

III. Rivelazione di neutrini di alta energia

I telescopi per neutrini di alta energia sono in realtà rivelatori dei leptoni (muoni ed elettroni) originati nelle interazioni di neutrini: ricostruendo la direzione di tali leptoni è possibile la sorgente astrofisica del neutrino.

In mezzi trasparenti, quali acqua e ghiaccio, le particelle cariche relativistiche producono radiazione Cherenkov che consente la loro rivelazione mediante appositi sensori ottici.

Una visione pittorica di un possibile rivelatore km^3 è illustrata in figura 3.1. Un tipico telescopio per neutrini è formato da numerose stringhe, o strutture meccaniche semirigide leggere, ciascuna equipaggiata con numerosi sensori ottici, ancorate in profondità. Lo strato di materia sovrastante il rivelatore riduce il fondo di muoni atmosferici assorbendone la componente meno energetica.

In Fig. xx è mostrata l'intensità verticale di muoni atmosferici in funzione della copertura di materia attorno al rivelatore, espressa in metri di acqua equivalente. In un apparato alla profondità prevista di NEMO, almeno 3000 metri, così come in MACRO (3200 mwe), il flusso dei muoni atmosferici che raggiunge l'apparato è ridotto, rispetto a quello misurabile a livello del mare, di un fattore 10^6 . In Fig. xxx è mostrata la distribuzione angolare dei muoni atmosferici (che raggiungono l'apparato ad esempio in MACRO o a livello del mare ?) confrontata con quella dei muoni indotti da neutrini atmosferici. La possibilità di individuare tra il fondo di muoni atmosferici eventi di neutrini (siano essi atmosferici o astrofisici) richiede l'osservazione di eventi che provengono dall'emisfero inferiore, "dal basso": l'unica particella nota che possa attraversare la Terra ed essere rivelata attraverso il prodotto delle sue interazioni è il neutrino. In alternativa i neutrini possono essere identificati se il loro vertice di interazione è all'interno dell'apparato e se il leptone prodotto (muone o elettrone) è riconosciuto e ricostruito nel volume sensibile del rivelatore. Tale possibilità è evidentemente limitata in energia dalle dimensioni stesse del volume strumentato. Infine la possibilità di ricostruire l'energia del leptone, derivando da questa l'energia del neutrino, può permettere di selezionare regioni di energia in cui il flusso previsto dei neutrini di origine astrofisica è molto superiore a quello dei muoni e dei neutrini atmosferici.

Sin dagli anni 60 {Markov}, furono proposti apparati di grande dimensione che utilizzassero l'emissione di luce Cherenkov per ricostruire i muoni indotti dai neutrini. Le grandi dimensioni richieste inducevano a pensare ad un radiatore naturale, di costo presumibilmente ragionevole. Negli anni 70, con il progetto DUMAND (ref DUMAND), si tentò la sperimentazione pratica a circa 4000m di profondità nell'oceano nei pressi delle Hawaii. L'estensione all'uso del ghiaccio come radiatore nacque successivamente con l'esperimento

AMANDA {AMANDA} oggi in misura nel ghiaccio del Polo Sud a circa 2000m di profondità.

La realizzazione di rivelatori di questo tipo richiede un dettagliato studio preparatorio atto a definire numerosi parametri fondamentali:

- la configurazione strutturale del rivelatore per ottenere una buona capacità di puntamento delle sorgenti astrofisiche ed una buona capacità di ricostruzione dell'energia del leptone;
- la scelta del sito, che deve essere profondo, avere ottime proprietà ottiche, bassa attività biologica e correnti sottomarine poco intense;
- un progetto ottimizzato dell'elettronica che consenta di ridurre i consumi e permetta la trasmissione a grande distanza ed il trattamento di enormi quantità di dati;
- un disegno meccanico che permetta un agevole e sicuro posizionamento dell'apparato e ne assicuri la stabilità e la resistenza su lunghi periodi.

E' ovvio che la soluzione ottimale dovrà rispondere ad un adeguato rapporto tra costi e prestazioni.

