
Neutrini: messaggeri di nuova fisica

Eligio Lisi Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Sezione di Bari

Sappiamo sperimentalmente che i neutrini hanno una massa molto più piccola dei corrispondenti leptoni carichi. Perché? Una intrigante congettura suggerisce uno stretto legame fra masse piccole e nuova fisica a scale di energia molto alte. Le profonde implicazioni e ramificazioni di questa congettura sono al centro di un vasto programma di ricerca sperimentale e teorica a livello mondiale.

Le piccole masse dei neutrini

Negli ultimi due decenni, le ricerche di oscillazioni di neutrino ci hanno insegnato che i tre neutrini ν_α con sapore $\alpha = e, \mu$ e τ sono combinazioni lineari di tre neutrini ν_i con masse m_1, m_2 e m_3 , tramite una matrice unitaria U : $\nu_\alpha = \sum_i U_{\alpha i} \nu_i$. Le oscillazioni di sapore $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ sono sensibili alle differenze di massa al quadrato ($\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$) ma non alle **masse assolute** (m_i), su cui però esistono dei limiti superiori (si veda l'articolo di D. Montanino in questo numero di *Ithaca*).

Storicamente, il primo limite alle masse dei neutrini (derivato dal decadimento β) fu posto già da Wolfgang Pauli nella sua famosa lettera del 1930: $m_\nu < 0.01 m_p$ (cioè circa $m_\nu < 10^7$ eV in unità naturali, $c = 1 = \hbar$). Dopo ben 85 anni di ricerche, questo limite cinematico è migliorato di quasi sette ordini di grandezza, e può essere

espresso in una forma che tiene conto del mescolamento U_{ei} fra il neutrino elettronico ν_e emesso nel decadimento β e gli stati ν_i :

$$m_\beta = \sqrt{\sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 m_i^2} < 2 \text{ eV} . \quad (1)$$

Limiti indipendenti sono stati ottenuti recentemente dalla cosmologia di precisione: infatti, il modello cosmologico standard prevede un fondo cosmico diffuso di neutrini primordiali con densità di $110 \nu + \bar{\nu}$ al cm^3 (per ogni sapore). Essi fungono da sorgente di gravità con intensità proporzionale dalla somma delle loro masse, su cui l'attuale limite cosmologico è molto stringente,

$$\Sigma = m_1 + m_2 + m_3 < 0.3 \text{ eV} , \quad (2)$$

sebbene esso possa essere indebolito significativamente (fino ad un ordine di grandezza) in varianti del modello cosmologico standard.

I dati appena discussi implicano che ciascuna delle masse $m_{1,2,3}$ dei neutrini debba essere inferiore ad un (prudente) **limite di circa 1 eV**. D'altra parte, tramite gli esperimenti di oscillazione, conosciamo le due quantità indipendenti $|\Delta m_{12}^2|$ e $|\Delta m_{23}^2|$. Pertanto, almeno due masse devono essere superiori a $\sqrt{|\Delta m_{12}^2|} \simeq 0.009 \text{ eV}$ e a $\sqrt{|\Delta m_{23}^2|} \simeq 0.05 \text{ eV}$, mentre non è ancora escluso che una fra le tre masse m_i sia nulla.

Gli intervalli appena discussi per le masse dei neutrini sono riassunti in Fig. 1, assieme ai valori delle masse degli altri fermioni fondamentali del modello standard (i leptoni carichi ℓ e i

