

Interazione dei neutrini con la materia

A billion neutrinos go swimming in heavy water: one gets wet

Michael Kamakana

Maria Benedetta Barbaro

Dipartimento di Fisica - Università di Torino

Omar Benhar

INFN e Dipartimento di Fisica - Università di Roma "La Sapienza"

Carlotta Giusti

Dipartimento di Fisica - Università degli Studi di Pavia

Le interazioni tra i neutrini e i nuclei atomici—che generano i segnali utilizzati per rivelare le oscillazioni dei neutrini—sono un esempio unico di come, in un processo di diffusione, i ruoli di sonda, bersaglio e rivelatore possano diventare intercambiabili.

Introduzione

I neutrini sono particelle straordinariamente elusive. Per dirla con Leon Lederman, si aggiudicano senza rivali il primo premio del concorso minimalista: hanno carica elettrica nulla e massa quasi nulla, e si lasciano coinvolgere solo dall'interazione debole responsabile del decadimento beta del neutrone (oltre che da quella gravitazionale, che è comunque trascurabile).

Nel 1934, Hans Bethe e Rudolf Peierls, basandosi su una stima della sua sezione d'urto ottenuta analizzando il decadimento beta inverso, conclusero perentoriamente che "non c'è alcun modo possibile di osservare un neutrino"[1]. Da parte sua, Wolfgang Pauli, che aveva ipotizzato l'esistenza del neutrino quattro anni prima, com-

mentò costernato: "Ho fatto una cosa terribile: ho postulato l'esistenza di una particella che non può essere rivelata".

In effetti, le sezioni d'urto associate alle interazioni deboli sono molto piccole, e quindi estremamente difficili da misurare. Il valore ottenuto da Bethe e Peierls, $\sigma \approx 10^{-44} \text{ cm}^2$, è circa venti ordini di grandezza minore delle sezioni d'urto tipiche delle interazioni forti tra protoni e neutroni. Utilizzando questa stima si trova un valore del cammino libero medio di un neutrino nell'acqua—cioè della distanza media che un neutrino può percorrere senza che si verifichino collisioni con le particelle del mezzo circostante—dell'ordine di dieci anni luce (un anno luce è pari a 9461 miliardi di km).

I neutrini possono essere osservati solo indirettamente, attraverso le interazioni tra le altre particelle prodotte nelle interazioni deboli e la materia di cui è fatto il rivelatore. Poiché queste interazioni si verificano in modo casuale, per aumentarne la frequenza sono necessari fasci di neutrini sufficientemente intensi e grandi quantità di materia: più neutrini, più materia, più interazioni, più eventi.

Questa strada è stata battuta con costanza e grande successo da Frederick Reines e Clyde Cowan [2], che utilizzarono come sorgente il reattore nucleare di Savannah River—capace di produrre un flusso di 10^{13} antineutrini per centimetro quadrato al secondo—e come rivelatore un apparato (rappresentato nella Fig. 1) costituito da tre serbatoi contenenti ciascuno 1200 litri di liquido scintillante alternati con due serbatoi riempiti con 400 litri d’acqua e 40 kg di cloruro di Cadmio. Il rivelatore era situato ad una distanza di 11 m dalla sorgente, ed interrato a una profondità di 12 m, per schermarlo dal fondo dovuto alla radiazione cosmica.

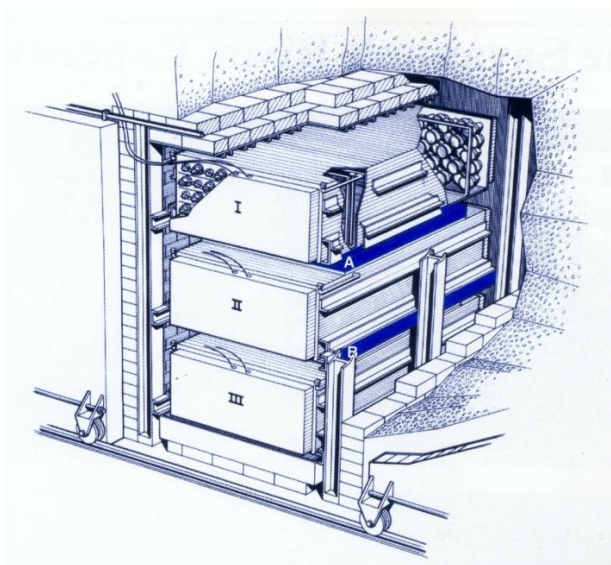
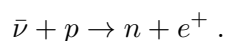


Figura 1: Rivelatore usato da Reines e Cowan per l’esperimento di Savannah River, che ha fornito la prima conferma sperimentale dell’esistenza dei neutrini. I serbatoi I, II e III contenevano liquido scintillante, mentre quelli indicati con A e B erano riempiti d’acqua e cloruro di Cadmio. Sulle facce esterne dei serbatoi I, II e III erano installati 90 tubi fotomoltiplicatori.

