

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI ROMA "LA SAPIENZA"



Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Stima di flussi di neutrini di alta energia, da sorgenti astrofisiche extragalattiche, misurabili con il telescopio Cherenkov sottomarino ANTARES.

Tesi di Laurea Specialistica in Astronomia ed Astrofisica
Anno Accademico 2009/2010

RELATORI:

Prof. Antonio Capone
Dott. Fabrizio Lucarelli

LAUREANDO:

Marco Innocenti

**A mio padre, mia madre, mia sorella,
e a tutto il resto della mia famiglia,
per avermi aiutato a diventare
quello che sono.**

INDICE

INTRODUZIONE	6
1. I RAGGI COSMICI	12
<u>1.1 COMPOSIZIONE</u>	15
<u>1.2 SCIAMI ATMOSFERICI</u>	18
<u>1.3 IL SEGNALE DA RIVELARE: I NEUTRINI</u>	19
<u>1.4 INTERAZIONI DI NEUTRINO</u>	20
<u>1.4.1 BASSE ENERGIE</u>	20
<u>1.4.2 ALTE ENERGIE</u>	22
<u>1.5 FONTI DI “RUMORE”</u>	22
2. ACCELERAZIONE DEI RC E PRODUZIONE DI NEUTRINI.....	24
<u>2.1 ACCELERAZIONE DEI RAGGI COSMICI</u>	24
<u>2.2 PRODUZIONE DI RAGGI GAMMA E DI NEUTRINI DI ALTISSIMA ENERGIA</u>	27
<u>2.2.1 MECCANISMI ELETTROMAGNETICI</u>	27
<u>2.2.2 MECCANISMI ADRONICI: BEAM DUMP ASTROFISICO E PRODUZIONE DI NEUTRINI</u>	28
<u>2.3 PROBABILI SORGENTI PER L’EMISSIONE DI NEUTRINI</u>	29
3. L’ESPERIMENTO ANTARES	34

<u>3.1 INTERAZIONI DI DIFFERENTI TIPI DI NEUTRINI IN ANTARES</u>	36
<u>3.2 EMISSIONE DI LUCE CHERENKOV</u>	38
<u>3.3 SISTEMA DI ACQUISIZIONE E ANALISI DEI DATI</u>	40
<u>3.3.1 SELEZIONE DEI DATI A TERRA</u>	42
<u>3.3.2 RICOSTRUZIONE DELLA TRACCIA</u>	43
<u>3.4 SLOW CONTROL</u>	45
<u>3.5 CALIBRAZIONE</u>	45
<u>3.6 BIOLUMINESCENZA</u>	45
<u>3.7 AREA EFFICACE PER L' ESPERIMENTO ANTARES</u>	47
<u>3.8 RISPOSTA ANGOLARE E RISOLUZIONE ANGOLARE</u>	52
<u>3.9 RISOLUZIONE IN ENERGIA DELL'ESPERIMENTO ANTARES</u>	55
<u>3.10 CALCOLO DELLA VISIBILITA' DI UNA SORGENTE</u>	56
4. NUCLEI GALATTICI ATTIVI: AGN	58
<u>4.1 CLASSIFICAZIONE DEGLI AGN</u>	58
<u>4.1.1 AGN RADIO INTENSI</u>	61
<u>4.1.2 AGN RADIO QUIETI</u>	65
<u>4.2 SORGENTI CANDIDATE</u>	67
<u>4.3.1 LA FOTO-PRODUZIONE DI MESONI π</u>	71
<u>4.3.2 DECADIMENTO DEL MESONE π^+ E SPETTRO DEI ν_{μ}</u>	75
<u>4.3.3 RELAZIONE TRA FLUSSO DI FOTONI E FLUSSO DI NEUTRINI</u>	77

5. STIMA DEI FLUSSI DI NEUTRINI E DEGLI EVENTI ASPETTATI

PER ANTARES 82

5.1 PASSAGGIO DAL FLUSSO DI γ OSSERVATO A TERRA AL FLUSSO DI γ EMESSO DALLA

SORGENTE83

5.2 TASSO DI EVENTI DI NEUTRINI.....87

5.3 TASSO DI EVENTI DI BACKGROUND90

5.4 MIGLIOR ENERGIA LIMITE E MIGLIOR FINESTRA ANGOLARE PER IL RILEVAMENTO DEI

γ93

5.5 PROSPETTIVE FUTURE.....97

CONCLUSIONI 102

APPENDICE 1 104

APPENDICE 2 115

RINGRAZIAMENTI 118

BIBLIOGRAFIA 120

ELENCO DELLE FIGURE..... 124

INTRODUZIONE

Era il 23 febbraio 1987 ed erano le 02.58 (Tempo Universale), quando l'esperimento Liquid Scintillator Detector, in funzione nel tunnel del Monte Bianco e realizzato dall'allora Istituto di Cosmogeofisica del Cnr, oggi Istituto di Fisica dello Spazio Interplanetario dell'Inaf di Torino, in collaborazione con l'Istituto di Ricerche Nucleari dell'Accademia delle Scienze dell'allora Unione Sovietica, rivelava per la prima volta un segnale neutrino da collasso stellare.

Da quel collasso nasceva la Supernova SN Shelton 1987 (SN1987A) situata nella Grande Nube di Magellano (Figura 0.1) e osservata anche dai telescopi dell'European Southern Observatory, ESO, in Cile, da Kamiokande-II in Giappone, da IMB negli USA. Quel giorno per la scienza si è aperta una nuova era, quella che ha dato vita alla moderna astronomia neutrino sperimentale, che ha spinto la mente umana al di là del Sistema solare ed ha confermato l'importanza dei rivelatori di neutrini per l'osservazione dei cataclismi cosmici originati dal collasso gravitazionale di una stella gigante.

L'astronomia convenzionale studia fotoni con lunghezze d'onda che vanno dai 10^4 cm delle onde radio ai 10^{-14} cm dei raggi gamma. In termini di energia si va da frazioni di eV ai GeV, e ultimamente anche ai TeV.

La nuova astronomia rende infatti possibile un'ulteriore estensione dei nostri poteri "visivi" ad energie maggiori di 10 GeV.

Oltre che tradizionali oggetti dell'astronomia, i raggi gamma, i neutrini, le onde gravitazionali e i protoni di altissima energia sono veri e propri portatori di informazioni astronomiche dell'Universo; infatti lo sviluppo di nuovi strumenti di osservazione dello spazio rende possibile la scoperta di fenomeni sconosciuti, e non solo la conferma di ciò che è già noto.

Ma quali sono le reali forti motivazioni per fare astronomia con i neutrini e/o i raggi cosmici di altissima energia, nonostante le sfide tecnologiche che ciò comporta?

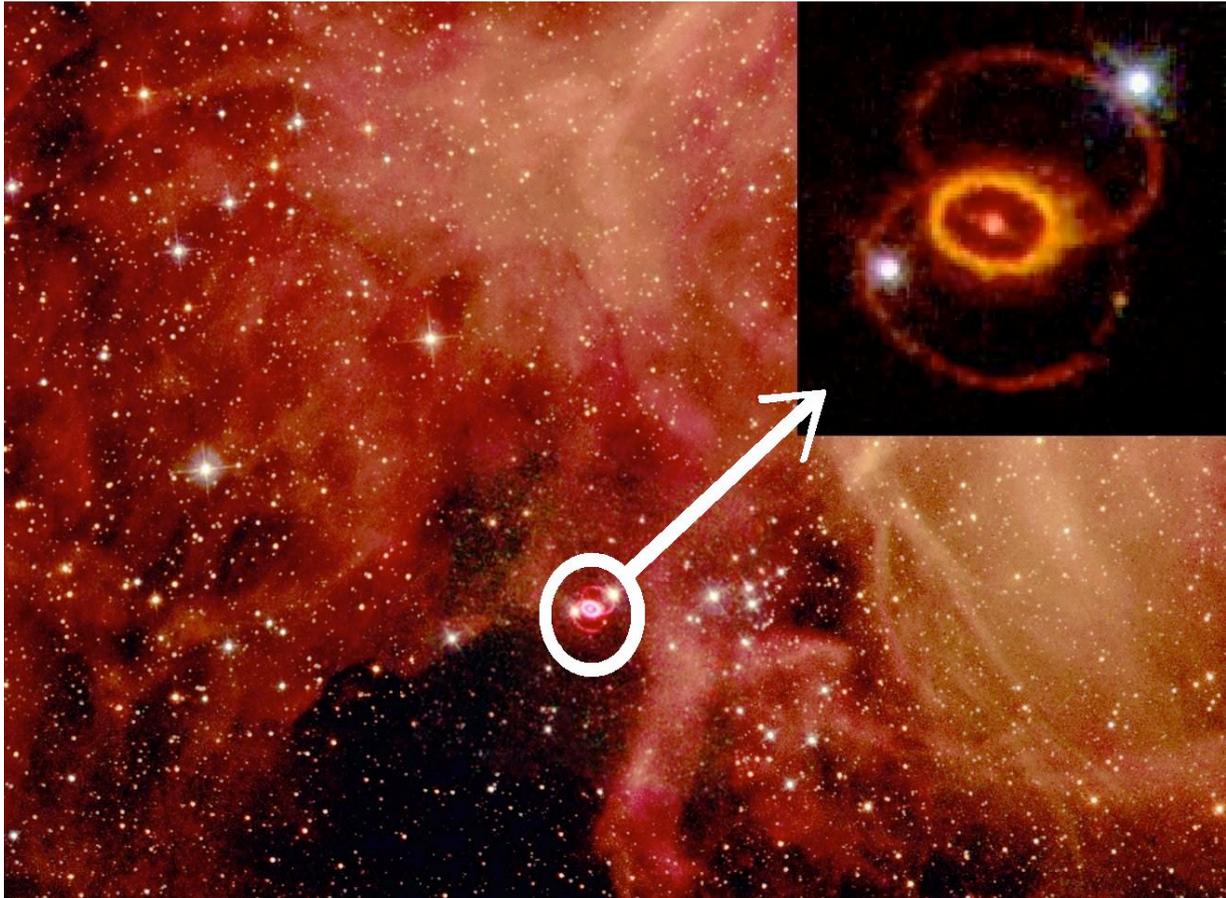


Figura 0.1: Resto della Supernova SN1987A in seguito alla sua deflagrazione.

Un motivo, forse il principale, è che l'Universo non è trasparente ai fotoni con energie dell'ordine del TeV o superiori.

In generale infatti i fotoni molto energetici sono assorbiti a causa della produzione di coppie elettrone-positrone sui fotoni di fondo, che si trovano a $T \approx 2.7 \text{ °K}$ e che costituiscono la radiazione di fondo cosmico a microonde (CMB, Cosmic Microwave Background) [1].

L'energia di soglia per il processo $\gamma + \gamma_{CMB} \rightarrow e^+ + e^-$ si ricava dall'equazione

$$4E\varepsilon \approx (2m_e)^2 \quad (0.1)$$

dove E ed ε sono, rispettivamente, l'energia del fotone incidente e quella del fotone del CMB.

Questo significa che su un fondo di microonde ($\langle \varepsilon \rangle \approx 10^{-4} \text{ eV}$) i fotoni con $E \approx 1 \text{ PeV}$ sono assorbiti, mentre i fotoni di 1 EeV sono assorbiti dalle onde radio.

Solamente i neutrini possono raggiungerci dall'estremo Universo senza subire attenuazione.

Essi sono particelle stabili, e pertanto sono i candidati più naturali per ottenere informazioni (alle altissime energie) dalle regioni più lontane dell'Universo (Figura 0.2).

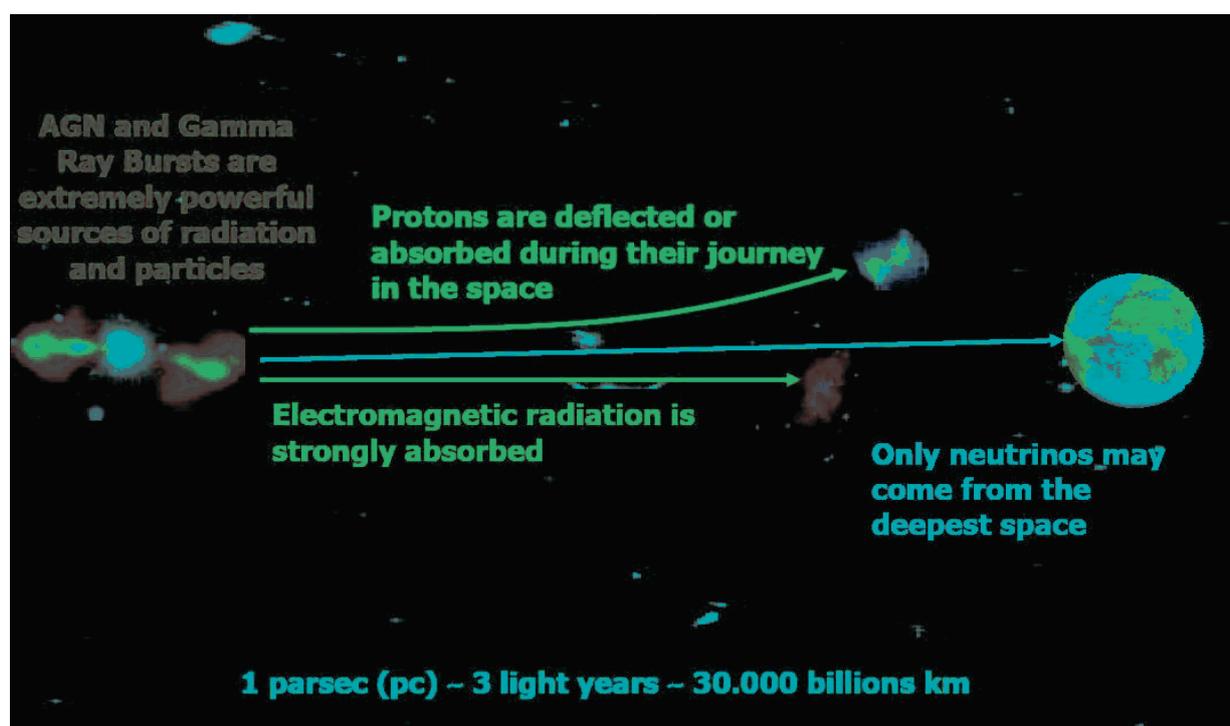


Figura 0.2: Motivazioni per l'astronomia dei neutrini: i neutrini sono le uniche particelle a raggiungerci senza subire attenuazioni né deviazioni [2].

La piccolissima sezione d'urto per interazione con la materia costituisce il maggior pregio di tali particelle: esse infatti possono attraversare regioni piuttosto dense senza essere assorbite o deviate significativamente. D'altra parte, proprio la sezione d'urto così piccola è il maggior problema che i costruttori dei telescopi per neutrini devono affrontare: infatti, la rivelazione di un neutrino comporta che questo abbia interagito con la materia, quindi i detector di neutrini necessitano di enormi volumi di materia (si sceglie, in genere, l'acqua) per consentire l'interazione.

Fino ad ora sono stati osservati solamente neutrini extra-terrestri con energie dell'ordine del MeV (provenienti dal Sole e dalla SuperNova SN1987A), neutrini atmosferici fino a centinaia di GeV e neutrini prodotti negli acceleratori.

Tuttavia, l'osservazione di neutrini astrofisici con energie dell'ordine dei GeV, TeV, e anche maggiori, suscita sempre maggiore interesse.

L'astronomia con neutrini può essere complementare all'astronomia gamma, in particolar modo nel campo dell'osservazione di sorgenti puntiformi, che non sono state ancora trovate sperimentalmente nel canale dei neutrini, a tali energie.

Da una parte, infatti, i neutrini non subiscono interazioni significative (assorbimento, deviazione) nella propagazione dalla sorgente verso la Terra e, soprattutto, non essendo riprocessati nella sorgente (come può avvenire per i fotoni molto energetici), permettono di sondare anche le parti più centrali (più dense) della sorgente stessa.

D'altra parte, dal momento che la sezione d'urto per interazione con la materia cresce al crescere dell'energia del neutrino, sono maggiori le possibilità di costruire rivelatori efficienti e con risoluzioni angolari adeguate alla scoperta di sorgenti puntiformi.

La nascita dei primi telescopi per neutrini (BAIKAL, AMANDA, ICECUBE, ANTARES) ha aperto una nuova finestra per l'astronomia.

Sebbene tali strumenti abbiano anche applicazioni multidisciplinari (studi di biologia marina e oceanografici, studi geologici...), la motivazione fisica della ricerca di sorgenti extra-terrestri di neutrini è quella che rende conto più direttamente delle enormi dimensioni e degli ingenti costi degli apparati sperimentali.

Inoltre, l'identificazione nel canale dei neutrini di sorgenti già osservate nei γ consentirebbe di capire la reale natura dei meccanismi di produzione: infatti mentre l'emissione di fotoni è caratteristica di processi sia leptonici che adronici, l'emissione di neutrini è, secondo i modelli, una segnatura della presenza di processi adronici.

Pertanto, l'osservazione di emissioni di fotoni e neutrini da una stessa sorgente sarebbe una segnatura inequivocabile dell'origine adronica di queste particelle.

Se gli esperimenti attualmente in corso avranno successo, sarà forse possibile avere una mappa del cielo costruita mediante l'osservazione dei neutrini e su questa mappa potrebbero comparire sorgenti mai osservate nell'astronomia tradizionale, che perciò costituirebbero una scoperta di eccezionale portata dal punto di vista della conoscenza umana dell'Universo.

In questo lavoro di tesi si analizzeranno le sorgenti astrofisiche extragalattiche di cui si conoscono emissioni di raggi gamma di alta energia e che sono, dunque, probabili candidate all'emissione di flussi di neutrini di alta energia.

Saranno prese in considerazione le sorgenti visibili dal rivelatore Cherenkov sottomarino ANTARES, localizzato nel Mar Mediterraneo a 2400 m di profondità, che presenta un'area efficace approssimativamente pari a 0.1 Km^2 .

L'elaborato è diviso in 5 capitoli.

Nel primo capitolo si descrivono lo spettro e la composizione dei raggi cosmici e la loro interazione con l'atmosfera (con la produzione degli sciami di particelle).

Nel secondo capitolo si analizzano i possibili meccanismi di accelerazione delle particelle e i meccanismi di emissione di fotoni e neutrini; si descrivono poi le sorgenti da cui provengono i raggi gamma di altissima energia e che possono essere anche sorgenti di neutrini.

Il terzo capitolo è incentrato sulla descrizione dell'esperimento ANTARES: tecniche, metodologie, principi di rivelazione, oltre al posizionamento e alle caratteristiche strutturali.

Nel quarto capitolo si approfondisce la struttura delle sorgenti prese in esame (i nuclei galattici attivi ed in particolare i blazar), si presentano le sorgenti analizzate e si mostrano i processi che portano alla produzione di flussi di fotoni e di neutrini dagli AGN, evidenziando la relazione che lega questi due flussi (alla sorgente).

Nel quinto capitolo si stimano i flussi di neutrini aspettati, a partire dai flussi osservati di fotoni di energie dell'ordine del TeV, si analizzano i dati raccolti e si calcolano gli eventi aspettati, di segnale e di fondo, per il rivelatore ANTARES, la miglior energia di soglia per il rapporto segnale / rumore e la grandezza della finestra angolare che ottimizza tale rapporto; infine, si confrontano i risultati attuali con quelli aspettati dai rivelatori del futuro, come KM3Net, un rivelatore con un'area efficace di alcuni km^2 .

Il lavoro di tesi è portato a termine con le "conclusioni", ovvero una discussione dei risultati ottenuti e di quelli che si prospettano per il futuro.

CAPITOLO 1

I RAGGI COSMICI

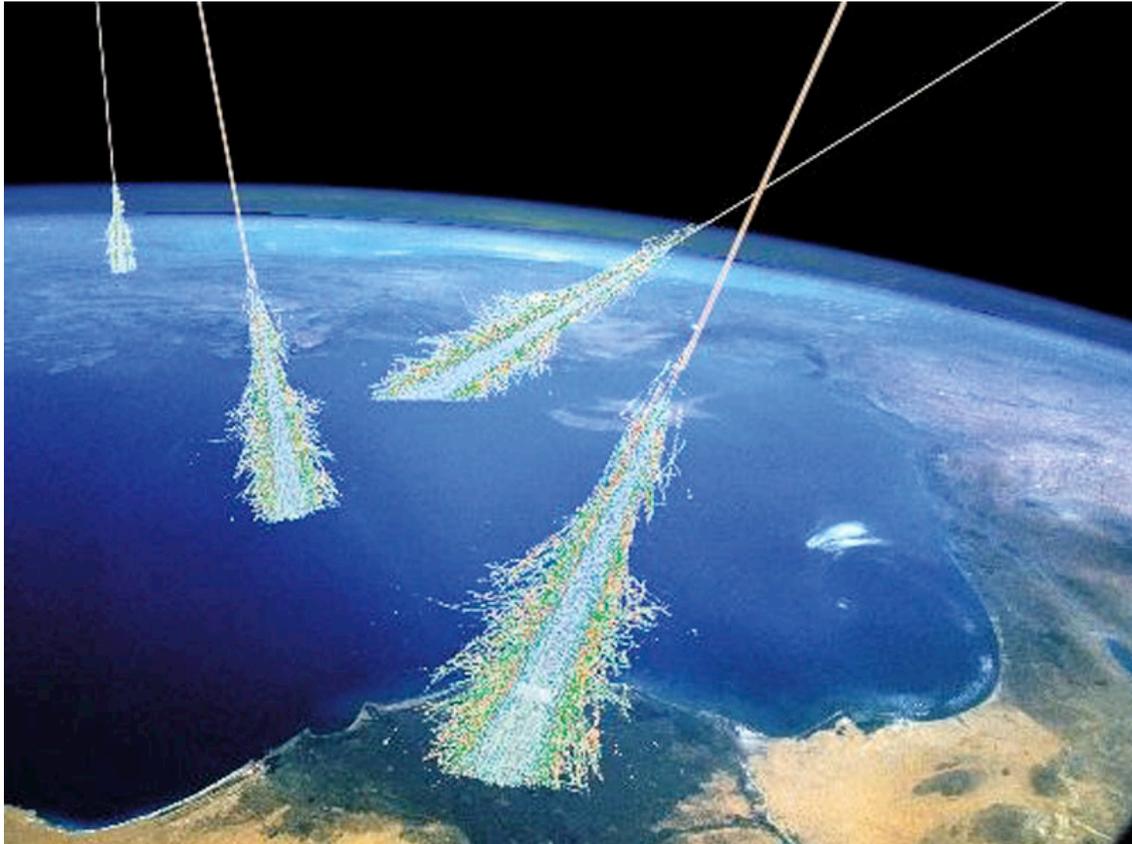


Figura 1.1: Raggi cosmici e sciame derivanti dalla loro interazione con l'atmosfera.

Nei primi anni del 1900 a seguito di misure effettuate per rivelare il tasso di ionizzazione dell'aria, si scoprì che tale fenomeno non era esclusivamente dovuto alla radioattività ambientale. Effettuando alcune misurazioni con palloni aerostatici si fece strada l'ipotesi che vi fosse una radiazione di origine non terrestre e grazie agli esperimenti compiuti da Victor Hess, Pierre Auger e Roland Maze si intuì, e poi confermò, la presenza di una radiazione estremamente energetica che penetra l'atmosfera e, interagendo, provoca la ionizzazione dell'aria così come essa viene osservata.

Nell'interazione dei raggi cosmici di alta energia con l'atmosfera vengono prodotti sciame di particelle secondarie, chiamati Extensive Air Shower (EAS).

I Raggi Cosmici (CR, Cosmic Rays) sono in gran parte particelle e nuclei atomici di alta energia che raggiungono la Terra in modo isotropo. Il loro spettro energetico (Figura 1.2) si estende su diversi ordini di grandezza con energie fin oltre i 10^{20} eV, e il flusso differenziale può essere descritto dalla legge di potenza [3]:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

dove γ è l'indice spettrale e assume i seguenti valori:

- $\gamma \approx 2.7$ fino intorno a $3 \cdot 10^{15}$ eV di energia;
- $\gamma \approx 3$ tra $3 \cdot 10^{15}$ eV e $3 \cdot 10^{18}$ eV;
- $\gamma \approx 2.6 \div 2.7$ per energie superiori ai $3 \cdot 10^{18}$ eV.

La zona in cui il valore dell'indice spettrale cambia da circa 2.7 a circa 3.0 prende il nome di "ginocchio" dello spettro, mentre la zona in cui γ torna poi approssimativamente a $2.6 \div 2.7$ viene detta "caviglia".

A causa del suo andamento a legge di potenza, il flusso si riduce notevolmente, fino ad arrivare a 1 particella per km^2 al secolo per energie maggiori di 10^{20} eV.

Per avere quindi un'adeguata statistica di eventi con energie così alte e per facilitarne l'osservazione, è necessario installare a terra esperimenti con estensioni molto grandi che sfruttano lo sviluppo degli EAS in aria per determinare le informazioni sui raggi cosmici primari. Per energie al di sotto dei 10^{14} eV il flusso dei raggi cosmici primari è elevato ed è perciò possibile effettuare misure dirette mediante palloni aerostatici e satelliti.

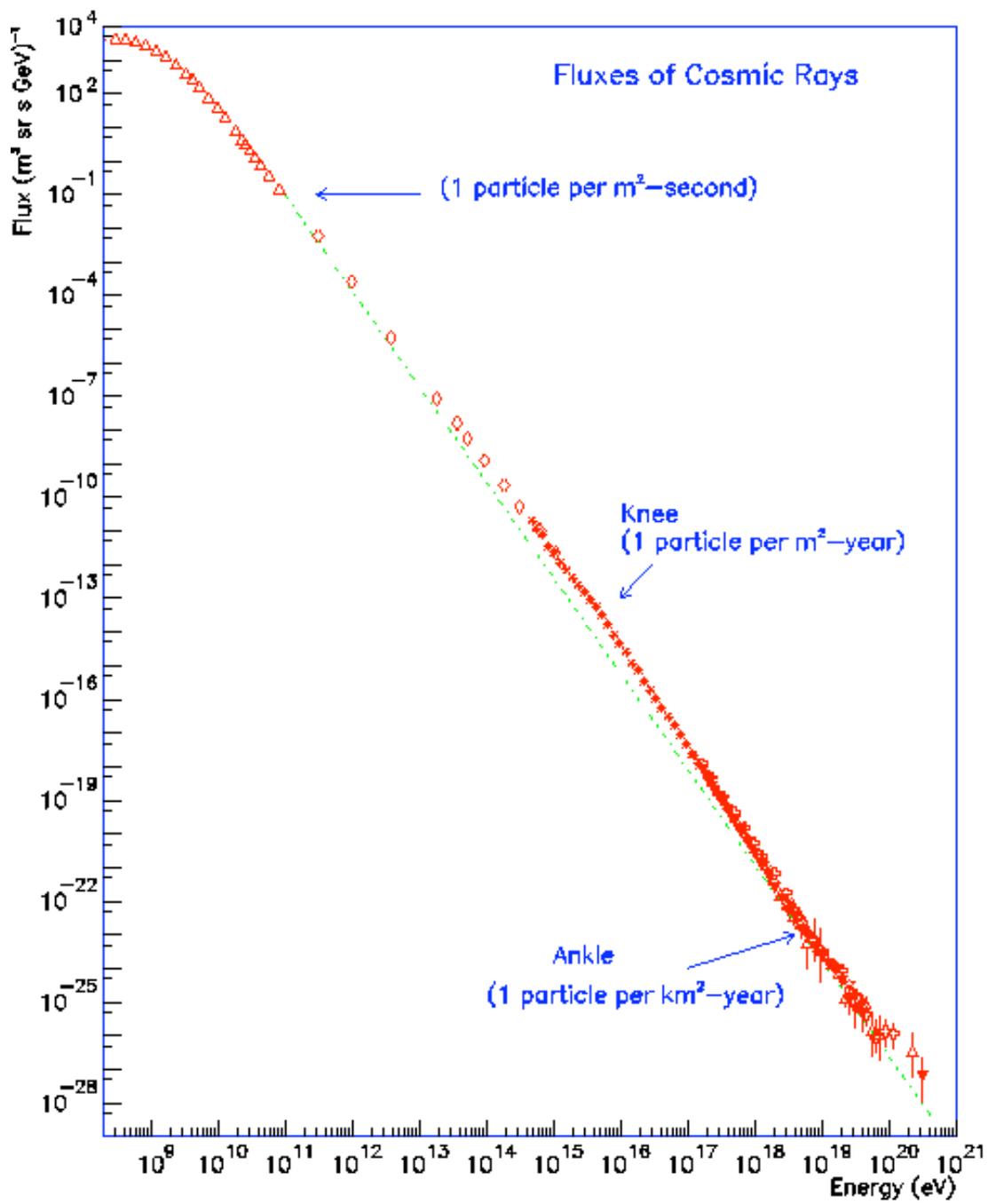


Figura 1.2: Spettro di raggi cosmici: le frecce indicano ginocchio e caviglia in corrispondenza delle variazioni di pendenza.

