



# Il doppio decadimento beta e la massa del neutrino

**Chiara Brofferio**

Dipartimento di Fisica dell'Università di Milano-Bicocca e Sezione INFN di Milano

<sup>1</sup> Vedi G. L. FOGLI e E. LIVI, *INFN-Notizie* n. 1, pg. 5, E. BELLOTTI e C. CATTADORI *INFN-Notizie* n. 8, pg. 17.

<sup>2</sup> Conosciamo tre tipi di neutrini, neutrino-elettrone, neutrino-muone, neutrino-tau, che compaiono rispettivamente in processi coinvolgenti elettroni, muoni e tau.

<sup>3</sup> Il fenomeno delle oscillazioni venne osservato per la prima volta negli anni '60 nel sistema dei mesoni K neutri, e suggerì a Pontecorvo l'idea che anche i neutrini potessero presentarlo.

Fig. 1  
Nel decadimento beta un neutrone all'interno di un nucleo si trasforma in un protone e vengono creati un elettrone ed un antineutrino-elettrone

<sup>4</sup> Il meV, millielettronvolt, è una misura di energia, e quindi di massa in base alla relazione di Einstein, estremamente piccola anche a scala microscopica, meno di un centomillesimo della massa dell'elettrone.

*Stiamo vivendo anni decisivi per la fisica del neutrino. Un elemento nuovo e cruciale si è aggiunto ai molti accumulati in decenni di sperimentazioni: sappiamo, attraverso l'evidenza indiretta fornita dalle oscillazioni<sup>1</sup>, che le tre specie esistenti di neutrini<sup>2</sup> hanno massa, anche se siamo ancora lontani dal fissarne il valore, in quanto le oscillazioni per loro natura non possono dirci quanto valgono realmente le masse. Per questo, dobbiamo rivolgerci ad altre indagini sperimentali, quale la ricerca del doppio decadimento beta.*

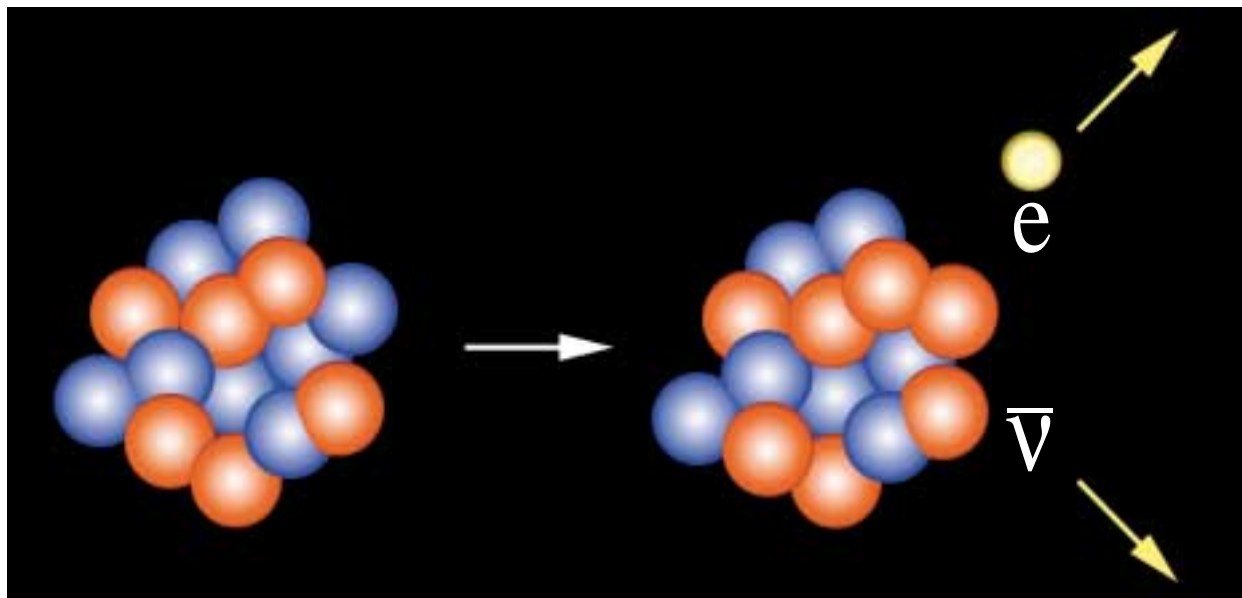
## Cosa abbiamo imparato dalla scoperta delle oscillazioni?