Gli antineutrini provenienti dal reattore potevano interagire con l’idrogeno dell’acqua tramite il decadimento beta inverso, cioè il processo



Il positrone prodotto si annichilava immediatamente con un elettrone atomico, dando luogo all’emissione di due fotoni che venivano rivelati da tubi fotomoltiplicatori, e circa 10 msec più tardi il neutrone veniva catturato da un nucleo di Cadmio, con conseguente emissione di un altro fotone.

Con il reattore in attività, Reines e Cowan rivelarono circa 3 eventi all’ora, una frequenza molto maggiore di quella degli eventi dovuti ai raggi cosmici. Il 14 giugno 1956 furono quindi in grado di comunicare a Pauli che il neutrino era stato finalmente osservato in modo definitivo.

Gli esperimenti moderni, il cui scopo principale è la determinazione delle proprietà del neutrino attraverso l’osservazione delle sue oscillazioni tra stati di diverso *sapore*, sono per lo più progettati seguendo uno schema concettualmente simile a quello utilizzato per l’esperimento di Savannah River. In molti casi, i segnali osservati vengono però prodotti attraverso meccanismi di reazione complessi, nei quali la struttura e la dinamica dei nuclei atomici dei materiali presenti nel rivelatore giocano un ruolo fondamentale. La misura di precisione delle grandezze fisiche rilevanti richiede quindi che tutti questi meccanismi, che contribuiscono a determinare la sezione d’urto neutrino-nucleo, siano ben compresi e descritti accuratamente.

Per riassumere, possiamo dire che la misura delle oscillazioni dei neutrini è basata sull’osservazione di processi di diffusione neutrino-nucleo nei quali il nucleo bersaglio funge da rivelatore, mentre il segnale osservato viene utilizzato per determinare le proprietà, largamente sconosciute, della sonda. Non va però dimenticato che lo stesso segnale può anche contenere informazioni preziose su aspetti ancora poco noti della dinamica nucleare, difficili o impossibili da studiare usando come sonde leptoni carichi o adroni.

L’osservazione delle oscillazioni dei neutrini

Secondo il Modello Standard dell’interazione elettrodebole, i neutrini hanno massa nulla ed esistono in tre diversi stati di *sapore*. Oltre al neutrino elettronico, sono stati infatti osservati neutrini emessi o assorbiti insieme agli altri due leptoni carichi, il muone ed il tau. I neutrini elettronici, muonici e tauonici, ν_e , ν_μ e ν_τ , partecipano a reazioni in cui compaiono esclusivamente i leptoni carichi corrispondenti. Quindi, nel Modello Standard, il numero leptonico associato a ciascun sapore è una grandezza conservata.

Grazie ai risultati di una serie di esperimenti effettuati negli ultimi due decenni, oggi sappiamo che la massa del neutrino è certamente diversa da zero, pur essendo molto minore del valore—dell'ordine di grandezza della massa dell'elettrone—suggerito da Pauli nella sua famosa lettera alle “Care Signore e Signori Radioattivi”.

Se i neutrini avessero massa nulla, gli stati di diverso sapore sarebbero degeneri. In questo caso, esisterebbe una base in cui l'hamiltoniana ed i numeri leptonici potrebbero essere diagonalizzati simultaneamente. In presenza di una massa diversa da zero, invece, gli stati che descrivono i neutrini di sapore assegnato differiscono dagli autostati della matrice di massa, e si verifica il fenomeno tipicamente quantistico del mescolamento. A sua volta, il mescolamento è all'origine delle oscillazioni dei neutrini, ipotizzate per primo da Bruno Pontecorvo già nel 1957, poco dopo la scoperta di Reines e Cowan.

Supponiamo che un'interazione debole dia luogo all'emissione di un neutrino di sapore α . Lo stato del neutrino è descritto da una combinazione degli autostati di massa ν_k ($k = 1, 2, 3$) secondo la

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha,k}^* |\nu_k\rangle,$$

dove U è la matrice unitaria che determina il mescolamento. Al momento in cui viene rivelato, il neutrino si troverà ancora in un autostato di sapore, che chiameremo β , ma poiché durante la propagazione dalla sorgente al rivelatore le fasi della funzione d'onda corrispondenti ai diversi autostati della massa evolvono nel tempo in maniera diversa, esiste una probabilità finita che il neutrino rivelato sia in uno stato di sapore diverso da quello del neutrino emesso, cioè che sia $\beta \neq \alpha$. Ad esempio, un neutrino elettronico, dopo aver percorso una distanza sufficientemente lunga, può essere osservato come neutrino muonico.