1.1 COMPOSIZIONE

I RC primari, l'insieme delle particelle cariche che sono distribuiti uniformemente nello spazio e che incidono sugli strati più esterni dell'atmosfera, sono costituiti principalmente da protoni (86 – 89)%, nuclei di He (9%) e per il resto da nuclei più pesanti, elettroni, neutrini e gamma di alta energia. La composizione dei RC varia nel percorso dalla sorgente alla Terra a causa delle interazioni con il mezzo interstellare (ISM) che danno luogo alla produzione di molte altre particelle denominate RC secondari. La Figura 1.3 mostra le abbondanze relative nei Raggi Cosmici e nel Sistema Solare, in funzione del numero atomico Z , misurate a Terra relative all'abbondanza del silicio che è posta al 100% [4]. Si nota un andamento irregolare, comune ad entrambi i campioni, che evidenzia un effetto pari-dispari: nuclei con Z e/o A pari sono più legati e dunque più abbondanti in natura, in questo modo si riduce l'effetto di repulsione tra cariche dello stesso segno presenti nel nucleo.

I nuclei più leggeri, H ed He, sono molto meno abbondanti nei RC: questo può essere dovuto al fatto che i meccanismi di fissione, che portano alla produzione di atomi leggeri, sono molto meno frequenti nei RC.

Gli elementi: Li, Be, B, Sc, V, Cr, Mn sono molto più abbondanti nei RC rispetto alla materia del sistema solare. Tali elementi sarebbero praticamente assenti nella fase finale del processo di nucleosintesi stellare. Nei raggi cosmici sono presenti in quanto risultati delle reazioni nucleari dell'ossigeno (Li, Be, B) e del ferro (Sc, V, Cr, Mn), contenuti nei CR, con la materia interstellare (ISM). Ciò comporta un'ipotesi sul tempo di permanenza dei raggi cosmici nella galassia: per spiegare la presenza di tali nuclei i raggi cosmici devono attraversare una quantità di materia pari a $X \approx 5 \text{ g cm}^{-2}$.

Conoscendo lo spessore X si può determinare il tempo, τ , di permanenza dei raggi cosmici all'interno della galassia. Infatti, sapendo che:

$$X = \rho_p c \tau \approx 5 \text{ g cm}^{-2} \quad (1.2)$$

si ottiene:

$$\tau \approx 3 \cdot 10^6 \text{ anni} \quad (1.3)$$

dove $\rho_p \approx 1 \text{ protone / cm}^3 \approx 1.67 \cdot 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$ è la densità del gas interstellare supponendo che sia essenzialmente composto da protoni.

Quindi lo spessore di materiale attraversato dai raggi cosmici nella Galassia è:

$$l = X / (m_p \rho) = 1000 \text{ kpc.} \quad (1.4)$$

Lo spessore del disco galattico $d = 0.2 \text{ kpc} \ll l$, ciò implica che i raggi cosmici all'interno della Galassia vengano diffusi più volte dal campo magnetico galattico, $B_{\text{gal}} \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ G}$, prima di uscirne.

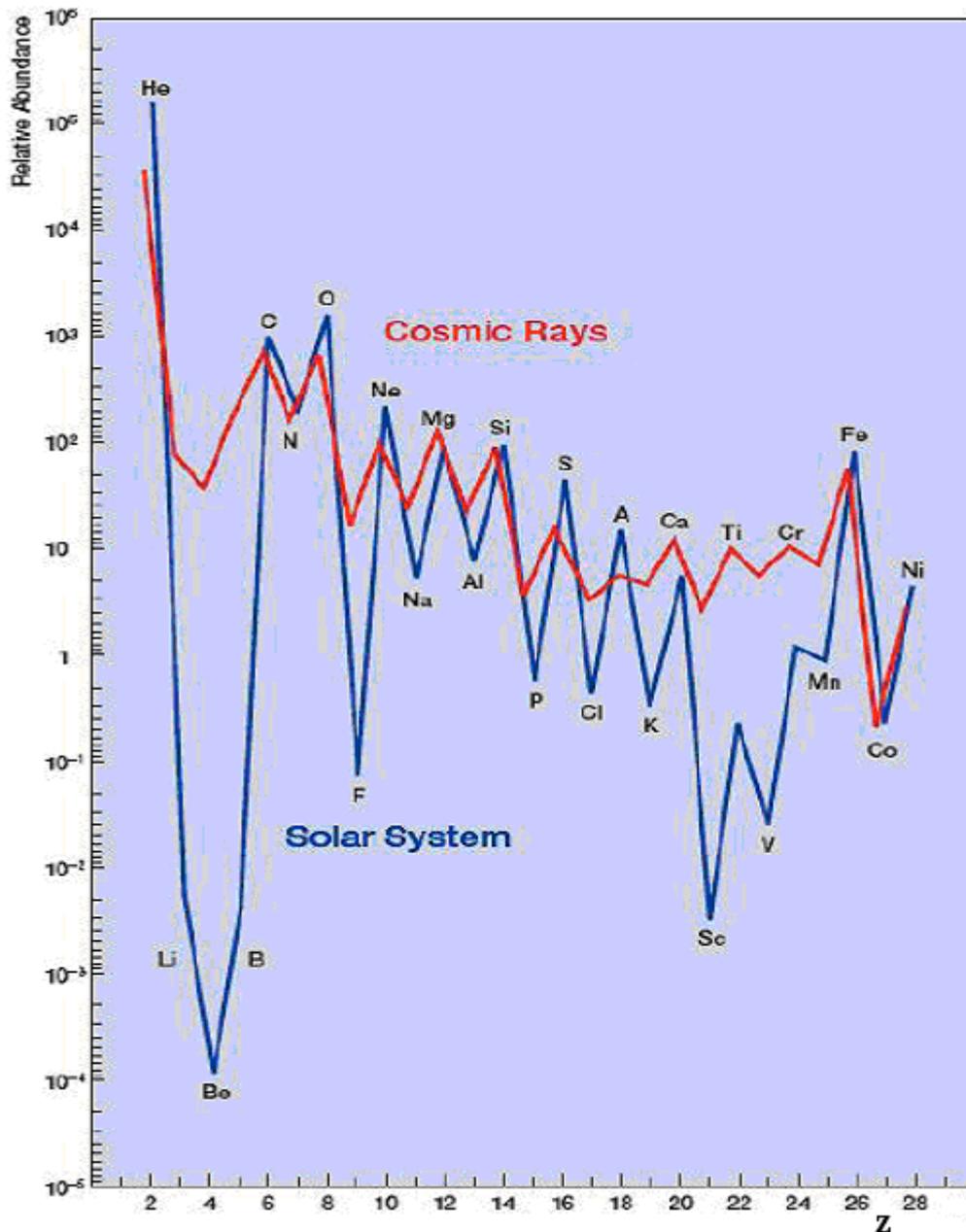
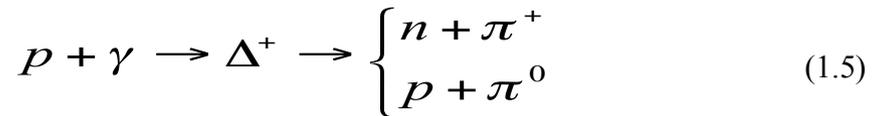


Figura 1.3: Abbondanza relativa degli elementi nei raggi cosmici (linea rossa), confrontata con l'abbondanza relativa degli elementi nel sistema solare (linea blu). In ascissa è riportato il numero atomico Z .

Per una particella relativistica di carica q ed energia E immersa in un campo magnetico B , il raggio di girazione è dato dal raggio di Larmor, $R_L = E/qB$.

Protoni con energie fino a 10^{18} eV, immersi nel campo magnetico galattico, hanno un raggio di Larmor che risulta minore delle dimensioni della galassia e possono rimanere quindi confinati in essa: fino a queste energie si pensa dunque che la maggior parte dei CR abbia un'origine galattica.

Per energie superiori predomina, invece, la componente extragalattica dei raggi cosmici. Oltre i 10^{20} eV quasi tutti gli esperimenti mostrano una rapida diminuzione del flusso dei RC. Questo fenomeno è stato previsto negli anni '60 da Greisen, Zatsepin e Kuzmin ed è noto come effetto GZK. Tale riduzione del flusso dei protoni primari è dovuta al fatto che i RC di queste energie possono interagire con i fotoni del fondo a microonde a 2.73K per fotoprodurre la risonanza Δ^+ ,



La soglia di energia per questa reazione è assai elevata; la conservazione del quadrato del quadrimomento dà infatti (ponendo $c = 1$)

$$E_p \geq \frac{2m_p m_\pi + m_\pi^2}{4E_{CMB}} \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ eV} \quad (1.6)$$

nel caso in cui si prenda l'energia corrispondente al picco per E_{CMB} . Il flusso di RC con energie superiori a questa soglia è quindi attenuato durante il percorso, e questo limita la distanza osservabile delle sorgenti più potenti. Nel contempo, a qualche decina di Mpc si osserva però un flusso maggiore di RC per energie immediatamente inferiori alla soglia, e questo è dovuto ai prodotti della reazione.

Si osservi che tra i prodotti secondari vi sono anche neutrini di altissima energia.

1.2 SCIAMI ATMOSFERICI

Uno sciame atmosferico è una "cascata" di particelle generate alla sommità dell'atmosfera dall'interazione del raggio cosmico primario, singolo nucleone, nucleo o fotone, di energia molto alta. Il numero di particelle prima aumenta velocemente, poi raggiunge un massimo e si attenua quando le particelle dello sciame, per interazioni successive, si trovano ad avere energia al di sotto della soglia per l'ulteriore produzione di particelle.

Un raggio cosmico induce uno sciame atmosferico che ha tre componenti: elettromagnetica, muonica e adronica. Lo sciame è costituito di un nucleo di adroni di alta energia che continuamente alimentano la parte elettromagnetica, principalmente derivante da fotoni ottenuti dal decadimento di pioni neutri. Ogni fotone di alta energia genera un sotto-sciame elettromagnetico in cui si alternano produzione di coppie e Bremsstrahlung che partono dal suo punto di iniezione. I nucleoni e gli altri adroni di alta energia contribuiscono allo sciame adronico. Il decadimento di pioni carichi di bassa energia e di kaoni alimenta la componente muonica.

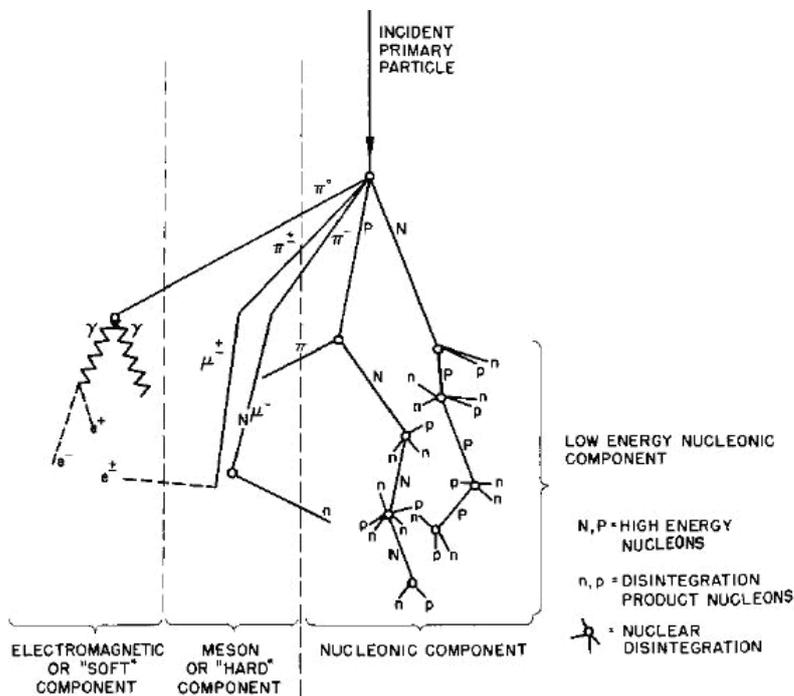


Figura 1.4: Rappresentazione schematica di un EAS (Extensive Air Shower), cioè uno sciame di particelle (secondarie) prodotto dall'interazione della radiazione cosmica primaria con gli strati superiori dell'atmosfera. Si distinguono una componente "dura", cioè penetrante (muoni), e una "molle" (elettroni e fotoni) [5].

Ad ogni interazione adronica, poco più di un terzo dell'energia va nella componente elettromagnetica. A causa della rapida moltiplicazione degli sciame elettromagnetici, elettroni e positroni sono le particelle più numerose negli sciame atmosferici "sviluppati". Per questo motivo la maggior parte dell'energia dello sciame viene dissipata dalle perdite per ionizzazione di elettroni e positroni. Al di là di una piccola frazione di energia persa dai neutrini, $F(E_0)$, l'energia del primario, E_0 , si ha integrando sullo sviluppo dello sciame, con $N(X)$ che è il numero di particelle cariche nello sciame alla profondità X (misurata lungo l'asse dello sciame), e α è l'energia persa per unità di cammino percorso

nell'atmosfera: $(1 - F)E_0 \approx \alpha \int_0^\infty N(X) dX$.

Il numero di muoni di bassa energia (1-10) GeV aumenta quando lo sciame si sviluppa poi raggiunge un plateau, dal momento che i muoni raramente interagiscono in maniera catastrofica. Al contrario, il numero di elettroni e positroni diminuisce rapidamente dopo il massimo, per radiazione e produzione di coppie, arrivando all'energia critica $E_c \approx 80$ MeV, al di sotto della quale l'energia degli elettroni rimanenti viene persa velocemente per ionizzazione.

1.3 IL SEGNALE DA RIVELARE: I NEUTRINI

La realizzazione dei "telescopi per neutrini" si basa sulla rivelazione della luce Cherenkov originata dal percorso, in un mezzo trasparente quale acqua o ghiaccio, dei muoni relativistici prodotti nelle interazioni dei neutrini. Il piccolo valore della sezione d'urto di interazione dei neutrini e il piccolo valore del loro flusso al crescere dell'energia delle particelle fanno sì che, per realizzare rivelatori di neutrini, occorra utilizzare radiatori Cherenkov naturali (oceani, ghiacci polari, masse rocciose).

Poiché la Terra agisce come uno scudo contro tutte le particelle tranne i neutrini, un telescopio di neutrini utilizza il rilevamento di muoni provenienti dal basso come firma delle interazioni muone-neutrino avvenuta nella materia al di sotto del rivelatore.

Il muone interagendo con un corpo d'acqua o di ghiaccio emette luce Cherenkov, che viene rivelata: ciò consente l'individuazione della traiettoria del muone, da cui viene ricostruita la traiettoria del neutrino.

1.4 INTERAZIONI DI NEUTRINO

I neutrini interagiscono con la materia solo attraverso le interazioni deboli.

Per questo la loro lunghezza di interazione è enorme e i rivelatori di neutrini devono avere volumi molto grandi o densità di materia elevata. L'interazione debole di Corrente Carica (CC) di un neutrino (o antineutrino) con un nucleone della materia produce un leptone e uno sciame adronico:

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + N \rightarrow l^-(l^+) + X \quad (3.1)$$

dove l indica il sapore e il leptone prodotto nella interazione ($l = \mu, e, \tau$).

Oltre all'interazione di CC, il neutrino può interagire per corrente neutra (CN) in cui nessun leptone carico è prodotto:

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + N \rightarrow \nu_l(\bar{\nu}_l) + X \quad (3.2)$$

La sezione d'urto dell'interazione di CC di neutrini è usualmente data in forma differenziale, con la formula [6]:

$$\frac{d^2\sigma_{\nu N}}{dx dy} = \frac{2G_F^2 m_N E_\nu}{\pi} \frac{M_W^4}{(Q^2 + M_W^2)^2} \left[xq(x, Q^2) + x(1-y)^2 \bar{q}(x, Q^2) \right] \quad (3.3)$$

dove G_F è la costante di Fermi, m_N e M_W sono le masse del nucleone e del bosone W , e Q^2 è il quadrato del momento trasferito tra il neutrino e il muone.

x e y (le variabili di Bjorken) sono definite come: $x = Q^2 / 2m_N \nu$; $y = (E_\nu - E_l) / E_\nu$, dove $\nu = E_\nu - E_l$ è l'energia ceduta dal neutrino alla corrente adronica nel sistema di riferimento del laboratorio.

1.4.1 BASSE ENERGIE

Ad energie tali che $E_\nu \ll M_W^2 / 2m_N \approx 5 \text{TeV}$, Q^2 può essere trascurato nel propagatore.

In queste condizioni, la sezione d'urto profondamente inelastica del processo νN cresce linearmente con l'energia del neutrino:

$$\sigma_{DIS}(\nu N) \approx 0.67 \cdot 10^{-38} E_\nu [\text{GeV}] \text{cm}^2; \quad (3.4)$$

$$\sigma_{DIS}(\bar{\nu} N) \approx 0.34 \cdot 10^{-38} E_\nu [\text{GeV}] \text{cm}^2. \quad (3.5)$$

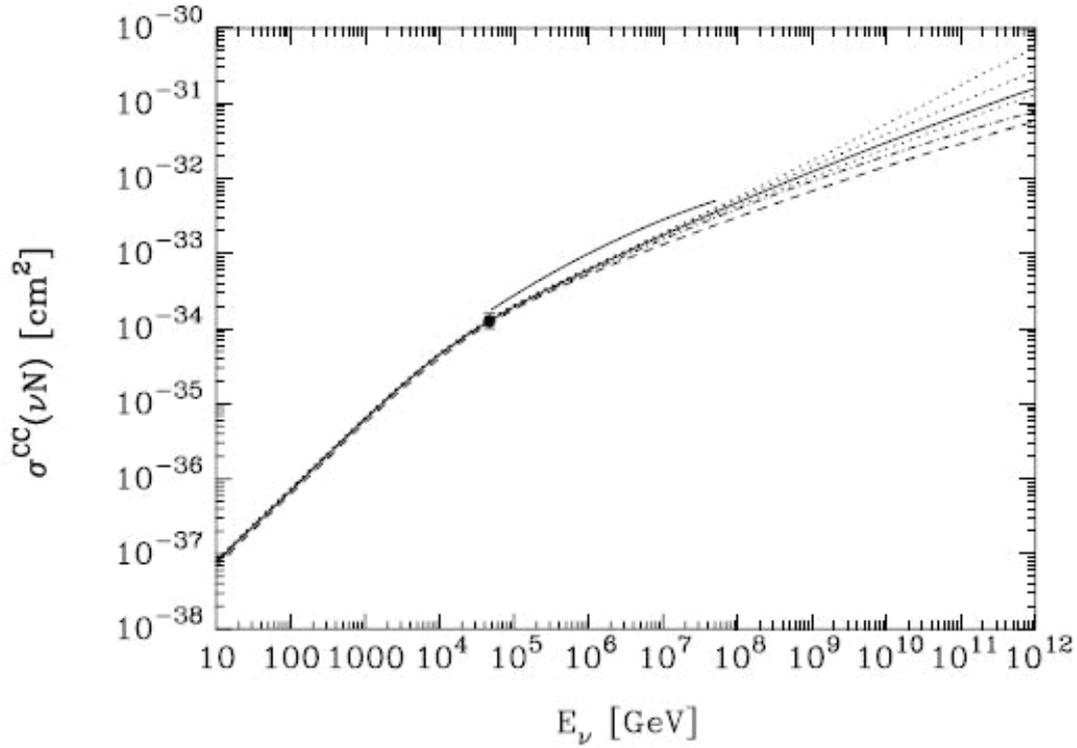


Figura 1.5: Sezione d'urto media di corrente carica per interazioni ν - N per differenti set di funzioni di distribuzione di partoni.

Ad energie anche più basse ($E_\nu < 100\text{GeV}$), devono essere considerati i contributi quasi-elastico e risonante nelle interazioni di corrente carica. In tal caso Q^2 deve essere abbastanza piccolo per permettere una interazione coerente con il nucleone bersaglio, così da avere sezioni d'urto essenzialmente costanti con energia.

Un fit dei dati sopra 10 GeV ha determinato la seguente somma per i processi di produzione quasi elastico e risonante:

$$\sigma_{QE}(\nu_\mu N) + \sigma_{res}(\nu_\mu N) \approx 1.50 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2; \quad (3.6)$$

$$\sigma_{QE}(\bar{\nu}_\mu N) + \sigma_{res}(\bar{\nu}_\mu N) \approx 1.58 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2. \quad (3.7)$$

Integrando le sezioni d'urto date al di sopra di questo flusso per $E_\nu > 10 \text{ GeV}$, risulta un contributo quasi-elastico e risonante rispettivamente dell'11% e del 21% per l'interazione con ν_μ e per quella con $\bar{\nu}_\mu$.

1.4.2 ALTE ENERGIE

Ad energie tali che $E_\nu \gg M_W^2 / 2m_N \approx 5\text{TeV}$, i contributi quasi elastico e risonante sono completamente trascurabili. D'altra parte, il propagatore W limita la crescita di Q^2 fino a $\langle Q^2 \rangle \approx M_W^2$ e così la sezione d'urto è dominata dal comportamento delle funzioni di distribuzione a valori piccoli di x. Ciò può essere trasferito nella sezione d'urto di interazione neutrino-nucleone a $E_\nu \approx 50\text{TeV}$ e può anche essere usato come guida per estrapolare la densità dei partoni al di là dei range misurati in x e Q^2 fino a quelle richieste per i neutrini di energia più elevata.

1.5 FONTI DI "RUMORE"

A questo punto della trattazione si rende necessario introdurre ciò che comunemente viene identificato come "rumore" nella rivelazione di neutrini astrofisici mediante rivelatori Cherenkov come ANTARES. Infatti le particelle che rendono difficile la rivelazione sono i neutrini atmosferici e i muoni "upgoing" e "downgoing".

I muoni di alta energia possono essere considerati quasi stabili e hanno una piccola sezione d'urto, quindi sono molto "penetranti": per questo motivo sono denominati come la componente penetrante dei Raggi Cosmici. I muoni derivanti dai neutrini atmosferici vengono comunemente classificati in "upgoing", quando provengono dal basso, quindi dall'interno della Terra, e sono diretti verso l'alto e "downgoing" quelli diretti verso il basso, che si formano nell'atmosfera "al di sopra" del rivelatore.

I neutrini atmosferici, derivanti dal decadimento dei pioni carichi, a differenza dei neutrini astrofisici hanno una distribuzione isotropa in tutto l'angolo solido; il loro spettro è proporzionale a $E^{-2.7}$ per energie $\ll 1\text{TeV}$ e proporzionale a $E^{-3.7}$ per energie maggiori: è in ogni caso più ripido rispetto allo spettro dei neutrini astrofisici che è proporzionale a E^{-2} (Figura 1.6).

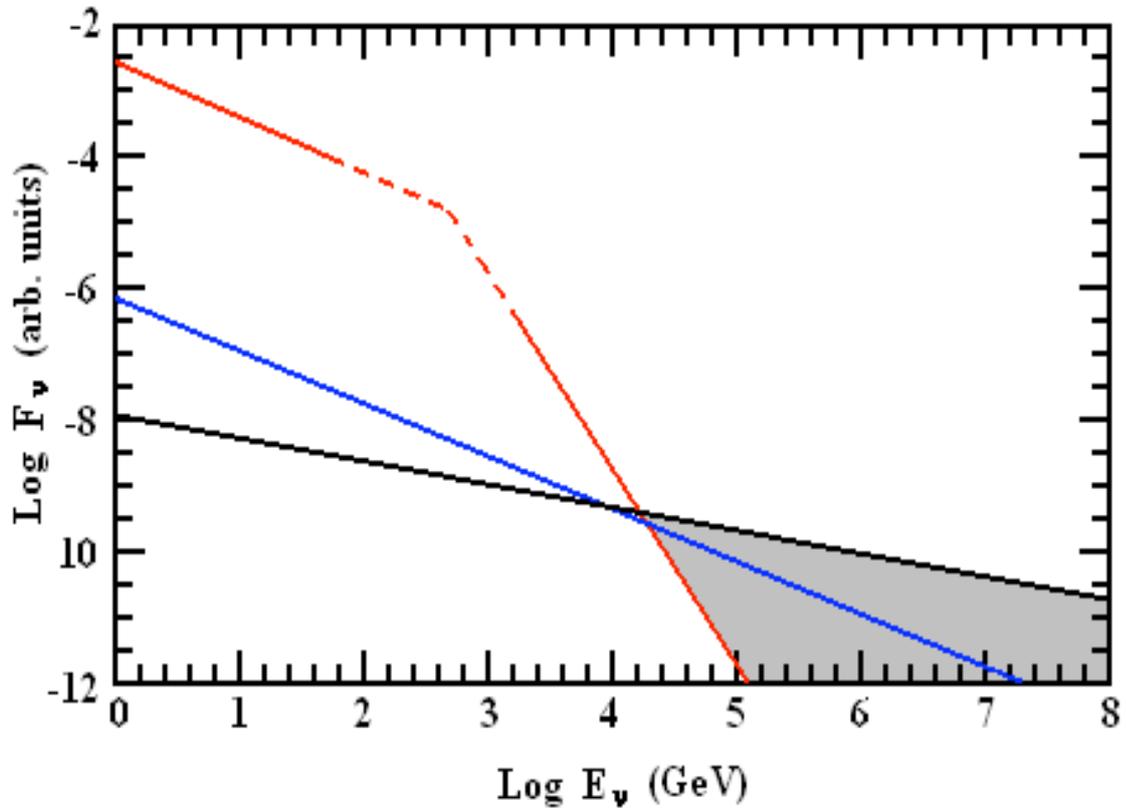


Figura 1.6: Confronto tra lo spettro dei neutrini astrofisici, e quelli atmosferici. L'andamento dei neutrini atmosferici è in rosso, quello dei neutrini astrofisici in nero (in blu l'andamento dei neutrini GZK).

CAPITOLO 2

ACCELERAZIONE DEI RC E PRODUZIONE DI NEUTRINI

Tra le motivazioni che inducono a cercare di rivelare i neutrini cosmici c'è la attuale povertà di conoscenze a proposito dei raggi cosmici (CR, Cosmic Rays) di alte energie. Le altissime energie che queste particelle possono raggiungere fanno intuire l'esistenza di oggetti astrofisici che siano capaci di agire come acceleratori di particelle molto potenti. Tuttavia, le sorgenti di raggi cosmici non possono essere identificate direttamente, poiché la direzione dei CR è randomizzata dai campi magnetici intergalattici: un modo di identificare tali sorgenti è perciò quello di rivelare i neutrini prodotti dalle interazioni dei raggi cosmici nella sorgente o intorno ad essa.

2.1 ACCELERAZIONE DEI RAGGI COSMICI

Il meccanismo più probabilmente responsabile dell'accelerazione delle particelle fino alle energie più elevate osservate per i CR è conosciuto come “shock acceleration” o “accelerazione di Fermi al primo ordine” ed è un processo che avviene quando due plasmi collidono, formando uno shock, cioè una perturbazione, al confine.

In questo modello, le particelle sono magneticamente confinate alla sorgente e subiscono scattering elastico a causa delle irregolarità magnetiche che sono congelate nel plasma. Da ambo i lati del fronte d'urto, lo scattering risulterà in una distribuzione isotropa della velocità della particella rispetto al mezzo locale.

La Figura 2.1 mostra questa situazione, con lo shock che si propaga con velocità V_S attraverso il mezzo interstellare [3].

La velocità u della materia dietro lo shock è legata dall'idrodinamica alla velocità V_S , e nel caso V_S sia maggiore della velocità del suono nel plasma, risulta essere

$$u = \frac{3}{4} V_S \quad . \quad (2.1)$$

Quando una particella relativistica di energia E_1 attraversa il fronte d'urto passando dal mezzo non perturbato a quello perturbato con un angolo θ_1 rispetto alla normale al fronte d'urto, la sua energia nel sistema di riferimento del mezzo perturbato sarà

$$E'_1 = \Gamma E_1 \left(1 + \frac{u}{c} \cos \theta_1 \right) \quad \text{dove} \quad \Gamma = \left(1 - \frac{u^2}{c^2} \right)^{-1/2}. \quad (2.2)$$

Questa energia non cambia nel processo di scattering elastico e quando la particella entra di nuovo nel mezzo non perturbato, con un angolo θ_2 rispetto alla normale al fronte d'urto, la sua energia diventerà

$$E_2 = \Gamma^2 E_1 \left(1 + \frac{u}{c} \cos \theta_1 \right) \left(1 + \frac{u}{c} \cos \theta_2 \right). \quad (2.3)$$

Per flussi isotropi, la media del coseno, per particelle che attraversano il fronte d'urto, è $2/3$ per ambo gli angoli θ_1 e θ_2 , quindi l'incremento relativo medio di energia risulta essere, trascurando i termini al secondo ordine,

$$\varepsilon \equiv \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{4u}{3c} = \frac{V_s}{c}. \quad (2.4)$$

L'energia della particella è incrementata dunque di un fattore costante ogni qual volta essa attraversa avanti e indietro il fronte d'urto.