La possibilità che un neutrino di una specie possa spontaneamente trasformarsi in uno di specie differente per poi riprendere la sua prima natura (oscillazione), è uno dei più caratteristici ed intriganti aspetti della meccanica quantistica, la teoria che domina il microcosmo<sup>3</sup>. Il principio di indeterminazione di Heisenberg impedisce una descrizione simultanea di tutte le possibili grandezze fisiche associate ai sistemi microscopici, per cui succede, nel caso dei neutrini, che esistono due rappresentazioni alternative, una in termini di stati coinvolti nei processi di interazione debole, "stati di sapore"  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ , ed una di "stati di massa" ben definita e di valore rispettivamente  $M_1, M_2$  e  $M_3$  indicati con  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ . Scelta una rappresentazione, gli stati della rappresentazione alternativa sono espressi come combinazione lineare (una somma

pesata da coefficienti) degli stati della rappresentazione di riferimento.

Che cosa abbiamo imparato finora, da un punto di vista quantitativo, dalla scoperta delle oscillazioni fra gli stati di sapore? Combinando i dati sui neutrini solari ed atmosferici con risultati ottenuti con esperimenti presso reattori nucleari, possiamo con ragionevole sicurezza affermare che  $\nu_e$  è una miscela di stati di massa in cui  $\nu_1$  e  $\nu_2$  giocano un ruolo simile e preponderante, mentre la componente di  $\nu_3$  è trascurabile: al contrario,  $\nu_\mu$  possiede una grande componente di  $\nu_3$ .

Le oscillazioni dei neutrini atmosferici e solari sono sensibili alla differenza tra i quadrati delle masse  $M_i^2 - M_j^2$ . L'osservazione delle oscillazioni implica dunque che i tre valori di  $M_i$  siano diversi tra loro, che almeno due siano non nulli ed ha fornito due valori delle differenze  $M_i^2 - M_j^2$ . Sappiamo difatti dai neutrini solari che  $|M_2^2 - M_1^2|$  vale circa  $(7,4 \text{ meV})^2$  e dai neutrini atmosferici che  $|M_3^2 - M_1^2| \sim |M_3^2 - M_2^2|$  vale circa  $(50 \text{ meV})^2$ : questi sono perlomeno i valori che rappresentano meglio i dati<sup>4</sup>, anche se, soprattutto per  $M_2^2 - M_1^2$ , altri valori, molto più piccoli, sono possibili con un buon livello di confidenza. In queste relazioni abbiamo assunto implicitamente che  $M_1 < M_2 < M_3$  (ipotesi di gerarchia diretta), mentre queste disuguaglianze potrebbero valere anche scambiando tra loro gli indici 1 e 3 (ipotesi di gerarchia inversa, ossia  $M_3 < M_2 < M_1$ ).