II.1 Principi di rivelazione

I neutrini possono attraversare anche l'intero Universo senza subire alcuna interazione. Quando raggiungono un oggetto più denso, come la Terra, cresce la probabilità di generare leptoni carichi attraverso processi di corrente carica:

$$\nu_l + N \rightarrow l + X \quad (III.1)$$

dove l è il sapore leptonico e ν può essere un neutrino od un antineutrino. Nei due casi la sezione d'urto del processo debole è differente ed è data dalle equazioni [PER87]:

$$\left(\frac{d^2s}{dx dy} \right)_n = G^2 \frac{s}{p} \left[q(x, Q^2) + (1-y)^2 \bar{q}(x, Q^2) \right] \frac{M_W^4}{(Q^2 + M_W^2)^2} \quad (III.2)$$

$$\left(\frac{d^2s}{dx dy} \right)_n = G^2 \frac{s}{p} \left[(1-y)^2 q(x, Q^2) + \bar{q}(x, Q^2) \right] \frac{M_W^4}{(Q^2 + M_W^2)^2} \quad (III.3)$$

dove $s = 2 \cdot M_N E_\nu$, G è la costante di Fermi (10^{-5} GeV^{-2}), M_W è la massa del bosone W ($M_W \sim 81 \text{ GeV}$), M_N è la massa del nucleone (1 GeV), Q l'impulso trasferito, q e $\bar{q}$ rappresentano le funzioni di distribuzione dell'impulso rispettivamente di quark ed antiquark nel nucleone, x e y sono le variabili che rappresentano rispettivamente la frazione del momento del nucleone trasportata dal quark interagente ed il parametro di in elasticità ($y = E_{\text{adroni}}/E_{\text{neutrino}}$).

Quando y è prossimo a zero, l'urto è considerato elastico. Ad energie $E_\nu > 10 \text{ GeV}$ la sezione d'urto di scattering inelastico (Deep Inelastic Scattering:DIS) è dominante [LIP85] e cresce linearmente con l'energia [SHAEWITZ].

Fino ad energie inferiori al TeV la sezione d'urto di DIS tra neutrino e nucleone vale [BOE92]:

$$s_{DIS}(nN) = 0.67 \cdot 10^{-38} E_n [\text{GeV}] \text{cm}^2 \quad (\text{III.4})$$

$$s_{DIS}(\bar{n}N) = 0.34 \cdot 10^{-38} E_n [\text{GeV}] \text{cm}^2. \quad (\text{III.5})$$

Ad energie maggiori di 5 TeV ($E_\nu \gg M_W^2/M_N$), il termine della sezione d'urto dovuto al propagatore limita la dipendenza da E_ν e la sezione d'urto cresce con $E^{0.4}$: per questo motivo ad energie superiori ai 10 TeV la Terra inizia a divenire opaca ai neutrini.

Parametro fondamentale per la neutrino-astronomia è l'angolo a cui emerge il leptone carico rispetto al neutrino che lo ha generato. Sperimentalmente si trova che esso diminuisce in funzione dell'energia come:

$$\langle J \rangle \sim \frac{1.5^\circ}{\sqrt{E_n [\text{TeV}]}}, \quad (\text{III.6})$$

In base ai flussi attesi di neutrini prodotti da sorgenti astrofisiche non si prevede, in assenza di oscillazioni, la possibilità di rivelare ν_τ . D'altra parte gli elettroni prodotti da ν_e hanno lunghezze di radiazione in acqua che ne limitano la propagazione e ne rendono difficoltosa la identificazione; la ricostruzione delle caratteristiche cinematiche degli elettroni è infatti possibile tenendo conto degli sviluppi topologici dello sciame elettromagnetico indotto e della distribuzione angolare dei fotoni Cherenkov prodotti al suo interno. Resta, quindi, come obiettivo primario di un telescopio sottomarino per neutrini la rivelazione e ricostruzione di tracce di muoni.

La perdita totale di energia dei muoni in acqua dipende da diversi processi: ionizzazione, bremsstrahlung, produzione di coppie, interazioni nucleari. Fino ad energie minori di 100 TeV, i contributi dei singoli processi sono ben conosciuti. Ai fini pratici della rivelazione particolare importanza riveste frazione di energia convertita in radiazione Cherenkov. Questa frazione è estremamente limitata ma permette la ricostruzione della traccia del muone: i fotoni prodotti sono emessi, nel laboratorio, a circa 42° rispetto all'asse di propagazione del muone.

La perdita di energia per ionizzazione è ben descritta dalla formula di Bethe [KNO92] ed è, in prima approssimazione, costante con l'energia. Durante il processo di ionizzazione, gli elettroni del mezzo posso essere diffusi. Gli elettroni così generati, raggi delta, producono un alone di luce Cherenkov diffusa attorno alla traccia principale.

La perdita di energia per processi radiativi cresce circa linearmente in funzione dell'energia e domina la funzione dE/dx ad energie superiori a 500 GeV [LOH85]. Processi stocastici e perdite radiative producono sciame elettromagnetici ed adronici in prossimità della traccia principale.

Una usuale parametrizzazione della perdita di energia differenziale del muone in acqua è data da:

$$-\frac{dE}{dx} \propto a + b \cdot E[\text{GeV}] \quad (\text{III.7})$$

con $a = 0.2 \text{ GeV/m}$ e $b = 4 \cdot 10^{-4} \text{ /m}$ [GAI97].