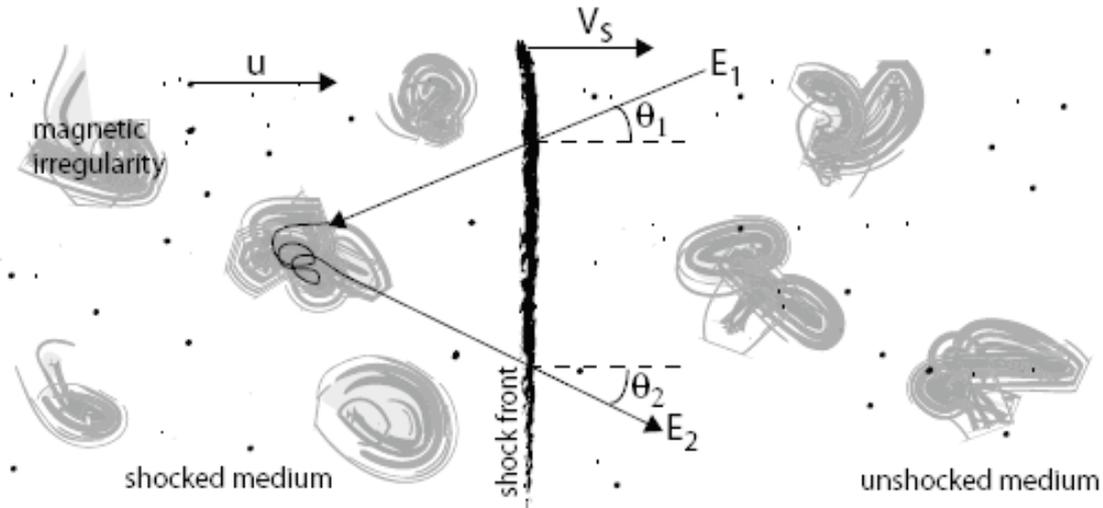


Figura 2.1: Rappresentazione del meccanismo di accelerazione per shock: una particella attraversa il fronte d'urto dal mezzo non perturbato a quello perturbato, dove subisce scattering elastico sui campi magnetici irregolari; quando torna poi nel mezzo non perturbato, ha guadagnato una frazione V_s/c della sua originaria energia.

Le particelle sono espulse dalla regione investita dall'onda d'urto insieme alla materia che subisce lo shock, con una velocità pari a $V_s/4$ dunque il numero di particelle che sfuggono dalla sorgente, per unità di tempo e di area, sarà $\rho V_s/4$, dove ρ è la densità dei raggi cosmici. Il flusso di particelle che invece attraversa il fronte d'urto all'indietro, verso il mezzo non perturbato, segue dalla proiezione di un flusso isotropo sul piano del fronte di shock, ed è dato da $c\rho/4$.

La probabilità che una particella sfugga dalla regione di shock essendo mandata via invece di riattraversare il fronte di shock all'indietro verso il mezzo non scioccato, è dunque $P_{esc}=V_s/c$.

La combinazione dell'incremento costante in energia ϵ con la probabilità costante di sfuggire P_{esc} , fornisce una legge per lo spettro di potenza:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} = E^{-1 + \frac{\ln(1-P_{esc})}{\ln(1+\epsilon)}} \quad (2.5)$$

Il valore dell'indice spettrale che si ricava è $\gamma = 2$, anche se calcoli più dettagliati indicano un valore tra 2.1 e 2.4; nonostante questo, la maggior parte dei modelli di produzione dei neutrini assumono un generico spettro dei protoni proporzionale a E^{-2} .

L'accelerazione termina quando le particelle non possono essere più confinate, dai campi magnetici, nella regione della sorgente, quando l'energia persa per radiazione di sincrotrone o per le interazioni anelastiche diventa comparabile a quella guadagnata dal processo di accelerazione, o quando lo shock decade.

Lo spettro dei CR osservato è più ripido di quello predetto dal meccanismo di "shock acceleration": ciò può essere spiegato dai modelli di propagazione dei raggi cosmici nella galassia che predicono che CR di alta energia hanno una probabilità maggiore di sfuggire dal campo magnetico galattico e dunque le particelle rimanenti mostrano uno spettro più ripido.

Per le sorgenti extragalattiche, la ripidezza dello spettro osservato è influenzata dal redshift e dall'effetto GZK.

La forma dello spettro ad energie molto alte dipende perciò dalla distribuzione delle sorgenti dei raggi cosmici nell'universo.

2.2 PRODUZIONE DI RAGGI GAMMA E DI NEUTRINI DI ALTISSIMA ENERGIA

La produzione di raggi gamma di altissima energia si ha in seguito all'interazione di particelle relativistiche (in genere elettroni e protoni) con fotoni di bassa energia, e nel caso dei protoni anche con la materia che circonda la sorgente. Durante la loro propagazione, i fotoni gamma perdono energia per produzione di coppie elettrone-positrone in interazione γ - γ con il campo di radiazione all'interno della sorgente. I fotoni di energia più bassa sono il risultato di interazioni e cascate elettromagnetiche indotte dai raggi gamma del fascio primario. La produzione di raggi gamma di alta energia avviene essenzialmente secondo due diversi meccanismi, leptonici e adronici.

2.2.1 MECCANISMI ELETTROMAGNETICI

Gli elettroni relativistici accelerati tramite onde d'urto danno luogo all'emissione di fotoni di alta energia per effetto Compton inverso, interagendo o con i fotoni di bassa energia del mezzo circostante (modello di Dermer) o con i fotoni della radiazione di sincrotrone emessa dagli stessi elettroni accelerati (SSC: Synchrotron Self-Compton).

Il problema fondamentale dei modelli elettromagnetici è che l'accelerazione degli elettroni con il meccanismo di Fermi al primo ordine non è efficiente, in particolar modo in ambienti in cui i tempi di perdita di energia sono molto più brevi del tempo in cui avviene l'accelerazione.

Inoltre, per riprodurre la luminosità osservata alle alte energie, l'accelerazione del plasma dovrebbe avvenire molto vicino al buco nero (che come vedremo è un elemento caratteristico delle sorgenti considerate) ma anche in questo caso la densità di fotoni bersaglio sarebbe oltremodo insufficiente per riprodurre il flusso osservato attraverso l'effetto Compton inverso. D'altra parte la densità dei fotoni bersaglio non potrebbe essere elevata, altrimenti i fotoni di alta energia verrebbero tutti assorbiti nelle interazioni fotone-fotone.

2.2.2 MECCANISMI ADRONICI: BEAM DUMP ASTROFISICO E PRODUZIONE DI NEUTRINI

Per cercare di spiegare le osservazioni sperimentali sono stati sviluppati altri modelli nei quali vengono accelerati sia protoni che elettroni. Gli elettroni hanno una massa molto minore di quella dei protoni e perdono gran parte della loro energia per irraggiamento, mentre i protoni hanno tempi caratteristici di perdita di energia molto più grandi e ciò consente una loro efficace accelerazione ed il loro allontanamento dalla regione centrale del buco nero, permettendo alla radiazione di altissima energia di essere emessa molto più lontano. I fotoni, prodotti da questi protoni che si sono allontanati dalla zona in cui coesistono il campo acceleratore e un'alta densità di fotoni bersaglio, subiscono in tal modo un minor assorbimento a causa della ridotta densità di radiazione.

Il meccanismo con cui γ e ν vengono prodotti, noto sotto il nome di *Astrophysical beam dump*, è simile a quello che si verifica in prossimità dei fasci di particelle studiati negli esperimenti con acceleratori. Il fenomeno descrive la produzione di particelle secondarie prodotte dall'interazione delle primarie con la materia circostante.

In ambito astrofisico l'attenzione viene posta in particolare su alcune sorgenti quali, ad esempio, i nuclei galattici attivi e i resti di supernova. Qui la produzione di secondari è favorita sia dalla grande energia a cui vengono accelerati i raggi cosmici primari sia dall'elevata densità della materia circostante il sito di produzione.

L'emissione dei gamma di alta energia avviene per interazione dei protoni altamente relativistici con il campo di radiazione ambiente che circonda la sorgente: si ha così la fotoproduzione di pioni carichi e neutri, ad esempio attraverso la fotoproduzione della risonanza Δ ; i pioni a loro volta danno luogo all'emissione di fotoni e di neutrini.

Nel quarto capitolo tratteremo in maniera più dettagliata la produzione di fotoni e neutrini da parte dei nuclei galattici attivi, cioè la classe di sorgenti prese in esame da questo lavoro.

2.3 PROBABILI SORGENTI PER L'EMISSIONE DI NEUTRINI

Molti oggetti astrofisici esibiscono spettri di fotoni non termici, che suggeriscono la presenza del processo di accelerazione delle particelle. Se in questi oggetti sono accelerati degli adroni, essi potrebbero essere sorgenti di neutrini di alte energie.

Vediamo quali sono gli oggetti astrofisici candidati ad essere sorgenti di ν di alte energie.

- **Nuclei Galattici Attivi:** i nuclei galattici attivi (AGN l'acronimo inglese) sono oggetti associati ai centri delle galassie. L'ammontare di energia rilasciata da questi oggetti sotto forma di radiazione non termica supera quello di qualsiasi altro oggetto ad oggi conosciuto. Si suppone che tale energia sia fornita dall'energia gravitazionale della materia che cade su un buco nero supermassivo (dell'ordine di 10^8 masse solari). In alcuni casi, si osservano dei jet relativistici emessi dagli AGN. Esistono dei modelli per la produzione dei neutrini sia nel caso del disco di accrescimento, in cui i bersagli per la foto-produzione di mesoni sono i fotoni non termici, sia nel caso dei jet, dove i bersagli possono anche essere fotoni di sincrotrone. La produzione di neutrini è particolarmente interessante se l'asse del jet giace lungo la linea di vista: un oggetto con questa caratteristica prende il nome di "blazar".

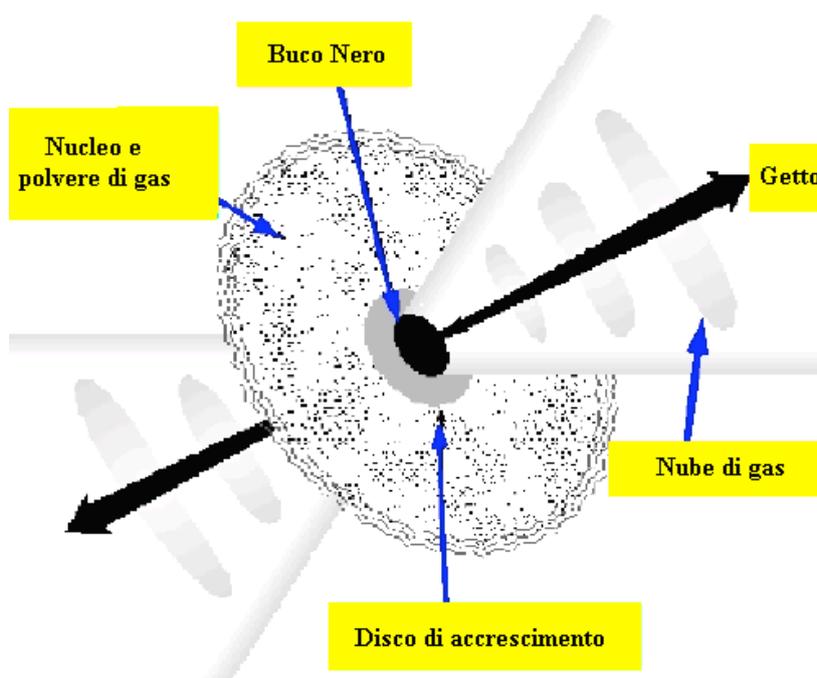


Figura 2.2: Schematizzazione di un nucleo galattico attivo [7].

- ***Esplosioni di raggi gamma:*** i cosiddetti GRB (Gamma Ray Bursts) sono delle brevi e assai luminose eruzioni di fotoni con energia dell'ordine del MeV. Si pensa che la radiazione osservata sia prodotta da elettroni accelerati da onde d'urto in jet relativistici ($\Gamma \approx 300$). I protoni accelerati in questi GRB potrebbero essere i responsabili dei raggi cosmici di energie più alte (il bersaglio per la foto-produzione di mesoni sarebbero i fotoni sopra citati): in questo modello, il flusso di neutrini è dunque normalizzato al flusso di CR.

Recenti evidenze associano i GRB con le supernovae; se i due fenomeni avvengono simultaneamente si possono generare neutrini anche mentre il jet del GRB sta ancora “scavando” nell'involucro stellare per fuoriuscirne.

- ***Resti di Supernova:*** la materia espulsa nelle esplosioni di supernova collide con la materia interstellare, formando un'onda d'urto che può dar luogo all'accelerazione delle particelle. Questi resti di supernova (SuperNova Remnants, SNR) si pensa siano gli oggetti responsabili della maggior parte dei CR con energie fino ai 10^{15} eV. Ci si aspetta che le interazioni dei raggi cosmici con la materia ambiente producano neutrini e raggi gamma per decadimento di pioni, sia neutri che carichi. A conferma di ciò, è stata effettivamente osservata in dei SNR un'emissione di raggi gamma fino a energie del TeV. In una sottoclasse dei SNR sono classificate le stelle di neutroni che ruotano ad alta velocità: esse, residui della stella progenitrice, riempiono la zona dove si trova il SNR con un “pulsar wind” (PW), un vento di elettroni e positroni emessi da una forte radiazione di sincrotrone. Questo tipo di configurazione è chiamata “plerione”. Protoni e nuclei possono essere accelerati per shock nel PW, o in alternativa ciò può essere dovuto ai campi magnetici di queste stelle di neutroni; i bersagli sono forniti dal resto di supernova. Il flusso dei neutrini è solitamente calcolato assumendo che il flusso di raggi gamma osservato (o una parte di esso) sia prodotto per decadimento del π^0 , che dovrebbe essere prodotto più o meno in ugual quantità dei π^\pm , dal cui decadimento sono originati i neutrini.

- ***Microquasar:*** i microquasar sono sistemi binari galattici emettitori di raggi X, ed esibiscono anch'essi dei jet relativistici. Si crede consistano di una massa stellare centrale, buco nero o stella di neutroni, che assorbe materia da una stella compagna. Questi oggetti somigliano agli AGN, ma in scala più piccola. Se nei jet vengono accelerati adroni, oltre agli elettroni, le interazioni coi fotoni di sincrotrone (prodotti degli elettroni accelerati) possono dar luogo alla produzione di neutrini.

Questo lavoro riguarda l'esperimento ANTARES, il cui principale obiettivo è quello di rivelare i neutrini cosmici prodotti a partire dall'accelerazione di protoni.

L'apparato, descritto nel prossimo capitolo, è capace di rivelare interazioni di neutrini di altissima energia ($E_\nu > 100$ GeV) e quindi, oltre ad essere sensibile ai neutrini prodotti nelle sorgenti astrofisiche, rivelerà anche:

- ***Neutrini atmosferici:*** i raggi cosmici interagiscono nell'atmosfera terrestre producendo sciame di particelle. Dal decadimento di pioni carichi (ma anche di kaoni e di mesoni charmati) sono prodotti i neutrini; il flusso risultante domina ogni possibile altro flusso di neutrini a basse energie, mentre decade abbastanza rapidamente ad alte energie.
- ***Neutrini da CR dal disco galattico:*** i raggi cosmici che si propagano attraverso la galassia interagiscono con il mezzo interstellare e producono raggi gamma e neutrini: ci si aspetta quindi che una parte del flusso dei neutrini sia correlato con la densità di materia nella galassia.
- ***Neutrini GZK:*** se i CR di energie più alte sono prodotti a distanze cosmologiche e se l'effetto GZK esiste, l'energia persa dai protoni sarà convertita in neutrini e fotoni di energia molto alta; solo i neutrini possono poi propagarsi ed essere rivelati.

- *Neutrini da annichilazione di materia oscura:* è ormai quasi universalmente accettato il fatto che nell'universo una gran parte della materia sia non barionica. Una delle possibilità è che questa materia sia composta da WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles, particelle massive debolmente interagenti); esse possono essere associate alle particelle predette dall'estensione supersimmetrica del Modello Standard.

Tra le particelle che comporrebbero la materia oscura ci sono i neutralini, dalla cui annichilazione potrebbero prodursi, tra gli altri, dei fermioni pesanti che darebbero poi luogo nel decadimento a raggi gamma e neutrini.

CAPITOLO 3

L'ESPERIMENTO ANTARES

Il Telescopio per neutrini ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch), situato a 43° di latitudine Nord, può osservare i neutrini che arrivano dal basso dalla maggior parte del cielo (circa $3.5 \pi \text{ sr}$), grazie alla rotazione della Terra. Le declinazioni sotto -47° sono sempre visibili, mentre quelle sopra 47° non sono mai visibili. Le declinazioni comprese tra -47° e $+47^\circ$ sono visibili per parte del giorno siderale. L'esperimento, costruito nel Mar Mediterraneo, è un array di 900 moduli ottici che formano un rivelatore di neutrini di alta energia (nel range TeV – PeV). I fotomoltiplicatori sono posti in 12 stringhe che coprono un'area di circa 0.1 km^2 e con una altezza attiva di circa 0.3 km , si trovano ad una profondità di circa 2500 m a 40 km dalle coste di Tolone (Francia). La Figura 3.1 mostra una visione schematica dell'array che costituisce il rivelatore indicandone i componenti principali.

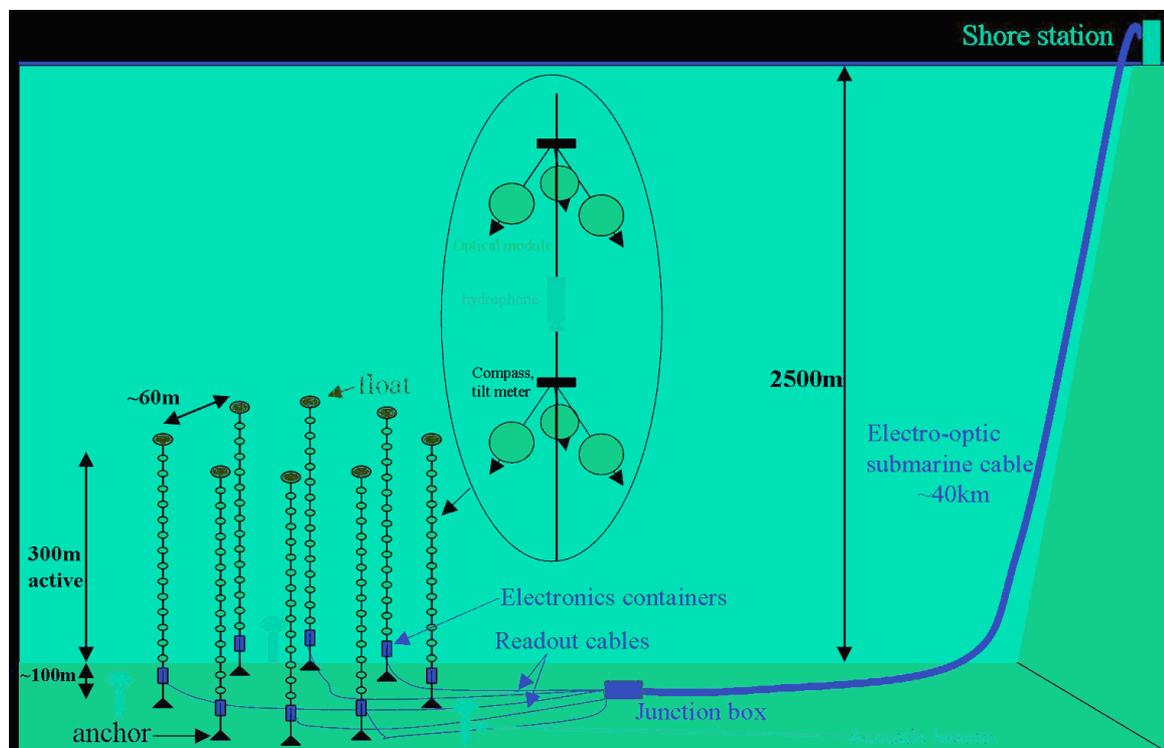


Figura 3.1: Schematizzazione dell'array di rivelatori dell'esperimento ANTARES [ANTARES Collaboration].

L'unità di base del rivelatore è il modulo ottico, che consiste di un tubo fotomoltiplicatore, sensori vari, l'elettronica associata, il tutto posto in sfere di vetro resistenti alla pressione dell'acqua circostante (Figura 3.2). L'elettronica include un circuito elettrico che cattura e memorizza i segnali dei fotomoltiplicatori (PMT), le altezze di impulso e le informazioni temporali, un alimentatore HV (High Voltage) per i PMTs, ed i nodi della rete per la trasmissione dei dati e per lo "slow control".



Figura 3.2: Modulo ottico con PMT [ANTARES Collaboration].

I moduli ottici sono raggruppati in gruppi di tre, a formare un piano ("storey"); gli storeys sono interconnessi, tramite un cavo verticale elettromeccanico, a circa 12.5 metri di distanza l'uno dall'altro, a formare una "stringa". Nel presente design il rivelatore ha 12 stringhe, ognuna delle quali ha un'altezza totale di circa 400m e 25 piani per stringa. I moduli ottici sono disposti in un piano con l'asse dei tubi fotomoltiplicatori a 45° sotto l'orizzonte. L'angolo di accettazione dei PMTs, per impulsi luminosi, è ampio e questo significa che il posizionamento proposto per i moduli ottici (OMs) rivela luce

nell'emisfero inferiore con alta efficienza, risultando pienamente efficiente per la rivelazione di muoni provenienti da sotto l'orizzonte.

Nell'emisfero inferiore c'è una sovrapposizione nell'accettanza angolare dei singoli moduli ottici, permettendo la realizzazione di trigger basati su coincidenze. La posizione relativa di tutti i moduli ottici è fornita in tempo reale da un sistema di "posizionamento acustico" basato sulla triangolazione di segnali emessi da particolari trasmettitori ("beacons") posti in posizioni note attorno al rivelatore.

Ogni stringa è un contenitore di diversi strumenti elettrici: in ogni piano c'è un modulo di controllo locale (LCM, Local Control Module), e alla base di ogni stringa c'è un modulo di controllo della stringa (SCM, String Control Module). In speciali contenitori sono alloggiare attrezzature acustiche e di calibrazione. Ognuno di questi contenitori include un nodo di trasmissione dati di rete, capace di ricevere e di trasmettere dati, clock e comandi allo slow control.

Le funzionalità che questi includono sono la lettura dei sensori, dei parametri acustici, il trigger, la distribuzione dell'energia, del timing e i segnali resettati dall'elettronica.

I singoli moduli di controllo della stringa (SCMs) sono collegati alla comune "Primary Junction Box" (PJB) da cavi elettro-ottici che sono connessi usando un sommergibile.

Dalla PJB un lungo cavo elettro-ottico permette il collegamento dell'apparato con una stazione a riva, dove i dati sono filtrati e registrati.

Con la scelta di posizionare l'esperimento ANTARES sul fondo del mare si mira a rivelare la luce Cherenkov prodotta dai muoni dovuti all'interazione dei neutrini in acqua di mare e roccia e a minimizzare il segnale di fondo costituito dai neutrini atmosferici e dai muoni upgoing (diretti verso l'alto).

3.1 INTERAZIONI DI DIFFERENTI TIPI DI NEUTRINI IN ANTARES

Il principale canale di rivelazione è quello dei muoni prodotti nelle interazioni $\nu_\mu N$, poiché le interazioni $\nu_e N$ e $\nu_\tau N$ sono difficili da sfruttare per studi di astronomia di neutrini.

Interazioni ν_μ di corrente carica producono leptoni μ così come uno sciame adronico puntiforme. L'energia del ν_μ può essere stimata dalla misura dell'energia misurata del μ . Nelle interazioni $\nu_\mu d \rightarrow \mu^- u$, l'energia media del μ^- è la metà dell'energia del ν_μ , mentre nelle interazioni $\bar{\nu}_\mu u \rightarrow \mu^+ d$, l'energia media del μ^+ è 3/4 dell'energia dell'antineutrino. L'energia del muone può essere determinata dal range, cioè dal cammino entro il quale il μ viene assorbito, per $E_\mu \lesssim 100$ GeV, o dalla perdita di energia dE/dx per $E_\mu > 1$ TeV.

Per le interazioni ν_μ dentro il rivelatore, l'informazione aggiuntiva sull'energia del neutrino è disponibile dallo sciame adronico. Il rivelatore di ANTARES è disegnato per rivelare queste interazioni di corrente carica del ν_μ .

Le interazioni ν_e di corrente carica generano sciami elettromagnetici e adronici con dimensioni longitudinali che non superano qualche metro, poiché la lunghezza di radiazione e la lunghezza di interazione nucleare in acqua sono $\lesssim 1$ m.

Sulla scala di ANTARES, per energie dell'ordine dei TeV, gli sciami portano ad eventi quasi puntiformi.

Ad energie sopra 100 GeV, ci si aspetta che la risoluzione in energia di questi eventi sia migliore rispetto agli eventi muonici, poiché questi lasciano tutta la loro energia all'interno del volume del rivelatore. D'altra parte la risoluzione angolare è sicuramente peggiore rispetto a quella ottenibile per gli eventi muonici: ciò è dovuto alla caratteristica puntiforme degli sciami.

Le interazioni ν_e di corrente carica saranno contaminate dalle interazioni di corrente neutra sia di ν_e che di ν_μ (e di ν_τ se presente). Il numero di interazioni di corrente neutra è circa 1/3 del numero di interazioni di corrente carica.

Il tipo di neutrino non è identificato nelle interazioni di corrente neutra, la risoluzione in energia è scarsa a causa della mancanza di neutrini nello stato finale, lo è anche la risoluzione angolare a causa del carattere puntiforme.

Le interazioni ν_τ di corrente carica producono leptoni τ , che, a loro volta, decadranno, producendo elettroni o muoni o adroni nello stato finale.

Il vertice dell'interazione del ν_τ e il vertice di decadimento di τ non possono essere separati per energie al di sotto circa dei 100 TeV.

I modi elettronico e adronico avranno un aspetto simile alle interazioni ν_e di corrente carica e neutra. I decadimenti muonici $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$, con un rapporto di branching del 17%, visibile in ANTARES, non possono essere distinti dalle interazioni di ν_μ .

3.2 EMISSIONE DI LUCE CHERENKOV

Il passaggio di particelle cariche relativistiche in un mezzo trasparente induce l'emissione di luce sotto un angolo caratteristico θ , definito di Cherenkov; tale angolo dipende dalla velocità della particella e dall'indice di rifrazione n del mezzo:

$$\cos \vartheta = \frac{1}{n\beta} \quad (3.8)$$

Nel range di energia di interesse per ANTARES ($E > 10\text{GeV}$), le particelle saranno generalmente ultrarelativistiche con $\beta = 1$. L'indice di rifrazione dell'acqua di mare è $n = 1.35$ per una lunghezza d'onda di 450 nm, pertanto la luce Cherenkov viene emessa sotto un angolo di 42° per questa lunghezza d'onda (Figura 3.3) [4].

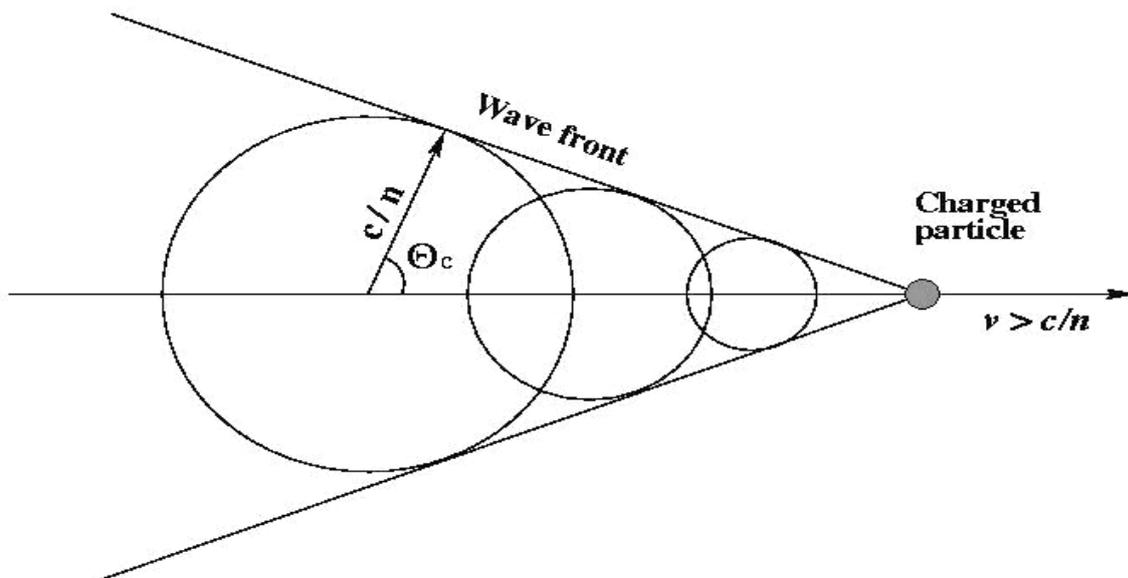


Figura 3.3 : Emissione di luce Cherenkov.