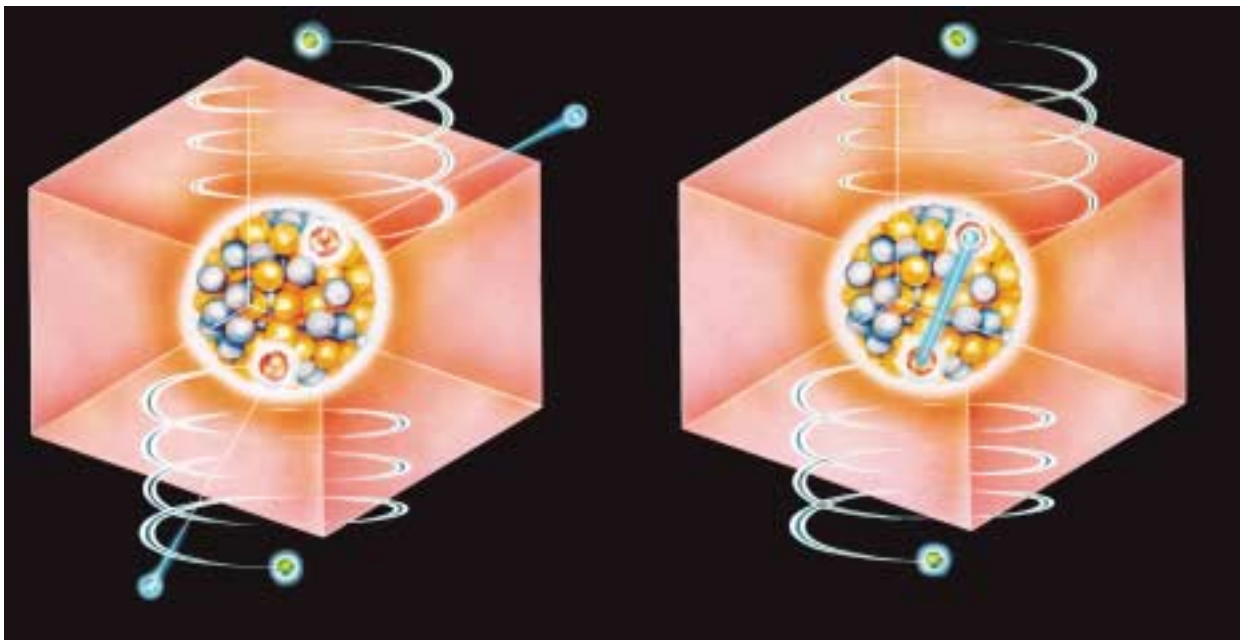


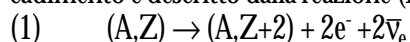
Fig. 2  
Rappresentazione  
artistica di un doppio  
decadimento beta: a  
sinistra con emissione di  
due elettroni e due  
neutrini, a destra con  
emissione di due elettroni  
senza neutrini

E sulle masse in valore assoluto? È molto forte la tentazione di sostenere, per analogia con i fermioni carichi (elettrone, muone, tau), che  $M_1 \ll M_2$  (e quindi  $M_2 \sim 7,4$  meV) e  $M_2 \ll M_3$  (e quindi  $M_3 \sim 50$  meV). Nulla vieta tuttavia, all'opposto dello scenario gerarchico, di immaginare una scala comune di massa per i tre stati dell'ordine dell'eV (non di più, per non violare i limiti sperimentali forniti dalle misure dirette), con piccole differenze che emergono dagli esperimenti sulle oscillazioni. Il punto sostanziale è che le oscillazioni, potenti e preziose per evidenziare la massa finita dei neutrini, per loro natura non possono dirci quanto valgono realmente le masse. Per questo, dobbiamo rivolgerci ad altre indagini sperimentali: le misure dirette (che però difficilmente possono estendere il limite al di sotto dei 0,3 eV) e la ricerca del doppio decadimento beta, sulla quale ora ci concentreremo.

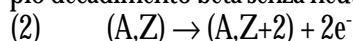
### Il doppio decadimento beta

Il decadimento beta è una forma di radioattività presente in numerosi nuclei atomici, scoperta oltre 100 anni fa e descritta nel 1933 da Enrico Fermi come dovuta alla trasformazione di un neutrone del nucleo in un protone con la creazione contemporanea di un elettrone e di un antineutrino-elettrone  $\bar{\nu}_e$  (Fig. 1).

Il doppio decadimento beta consiste nell'occorrenza simultanea di due decadimenti beta nello stesso nucleo: è un processo estremamente raro, previsto dalle interazioni deboli e osservato in alcuni nuclidi con vite medie<sup>5</sup> molto lunghe, dell'ordine di  $10^{20}$ – $10^{21}$  anni. Questi nuclidi sono composti da un numero pari  $Z$  di protoni ed un numero pari di neutroni, per un totale di  $A$  nucleoni ed il decadimento è descritto dalla reazione (Fig. 2a)



Accanto al processo (1) si può ipotizzare anche un doppio decadimento beta senza neutrini nello stato finale



ma il processo (2) rappresenta un decadimento proibito

dal modello standard, in quanto nello stato finale compaiono due elettroni, violando la legge di conservazione del numero leptonico<sup>6</sup>. Tale processo, mai ancora osservato, fornisce limiti stringenti sulle masse dei neutrini, e, se individuato, potrebbe fissare la scala di tali parametri. Vediamo come.

