Schwinger e Tomonaga, grazie al lavoro dei quali venne ottenuta una formulazione completa della teoria intorno al 1948, dimostrando che quando si calcolano quantità che possono essere misurate il risultato è finito. La procedura seguita da questi autori è brevemente discussa nella Scheda 3. Sfortunatamente questo risultato non si applica a tutte le teorie di campo, ma solo ad una classe ristretta di teorie dette “rinormalizzabili”. Il metodo seguito per ottenere questo risultato è chiamato processo di “rinormalizzazione”.

La rinormalizzabilità di una teoria di campo non è certo una questione banale e infatti questo procedimento non funziona nella maggior parte delle teorie di campo che si conoscono. Nasceva il problema di capire perché funzionasse nel caso dell'elettrodinamica quantistica, o QED (da Quantum ElectroDynamics). Ma prima di discutere questo punto, vediamo come le interazioni deboli possono essere descritte nel linguaggio della teoria dei campi.

Le interazioni deboli

A seguito del famoso esperimento ideato da Rutherford e realizzato con la collaborazione di Geiger e Marsden tra il 1908 e il 1909, Rutherford stesso, nel periodo 1911-1913, fece l'ipotesi che l'atomo possedesse una struttura centrale, detta nucleo, nella quale era concentrata praticamente tutta la massa dell'atomo e attorno alla quale orbitavano gli elettroni, come i pianeti ruotano attorno al sole.

Nel 1913 Bohr aveva applicato le idee di quantizzazione di Planck e Einstein all'atomo d'idrogeno concepito in linea con la teoria di Rutherford, cioè composto da un nucleo centrale e un singolo elettrone. Dato che l'atomo dell'idrogeno è elettricamente neutro, ne seguiva che la carica elettrica del suo nucleo doveva essere uguale e opposta a quella dell'elettrone orbitante.

In seguito Rutherford suppose che il nucleo fosse composto da nuclei d'idrogeno³ e da elet-

³ Questa idea era in linea con le idee del chimico Prout, che nel 1815 ipotizzò che l'atomo di idrogeno fosse il costituente fondamentale di tutti gli elementi.

troni, dato che si supposeva che gli elettroni prodotti nel decadimento beta (i raggi beta) provenissero dall'interno del nucleo. La carica totale del nucleo risultava data dalla carica totale dei nuclei d'idrogeno meno quella complessiva degli elettroni all'interno del nucleo. Dato che l'idrogeno è l'atomo più leggero in natura, nel 1920 Rutherford pensò che il nucleo dell'idrogeno fosse una particella elementare, che denominò "protone". Nel 1921 Rutherford abbandonò questa concezione del nucleo e suppose invece che esistessero delle particelle con massa simile a quella del protone ma neutre, cioè senza carica elettrica, dette "neutroni", e che quindi il nucleo fosse costituito solamente da protoni e neutroni, come illustrato in Figura 8. La massa del nucleo risultava, in prima approssimazione, dalla somma delle masse dei protoni e di quelle dei neutroni, mentre la carica del nucleo era dovuta ai soli protoni. I neutroni furono effettivamente osservati nel 1932 da Chadwick.

Intanto, nel 1930, Pauli aveva ipotizzato che nel decadimento beta di un nucleo, oltre all'elettrone fosse emessa una nuova particella neutra e leggera, particella che fu denominata da Fermi neutrino, per distinguerla dal neutrone

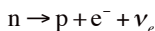
di Chadwick. La motivazione di Pauli risiedeva nella seguente osservazione: se nel decadimento fosse stato prodotto solamente l'elettrone, la sua energia sarebbe stata univocamente fissata in virtù del principio di conservazione dell'energia. Ma sperimentalmente questo non si verificava, l'elettrone veniva emesso con varie energie. L'ipotesi della emissione della coppia elettrone-neutrino implicava che risultasse fissata dalla conservazione dell'energia solo la somma delle energie della coppia e che quindi l'elettrone potesse assumere diversi valori dell'energia⁴.

Con queste ipotesi, nel decadimento beta il nucleo deve aumentare la sua carica di una quantità pari alla carica del protone, per bilanciare la carica dell'elettrone emesso, mentre la massa del nucleo rimane praticamente inalterata. Dunque il numero dei protoni più il

⁴ Il neutrino serviva anche a spiegare un'altra anomalia connessa con lo spin (momento angolare intrinseco) del nucleo, che nel decadimento sarebbe dovuto cambiare di una quantità pari a $h/4\pi$, dove h è la costante di Planck che vale 6.626×10^{-34} Joule x secondo. Per maggiori dettagli sullo spin vedi la Scheda 4 sullo spin e sulla statistica.

numero di neutroni deve rimanere inalterato (vedi Figura 8). La conclusione è che un neutrone si trasforma in un protone per effetto del decadimento. Quest'osservazione fu la base della teoria di Fermi delle interazioni deboli.

Il decadimento del neutrone (n) in un protone (p) più un elettrone (e^-) e un neutrino (ν_e),



come postulato da Fermi nel 1933, può essere descritto in termini di un grafico di Feynman, come rappresentato in Figura 9. L'idea di Fermi era quella di descrivere l'interazione come si fa in QED, con la differenza che in questo caso all'emissione di un fotone viene sostituita l'emissione della coppia elettrone-neutrino. Quest'interazione viene detta debole o interazione di Fermi. L'accoppiamento tra il neutrone, protone e la coppia elettrone neutrino è caratterizzato da una costante G_F , detta costante di Fermi, dal valore di 1.436×10^{-49} erg x cm^3 . È questo valore molto piccolo di G_F che implica la debolezza di quest'interazione.

Nella teoria di Fermi, il vertice di Figura 9 è il vertice fondamentale e quindi, in linea di

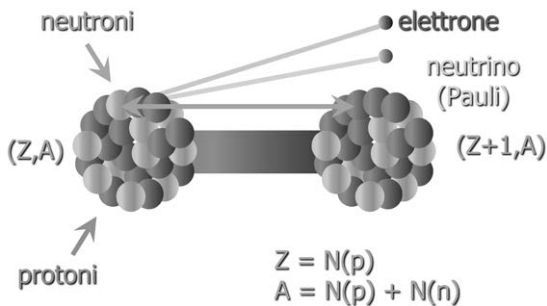


Figura 8. Il decadimento beta di un nucleo. Le quantità $N(p)$ e $N(n)$ definiscono rispettivamente il numero di protoni e di neutroni presenti nel nucleo. Z è un'abbreviazione per il numero di protoni, mentre A esprime il numero complessivo di protoni e di neutroni. Se moltiplichiamo Z per la carica del protone, si ottiene la carica totale del nucleo, mentre se moltiplichiamo A per la massa del protone si ottiene approssimativamente la massa del nucleo, trascurando la piccola differenza di massa tra protoni e neutroni. Quindi nel decadimento beta, Z deve aumentare di un'unità perché la carica finale (nucleo + elettrone) sia uguale a quella del nucleo iniziale, mentre A rimane inalterato. La soluzione è che il numero di protoni aumenta di un'unità, mentre il numero di neutroni diminuisce di un'unità.

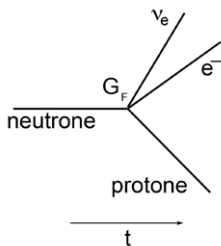
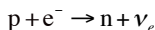


Figura 9. La rappresentazione di Feynman dell'interazione di Fermi.

principio, si possono costruire tutte le correzioni a questo processo o anche ad altri processi, quali la cattura beta.



Anche in questo caso è lecito chiedersi se la teoria sia rinormalizzabile. Purtroppo la risposta è negativa. In conseguenza di ciò la si può usare solo come una teoria approssimata. Si dimostra che la teoria funziona bene quando le energie coinvolte nei processi che si considerano sono piccole, altrimenti la teoria diventa inconsistente. Prima che questo problema trovasse una soluzione dovevano passare più di quarant'anni. Infatti solo nel 1967 Weinberg e Salam formularono una teoria delle interazioni deboli la cui consistenza fu dimostrata da 't Hooft e Veltman nel 1971. Ma prima di arrivare a questo periodo, molti tentativi furono fatti per migliorare la situazione. Tra questi tentativi, quello che più si avvicina alla soluzione di oggi, anche se ancora inconsistente, è la teoria del bosone vettoriale intermedio. Questa teoria venne formulata da vari autori, come Schwinger nel 1957, Bludman nel 1958 e Glashow nel 1961. L'idea era quella di

rendere la teoria di Fermi più vicina possibile alla QED, sostituendo il vertice di Fermi con un processo più complesso in cui la coppia neutrone-protone emetteva una particella (detta W^-) che, poi dava luogo ad una coppia elettrone-neutrino. La vicenda è più complessa, perché nel 1956 si trovò che le interazioni deboli, al contrario delle altre interazioni, non sono invarianti per parità. Sebbene questa sia stata una scoperta fondamentale, essa non incide sul resto della nostra storia e non la approfondiremo ulteriormente. Dunque il vertice a 4 particelle di Fermi veniva sostituito dall'unione di due vertici, come rappresentato in Figura 10.

Inoltre questi autori, in particolare Bludman e Glashow, introdussero un terzo bosone vettoriale neutro che poteva dar luogo a interazioni tra neutrini ed elettroni (vedi Figura 11). Questi bosoni hanno caratteristiche simili a quelle del fotone eccetto per il fatto che non hanno massa nulla. Infatti l'interazione debole, esercitandosi all'interno del nucleo, ha un raggio d'azione molto corto. In pratica si annulla per distanze superiori alle distanze nucleari. Esiste però una relazione ben precisa tra il raggio d'azione di una forza e la massa della particella che media

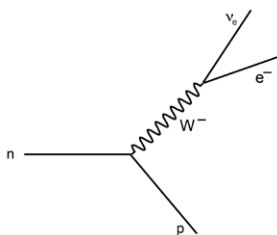


Figura 10. Il bosone vettoriale intermedio carico W , che esiste sia carico negativamente che positivamente, ha nell'interazione debole una funzione analoga a quella del fotone in QED.

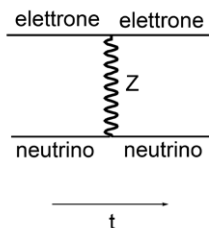


Figura 11. L'interazione debole tra neutrini ed elettrone è ottenuta attraverso lo scambio del bosone vettoriale intermedio neutro, Z .

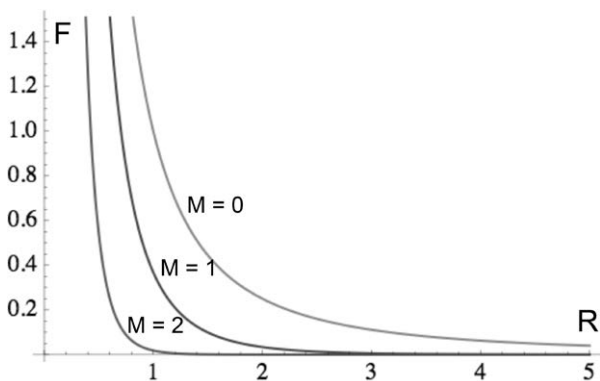


Figura 12. La figura rappresenta come varia la forza tra due particelle che si scambiano una particella di massa M al variare della loro distanza R . Si vede che il range della forza (la distanza del punto in cui la forza diventa nulla dall'origine) varia proporzionalmente all'inverso della massa M . Le scale sono arbitrarie.

l'interazione. Questa relazione può essere visualizzata in Figura 12.

In questa figura è rappresentato l'andamento della forza tra due particelle, che si scambiano una particella di massa M , in funzione della distanza. Come si vede dal grafico, la distanza alla quale la forza diventa praticamente zero varia in maniera inversamente proporzionale alla massa. Dunque il corto raggio della forza debole implica che i bosoni vettoriali intermedi debbano avere una massa. Ma questo è fatale alla teoria perché, proprio a causa della massa, la teoria non risulta rinormalizzabile.

Questo risultato bloccava ancora una volta la via a una soluzione del problema delle interazioni deboli. Intanto negli anni Cinquanta c'era stato uno sviluppo teorico molto interessante che, come vedremo, insieme a ulteriori elementi avrebbe portato alla soluzione del problema.

La simmetria locale

Lo studio accurato della rinormalizzabilità della QED aveva portato alla luce una proprietà molto importante della teoria, vale a dire la sua

invarianza rispetto a una simmetria locale, e i fisici si erano convinti che questa fosse la chiave della sua rinormalizzabilità. Cerchiamo allora di capire cosa sia la simmetria locale.

Iniziamo con un semplice esempio. Consideriamo un quadrato come in Figura 13. Se lo facciamo ruotare di 90° , ritorniamo al quadrato di partenza, niente è cambiato. Si dice allora che il quadrato è invariante rispetto a una rotazione di 90° , e che la rotazione di quest'angolo è una simmetria del quadrato. Cioè, una simmetria è una trasformazione che lascia invariato l'oggetto sul quale agisce. Naturalmente il quadrato ha anche altre simmetrie di rotazione, e precisamente quelle che corrispondono a rotazioni di 180° , di 270° e di 360° . È poi simmetrico anche relativamente a riflessioni rispetto alle sue diagonali. In generale, maggiore è il numero di simmetrie e più "regolare" è l'oggetto. Il rettangolo è meno simmetrico del quadrato, mentre il cerchio è la più simmetrica di tutte le figure piane perché rimane invariato rispetto a qualunque rotazione attorno al suo centro.

Il concetto successivo che vogliamo introdurre è quello di simmetria globale. In questo caso dobbiamo immaginare di avere tanti oggetti

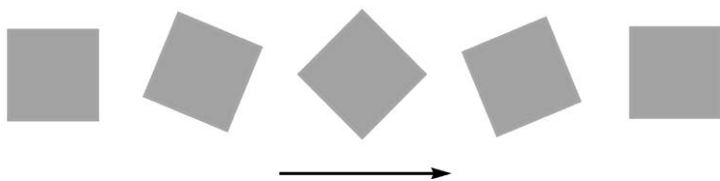


Figura 13. Se facciamo ruotare un quadrato di 90° , il quadrato ritorna identico a quello di partenza. In figura la rotazione è effettuata in 4 passi di $22^\circ.5$.