Nel caso semplice di due sapori la matrice U dipende da un solo parametro, l'angolo di mescolamento θ , e la relazione tra gli autostati del sapore e quelli della massa è

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha\rangle &= \cos\theta|\nu_1\rangle - \sin\theta|\nu_2\rangle \\ |\nu_\beta\rangle &= \sin\theta|\nu_1\rangle + \cos\theta|\nu_2\rangle. \end{aligned}$$

La probabilità che un neutrino prodotto in uno stato α con energia E_ν venga osservato nello stato β dopo aver percorso la distanza L si può scrivere nella forma

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.267 \Delta m^2 \frac{L}{E_\nu} \right),$$

dove $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$, e le m_i , E_ν e L sono espresse, rispettivamente, in eV, GeV e km. Si noti che θ e Δm^2 sono le proprietà intrinseche dei neutrini che si vogliono determinare con la misura, mentre E_ν ed L sono grandezze caratteristiche dell'apparato sperimentale. L'espressione di $P(\alpha \rightarrow \beta)$ mostra chiaramente che se i neutrini oscillano le loro masse sono diverse da zero, e viceversa.

Nel caso di tre sapori la descrizione della probabilità di oscillazione è analoga, ma più complessa. I parametri da determinare sono tre angoli di mescolamento, tre differenze tra i quadrati delle masse ed una fase.

Le oscillazioni dei neutrini hanno avuto molte verifiche sperimentali. Sul finire degli anni sessanta, l'esperimento Homestake [3] ha osservato un deficit di neutrini solari, rispetto alle previsioni del modello standard del Sole, la cui interpretazione in termini di oscillazioni è stata definitivamente confermata nel 2001 dalle misure effettuate al Sudbury Neutrino Observatory (SNO) [4]. Nel frattempo, le oscillazioni dei neutrini atmosferici erano state osservate per la prima volta dall'esperimento SuperKamiokande, nel 1998 [5].

Molti esperimenti recenti hanno utilizzato neutrini prodotti da sorgenti artificiali, cioè reattori nucleari [6, 7, 8, 9] o macchine acceleratrici, nelle quali i neutrini vengono prodotti dal decadimento in volo di pioni, ottenuti a loro volta dalle collisioni del fascio primario di protoni con un bersaglio [10, 11, 12, 13, 14, 15].

Negli esperimenti che utilizzano fasci di neutrini prodotti da acceleratori, la cui energia varia tra qualche centinaio di MeV a qualche decina di GeV, la distanza L tra la sorgente ed il rivelatore (*baseline*), scelta in modo da massimizzare la probabilità di oscillazione, è tipicamente dell'ordine delle centinaia di km. Gli esperimenti progettati con questi valori di L sono chiamati *long baseline*.

Le oscillazioni dei neutrini possono essere rivelate osservando, a distanza L dalla sorgente, una

diminuzione del numero di neutrini di un determinato sapore (esperimenti di “scomparsa”, o *disappearance*), oppure la presenza di neutrini di sapore diverso da quello del fascio originario (esperimenti di “comparsa”, o *appearance*).

Gli esperimenti in modalità *disappearance* richiedono elevata statistica e una conoscenza accurata delle proprietà del fascio di neutrini incidente, in particolare l'intensità e la distribuzione in energia, in quanto sia la probabilità di oscillazione che la sezione d'urto di interazione dipendono dall'energia del neutrino E_ν . In molti casi, poiché queste caratteristiche del fascio non sono note a priori con la precisione necessaria, vengono utilizzati due rivelatori, posti a distanza diversa dalla sorgente: uno vicino (*near detector*), che permette di effettuare misure usando il fascio originario, ed uno lontano (*far detector*), col quale le misure vengono ripetute dopo che i neutrini hanno percorso la distanza L . Negli esperimenti in modalità *appearance*, d'altra parte, non è richiesta una statistica elevata, ma è importante conoscere se e quanti neutrini di sapori diversi sono inizialmente presenti nel fascio.

Nelle misure effettuate in modalità *disappearance*, i parametri di oscillazione vengono determinati analizzando la dipendenza dall'energia della probabilità di oscillazione, che si ottiene facendo il rapporto tra il numero di eventi rivelati, rispettivamente, con il *far* e il *near* detector. Il risultato ottenuto dalla Collaborazione T2K applicando questa procedura è riportato nella Fig. 2, che illustra la relazione tra il segnale misurato ed i parametri che caratterizzano l'oscillazione.