Il decadimento (2) può essere prodotto se un neutrone si trasforma in un protone e contestualmente vengono prodotti un elettrone ed un neutrino "virtuale"<sup>7</sup>. Quest'ultimo viene assorbito da un altro neutrone, dove si converte in un elettrone, insieme alla simultanea trasformazione del neutrone in protone (Fig. 2b). Sembra tutto facile: il processo (2) dovrebbe essere perfettamente ammissibile, anzi, molto più probabile di (1), in quanto coinvolgerebbe meno particelle. Ma la nostra analisi è stata molto superficiale, e ha trascurato la differenza che passa tra neutrino e antineutrino.

### Neutrini di Dirac e neutrini di Majorana

Noi siamo soliti definire "antineutrino" quella particella che, interagendo con la materia, può convertirsi in un leptone carico positivamente (ossia, un "antileptone"), o che viene emesso simultaneamente ad un leptone carico negativamente. In modo analogo e contrario definiamo il "neutrino". È lecito ora chiedersi qual sia la proprietà intrinseca che rende un neutrino potenzialmente abile alla produzione di leptoni carichi negativi, e che conferisce all'antineutrino le caratteristiche simmetriche. Se i neutrini hanno massa non nulla, due risposte ben distinte sono possibili.

La prima possibilità è che i neutrini possiedano una pseudocarica, il numero leptonico appunto, che si conserva rigorosamente, e che vale -1 per neutrini e leptoni carichi negativamente, e +1 per antineutrini e leptoni carichi positivamente. Se questa pseudocarica esiste ed è rigorosamente conservata, il doppio decadimento beta senza neutrini, mediato da un neutrino virtuale, non può avvenire: nel primo decadimento infatti viene emesso un

<sup>5</sup> La vita media di un processo radioattivo misura il tempo necessario perché il campione si riduca di un fattore uguale al numero di Nepero  $e=2,71828\dots$

<sup>6</sup> Nel caso del primo processo il numero leptonico rimane nullo per la presenza dei due anti-neutrini.

<sup>7</sup> Per il principio di indeterminazione, la meccanica quantistica ammette la creazione di particelle *ex nihilo*, se la loro vita è inferiore alla loro massa moltiplicata per una costante fondamentale.

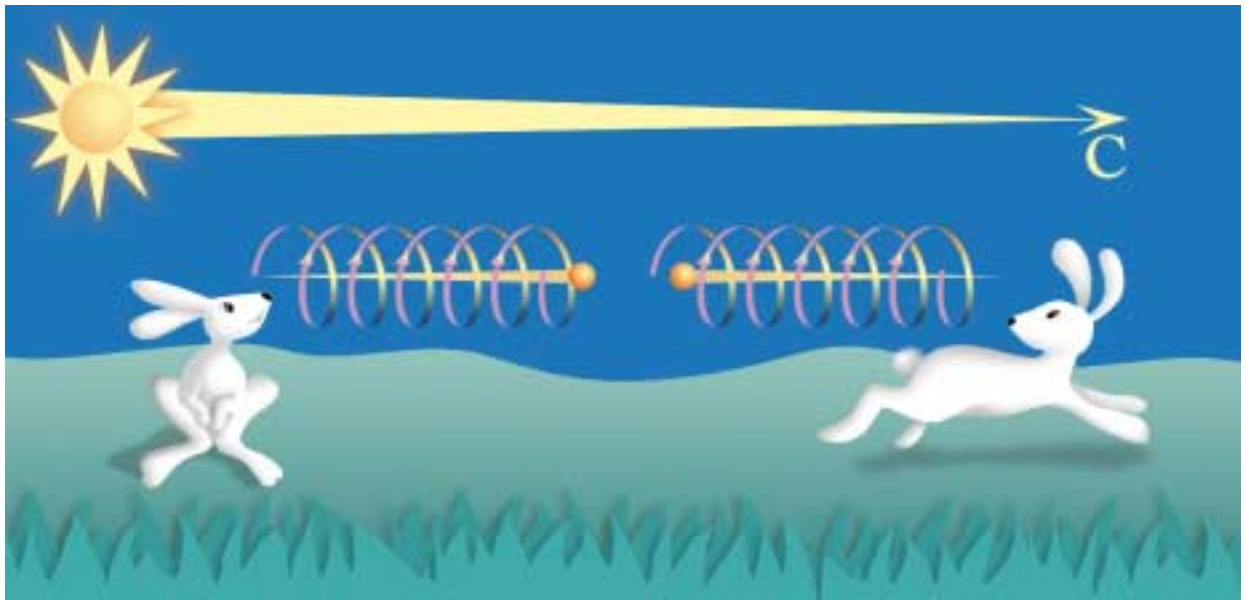


Fig. 3  
La "rotazione" interna associata allo spin di una particella massiva appare sinistrorsa ad un osservatore fermo, ma destrorsa ad un osservatore che si muove a velocità prossime a quelle della luce