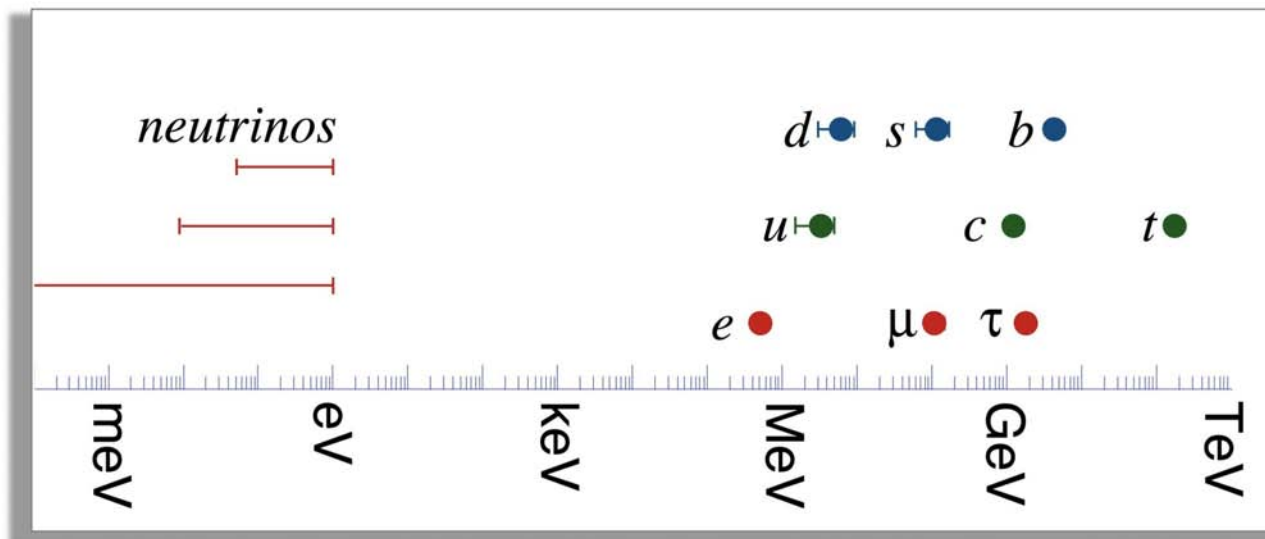


Figura 1: Masse dei fermioni carichi fondamentali (leptoni e quark) e intervalli permessi per le masse dei neutrini.

quark q) in scala logaritmica. I neutrini appaiono nettamente isolati, in fondo alla scala. **Perché?**

Diciamo subito che una possibile risposta è che... non ci sia nessuna risposta! In linea di principio, i valori delle masse dei fermioni fondamentali in Fig. 1 potrebbero essere (almeno in parte) "casuali" e non indicativi di nuova fisica ad un livello più profondo: ...*Vuolsi così colà dove si puote ciò che si vuole, e più non dimandare (Inferno III 95-96)*. Una tale posizione pessimistica trova talvolta terreno fertile nell'ipotesi del multiverso (in cui il nostro universo coesisterebbe con innumerevoli altri, caratterizzati da valori differenti dei parametri fondamentali) e nel cosiddetto principio antropico (per cui solo gli universi con certi parametri sviluppano forme di vita intelligente). Fortunatamente, è ancora presto per arrendersi a questo tipo di "interpretazioni", come si cercherà di illustrare nel seguito.

Neutrini: Weyl, Dirac e Majorana

Tutte le particelle elementari hanno almeno due proprietà fondamentali: la **massa** (che può eventualmente essere nulla, come per il fotone) e il momento angolare intrinseco o **spin** (che può essere nullo o multiplo di $1/2$, in unità naturali). Per esempio, il bosone di Higgs ha una massa di circa 126 GeV e spin 0, mentre ogni neutrino ha una massa inferiore a 1 eV e spin $1/2$.

Massa e spin si comprendono appieno nel linguaggio affascinante della teoria dei gruppi, e

in particolare del gruppo di trasformazioni di coordinate della relatività speciale, che lasciano invariata la velocità della luce. A queste proprietà cinematiche vanno aggiunte quelle dinamiche, descritte dal gruppo di simmetrie del modello standard delle particelle elementari, e dalla rottura delle simmetrie tramite il meccanismo di Higgs. Qui ci limitiamo ad una comprensione euristica del profondo legame esistente fra masse e proprietà spinoriali dei neutrini, considerando il caso più semplice di un solo tipo di **neutrino** ν e del corrispondente **antineutrino** $\bar{\nu}$, entrambi dotati di massa m , eventualmente nulla.