I neutrini interagiscono con la materia del rivelatore mediante correnti cariche o neutre, trasferendo al bersaglio energia e impulso. Nell'interazione di corrente carica (CC), che avviene tramite lo scambio di un bosone W^\pm , il neutrino viene assorbito dalla particella di materia con cui interagisce—un nucleone legato all'interno di un nucleo atomico—e viene emesso il leptone carico associato. Il leptone carico presente nello stato finale è generalmente l'unica particella che viene rivelata. Nell'interazione di corrente neutra (NC), che avviene tramite lo scambio di un bosone Z^0 , il neutrino rimane neutrino, ed è quindi presente nello stato finale. In questo caso, quello che viene rivelato può essere il nucleo bersaglio che rincula o, se il nucleo si disintegra, i prodotti

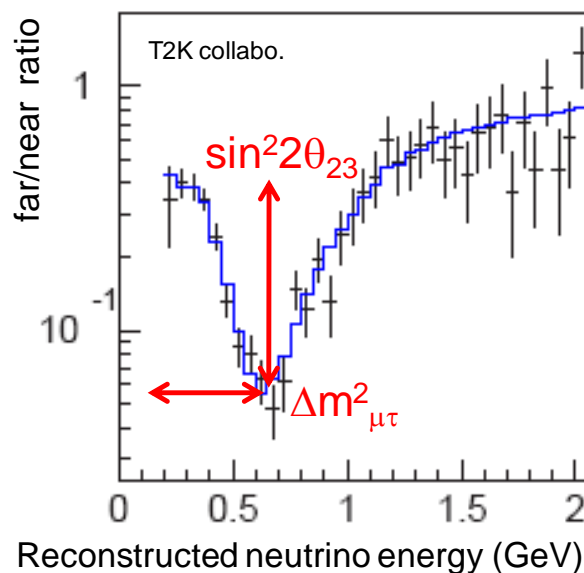


Figura 2: Andamento della probabilità di oscillazione osservata dalla Collaborazione T2K, in funzione dell'energia del neutrino ricostruita analizzando le particelle prodotte nell'interazione con il nucleo bersaglio.

della reazione.

Le interazioni CC sono più semplici da osservare, perché elettroni e muoni lasciano tracce facilmente visibili nei rivelatori. Inoltre l'identificazione del leptone carico prodotto permette di risalire al sapore del neutrino incidente. Per esempio, se si rivela un elettrone se ne deduce che il neutrino iniziale era di tipo elettronico. Inoltre, la produzione di un leptone carico richiede che sia disponibile una quantità di energia sufficiente da trasformare nella sua massa. Questo implica che per neutrini di energia molto bassa (neutrini solari o neutrini prodotti da reattori) le interazioni CC possono interessare esclusivamente neutrini di tipo elettronico. L'interazione NC, al contrario, non permette l'identificazione del sapore del neutrino iniziale.

La ricostruzione dell'energia del neutrino

Come abbiamo visto, gli esperimenti *long baseline*—che utilizzano fasci di neutrini prodotti da acceleratori—sono basati sull'osservazione della dipendenza della probabilità di oscillazione dall'energia del neutrino incidente, E_ν . Questa quantità non è però nota a priori, essendo distribuita secondo un flusso del tipo di quello

illustrato nella Fig. 3, che si riferisce all'esperimento MiniBooNE. Si vede chiaramente che neutrini con energie che differiscono di molte centinaia di MeV vengono prodotti con la stessa probabilità. Di conseguenza, il valore di E_ν deve essere ricostruito a partire dalle proprietà osservate delle particelle prodotte nell'interazione neutrino-nucleo.

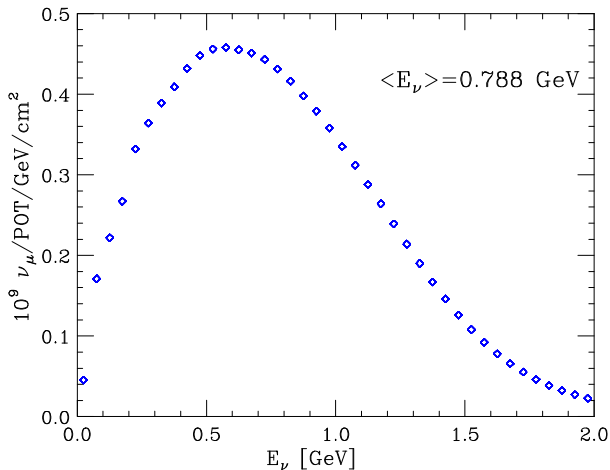


Figura 3: Dipendenza dall'energia del flusso di neutrini utilizzato dall'esperimento MiniBooNE.

Gli esperimenti che usano fasci di neutrini con energie piccate intorno a 600 – 800 MeV, come T2K e MiniBooNE, determinano il valore di E_ν dagli eventi prodotti da interazioni CC utilizzando le variabili cinematiche del leptone carico presente nello stato finale, cioè la sua energia cinetica e l'angolo di emissione, che vengono misurate in grandi rivelatori Cherenkov riempiti d'acqua o di olio minerale.