antineutrino, mentre nel secondo deve essere assorbito un neutrino. In questo contesto il neutrino, distinto dalla sua antiparticella, come avviene ad esempio per l'elettrone, viene definito "particella di Dirac".

C'è però una seconda possibilità. Tutte le particelle che chiamiamo neutrini sono caratterizzate dall'aver uno spin opposto alla direzione del proprio moto (si dice tecnicamente che hanno elicità negativa), mentre gli antineutrini hanno spin parallelo al moto, e hanno quindi elicità positiva. Potremmo quindi attribuire all'elicità il ruolo di distinguere neutrini da antineutrini. Se i neutrini sono privi di massa, abbiamo eseguito solo una operazione nominalistica, sostituendo l'espressione "elicità negativa" a quella "numero leptonico = -1".

Se però i neutrini hanno una massa non nulla, allora, in base alla teoria della relatività di Einstein, l'elicità di un neutrino può cambiare cambiando sistema di riferimento: basta (si fa per dire!) un boost di Lorentz, tale che l'osservatore veda il neutrino cambiare la propria direzione del moto (Fig. 3), ma non il verso della sua rotazione intrinseca. In questo quadro, il doppio decadimento beta senza emissione di neutrini può avvenire: l'antineutrino emesso al primo vertice ha prevalentemente elicità positiva, ma ha una piccola probabilità di essere emesso con elicità negativa (tanto meno piccola, quanto maggiore è la sua massa), e quindi di presentarsi correttamente, nella veste di "neutrino", al secondo vertice. In questo caso, il neutrino e l'antineutrino sarebbero la stessa particella, come succede per altre particelle, il numero leptonico non sarebbe conservato e il neutrino sarebbe una cosiddetta "particella di Majorana".

Quindi: se il doppio decadimento beta senza neutrini avviene, allora il neutrino ha massa. Attenzione però: non vale il viceversa. Un neutrino massivo alla Dirac non consentirebbe tale processo, perché la conservazione del numero leptonico lo impedirebbe. A molti fisici teorici tuttavia un neutrino alla Majorana piace, in quanto potrebbe spiegare in modo naturale la grande piccolezza delle masse del neutrino.

### Il doppio decadimento beta e le masse dei neutrini

Importante è ora capire come la massa (anzi, le masse) del neutrino siano connesse al doppio decadimento beta. La formula chiave è la seguente:

$$1/\tau \propto \langle M_\nu \rangle^2$$

dove  $\tau$  è la vita media del nuclide e  $\langle M_\nu \rangle$  una combinazione lineare dei tre valori  $M_1$ ,  $M_2$  e  $M_3$ , così esprimibile:

$$\langle M_\nu \rangle = |U_{e1}|^2 \lambda_1 M_1 + |U_{e2}|^2 \lambda_2 M_2 + |U_{e3}|^2 \lambda_3 M_3$$

Il parametro  $U_{ej}$  ci dice che peso ha, nello stato di sapore  $\nu_e$ , lo stato di massa  $\nu_j$ , informazione quindi che proviene dalle oscillazioni. In particolare, sappiamo che mentre  $U_{e1}$  e  $U_{e2}$  sono poco minori di 1 (nella miscela che forma  $\nu_e$ ,  $\nu_1$  e  $\nu_2$  sono preponderanti),  $U_{e3}$  è prossimo a 0. Si vede inoltre che il doppio decadimento beta, a differenza delle oscillazioni (e qui sta la sua funzione cruciale nelle ricerche sul neutrino) è sensibile alle masse *tout-court*, e non alle differenze dei loro quadrati. Sfortunatamente, le costanti  $\lambda_j$ , legate alle proprietà dei nuclei in cui avviene il decadimento, complicano l'interpretazione dei risultati: sono infatti numeri complessi di modulo unitario, non noti, che possono portare a delle cancellazioni.