La geometria dell'emissione dei fotoni Cherenkov rispetto alla traccia del muone, permette di ricostruire la traccia rivelando i fotoni tramite la matrice di PMT disposti nello spazio occupato dal rivelatore. Il numero di fotoni prodotti lungo il percorso dx in un bin di lunghezza d'onda $d\lambda$ per una particella che trasporta una carica unitaria è:

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dx} = 2\pi\alpha \frac{\sin^2 \vartheta}{\lambda^2} \quad (3.9)$$

Alle lunghezze d'onda di (400–500) nm l'efficienza dei fotomoltiplicatori così come la trasparenza dell'acqua sono massime. Entro un percorso di volo di 1cm sono emessi 100 fotoni in questo bin di lunghezza d'onda. Tra i 285 e i 400 nm sono emessi un numero doppio di fotoni, tuttavia essi contribuiscono in misura minore al segnale rilevato dato che l'efficienza del PMT è massima tra (350 – 420) nm. Ad una distanza perpendicolare di 40 m da una traccia carica la densità di fotoni tra (400 – 500) nm è ancora pari a 1 su 340 cm², con effetti di scattering e di assorbimento trascurabili. L'area effettiva dei fotomoltiplicatori è stata considerata la medesima nel range (300 – 500) nm. Ciò dà un'indicazione sul volume del rivelatore attivo intorno a ogni fotomoltiplicatore.

Per $\beta = 1$ l'intensità della luce Cherenkov è indipendente dall'energia della particella carica. Questo significa che non è possibile misurare l'energia di una singola particella dalla luce in uscita. Tuttavia quando gli sciame adronici o elettromagnetici sono prodotti (che potrebbero verificarsi al vertice di un neutrino, nonché per i processi di radiazione lungo la traccia di un muone) la luce totale resa dallo sciame sarà proporzionale alla somma dei percorsi delle varie particelle che compongono lo sciame e pertanto alla sua energia iniziale.

I processi di assorbimento e scattering caratterizzano la trasmissione della luce in acqua. Questi sono parametrizzati dalla lunghezza di assorbimento λ_a , la lunghezza di diffusione (o scattering) λ_s , e la funzione di scattering $\beta(\theta)$ che descrive la distribuzione angolare della luce diffusa.

La finestra rilevante di lunghezze d'onda per un rivelatore di luce Cherenkov in acqua di mare è centrata nel blu. La trasparenza dell'acqua marina profonda è massima nel blu, con un tipico valore di 60m per λ_a , e una funzione di scattering piccata in corrispondenza di un valore medio del coseno dell'angolo di scattering $\langle \cos(\theta) \approx 0.9 \rangle$, come mostrato nella Figura 3.4. Non sono prese in considerazione variazioni stagionali di questi valori, in special modo dei parametri di scattering.

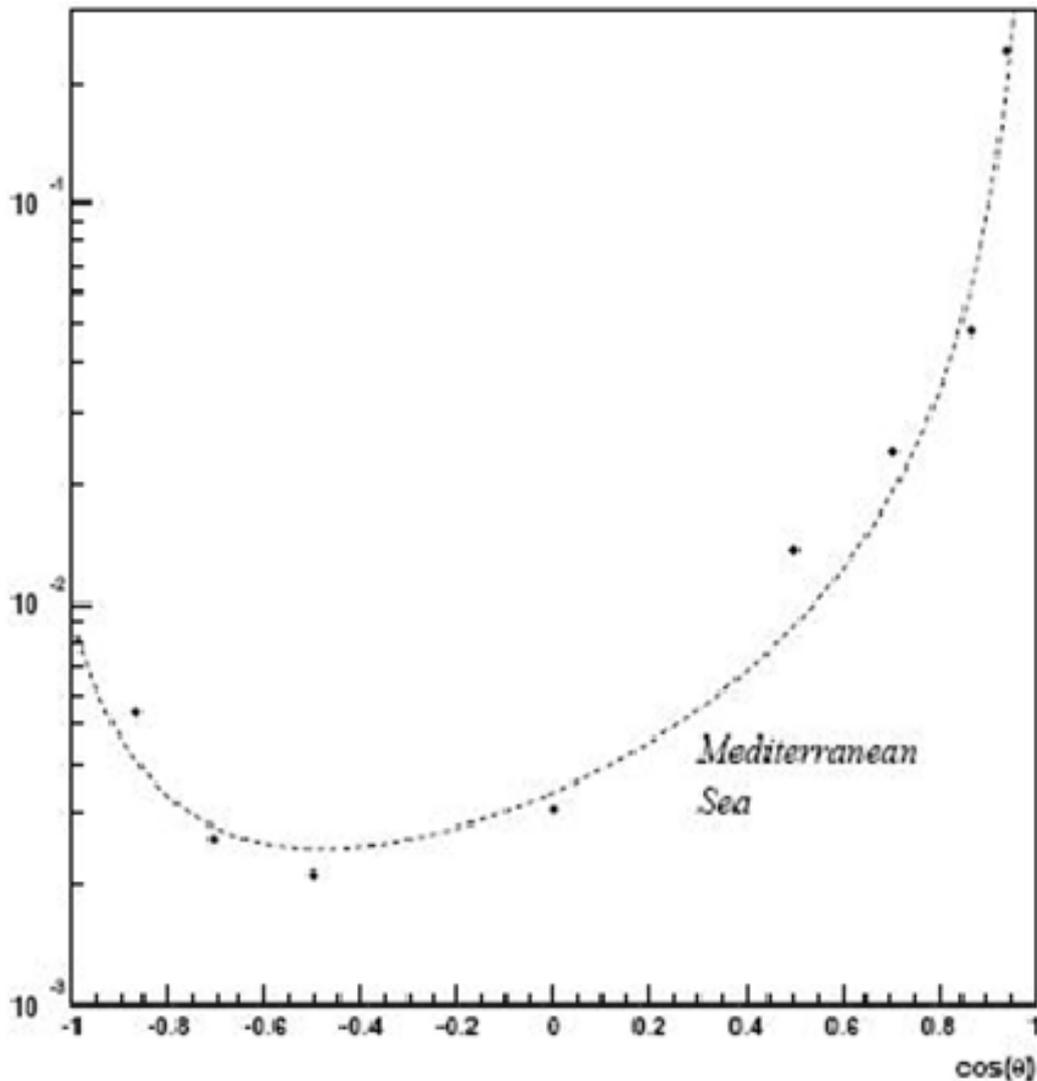


Figura 3.4: Distribuzione angolare del coseno dell'angolo di diffusione della luce ($\lambda \sim 440 \text{ nm}$) nelle profondità del Mediterraneo [ANTARES Collaboration].

3.3 SISTEMA DI ACQUISIZIONE E ANALISI DEI DATI

Vediamo ora come funziona il sistema di acquisizione dei dati di ANTARES.

Un impulso generato dall'anodo di un modulo ottico viene inviato a due circuiti integrati, chiamati ARS (Analogue Ring Sampler, anelli analogici campionatori), dove il segnale viene comparato ad una soglia in ampiezza, solitamente stabilita essere pari a 0.3 fotoelettroni. Se il segnale supera tale soglia, viene integrato su un intervallo temporale (tempo di integrazione di carica) tipicamente di 25 ns.

Il risultato dell'analisi dei due ARS viene mandato, insieme ai dati di posizionamento provenienti dalle bussole (che misurano gli angoli di inclinazione locali e l'orientamento) e dalla triangolazione acustica, al sistema di acquisizione dati (DAQ) del LCM del piano che contiene l'OM interessato.

I dati sono trasmessi a 25Mb/s da ognuno dei sei ARS del LCM e sono raccolti in un intervallo di tempo (Time Slice Duration), la cui durata, programmabile, è posta usualmente a 13 ms o a 104 ms.

Un circuito elettronico, basato su un FPGA (Field Programmable Gates Arrays), effettua un primo trigger basato su coincidenze temporali su un dato piano in una finestra di tempo tipicamente di 25 ns.

I dati raccolti dai LCM 1,2,3 e 5 di un settore sono poi inviati al MLCM (master Local Control Module) situato al piano 4. Qui i dati vengono combinati, trasformati da segnale elettrico in segnale ottico e infine inviati al modulo di controllo della stringa (SCM); i segnali da ogni SCM vengono poi mandati alla JB e poi alla stazione di analisi a riva (Figura 3.5).

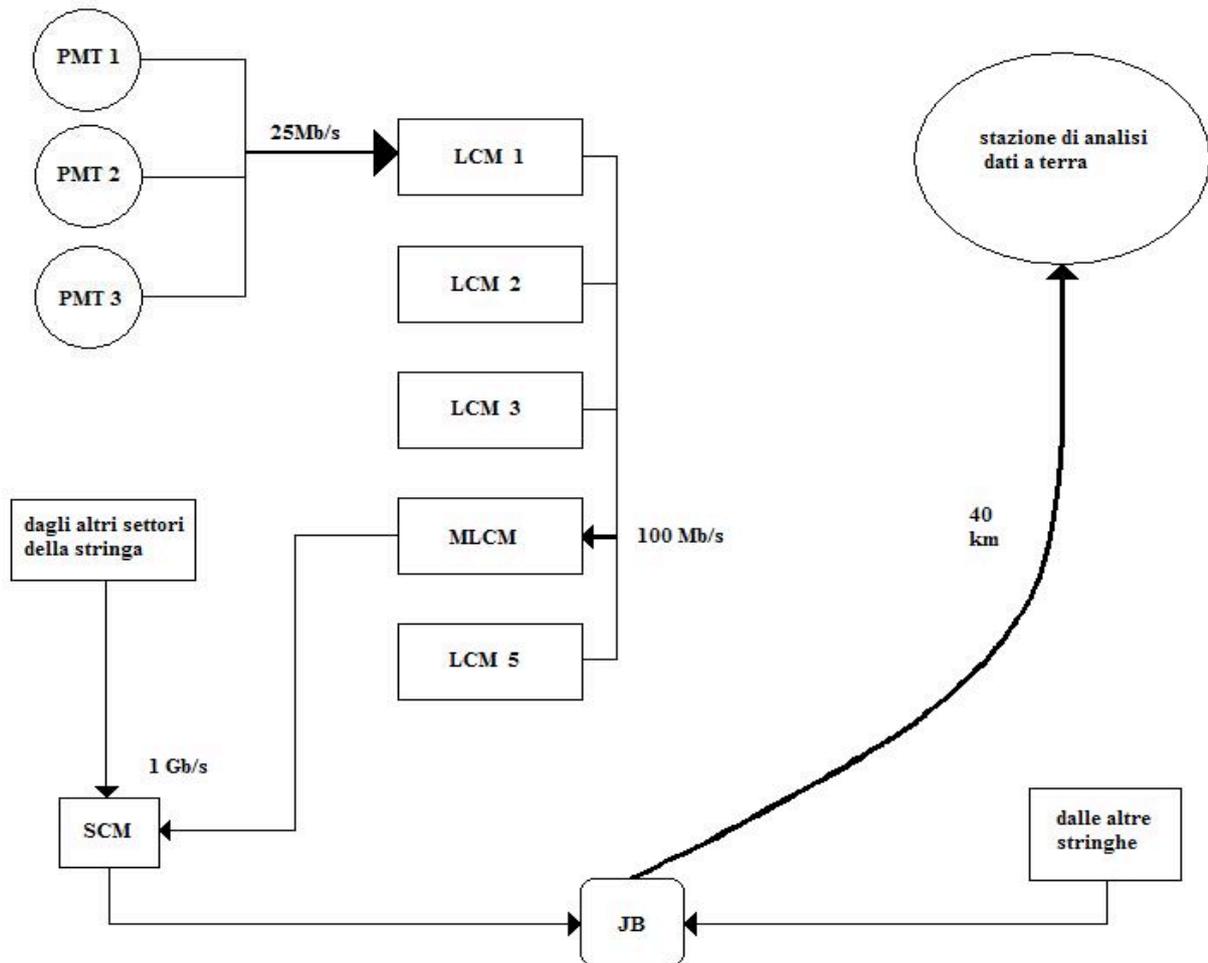


Figura 3.5: Catena di acquisizione dati dell'esperimento ANTARES [ANTARES Collaboration].

3.3.1 SELEZIONE DEI DATI A TERRA

Il processo di selezione dei dati avviene in 3 step [8]:

- 1) per prima cosa, gli hit vengono scremati con un trigger che richiede una coincidenza temporale, di due PMT su un singolo piano, entro 20 ns o, in alternativa, un singolo segnale con carica maggiore di 3 fotoelettroni;
- 2) analizzando i dati così raccolti, un secondo trigger cerca di trovare un set di hit compatibili con una traccia muonica, richiedendo che il set sia composto da almeno 5 eventi;
- 3) un terzo trigger impone una finestra temporale di 2200 ns , cioè richiede che quello sia il tempo massimo che può intercorrere tra il primo e l'ultimo hit.

3.3.2 RICOSTRUZIONE DELLA TRACCIA

La traccia di un muone con energia superiore a 50 GeV può essere considerata rettilinea, e la velocità del muone può essere assunta pari a quella della luce nel vuoto [3].

La traccia è quindi completamente identificata dalla posizione $\vec{p} = (x_0, y_0, z_0)$ del muone al tempo di riferimento t_0 , e dai coseni direttori:

$$\vec{d} = [\cos \phi \sin \theta, \sin \phi \sin \theta, \cos \theta] \quad (3.10)$$

dove ϕ è l'angolo azimutale e θ l'angolo di zenith in un sistema di riferimento cartesiano (x, y, z) . Tenendo presente la Figura 3.6 il tempo t_{PMT_i} di arrivo del generico fotone Cerenkov, emesso con un angolo θ_C rispetto alla traccia, sull' i -esimo fotomoltiplicatore del rivelatore, in posizione $\vec{q} = (x_i, y_i, z_i)$ può essere calcolato sommando il tempo t_1 (t_{0A} che il muone impiega per arrivare al punto di emissione del fotone) al tempo t_2 (t_{AB} di propagazione del fotone nel mezzo con indice di rifrazione n):

$$t_{PMT_i} = t_0 + t_1 + t_2 \quad (3.11)$$

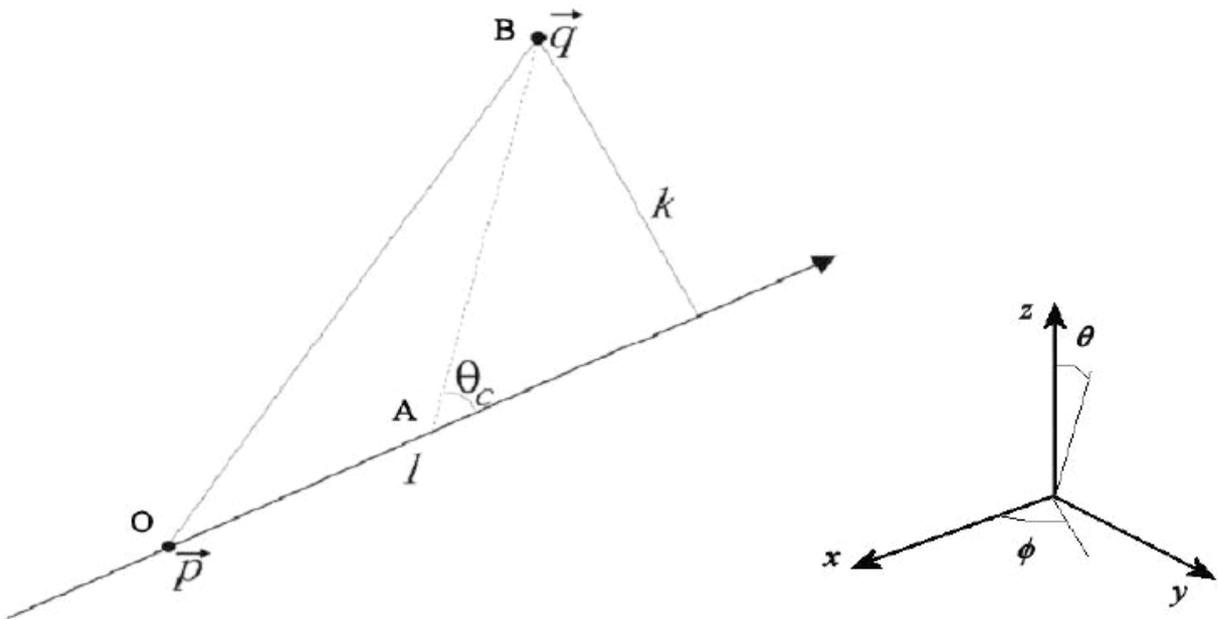


Figura 3.6: Traiettoria del muone e del generico fotone Cerenkov, e, a destra, sistema di riferimento.

Definendo $\vec{v} = \vec{q} - \vec{p}$ si ha $\vec{l} = \vec{v} \cdot \vec{d}$ e quindi la minima distanza della traccia dal PMT_i risulta essere $k = \sqrt{|\vec{v}^2| - l^2}$.

Il tempo di arrivo su $\vec{q}(t_i)$ pertanto sarà:

$$t_i^{th} = t_0 + \frac{1}{c} \left(l - \frac{k}{\tan \theta_C} \right) + \frac{1}{v_g} \frac{k}{\sin \theta_C} \quad (3.12)$$

dove l'apice th indica che si tratta di un calcolo teorico, mentre v_g è la velocità di gruppo della luce in acqua quindi $v_g = c / n$.

Per ogni quintupla di parametri $(x_0, y_0, z_0, \theta, \phi)$, che identifica univocamente la traccia del muone, la relazione precedente permette di calcolare il tempo di arrivo dei fotoni Cherenkov su ogni PMT dell'apparato.

I metodi di ricostruzione della traccia consistono solitamente di due step: un pre-fit che fa una prima stima dei parametri della traccia e un fit finale più accurato; quest'ultimo parte dai valori trovati nel pre-fit e applica il metodo della massima verosimiglianza, dove una funzione di densità di probabilità cerca di includere l'intera conoscenza riguardante il rivelatore e la fisica attesa. Questa funzione di massima verosimiglianza è funzione dei residui temporali degli hit, definiti dalla formula:

$$t_i^{res} = (t_i - t_i^{th}) / \sigma \quad (3.13)$$

dove t_i sono i tempi misurati, t_i^{th} sono i tempi teorici calcolati dall'equazione precedente e σ è la risoluzione temporale.

Così facendo si ottengono i migliori parametri per la ricostruzione della traccia del muone.

3.4 SLOW CONTROL

Il sistema di slow control è destinato a un monitoraggio delle variabili che cambiano in maniera lenta, oltre a controllare vari aspetti operazionali del rivelatore. La tensione del fotomoltiplicatore, la temperatura e tensioni di alimentazione si leggono dai moduli ottici. Alcuni strumenti dedicati forniscono informazioni sul comportamento e l'orientazione della stringa, sulla velocità della corrente in acqua, sul posizionamento acustico e sul controllo dei dati. Il sistema di slow control così trasmette a una stazione a riva tutte le informazioni necessarie per monitorare e controllare il rivelatore, oltre a fornire informazioni di calibrazione necessarie per ricostruire gli eventi.

3.5 CALIBRAZIONE

La precisione di puntamento del rivelatore è determinata in larga misura dalla accuratezza nella conoscenza dei tempi di ogni segnale di PMT. Più in dettaglio, tale accuratezza dipende da:

- la precisione con cui sono noti il posizionamento spaziale e l'orientazione dei moduli ottici, σ_{geom} ;
- l'accuratezza con cui è misurato il tempo di arrivo dei fotoni sui moduli ottici, σ_{pmt} ;
- la precisione con cui i tempi locali dei segnali rivelati dai moduli ottici individuali possono essere sincronizzati con ogni altro: σ_{align}

Dunque, si ha: $\sigma_{tot}^2 = \sigma_{geom}^2 + \sigma_{pmt}^2 + \sigma_{align}^2$.

3.6 BIOLUMINESCENZA

Esistono altre due componenti di cui si deve tener conto nella stima del fondo di neutrini: il decadimento del ^{40}K e la bioluminescenza. I due principali rami di decadimento del potassio 40 sono: $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ca} + e^- + \nu$ e $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ar} + \nu + \gamma$.

L'attività del ^{40}K può essere calcolata conoscendo la salinità del sito ambientale in esame, la percentuale di potassio rispetto a tutti gli altri sali, l'abbondanza relativa del ^{40}K e la vita media del ^{40}K stesso.

La bioluminescenza, invece, è dovuta alla presenza accidentale di alcune specie che costituiscono la fauna marina, che sono in grado di emettere un segnale luminoso di disturbo per la nostra osservazione. L'effetto negativo (sulla ricostruzione delle tracce) dei segnali dovuti a queste sorgenti di rumore ottico, può essere ridotto notevolmente applicando opportune richieste di coincidenza tra i PMT e tra i piani delle stringhe.

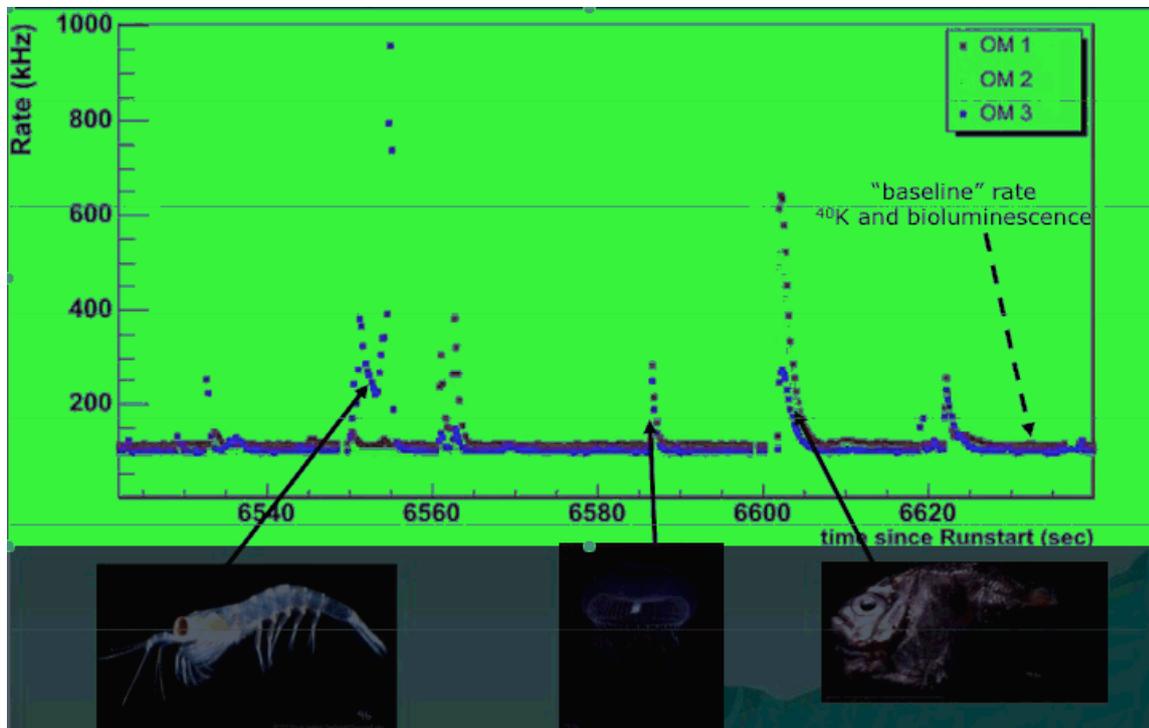


Figura 3.7: Nella figura sono mostrati i due diversi contributi al rumore ottico sui PMT dell'apparato: la banda scura che ha un andamento costante identifica l'azione del ^{40}K , mentre i picchi che superano tale livello sono dovuti alla bioluminescenza della fauna marina [ANTARES Collaboration].

3.7 AREA EFFICACE PER L'ESPERIMENTO ANTARES

Il parametro forse più importante per quantificare e comparare l'accettanza dei vari telescopi è la cosiddetta area efficace: essa rappresenta dunque la capacità del rivelatore di identificare la traccia di un muone e si ottiene dal rapporto tra il tasso di eventi (misurato in s^{-1}) e il flusso incidente (in $cm^{-2} s^{-1}$).

Il valore dell'area efficace vale per qualsiasi processo che generi il flusso incidente; tale valore viene determinato, in generale, mediante simulazioni Montecarlo, secondo vari passi [9]. Inizialmente si definisce un volume efficace, in questo modo: partendo da un volume V_{gen} , molto maggiore di quello del detector (ad esempio con un margine di 5 lunghezze di attenuazioni dei fotoni), si generano eventi su un ampio spettro di energie e direzioni. Sia N_{gen} il numero di eventi generati con variabili cinematiche E_ν , θ_ν , ϕ_ν (rispettivamente l'energia, l'angolo zenitale e l'angolo azimutale del neutrino generato). Assumiamo che, di questi, solo N_{xxx} sopravvivano dopo aver applicato i vari tagli di ricostruzione. Il volume efficace è quindi definito come:

$$V_{eff}(E_\nu, \theta_\nu, \phi_\nu) = \frac{N_{xxx}(E_\nu, \theta_\nu, \phi_\nu)}{N_{gen}(E_\nu, \theta_\nu, \phi_\nu)} V_{gen}. \quad (3.14)$$

Per calcolare il numero di muoni osservati a partire da questo volume efficace, è necessario conoscere il dettaglio dell'interazione dei neutrini, e quindi la densità di bersagli ρN_A e la sezione d'urto di corrente carica $\sigma(E_\nu)$.

Allora il rate di muoni dovuti ai neutrini generati nel volume V_{gen} è dato da:

$$N_\mu = \int dE_\nu d\Omega_\nu V_{eff}(E_\nu, \theta_\nu, \phi_\nu) \rho N_A \sigma(E_\nu) \frac{d\phi_\nu}{dE_\nu d\Omega_\nu}. \quad (3.15)$$

Chiaramente possiamo riunire insieme il volume efficace, la densità di bersagli e la sezione d'urto per ottenere una quantità con le dimensioni di un'area che poi, combinata con un flusso differenziale di neutrini (teorico), produca il rate di eventi.

Si ottiene così come area efficace:

$$A_{eff}^{\nu \text{ rivelatore}}(E_\nu, \theta_\nu, \phi_\nu) \equiv \rho N_A V_{eff} \sigma(E_\nu). \quad (3.16)$$

Questa definizione di area efficace è valida però solo per neutrini che già si trovano nelle vicinanze del rivelatore, e pertanto non tiene conto dell'assorbimento terrestre.

La probabilità di assorbimento nella Terra può essere espressa come:

$$P_{Earth}(E_\nu, \theta_\nu) = e^{-N_A \sigma(E_\nu) \int \rho dl}, \quad (3.17)$$

dove $\int \rho dl$ rappresenta la densità dei bersagli situati lungo il cammino del neutrino attraverso la Terra (colonna di bersagli).

Pertanto il fattore di proporzionalità necessario per convertire immediatamente un flusso di neutrini astrofisici in un tasso di eventi è:

$$A_{eff}^\nu(E_\nu, \theta_\nu, \phi_\nu) \equiv \rho N_A V_{eff} \sigma(E_\nu) e^{-N_A \sigma(E_\nu) \int \rho dl}. \quad (3.18)$$

In molti casi viene utilizzata un'area efficace direttamente per la ricostruzione dei muoni in funzione dei soli parametri dei μ :

$$A_{eff}(E_\mu, \theta_\mu, \phi_\mu) = \frac{N_{xxx}(E_\mu, \theta_\mu, \phi_\mu)}{N_{gen}(E_\mu, \theta_\mu, \phi_\mu)} A_{gen}, \quad (3.19)$$

con $A_{gen} \equiv \rho N_A V_{gen} \sigma(E_\nu) e^{-N_A \sigma(E_\nu) \int \rho dl}$.

Dal momento che solo i parametri fisici dei muoni vengono misurati direttamente nell'esperimento, spesso questa è l'area efficace che si usa per confrontare esperimenti diversi.

La Collaborazione ANTARES negli anni ha continuamente migliorato le strategie di ricostruzione degli eventi e con esse l'area efficace dell'esperimento (che dipende ovviamente da tali strategie, oltre che dalle variabili cinematiche dei muoni e dalla geometria del rivelatore). In Figura 3.8 si riporta l'area efficace per neutrini astrofisici, in funzione di E_ν . Tale area efficace verrà considerata, in questo lavoro, nel calcolo degli eventi aspettati; la dipendenza dell'area efficace dall'angolo di nadir del neutrino è illustrata invece nella Figura 3.9; la soppressione che, per E_ν alte, subiscono i neutrini “upgoing”, si deve all'assorbimento terrestre.

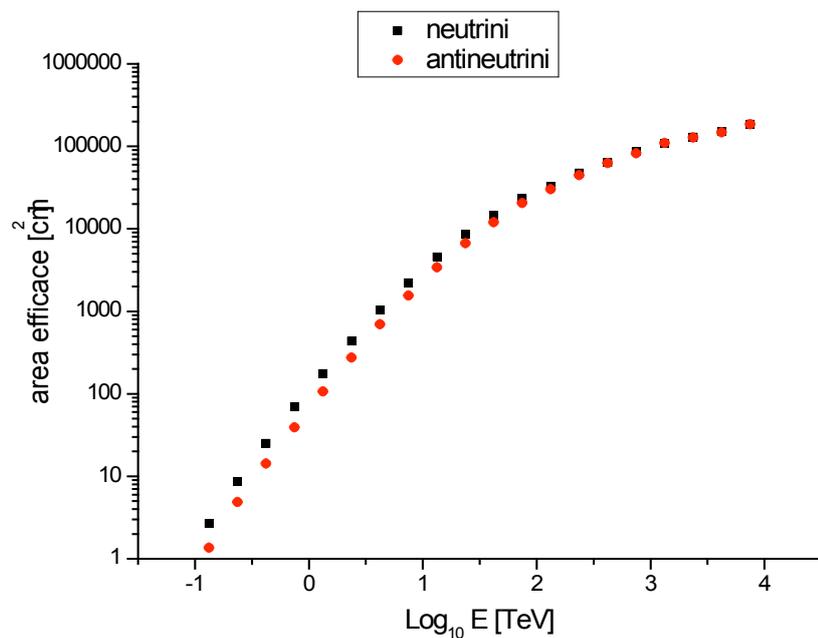


Figura 3.8: Area efficace dell'esperimento ANTARES per neutrini ed antineutrini, in funzione di E_ν [4].