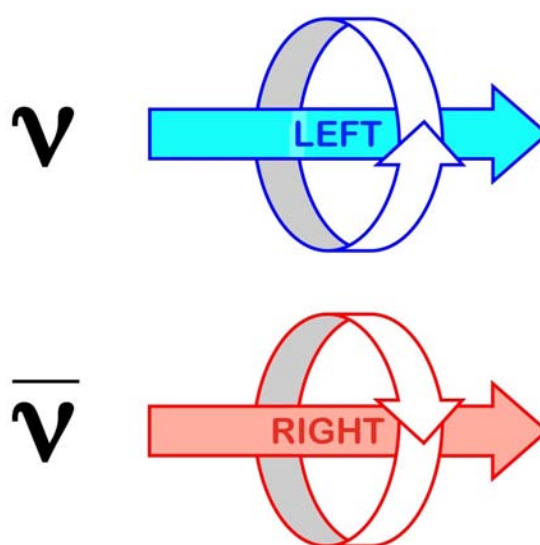


Figura 2: Rappresentazione schematica di un ν e di un $\bar{\nu}$ creati in un processo di interazione debole.

In Fig. 2 è rappresentato il neutrino ν creato in un processo debole, quindi con spin opposto al moto, come una trottola che gira in senso sinistrorso o **left-handed** (LH). Viceversa, l'antineutrino $\bar{\nu}$ è sempre creato come una trottola che gira in senso destrorso o **right-handed** (RH).

Cosa succede agli stati (LH o RH) durante la successiva propagazione? Ci sono tre differenti possibilità, legate ai nomi di tre giganti della fisica teorica del secolo scorso: Hermann Weyl, Paul Dirac ed Ettore Majorana.

Il primo caso è quello in cui $m = 0$, come si assumeva nel modello standard fino a meno di vent'anni fa. In questo caso, il neutrino (antineutrino) si muove alla velocità della luce e rimane esattamente LH (RH), proprio come all'atto della sua creazione in Fig. 2, finché esso non "muore", per esempio generando il corrispondente leptone ℓ^- (ℓ^+) in una interazione di corrente carica. Il campo quantistico del neutrino è allora detto di **Weyl** ed ha **due componenti**: ν (LH) e $\bar{\nu}$ (RH).

Nel caso in cui $m \neq 0$, il neutrino ν si muove ad una velocità v inferiore a quella della luce (anche se solo di poco, avendo tipicamente una energia $E \gg m$ in ogni situazione di interesse sperimentale). In questo caso, la proprietà di essere LH non può essere invariante: un ipotetico osservatore che si muovesse con velocità $v' > v$ vedrebbe invertirsi la direzione del moto (ma non lo spin) del neutrino, che gli apparirebbe come una trottola destrorsa invece che sinistrorsa. In altre parole, un neutrino nasce sempre LH ma, se munito di massa, sviluppa una piccola componente RH durante la propagazione, con ampiezza di probabilità di ordine m/E . Analogamente, un antineutrino inizialmente RH sviluppa una piccola componente LH, come schematizzato in Fig. 3. Il campo quantistico del neutrino è allora detto di **Dirac** ed ha **quattro componenti**: ν (LH e RH) e $\bar{\nu}$ (RH e LH).

Le quattro componenti (generalmente indipendenti) di un neutrino di Dirac possono dimezzarsi in due sottocasi speciali. Uno lo abbiamo già visto: è il neutrino di Weyl, che si ottiene banalmente da quello di Dirac nel limite $m \rightarrow 0$. Ma si può avere un'altra possibilità, assolutamente non banale, nel caso in cui le componenti RH e LH di ν e $\bar{\nu}$ sono identiche a due a due, come indicato in Fig. 4. Questa possibilità è esclusa per una particella di spin 1/2 munita di carica (elettrica, o