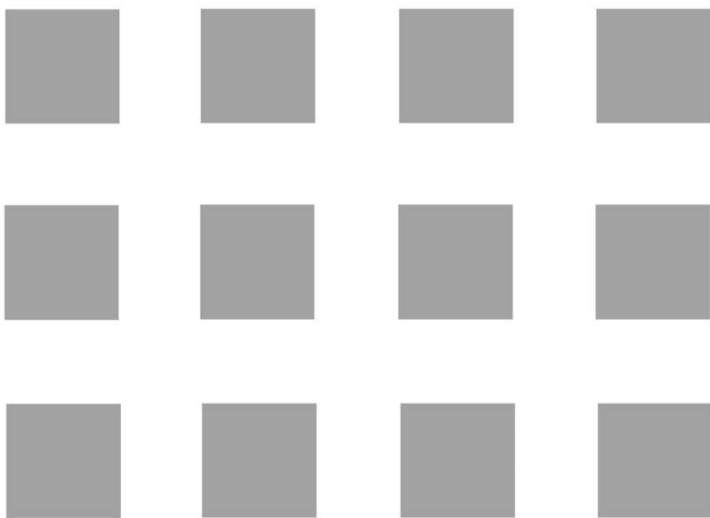


Figura 14. Esempio di simmetria globale. Un insieme di quadrati disposti in vari punti dello spazio. Se si ruotano tutti di 90° , la figura non cambia.

disposti in vari punti dello spazio. Illustriamo questo caso in Figura 14, riprendendo ancora il caso del quadrato. Immaginiamo quindi di avere tanti quadrati disposti come nella figura e di farli ruotare tutti, “contemporaneamente” di 90° . Alla fine della rotazione niente sarà cambiato. Siamo in presenza di una simmetria globale, dove globale si riferisce al fatto che effettuiamo la stessa rotazione contemporaneamente in tutti i punti dello spazio.

Consideriamo ancora i quadrati di Figura 14, ma immaginiamo adesso di ruotare ogni quadrato di un angolo arbitrario. Ovviamente la figura che otterremo sarà diversa da quella iniziale, però ci possiamo chiedere se sia possibile ritornare al punto di partenza. Per fare questo avremo bisogno, per ogni quadrato, di poter disporre di un sensore che misuri l'angolo di cui abbiamo ruotato quel particolare quadrato. Supponiamo poi di poter disporre di un dispositivo pilotato dal sensore che applichi al quadrato una forza che lo faccia ruotare di un angolo opposto a quello di cui l'abbiamo ruotato inizialmente. Infine immaginiamo di avere un sensore ed un dispositivo che applichi la forza per ogni singolo quadrato. Eseguendo

queste due operazioni, rotazione iniziale e ripristino dettato dal sensore, alla situazione iniziale di Figura 14 niente cambia. Possiamo dunque realizzare una simmetria pur di disporre di una forza opportuna in ogni punto dello spazio in cui abbiamo posto un quadrato (vedi Figura 15). Sorge spontanea la domanda se questa situazione sia un sogno dei teorici o esista qualcosa del genere in natura.

In effetti qualcosa del genere succede, ad esempio, in un campo di girasoli⁵. Durante la notte possiamo orientare i girasoli come vogliamo ma, immancabilmente, al sorgere del sole tutti si orienteranno nella sua direzione. Questo significa che i girasoli hanno un sensore che individua la posizione del sole e, sfruttando l'energia a loro disposizione (ricavata per fotosintesi dal sole stesso), ruotano sino ad allinearsi tutti, come illustrato in Figura 16.

In questo caso si parla di trasformazioni locali, perché le trasformazioni che agiscono nei vari punti sono indipendenti le une dalle

⁵ Questo esempio è ripreso da “Odissea nello zepto-spazio” di Gian Francesco Giudice, edito da Springer.

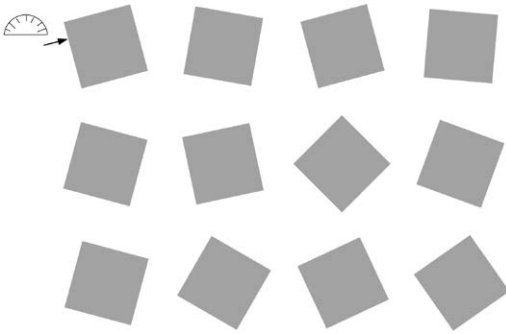


Figura 15. Esempio di simmetria locale. Ogni quadrato è ruotato di un angolo arbitrario. A ogni quadrato è associato un sensore (rappresentato dal goniometro) che misura l'angolo di cui è stato ruotato il quadrato. A loro volta i sensori comandano dei dispositivi in grado di applicare una forza ai quadrati dell'intensità necessaria per riportare i quadrati nella configurazione iniziale.



Figura 16. Un campo di girasoli, tutti orientati nello stesso modo, come discusso nel testo.

altre. Nel caso che ci interessa, cioè la teoria dei campi, non abbiamo a che fare con oggetti materiali ma con quantità (campi) che dipendono dal punto dello spazio e dall'istante che stiamo considerando (in altre parole dal punto dello spazio-tempo). Nel caso della simmetria globale, le trasformazioni sono operazioni matematiche che si fanno sui campi, identiche tra loro in tutti i punti dello spazio-tempo. Si parla di simmetria globale se quest'operazione non cambia le equazioni a cui soddisfano i campi: cioè i campi originali e i campi che si ottengono da questi attraverso le trasformazioni di simmetria definiscono la stessa fisica. Se vogliamo rendere questa teoria invariante sotto una trasformazione locale risulta necessaria la presenza di una forza "calibrata" in modo tale da poter ripristinare la situazione originaria e rendere la teoria invariante. Dato che in inglese calibro si traduce con "gauge", tutte le quantità correlate, --forze e trasformazioni di simmetria -- si dicono "di gauge". Dato che per la dualità onda-corpuscolo ad ogni forza è associata una particella, le particelle associate alle forze di gauge, per estensione, vengono dette di gauge.

Ricapitolando:

- l'invarianza locale (o di gauge) si può avere solo in presenza di un'opportuna interazione;
- il requisito d'invarianza fissa completamente l'interazione.

Nel 1929 Weyl aveva osservato che la teoria elettromagnetica possiede una invarianza di gauge e che quindi la forza elettromagnetica stessa (o il campo elettromagnetico) erano fissati univocamente dalla richiesta di simmetria locale. Passando al caso quantistico, questo significa che l'interazione del fotone con le particelle cariche così come le proprietà stesse del fotone sono univocamente fissate dalla richiesta d'invarianza. In particolare, l'invarianza di gauge della QED richiede che il fotone abbia massa zero o, equivalentemente, che il fotone si muova alla velocità della luce (vedi Scheda 5).

La domanda che allora sorge spontanea è se sia possibile formulare una teoria invariante rispetto a una generica trasformazione locale. Una risposta positiva a questa domanda fu data da Yang e Mills nel 1954 e quindi ben prima della formulazione della teoria del bosone vettoriale intermedio. In particolare, fu mostrato che le

particelle che mediano un'interazione di gauge devono avere proprietà molto simili al fotone, cioè avere spin 1 (vedi Scheda 4) e massa nulla. Quindi, sebbene fossero adatte per descrivere i bosoni vettoriali intermedi (che sono particelle di spin 1), la massa nulla sembrava impedire il loro uso per la descrizione delle interazioni deboli (che sono mediate da particelle con massa). Inoltre, a quel tempo, non si sapeva se queste teorie, sebbene molto simili alla QED, fossero o meno rinormalizzabili (vedi Scheda 6).

In definitiva, per quanto le teorie di gauge fossero molto belle ed eleganti dal punto di vista matematico, sembravano non avere nessuna rilevanza sul piano della fisica, fatta eccezione per la QED. Ciò non di meno continuarono a essere studiate da molti fisici, ma furono completamente ignorate sul piano delle applicazioni fenomenologiche al mondo delle particelle elementari per i successivi 13 anni.

Transizioni di fase e simmetrie spontaneamente rotte

Come abbiamo visto, le teorie di gauge sembravano aver imboccato una strada senza uscita

sul piano fenomenologico. All'inizio degli anni Sessanta intervenne però un fatto nuovo. Alcuni fisici teorici cominciarono a guardarsi intorno per cercare di capire cosa succedeva in altri settori della fisica. In particolare, nel 1961 un fisico giapponese Y. Nambu e un fisico romano G. Jona-Lasinio, che all'epoca si trovavano entrambi a Chicago, cercarono di applicare alla fisica delle particelle elementari alcune delle idee che erano nate in quegli anni in relazione alle transizioni di fase e fenomeni correlati quali superconduttività, superfluidità, ecc. Iniziamo discutendo il fenomeno delle transizione di fase.

Consideriamo, per esempio, un sistema come l'acqua. Per ogni valore fissato della pressione e della temperatura, l'acqua si trova in equilibrio termico, cioè si trova in uno stato che non può cambiare se non variando le condizioni esterne. Quindi gli stati di equilibrio dell'acqua si possono rappresentare in un grafico come quello di Figura 17, dove ogni punto, definito da un valore preciso di pressione e di temperatura, rappresenta un possibile stato di equilibrio.

Com'è noto, l'acqua si può trovare in tre stati di aggregazione diversi (fasi): la fase liquida, la fase solida (ghiaccio) e la fase gassosa (vapore).

Queste tre fasi sono separate, nel grafico precedente, da delle linee. Quando si attraversa una di queste linee si passa da una fase all'altra. Consideriamo poi, nella stessa figura, la linea verticale continua. Questa corrisponde a una temperatura fissata. Se a questo punto aumentiamo la pressione a partire dalla fase di vapore, si vede che inizialmente il sistema rimane gassoso; quando però s'incontra la linea di separazione tra vapore e liquido, il vapore comincia a liquefarsi e si passa nella fase liquida. Analogamente, se consideriamo la riga orizzontale continua, mantenendo la pressione costante e variando la temperatura, partendo dalla fase solida, rimarremo in questa fase sino alla linea di separazione tra solido e liquido, dopodiché il sistema passerà allo stato liquido. Se riscaldiamo ancora, il liquido diventerà vapore quando si oltrepasserà la linea che separa il liquido dal vapore. Dunque, al cambiare delle condizioni esterne (qui rappresentate da temperatura e pressione), lo stato fisico del sistema può cambiare e subire una transizione di fase. In una nuova fase, il sistema può presentare caratteristiche diverse da quella delle fase iniziale.

Ma il caso che c'interessa di più è quando le proprietà di simmetria delle varie fasi sono diverse tra loro, perché questo significa che cambiando le condizioni esterne è possibile modificare le proprietà di simmetria di un dato sistema fisico. Consideriamo una molletta di acciaio, come rappresentata in Figura 18. Supponiamo di premere i due capi della molletta uno verso l'altro, come rappresentato dalle forze F in figura. Se la forza che applichiamo è piccola, non succede niente e la sbarretta rimane verticale; ma se le forze superano un certo valore pari a F_c , detta forza critica, la molletta si piega. Indichiamo con f la deviazione che il centro della molletta subisce rispetto alla verticale, o freccia. Consideriamo poi un diagramma come quello della Figura 18, in cui si riportano i valori della freccia in termini della forza applicata F . Quando F è più piccola di F_c , la freccia è zero; mentre per F uguale a F_c la molletta si piega di un certo valore e poi, all'aumentare ulteriore della pressione, la molletta tende a incurvarsi sempre di più. In questo caso possiamo distinguere due fasi, la fase in cui la freccia è zero e la fase in cui è diversa da zero. Il verificarsi dell'una o dell'altra fase dipende dalla forza

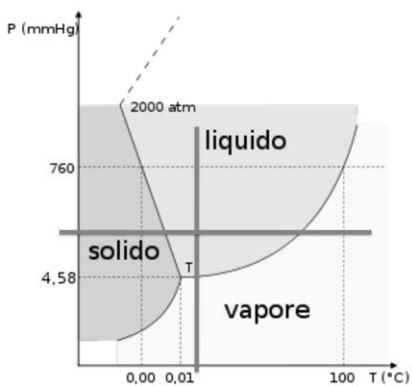


Figura 17. Il diagramma di fase dell'acqua.

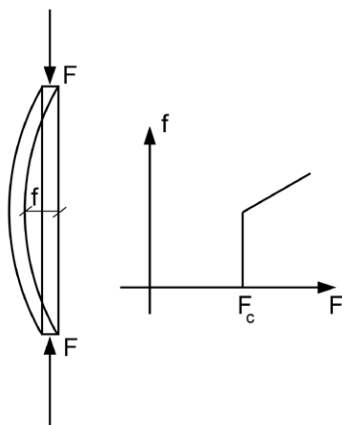


Figura 18. Un esempio di rottura spontanea di simmetria.

applicata, e possiamo vedere che nelle due situazioni la simmetria della molletta cambia. Nella fase con freccia zero possiamo ruotare la molletta a piacimento attorno al proprio asse senza cambiare l'aspetto del sistema. Quando invece la molletta s'incurva, questo avviene lungo una direzione casuale, ma il sistema non è più invariante per rotazioni attorno all'asse: infatti, se lo ruotiamo si ottiene una configurazione diversa. D'altra parte è importante osservare che, sebbene in apparenza la simmetria iniziale sia andata perduta, in realtà quando si ruota la molletta nella fase con freccia non nulla (fase rotta) si ottengono configurazioni di equilibrio completamente equivalenti tra loro. Quello che succede è che si ha un diverso modo di realizzazione della simmetria nelle due fasi. Nella fase non rotta (quella della molletta verticale), si ha una sola configurazione di equilibrio che è invariante per rotazioni. Nella fase rotta si hanno tante (infinite) posizioni di equilibrio tutte equivalenti tra loro. Risulta dunque possibile cambiare il modo in cui si realizza una simmetria cambiando le condizioni esterne del sistema. In questi casi si dice che la simmetria è "rotta spontaneamente".

Per questo tipo di situazioni si fa uso di una terminologia apposita. Si parla di parametri di controllo in riferimento a quelle quantità che occorre variare per passare da una fase all'altra, la forza in quest'ultimo caso o la pressione e la temperatura nel caso dell'acqua. Il parametro d'ordine è invece un parametro che caratterizza la fase. Nel caso della molletta, la freccia, che è nulla o diversa da zero nelle due fasi, è il parametro d'ordine. Un ulteriore esempio di simmetria rotta è quello delle sostanze ferromagnetiche discusso nella Scheda 7.