Attualmente, il limite sperimentale su  $\langle M_\nu \rangle$ , proveniente dalla mancata osservazione del doppio decadimento beta senza neutrini, è pari a circa 1 eV. I due esperimenti più sensibili, entrambi ospitati dai Laboratori Nazionali del Gran Sasso, studiano i nuclidi  $^{76}\text{Ge}$  e  $^{130}\text{Te}$ , ponendo a  $\langle M_\nu \rangle$  un limite rispettivamente di 0,5 eV e 2 eV.

Queste ricerche sono molto difficili: bisogna essere sensibili a vite medie dell'ordine di  $10^{23}$  -  $10^{25}$  anni per porre a  $\langle M_\nu \rangle$  limiti dell'ordine di 1 eV: per migliorare di un fattore 10 la sensibilità a questo parametro, il numero di nuclidi sotto osservazione deve aumentare, a parità di condizioni, di un fattore  $10^4$ !

Fino a poco tempo fa, la ricerca del doppio decadimento beta senza neutrini era un esperimento "alla cieca": non si era in grado neanche vagamente di fissare una scala plausibile per  $\langle M_\nu \rangle$ . Oggi, dopo i risultati sulle oscillazioni, la situazione è ben differente. Nella peggiore delle

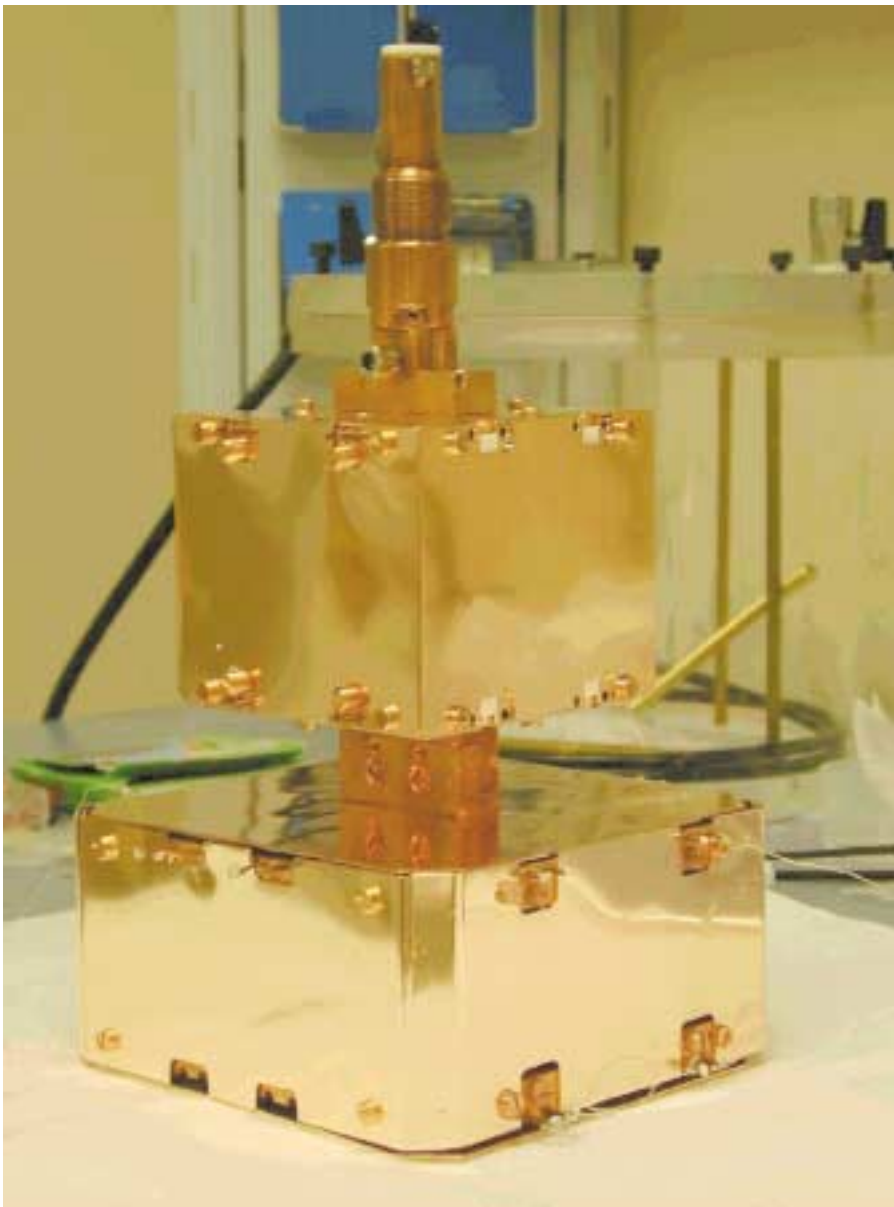


Fig. 4  
 Complesso di rivelatori  
 bolometrici in funzione  
 al laboratorio del Gran  
 Sasso