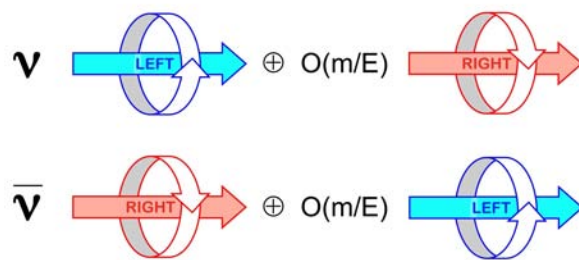


Figura 3: Caso $m \neq 0$: Rappresentazione euristica di un neutrino di Dirac a quattro componenti.

legata ad altri numeri quantici), in quanto la componente RH (o LH) della particella e della sua antiparticella avrebbero carica opposta; ma può verificarsi per i neutrini, purchè essi non abbiano nessuna "carica" (non solo elettrica). Se la Natura ha scelto questa possibilità, allora non sussiste nessuna distinzione sostanziale fra neutrino e antineutrino ($\nu \equiv \bar{\nu}$), ma solo due possibili stati RH e LH della **stessa particella-antiparticella** (vedi riquadro). Il campo quantistico del neutrino è allora detto di **Majorana** ed ha due sole componenti indipendenti.

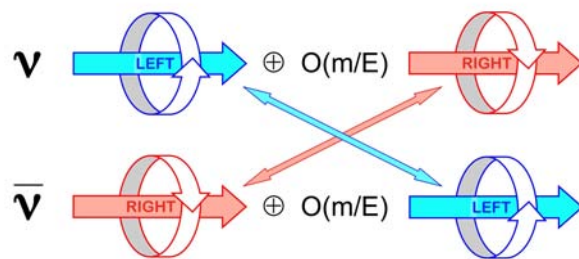
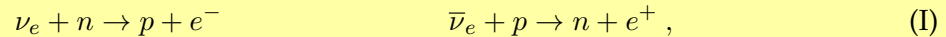


Figura 4: Caso $m \neq 0$: Rappresentazione euristica di un neutrino di Majorana, con componenti coincidenti a due a due. In questo caso, $\nu \equiv \bar{\nu}$.

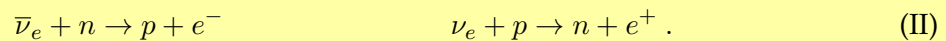
Riassumendo: i fermioni di Dirac sono muniti sia di massa che di almeno una "carica", e sono caratterizzati da quattro componenti indipendenti (particella e antiparticella, LH e RH). Il caso di Dirac si applica ai quark q e ai leptoni carichi ℓ , e potrebbe caratterizzare anche i neutrini. Azzerando la massa di un fermione di Dirac se ne ottiene uno di Weyl: possibilità non ancora esclusa per il ν più leggero. Alternativamente, azzerando ogni sua "carica" (ma non la massa) si ottiene un fermione di Majorana: possibilità non solo non esclusa per i neutrini, ma molto interessante dal punto di vista teorico e sperimentale, come vedremo. Infine, ricordiamo che per $m = 0$

L'apparente paradosso dell'identità fra neutrini e antineutrini

Il lettore attento si sarà chiesto come conciliare la possibile esistenza di neutrini di Majorana (identici alle loro antiparticelle) con il fatto che alcuni processi sembrano essere indotti solo da neutrini ma non da antineutrini, o viceversa. Per esempio, se chiamiamo ν_e la particella neutra prodotta in un decadimento β^+ (e $\bar{\nu}_e$ quella prodotta in un decadimento β^-), sappiamo che sono state sperimentalmente osservate le reazioni



mentre non sono mai state osservate quelle ottenute scambiando ν_e con $\bar{\nu}_e$:



Non risulta dunque provato che $\nu \neq \bar{\nu}$? La risposta è ... no, non è provato: e non c'è alcun paradosso. Se i neutrini sono di **Weyl** o di **Dirac**, allora ν_e e $\bar{\nu}_e$ sono effettivamente differenti, tanto da poter associare un **numero leptonico** L con valore $+1$ al doppietto (ν_e, e^-) e -1 al doppietto $(\bar{\nu}_e, e^+)$. Le reazioni osservate (I) conservano il numero leptonico ($\Delta L = 0$), mentre quelle non osservate (II) sono proibite, implicandone la violazione di due unità ($\Delta L = 2$).