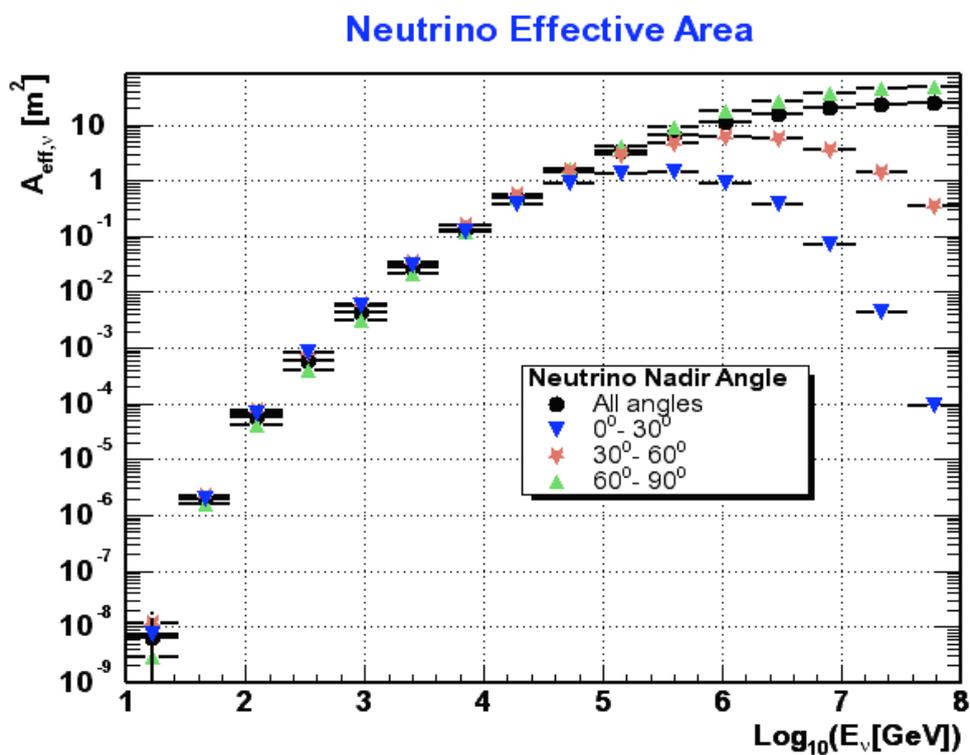


Figura 3.9: Area efficace per diversi angoli di nadir [ANTARES Collaboration].

Nella tabella 1 si hanno i valori dell'area efficace, mediata sull'angolo zenitale, per diversi valori di energia del neutrino e dell'antineutrino.

energia [TeV]	bin energia [TeV]	A_{eff} neutrini [cm²]	A_{eff} antineutrini [cm²]
0,13	0,10 - 0,18	2,7	1,4
0,24	0,18 - 0,33	8,6	4,8
0,42	0,33 - 0,59	25	14
0,75	0,59 - 1,0	69	39
1,3	1,0 - 1,8	18E+1	11E+1
2,4	1,8 - 3,3	43E+1	27E+1
4,2	3,3 - 5,9	10E+2	70E+1
7,5	5,9 - 10	22E+2	16E+2
13	10 - 18	46E+2	34E+2
24	18 - 33	84E+2	67E+2
42	33 - 59	15E+3	12E+3
75	59 - 10E+1	23E+3	21E+3
13E+1	10E+1 - 18E+1	33E+3	30E+3
24E+1	18E+1 - 33E+1	47E+3	44E+3
42E+1	33E+1 - 59E+1	63E+3	63E+3
75E+1	59E+1 - 10E+2	86E+3	82E+3
13E+2	10E+2 - 18E+2	11E+4	11E+4
24E+2	18E+2 - 33E+2	13E+4	13E+4
42E+2	33E+2 - 59E+2	15E+4	15E+4
75E+2	59E+2 - 10E+3	19E+4	18E+4

Tabella 1: Area efficace per neutrini e antineutrini al variare dell'energia

Nella Figura 3.10 sono mostrate invece le dipendenze dell'area efficace dalla declinazione e dall'ascensione retta delle sorgenti. Da notare che l'area efficace, data la simmetria del rivelatore, è praticamente costante al variare dell'ascensione retta.

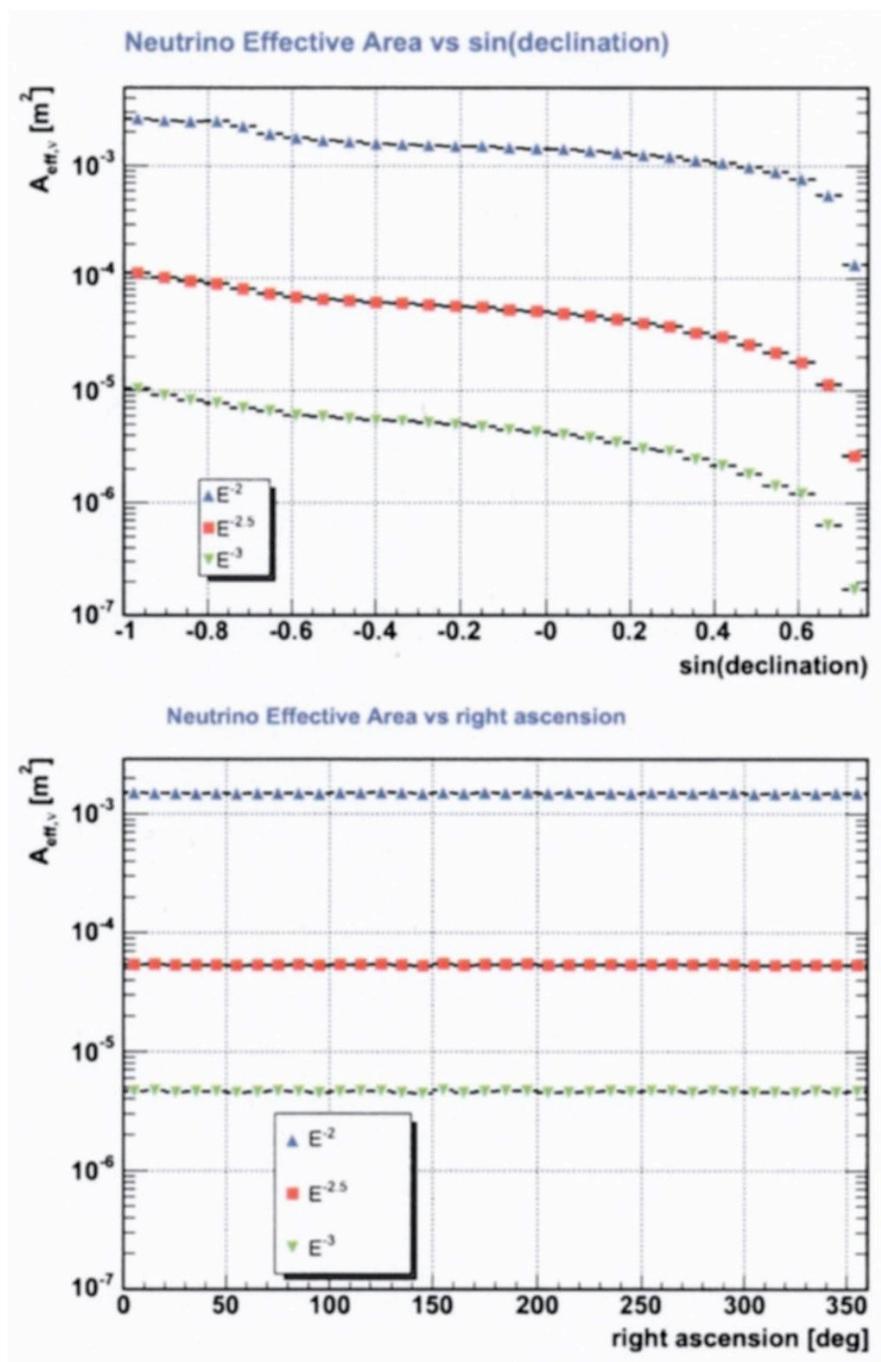


Figura 3.10: Dipendenza dell'Area Efficace di ANTARES da declinazione e ascensione retta della sorgente [ANTARES Collaboration].

3.8 RISPOSTA ANGOLARE E RISOLUZIONE ANGOLARE

La risposta angolare del rivelatore rispetto alla direzione del neutrino entrante è cruciale per l'identificazione di sorgenti puntiformi di neutrini. Tre fattori determinano questa risposta: l'angolo tra il neutrino e il muone nell'interazione di neutrino, la deviazione della direzione del muone dovuta allo scattering multiplo e la risoluzione angolare del rivelatore rispetto al muone. L'effetto dei primi due fattori è illustrato nella Figura 3.11.

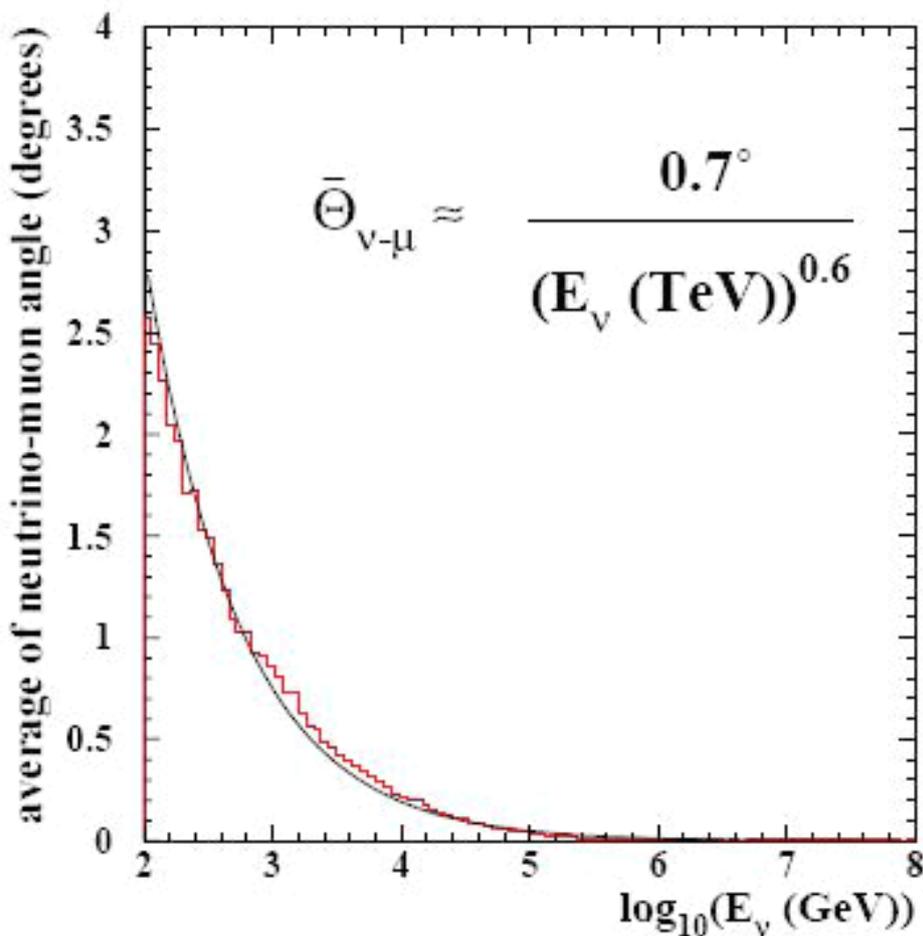


Figura 3.11: Differenza angolare tra la direzione del neutrino iniziale e la traccia del muone; la forma della funzione mostra con la linea continua la dipendenza dall'energia [ANTARES Collaboration].

La risoluzione angolare del rivelatore dipende dall'energia del neutrino entrante, per due ragioni: l'angolo medio tra il ν e il μ prodotto dipende dall'energia del ν (ad 1 TeV è circa 0.7° e diminuisce con l'aumentare di E_ν); inoltre, i muoni di alta energia sono generalmente meglio ricostruiti di quelli di bassa energia, a causa dell'incremento di luce Cherenkov prodotta.

La risoluzione del rivelatore sarà determinata dalla qualità dell'allineamento dei componenti del rivelatore, dalla risoluzione temporale dei fotomoltiplicatori, dal tempo globale del sistema di lettura e dalla qualità nella ricostruzione della traccia del muone.

La ricostruzione della traccia sarà affetta dalla luce proveniente da particelle secondarie e dalla luce scatterata. Le simulazioni Monte Carlo mostrano che è possibile ottenere una risoluzione angolare di 0.1° . Questo significa che sopra 10 TeV la risoluzione angolare totale è dominata da effetti dovuti al rivelatore, che invece, sotto 10 TeV, ha una risoluzione che dipende dalla distribuzione angolare delle interazioni dei neutrini.

Tramite simulazioni si ottiene che la metà degli eventi provenienti da sorgenti puntiformi con uno spettro di neutrino di E^{-2} cadono in una regione circolare di raggio 0.2° centrata sulla posizione della sorgente. Al di sopra di 10 TeV la risoluzione angolare non è dominata dall'angolo "fisico" tra il neutrino e il muone reale, bensì dagli errori di ricostruzione.

La risoluzione angolare è mostrata in Figura 3.12.

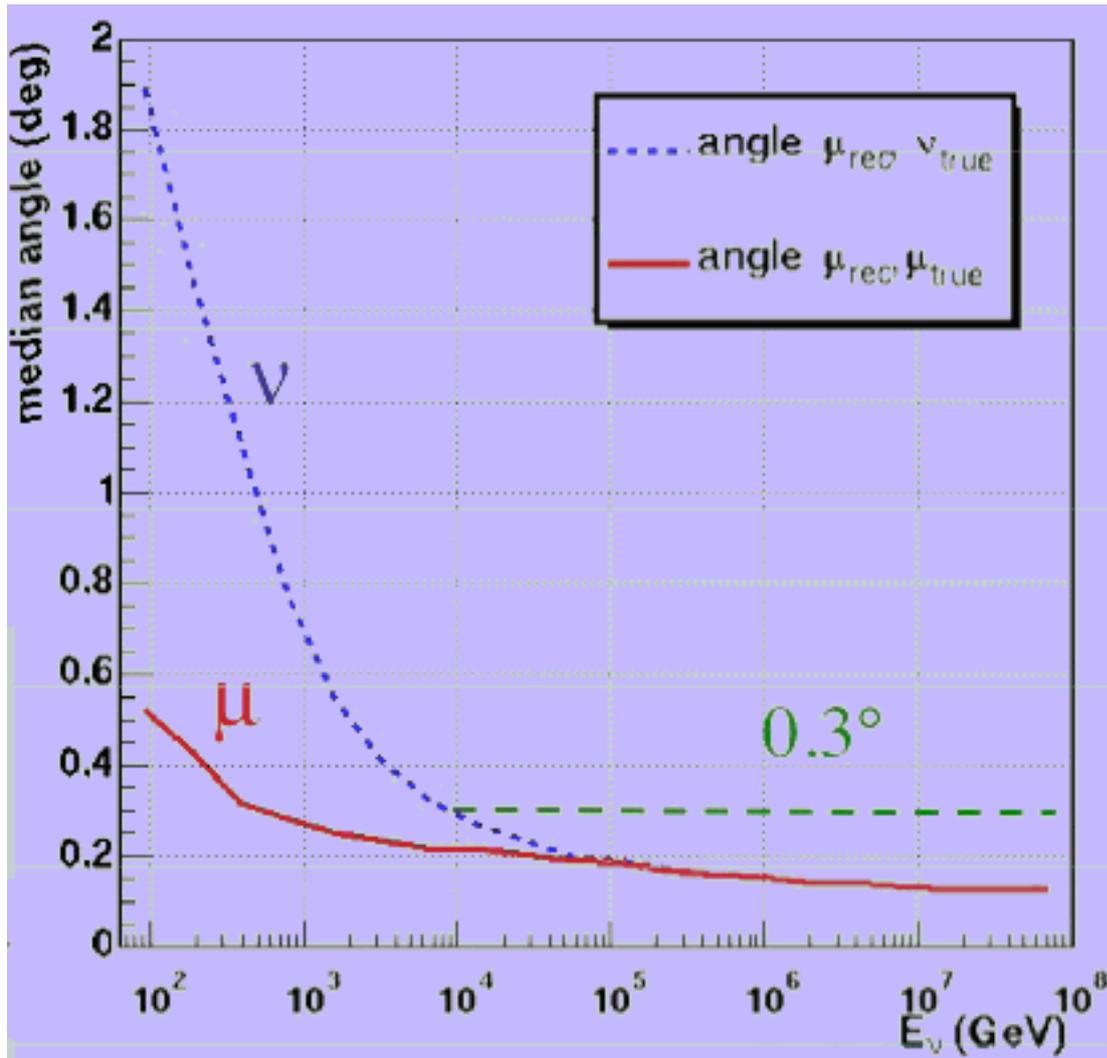


Figura 3.12: Angolo mediano della distribuzione dell'angolo, nello spazio, fra tracce ricostruite e tracce di Monte Carlo. La linea solida mostra l'angolo nello spazio tra la traccia del muone ricostruita e la traccia generata tramite simulazione Monte Carlo. La linea tratteggiata mostra l'angolo tra la direzione del ν incidente e quella ricostruita dal μ indotto nella reazione $\nu_{\mu}N$ [ANTARES Collaboration].

3.9 RISOLUZIONE IN ENERGIA DELL'ESPERIMENTO ANTARES

La risoluzione in energia è funzione di E_μ : dipende, quindi, dalla frazione di energia trasferita al muone nell'interazione di neutrino e dall'energia persa dal muone nel volume del rivelatore. La determinazione dell'energia del muone richiede tecniche differenti in diversi range di energia.

Sotto 100 GeV, i muoni sono vicini al minimo di ionizzazione, e l'energia di eventi contenuti, cioè i cui punti iniziale e finale siano misurati dentro il rivelatore, può essere determinata accuratamente dal range. La soglia per questo metodo è circa (5 – 10) GeV per le tracce verticali, a seconda della distanza verticale tra i gruppi di moduli ottici, e circa 15 GeV per eventi più isotropi, a seconda della distanza tra le linee orizzontali.

Sopra 100 GeV, il range non sempre può essere misurato a causa delle limitate dimensioni del rivelatore, ma il range visibile determina un'energia minima che può essere usata per l'analisi degli eventi parzialmente contenuti: a partire da eventi in cui il vertice è misurato all'interno del rivelatore, e fermandosi per gli eventi in cui il punto finale è misurato.

Sopra 1TeV, i processi stocastici di perdita di energia dei μ (bremsstrahlung, produzione di coppie, raggi γ) sono dominanti, e l'energia persa cresce con E_μ . Il range del muone, sopra 1TeV, aumenta soltanto logicamente con l'energia del μ , aumentando pertanto anche l'efficienza di rivelazione. Anche la risoluzione in E_μ migliora al crescere dell'energia dissipata per processi stocastici.

Sopra 1PeV, la Terra diventa opaca ai neutrini verticali provenienti dal basso. Tuttavia energie più alte sono accessibili vicino all'orizzonte. Neutrini tau di energia molto alta possono essere osservati perché i τ , prodotti nelle interazioni di ν_τ , decadono prima di essere assorbiti, producendo ν_τ di bassa energia che continuano lungo la linea di volo del neutrino originale, ma diminuendo la probabilità di interazione, e causando un accumulo di eventi al massimo delle energie rilevabili.

3.10 CALCOLO DELLA VISIBILITA' DI UNA SORGENTE

L'esperimento ANTARES, situato a 43° Nord di latitudine, non può ovviamente osservare tutto il cielo e quindi tutte le sorgenti per 24 ore al giorno: come detto, infatti, soltanto sorgenti con declinazione inferiore a -47° sono sempre visibili, mentre quelle di declinazione compresa tra -47° e +47° sono visibili per parte del giorno, e quelle con declinazioni maggiori di 47° non sono mai visibili.

Ma in che modo si calcola la visibilità di una sorgente?

L'arco diurno \mathcal{A} di un astro, cioè il tempo che quell'oggetto trascorre al di sopra dell'orizzonte, è definito essere $\mathcal{A} = H_t - H_s + 24^h$ con H_s e H_t che sono rispettivamente gli angoli orari al sorgere e al tramontare dell'astro; l'angolo orario H di un astro è l'angolo tra il meridiano di un osservatore e il meridiano dell'astro ed è contato nel verso di rotazione della sfera celeste (il meridiano è il semicerchio massimo passante per i poli celesti e per lo zenit dell'osservatore, o dell'astro, e H è l'angolo al vertice, cioè al polo nord celeste, tra i due meridiani) [10].

Per un osservatore che si trovi ad una latitudine ϕ e per un astro che abbia altezza (sull'orizzonte) h e declinazione δ si ottiene la relazione:

$$\sin h = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos H. \quad (3.20)$$

Al sorgere e al tramontare dell'astro l'altezza sull'orizzonte ovviamente si annulla e dunque si ha:

$$\cos H_{s,t} = - \operatorname{tg} \phi \operatorname{tg} \delta. \quad (3.21)$$

Poichè H_t è compreso tra 0^h e 12^h si avranno le relazioni:

$$H_t = \arccos (- \operatorname{tg} \phi \operatorname{tg} \delta) * (24/360) \quad (3.22)$$

$$H_s = 24^h - H_t \quad (3.23)$$

da cui si ottiene che:

$$\mathcal{A} = H_t - H_s + 24^h = 2 H_t = 2 \arccos (- \operatorname{tg} \phi \operatorname{tg} \delta) * (24/360). \quad (3.24)$$

In questo modo si calcola quindi il tempo, in ore, che un oggetto di declinazione δ passa al di sopra dell'orizzonte per un osservatore che si trovi ad una latitudine ϕ (43° N per ANTARES).

Nello studio dei neutrini diretti verso l'alto, noi però definiamo come visibilità di una sorgente la frazione del giorno che quella sorgente passa al di sotto dell'orizzonte, quindi in definitiva la visibilità \mathcal{V} , espressa in frazione di giorno, viene fornita dalla formula:

$$\mathcal{V} = [24 - 2*(24/360) * \arccos (- \operatorname{tg} \phi \operatorname{tg} \delta)] / 24 \quad (3.25)$$

Nella Figura 3.13 viene mostrata la mappa del cielo visibile da ANTARES, con gradazioni di colore.

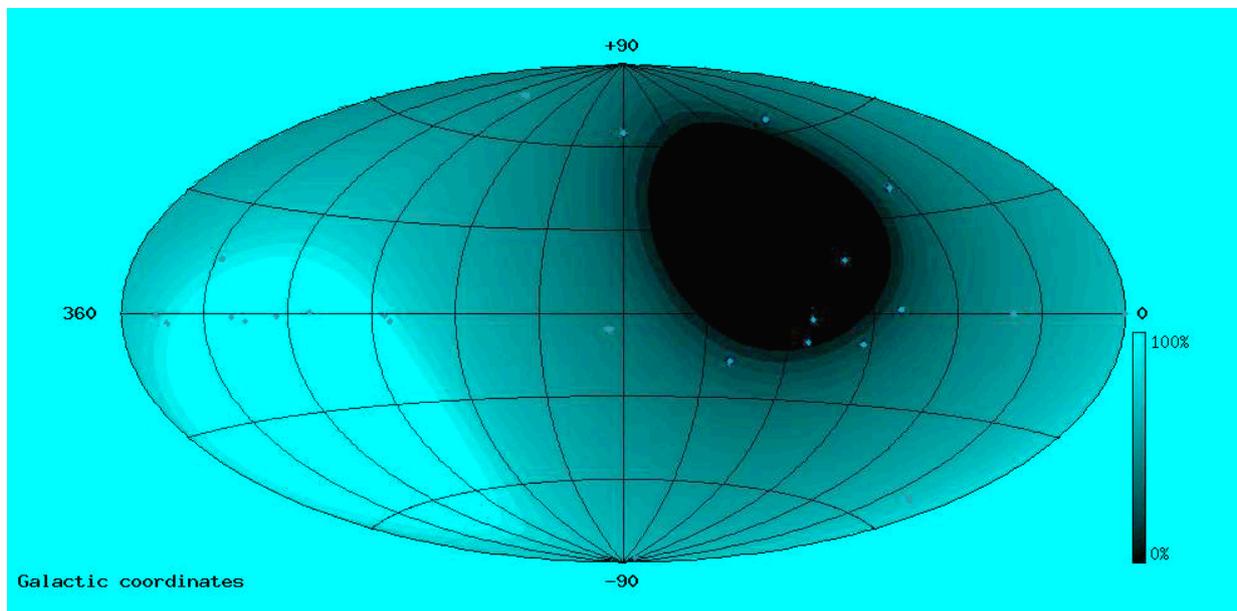


Figura 3.13: Mappa celeste, in coordinate galattiche, di ANTARES [ANTARES Collaboration].

CAPITOLO 4

NUCLEI GALATTICI ATTIVI: AGN

In questo capitolo concentreremo principalmente la nostra attenzione sui nuclei galattici attivi, analizzando quali classi di AGN abbiano maggior probabilità di emettere neutrini di alta energia e catalogando quelli che rivestono particolare interesse per l'esperimento ANTARES.

4.1 CLASSIFICAZIONE DEGLI AGN

I nuclei galattici attivi, come accennato nel primo capitolo, sono oggetti nei quali la produzione energetica avviene a spese di un buco nero supermassivo centrale (con massa tra 10^6 e 10^{10} volte la massa solare) che si nutre del gas che gli cade dentro dal nucleo della galassia madre o di galassie vicine interagenti.

L'interesse dei fisici per gli AGN inizia negli anni '40, quando uno studente presso l'Osservatorio di Monte Wilson, Carl Seyfert, scoprì delle spirali con un nucleo di aspetto stellare ricco di stelle molto giovani e calde e caratterizzato da attività esplosiva. Negli anni '50 e '60 si scoprirono galassie ellittiche aventi dei nuclei brillanti e variabili e fortemente radioemittenti. Nel 1968 si scoprì, inoltre, che un oggetto ritenuto una stella variabile, BL Lacertae, presentava delle chiare analogie con Quasar, Radiogalassie e Galassie di Seyfert.

Attualmente si pensa che tutti questi oggetti abbiano la stessa natura e che le diverse osservazioni che se ne hanno da Terra dipendano per lo più dai differenti angoli di inclinazione (angolo tra la linea di vista e l'asse del nucleo galattico attivo) sotto i quali gli oggetti sono visti.

Come raffigurato nella Figura 4.1 nella pagina seguente, un AGN consiste, oltre che di un buco nero supermassivo, di un disco di accrescimento giacente sul piano perpendicolare all'asse di rotazione e di due jet di materia espulsa lungo l'asse di rotazione stesso. Tali getti sono prodotti dalla rotazione del buco nero che espelle parte

del gas in caduta, costituendo dei giganteschi vortici uscenti dai poli dell'asse di rotazione del disco.

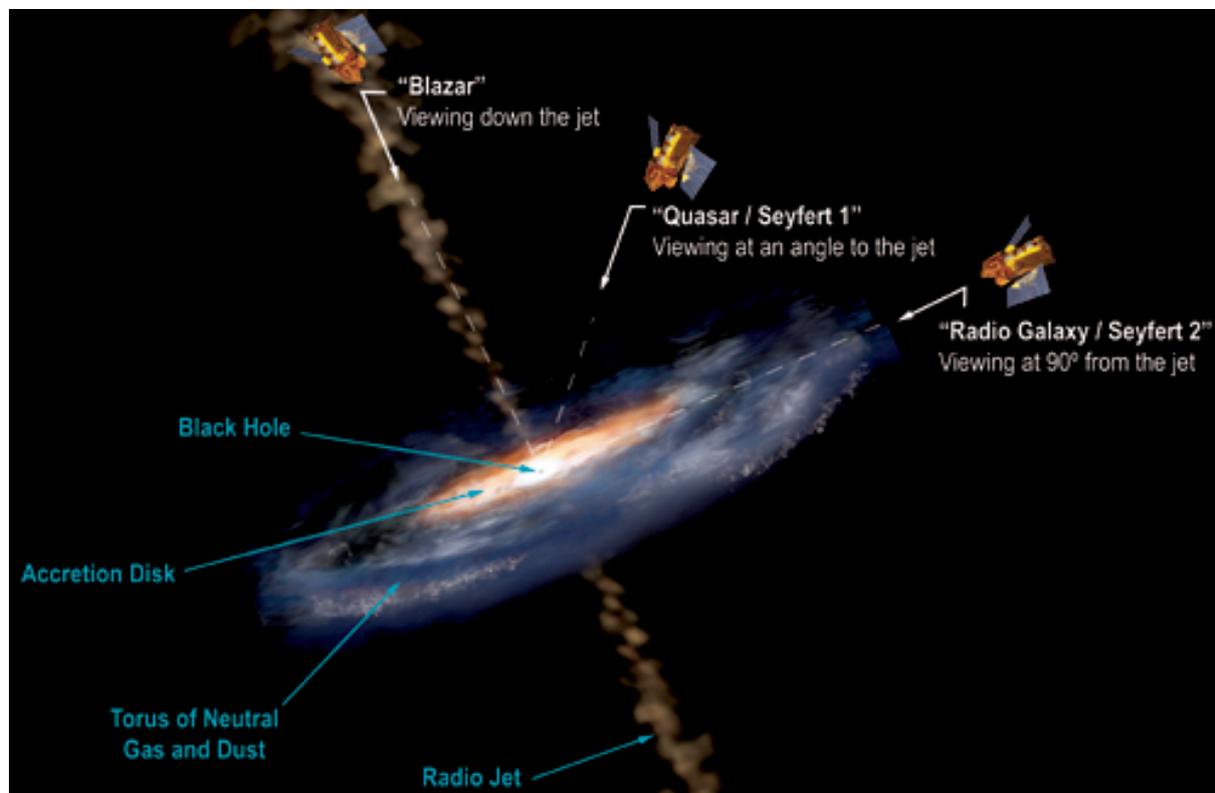


Figura 4.1: Schematizzazione di un AGN: i differenti angoli di inclinazione distinguono blazar, quasar / Seyfert I, e radio-galassie / Seyfert II [11].