Queste situazioni erano molto interessanti dal punto di vista delle particelle elementari perché fornivano la possibilità di connettere situazioni con diversa simmetria in corrispondenza a fasi diverse dello stesso sistema fisico. Per esempio, Nambu e Jona-Lasinio sfruttarono questa possibilità per descrivere particelle con massa come appartenenti a una fase diversa da quella in cui le stesse particelle avevano massa nulla. Ma lo stesso anno (1961) un lavoro di Goldstone sembrava negare la possibilità di usare le transizioni di fase nel caso delle particelle elementari. Infatti Goldstone dimostrò un teorema che

stabilisce che, se in una teoria è presente una simmetria globale rotta⁶, allora ci deve essere necessariamente nella teoria una particella a spin zero di massa nulla. Poiché, come abbiamo già osservato, l'unica particella osservata a massa nulla era il fotone, questo sembrava sufficiente a rendere la teoria inapplicabile al mondo delle particelle.

Una soluzione a queste problematiche venne dalla superconduttività. Nel 1962 Anderson, un fisico interessato ai problemi di struttura della materia, aveva trovato una spiegazione molto interessante del così detto effetto Meissner in superconduttività.

La superconduttività fu scoperta nel 1911 da Kamerlingh Onnes studiando la variazione con la temperatura della resistenza di un metallo tenuto a temperature molte basse. Onnes riu-

⁶ Un punto tecnico a questo proposito è che la simmetria deve essere continua, cioè deve dipendere da parametri che variano con continuità in un certo intervallo. La simmetria di rotazione del cerchio è un esempio, perché l'angolo di rotazione può variare con continuità.

sci a raffreddare del mercurio a temperature inferiori a 4^0 Kelvin⁷ e scoprì una brusca variazione delle proprietà elettriche del mercurio per temperature appena più piccole di 4.2^0 Kelvin (vedi Figura 19). La resistenza elettrica del mercurio in pratica si annullava e quindi il metallo poteva condurre una corrente elettrica per tempi estremamente lunghi. In esperimenti fatti successivamente si è visto che la corrente si dimezza in tempi superiori a 10^5 anni. Anche questo è un caso di transizione di fase, da una situazione in cui il mercurio ha un comportamento elettrico normale, a uno in cui la sua resistenza si annulla. Le due fasi sono dette fase normale e fase superconduttiva rispettivamente, con parametro di controllo la temperatura e parametro d'ordine la resistenza elettrica.

Ma la caratteristica più importante, dal nostro punto di vista, si ha quando si sottopone il materiale nella fase superconduttrice all'azione di un campo magnetico. Quello che succede è che le linee di forza del campo magnetico

⁷ La corrispondente temperatura in gradi Celsius è circa -269^0C .

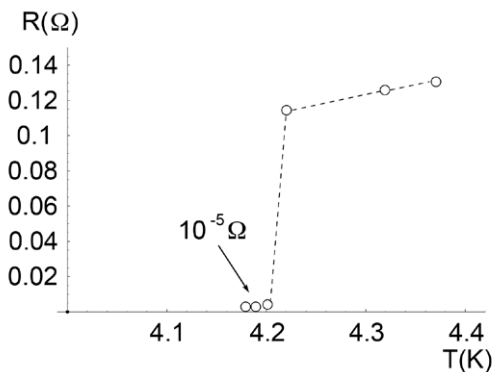


Figura 19. Nel grafico viene riportata la resistenza del conduttore di mercurio usato da Onnes in funzione della temperatura in gradi Kelvin.

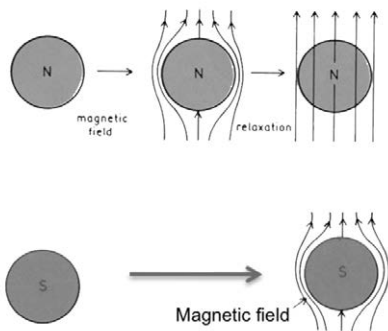


Figura 20. Se si sottopone un materiale normale all'azione di un campo magnetico, dopo un certo tempo (tempo di rilassamento) le linee penetrano all'interno del materiale. Nel caso di un superconduttore le linee di forza del campo non penetrano mai.

non penetrano nel materiale (vedi Figura 20). Questo sia nel caso che si applichi direttamente il campo magnetico al materiale superconduttore, sia che si parta dal materiale nella fase normale con il campo magnetico acceso (e quindi presente all'interno del materiale), e lo si raffreddi sotto la temperatura critica. Quando il materiale diventa superconduttore le linee del campo magnetico vengono espulse. In realtà il campo magnetico rimane all'interno del materiale, ma solo fino a una limitatissima profondità. Questa profondità viene anche chiamata lunghezza di penetrazione ed è tipicamente dell'ordine di circa 500 Angstrom⁸.

L'osservazione di Anderson fu la seguente: nella fase normale, il campo magnetico penetra all'interno del conduttore e quindi il campo elettromagnetico si propaga su qualunque distanza come previsto dalla teoria di Maxwell, e corrispondentemente i fotoni associati hanno massa nulla. Nella fase superconduttrice, invece il campo magnetico non penetra all'interno;

⁸ Un Angstrom corrisponde a 10^{-10} metri.

questo significa che i fotoni associati percorrono dentro il materiale solamente il tratto che corrisponde alla lunghezza di penetrazione. Secondo la discussione fatta in Sezione 4 (vedi anche la Figura 12), segue che il fotone ha acquistato una massa proporzionale all'inverso di questa lunghezza e l'invarianza di gauge dell'elettromagnetismo è spontaneamente rotta in questa fase. Ma dov'è il bosone di Goldstone associato alla rottura spontanea della simmetria di gauge? Il punto è che il fotone ordinario ha due soli possibili stati di spin (o di polarizzazione se parliamo delle onde associate), un 'fotone' con massa ne ha invece tre (vedi Scheda 4). Quest'ulteriore grado di libertà viene appunto fornito dal bosone di Goldstone che, per così dire, si nasconde all'interno del fotone. Il bosone di Goldstone sparisce perché diventa la terza componente di spin del fotone con massa, o come talvolta dicono i fisici, "il bosone di Goldstone viene mangiato dal fotone che così acquista massa".

Questo risultato apriva la strada a teorie in cui, in presenza di una simmetria locale spontaneamente rotta, potevano essere presenti bosoni vettoriali con massa e questo in assenza di

bosoni di Goldstone. Come osservato, in questi casi la simmetria rimane, sia pur realizzata in maniera diversa nelle due fasi: quella simmetrica con i bosoni vettoriali senza massa e i bosoni di Goldstone e quella rotta, senza queste ultime particelle e con i bosoni vettoriali con massa. Tutto il trucco consisteva nel poter disporre di una simmetria locale spontaneamente rotta. Dunque l'unione delle teorie di gauge e dell'idea della simmetrie spontaneamente rotte operava il miracolo.

Quest'idea fu ripresa nel 1964 da F. Englert e R. Brout, P. Higgs e poi anche da G. S. Guralnik, C. R. Hagen, T. W. B. Kibble. C'erano alcune differenze tra la situazione della superconduttività e quella considerata da questi autori per descrivere le particelle elementari. In sostanza, la differenza si traduceva nella presenza nella teoria di altri bosoni a spin zero, ma, questa volta, non necessariamente a massa nulla. Queste particelle furono chiamate bosoni di Higgs. Il lavoro di questi autori era solo il preludio a una teoria completa delle interazioni deboli che fu formulata nel 1967.

Occorre anche rilevare che l'esistenza di questo tipo di particelle fu all'inizio un problema,

anche per la mancanza di evidenze sperimentali. Per questo motivo, ci furono in seguito diversi tentativi, ispirati alla superconduttività, di realizzare la rottura della simmetria senza la necessità di avere i bosoni di Higgs.

Come funziona il meccanismo di Higgs?

Cerchiamo adesso di capire come funziona il meccanismo di Higgs, cioè in quale modo una teoria con simmetria locale spontaneamente rotta riesca a spiegare la massa dei bosoni di gauge (e non solo) e quale sia il ruolo del bosone di Higgs. In queste teorie, a seconda della scelta dei parametri che compaiono nelle equazioni fondamentali, si possono avere due fasi. Nella prima fase, che potremo chiamare fase “normale”, lo spazio nel quale vivono le particelle elementari può essere considerato uno spazio vuoto e le particelle si muovono alla velocità della luce, cioè hanno massa zero. Se visualizziamo lo spazio come una scatola (vedi Figura 21) e pensiamo di avere due particelle, che partono allo stesso istante dallo stesso lato, queste arriveranno al lato opposto allo stesso istante,

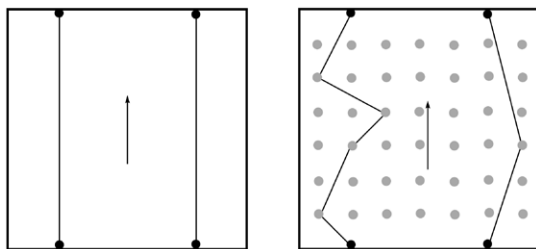


Figura 21. Fase normale nella figura di sinistra. Le due particelle partono allo stesso istante dal lato inferiore della scatola e arrivano simultaneamente al lato opposto muovendosi alla velocità della luce. Fase di Higgs nella figura di destra. Le due particelle partono allo stesso istante ma interagendo con il bosone di Higgs impiegano più o meno tempo a raggiungere l'altro lato della scatola a seconda dell'intensità dell'interazione. In ogni caso impiegano più tempo rispetto al caso della fase normale e quindi, muovendosi a velocità inferiore a quella della luce, acquistano massa.

visto che entrambe si muovono alla velocità della luce. Nella seconda fase, che chiameremo “fase di Higgs”, lo spazio è riempito in modo uniforme da particelle di Higgs che possono interagire con le altre particelle in maniera più o meno forte, ma sempre conservando inalterata la simmetria di gauge. A causa di queste interazioni, una particella percorrerà la distanza tra le

due pareti della scatola in un tempo più o meno lungo a seconda che l'interazione con il bosone di Higgs sia più o meno intensa. Dunque, in questa fase, le particelle che interagiscono con il bosone di Higgs si muovono a velocità inferiore a quella della luce e acquistano una massa che dipende dall'intensità dell'interazione.

Il meccanismo di generazione di massa descritto è un meccanismo dinamico: è l'interazione con il bosone di Higgs che genera la massa. D'altra parte queste interazioni possono essere introdotte nella teoria senza distruggere l'invarianza di gauge che risulta fondamentale per la rinormalizzazione della teoria. L'unico caso in cui una particella può rimanere a massa nulla è quando non interagisce con il bosone di Higgs, come succede per il fotone. Infatti il bosone di Higgs è elettricamente neutro e non ha interazione elettromagnetica.

Nelle equazioni che descrivono questa teoria appaiono delle quantità che sono strettamente collegate con la particella di Higgs, come per esempio il parametro che regola l'intensità dell'interazione del bosone di Higgs con se stesso. Sono questi parametri che definiscono la fase in cui si trova l'universo. Per certi valori

ci troveremmo nella fase normale, mentre con i valori attuali, la fase prescelta risulta essere la fase di Higgs. Questa fase ha la proprietà che il “vuoto” riempito dal campo di Higgs ha una energia inferiore a quella in cui il campo è assente. Infatti, quando i fisici parlano di “vuoto”, non intendono uno stato in cui non c’è nulla, ma lo stato di minima energia.

Occorre osservare che i parametri di cui sopra dipendono dalla temperatura dell’Universo. Al big-bang la temperatura era sufficientemente alta e l’Universo si trovava nella fase normale, e quindi tutte le particelle si muovevano alla velocità della luce. Dopo circa un cento miliardesimo di secondo (10^{-11} secondi) la temperatura si era sufficientemente abbassata e i parametri erano variati in modo tale da produrre la transizione alla fase di Higgs. Conseguentemente, tutte le particelle interagenti con il bosone di Higgs hanno acquistato massa.

Il modello di Weinberg e Salam

Nel 1967 Weinberg e Salam formularono quello che adesso è conosciuto sotto il nome di “Mo-

dello standard delle interazioni elettro-deboli” (vedi Scheda 8). Questo modello prendeva spunto dalla teoria dei bosoni vettoriali intermedi di Schwinger et al., che abbiamo discusso in Sezione 4, introducendoli come bosoni di gauge, assieme al fotone (vedi Scheda 8). Questi bosoni acquistano massa in virtù del meccanismo di Higgs. Così come formulato originariamente da Weinberg e Salam, il modello si prestava a descrivere le interazioni elettro-deboli degli elettroni, dei muoni e dei neutrini associati a queste due particelle (vedi Scheda 9 per una descrizione delle particelle elementari conosciute a oggi). Il muone è stato scoperto nel 1936 ed è una particella identica in tutto all’elettrone, salvo che la sua massa è circa 200 volte più grande di quella dell’elettrone. Nel 1946 fu poi ipotizzato che, associato al muone (rivelato sperimentalmente nel 1962), ci fosse un neutrino di tipo diverso da quello prodotto nel decadimento beta.

In Figura 22 sono rappresentate alcune delle interazioni previste dal modello di Weinberg e Salam.

La formulazione originaria non si prestava però per essere applicata ai costituenti della materia nucleare, cioè ai quark (vedi Scheda 9).

Quest'estensione fu fatta da Glashow, Illiopoulos e Maiani nel 1970 e richiedeva di estendere il modello a quark di Gell-Mann e Zweig (1960), aggiungendo ai tre quark originari un quarto quark, chiamato "charm". Questo quark era stato ipotizzato originariamente da Bjorken e Glashow nel 1964. La scoperta sperimentale del charm, nel Novembre del 1974, segnò quella che è stata chiamata la Rivoluzione di Novembre, perché rappresentò la prova definitiva dell'esistenza dei quark.

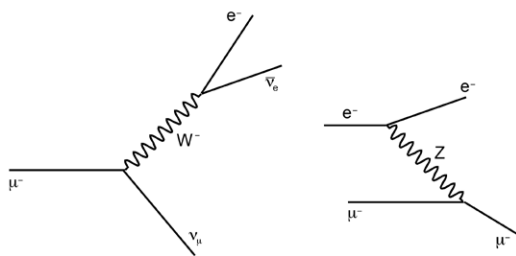


Figura 22. I due grafici rappresentano alcune delle interazioni tra muoni ed elettroni previste dal modello di Weinberg e Salam. Il grafico di sinistra rappresenta il decadimento del muone (analogo a quello del neutrone con il protone sostituito dal neutrino del muone). Quello di destra un'interazione tra elettroni e muoni mediata dal bosone neutro Z.