Se invece i neutrini sono di **Majorana**, non c'è paradosso perchè essi non hanno alcuna carica (e dunque nemmeno un numero leptonico), rendendo le reazioni (II) possibili *in linea di principio*, sebbene estremamente improbabili in pratica. Infatti, il " ν_e " prodotto in un decadimento β^+ e il " $\bar{\nu}_e$ " prodotto in un decadimento β^- non sono altro che le componenti LH e RH di una stessa particella ν , identica alla sua antiparticella $\bar{\nu}$. La trasformazione da uno stato all'altro è possibile ma, come illustrato in Fig. 4, essa è fortemente soppressa da un fattore $m/E \ll 1$. Anche alle energie più basse sperimentalmente rivelabili, $E \sim O(1)$ MeV, il fattore di soppressione risulta essere $> 10^6$ per $m < 1$ eV, rendendo le reazioni (II) talmente rare da sfuggire (almeno finora) ad una misura sperimentale. La paziente ricerca di **processi molto rari con $\Delta L = 2$** è dunque cruciale per provare l'esistenza di neutrini di Majorana.

(Weyl) lo stato LH o RH è una costante del moto, mentre per $m \neq 0$ (Dirac o Majorana) entrambi gli stati si sviluppano nella propagazione: si suol dire che le masse "accoppiano" stati LH e RH.

Termini di massa (non)standard

La scoperta del bosone di Higgs ha avuto un impatto mediatico tale, da rendere popolare il concetto che esso "fornisce la massa a tutte le altre particelle" (eccetto il fotone e i gluoni). Nel modello standard, il campo di Higgs si accoppia alle componenti LH e RH di un generico fermione con intensità y e, dopo la rottura della simmetria elettrodebole, fornisce ad esso una massa $m \sim yv$, ove $v = 174$ GeV è il valore di aspettazione nel vuoto del campo di Higgs. Si parla in questo caso di "accoppiamenti di Yukawa" (da cui la y) e "termini di massa standard" per i fer-

mioni, che risultano essere inevitabilmente di Dirac. Il quark top, con la sua massa $m_t \simeq 173$ GeV, rappresenta il fermione di Dirac con l'accoppiamento di Yukawa più naturale, $y_t \simeq 1$, mentre gli altri fermioni carichi hanno valori di y inferiori di alcuni ordini di grandezza rispetto all'unità.

Per i neutrini, la faccenda è più complessa. Storicamente, nella costruzione del modello standard si assunse che i tre neutrini ν_e, ν_μ e ν_τ fossero spinori LH di Weyl (dunque senza componenti RH), a differenza di tutti gli altri fermioni carichi. In questa ipotesi, i termini di massa dei neutrini sono assenti, e le masse rimangono nulle anche dopo la rottura della simmetria. La scoperta delle oscillazioni di sapore implica però l'esistenza di neutrini con massa e ci impone di includere i relativi termini, introducendo degli stati RH da accoppiare agli stati LH. In questo caso, dopo la rottura della simmetria si otten-

gono dei termini di massa di Dirac anche per i neutrini, ma rimane inspiegabile la singolare piccolezza dei loro accoppiamenti di Yukawa: bisogna infatti che $y_\nu < O(10^{-11})$ per avere una massa $m_\nu \sim y_\nu v < O(1)$ eV.

Per i neutrini esiste però una ulteriore e peculiare possibilità. Gli stati RH appena introdotti non hanno interazioni elettromagnetiche e nemmeno interazioni deboli di corrente carica o neutra (accoppiate ai soli stati LH): sono completamente privi di cariche, tanto da essere denominati “sterili”. In questo caso, nessuna simmetria del modello standard proibisce che essi siano neutrini di Majorana, con massa Λ del tutto indipendente dalla scala elettrodebole v . Per i soli neutrini, il caso più generale è comprende dunque sia **termini di massa di Dirac** standard (cioè associati al meccanismo di Higgs e alla scala elettrodebole v) che **termini di massa di Majorana** nonstandard (indipendenti della scala elettrodebole).