MAJORANA e GENIUS sono sostanzialmente delle estensioni dell'attuale esperimento sul  $^{76}\text{Ge}$  fino a scale di massa sensibile dell'ordine di 1 tonnellata. Il punto più critico in questo approccio sta nella necessità di arricchire isotopicamente il germanio nel nuclide di interesse, operazione che rischia di portare a livelli proibitivi il costo complessivo dell'esperimento (dell'ordine dei 100 000 euro).

Decisamente più abbordabile (circa un fattore 10 meno costoso) è l'esperimento CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) ai Laboratori del Gran Sasso, sul quale ora

ipotese, ossia assumendo una pronunciata gerarchia diretta per i valori di  $M_1$ ,  $M_2$  e  $M_3$ , il parametro  $\langle M_\nu \rangle$  potrebbe valere  $|U_{e2}|^2 M_2$ , ossia aggirarsi attorno a pochi meV: decisamente troppo poco, anche per gli esperimenti di nuova generazione. Se però vale la gerarchia inversa, allora  $M_1$  diventa il valore più grande dei tre, e quindi il termine preponderante sarebbe  $|U_{e1}|^2 M_1$ , che potrebbe assestarsi attorno a 50 meV, ossia, come vedremo, alla portata di esperimenti in fase di progettazione. Se poi le masse dei neutrini fossero dello stesso ordine, e molto maggiori delle differenze tra loro al quadrato, allora il doppio decadimento beta potrebbe essere davvero dietro l'angolo. Insomma, la combinazione della osservazione delle oscillazioni con quella del doppio decadimento beta senza neutrini consentirebbe di fissare la scala assoluta delle masse e evidenzerebbe la natura alla Majorana del neutrino.