Con il 1970 i fisici avevano un modello che permetteva di spiegare le interazioni elettrodeboli tra tutte quelle particelle che si consideravano elementari, cioè elettroni, muoni, loro neutrini e quark. Tuttavia il modello non decollava perché mancava la dimostrazione della sua rinormalizzabilità. Questa dimostrazione fu ottenuta l'anno dopo da parte di G. 't Hooft, uno studente di dottorato di Veltman. Quest'ultimo si era dedicato in maniera, secondo molti "ostinata", al problema della rinormalizzazione delle teorie con bosoni vettoriali con massa. Un'ostinazione che portò a buoni frutti premiata con il conferimento del Premio Nobel a lui e a 't Hooft nel 1999.

Nel 1971 dunque, la fisica delle particelle elementari possedeva una teoria completa delle interazioni elettrodeboli. Inoltre questa teoria, essendo rinormalizzabile, era anche consistente dal punto di vista matematico. Quello che in sostanza rimaneva da fare era una verifica sperimentale delle varie proprietà del modello. Questo ha impegnato i fisici sperimentali delle particelle fino al 2012, quando la scoperta del bosone di Higgs ha sanzionato definitivamente la validità delle congetture di Weinberg e Sa-

lam. Nel paragrafo successivo esamineremo quali siano stati gli sforzi sperimentali per verificare la validità di questo modello.

Le verifiche sperimentali del modello di Weinberg-Salam

La prima verifica del modello si ebbe nel 1973, quando al CERN (vedi Figura 23) fu trovata evidenza sperimentale per l'esistenza della particella Z, prevista da Weinberg e Salam ma non prevista in altri modelli concorrenti. Il processo, che fu rivelato nella grande camera a bolle del CERN, Gargamelle, è mostrato in Figura 24. Si trattava del processo in cui un anti-neutrino associato al muone incidendo su un elettrone, gli imprimeva una accelerazione. Questo elettrone percorreva un tratto della camera a bolle prima di perdere tutta l'energia acquistata nell'urto.

Dato che i neutrini, che sono soggetti alla sola interazione debole, interagiscono molto poco con il resto della materia (un neutrino può percorrere circa 20 anni di luce in acqua senza subire nessuna interazione), furono osservati

solamente tre di questi eventi in due anni di osservazioni. In questo periodo furono analizzate 1.7 milioni di foto. Nei successivi sette anni furono osservati altri cento di questi eventi.

Nel modello di Weinberg Salam questo processo si rappresenta con il diagramma di Feynman di Figura 25.

Nel 1981 l'acceleratore SPS del CERN (vedi Figura 23) fu convertito in un collisionatore protoni-antiprotoni, in cui due fasci, uno di protoni e l'altro di antiprotoni, percorrevano l'anello in verso opposto e venivano poi fatti scontrare. L'impulso per la costruzione di questa macchina fu dovuto in massima parte a Rubbia, ma fu molto importante il contributo tecnico di Van der Meer. Nel 1983 furono osservati i bosoni W carichi e lo Z neutro. Questo fu un enorme successo per il modello di Weinberg e Salam, e Rubbia e Van der Meer ottennero il Nobel nel 1984 per questa scoperta. È importante osservare che, nel frattempo, Glashow, Weinberg e Salam avevano già ricevuto il Nobel nel 1978 per il loro contributo al modello delle interazioni elettro-deboli, che era già dato per acquisito dal mondo scientifico sebbene molto rimanesse da fare.



Figura 23. L'area sperimentale del CERN di Ginevra. Il grande cerchio indica il tunnel di 27 Km che attualmente ospita il Large Hadron Collider (LHC). Il cerchio più piccolo sulla sinistra indica l'SPS (SuperProtoSincrotrone). La linea tratteggiata indica il confine tra la Francia e la Svizzera. Nella parte bassa della foto si vede l'aeroporto di Ginevra. Sullo sfondo le montagne del Jura francese. La città di Ginevra rimane alle spalle di chi fotografa.

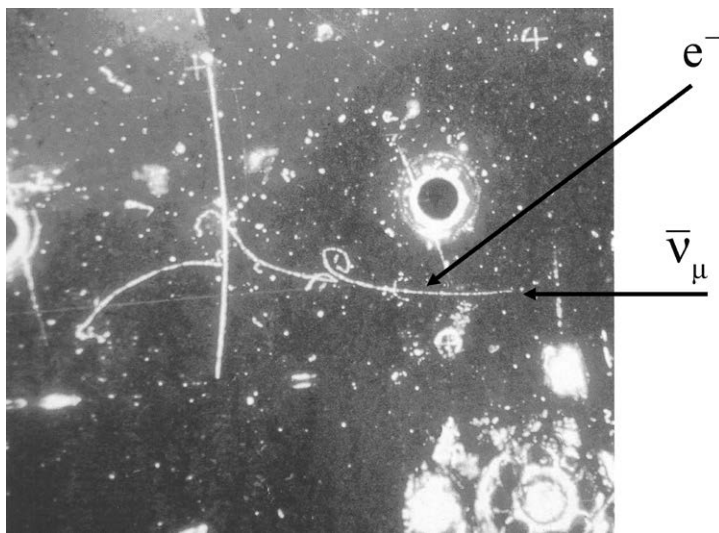


Figura 24. La prima evidenza dell'esistenza della particella Z fu ottenuta al CERN nel 1973. In questa storica fotografia un antineutrino muonico (invisibile nella foto perchè le particelle neutre non lasciano tracce visibili) urta un elettrone che acquista un'energia di 400 MeV.

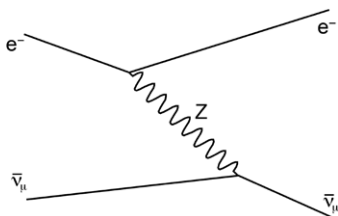


Figura 25. La rappresentazione di Feynman del processo osservato dal CERN nel 1973 (vedi Figura 24).

Dopo il 1983 molte delle proprietà del modello erano state verificate, ma mancava ancora una verifica più dettagliata che venne compiuta a partire dalla fine degli anni Ottanta, in gran parte al nuovo collisionatore del CERN, LEP (vedi Figura 26), e al Linear Collider di Stanford in California opportunamente modificato. Le analisi svolte in questi laboratori hanno permesso una verifica molto precisa del modello, in alcuni casi con precisioni dell'ordine di 1/1000. Mancava tuttavia la verifica finale, vale a dire la scoperta del bosone di Higgs. Solo l'osservazione di questa particella avrebbe potuto verificare completamente la teoria. In sua assenza, già dalla fine degli anni Sessanta erano nati molti modelli che cercavano di fare a meno di questa particella nella teoria.

Le speranze di poter osservare il bosone di Higgs al LEP risultarono vane. Anzi, si poté determinare che un Higgs con massa inferiore a circa 115 GeV (vedi Scheda 5 per la definizione di GeV) non poteva esistere. La prova definitiva poteva venire solo da un acceleratore che permettesse di raggiungere energie superiori a questo limite. Un acceleratore di questo tipo era già stato progettato da molti anni al CERN:



Figura 26. Una vista del collisionatore elettroni-antielettroni, LEP (Large Electron Proton Collider) installato nel tunnel dove si trova attualmente LHC.



Figura 27. Una vista del collisionatore protone-protone LHC, alloggiato nel tunnel che era stata la sede del LEP.

si trattava del Large Hadron Collider (LHC), un collisionatore protone-protone (vedi Figura 27). Per costruire questa macchina si poteva fare uso del grande tunnel in cui era stato installato il LEP. La costruzione richiese circa 10 anni di lavoro, dal 1998 al 2008. Fu inaugurato il 10 Settembre 2008 ma dopo 9 giorni di funzionamento una connessione elettrica difettosa provocò un'esplosione distruttiva. Ricordiamo che LHC è una macchina con tecnologia superconduttrice e, a questo scopo, è tenuta a una temperatura molto vicina allo zero assoluto tramite l'uso di un centinaio di tonnellate di elio liquido. A causa della scintilla provocata dal malfunzionamento della connessione elettrica, l'elio liquido si espanse di colpo provocando la distruzione di circa 50 magneti superconduttori e una serie di ulteriori danneggiamenti. I lavori di riparazione richiesero 14 mesi di lavoro e, finalmente, il 20 Novembre 2009 la macchina riprese a funzionare. Da quel momento i progressi furono impressionanti e nel giro di soli due anni e mezzo, il 4 Luglio 2012, il CERN fu in grado di annunciare che la particella di Higgs, con una massa di circa 125 GeV, era stata finalmente rivelata.

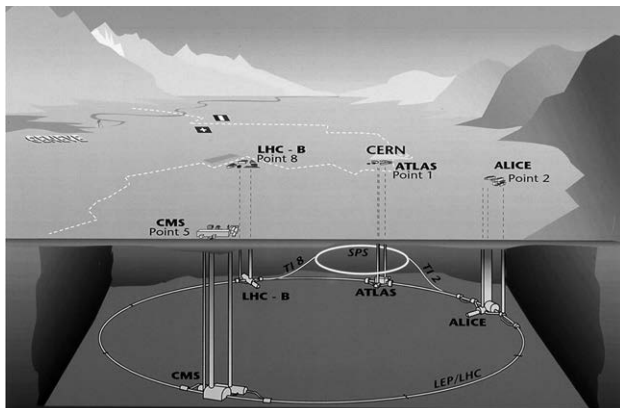


Figura 28. L'insieme degli esperimenti ospitati all'interno del tunnel di LHC al CERN. Gli esperimenti dedicati alla ricerca dell'Higgs sono ATLAS e CMS.

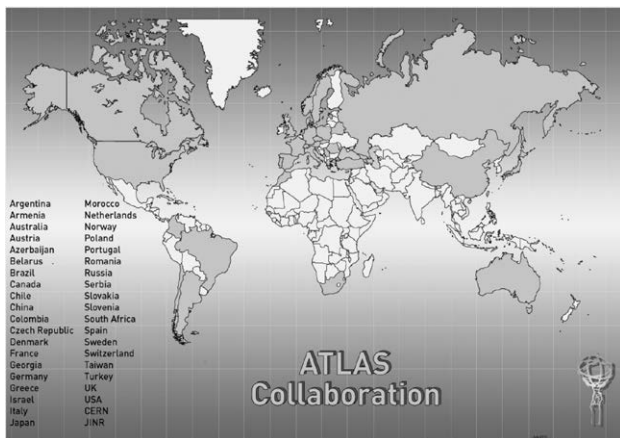


Fig. 29. Le nazioni coinvolte nell'esperimento ATLAS (aree più scure).

In Figura 28 è possibile vedere la disposizione degli esperimenti nel tunnel che ospita LHC⁹.

Gli esperimenti dedicati alla ricerca della particella di Higgs sono due, ATLAS e CMS. Come si vede dalla Tavola 1, si tratta di esperimenti che coinvolgono un gran numero di fisici provenienti da tutto il mondo. Per avere un'idea del coinvolgimento globale in questa impresa, in Figura 29 è mostrata, a titolo esemplificativo, la distribuzione geografica dei paesi coinvolti nell'esperimento ATLAS.

Tavola 1. *La tavola illustra la partecipazione ai due esperimenti coinvolti sulla ricerca dell'Higgs in termini di fisici, Istituti di Fisica e Nazioni.*

	ATLAS	CMS
Fisici	2800	2500
Istituti di Fisica	169	180
Nazioni	37	38

Gli esperimenti ATLAS e CMS sono costituiti dai due rivelatori illustrati in Figura 30. Si tratta

⁹ Maggiori dettagli sui “numeri” di LHC sono dati nella Scheda 10.

di dispositivi enormi le cui caratteristiche sono schematizzate in Tavola 2.

Tavola 2. *Le caratteristiche fisiche di ATLAS e CMS.*

Caratteristiche	ATLAS	CMS
Lunghezza (metri)	46	22
Raggio (metri)	12	7
Peso (tonnellate)	7000	12500

Questi rivelatori sono costituiti da molti strati, ognuno con una caratteristica specifica adatta a individuare il tipo di particella che passa. In Figura 31 è mostrato come il rivelatore CMS riesce a distinguere tra loro i diversi tipi di particelle.

Il rivelatore CMS è costituito da vari strati. Il primo è il tracciatore che permette di visualizzare il passaggio di particelle cariche. Il secondo strato è il calorimetro elettromagnetico, dove le particelle leggere che hanno solo interazioni elettromagnetiche cedono la loro energia e il loro impulso ai componenti del calorimetro. Nel terzo strato si ha il calorimetro adronico, dove cedono la loro energia le par-

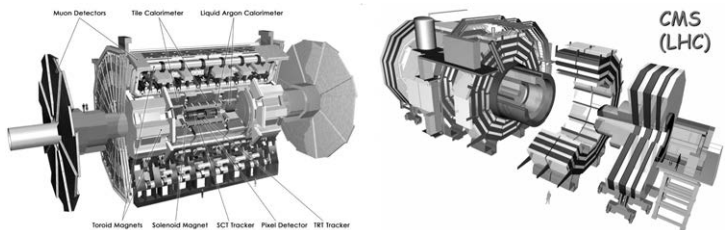


Figura 30. I due grandi rivelatori per la rivelazione dell'Higgs, ATLAS a sinistra e CMS a destra.