Questa possibilità emerge in modo naturale in numerose estensioni del modello standard. Per esempio, l'estensione al gruppo di simmetrie SO(10) rimane un promettente candidato per l'unificazione delle interazioni elettrodeboli e forti ad alte scale di energia [$\Lambda \sim O(10^{15})$ GeV $\gg v$], e consente di organizzare ogni famiglia di fermioni in una rappresentazione di dimensione 16, che contiene anche un neutrino RH. In particolare, la prima famiglia conterrebbe gli stati LH e RH dell'elettrone e del corrispondente neutrino, e quelli dei quark u (up) e d (down) nei tre “colori” (rosso, verde e blu) dell'interazione forte,

$$\begin{pmatrix} u_L & u_L & u_L & \nu_L \\ d_L & d_L & d_L & e_L \\ u_R & u_R & u_R & \boxed{\nu_R} \\ d_R & d_R & d_R & e_R \end{pmatrix}, \quad (3)$$

per cui sarebbe naturale associare allo stato ν_R un termine di massa di Majorana alla scala Λ .

Rimanendo per semplicità nel caso di una sola famiglia, in presenza di due termini di massa (di Dirac alla scala v e di Majorana ad una scala $\Lambda \gg v$) le componenti LH e RH del neutrino risultano essere accoppiate secondo una “matrice di massa” della forma:

$$\begin{pmatrix} 0 & \sim y_\nu v \\ \sim y_\nu v & \sim \Lambda \end{pmatrix}, \quad (4)$$

ove i termini nondiagonali rappresentano il termine di Dirac (che accoppia il campo di Higgs agli stati LH e RH), mentre quello diagonale non nullo rappresenta il termine di Majorana (originato dal solo neutrino RH), con “ \sim ” ad indicare che si tratta di ordini di grandezza. La diagonalizzazione di questa semplice matrice porta a due risultati sorprendenti: 1) i due autostati sono, in generale, neutrini di Majorana; 2) i due autovalori di massa sono pari a $M \sim \Lambda$ per lo stato più pesante ed a

$$m \sim y_\nu^2 \frac{v^2}{\Lambda} \quad (5)$$

per lo stato più leggero (a meno di un segno irrilevante). Questa equazione fornisce una intrigante spiegazione, detta “ad altalena” (in inglese, **see-saw**, vedi riquadro), per l'estrema piccolezza di m : maggiore è la scala di massa Λ associata al neutrino RH rispetto alla scala elettrodebole v , minore è la massa del neutrino.

Per poter ottenere $m < O(1)$ eV con un accoppiamento di Higgs “naturale” $y_\nu \sim O(1)$, la scala di nuova fisica deve essere dunque $\Lambda > O(10^{13})$ GeV, consistente con le energie predette dai modelli di grande unificazione. Alternativamente, scale Λ più basse possono essere ottenute assumendo $y_\nu \ll 1$, come avviene per gli altri fermioni carichi ad eccezione del quark top. Al limite, modelli con $\Lambda \sim O(1)$ TeV e $y_\nu \sim 10^{-5}$ (*TeV-scale see-saw*) sono già messi alla prova alle energie del Large Hadron Collider (LHC).

Ovviamente sono possibili numerose varianti rispetto al semplice modello descritto, sia per tenere conto delle tre famiglie note di leptoni, sia perchè il numero di nuovi possibili stati RH può essere arbitrario, rendendo così molto ricca la fenomenologia dei neutrini associata alla scala Λ . Esiste dunque un ampio di spettro di possibilità teoriche, su cui stiamo appena cominciando a porre alcuni vincoli sperimentali.

In sintesi, la congettura descritta rappresenta un'elegante **risposta alla domanda iniziale**: perchè le masse dei neutrini sono straordinariamente piccole rispetto alla scala elettrodebole v ? La risposta data dal meccanismo **see-saw** implica che i **neutrini siano di Majorana** e che “parlino” non solo con il bosone di Higgs ma anche, ad energie più elevate, con una **scala di nuova fisica Λ** .

Il meccanismo see-saw e... una festa dei 25 anni con sorpresa!