La classificazione proposta per gli AGN, il cui schema è mostrato in Figura 4.2, si basa su morfologia della galassia ospitante, luminosità e angolo di inclinazione [12].

La prima diversificazione è tra sorgenti “radio intense” (cioè che hanno una forte emissione nel radio, come radio-galassie, radio-quasars, blazars) e “radio quiete” (emissione debole, come galassie di Seyfert o quasars radio quieti). Le prime possono essere poi distinte, andando ad esaminare la lunghezza dei jet, in oggetti compatti, nei quali i jet rimangono bloccati nella materia molto densa, e in oggetti con jet invece evoluti e fuoriusciti dalla materia e di lunghezza dell'ordine dei 100 kpc, a volte del Mpc. Per le sorgenti radio quiete, invece, un'ulteriore classificazione si basa sulla luminosità nel visibile: sorgenti con forte emissione sono quasar, sorgenti con debole emissione sono galassie di Seyfert. La classificazione si ramifica poi ulteriormente e di seguito riportiamo lo schema e le caratteristiche delle varie classi.

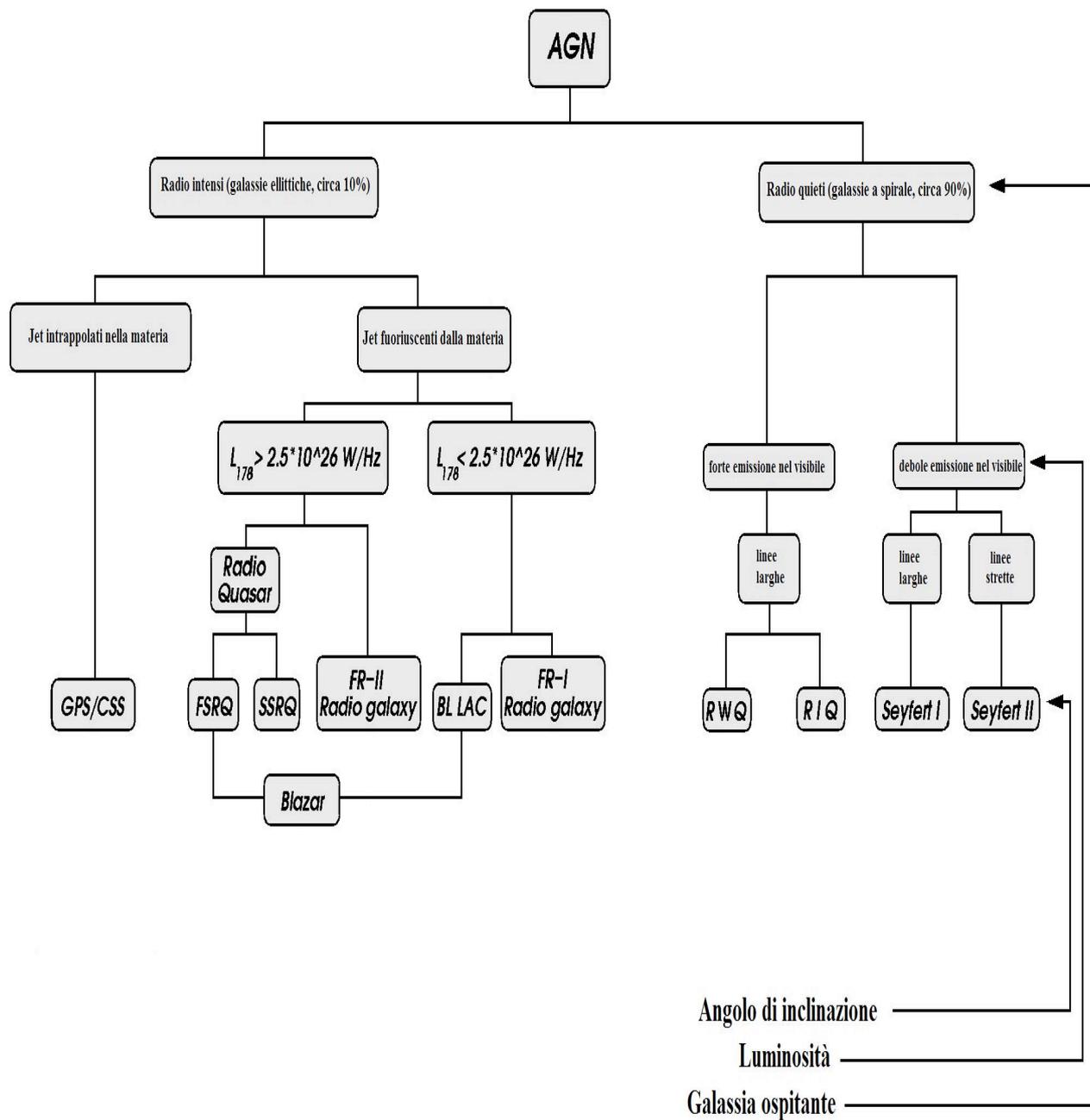


Figura 4.2: Classificazione degli AGN in base all'angolo di inclinazione, alla luminosità e alla galassia ospitante l'oggetto.

4.1.1 AGN RADIO INTENSI

- **GPS / CSS:** gli oggetti compatti, per i quali i jet restano intrappolati nella materia, sopra una certa frequenza della radiazione emessa, detta frequenza di turnover, mostrano uno spettro di emissione radio ripido. Sorgenti per le quali la frequenza di turnover è nel range dei MHz sono dette Compact Steep Spectrum (CSS, sorgenti compatte a spettro rapidamente variabile), mentre oggetti per i quali la frequenza di turnover è nei GHz sono chiamati GHz Peaked Sources (GPS, sorgenti piccate nei GHz).

Questo tipo di oggetti ha dimensioni minori di un classico AGN: le dimensioni lineari di un GPS sono infatti di circa 1 kpc mentre per i CSS si va da 1 a 15 kpc. GPS e CSS non sono due classi esattamente distinte, piuttosto formano un continuo, e potrebbero rappresentare il primo stadio di un AGN radio intenso, che successivamente si evolve con i jet che fuoriescono e con una crescita in dimensione. Per la produzione dei neutrini, questa classe è particolarmente interessante se l'accelerazione dei protoni ha luogo nella parte centrale del jet, con la materia molto densa intorno che fornisce un bersaglio ideale per la produzione di pioni; dal momento che i jet restano poi intrappolati nella zona di interazione, la produzione dei neutrini risulta praticamente isotropa e ciò fa sì che l'angolo di inclinazione abbia un'influenza minima sul flusso di neutrini aspettato.

Gli oggetti nei quali i jet fuoriescono non restando intrappolati nella materia hanno una morfologia che è risultata essere correlata con la luminosità nel radio a 178 MHz. Si distinguono due sottoclassi, a seconda che la L_{178} sia maggiore o minore di $2.5 \cdot 10^{26}$ W/Hz, corrispondente a una luminosità bolometrica di 10^{46} erg/s.

Gli AGN più luminosi sono caratterizzati da jet che si estendono fin oltre la galassia di appartenenza e si dividono in:

- **FSRQ** (Flat Spectrum Radio Quasars, cioè radioquasar a spettro piatto);
- **SSRQ** (Steep Spectrum Radio Quasars, cioè radioquasars a spettro “scosceso”);
- **radio-galassie FR-II** (FR sta per Fanaroff e Riley che per primi trovarono la correlazione tra morfologia e potenza radio).

I nuclei galattici attivi con $L_{178} < 2.5 \cdot 10^{26}$ W/Hz e getti meno potenti si dividono invece in:

- **radio-galassie FR-I** ;
- **BL Lac**: oggetti dagli spettri molto peculiari, privi delle ampie righe di emissione caratteristiche dei quasar; i BL Lac, così chiamati da BL Lacertae (il primo elemento di questo tipo ad essere scoperto), emettono luce altamente polarizzata e puntano un jet lungo la linea di vista (Figura 4.1). Si distinguono in HBL, IBL e LBL a seconda che il picco dello spettro di emissione di sincrotrone si abbia per una frequenza alta (High) cioè di 10^{17} - 10^{18} Hz, intermedia (Intermediate) cioè 10^{15} - 10^{16} Hz o bassa (Low) cioè 10^{13} - 10^{14} Hz.

I nuclei galattici attivi radio intensi aventi un angolo di inclinazione tale che il toro del disco di accrescimento oscura la parte più interna sono detti radiogalassie; al decrescere dell'angolo di inclinazione si hanno i SSRQ; sotto i 12° circa di inclinazione si hanno FSRQ e BL Lac: queste due classi non presentano differenze notevoli se non per la mancanza di righe di emissione nei BL Lac, e vengono raggruppati e definiti "blazar" .

Le radiogalassie (come M87, in Figura 4.3) sprigionano onde radio attraverso un meccanismo che trova la sua origine nel movimento, a velocità prossime a quella della luce, di elettroni immersi in campi magnetici molto intensi. Tale emissione viene chiamata radiazione di sincrotrone, a causa della somiglianza con quella prodotta negli acceleratori di particelle.

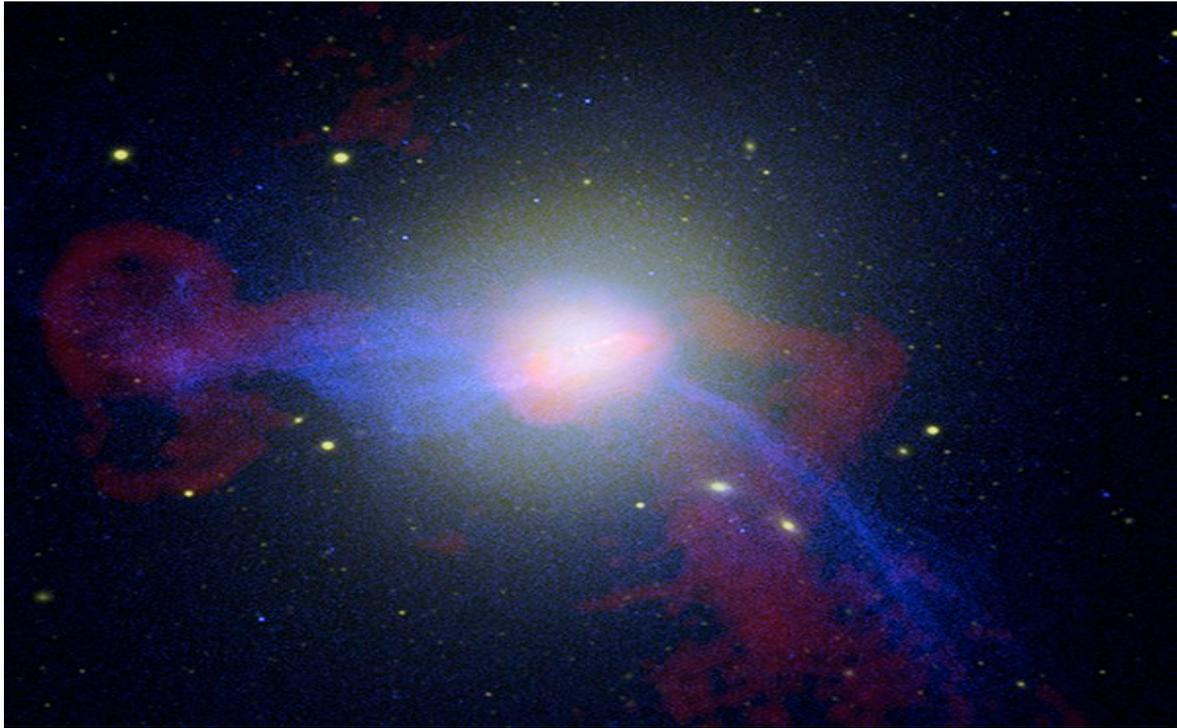


Figura 4.3: Immagine composita (visibile, radio e X) della radiogalassia M87; nel suo centro è presente una potente radiosorgente, nota come Virgo A oppure 3C274.

I Quasar (Quasi Stellar Radio Sources) sono oggetti che ad un telescopio ottico presentano un aspetto stellare (cioè l'aspetto di una sorgente puntiforme) e questo ha fatto sì che restassero nascosti, confusi con semplici stelle, fino all'avvento della radioastronomia. Gli astronomi Sandage e Matthews cercarono, nel 1960, di svelare il mistero di questi oggetti. Le loro perplessità venivano dal ritrovamento di una strana radiosorgente, che nel visibile sembrava essere una debole stella ma che nel radio e nell'ultravioletto emetteva molte più radiazioni di una stella. Nel 1962, il radioastronomo britannico Cyril Hazard propose un metodo originale per individuare la posizione della sorgente radio con una precisione, mai ottenuta prima, di un secondo d'arco: quando la Luna sarebbe passata davanti ad una radiosorgente (fenomeno noto come occultazione), Hazard avrebbe annotato con precisione il momento della scomparsa e della riapparizione del segnale.

L'astronomo non riuscì, per un treno perso, a compiere la sua osservazione ma fortunatamente altri astronomi ci riuscirono e osservarono una sorgente radio assimilabile ad un oggetto di tipo stellare, in seguito nota come 3C 273, nella costellazione della Vergine.

Sebbene sembrasse una stella ordinaria, possedeva una caratteristica particolare: emetteva una quantità tremenda di segnali radio. L'analisi dello spettro rivelava qualcosa di estremamente differente da quanto osservato fino ad allora.

Che cos'era questo oggetto? Nel 1963 Maarten Schmidt del Mount Palomar Observatory decifrò il mistero. Lo spettro conteneva alcune strane ampie linee di emissione (tutti i quasar hanno delle forti linee in emissione sia larghe che strette e questo permette una chiara identificazione del redshift), che all'inizio generarono un po' di confusione, ma Schmidt arrivò presto alla conclusione: si trattava di normalissime linee dell'idrogeno (serie di Balmer). Peraltro, queste ultime erano spostate talmente (del 15,8%) verso la parte rossa dello spettro visibile, da renderle irriconoscibili.

La spiegazione possibile era una sola: questo oggetto si stava allontanando dalla Terra ad almeno 48.000 chilometri al secondo, il che significava che si trovava a 3 miliardi di anni luce di distanza. Inoltre, la luminosità di molti di questi oggetti subiva variazioni fin del 10% nell'ordine di qualche giorno (ne sono state scoperti alcuni che hanno variazioni nell'ordine dei minuti), il che lasciava supporre che avessero dimensioni di pochi giorni luce.

A questi oggetti fu dato prontamente il nome di quasi-stellar radio sources, radiosorgenti quasi stellari, contratto poi in quasar.

L'interpretazione di Maarten Schmidt aprì gli occhi a tutti gli altri astronomi e presto i tasselli dei loro puzzle iniziarono a prendere la giusta posizione.

Si apriva ora la caccia alla definizione di questi oggetti. Come si erano formati? Cosa li alimentava? Si trovavano all'interno delle galassie? Come potevano oggetti delle dimensioni di pochi mesi luce di diametro emettere tanta radiazione?

Gli astronomi si gettarono nella scoperta di altri oggetti di questo tipo. Da allora, ne sono stati identificati migliaia. Sandage trovò quasar che non emettevano onde radio: questi quasar "radio quieti" rappresentano il 99% della popolazione ed il termine quasi stellar object o QSO fu giudicato più adatto a descriverne la natura.

In Figura 4.4 il quasar radio intenso 3C273, mostrato nel radio.

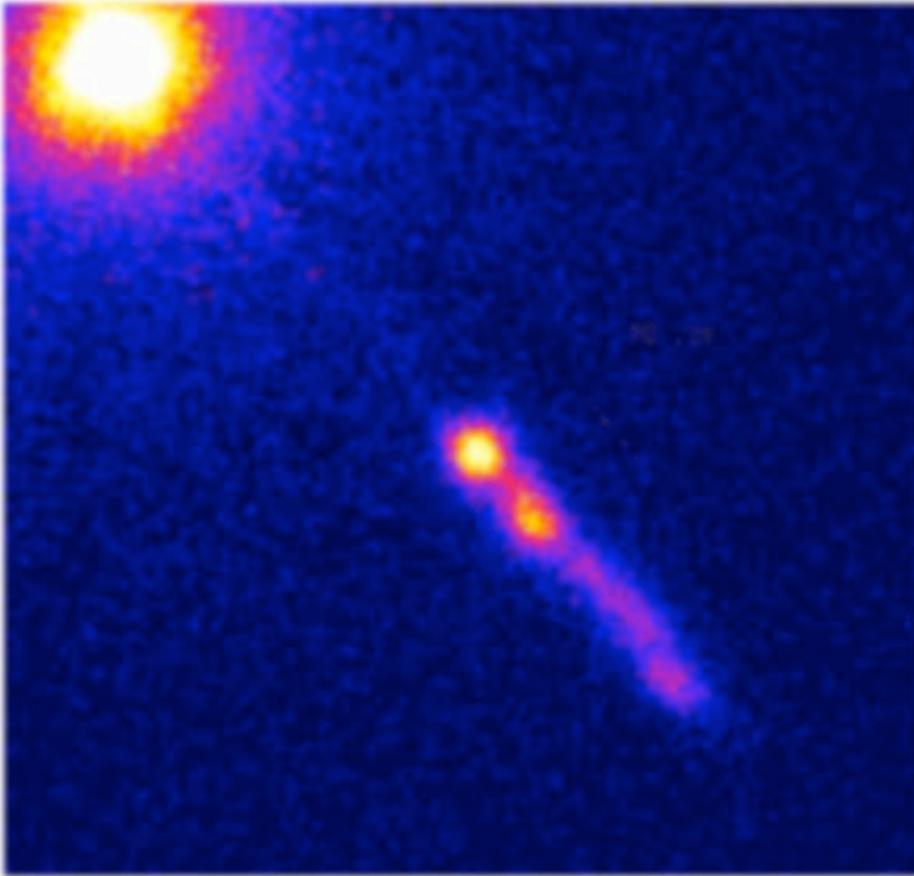


Figura 4.4: Immagine nel radio di 3C273, situato nella costellazione della Vergine: si distinguono bene il core e il getto del quasar.

4.1.2 AGN RADIO QUIETI

Gli AGN radio quieti si distinguono inizialmente, come già detto, in base alla loro luminosità nel visibile. Gli oggetti più luminosi presentano righe di emissione larghe (full width fino a 8500km/s) e sono dei radioquasar, distinti in:

- **RWQ**: (Radio Weak Quasars, radio quasar deboli);
- **RIQ** (Radio Intermediate Quasars, radio quasar intermedi).

Gli oggetti meno luminosi sono le galassie di Seyfert. Carl Seyfert fu il primo a riconoscere che c'erano molte galassie "attive" e che esse rappresentavano una classe distinta di oggetti astrofisici; le galassie di Seyfert possiedono un nucleo dall'aspetto di un quasar, ma la galassia ospite è chiaramente visibile. Si distinguono due sottoclassi:

- **Seyfert I:** che presentano righe larghe e righe strette;
- **Seyfert II:** che presentano solo righe strette.

Le galassie di Seyfert I potrebbero essere anche dei Quasar in una fase evolutiva più avanzata. Le Seyfert II, con nucleo meno attivo, rappresenterebbero una fase evolutiva ancora più tardiva. In Figura 4.5 la galassia M77, tra le più luminose galassie di Seyfert (di tipo II).



Figura 4.5: La galassia M77, galassia a spirale di tipo Seyfert II.

4.2 SORGENTI CANDIDATE

In questo lavoro concentriamo la nostra attenzione su quelle sorgenti astrofisiche extragalattiche ritenute essere dei probabili candidati per l'emissione di neutrini di alta energia, che possano essere rilevati dal telescopio Cherenkov sottomarino Antares.

La ricerca di tali sorgenti è stata effettuata prendendo in considerazione i nuclei galattici attivi e in particolar modo i “blazar”, cioè la classe di oggetti con la più intensa emissione di radiazione. La prima parte del nostro lavoro è consistita nell'individuare in letteratura (esperimenti HESS, MAGIC, VERITAS, EGRET, CANGAROO III, HEGRA, INTEGRAL), i blazar di cui fossero stati osservati e misurati flussi in gamma ad energie dell'ordine del Tev. Abbiamo poi escluso, dal campione di sorgenti così individuate, quelle non visibili al rivelatore ANTARES (cioè quelle con declinazione maggiore di 47°).

Nella tabella 2 vengono riportate le sorgenti trovate, con specificata la classe cui appartengono (FSRQ: Flat Spectrum Radio Quasar; LBL, IBL e HBL rispettivamente Low, Intermediate e High frequency peaked BL Lac objects), il redshift, le coordinate (sia equatoriali celesti che galattiche) ed il rivelatore, che le ha osservate, da cui sono presi i dati. Abbiamo così ottenuto un campione di 26 sorgenti.

Solamente 15 di esse, evidenziate in giallo, sono state analizzate, poiché soltanto per esse sono noti tutti i parametri necessari per la stima del flusso di neutrini aspettato per ANTARES (coordinate, indice spettrale, energia minima ed energia di normalizzazione per calcolare il flusso integrato).

Nome (altro nome conosciuto)	Classe	redshift	δ (°)	R.A. (°)	Lat. Gal. (°)	Long. Gal. (°)	Rivelatore
OJ+287 (J 0853+1941)	?	0,31	19,68	133,42	35,43	207,19	EGRET
4C+29.45 (J 1200+2847)	?	0,73	28,80	180,12	78,63	201,53	EGRET
4C+15.54 (J 1605+1553)	?	0,36	15,89	241,30	43,84	29,18	EGRET
OD+160 (1ES 0235+164)	?	0,94	16,59	39,36	-39,28	156,46	EGRET
CTA026 (J 0340+0201)	?	0,85	-2,02	55,04	-42,47	188,40	EGRET
3C454.3 (J 2254+1601)	?	0,86	16,02	343,51	-38,30	86,05	EGRET
H 1426+428 (QSO B1426+428)	HBL	0,13	42,67	217,14	64,90	77,49	HEGRA
Mkn 421 (QSO B1101+3828)	HBL	0,03	38,21	166,11	65,03	179,83	HEGRA
1ES 0229+200 (QSO B0229+200)	HBL	0,14	20,29	38,20	-36,61	152,94	HESS
1ES 0347-121 (QSO B0347-121)	HBL	0,19	-11,99	57,35	-45,71	201,93	HESS
1ES 1101-232 (2MASX J11033765-2329307)	HBL	0,19	-23,49	165,91	33,08	273,19	HESS
H 2356-309 (QSO B2356-309)	HBL	0,17	-30,63	359,78	-78,04	12,84	HESS
Mkn 501 (4C 39.49)	HBL	0,03	39,76	253,47	38,86	63,60	HESS
PG 1553+113 (QSO B1553+113)	HBL	0,36	11,19	238,93	43,96	21,91	HESS
PKS 0548-322 (QSO B0549-322)	HBL	0,07	-32,27	87,67	-26,14	237,57	HESS
PKS 2005-489 (QSO J2009-4849)	HBL	0,07	-48,83	302,36	-32,60	350,37	HESS
PKS 2155-304 (QSO B2155-3027)	HBL	0,12	-30,23	329,72	-52,25	17,73	HESS
RGB J0152+017 (2MASX J01523964+0147167)	HBL	0,08	1,79	28,17	-57,54	152,38	HESS
3C66A (1ES 0219+468)	?	0,44	43,04	35,67	-16,77	140,14	INTEGRAL
3C 279 (4C -05.55)	FSRQ	0,54	-5,79	194,05	57,06	305,10	MAGIC
BL Lac (QSO B2200+420)	LBL	0,07	42,28	330,68	-10,44	92,59	MAGIC
1ES 1218+304 (QSO B1218+304)	HBL	0,18	30,18	185,34	82,73	186,36	MAGIC
W Comae (7C 1219+2830)	IBL	0,10	28,23	185,38	83,03	201,74	VERITAS
RBS 0413	HBL	0,19	***	***	***	***	VERITAS
PKS 1424+240	IBL	0,16(?)	23,80	216,75	***	***	VERITAS
VER J0521+211	?	?	***	***	***	***	VERITAS

Tabella 2: Blazars, con emissione osservata di γ a energie dell'ordine dei TeV, visibili ad ANTARES; in giallo le sorgenti analizzate.

4.3 I FLUSSI DI NEUTRINI DA AGN

Abbiamo accennato nel capitolo 2 come l'emissione di raggi gamma può essere accompagnata da quella di neutrini di altissima energia; secondo i modelli adronici di emissione, infatti, i neutrini sono prodotti insieme ai fotoni, mentre secondo i modelli elettromagnetici i γ sono emessi da soli. Se fossero rivelati dei neutrini si potrebbe dare una conferma ai meccanismi adronici e questo è uno degli scopi per la realizzazione di esperimenti come ANTARES.

Abbiamo detto anche di come lo spettro dei neutrini provenga dalla foto-produzione dei mesoni π carichi e dal loro successivo decadimento.

I fotoni ambiente con cui vanno a collidere i protoni accelerati (collisione che porta alla foto-produzione dei pioni) possono essere dovuti ad emissione di radiazione di sincrotrone da parte degli elettroni accelerati all'interno del jet del blazar insieme ai protoni, oppure possono essere emessi dal disco di accrescimento.

Dato uno spettro di protoni che segue un andamento in energia del tipo $dN_p / dE \propto E^{-2}$, tipico di una popolazione di particelle accelerate dal meccanismo di Fermi al primo ordine, gli spettri dei fotoni e dei neutrini di alta energia, che possono arrivare fino ad un rivelatore terrestre, sono fortemente dipendenti dallo spettro in energia dei fotoni bersaglio con cui i protoni interagiscono [13].

Volendo stimare il numero di eventi osservabili in un rivelatore per neutrini di origine astrofisica, simuleremo l'interazione $p \gamma \rightarrow \Delta^+$ considerando due andamenti spettrali "limite" per i fotoni ambiente, cioè $dN_\gamma / dE \propto E^{-1}$ e $dN_\gamma / dE \propto E^{-2}$ (il reale spettro per i fotoni ambiente non è noto e può essere più complicato anche a causa di processi di assorbimento e riemissione ad esempio da polvere che circonda l'AGN). I protoni incidenti saranno considerati avere energia compresa tra 1 TeV e 10^7 TeV mentre il range di energia per i fotoni bersaglio va da 10^{-2} eV a 10^4 eV.

Il limite inferiore dell'intervallo energetico per i protoni è legato alla richiesta di poter assumere neutrini con $E_\nu > 1$ TeV, mentre quello superiore è legato alla massima energia che il protone può raggiungere tramite i meccanismi di accelerazione di Fermi in un AGN.

L'intervallo in energia dei fotoni bersaglio, invece, è determinato dalla richiesta di foto-produzione della Δ^+ nell'interazione protone-fotone.

Nella Figura 4.6 riportiamo lo schema a blocchi della simulazione, effettuata con tecniche di Monte Carlo, utilizzata per la produzione di gamma e neutrini tramite reazioni di foto-produzione di protoni sui fotoni bersaglio.