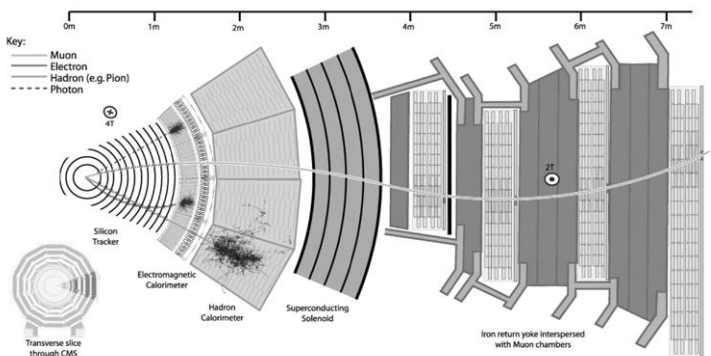


Figura 31. I vari strati del rivelatore CMS e il loro comportamento a seconda del tipo di particella da cui vengono attraversati.

ticelle che sono soggette all'interazione forte, quali i protoni, i neutroni, i pioni, ecc. Infine, nella parte rimanente del rivelatore ci sono le camere a muoni. Infatti i muoni, che sono 200 volte più pesanti degli elettroni, possiedono una energia molto grande e riescono così a percorrere distanze molto più lunghe; il loro passaggio viene appunto segnalato dalle camere. Con questi vari elementi è dunque possibile distinguere le varie particelle. Un fotone e un elettrone si differenziano perché l'elettrone lascia un segnale nel tracciatore, mentre il fotone no, ma entrambi finiscono poi il loro viaggio nel calorimetro elettromagnetico. Analogamente un protone e un neutrone si distinguono perché il primo lascia un segnale nel tracciatore mentre il secondo no; entrambi finiscono poi nel calorimetro adronico, differenziandosi così da elettroni e fotoni. Infine i muoni, contrariamente alle altre particelle, rilasciano segnali nelle camere a muoni, oltre a lasciare una traccia nel tracciatore (i muoni hanno la stessa carica degli elettroni). La presenza di un campo magnetico permette poi di determinare il segno della carica delle particelle, perché quando una particella carica viene immersa

in un campo magnetico, devia verso destra o verso sinistra a seconda del segno della carica.

Per capire la difficoltà di questa ricerca, basti pensare che, secondo il Modello Standard, si produce un bosone di Higgs ogni 10^{12} collisioni di protoni, cioè uno ogni mille miliardi di urti.

Per analizzare questo complesso di dati esiste un sistema di raccolta dei dati molto sofisticato che si chiama GRID: si tratta di un sistema di calcolatori sparsi tra tutti i laboratori che partecipano alle ricerche a LHC, in pratica in tutto il globo. Infatti per ogni particella prodotta deve essere determinato il tipo e devono essere misurati l'energia e l'impulso. Dato che in ogni collisione si producono varie decine di particelle (vedi Figure 31 e 32) è evidente che il flusso di dati è enorme (vedi Scheda 10).

La scoperta della particella di Higgs.

Come abbiamo visto il flusso di dati è enorme, dato il gran numero di particelle prodotte da un urto. Inoltre accade un fenomeno chiamato di "pile-up". Nel tempo di risoluzione dei rivelatori si produce più di un urto protone-protone, e

questo fa aumentare molto il numero delle particelle prodotte. Fortunatamente, come si vede dal dettaglio in Figura 32, il controllo sui rivelatori è così buono che è possibile distinguere i diversi vertici d'interazione. In pratica, però, non è possibile esaminare istantaneamente tutti questi eventi, per cui il rivelatore viene programmato in maniera da trattare on-line solo quegli eventi che si reputano interessanti ai fini della scoperta della particella di Higgs. Questo riduce il numero di dati da trattare on-line di circa un fattore 1000. Quali sono gli eventi che si vanno a cercare? Ovviamente si ricercano gli eventi più probabili, cioè gli eventi che vengono prodotti in maniera più numerosa. Una classe di questi eventi è quella in cui un Higgs, prodotto in una collisione protone-protone, decade in due fotoni (vedi Figura 33). Quello che fanno gli sperimentatori è di misurare il numero di eventi di emissione di due fotoni in funzione dell'energia¹⁰ della coppia di fotoni, e si con-

¹⁰ In realtà si misura quella che si chiama la massa invariante, cioè l'energia osservata nel riferimento del centro di massa della coppia di fotoni.

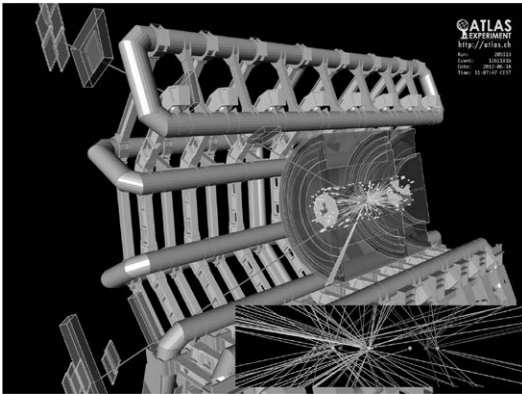


Figura 32. La ricostruzione di un evento di collisione protone-protone osservato da ATLAS.

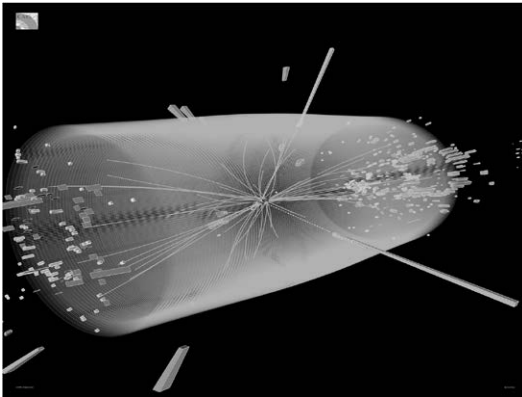


Figura 33. La ricostruzione di un evento di collisione protone-protone osservato da CMS. I due segnali uscenti dai lati corti del rivelatore corrispondono a due fotoni. Questo è uno degli eventi osservati con un Higgs che decade in due fotoni.

fronta con la curva teorica di produzione dei fotoni in assenza della particella di Higgs (vedi Figura 34). Dato che la meccanica quantistica è una teoria probabilistica, la curva in Figura 34 corrisponde alla probabilità teorica, ma sperimentalmente si osservano delle fluttuazioni, cioè delle piccole variazioni rispetto al risultato atteso. Per capire questo punto, immaginiamo di fare il classico lancio della moneta. La probabilità che esca una delle due facce, per una moneta non truccata, è il 50%. Ma se facciamo 10 lanci difficilmente avremo 5 teste e 5 croci; potrà succedere che escano 4 teste e 6 croci, oppure 7 teste e 3 croci. Se eseguiamo un numero molto grande di lanci, la probabilità di avere testa o croce risulterà molto vicina al 50%. Per esempio, se consideriamo il rapporto tra numero di teste osservate e il numero totale di lanci, troveremo un numero vicino a 0.5 ma non esattamente uguale. La differenza del numero trovato rispetto a 0.5 si chiama una fluttuazione statistica ed è possibile caratterizzare queste fluttuazioni assegnando la probabilità che accadano. Quello che ci aspettiamo è che la probabilità di grandi fluttuazioni sia piccola, e che la probabilità di piccole fluttuazioni sia grande.

Commentiamo ora la Figura 34. Vediamo che i dati sperimentali (i pallini) fluttuano attorno alla curva tratteggiata che rappresenta il numero di coppie di fotoni prodotto nell'ipotesi che non ci sia un Higgs. Vediamo però che queste fluttuazioni diventano grandi quando l'energia dei fotoni è circa 125 GeV. È come se, nel lancio della moneta, su 20 lanci si trovasse 2 volte testa e 18 volte croce. Questo risultato è inaspettato se la moneta non è truccata. Nel caso specifico, se supponiamo invece che ci sia un Higgs, ci aspettiamo un numero superiore di eventi di coppie di fotoni, perché si avrebbe un ulteriore meccanismo di produzione di due fotoni rispetto a quello dei processi "normali". Per questo nella figura è anche riportata una linea continua che rappresenta il numero di eventi aspettati se si avesse un Higgs con massa di circa 125 GeV. Vediamo che le fluttuazioni dei dati rispetto a quest'ultima curva sono assai più piccole. In ogni caso è possibile quantificare queste affermazioni calcolando la probabilità che le fluttuazioni, rispetto alla curva senza Higgs, siano puramente statistiche. Questa probabilità in funzione dell'energia dei due fotoni è

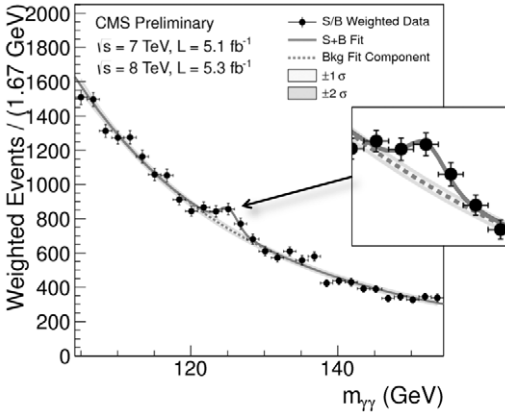


Figura 34. Il numero di eventi con due fotoni prodotti nelle collisioni protone-protone a LHC in funzione dell'energia totale della coppia di fotoni.

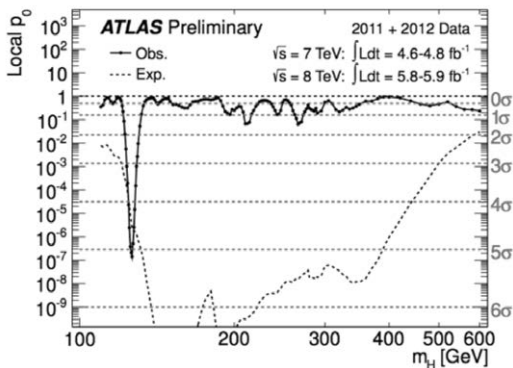


Figura 35. La probabilità che le deviazioni osservate rispetto alla curva teorica (senza Higgs) siano pure fluttuazioni statistiche.

riportata in Figura 35. Vediamo che in genere questa probabilità non si discosta molto da 1, mentre per un'energia di 125 GeV questa probabilità vale 10^{-7} , cioè un decimilionesimo. Questa probabilità è circa la stessa di ottenere sempre testa in una serie di 23 lanci di una moneta¹¹. Dobbiamo ammettere che questo risultato sarebbe incredibile e dubiteremmo dell' "onestà" della moneta. In questo caso il "malfattore" è dato dalla particella di Higgs.

Le due ultime figure furono presentate ufficialmente il 4 Luglio 2012, data in cui fu annunciata la scoperta. Possiamo dire che abbiamo trovato veramente la particella di Higgs? Ovviamente per rispondere a questa domanda non è sufficiente avere osservato "una particella", ma occorre dimostrare che essa ha tutte le caratteristiche che ci aspettiamo dalla particella di Higgs -- per esempio, che abbia spin zero -- e conoscere la forza con cui interagisce con le altre particelle. Il modello di Weinberg e Salam predice in maniera univoca questi accop-

¹¹ Per l'esattezza questa probabilità è $1/2^{23} \sim 1.19 \times 10^{-7}$.

piamenti. In particolare ci aspettiamo che gli accoppiamenti siano proporzionali alle masse delle particelle a cui si accoppia la particella di Higgs¹². Dalle misure fin qui effettuate sembra che la particella scoperta abbia effettivamente tutte le caratteristiche che ci aspettiamo dalla particella prevista dal modello. Tuttavia il numero di eventi prodotti è ancora piccolo e quindi le fluttuazioni statistiche sono ancora abbastanza grandi, e non possiamo escludere che ci possano essere delle deviazioni. In ogni caso, anche per i risultati precedenti ottenuti a LEP, eventuali deviazioni dovranno essere necessariamente piccole. Se queste deviazioni fossero osservate, significherebbe che il modello di Weinberg-Salam dev'essere sostituito da un'altra teoria che, comunque, dovrà praticamente coincidere con il Modello Standard per tutti i fenomeni fin qui osservati. La differenza sarà che nuovi fenomeni verranno predetti, fenomeni che dovrebbero essere i responsabili

¹² Ricordiamo dalla Sezione 7 che a grande accoppiamento corrisponde una grande massa e che a un piccolo accoppiamento una massa piccola.

delle piccole deviazioni osservate. Se così fosse, ci dovremmo aspettare di poter osservare al CERN nuove particelle predette da queste nuove teorie. Come sempre succede nella ricerca, e non solo, trovare una soluzione ad un problema porta ad incontrarne nuovi!

Due domande vengono rivolte quasi sempre alla fine di una conferenza divulgativa in cui si espongano risultati di una ricerca di base. Precisamente: 1) perché si effettua questo tipo di ricerca? 2) A cosa serve?

La risposta alla prima domanda è semplice: la spinta umana verso la conoscenza. Per quale motivo Galileo decise di puntare il cannocchiale verso la luna, con tutte le conseguenze che questo gesto ha comportato? Semplicemente perché, avendo a disposizione un mezzo più potente dell'occhio umano, voleva conoscere qualcosa di più dell'universo che ci circonda di quanto non fosse stato concepito sino a quel momento. Nel caso specifico, i fisici si sono impegnati per conoscere l'effettiva struttura delle interazioni deboli e abbiamo visto quanto il cammino sia stato lungo e tortuoso prima di arrivare a un risultato accettabile. Inoltre il risultato trovato, come specificato in Sezione

7, ha una notevole importanza sulla nostre conoscenze relative all'evoluzione dell'Universo dopo il big-bang.

La risposta alla seconda domanda è più complessa ma, il punto fondamentale è che la ricerca di base è la fonte e l'origine della ricerca applicata. Questo può essere facile da accettare in linea di principio, ma in pratica non c'è una connessione così diretta tra una data ricerca di base e le sue applicazioni. Prendiamo come esempio la meccanica quantistica, questa è stata formulata negli anni Venti, ma le sue applicazioni sono arrivate solo più tardi e, certamente, non erano state pensate dai fisici che la formularono. Tutta la tecnologia odierna che si basa sullo stato solido trae le sue radici dalla meccanica quantistica. Il cuore dei PC, i CD player, le cellule fotoelettriche, la miniaturizzazione, le nanotecnologie sono il frutto della meccanica quantistica. Ma l'interazione tra ricerca di base ed applicativa non si limita solo a questo. Infatti, le applicazioni sopra ricordate derivano solo da alcuni aspetti della meccanica quantistica. Con il progredire della tecnologia siamo oggi in grado di usare altri effetti quantistici che non avremmo potuto sfruttare

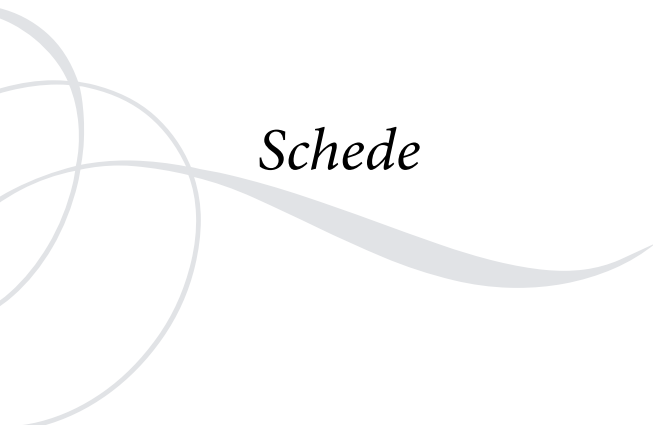
in precedenza. Per esempio, la computazione quantistica, che ci permetterà di raggiungere potenze di calcolo a oggi inimmaginabili, o la crittografia quantistica, con la quale sarà possibile garantire una sicurezza estrema a tutti i meccanismi di accesso a internet basati su password, in particolare conti bancari, dati personali ecc.