Se cercassimo informazioni sul “see-saw mechanism” in un libro di fisica dei neutrini più vecchio di almeno dieci anni, troveremmo invariabilmente un riferimento a quattro famosi lavori teorici, indipendenti e quasi contemporanei fra loro, firmati da M. Gell-Mann, P. Ramond e R. Slansky (1979), T. Yanagida (1980), R.N. Mohapatra and G. Senjanovic (1980), e J. Schechter e J.W.F. Valle (1980). L’impatto di questi lavori sulle successive ricerche teoriche nel settore è stato imponente, tanto che nel 2004 si vollero celebrare i **25 anni dell’idea del see-saw** con un convegno dedicato, dal titolo *Seesaw’25* (Parigi, 10-11 giugno 2004). Sia durante il convegno che subito dopo, diversi protagonisti della fisica del neutrino dell’epoca contribuirono, con i loro ricordi, a ricreare l’atmosfera e le idee che circolavano nella seconda metà degli anni ’70.

Fu allora che... sorprendentemente, emerse dall’oblio un lavoro di **P. Minkowski (1977)**, quasi del tutto ignoto ai più, che conteneva con chiarezza e completezza gli elementi del meccanismo see-saw, con almeno due anni di anticipo rispetto agli altri. L’autore, alieno da ogni vanità personale, non ne aveva mai reclamato il primato, lasciando che altri se ne accorgessero ben 27 anni dopo. Ancora oggi, egli ricorda il suo vecchio articolo e la successiva “riscoperta” con sorprendente modestia. In ogni caso, l’importanza del lavoro di Minkowski del 1977 fu immediatamente riconosciuta fin dagli atti del convegno *Seesaw’25*, ed oggi esso conta oltre 2200 citazioni (in continua crescita), pareggiando ormai in celebrità i lavori citati del 1979-1980.

Appuntamento dunque al 2027, per il (vero) cinquantennale del meccanismo see-saw!

Il decadimento $\beta\beta$ senza neutrini

L’eventuale natura di Majorana dei neutrini può manifestarsi in rare violazioni del numero leptonic, sopresse da un fattore $m/E \ll 1$ (si veda il primo riquadro). L’unico processo di questo tipo che appare sperimentalmente osservabile è il **doppio decadimento beta senza neutrini**.

Il processo $0\nu\beta\beta$, illustrato in Fig. 5, prevede il decadimento di un nucleo (A, Z) in un nucleo $(A, Z + 2)$ con due neutroni in meno e due protoni in più, e la contemporanea emissione di due elettroni senza neutrini associati. La somma delle energie dei due elettroni dovrebbe apparire come una “riga” che emerge, esattamente al Q -valore della reazione, dal “rumore” di fondo dello spettro energetico continuo.

Il diagramma in Fig. 5 mostra il processo al livello microscopico di quark. Andando dall’alto verso il basso, un quark d del neutrone si trasforma in un quark u del protone emettendo un bosone carico W , che a sua volta decade in un elettrone (LH) e un antineutrino (RH). Se il $\bar{\nu}$ ha massa non nulla, esso può effettuare una transizione da RH a LH all’ordine m/E . Inoltre, se è di Majorana, tale stato va identificato con la componente LH del ν che, interagendo con un bosone

$0\nu\beta\beta$ decay: $(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^-$

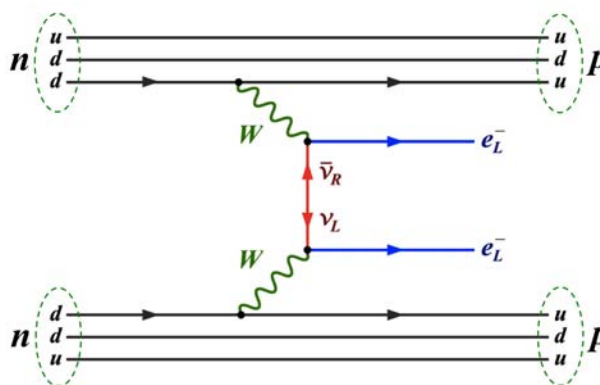


Figura 5: Doppio decadimento beta senza neutrini, mediato da un neutrino di Majorana.