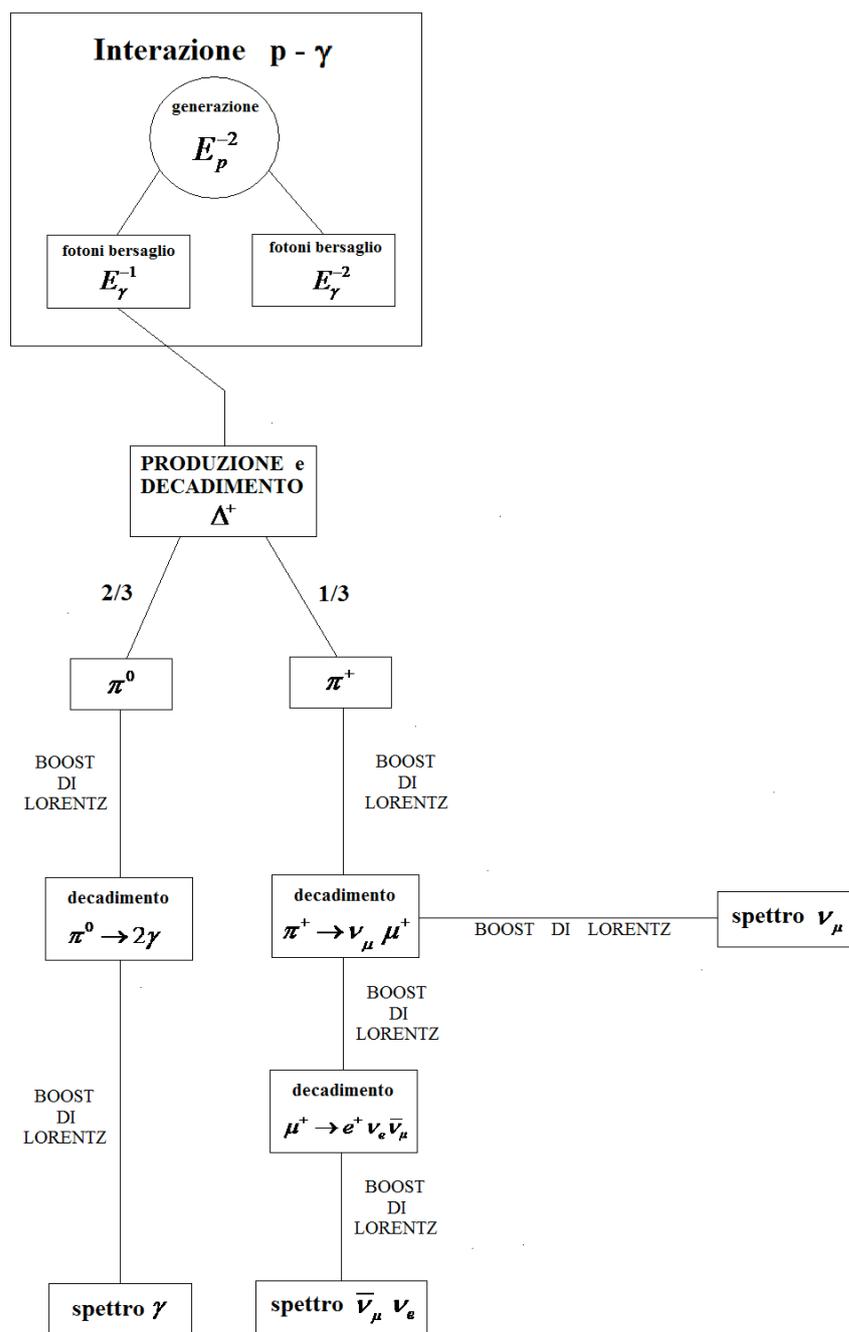


Figura 4.6: Diagramma a blocchi della simulazione Monte Carlo per la foto-produzione di mesoni e il loro successivo decadimento.

4.3.1 LA FOTO-PRODUZIONE DI MESONI π

La produzione dei mesoni, sia carichi che neutri, può avvenire tramite l'eccitazione della risonanza Δ^+ da parte di protoni altamente relativistici che interagiscono con i fotoni del campo di radiazione ambiente.

Per sviluppare la cinematica della reazione, considereremo tre diversi sistemi di riferimento: il sistema dell'osservatore, cioè quello dell'osservazione astrofisica, il sistema in cui il protone è fermo, e quello del centro di massa. Le quantità importanti nel sistema dell'osservatore sono l'energia protone, $E_p = \gamma_p m_p$, quella del fotone, E_γ e l'angolo θ tra il fotone e la direzione del protone incidente. Le quantità nel sistema del centro di massa verranno indicate con un asterisco mentre quelle nel sistema del protone con un apice. In quest'ultimo sistema di riferimento, i fotoni sono confinati in un cono di ampiezza media $\tan \theta' \approx 1/\gamma_p$ ed hanno un'energia:

$$E'_\gamma = E_\gamma \gamma_p (1 - \beta_p \cos \theta). \quad (4.1)$$

L'energia invariante del sistema, \sqrt{s} , che nel sistema del centro di massa vogliamo far coincidere con la massa della Δ^+ in unità $c = 1$, si ottiene dalla conservazione del quadrimpulso:

$$s = -p^2 = (E_p + E_\gamma)^2 - (\vec{p}_p + \vec{p}_\gamma)^2, \quad (4.2)$$

da cui si ricava:

$$\sqrt{s} = \sqrt{m_p^2 + 2m_p \gamma_p E_\gamma (1 - \beta_p \cos \theta)} = \sqrt{m_p^2 + 2m_p \gamma_p E'_\gamma}. \quad (4.3)$$

Dalla conservazione dell'energia possiamo derivare la condizione di soglia per la foto produzione di un pione singolo (carico o neutro) nel regime cinematico che ci interessa:

$$s = (m_N + m_\pi)^2 = m_N^2 + 2m_N E'_\gamma{}^{soglia} \quad (4.4)$$

da cui si ricava:

$$E'_\gamma{}^{soglia} = m_\pi \left(1 + \frac{m_\pi}{2m_N} \right) \approx 145 \text{ MeV}. \quad (4.5)$$

In queste relazioni N indica il nucleone prodotto (protone o neutrone, le cui masse sono simili). Quindi E_{γ}^{soglia} è l'energia che deve avere il fotone nel sistema di riferimento in cui il protone è fermo, affinché avvenga la produzione del pione.

Poiché le energie dei fotoni che stiamo considerando sono molto basse, sono richiesti fattori di Lorentz per il protone molto elevati, anche per collisioni frontali:

$$\gamma_p^{\min} = E_{\gamma}^{soglia} / 2E_{\gamma}^{\max} \approx 1000 \quad (4.6)$$

con $\beta_p \approx 1$ che è una buona approssimazione visti i valori dei fattori di Lorentz.

La dinamica della reazione delle particelle è descritta meglio nel sistema del centro di massa: in questo sistema, l'energia \sqrt{s} necessaria per foto-produrre la risonanza deve essere maggiore della somma delle masse a riposo dello stato finale pione – nucleone.

La condizione di soglia si ha per un'energia $s > s_{\min} \approx 1.16 GeV^2$; negli AGN, dove protoni energetici interagiscono con i fotoni del campo di radiazione ambiente, la maggior parte della produzione di pioni avviene alla risonanza; volendo stimare semplicemente l'ordine di grandezza dei flussi di neutrini e di fotoni prodotti, prenderemo in esame solamente il caso della foto produzione a riposo della Δ^+ , omettendo il caso in cui $s \gg s_{\min}$.

Il fattore di Lorentz del centro di massa è dato da: $\gamma^* = (E_p + E_{\gamma}) / \sqrt{s} \approx E_p / \sqrt{s}$; viste le enormi energie dei protoni rispetto ai fotoni, l'angolo fra la direzione lungo la quale va considerato il boost di Lorentz del centro di massa e la direzione di incidenza del protone, è praticamente nullo. Per semplicità di trattazione, considereremo che il boost di Lorentz venga effettuato lungo la direzione di osservazione cioè prenderemo in considerazione solamente i protoni accelerati lungo questa direzione.

La condizione di foto-produzione della Δ^+ a riposo comporta ovviamente una condizione sull'energia del protone che dipende dall'indice spettrale assunto per i fotoni bersaglio. Una volta formatasi, poi, la risonanza decade praticamente da ferma nel sistema del centro di massa, e poiché il boost di Lorentz è enorme, i prodotti di decadimento, che possono essere $p + \pi^0$ o $n + \pi^+$, nel sistema dell'osservatore proseguono praticamente lungo la stessa direzione del protone incidente. Alla risonanza, tenendo

conto dei coefficienti di Clebsch Gordon, i due canali di reazione risultano essere nel seguente rapporto:

$$\frac{BR(p + \gamma \rightarrow p + \pi^0)}{BR(p + \gamma \rightarrow n + \pi^+)} \approx 2. \quad (4.7)$$

Nella Figura 4.7 è schematizzato il decadimento della Δ^+ insieme con i prodotti e l'angolo di emissione $\phi_{\pi,\Delta}^*$ ($0^\circ \leq \phi_{\pi,\Delta}^* \leq 180^\circ$), definito come l'angolo fra la direzione di emissione del pione e la direzione di volo della Δ^+ (che si è ragionevolmente posta coincidente con la direzione di volo del protone genitore).

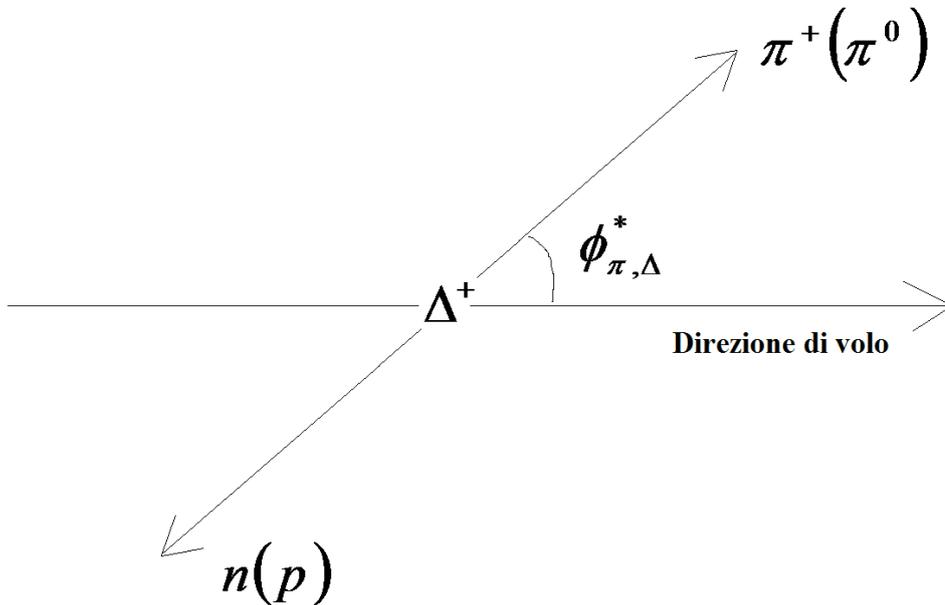


Figura 4.7: Decadimento della Δ^+ nel sistema di riferimento in cui è a riposo.

Le energie dei prodotti nel sistema del centro di massa, in cui la Δ^+ è ferma, sono unicamente determinate dalla conservazione dell'energia e della quantità di moto; si ottiene, rispettivamente per il pione e per il nucleone:

$$E_\pi^* = \frac{s + m_\pi^2 - m_N^2}{2\sqrt{s}} ; \quad E_N^* = \frac{s + m_N^2 - m_\pi^2}{2\sqrt{s}}. \quad (4.8)$$

Se vogliamo calcolare l'energia del pione nel sistema dell'osservatore, basta applicare le trasformate di Lorentz che, se consideriamo il laboratorio muoversi con velocità $-\vec{\beta}$, verso il sistema del centro di massa, lungo la direzione di osservazione del blazar (presa come asse delle ascisse), sono date da:

$$\begin{aligned} p_x &= \gamma (p_x^* + \beta E^*) \\ p_y &= p_y^* \\ p_z &= p_z^* \\ E &= \gamma (E^* + \beta p_x^*) \end{aligned} \quad (4.9)$$

dove γ e β in questo caso sono riferiti alla Δ e possono essere presi, rispettivamente, pari al fattore di Lorentz γ^* del centro di massa, e pari a 1.

La quantità di moto delle particelle secondarie, nel sistema di riferimento in cui la Δ^+ è a riposo, risulta uguale, per un decadimento a due corpi $M \rightarrow m_1 + m_2$, a:

$$p_\pi^* = p_N^* = p_{\pi,N}^* = \frac{\sqrt{s^2 - 2s(m_\pi^2 + m_N^2) + (m_\pi^2 - m_N^2)^2}}{2\sqrt{s}} \quad (4.10)$$

dove la massa della particella che decade, nel sistema di riferimento in cui è ferma (cioè il c.d.m), coincide, in unità $c=1$, con l'energia del centro di massa \sqrt{s} .

L'energia del pione, nel sistema dell'osservatore, è quindi pari a:

$$E_\pi = \gamma^* (E_\pi^* + p_x^*) \rightarrow E_\pi = \frac{E_{pi}}{\sqrt{s}} (E_\pi^* + p_{\pi,N}^* \cos \phi_{\pi,\Delta}^*). \quad (4.11)$$

Nella formula si intende che $\beta_\pi = 1$ e che E_{pi} è l'energia del protone incidente.

Gli spettri in energia dei π^0 e dei π^+ così ottenuti sono, quindi, esplicitamente funzione dell'energia del protone incidente, ma risultano anche, avendo imposto la foto-produzione della Δ^+ , essere funzione dello spettro dei fotoni bersaglio.

Si ottiene che per uno spettro di fotoni bersaglio proporzionale a E_γ^{-1} lo spettro dei pioni ha un andamento del tipo $\sim E_\pi^{-2}$, mentre per uno spettro di fotoni bersaglio proporzionale a E_γ^{-2} la legge di potenza è del tipo $\sim E_\pi^{-1}$.

Di seguito calcoleremo gli spettri dei neutrini (originati nel decadimento dei π^+) e dei fotoni (che hanno origine dal decadimento dei π^0) tenendo fisso l'indice spettrale dei protoni accelerati negli AGN (E_p^{-2}) ed assumendo di volta in volta per i fotoni bersaglio i due andamenti "limite" E_γ^{-1} e E_γ^{-2} .

4.3.2 DECADIMENTO DEL MESONE π^+ E SPETTRO DEI ν_μ

Analizziamo ora il decadimento in volo del pione carico, ricavando le energie del neutrino muonico nel sistema dell'osservatore.

Lo scopo è quello di calcolare l'andamento dello spettro dei neutrini originati nel processo $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$.

Nella Figura 4.8 è raffigurato il pione nel sistema di riferimento in cui è a riposo, insieme ai prodotti di decadimento e all'angolo di emissione δ_{μ,π^+}^* ($0^\circ \leq \delta_{\mu,\pi^+}^* \leq 180^\circ$), definito come l'angolo fra la direzione di emissione del muone e la direzione di volo del pione carico.

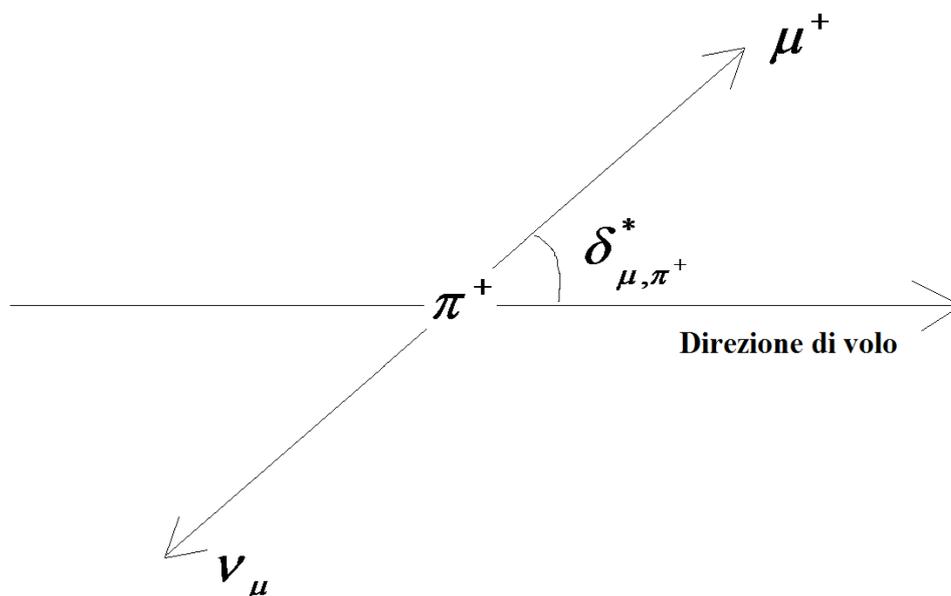


Figura 4.8: Decadimento del π^+ nel sistema di riferimento in cui è a riposo.

Le energie del neutrino e del muone in questo sistema di riferimento sono:

$$E_{\nu_\mu}^* = \frac{m_{\pi^+}^2 - m_\mu^2}{2m_{\pi^+}} \quad ; \quad E_\mu^* = \frac{m_{\pi^+}^2 + m_\mu^2}{2m_{\pi^+}}. \quad (4.12)$$

Poiché per il neutrino si ha $p_\nu = E_\nu$, allora l'ampiezza dell'impulso, nel sistema del pione a riposo, per i prodotti di decadimento è data da:

$$p_{\nu_\mu}^* = p_\mu^* = p_{\nu_\mu, \mu}^* = \frac{m_{\pi^+}^2 - m_\mu^2}{2m_{\pi^+}}. \quad (4.13)$$

Applicando le trasformazioni di Lorentz, otteniamo le energie del muone e del neutrino muonico nel sistema del laboratorio:

$$E_\mu = \gamma_{\pi^+} \left(E_\mu^* + \beta_{\pi^+} p_{\nu_\mu, \mu}^* \cos \delta_{\mu, \pi^+}^* \right) \quad (4.14)$$

$$E_{\nu_\mu} = \gamma_{\pi^+} \left(E_{\nu_\mu}^* + \beta_{\pi^+} p_{\nu_\mu, \mu}^* \cos \delta_{\mu, \pi^+}^* \right), \quad (4.15)$$

dove il fattore di Lorentz per il pione carico è collegabile direttamente all'energia del protone genitore, E_p , utilizzando l'equazione 4.11 :

$$\gamma_{\pi^+} = E_{\pi^+} / m_{\pi^+} = \frac{E_p}{m_{\pi^+} \sqrt{S}} \left(E_{\pi^+}^* + p_{\pi, N}^* \cos \phi_{\pi, \Delta}^* \right). \quad (4.16)$$

In definitiva possiamo scrivere:

$$E_\mu = \frac{E_p}{m_{\pi^+} \sqrt{S}} \left(E_{\pi^+}^* + p_{\pi, N}^* \cos \phi_{\pi, \Delta}^* \right) \left(E_\mu^* + \beta_{\pi^+} p_{\nu_\mu, \mu}^* \cos \delta_{\mu, \pi^+}^* \right) \quad (4.17)$$

$$E_{\nu_\mu} = \frac{E_p}{m_{\pi^+} \sqrt{S}} \left(E_{\pi^+}^* + p_{\pi, N}^* \cos \phi_{\pi, \Delta}^* \right) \left(E_{\nu_\mu}^* + \beta_{\pi^+} p_{\nu_\mu, \mu}^* \cos \delta_{\mu, \pi^+}^* \right). \quad (4.18)$$

Si ottiene che se il gas fotonico (quello dei γ bersaglio) segue un andamento $\propto E_\gamma^{-1}$, allora lo spettro dei neutrini segue l'andamento in energia dei protoni genitori, ovvero $dN_\nu / dE_\nu \propto E_\nu^{-2}$, mentre lo spettro dei neutrini risultante dall'interazione dei protoni con un campo di radiazione di andamento $\propto E_\gamma^{-2}$ risulta molto più piatto: $dN_\nu / dE_\nu \propto E_\nu^{-1}$.

Il flusso di neutrini di alta energia che giunge al rivelatore comprende sia i neutrini muonici prodotti dal decadimento del π^+ , sia i $\bar{\nu}_\mu$ e ν_e prodotti dal decadimento del μ^+

($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$). Tali neutrini, anch'essi di alta energia, contribuiscono al flusso totale nella stessa misura di quelli prodotti direttamente dal pione carico, e non possono dunque essere trascurati.

Si arriva a trovare che gli antineutrini muonici seguono lo stesso andamento in energia dei neutrini muonici. Visto che i rivelatori, come ANTARES, non sono in grado di distinguere muoni positivi da muoni negativi, il flusso di neutrini da considerare e da rivelare sarà dato dalla somma dei due flussi di ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$.

4.3.3 RELAZIONE TRA FLUSSO DI FOTONI E FLUSSO DI NEUTRINI

Una volta ottenuto l'andamento degli spettri delle varie particelle prodotte nel processo di foto-produzione della Δ^+ , vogliamo vedere che rapporto intercorre tra il flusso di fotoni e il flusso di neutrini proveniente da una data sorgente.

Per stimare tale rapporto analizziamo anche il decadimento dei pioni neutri prodotti nel decadimento della Δ^+ : $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ (Figura 4.9).

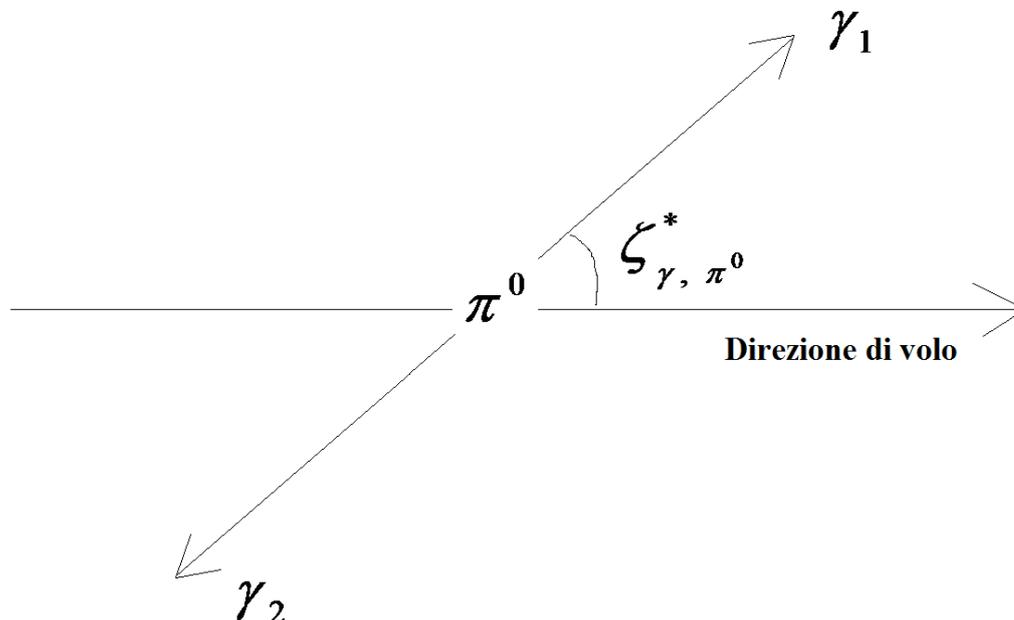


Figura 4.9: Decadimento del π^0 nel sistema di riferimento in cui è a riposo.

L'energia del π^0 , nel sistema in cui la Δ^+ decade da ferma, è data da:

$$E_{\pi^0}^* = \frac{S + m_{\pi^0}^2 - m_p^2}{2\sqrt{S}} ; \quad (4.19)$$

tale energia nel sistema del laboratorio, alla luce dell'equazione 4.11, diventa:

$$E_{\pi^0} = \frac{E_p}{\sqrt{S}} \left(E_{\pi^0}^* + p_{\pi,N}^* \cos \phi_{\pi^0,p}^* \right) \quad (4.20)$$

dove $\phi_{\pi^0,p}^*$ è l'angolo di emissione del pione neutro rispetto alla direzione di volo del protone incidente e $p_{\pi,N}^*$ è la quantità di moto del π^0 nel sistema in cui la Δ^+ è a riposo.

Nel sistema di riferimento in cui il π^0 è a riposo, si ha:

$$p_\gamma^* = E_\gamma^* = \frac{1}{2} m_{\pi^0} , \quad (4.21)$$

per cui l'energia dei fotoni provenienti dal decadimento del pione neutro, nel sistema dell'osservatore, è pari a:

$$E_\gamma = \gamma_{\pi^0} \left(E_\gamma^* \pm \beta_{\pi^0} p^* \cos \xi_{\gamma, \pi^0}^* \right) = \frac{E_{\pi^0}}{2} \left(\pm \beta_{\pi^0} \cos \xi_{\gamma, \pi^0}^* \right), \quad (4.22)$$

dove $\gamma_{\pi^0} = E_{\pi^0} / m_{\pi^0}$, mentre ξ_{γ, π^0}^* è l'angolo tra la direzione di emissione di uno dei due fotoni e la direzione di volo del pione; il doppio segno si riferisce alle opposte direzioni di emissione.

Quello che si ottiene è che lo spettro dei fotoni così emessi segue un andamento in energia del tipo $dN/dE \propto E^{-2}$ nel caso di fotoni bersaglio $\propto E_\gamma^{-1}$, mentre nel caso di fotoni bersaglio $\propto E_\gamma^{-2}$ l'andamento è ancora una volta del tipo $dN/dE \propto E^{-1}$.

Va sottolineato che i fotoni così prodotti possono subire numerosi riprocessamenti, creando cascate elettromagnetiche per produzione di coppie e per effetto Compton inverso nell'ambiente circostante l'AGN: l'andamento spettrale dei fotoni che possono essere osservati a Terra può essere perciò sostanzialmente diverso da quello ottenuto; si hanno andamenti più ripidi poiché i fotoni riprocessati vengono spostati ad energie minori rispetto a quelle che possiedono al momento dell'emissione.

Una volta ricavati gli spettri in energia dei fotoni emessi dal decadimento del π^0 , possiamo calcolare il rapporto fra le luminosità, alla sorgente, di neutrini e fotoni.

Dato uno spettro del tipo $dN/dE = kE^{-\alpha}$, la luminosità è data da:

$$L = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E \frac{dN}{dE} dE = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E k E^{-\alpha} dE, \quad (4.23)$$

dove α nel nostro caso è pari a 1 o a 2 a seconda dei fotoni bersaglio considerati nell'interazione protone-fotone.

Risulta che il flusso differenziale dei neutrini è all'incirca uguale a quello degli antineutrini per entrambi gli andamenti limite dei fotoni bersaglio; per fotoni bersaglio del tipo E^{-2} si ha:

$$\frac{dN_{\nu}}{dE_{\nu}} \approx \frac{dN_{\bar{\nu}}}{dE_{\bar{\nu}}} = 1.7 \cdot 10^{13} E^{-1}, \quad (4.24)$$

mentre per fotoni bersaglio del tipo E^{-1} si ottiene:

$$\frac{dN_{\nu}}{dE_{\nu}} \approx \frac{dN_{\bar{\nu}}}{dE_{\bar{\nu}}} = 1.9 \cdot 10^{13} E^{-2}. \quad (4.25)$$

Per i fotoni prodotti dal decadimento del pione neutro, si ottiene per il flusso differenziale totale:

$$\frac{dN_{\gamma,tot}}{dE_{\gamma}} = 1.4 \cdot 10^{14} E^{-1} \quad (4.26)$$

per i fotoni bersaglio del tipo E^{-2} , mentre per quelli del tipo E^{-1} si ha:

$$\frac{dN_{\gamma,tot}}{dE_{\gamma}} = 1.6 \cdot 10^{14} E^{-2}. \quad (4.27)$$

Ponendo la somma dei flussi differenziali di neutrini e antineutrini muonici e il flusso differenziale di fotoni nella formula per il calcolo della luminosità, si ricava che, per

entrambi gli andamenti spettrali limite assunti per i fotoni bersaglio, sussiste tra luminosità in neutrini/antineutrini e luminosità in fotoni la relazione:

$$L_{\nu+\bar{\nu}} / L_{\gamma} \approx \frac{1}{4.2} . \quad (4.28)$$

Come vedremo nel successivo capitolo, questa relazione ci servirà per passare dal flusso dei fotoni emesso da una sorgente al flusso dei neutrini emesso dalla stessa sorgente.

CAPITOLO 5

STIMA DEI FLUSSI DI NEUTRINI E DEGLI EVENTI ASPETTATI PER ANTARES

In questo capitolo daremo una stima del numero di neutrini muonici aspettati in ANTARES dalle sorgenti galattiche viste nei gamma. Le sorgenti che prenderemo in considerazione nella nostra analisi sono quelle evidenziate in giallo nella tabella 2 del capitolo precedente (le sole sorgenti per le quali si conoscono tutti i parametri necessari nell'analisi).

Come visto nel capitolo precedente, dato uno spettro di protoni con un andamento in energia $dN_p/dE \propto E^{-2}$, tipico di particelle accelerate dal meccanismo di Fermi al primo ordine, i fotoni e i neutrini di alta energia generati, che possono arrivare fino ad un rivelatore terrestre, presentano uno spettro $dN_{\gamma, \nu}/dE \propto E^{-1}$ nel caso in cui i fotoni bersaglio abbiano andamento $\propto E^{-2}$, mentre nel caso in cui l'andamento dei fotoni bersaglio sia $\propto E^{-1}$, lo spettro risulta seguire la legge $dN_{\gamma, \nu}/dE \propto E^{-2}$.

Nel resto dell'analisi imporrò che l'andamento in energia dello spettro dei neutrini e di quello dei fotoni sia proporzionale a $\propto E^{-2}$ come suggerito da recenti studi sull'argomento, che evidenziano come il valore dell'indice spettrale sia approssimativamente $2.0 \leq \Gamma_\nu \leq 2.2$ (considereremo in seguito anche i valori $\Gamma_\nu = 2.1$ e $\Gamma_\nu = 2.2$).