Questa tecnica, chiamata ricostruzione cinematica, è utilizzata principalmente per gli eventi *quasi elastici*—caratterizzati dall'assenza di pioni nello stato finale—che forniscono il contributo dominante alla sezione d'urto totale a energie relativamente basse. La sua applicabilità richiede però che sia verificata una ipotesi molto stringente sul meccanismo di reazione.

L'algoritmo di ricostruzione è basato sull'assunto che il neutrino interagisca con un singolo nucleone in quiete, la cui energia di legame all'interno del nucleo viene approssimata con una costante, ϵ . In questo caso, lo stato finale consiste di un leptone carico, un nucleone emesso dal nucleo bersaglio e un nucleo residuo in uno stato legato.

Esperimenti effettuati utilizzando fasci di elettroni hanno dimostrato chiaramente che meccanismi di reazione diversi dall'emissione di un singolo nucleone possono produrre eventi che, pur essendo identificati come quasi elastici dal punto di vista sperimentale, sono caratterizzati da stati finali più complessi. La ricostruzione accurata dell'energia del neutrino in eventi di questo tipo—che discuteremo più avanti—richiede ovviamente algoritmi più complessi, basati su modelli realistici della dinamica nucleare.

A energie maggiori di ~ 1 GeV il contributo dei processi inelastici—produzione di risonanze e diffusione profondamente inelastica—aumenta fino a diventare dominante. La determinazione dell'energia del neutrino in questo regime cinematico richiede la ricostruzione di eventi caratterizzati dalla presenza nello stato finale di molti adroni, sia nucleoni che mesoni. Questo tipo di analisi è possibile, almeno in linea di principio, utilizzando la tecnica calorimetrica.

I calorimetri sono rivelatori che permettono di misurare la cosiddetta *energia visibile*—cioè l'energia cinetica depositata dalle particelle presenti nello stato finale—associata ad ogni evento. Dispositivi di questo tipo sono già stati utilizzati dagli esperimenti MINOS [12], OPERA [14] e NO ν A [16], e avranno un ruolo fondamentale in esperimenti attualmente in fase di progettazione, come il Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) [17].

La tecnica calorimetrica è ovviamente basata sulla capacità di ricostruire correttamente lo stato finale, che dipende in primo luogo dalle caratteristiche e dalle prestazioni del rivelatore. Anche gli effetti nucleari sono però molto importanti, poiché possono essere all'origine di una quantità significativa di *energia mancante*, che rende problematica la ricostruzione di E_ν . Per esempio, se un pione prodotto al vertice primario di interazione è riassorbito all'interno del nucleo, la sua energia non viene depositata nel calorimetro, e contribuisce all'energia mancante.

In conclusione, indipendentemente dal metodo utilizzato per la ricostruzione, la determinazione dell'energia del neutrino—indispensabile per ottenere i parametri di oscillazione dall'analisi del segnale osservato—richiede che tutti i meccanismi di reazione attivi nell'interazione neutrino-nucleo siano descritti accuratamente.

Meccanismi di reazione

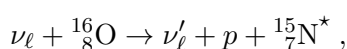
Benchè le interazioni dei neutrini con i nucleoni liberi siano piuttosto ben conosciute, la descrizione delle interazioni con i nuclei atomici presenta notevoli difficoltà. La complessità della dinamica delle interazioni forti, all'origine delle forze agenti tra i nucleoni, dà luogo ad una varietà di processi, che contribuiscono alla sezione d'urto neutrino-nucleo con un peso relativo dipendente, oltre che dall'energia del neutrino incidente, dalla cinematica del processo di diffusione.

Un ruolo determinante lo gioca l'impulso trasferito, q , che determina la risoluzione spaziale con cui la sonda "vede" il nucleo bersaglio, λ , attraverso la semplice relazione $\lambda \sim \pi/q$.

Per valori di λ dell'ordine del raggio nucleare, che nel caso dei materiali usati per i rivelatori è compreso nell'intervallo 2.5 – 5 fm, (1 fm = 10^{-13} cm, $1 \text{ fm}^{-1} = 197.3 \text{ MeV}$), l'interazione ha come risultato il rinculo del nucleo bersaglio, che, a seconda dell'energia trasferita, può restare nello stato fondamentale o essere eccitato ad uno stato dello spettro discreto.

A momenti trasferiti maggiori di $\sim 500 \text{ MeV}$, d'altra parte, λ diventa minore della distanza media che separa i nucleoni all'interno del nucleo. In questo regime cinematico l'interazione coinvolge per lo più un singolo nucleone che—almeno in prima approssimazione—riceve tutto l'impulso e l'energia trasferiti dalla sonda. È però importante ricordare che si tratta di un nucleone in moto e legato all'interno del nucleo, la cui risposta all'interazione debole è molto diversa da quella di un nucleone libero in quiete.