Numerosi risultati pratici sono scaturiti anche delle ricerche sulle particelle elementari (nate con il solo intento di aumentare la conoscenza del mondo che ci circonda). Per esempio, il linguaggio HTML (Hyper Text Markup Language) su cui si basano le comunicazioni in rete, nacque nel 1980 al CERN per facilitare le comunicazioni tra i grandi gruppi di ricerca che prevedevano collaborazioni estese a tutto il pianeta. Oppure le tecniche mediche, come la PET (Positron Emission Tomography) usata in medicina nucleare o l'adroterapia usata per la cura localizzata di tumori, nascono dalle tecnologie sviluppate per le ricerche in particelle elementari. Tutti questi risultati erano completamente inaspettati. Come mostrano questi esempi, la connessione tra ricerca di base e ricerca applicata non è mai diretta, ma

la ricerca applicata non potrebbe svilupparsi senza le idee che si generano nella ricerca di base. D'altro canto, anche la ricerca di base avrebbe difficoltà a progredire in assenza degli sviluppi generati dalla ricerca applicata. Non è facile spiegare questo su basi puramente razionali ma, di fatto, è un processo sinergico che funziona. In conclusione, la risposta al secondo quesito è assolutamente non banale ma, in ogni caso, entrambi i tipi di ricerca sono fondamentali per il nostro progresso.

Ringraziamenti

Voglio ringraziare i colleghi Elena Castellani, Stefania De Curtis e Daniele Dominici per la paziente lettura, le numerose correzioni e i preziosi suggerimenti. Un ringraziamento particolare alle mie figlie Chiara e Sara per i loro consigli che mi hanno permesso di chiarire meglio alcuni passaggi.

A decorative graphic on the left side of the page consists of three overlapping circles of varying shades of gray. A thick, light gray swoosh extends from the right side of the circles towards the right edge of the page.

Schede

Scheda 1

L'effetto fotoelettrico

L'effetto fotoelettrico consiste nell'emissione di elettroni da parte di una superficie metallica sotto l'azione di una radiazione elettromagnetica. Einstein dette una spiegazione teorica di quest'effetto, che gli valse il Premio Nobel nel 1921.

Nel 1905 Einstein aveva rivisitato la teoria di Planck sull'emissione delle onde elettromagnetiche da parte di un corpo tenuto a temperatura costante¹. Planck aveva ottenuto una formula empirica per l'intensità della radiazione emessa in funzione della frequenza e, nel tentativo di darne un'interpretazione

¹ In realtà l'analisi teorica è fatta sul così detto "corpo nero", un corpo ideale capace di assorbire tutta la radiazione emettendone solo una frazione infinitesima.

Scheda 1

teorica, assunse che le energie degli atomi che costituivano la sostanza avessero solo valori discreti. Einstein criticò la spiegazione di Planck e mostrò che la formula di Planck poteva essere spiegata se si fosse ipotizzato il carattere corpuscolare della luce, e che l'energia di questi corpuscoli, o "quanti", fosse espressa nei termini della frequenza della radiazione stessa. Più precisamente Einstein associava a un'onda elettromagnetica di frequenza ν , un quanto di energia $E = h\nu$, dove h è la costante di Planck che vale 6.626×10^{-34} Joule x secondo. Nello stesso lavoro Einstein prendeva lo spunto da un risultato sperimentale sull'effetto fotoelettrico ottenuto da Lenard nel 1902 per applicare le sue idee sulla natura corpuscolare della luce. Lenard aveva trovato un risultato molto strano, e cioè che l'energia degli elettroni emessi non dipendeva dall'intensità della luce assorbita. Questo fatto era poco spiegabile nell'ambito della teoria classica della radiazione, secondo la quale la radiazione veniva assorbita in maniera continua dal metallo e quindi, a maggiore intensità, doveva corrispondere maggiore energia degli elettroni. Secondo l'idea di Einstein invece, nel processo i singoli

Scheda 1

quanti vengono assorbiti istantaneamente, e come una singola quantità, dagli elettroni. In questo caso, l'energia degli elettroni emessi è data semplicemente dall'energia fornita dal quanto, $E = h\nu$, meno il lavoro necessario per estrarre l'elettrone dalla superficie stessa. In questo modo l'energia dell'elettrone non dipende dall'intensità della radiazione ma solo dalla sua frequenza; se questa è troppo piccola, non è quindi possibile estrarre l'elettrone del metallo. Quest'idea di Einstein dei quanti di luce fu considerata eretica per un lungo periodo di tempo, ma dopo circa 10 anni Millikan in una serie di esperimenti confermava pienamente il lavoro di Einstein (attribuendo però questa coincidenza al caso). Einstein ottenne il giusto riconoscimento con il conferimento del premio Nobel.

Occorre aggiungere che quest'idea di Einstein della doppia natura della luce, ondulatoria e corpuscolare, fu estesa da De Broglie nel 1923 a tutte le particelle materiali.

Infiniti in QED

Un processo fisico di collisione è caratterizzato dalle sole particelle che collidono tra loro e i prodotti della collisione. In un grafico di Feynman, i punti dove s'incontrano più linee sono detti vertici; si chiamano linee interne quelle che partono da un vertice e finiscono in un altro, mentre quelle che partono da un vertice ma non terminano in un altro sono le linee esterne, che corrispondono quindi alle particelle entranti ed uscenti nel processo che si vuole descrivere. In ogni grafico di Feynman si possono associare a ogni linea e a ogni vertice delle quantità matematiche ben precise, che dipendono dal tipo di particella (e anche dal fatto che la linea sia interna o esterna) e dal tipo d'interazione. Ci sono delle regole per combinare queste quantità e per ottenere, alla fine del calcolo, il valore associato al grafico. Come detto, tutti i grafici

Scheda 2

con le stesse linee esterne, indipendentemente da come sia strutturata la parte interna, contribuiscono allo stesso processo fisico. Questa appare come una complicazione enorme perché ci dovremmo calcolare il valore di ogni grafico che pensiamo possa contribuire. Fortunatamente, in teorie come la QED, si può far ricorso al fatto che l'accoppiamento del fotone a una particella carica è proporzionale alla carica della particella, chiamata "e" nel caso dell'elettrone. Il grafico con due vertici di Figura 4 sarà proporzionale a e^2 , mentre quello di Figura 7, che contiene 4 vertici, sarà proporzionale a e^4 . Il valore della carica dell'elettrone dipende dalle unità di misura che si adottano, ma esiste una quantità che si chiama "costante di struttura fine" e che è proporzionale a e^2 , che risulta essere priva di dimensioni: si tratta cioè di un numero puro, che vale circa 1/137. Dato che questo numero è piccolo ci aspettiamo che i grafici con più vertici diano un contributo minore. Questo ci permette di calcolare solo un numero piccolo di grafici. In particolare ci aspetteremmo che il contributo del grafico di Figura 7 fosse più piccolo di circa un fattore 100 rispetto a quello di Figura 4. Vedremo che questo non è il caso.

Scheda 2

Analizziamo il grafico di Figura 7 in maggior dettaglio. Nella Figura S2.1 sono considerati due elettroni, caratterizzati da impulsi p_1 e p_3 che dopo aver interagito, cambiano il loro impulso in p_2 e p_4 rispettivamente. Il contributo che stiamo considerando qui è quello relativo all'unione di 4 vertici.

Le regole di Feynman richiedono che in ogni vertice siano conservati l'energia e l'impulso, cioè, la somma degli impulsi e delle energie delle particelle entranti nel vertice deve essere uguale alla somma degli impulsi e delle energie delle particelle uscenti.

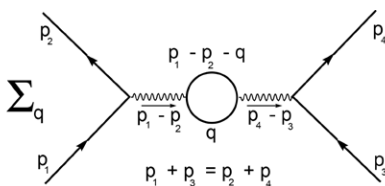


Figura S2.1. Uno dei contributi a 4 vertici al processo $e^- + e^-$ in $e^- + e^-$. Nella figura ad ogni linea è associato l'impulso posseduto dalla particella corrispondente. La conservazione dell'impulso non è sufficiente per fissare gli impulsi degli elettroni e positroni della linea chiusa e quindi occorre sommare tra loro i grafici corrispondenti ad ogni possibile valore di q (il simbolo Σ_q indica la somma su tutti i possibili valori di q).

Scheda 2

Per esempio, i due fotoni avranno impulsi $p_1 - p_2 = p_4 - p_3$, dove questa eguaglianza segue dalla conservazione dell'impulso totale che richiede che la somma degli impulsi entranti sia uguale a quella degli impulsi uscenti. Le stesse considerazioni valgono per l'energia. Per quanto riguarda invece gli impulsi e le energie dell'elettrone e del positrone della linea chiusa, le leggi di conservazione richiedono solo che la somma dei loro impulsi ed energie sia uguale all'impulso e all'energia dei fotoni. In particolare, possiamo scegliere gli impulsi come q e $p_1 - p_2 - q$, con q arbitrario (e lo stesso si può fare per le energie). Dunque la Figura S2.1 non rappresenta un unico grafico di Feynman, ma un'infinità di grafici, uno per ogni valore di q . Per ottenere il contributo totale occorre sommare i contributi di questi infiniti grafici. Il punto è che questa somma ha come risultato infinito. Per fare un esempio, è come se volessimo sommare il numero uno infinite volte. Se facciamo questa somma N volte si trova $1 + 1 + \dots + 1 = N$. Sommare uno infinite volte vuol dire prendere N arbitrariamente grande e il risultato sarà infinito. Quindi, contrariamente a quanto ci aspettiamo dalla teoria, la Figura 7 (o

Scheda 2

la Figura S2.1) non rappresenta una piccola correzione, ma addirittura si arriva a un risultato assurdo, come, per esempio, che la forza che si esercita tra due elettroni è infinitamente grande. È chiaro che se la conclusione fosse questa non ci rimarrebbe che rinunciare alla teoria del campo elettromagnetico quantizzato, così com'era stata formulata da Born, Heisenberg, Jordan e Dirac.

Scheda 3

Rinormalizzazione in QED

L'analisi degli infiniti fatta nella Scheda 2 è troppo frettolosa. Prima di tutto cerchiamo di dare un senso alle quantità infinite. Per esempio, se dobbiamo sommare infinite volte uno, potremmo cominciare a sommarlo N volte, ottenendo N . Successivamente, alla fine della nostra analisi faremo diventare N infinito. Perché facciamo questo? Supponiamo di dover sottrarre la quantità precedente da una quantità che è data dalla somma infinita di tanti uno e del numero due. Ovviamente il risultato sarebbe ancora infinito e non è chiaro il significato di sottrarre tra loro due quantità infinite. Se invece rendiamo finita anche questa somma prendendo N termini, otterremo $N + 2$, e se da questa sottraiamo il risultato precedente, pari a N , il risultato sarà finito e uguale a 2 qualunque sia il valore di N , anche se infinito. Con questa procedura, detta

Scheda 3

di “regolarizzazione”, possiamo operare con gli infiniti. In generale s’introduce un parametro, dato da N nell’esempio precedente, che si chiama cut-off e viene generalmente indicato con il simbolo Λ . Finché il cut-off è tenuto finito tutte le quantità sono perfettamente definite. Poi alla fine dei conti il cut-off viene fatto diventare infinito. Ovviamente, a seconda delle circostanze il risultato finale potrà essere finito o infinito.

Riprendiamo in considerazione il grafico di Figura 4. Da questo è possibile calcolare la forza che si esercita tra due elettroni che, a parte un fattore di proporzionalità che dipende dal sistema di unità di misura, risulta data da

$$F_4 \approx \frac{e^2}{r^2}$$

dove e è il valore della carica che appare nelle equazioni che definiscono la teoria e r è la distanza tra i due elettroni. Se adesso si calcola il grafico di Figura 7, dopo averlo regolarizzato, si trova un contributo analogo a quello precedente ma dato da

$$F_7 \approx a(\Lambda) \frac{e^4}{r^2}$$

Scheda 3

dove $a(\Lambda)$ è una quantità che dipende dal cut-off e che diventa infinita quando il cut-off va all'infinito, come deve succedere dato che il contributo del grafico è infinito.

Come abbiamo già osservato questi contributi vanno sommati, e inoltre ci saranno i contributi di grafici con 6, 8, ecc. vertici, per cui, sommando tutto, troveremo

$$F \approx \frac{e^2}{r^2} + a(\Lambda) \frac{e^4}{r^2} + \dots = \frac{e^2}{r^2} (1 + a(\Lambda)e^2 + \dots)$$

dove i puntini stanno per i contributi provenienti dai grafici con più di quattro vertici. Il risultato non è altro che la forza di Coulomb che agisce tra i due elettroni e che a sua volta definisce il valore sperimentale della carica elettrica dell'elettrone:

$$F_{\text{misurata}} = \frac{e_m^2}{r^2}$$

dal valore misurato della forza. Vediamo dal confronto delle due espressioni che la carica misurata e_m , non è la stessa della carica e che appare nelle equazioni che definiscono la teoria, ma piuttosto vale la relazione (all'ordine e^4)

$$e_m^2 = e^2 (1 + a(\Lambda)e^2)$$

Scheda 3

Ora e_m è la carica che misuriamo e quindi è una quantità finita. Se vogliamo che il risultato abbia senso è allora necessario supporre che la carica 'e' che appare nelle equazioni sia essa stessa una quantità che dipende dal cut-off Λ , in modo tale che la combinazione al secondo membro non dipenda dal cut-off, così che quando mandiamo il cut-off all'infinito il risultato rimanga finito.