In accordo con questa parametrizzazione la lunghezza della traccia dei muoni in acqua è, ad energie inferiori a 10 TeV, pari a circa 4m/GeV. Ad energie superiori essa cresce logaritmicamente come mostrato in Figura xxxx.

In un apparato km^3 l'energia del muone può essere ricostruita con metodi differenti in base alla topologia dell'evento. In eventi di muoni contenuti, cioè generati ed arrestati all'interno del rivelatore, la lunghezza della traccia (il cosiddetto "range") fornisce una buona stima dell'energia. Se invece il muone attraversa il rivelatore senza che si possa determinare il vertice o il punto di arresto (ciò avviene per la maggior parte dei muoni di alta energia) l'energia può essere ricostruita dalle emissioni luminose prodotte dagli sciami elettromagnetici ed adronici generati lungo la traccia primaria. Il numero di fotoni Cherenkov prodotti è, infatti, una funzione del numero di particelle secondarie prodotte nell'evento: anch'esse, infatti, viaggiando in un acqua con velocità $v > c/n$ emettono radiazione Cherenkov. In presenza, tuttavia, di elevate frequenze di segnali casuali prodotti dal fondo ambientale, ad esempio il decadimento del ^{40}K , la determinazione della energia del muone basata sulla misura della luce totale emessa attorno alla sua traccia richiede particolare attenzione.

La direzione del muone è ricostruibile combinando l'informazione spaziale, ovvero la posizione dei fotomoltiplicatori (PMT) che hanno rivelato fotoni Cherenkov, con la sequenza temporale delle risposte dei singoli rivelatori. Le caratteristiche spazio-temporali della sequenza dei segnali Cherenkov sono definite dalle proprietà di propagazione della luce in acqua. Il tempo di arrivo dei fotoni Cherenkov su ogni PMT è dato, a partire da un tempo di riferimento t_0 , da:

$$t = t_0 + \left[\frac{L}{c} + \frac{2d}{c \cdot \sin(2\theta_{\text{Cherenkov}})} \right] \quad (\text{III.8})$$

come illustrato in figura xxxx. Il tempo t è il tempo d'arrivo del fotone sul PMT, d è la distanza minima tra la traccia e il PMT e θ_C è l'angolo Cherenkov in acqua di mare ($\sim 42^\circ$).

Una precisa ricostruzione della traccia del muone è però resa difficoltosa da numerosi fattori:

- la risoluzione temporale dei PMT e della elettronica di lettura;
- la indeterminazione sulla posizione relativa dei PMT in acqua;
- la diffusione dei fotoni in acqua;
- la presenza di segnali spuri causati di fondo ottico (^{40}K , bioluminescenza).

III.2 Rivelazione di segnali Cherenkov

La radiazione Cherenkov è emessa quando una particella carica si propaga entro un dielettrico con una velocità maggiore rispetto a quella della luce in quel mezzo. Ad esempio gli elettroni superano in acqua la soglia di emissione Cherenkov per $E_e > 0.264$ MeV ed i muoni per $E_\mu > 54.6$ MeV.

Una particelle carica che si propaga in un mezzo (detto radiatore) polarizza le molecole che incontra lungo il proprio cammino. Le molecole ritornano nello stato di minima energia emettendo radiazione. Quando la velocità della particella supera la soglia Cherenkov, i singoli processi di radiazione si sommano costruttivamente, generando un fronte d'onda che si propaga, rispetto alla direzione della traccia, con un angolo che dipende dall'indice di rifrazione del mezzo (e quindi dalla lunghezza d'onda della radiazione emessa).

L'energia rilasciata, per unità di percorso, per emissione Cherenkov è circa due ordini di grandezza inferiore a quanto la particella perde per ionizzazione, ed concentrata nello spettro di lunghezze d'onda che soddisfano la condizione $n(\lambda) > c/v_{\text{particella}}$. In acqua la condizione $n(\lambda) > 1$ è soddisfatta per un intervallo di frequenze che va dalle onde radio fino al vicino UV [JEL58]. Il numero di fotoni Cherenkov prodotti è funzione di λ^{-2} ed è quindi concentrato nella regione Blu-UV dello spettro elettromagnetico .