Se l'energia del neutrino è dell'ordine delle centinaia di MeV, nella maggior parte delle collisioni la frazione trasferita al nucleone non è sufficiente ad eccitarne i gradi di libertà interni né, a maggior ragione, a provocarne la frammentazione. In questo caso, il meccanismo dominante è la diffusione quasi elastica. Per esempio, nel caso di una interazione NC con il nucleo di ossigeno, illustrato schematicamente nella Fig. 4 la reazione rilevante è la



dove l'indice ℓ si riferisce al sapore leptonic, e ${}^{16}_8\text{O}$ denota il nucleo di ossigeno—composto da $Z = 8$ protoni e $A - Z = 8$ neutroni—nello stato

fondamentale. Nello stato finale sono presenti, oltre al neutrino, un protone emesso dal nucleo di ossigeno e il nucleo residuo, ${}^{15}_7\text{N}^*$, che può trovarsi nello stato fondamentale o in un qualsiasi altro stato legato. Quindi, come abbiamo anticipato nella sezione precedente, dal punto di vista sperimentale, i processi quasi elastici sono caratterizzati dall'assenza di pioni, che vengono prodotti principalmente nei decadimenti degli stati eccitati del nucleone.

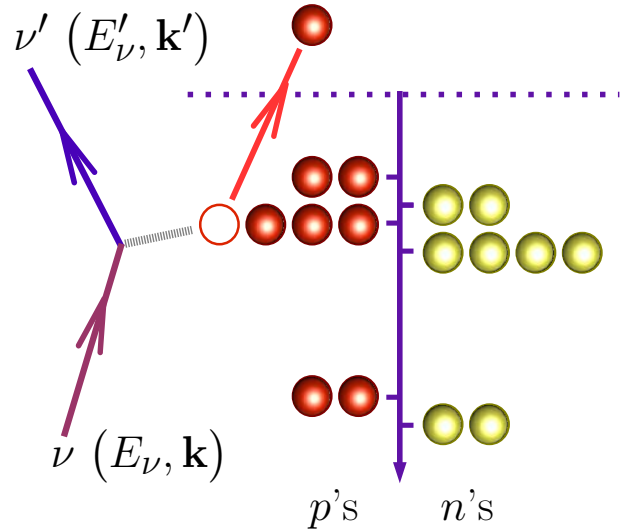


Figura 4: Rappresentazione schematica dell'interazione di corrente neutra tra un neutrino di quadrimpulso $k \equiv (E_\nu, \mathbf{k})$ ed un protone nel livello $1p_{3/2}$ dello stato fondamentale del nucleo di ossigeno. Nello stato finale del processo sono presenti, oltre al neutrino, un protone, emesso dal nucleo di ossigeno, ed un nucleo di azoto.

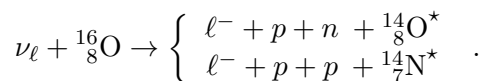
Il meccanismo illustrato nella Fig. 4 è basato sull'ipotesi che la dinamica nucleare possa essere descritta in termini di un *campo medio* che genera i livelli energetici occupati dai nucleoni. In questo schema, che è alla base del modello a shell nucleare, nello stato fondamentale protoni e neutroni occupano i livelli di energia più bassa—nel caso dell'ossigeno i livelli $1s_{1/2}$, $1p_{1/2}$ e $1p_{3/2}$ ¹—che costituiscono il *mare di Fermi*, e si comportano come un insieme di particelle indipendenti. L'implementazione più radicale di questo approccio è il modello a gas di Fermi, nel quale il nucleo è descritto come un gas degenere di nucleoni con un'energia di legame media ϵ .

¹Usiamo la notazione spettroscopica, secondo la quale gli stati con momento angolare orbitale, $L = 0$ e 1 sono indicati, rispettivamente, con le lettere s e p . L'indice in basso si riferisce all'autovalore del momento angolare totale, J .

A partire dagli anni sessanta, molti esperimenti di diffusione elettrone-nucleo hanno analizzato i limiti del modello a shell, rivelando deviazioni significative rispetto alle sue previsioni dovute alla presenza di forti correlazioni tra i nucleoni.

Le correlazioni si manifestano attraverso collisioni tra coppie di nucleoni nello stato fondamentale del nucleo, che hanno come conseguenza l'eccitazione di entrambe le particelle a stati dello spettro continuo al di fuori del mare di Fermi. La conseguente riduzione della probabilità di occupazione dei livelli energetici previsti dal modello a shell è stata confermata da esperimenti effettuati usando una grande varietà di nuclei bersaglio—dall'elio fino al piombo—e condizioni cinematiche diverse.