Il passo successivo è quello di usare la relazione precedente per esprimere in tutti i grafici la quantità e con il valore della carica fisica e_m (vale a dire invertire la relazione tra e e e_m). La stessa cosa dev'essere ripetuta per tutte le quantità che appaiono nelle equazioni iniziali come, per esempio, la massa, che dipenderanno dal cut-off in maniera da dar luogo alle quantità finite che misuriamo. Si dice che la carica, così come la massa, viene rinormalizzata dall'interazione al suo valore fisico. L'intera procedura si chiama "rinormalizzazione". Se adesso sostituiamo ovunque le quantità delle equazioni con le espressioni misurate, cioè rinormalizzate, e se per tutti i grafici che possiamo calcolare il risultato non dipende più dal valore del cut-off, la teoria risulta finita e si dice che è "rinormalizzabile".

Scheda 3

Purtroppo le teorie che sono rinormalizzabili sono molto poche: la QED è tra queste, ma in generale le teorie quantistiche di campo che seguono dal matrimonio tra meccanica quantistica e relatività non sono rinormalizzabili. Questo significa che le quantità infinite, presenti nella teoria, non sono eliminabili tramite il processo di rinormalizzazione, rendendo la teoria matematicamente inconsistente, dato che le correzioni, che dovrebbero essere piccole, risultano invece infinite.

Spin e statistica

Nel 1925, Uhlenbeck e Goudsmit formularono l'ipotesi che l'elettrone potesse ruotare su se stesso e quindi possedere quello che si chiama un momento angolare intrinseco. Se pensiamo al moto della terra che compie una rivoluzione attorno al sole e contemporaneamente ruota su se stessa, si ha, in corrispondenza, un momento angolare orbitale ed un momento angolare intrinseco. In altri termini, l'elettrone veniva pensato come una piccola trottola, sebbene questa immagine classica non sia corretta, come fu fatto notare subito da Lorentz, perché il bordo dell'elettrone avrebbe dovuto muoversi a velocità superiore a quella della luce. Di fatto, il momento angolare intrinseco o "spin" è un effetto puramente quantistico, inspiegabile con i concetti classici. In particolare, lo spin può assumere solo due valori che, se vogliamo

Scheda 4

ricorrere ancora all'analogia della trottola, corrispondono a una rotazione verso destra e a una rotazione verso sinistra con velocità angolare fissata (vedi Figura S4.1). I valori del momento angolare per questi due stati sono $+h/(4\pi)$, e $-h/(4\pi)$, dove h è la costante di Planck. Questo momento angolare intrinseco viene anche detto "spin". In genere si dice che l'elettrone ha spin $1/2$, con due possibili valori lungo ogni direzione pari a $+1/2$ e $-1/2$.

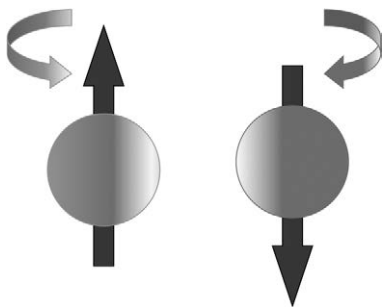


Figura S4.1. *I due possibili stati di rotazione dell'elettrone.*

In seguito, si è visto che ogni particella possiede uno spin. I valori dello spin in unità di $h/(2\pi)$, possono essere interi o seminteri. Per esempio tutti i quark hanno spin $1/2$, come

Scheda 4

l'elettrone. Il fotone ha spin 1, ma con due sole proiezioni $+1$ e -1 . Questa proprietà è legata alla massa nulla del fotone. Invece le particelle vettoriali con massa come i W e lo Z hanno spin 1 ma con tre possibili proiezioni lungo una direzione arbitraria, $+1$, 0 , -1 . Come si dice, il fotone ha due gradi di libertà mentre W e Z ne hanno 3. Questo è uno dei motivi per cui nel meccanismo di Higgs, affinché una particella di gauge a massa nulla acquisti massa, ha bisogno di acquistare un ulteriore grado di libertà che è appunto fornito dal bosone di Goldstone.

Esiste una proprietà che distingue il comportamento delle particelle a spin intero da quelle a spin semintero. Si tratta della loro statistica, cioè del modo in cui si conteggia il numero dei possibili stati che si possono realizzare. Per capire di cosa si tratta, consideriamo due particelle classiche e due scatole e contiamo in quanti modi possiamo disporre le nostre due particelle nelle due scatole. Premettiamo che le particelle classiche si possono sempre considerare “distinguibili”, anche se si tratta di particelle con caratteristiche identiche. Il motivo è che per le particelle classiche è sempre

Scheda 4

possibile misurare con tutta la precisione che si vuole la loro traiettoria. Ne segue che, se non altro, le possiamo distinguere per quest'ultima caratteristica. I possibili modi sono rappresentati in Figura S4.2.

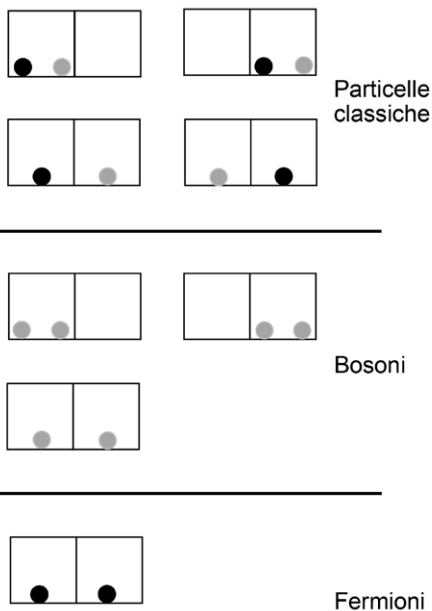


Figura S4.2. Il conteggio degli stati, o la statistica, per i tre casi: particelle classiche, bosoni e fermioni.

Scheda 4

Nel caso della meccanica quantistica, particelle con le stesse proprietà, per esempio gli elettroni, devono essere considerate come indistinguibili, contrariamente al caso della meccanica classica. Il motivo è che, quantisticamente, non è possibile definire con assoluta precisione la traiettoria di una particella, per cui, quando due particelle con le stesse caratteristiche sono vicine, è praticamente impossibile distinguerle. È come se avessimo due gemelli che i genitori hanno sempre vestito in maniera diversa per distinguerli. Poi, un giorno, i due gemelli entrano in una stanza da soli. Come possiamo distinguerli quando escono dalla stanza? Infatti potrebbero essersi scambiati gli abiti e non saremmo più in grado di riconoscerli a meno che non ce lo dicessero loro stessi. Quindi, in meccanica quantistica, occorre considerare assolutamente indistinguibili tutte le particelle con le stesse caratteristiche come, per esempio, due elettroni, due quark dello stesso tipo o due fotoni. Però la situazione è diversa a seconda che si tratti di particelle a spin intero, che sono denominate “bosoni” (dal fisico indiano Bose), o di particelle a spin semintero, dette “fermioni” (da

Scheda 4

Fermi¹). I bosoni obbediscono alla statistica detta di Bose-Einstein, perché introdotta da Bose nel 1920 e generalizzata da Einstein nel 1924, mentre i fermioni obbediscono a quella di Fermi-Dirac, formulata indipendentemente da Fermi e Dirac nel 1926. Per la statistica di Bose-Einstein esistono solo tre stati possibili (vedi Figura S4.2), mentre per la statistica di Fermi un solo stato è possibile, cioè quello in cui i due fermioni stanno in scatole diverse. Il caso dei bosoni è facilmente comprensibile perché funziona secondo il conteggio classico, salvo che, in virtù dell'indistinguibilità, i due casi in cui le due particelle stanno ognuna in una scatola diversa devono essere considerati come un unico caso. La statistica di Fermi-Dirac si basa invece sul principio di esclusione di Pauli, secondo il quale due fermioni non possono stare contemporaneamente nello stesso stato. Quindi, nel caso in esame, esiste un'unica possibilità: quella di avere i due fermioni in due scatole diverse. Il principio di esclusione

¹ L'articolo fu scritto da Fermi nel periodo trascorso presso l'Istituto di Fisica di Arcetri a Firenze.

Scheda 4

di Pauli, formulato nel 1925, ha un'importanza fondamentale per la comprensione del sistema periodico degli elementi.

L'indistinguibilità tra le particelle elementari ha delle conseguenze profonde. Per esempio, mentre nel caso classico la probabilità di avere due particelle nella stessa scatola è $2/4 = 1/2$, nel caso dei bosoni è $2/3$, mentre è zero per i fermioni. Dunque i bosoni amano stare insieme più di quanto non piaccia alle particelle classiche. È questa l'origine del fenomeno della condensazione di Bose-Einstein, realizzato in laboratorio per la prima volta solo nel 1995 da Cornell e Wieman, nel quale si riesce a impilare molti bosoni nello stesso stato quantico. Questo fenomeno era stato studiato da Einstein nel 1925, ma solo in tempi molto recenti, grazie agli sviluppi tecnologici più attuali, è stato dimostrato sperimentalmente.

Scheda 5

La massa in relatività

Nella teoria della relatività di Einstein, la massa di un oggetto -- una particella nel caso nostro -- viene definita in maniera da non dipendere dal sistema di riferimento dal quale lo osserviamo. Consideriamo i due seguenti casi: 1) in cui la particella si muove ad una velocità v inferiore a quella della luce; 2) in cui la particella si muove alla velocità c della luce.

1. $v < c$. In questo caso, la massa si definisce considerando un sistema di riferimento che si muove alla stessa velocità della particella. In questo riferimento la particella appare ferma e quindi si può misurarne la massa con metodi classici. Questa procedura definisce la “massa a riposo”, perché è il valore della massa quando la particella è ferma. Ovviamente, la massa a riposo non dipende dal sistema di riferimento che scegliamo

Scheda 5

per osservarla. Nel sistema di riferimento in cui la particella è ferma, vale la relazione di Einstein $E_{\text{riposo}} = mc^2$ tra l'energia e la massa. Dato che queste grandezze sono collegate da una costante universale (la velocità della luce), possiamo misurare la massa in unità di energia. L'unità di misura dell'energia usata nella fisica subatomica è l'elettronvolt, che si indica con la sigla eV ed è definito come l'energia che acquista un elettrone passando attraverso una differenza di potenziale di un volt. Quindi anche le masse delle particelle vengono misurate in multipli di eV. Per esempio, l'elettrone ha una massa di circa 0.511 MeV (1 MeV = 10^6 eV), il protone ha una massa di circa 938.28 MeV, circa 2000 volte la massa dell'elettrone, e infine il neutrone ha una massa di circa 939.57 MeV, leggermente superiore a quella del protone.

2. $v = c$. Nel caso di particelle che si muovono alla velocità della luce, non è possibile definire una massa a riposo perché non esiste un sistema di riferimento che si muova a tale velocità. Ma anche in questo caso si può definire la massa come una quantità che non dipende dal riferimento e si dimostra che la

Scheda 5

massa così definita è nulla. Questo può essere visto dalla Figura S5.1, dove si mostra come il rapporto v/c dipende dal rapporto mc^2/E . Vediamo che, a energia fissata, al diminuire della massa la velocità aumenta fino a diventare pari alla velocità della luce quando la massa raggiunge il valore zero. Da questa figura si vede anche che, a massa fissata, se si aumenta l'energia della particella la velocità aumenta, ma, per quanto grande sia l'energia, la velocità rimane sempre minore di quella della luce. Per esempio, a LHC i protoni, che vengono portati fino a un'energia di 7000 GeV ($1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$), si muovono con una velocità molto prossima a quella della luce.

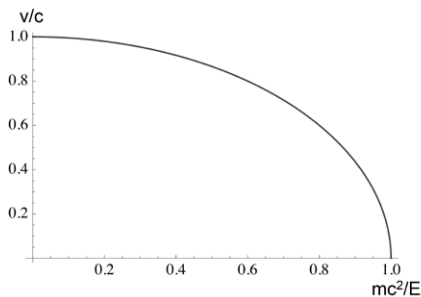


Figura S5.1. Il rapporto v/c in funzione di mc^2/E .

Scheda 5

Riassumendo, a parità di energia conferita alla particella, la velocità acquisita è maggiore se la massa è più piccola, mentre risulta minore se la massa è più grande.

Scheda 6

Proprietà delle interazioni di gauge

Consideriamo adesso il problema della rinormalizzazione di una teoria di gauge. Abbiamo detto che in una teoria di questo tipo un ruolo molto importante è giocato dalle proprietà di trasformazione dei campi che descrivono le varie particelle. In una teoria di gauge, le interazioni tra le varie particelle sono definite dalle proprietà di trasformazione. Un campo che si trasformi in modo non banale sotto una trasformazione di gauge si dice “carico” rispetto a quella trasformazione. In particolare, può succedere che anche le particelle che trasportano l’interazione di gauge, i bosoni vettoriali, siano carichi e possano quindi interagire tra di loro (vedi Figura S6.1), e si dimostra che ci possono essere vertici di interazione tra tre o quattro bosoni di gauge. Nel caso della QED, le trasformazioni di simmetria agiscono solo

Scheda 6

ed esclusivamente sui campi carichi (particelle con cariche elettrica). Quindi il fotone, essendo elettricamente neutro, non può interagire con se stesso ma solo con le particelle cariche. Di conseguenza in QED l'unica possibile interazione del fotone è quella che corrisponde ai vertici elettromagnetici rappresentati in Figure 5 e 6.

Un esempio di una teoria in cui i bosoni di gauge interagiscono tra loro è il modello di Weinberg e Salam che descrive i bosoni vettoriali (W^+ , W^- , Z) e il fotone come particelle di gauge (vedi la Sezione 8). Queste quattro particelle possono interagire tra loro, come rappresentato in Figura S6.2. L'autointerazione dei bosoni di gauge rende più complessa l'analisi degli infiniti e, infatti, si dovette attendere sino al 1971 per avere la dimostrazione della rinormalizzabilità delle teorie di gauge sia nel caso di simmetrie esatte sia nel caso di simmetrie spontaneamente rotte.