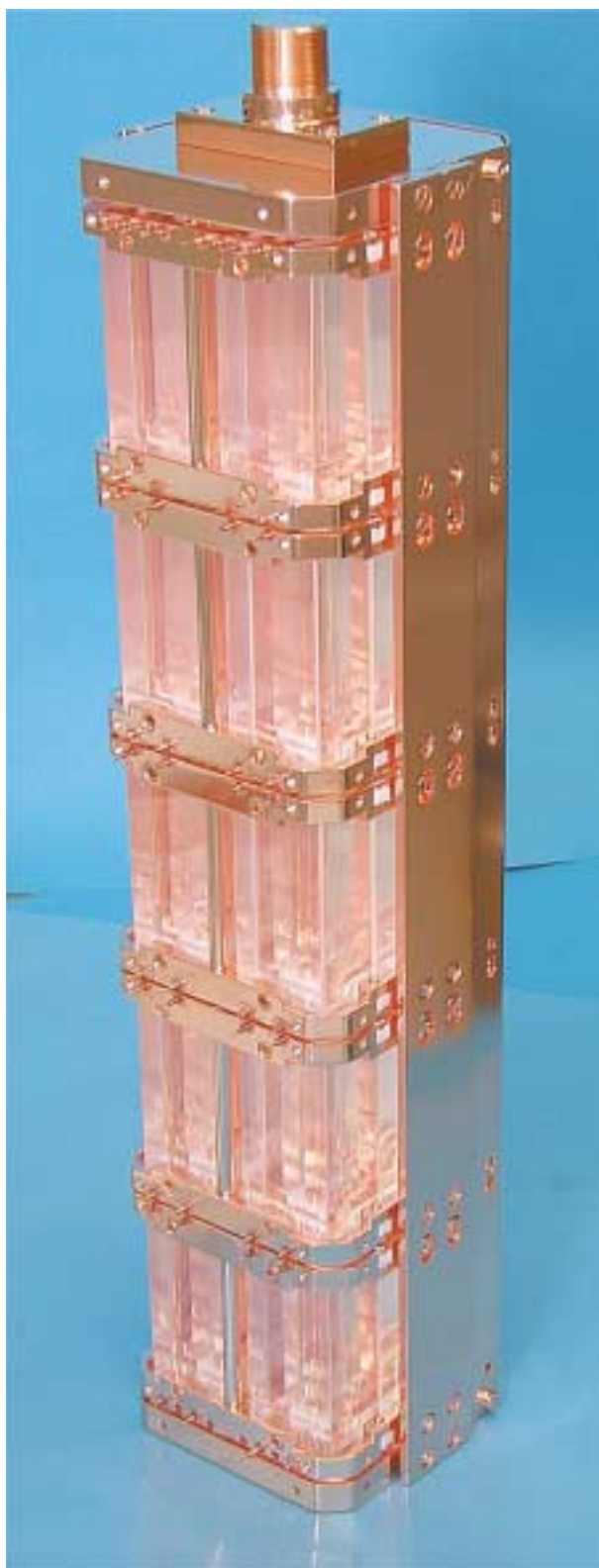
### L'esperimento CUORE

Per questi motivi, ci sono molte proposte volte a realizzare esperimenti sul doppio decadimento beta di nuova generazione. Per esempio, due progetti, detti

ci soffermeremo. Per studiare con alta sensibilità il doppio decadimento beta, una tecnica potente consiste nello sviluppare un rivelatore che includa nella sua composizione chimica il nucleo di interesse, in modo che esso sia anche la sorgente del fenomeno. Il rivelatore va poi operato per tempi lunghi (almeno dell'ordine di anni) in condizioni di basso fondo radioattivo e cosmico in un laboratorio sotterraneo. L'energia deposta dai due elettroni emessi nel decadimento (2), ben determinata e pari al valore dell'energia di transizione del processo, formerebbe un "picco" nello spettro di energia raccolto dal rivelatore e costituirebbe la "firma" inequivocabile del fenomeno.

Le sezioni di Milano ed i Laboratori del Gran Sasso dell'INFN collaborano da anni nello studio del doppio decadimento beta del  $^{130}\text{Te}$  (che ha una elevata abbondanza isotopica, circa il 30%, rendendo quindi non indispensabili le costose operazioni di arricchimento), effettuato tramite bolometri di  $\text{TeO}_2$  in forma cristallina. Un bolometro è un rivelatore nucleare funzionante a temperature ultrabasse che misura l'energia di una particella mediante l'innalzamento di temperatura da essa provo-

Fig. 5  
Una "torre" per  
cristalli bolometrici  
sviluppata per  
l'esperimento  
CUORICINO al  
Gran Sasso (altezza  
36 cm)



cato. L'esperimento finora eseguito, uno dei più sensibili al mondo, presenta una massa sensibile di 6,8 kg mantenuta ad una temperatura di appena 15 mK in un refrigeratore installato al Gran Sasso. CUORE rappresenta una grande estensione di questo esperimento, nel quadro di una vasta collaborazione internazionale, che unisce gruppi di Milano, Como, Firenze, Gran Sasso e Legnaro, anche istituti di Berkeley e South Carolina (USA), Leida (Olanda) e Saragozza (Spagna). CUORE conterà di 1000 bolometri di  $\text{TeO}_2$  per una massa totale di circa 800 kg, operanti a circa 10 mK. Test preliminari e studi sul fondo radioattivo mostrano che questo esperimento potrebbe spingere il limite su  $\langle M_{\nu} \rangle$  fino a 30 meV, consentendo di testare la struttura a gerarchia inversa delle masse.

È ora in corso al Gran Sasso la preparazione di una versione ridotta di CUORE, detta CUORICINO, consistente in circa 1/20 dell'esperimento finale, che permetterà di verificare la fattibilità dell'approccio e di portare il limite su  $\langle M_{\nu} \rangle$  fino a 300 meV. Se questo test dovesse dare risultati positivi, ci sono buone possibilità che CUORE venga realizzato, aprendo forse una nuova stagione di scoperte nella fisica del neutrino.

**Indirizzo www**

<http://www.crio.mi.infn.it/wig>