Se l'interazione con il neutrino coinvolge una delle particelle appartenenti alla coppia correlata, nello stato finale del processo sono presenti due nucleoni emessi dal nucleo bersaglio e un nucleo residuo di $A-2$ nucleoni. Per esempio, nel caso di interazione CC con l'ossigeno si possono verificare le reazioni



Poiché in molti esperimenti l'unica particella rivelata è il leptone carico, ℓ^- , dal punto di vista osservazionale questi processi sono indistinguibili dalla reazione in cui viene emesso un solo nucleone



e il loro contributo deve essere incluso nell'analisi dei dati. Nel caso in cui sono presenti due nucleoni nello stato finale la ricostruzione dell'energia del neutrino è però molto più complicata, e richiede un modello della dinamica nucleare che includa in modo esplicito l'effetto delle correlazioni tra i nucleoni.

Altri due meccanismi danno luogo a processi con emissione di due nucleoni: l'interazione nello stato finale tra il nucleone che ha assorbito il quadrimpulso trasferito dal neutrino e un nucleone "spettatore", e le interazioni nelle quali il quadrimpulso trasferito viene condiviso da due nucleoni. Un esempio di quest'ultimo tipo di reazione è il processo in cui l'interazione debole coinvolge un mesone scambiato tra due nucleoni

interagenti.

Notiamo infine che, anche nel regime cinematico in cui la diffusione quasielastica è dominante—per esempio, all'energie tipiche dell'esperimento MiniBooNE contribuisce per circa il 60% alla sezione d'urto totale—le reazioni in cui lo stato finale contiene almeno un pione rappresentano un fondo molto importante, la cui descrizione è fondamentale per la corretta interpretazione del segnale osservato.

Stato dell'arte e prospettive

Negli ultimi 10 anni, l'attività—sia teorica che sperimentale—dedicata allo studio delle sezioni d'urto neutrino-nucleo ha subito un notevole impulso, dovuto soprattutto alla crescente consapevolezza del ruolo giocato da queste grandezze nella misura dei parametri che caratterizzano le oscillazioni.

Gli esperimenti in corso ed in fase di costruzione hanno il duplice scopo di misurare la sezione d'urto dei neutrini e fare luce sui meccanismi legati alla dinamica delle interazioni forti e alla struttura del nucleo, molti dei quali ancora poco conosciuti, che la determinano.

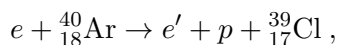
L'esperimento MINER ν A [18], già in fase di presa dati al Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL), nei pressi di Chicago, misurerà sezioni d'urto di neutrini ed antineutrini di energia $E_\nu \sim 3.5$ GeV, usando come rivelatore 5 tonnellate di scintillatore plastico e come bersagli nuclei di idrogeno, elio, carbonio, ossigeno, ferro e piombo.

L'esperimento MicroBooNE [19], in costruzione al FNAL, studierà la sezione d'urto nucleare di neutrini di energia $E_\nu \sim 1$ GeV utilizzando un rivelatore riempito con 170 tonnellate di argon liquido. Sempre al FNAL, le potenzialità di questo tipo di rivelatore sono state esplorate nell'ambito del progetto ArgoNeuT [20], che ha analizzato le interazioni di neutrini nell'intervallo di energia 100 MeV - 1 GeV .

Malgrado la statistica modesta, gli eventi rivelati dalla Collaborazione Argoneut hanno fornito un'evidenza molto convincente di processi con emissione di due nucleoni. Le informazioni estratte da queste misure sono un prezioso complemento a quelle ottenute dagli esperimenti di diffusione di elettroni. Il nucleo di argon, che

in un esperimento come DUNE avrà il ruolo di rivelatore, in questo caso ha svolto perfettamente il ruolo del bersaglio, la cui struttura e dinamica interna sono state analizzate usando il neutrino come sonda.

La tecnica di rivelazione basata sull'uso di argon liquido, proposta alla fine degli anni settanta ed implementata per la prima volta ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso nel rivelatore ICARUS [21], avrà un ruolo fondamentale negli esperimenti futuri. Preziose informazioni sul nucleo di argon saranno acquisite da un esperimento di diffusione di elettroni in programma alla Thomas Jefferson National Accelerator Facility, a Newport News, Virginia, nella prima metà del 2017 [22]. La misura della sezione d'urto del processo



in cui l'elettrone diffuso ed il protone emesso vengono rivelati in coincidenza, permetterà di determinare la distribuzione di impulso ed energia dei nucleoni nello stato fondamentale del nucleo bersaglio. La conoscenza di questa grandezza sarà un elemento essenziale per la ricostruzione dell'energia del neutrino negli eventi rivelati da DUNE.

Dal punto di vista teorico, ci sono stati progressi significativi nello sviluppo di modelli sempre più realistici della sezione d'urto neutrino-nucleo, nella maggior parte dei casi basati su approcci già utilizzati con successo per la descrizione delle sezioni d'urto di elettroni.