Scheda 6

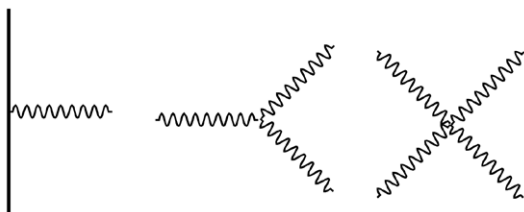


Figura S6.1. In una generica teoria di gauge, i bosoni vettoriali (linee ondulate) possono interagire con qualunque altra particella carica (linea continua), e anche tra loro dando luogo a dei vertici in cui possono confluire tre o quattro bosoni.

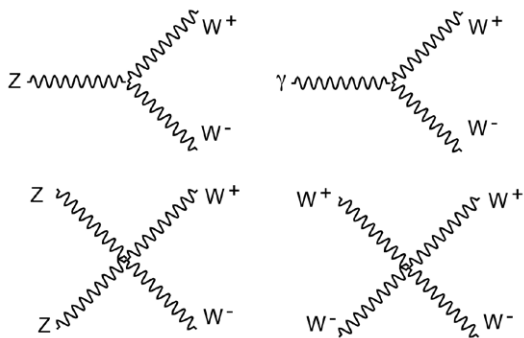


Figura S6.2. Alcune delle interazioni a tre e quattro bosoni di gauge presenti nel modello di Weinberg e Salam.

Il ferromagnetismo

Alcuni materiali, detti “materiali ferromagnetici”, hanno la proprietà di magnetizzarsi se sottoposti all’azione di un campo magnetico esterno e di rimanere a lungo in questa condizione, cioè si comportano come calamite. Questo fenomeno fu studiato da Pierre Curie nel 1895 al quale si deve l’osservazione che la magnetizzazione si produce solo al di sotto di una certa temperatura, detta “temperatura di Curie”, o temperatura “critica” (che, per il ferro, è circa 770°C). Questo fenomeno può essere interpretato nell’ambito delle teorie sulle transizioni di fase. Quando il materiale si trova a temperature superiori a quella critica, siamo nella fase paramagnetica, in cui non c’è magnetizzazione propria. Al di sotto della temperatura critica, la fase è quella ferromagnetica e il materiale ha magnetizzazione

Scheda 7

propria. Il fenomeno è visualizzato in Figura S7.1, nel caso di un magnete in due dimensioni. Il materiale viene visto come una collezione di magnetini che si possono orientare o verso l'alto o verso il basso.

$$\text{magnetizzazione} = \langle M \rangle = \frac{N(\uparrow) - N(\downarrow)}{N(\uparrow) + N(\downarrow)}$$

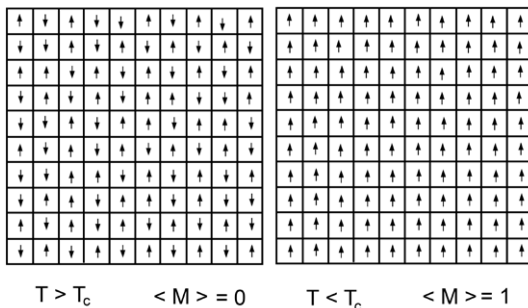


Figura S7.1. A sinistra viene considerato un materiale ferromagnetico (in due dimensioni) al di sotto della temperatura critica. In questo caso la distribuzione dei magnetini è casuale e quindi la magnetizzazione, M , definita nella parte superiore della figura, risulta nulla. Nella parte destra, la temperatura considerata è inferiore a quella critica, e tutti i magnetini sono orientati nello stesso verso, dando luogo ad una magnetizzazione pari ad uno.

Scheda 7

Nella fase paramagnetica, i magnetini sono disposti in maniera “disordinata”, tipicamente metà verso l’alto e metà verso il basso. La corrispondente magnetizzazione, cioè la differenza tra il numero di magnetini orientati verso l’alto meno quelli orientati verso il basso, divisa per il numero totale di magnetini, è nulla. Nella fase ferromagnetica, invece, si ha una situazione “ordinata” con tutti i magnetini che puntano verso l’alto con magnetizzazione uguale a uno. Le due fasi hanno una diversa proprietà di simmetria. Infatti, se consideriamo una trasformazione in cui tutti i magnetini invertono il proprio verso, nella fase paramagnetica (disordinata), la magnetizzazione non cambia e non cambia quindi la fisica. Invece nella fase ferromagnetica (ordinata), un’inversione dei magnetini fa cambiare il segno della magnetizzazione. Quindi le proprietà delle due fasi rispetto a questa trasformazione sono diverse. La fase disordinata è simmetrica, mentre la fase ordinata non lo è. In questo caso, il parametro di controllo è la temperatura, che ci permette di passare da una fase all’altra, mentre la magnetizzazione è il parametro d’ordine, cioè quel parametro che assume valori diversi nelle due fasi.

Scheda 8

La simmetria di gauge elettro-debole

Nella fase normale del modello di Weinberg e Salam la simmetria di gauge richiede che tutte le particelle -- elettroni, muoni, quark e ovviamente i bosoni di gauge -- abbiano massa nulla. Se consideriamo un elettrone e il suo neutrino, queste due particelle differiscono solo per la carica elettrica, ma interagiscono con i bosoni di gauge esattamente nello stesso modo: cioè l'interazione debole non è in grado di distinguere tra le due particelle. L'interazione locale le può scambiare tra loro. Ma dato che in meccanica quantistica è possibile considerare stati che sono sovrapposizione di altri stati, anche una qualunque combinazione di uno stato di neutrino ed uno stato di elettrone sarà vista come un elettrone (o come un neutrino) dall'interazione debole. Dobbiamo però tenere presente che occorre preservare la simmetria

Scheda 8

locale dell'elettromagnetismo. Dato che elettrone e neutrino (anche se a massa nulla) hanno carica elettrica diversa, sembrerebbe esserci un contrasto tra l'invarianza locale debole e quella locale elettromagnetica. Certamente è così se si tengono le due simmetrie indipendenti tra loro. Il modello di Weinberg e Salam risolve questo problema collegando le due simmetrie in modo tale che, nella fase di Higgs, la simmetria debole è rotta, e quindi W e Z acquistano massa, mentre sopravvive quella elettromagnetica e, corrispondentemente, il fotone rimane a massa nulla. A questo fine risulta essenziale che la particella di Higgs sia elettricamente neutra, altrimenti, come abbiamo osservato in Sezione 7, anche il fotone acquisterebbe massa.

Questo intreccio tra interazione debole ed interazione elettromagnetica permette di dire che, nel Modello Standard, le due interazioni sono unificate e si parla infatti di modello delle interazioni elettro-deboli. Questa unificazione significa che a livello fondamentale i due tipi di interazioni sono simili. Avevamo però visto che l'interazione elettromagnetica è notevolmente più intensa di quella debole. Ma il calcolo fatto si riferiva a protoni posti alla distanza di 1 fermi

Scheda 8

(10^{-13} cm.). Il punto è che nella fase di Higgs i portatori delle interazioni deboli (i bosoni vettoriali) acquistano una massa dell'ordine di 100 GeV. Di conseguenza l'interazione debole, contrariamente a quella elettromagnetica che si estende sino all'infinito, ha un raggio d'azione limitato, dell'ordine di 10^{-16} cm., circa un millesimo di fermi. Oltre questa distanza la forza debole diminuisce rapidamente e questo spiega la differenza tra le due interazioni quando si considerino distanze dell'ordine del fermi.

Questa caratteristica può essere verificata anche nella collisione tra particelle elementari ad alta energia. Come visto nella Scheda 1, la dualità onda-corpuscolo implica una relazione tra l'energia di una particella e la frequenza dell'onda associata $E = h\nu$. Dunque all'aumentare dell'energia aumenta la frequenza. Ma i protoni di alta energia, che si muovono praticamente alla velocità della luce, si comportano quasi come fotoni e hanno una lunghezza d'onda associata proporzionale all'inverso della frequenza. Se vogliamo studiare piccole distanze, occorrono lunghezze d'onda dello stesso ordine di grandezza. Dunque per studiare distanze più piccole di 10^{-16} cm. occorrono

Scheda 8

energie molto grandi, superiori a 100 GeV, il valore della massa dei bosoni di gauge. Infatti già alle energie del LEP (che arrivavano a circa 200 GeV totali) era possibile vedere che l'interazione debole diventava più intensa. Quest'effetto risulta maggiore a LHC.

Scheda 9

Le particelle elementari e il modello a quark

Le particelle elementari che conosciamo a tutt'oggi sono descritte in Tavola T9.1, mentre le forze e i loro quanti in Tavola T9.2. Nelle prime due righe ci sono i quark, che sono particelle soggette a tutte e tre le interazioni fondamentali, la forte, la debole e l'elettromagnetica. Nelle seconde due righe ci sono invece i leptoni, che sono soggetti alle sole forze deboli ed elettromagnetiche. La parola leptone origina dal greco “λεπτόν” (leggero) ed è il nome generico sotto il quale s'identificano tutte le particelle non soggette all'interazione forte. Se invece si legge la Tavola T9.1 in verticale, ci sono tre colonne che identificano tre generazioni. Le particelle omologhe nelle colonne sono tutte identiche tra loro, salvo per la massa. Il primo esempio di queste repliche fu il muone, scoperto da Anderson nel 1936. Il muone è identico

Scheda 9

all'elettrone, è soggetto alle stesse interazioni e ne differisce solo per la massa. Questo fatto destò una grande sorpresa a suo tempo, tanto è vero che Isaac Rabi commentò: "Who ordered them?" (chi li ha ordinati?). In effetti non si capiva allora la funzione dei muoni e non la si capisce nemmeno oggi, con l'ulteriore complicazione che si ha addirittura una triplicazione delle particelle della prima colonna che, come ora vedremo, sono quelle che si rivelano nella materia ordinaria. Infatti, nel 1964 Gell-Mann e Zweig proposero indipendentemente che i protoni e i neutroni (assieme ad altre particelle che erano state scoperte tra gli anni Cinquanta e gli anni Sessanta) fossero costituiti da particelle "più" elementari. Queste particelle furono denominate quark da Gell-Mann. L'ipotesi era che i protoni e i neutroni fossero costituiti da tre quark, nella composizione u-u-d il protone, e u-d-d il neutrone. Ovviamente, se si misurano le cariche usando come unità di misura la carica del protone, risulta che i quark devono avere carica frazionaria. In particolare $+2/3$ il quark up, e $-1/3$ il quark down. In questo modo protone e neutrone hanno le cariche corrette. Dato che un atomo è costituito da protoni, neu-

Scheda 9

Tavola T9.1. *Nella tavola sono indicate le particelle elementari conosciute a oggi. Le particelle delle prime due righe sono i quark, mentre quelle delle seconde due righe sono i leptoni. Le cariche delle particelle sono espresse in unità di carica del protone.*

Prima generazione	Seconda generazione	Terza generazione	Carica elettrica
u (up)	c (charm)	t (top)	2/3
d (down)	s (strange)	b (bottom)	-1/3
neutrino-elettronico	neutrino-muonico	neutrino-tau	0
elettrone	muone	tau	-1

Tavola T9.2. *Nella tavola sono indicate le forze principali che si esercitano tra le particelle elementari (abbiamo escluso la forza gravitazionale), i nomi dei quanti associati alle forze e la carica elettrica in unità di carica del protone.*

Forza	Quanti della forza	Carica elettrica
Forte	Gluoni	0
Debole	W^+ , W^- , Z	+1, -1, 0
Elettromagnetica	Fotone	0

Scheda 9

troni ed elettroni, con i neutrini prodotti nel decadimento beta dei nuclei, è evidente che le particelle della prima famiglia dovrebbero essere sufficienti per descrivere la materia quale la conosciamo. Quale sia l'esatto ruolo delle altre due famiglie è per il momento sconosciuto ed è oggetto di una ricerca molto attiva.

Scheda 10

I numeri di LHC

LHC è una macchina che rappresenta un miracolo di tecnologia avanzata. Questo si può capire facilmente analizzando alcuni dei numeri tipici della macchina.

- Dimensioni: è la più grande macchina del mondo con la sua circonferenza di 27 Km.
- Peso: tutto sommato si tratta di una macchina leggera, pesa solo 38,000 tonnellate, l'equivalente di 50 Eurostar.
- Temperatura: complessivamente la macchina è il posto più freddo dell'universo essendo tenuta a una temperatura di circa -271°C . Invece nelle zone dove avvengono le collisioni la temperatura è di un miliardo di volte più alta di quella al centro del Sole che è approssimativamente dieci milioni di gradi.
- I protoni viaggiano a una velocità molto vicina a quella della luce: in un secondo un

Scheda 10

protone fa 11,000 giri completi della macchina (27 Km).

- Numero di collisioni a regime: ogni 25 nano-secondi (miliardesimi di secondo) i protoni si scontrano tra loro 25 volte.
- In LHC ci sono 2000 magneti superconduttori alla temperatura di $- 271^{\circ}\text{C}$.
- I dati raccolti a LHC in un anno, relativi alle caratteristiche cinematiche delle particelle osservate, se messi su DVD corrisponderebbero ad una colonna di dischi alta 20 chilometri, equivalente a 15 milioni di film.
- Il costo della macchina è stato di circa 2 miliardi di Euro, mentre gli esperimenti sono costati circa 800 milioni.

L'Italia ha partecipato alla costruzione di LHC nell'ambito del suo contributo al CERN, che per gli stati membri è proporzionale al Pil. Nel 2006 questo contributo è stato di 77 milioni di Euro (il 12.3% del bilancio del CERN). In compenso il ritorno industriale in termini di commesse pagate dal CERN è stato di 88 milioni. Inoltre ci sono i ritorni derivanti da ordini diretti alle imprese italiane da parte dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare che è l'Ente Italiano preposto a queste ricerche.

Lectio Magistralis

Titoli pubblicati

Sandro Rogari, *Nazione e Stato nella storia d'Italia*, 2010

Gustavo Zagrebelsky, *La difficile democrazia*, 2010

Alessandro Cigno, *Debito pubblico, ricchezza privata e politiche per la famiglia*, 2012

Colin Crouch, *Europe and problems of marketization: from Polanyi to Scharpf*, 2013

Luigi Dei, *Maria Skłodowska Curie: l'ostinata abnegazione di un genio*, 2013

Roberto Casalbuoni, *La ricerca del bosone di Higgs*, 2013