Nei telescopi per neutrini l'acqua funge da radiatore Cherenkov ed i fotoni sono rivelati da sensori ottici (PMT) protetti in apposite sfere di vetro resistenti alla pressione (vedi capitolo modulo ottico). Dunque bisogna tenere in considerazione le seguenti caratteristiche per aumentare le probabilità di rivelazione della radiazione Cherenkov:

- l'efficienza quantica dei fotomoltiplicatori in funzione della lunghezza d'onda
- le proprietà ottiche dell'acqua in funzione della lunghezza d'onda
- le proprietà ottiche del vetro e degli altri accoppiatori ottici tra l'acqua ed il fotocatodo del PMT.

L'efficienza quantica del PMT, definita come la probabilità di conversione fotone-elettrone, è ben nota (vedi figura). Per fotocatodi bialkali essa raggiunge il massimo (circa 0.25) nella regione spettrale della luce blu. Poiché il percorso del fotone, dal punto di generazione al PMT, può essere lungo parecchie decine di metri, anche le proprietà ottiche dell'acqua hanno un'importanza fondamentale. Queste proprietà non sono uguali per tutti i siti marini e mostrano spesso anche una dipendenza stagionale per uno stesso sito (citare Cap. VI).

In generale, alle profondità oceaniche cui lavorano i telescopi per neutrini (>3000m) l'indice di rifrazione, per la luce visibile, nell'acqua è circa 1.35 [KOURKUMELIS] e la lunghezza di assorbimento ha un massimo per la luce blu pari a circa 70m, e si riduce a pochi metri per la luce rossa e UV (figura 3.3 [SMI81]).

Il vetro delle sfere di alloggiamento dei PMT è trasparente per lunghezze d'onda superiori a 350nm.

Per tutti questi motivi la parte osservabile dello spettro Cherenkov per i telescopi Cherenkov sottomarini è la regione blu-verde dello spettro visibile. Il numero dei fotoni emessi direttamente da un muone in acqua, nella regione utile dello spettro, è ~ 200 per cm (pari a ~ 400 eV, un'energia ~ 5000 minore dell'energia persa in un cm d'acqua per ionizzazione). Il segnale complessivo che raggiunge i PMT contiene, oltre a questi fotoni, quelli prodotti da elettroni associati alla traccia (delta rays, sciami da bremsstrahlung).

La luce Cherenkov viene rivelata da fototubi posizionati distanziati tra loro a formare un reticolo. La distribuzione dei PMT, la loro distanza mutua ed orientazione è scelta in base al segnale fisico che si vuole osservare. Ad esempio la spaziatura dei fototubi è fortemente dipendente dalla regione di energia di interesse. Se la particella è molto energetica percorre grandi distanze in acqua e quindi la sua rivelazione è possibile con fototubi molto spazati fra di loro: con un numero definito di PMT si possono quindi ricoprire volumi molto estesi.

La trasmissione della luce in acqua è caratterizzata da processi di assorbimento e di diffusione, comunemente parametrizzati attraverso la lunghezza di assorbimento λ_a e quella di scattering λ_b . I fotoni diffusi mostrano una distribuzione angolare fortemente collimata in avanti con un angolo medio di scattering, funzione del sito sottomarino, corrispondente a $\langle \cos \theta \rangle \sim 0.95$: ciò comporta che la gran parte dei fotoni diffusi raggiunge lo stesso PMT (se di grande area) illuminato dai fotoni non diffusi. Per rappresentare le proprietà di trasporto della luce in presenza di scattering si introduce la lunghezza di diffusione efficace:

$$l_b^{eff} = \frac{l_b}{1 - \langle \cos \theta \rangle}$$

Tipicamente in mare a grandi profondità $\lambda_a \sim 60\div 70$ m, mentre $l_b^{eff} > 100$ m. L'assorbimento riduce l'intensità del segnale luminoso che giunge sui PMT, lo scattering deteriora la ricostruzione delle tracce a causa del ritardo temporale, casuale, introdotto dal processo di diffusione.

Gli apparati sottomarini consentono, grazie ai valori elevati delle lunghezze di assorbimento e scattering, di ricostruire con precisione molto elevata (migliore di quella raggiunta da AMANDA nel ghiaccio dove $l_b^{eff} \sim 25$ m) le tracce dei muoni. Ad alta energia l'angolo medio tra muone e neutrino è molto piccolo quindi la risoluzione nella ricostruzione della direzione di provenienza del neutrino è migliore di $\sim 0.5^\circ$ per $E_\nu > 1$ TeV.

La ricostruzione dell'energia di muoni con $E_\mu > 500$ GeV si basa sul fatto che le perdite di energia stocastiche, dovute a bremsstrahlung, produzione di coppie e interazioni fotonucleari, diventano importanti rispetto alle perdite di energia per ionizzazione e quindi la perdita di energia è $dE/dx \propto E_\mu$. Grazie a questa dipendenza è possibile una ricostruzione di energia attraverso la misura di carica sui fototubi.