W emesso in un’altra transizione $d \rightarrow u$ (in basso nella figura) genera il secondo elettrone (LH). Essendo un processo con violazione del numero leptonic, esso non può avvenire tramite neutrini di Dirac (o di Weyl): la sua osservazione rappresenterebbe dunque una segnatura inconfondibile dei neutrini di Majorana. In ogni caso, si tratta di un decadimento molto raro, sia perché coinvolge dinamicamente due processi deboli con scambio di W , sia perché è cinematicamente soppresso all’ordine m/E .



Figura 6: Le piccole masse dei neutrini come possibili messaggeri di nuova fisica oltre la scala elettrodebole (EW).

Nel caso generale di tre ν di Majorana, l'ampiezza di probabilità $0\nu\beta\beta$ è proporzionale ad una combinazione lineare delle masse m_i ,

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right|, \quad (6)$$

detta anche **massa effettiva di Majorana**, ove i pesi U_{ei}^2 (in generale complessi) tengono conto del mescolamento del ν_e con ognuno dei ν_i nei due vertici deboli in Fig. 5.

Gli attuali limiti superiori su $m_{\beta\beta}$ sono già inferiori alla scala di 1 eV, anche se la loro interpretazione soffre di incertezze teoriche nucleari. In termini di vite medie, si è arrivati a porre limiti a livello di 10^{24} – 10^{25} anni, ben superiori all'età dell'universo (1.4×10^{10} anni)! Per poter osservare almeno un decadimento $0\nu\beta\beta$ all'anno, bisogna dunque disporre di numerosi nuclei candidati (largamente superiori al numero di Avogadro), e attendere pazientemente un possibile segnale, in condizioni di fondo bassissimo. È in corso una gara agguerrita fra esperimenti concorrenti nei laboratori di tutto il mondo (inclusi quelli dell'INFN al Gran Sasso), data l'importanza epocale che avrebbe la scoperta di neutrini di Majorana.

Verso orizzonti ancora più ampi

In conclusione, dal punto di vista sperimentale, le tre grandezze m_β , Σ e $m_{\beta\beta}$ definite nelle eq. (1), (2) e (6), sono associate a tre diversi modi di accedere alle masse assolute dei neutrini, rispettivamente tramite i decadimenti β , la cosmologia di precisione, e i decadimenti $0\nu\beta\beta$. Le misure di tali grandezze sono al centro di un vastissimo

programma di ricerche a livello mondiale, e c'è da sperare che (almeno per una di esse) i limiti superiori si trasformino in un segnale positivo nel prossimo futuro.

Dal punto di vista teorico, la scoperta di neutrini di Majorana segnerebbe un punto estremamente importante a favore dell'ipotesi di una nuova scala di massa Λ indipendente dalla scala elettrodebole. Nel meccanismo see-saw, tipicamente questa è la scala di grande unificazione legata al decadimento del protone, ma non è affatto escluso che i neutrini di Majorana “parlino” anche con scale più basse legate ad altri fenomeni molto interessanti, fa cui la generazione dell'asimmetria barionica dell'universo tramite violazione di CP leptonica (“leptogenesi”), il possibile contributo di neutrini sterili “pesanti” alla materia oscura o di neutrini sterili leggeri nelle oscillazioni di sapore, e molto altro ancora come illustrato in Fig. 6. Le piccole masse dei neutrini potrebbero dunque condurci verso inesplorati orizzonti di nuova fisica.

La bibliografia sugli argomenti descritti è sterminata. Un buon punto di partenza per ulteriori approfondimenti è il sito web: nu.to.infn.it.



Eligio Lisi: Dirigente di Ricerca presso la Sezione di Bari dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare. E' coordinatore del locale gruppo teorico. Le sue ricerche hanno riguardato aspetti teorici e fenomenologici della fisica di precisione elettrodebole, con particolare attenzione alla fisica delle masse e dei mescolamenti dei neutrini.