Il problema specifico più importante che si deve affrontare nel caso della diffusione di neutrini nasce dal fatto che l'energia del fascio non è ben definita, e la sezione d'urto misurata è in realtà la media su una distribuzione del tipo di quella illustrata nella Fig. 3. Di conseguenza, è impossibile conoscere con precisione l'energia trasferita al nucleo bersaglio, il cui valore, come abbiamo visto, è il fattore principale che determina il meccanismo di reazione. Per esempio, un evento quasi elastico di tipo CC—caratterizzato, oltre che dall'assenza di pioni nello stato finale, dai valori misurati dell'angolo di emissione e dell'energia cinetica del leptone carico—può corrispondere a energie trasferite diverse, e quindi a meccanismi di produzione diversi.

La sfida da vincere nei prossimi anni sarà la

definizione di uno schema capace di descrivere in modo *consistente* tutti i meccanismi di reazione attivi ad energie comprese tra qualche centinaio di MeV e qualche GeV. Inoltre, il formalismo utilizzato dovrà prestarsi ad essere implementato in modo *efficiente* nei programmi di simulazione utilizzati per l'analisi dei dati, molti dei quali sono ancora basati sul modello nuclear a gas di Fermi.



- [1] H. Bethe e R. Peierls, *Nature* **133**, 532 (1934).
- [2] C.L. Cowan Jr., F. Reines, F.B. Harrison, H.W. Kruse, e A.D. McGuire, *Science* **20**, 103 (1956).
- [3] R. Davis, D. Harmer e K.C. Hoffman, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1205 (1968).
- [4] Q. Ahmad *et al.* (SNO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **87**, 071301 (2001).
- [5] Y. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998).
- [6] K. Eguchi *et al.* (KamLAND Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **90**, 0211802 (2003).
- [7] Y. Abe *et al.* (Double Chooz Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **108**, 131801 (2012).
- [8] J. K. Ahn *et al.* (RENO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **108**, 191802 (2012).
- [9] F. P. An *et al.* (Daya Bay Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **108**, 171803 (2012).
- [10] P. Astier *et al.* (NOMAD Collaboration), *Phys. Lett. B* **570**, 19 (2003).
- [11] M. H. Ahn *et al.* (K2K Collaboration), *Phys. Rev. D* **74**, 072003 (2006).
- [12] D. G. Michael *et al.* (MINOS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **97**, 191801 (2006).
- [13] A. A. Aguilar-Arévalo *et al.* (MiniBooNE Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **102**, 101802 (2009).
- [14] N. Agafonova *et al.* (OPERA Collaboration), *Phys. Lett. B* **691**, 138 (2010).
- [15] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **659**, 106 (2011).
- [16] D. S. Ayres *et al.* (NO ν A Collaboration), Fermilab-Proposal-0929, arXiv:hep-ex/0503053; R.B. Patterson, *Nucl. Phys. B, Proc. Suppl.* **235**, 151 (2013).
- [17] C. Adams *et al.* (LBNE Collaboration), arXiv:1307.7335.
- [18] L. Fields *et al.* (MINER ν A Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **111**, 022501 (2013); G.A. Fiorentini *et al.* (MINER ν A Collaboration), *ibidem* **111**, 022502 (2013).
- [19] T. Katori (MicroBooNE Collaboration), in *Proceedings of the 7th International Workshop on Neutrino-Nucleus scattering in the Few GeV Region*, AIP Conf. Proc. **1405**, 250 (2011).

- [20] C. Anderson *et al.* (ArgoNeuT Collaboration) , Phys. Rev. Lett. **108**, 161802 (2012).
- [21] J.N. Bahcall, M. Baldo-Ceolin, D.B. Cline, and C. Rubbia, Phys. Lett. B **178**, 234 (1986).
- [22] A. Ankowski *et al.*, arXiv:1406.4080 [nucl-ex].



Maria Benedetta Barbaro: Professore associato di Fisica Teorica presso l'Università di Torino, dove tiene corsi di Meccanica Quantistica, Struttura della Materia e Teoria dei Sistemi Complessi alle Alte e Basse Temperature. È autrice di numerose pubblicazioni nel campo della fisica nucleare teorica e delle interazioni elettrodeboli nei nuclei.

Omar Benhar: Dirigente di ricerca dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, tiene il corso di Teorie di Gauge all'Università di Roma "La Sapienza". È autore di numerose pubblicazioni sulla teoria dei sistemi di molti corpi, le interazioni elettrodeboli dei nuclei e le proprietà delle stelle compatte.

Carlotta Giusti: Professore associato di Fisica Nucleare presso l'Università degli Studi di Pavia, dove tiene i corsi di Introduzione alla Fisica Nucleare e Fisica Nucleare. È autrice di numerose pubblicazioni nel campo della fisica nucleare teorica e delle interazioni elettrodeboli nei nuclei.