5.1 PASSAGGIO DAL FLUSSO DI γ OSSERVATO A TERRA AL FLUSSO DI γ EMESSE DALLA SORGENTE

Iniziamo col vedere come si passa dal flusso di fotoni osservato a Terra a quello emesso dalla sorgente: va tenuto in considerazione il fatto che i fotoni nel loro cammino dall'AGN fino a Terra subiscono dei riprocessamenti da parte del mezzo adiacente la sorgente e del mezzo interstellare, venendo dunque "riscaldati" ad energie inferiori a quelle di emissione.

Lo spettro dei γ all'emissione si può però ricavare considerando che il flusso calcolato con lo spettro osservato a Terra deve essere uguale a quello calcolato con lo spettro di emissione alla sorgente: $\Phi_{\gamma}^{oss} = \Phi_{\gamma}^{sorg}$.

I due spettri, a Terra e alla sorgente, siano rispettivamente:

$$\frac{dN_{\gamma}^{oss}}{dE_{\gamma}} = k_{\gamma}^{oss} \left(\frac{E_{\gamma}}{E_0} \right)^{-\Gamma_{\gamma}^{oss}} ; \quad \frac{dN_{\gamma}^{sorg}}{dE_{\gamma}} = k_{\gamma}^{sorg} \left(\frac{E_{\gamma}}{E_0} \right)^{-2} , \quad (5.1)$$

dove E_0 è l'energia di normalizzazione e i k sono i parametri di normalizzazione; si ottiene:

$$\Phi_{\gamma}^{oss} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} k_{\gamma}^{oss} \left(\frac{E_{\gamma}}{E_0} \right)^{-\Gamma_{\gamma}^{oss}} dE = k_{\gamma}^{oss} E_0^{\Gamma_{\gamma}^{oss}} \left(\frac{E_{\gamma,\max}^{1-\Gamma_{\gamma}^{oss}} - E_{\gamma,\min}^{1-\Gamma_{\gamma}^{oss}}}{1 - \Gamma_{\gamma}^{oss}} \right) \quad (5.2)$$

$$\Phi_{\gamma}^{sorg} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} k_{\gamma}^{sorg} \left(\frac{E_{\gamma}}{E_0} \right)^{-2} dE = k_{\gamma}^{sorg} E_0^2 \left(\frac{1}{E_{\gamma,\min}} - \frac{1}{E_{\gamma,\max}} \right) . \quad (5.3)$$

Dall'uguaglianza delle due espressioni

$$k_{\gamma}^{sorg} E_0^2 \left(\frac{1}{E_{\gamma,\min}} - \frac{1}{E_{\gamma,\max}} \right) = k_{\gamma}^{oss} E_0^{\Gamma_{\gamma}^{oss}} \left(\frac{E_{\gamma,\max}^{1-\Gamma_{\gamma}^{oss}} - E_{\gamma,\min}^{1-\Gamma_{\gamma}^{oss}}}{1 - \Gamma_{\gamma}^{oss}} \right) \quad (5.4)$$

si ottiene:

$$k_{\gamma}^{sorg} = k_{\gamma}^{oss} E_0^{\Gamma_{\gamma}^{oss}-2} \left(\frac{E_{\gamma,\max}^{1-\Gamma_{\gamma}^{oss}} - E_{\gamma,\min}^{1-\Gamma_{\gamma}^{oss}}}{1 - \Gamma_{\gamma}^{oss}} \right) \left(\frac{E_{\gamma,\max} \cdot E_{\gamma,\min}}{E_{\gamma,\max} - E_{\gamma,\min}} \right) . \quad (5.5)$$

Si ricava in questo modo la stima del parametro di normalizzazione del flusso di fotoni alla sorgente. Da questo parametro, in virtù dell'equazione 4.28, possiamo ricavare il parametro k_ν^{sorg} che rappresenta il parametro di normalizzazione del flusso dei neutrini alla sorgente; si ha:

$$k_\nu^{sorg} \approx \frac{1}{4.2} k_\gamma^{sorg} \quad (5.6)$$

Quindi lo spettro dei neutrini all'emissione, risulta essere:

$$\frac{dN_\nu^{sorg}}{dE_\nu} = k_\nu^{sorg} \left(\frac{E_\nu}{E_0} \right)^{-2} \quad (5.7)$$

dove il valore dell'indice spettrale è posto pari a -2 come per i fotoni (sono emessi insieme dalla sorgente come visto nel capitolo 4).

L'esperimento ANTARES è sensibile ai neutrini e antineutrini muonici; vista la totale mescolanza dei tre sapori di ν dovuta all'oscillazione dei neutrini (a Terra sarà $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 1 : 1$) si ottiene che il fattore di normalizzazione dello spettro va diviso per 3 ($k_\nu^{oss} = k_\nu^{sorg} / 3$) e dunque si ha lo spettro:

$$\frac{dN_\nu^{oss}}{dE_\nu} = k_\nu^{oss} \left(\frac{E_\nu}{E_0} \right)^{-2} \quad (5.8)$$

Sostituendo le relazioni 5.5 e la 5.6 e considerando l'oscillazione, si ottiene l'espressione dello spettro di neutrini atteso a Terra in funzione dei parametri dello spettro di fotoni osservato:

$$\frac{dN_\nu^{oss}}{dE_\nu} \approx \left[\frac{k_\gamma^{oss} E_0^{\Gamma_\gamma^{oss}-2}}{3 \cdot 4.2} \left(\frac{E_{\gamma,max}^{1-\Gamma_\gamma^{oss}} - E_{\gamma,min}^{1-\Gamma_\gamma^{oss}}}{1 - \Gamma_\gamma^{oss}} \right) \left(\frac{E_{\gamma,max} \cdot E_{\gamma,min}}{E_{\gamma,max} - E_{\gamma,min}} \right) \right] \left(\frac{E_\nu}{E_0} \right)^{-2} \quad (5.9)$$

Di seguito riportiamo nella tabella 3 le sorgenti analizzate con i parametri conosciuti dagli altri esperimenti (Hess, Magic, Veritas, Integral, HEGRA) e i valori di k_ν^{oss} ottenuti per i tre diversi indici spettrali considerati (si è posto $E_{\gamma,max} = 10^6 TeV$).

Nome	k_{γ}^{oss} [$10^{-12} \text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	E min [TeV]	E_0 [TeV]	Γ_{γ}^{oss}	$k_{\nu}^{oss}(\Gamma=2.0)$ [$10^{-12} \text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	$k_{\nu}^{oss}(\Gamma=2.1)$ [$10^{-12} \text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	$k_{\nu}^{oss}(\Gamma=2.2)$ [$10^{-12} \text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	referenza
H 1426+428	2	1	1	2,6	0,099	0,109	0,119	[14]
Mkn 421	83	1	1	3,2	2,994	3,294	3,593	[15]
1ES 0347- 121	0,452	0,25	1	3,1	0,078	0,075	0,071	[16]
1ES 1101- 232	0,563	0,2	1	2,94	0,105	0,098	0,091	[17]
H 2356- 309	0,3	0,2	1	3,09	0,066	0,062	0,057	[18]
Mkn 501	357	0,15	0,3	2,43	26,693	27,396	27,886	[19]
PG 1553+113	46,8	0,3	0,3	4,46	1,073	1,181	1,288	[20]
PKS 0548- 322	0,33	0,2	1	2,8	0,053	0,049	0,046	[21]
PKS 2005- 489	13,7	0,4	0,4	3,2	0,494	0,544	0,593	[22]
PKS 2155- 304	104	0,35	0,35	3,34	3,527	3,88	4,233	[23]
RGB J0152+017	0,57	0,3	1	2,95	0,073	0,071	0,069	[24]
3C 279	520	0,1	0,2	4,11	57,286	58,794	59,844	[25]
BL Lac	19	0,2	0,3	3,6	1,11	1,172	1,228	[26]
1ES 1218+304	81	0,1	0,25	3	8,036	8,065	8,028	[27]
W Comae	20	0,2	0,4	3,81	1,981	2,033	2,069	[28]

Tabella 3: Parametri conosciuti dalle osservazioni e parametri ricavati teoricamente per le sorgenti prese in esame; le energie sono espresse in TeV mentre i fattori di normalizzazione sono in unità di $10^{-12} \text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Varie ipotesi sono state fatte per poter effettuare il calcolo del numero di neutrini muonici appena descritto:

1. un contributo non significativo dei processi non adronici per la misurazione del segnale gamma;
2. decadimento di pioni carichi prima che possano interagire (bassa densità di materia);
3. decadimento di muoni senza significative perdite di energia (basso campo magnetico);
4. le interazioni nucleone-nucleone producono uno spettro del pione abbastanza simile al caso p-p, così da poter essere trattati allo stesso modo;
5. la distanza tra la sorgente e la Terra è sufficientemente grande per far in modo che le oscillazioni di neutrino producano un segnale misto a Terra
($\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 1 : 1$)

Per tutte le sorgenti analizzate sembra che queste ipotesi (tranne in alcuni casi la prima) possano ritenersi valide.

5.2 TASSO DI EVENTI DI NEUTRINI

Dato uno spettro di neutrino dN_ν/dE_ν a Terra della sorgente, il rate di eventi in un telescopio di neutrini può essere calcolato come [4]:

$$\frac{dN_\nu}{dt} = \int dE_\nu A_\nu^{eff} \frac{dN_\nu}{dE_\nu} , \quad (5.10)$$

dove A_{eff} è l'area efficace del rivelatore di neutrini.

Il numero di eventi osservati con un telescopio a neutrini si ricava tramite la formula:

$$N_\nu = \int \frac{dN_\nu}{dt} dt , \quad (5.11)$$

che diventa, sostituendo l'espressione 5.10,

$$N_\nu = \int dt \int dE_\nu A_\nu^{eff} \frac{dN_\nu}{dE_\nu} . \quad (5.12)$$

L'integrazione nel tempo, deve essere effettuata sulla finestra temporale nella quale la sorgente si trova sotto l'orizzonte, quindi il calcolo dei neutrini astrofisici aspettati dipende ovviamente anche dalla visibilità \mathcal{V} della sorgente.

Dell'area efficace non utilizziamo un'espressione analitica in funzione dell'energia, bensì i valori numerici, in diversi bin di energia (tabella 1), ottenuti da calcoli effettuati su eventi simulati con tecniche di Monte Carlo; ciò che si è fatto per calcolare il numero di neutrini aspettato allora è stato dividere il flusso nei bin di energia corrispondenti per l'area efficace, moltiplicare i corrispondenti flussi per le corrispondenti A_{eff} e moltiplicare infine per la frazione di tempo appropriata (data dalla visibilità della sorgente per l'intervallo di tempo totale considerato, pari a 10 anni).

Si è anche tenuto conto del fatto che l'area efficace è diversa per neutrini e antineutrini e quindi il conto è stato fatto separatamente considerando il flusso totale come somma di un ugual contributo di ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$.

In questo modo si è ottenuta la rate differenziale, cioè il numero di eventi (neutrini e antineutrini) aspettato, per ogni sorgente, per bin di energia:

$$N_{\nu, \bar{\nu}}^{bin} = \left(\int_{bin} \frac{dN_{\nu, \bar{\nu}}}{dE_{\nu, \bar{\nu}}} dE_{bin} \right) \cdot A_{eff \nu, \bar{\nu}}^{bin} \cdot \Delta t^{sorg} \quad (5.13)$$

dove $\Delta t^{sorg} = \mathcal{V}^{sorg} \cdot 10anni \approx \mathcal{V}^{sorg} \cdot 3.2 \cdot 10^8 s$.

Si sono poi sommate le rates differenziali per neutrini e antineutrini poiché ANTARES non distingue le due particelle. La somma del numero di eventi al di sopra di una certa energia E_{ν}^{inf} , fornisce la rate cumulativa, cioè il numero di neutrini muonici aspettati al di sopra di quell'energia:

$$N_{\nu} \left(E > E_{\nu}^{inf} \right) = \sum N_{\nu}^{bin} \left(E > E_{\nu}^{inf} \right) \quad (5.14)$$

Questo calcolo si è effettuato per i tre valori dell'indice spettrale considerati: $\Gamma_{\nu} = 2.0$, $\Gamma_{\nu} = 2.1$ e $\Gamma_{\nu} = 2.2$. Nella tabella 4 sono riportate le stime del numero N di eventi aspettati ($\nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}$) in ANTARES per le sorgenti extragalattiche considerate, al di sopra di tre diverse energie, 0.10 TeV, 1.0 TeV e 10 TeV e in Figura 5.1 è mostrato il grafico di tali dati (per $\Gamma_{\nu} = 2.0$).

Nome	Visibilità	$N_{(E > 0.10 \text{ TeV})} (\Gamma=2.0; 2.1; .2.2)$	$N_{(E > 1.0 \text{ TeV})} (\Gamma=2.0; 2.1; .2.2)$	$N_{(E > 10 \text{ TeV})} (\Gamma=2.0; 2.1; .2.2)$
H 1426+428	0,17	89E-4 – 71E-4 – 58E-4	84E-4 – 65E-4 – 51E-4	63E-4 – 45E-4 – 32E-4
Mkn 421	0,24	38E-2 – 30E-2 – 25E-2	35E-2 – 27E-2 – 22E-2	27E-2 – 19E-2 – 13E-2
1ES 0347-121	0,56	23E-3 – 16E-3 – 12E-3	22E-3 – 15E-3 – 10E-3	17E-2 – 10E-2 – 6,3E-2
1ES 1101-232	0,63	35E-3 – 24E-3 – 17E-3	33E-3 – 22E-3 – 15E-3	24E-3 – 15E-3 – 9,0E-3
H 2356-309	0,69	24E-3 – 16E-3 – 11E-3	23E-3 – 15E-3 – 10E-3	17E-3 – 10E-3 – 6,2E-3
Mkn 501	0,22	28E-2 – 18E-2 – 12E-2	26E-2 – 17E-2 – 11E-2	19E-2 – 11E-2 – 6,7E-2
PG 1553+113	0,44	23E-3 – 16E-3 – 12E-3	21E-3 – 15E-3 – 10E-3	16E-2 – 9,9E-2 – 6,3E-2
PKS 0548-322	0,70	20E-3 – 13E-3 – 9,2E-3	18E-3 – 12E-3 – 8,1E-3	14E-3 – 8,3E-3 – 5,0E-3
PKS 2005-489	1,00	42E-3 – 30E-3 – 23E-3	39E-3 – 28E-3 – 20E-3	30E-3 – 19E-3 – 12E-3
PKS 2155-304	0,68	16E-2 – 11E-2 – 8,3E-2	15E-2 – 10E-2 – 7,3E-2	11E-2 – 7,0E-2 – 4,5E-2
RGB J0152+017	0,49	19E-3 – 13E-3 – 9,7E-3	18E-3 – 12E-3 – 8,5E-3	13E-3 – 8,3E-3 – 5,3E-3
3C 279	0,53	64E-2 – 40E-2 – 26E-2	61E-2 – 37E-2 – 23E-2	45E-2 – 25E-2 – 14E-2
BL Lac	0,18	94E-4 – 63E-4 – 44E-4	89E-4 – 58E-4 – 39E-4	66E-4 – 40E-4 – 24E-4
1ES 1218+304	0,32	84E-3 – 53E-3 – 35E-3	80E-3 – 49E-3 – 31E-3	60E-3 – 33E-3 – 19E-3
W Comae	0,33	56E-3 – 38E-3 – 26E-3	53E-3 – 35E-3 – 23E-3	39E-3 – 24E-3 – 14E-3

Tabella 4: Stima del numero di eventi aspettati per ANTARES, al di sopra di tre diversi valori dell'energia (0.10TeV, 1.0TeV e 10TeV) per le sorgenti extragalattiche considerate, al variare dell'indice spettrale imposto per lo spettro dei neutrini.

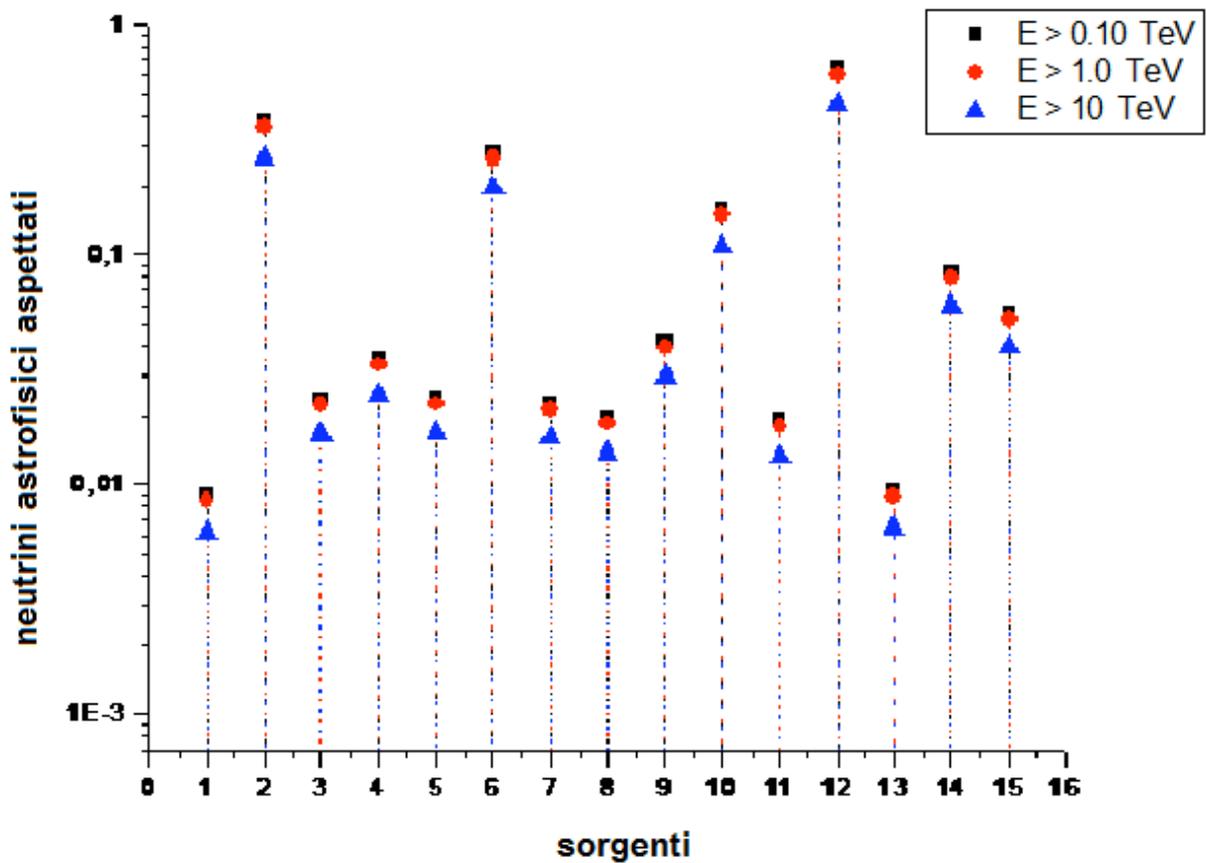


Figura 5.1: Numero di eventi astrofisici aspettati in 10 anni, nell'ipotesi $\Gamma=2.0$ per lo spettro dei ν , al variare dell'energia di soglia. Il numero di eventi aspettati sopra 10 TeV risulta essere circa il 70% di quello aspettato sopra 0.10 TeV. Le sorgenti sono identificate dal numero d'ordine con cui compaiono nella tabella 4.

5.3 TASSO DI EVENTI DI BACKGROUND

I telescopi sottomarini di neutrini rivelano ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ tramite la misura della luce Cherenkov emessa dai muoni prodotti nell'interazione di neutrini di alta energia. I muoni prodotti in interazioni adroniche di raggi cosmici carichi nell'atmosfera terrestre costituiscono, per un tale apparato, un fondo con un flusso molti ordini di grandezza più alto rispetto al flusso di muoni generato dai neutrini cosmici aspettati.

Per sopprimere questo fondo i telescopi di neutrini sono stati ottimizzati per osservare neutrini provenienti dal basso, usando la Terra come filtro. Il rilevamento, con un array tridimensionale di fotosensori, della luce Cherenkov, indotta dal muone, permette di ricostruire la direzione di volo e l'energia del neutrino primario.

Nel nostro studio si trascura l'effetto dell'incertezza nella determinazione dell'energia e si usa invece l'energia vera del neutrino. La risoluzione angolare σ_{PSF} della direzione del neutrino per un telescopio di neutrini sotto al mare migliora con l'aumentare dell'energia (Figura 3.12) e nel caso di ANTARES è minore di 0.3° per energia del neutrino sopra 1 TeV. Per semplicità, si assume in questo studio una risoluzione angolare di 0.3° per tutte le energie per il rivelatore ANTARES.

I neutrini prodotti in interazioni adroniche di raggi cosmici nell'atmosfera (neutrini atmosferici) sul lato opposto della Terra risultano indistinguibili nei segnali del telescopio rispetto a quelli di origine cosmica. Il tasso di eventi di neutrini atmosferici può essere calcolato allo stesso modo come quello dei neutrini provenienti da una sorgente. Il flusso di neutrini atmosferici decresce rapidamente con l'aumentare dell'energia ed è anche fortemente dipendente dall'angolo di zenith, cioè dall'istante di osservazione. Per grandi angoli di zenith la lunghezza del percorso dei pioni e dei muoni in un'atmosfera sottile è più grande rispetto a piccoli angoli di zenith, ottenendo una maggior probabilità di decadimento e quindi un più grande flusso di neutrini.

A causa della più ripida dipendenza dall'energia del flusso di neutrini atmosferici, il rapporto tra segnale e background migliora con l'aumentare dell'energia.

Per i neutrini atmosferici sono stati considerati i modelli di FLUKA [29] e di BARTOL [30] per energie fino a 10 TeV e il modello di VOLKOVA [31] per energie sopra 1.0 TeV.

Il numero di neutrini atmosferici aspettati dipende naturalmente dalla grandezza della finestra angolare considerata nell'analisi; nel nostro studio abbiamo considerato due diverse grandezze della finestra angolare:

- $0.3^\circ \times 0.3^\circ$, in cui, visto che 0.3° è la risoluzione angolare, viene raccolto il 68% del segnale astrofisico;
- $0.9^\circ \times 0.9^\circ$, in cui viene raccolto il 99.7% del segnale ma anche un numero di neutrini atmosferici pari a 9 volte quello raccolto nella finestra $0.3^\circ \times 0.3^\circ$.

Il calcolo dei neutrini atmosferici aspettati è stato eseguito in maniera analoga a quanto fatto per il calcolo dei neutrini astrofisici; nella tabella 5 si presentano i dati ottenuti al di sopra di un'energia di 1.0 TeV per una finestra angolare di $0.3^\circ \times 0.3^\circ$ e nella Figura 5.2 se ne mostra il grafico. In Appendice 1 le tabelle con tutti gli altri dati ottenuti per le altre finestre angolari e le altre energie di soglia.

Nome	$N^{\text{atm}}_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ FLUKA	$N^{\text{atm}}_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ BARTOL	$N^{\text{atm}}_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ VOLKOVA
H 1426+428	6,0E-03	1,0E-02	9,0E-03
Mkn 421	8,0E-03	1,4E-02	1,3E-02
1ES 0347-121	1,9E-02	3,4E-02	3,1E-02
1ES 1101-232	2,1E-02	3,8E-02	3,5E-02
H 2356-309	2,3E-02	4,1E-02	3,7E-02
Mkn 501	7,0E-03	1,3E-02	1,2E-02
PG 1553+113	1,4E-02	2,7E-02	2,4E-02
PKS 0548-322	2,3E-02	4,2E-02	3,8E-02
PKS 2005-489	3,3E-02	6,0E-02	5,5E-02
PKS 2155-304	2,2E-02	4,1E-02	3,7E-02
RGB J0152+017	1,6E-02	3,0E-02	2,7E-02
3C 279	1,7E-02	3,2E-02	2,9E-02
BL Lac	6,0E-03	1,1E-02	1,0E-02
1ES 1218+304	1,0E-02	1,9E-02	1,7E-02
W Comae	1,1E-02	2,0E-02	1,8E-02

Tabella 5: Stima del numero di neutrini atmosferici aspettati per ANTARES, in una finestra angolare di $0.3^\circ \times 0.3^\circ$, al di sopra di 1.0 TeV, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm}

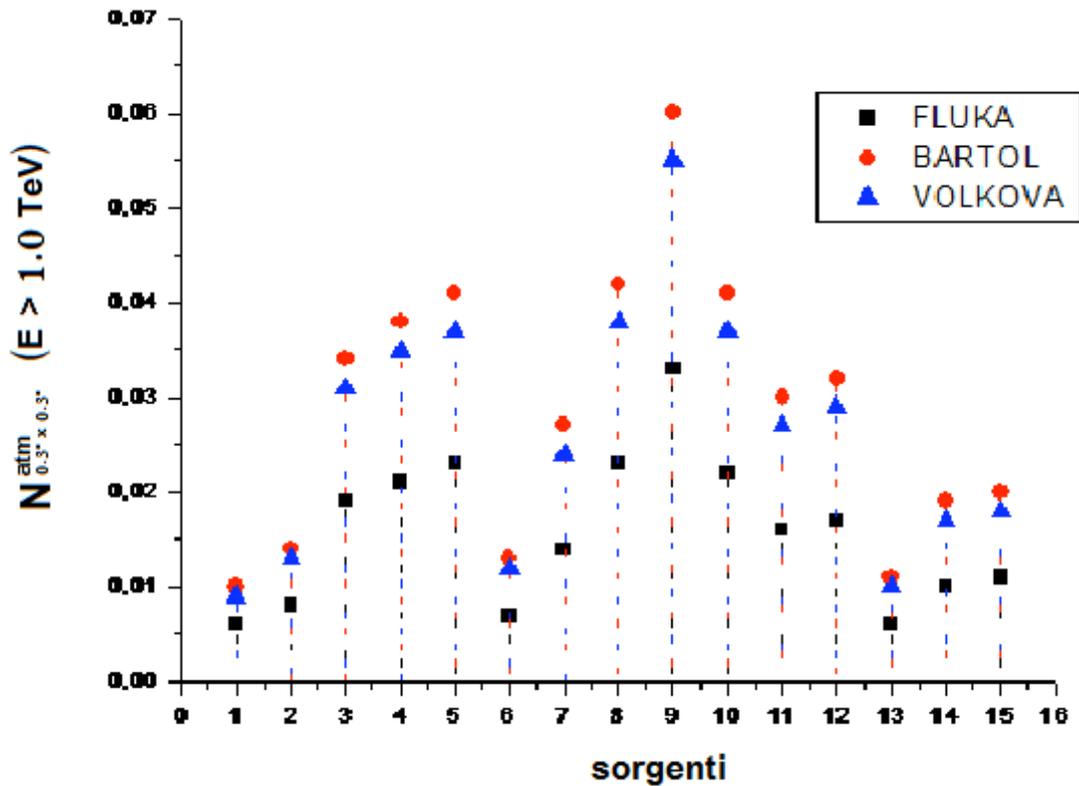


Figura 5.2: Numero di eventi di fondo (ν_{atm}) aspettati in 10 anni, per una finestra angolare di ampiezza 0.3° , al di sopra di 1.0 TeV , al variare del modello considerato per lo spettro dei neutrini atmosferici.

5.4 MIGLIOR ENERGIA LIMITE E MIGLIOR FINESTRA ANGOLARE PER IL RILEVAMENTO DEI ν

Analizzando i dati raccolti, si vuole ora stabilire quale sia, dei tre valori limite dell'energia sopra i quali si è condotto lo studio, quello per cui si ottiene il miglior rapporto tra segnale e rumore, e quale sia la grandezza della finestra angolare (0.3° o 0.9°) che ottimizza tale rapporto.

Il rapporto segnale / rumore è espresso dalla formula [4]:

$$\frac{S}{N} = \frac{N_{astro}}{\sqrt{N_{astro} + N_{atm}}} \quad (5.16)$$

e bisogna considerare che nella finestra angolare $0.3^\circ \times 0.3^\circ$ cade il 68% del segnale mentre in quella $0.9^\circ \times 0.9^\circ$ se ne raccoglie il 99.7%.

Il rapporto S/N è stato calcolato per le due finestre angolari, per i tre diversi modelli di spettro dei neutrini atmosferici e per i tre valori dell'indice spettrale dei neutrini astrofisici considerati. In Appendice 1 si trovano le tabelle relative ai dati che si ottengono dalle combinazioni al variare di indice spettrale, finestra angolare ed energia di soglia.

Analizzando i dati, si ottiene per la maggior parte di essi che l'energia di soglia che ottimizza il rapporto segnale-rumore è 10 TeV, come prevedibile poiché il flusso di neutrini astrofisici diminuisce all'aumentare dell'energia meno di quanto faccia il flusso di neutrini atmosferici; tuttavia fa eccezione la combinazione ottenuta con indice spettrale pari a 2.2 e finestra angolare di ampiezza 0.3° , per la quale la miglior energia limite è 1.0 TeV: questo dato è riconducibile al fatto che lo spettro è più ripido ed è dovuto principalmente alle sorgenti più intense (Mkn 421, Mkn 501 e 3C279) per le quali la perdita di una parte del segnale risulta essere più importante della diminuzione del rumore.

La miglior finestra angolare risulta generalmente essere quella di ampiezza 0.3° , il che significa che è preferibile perdere il 21,7% del segnale piuttosto che aumentare di 9 volte il fondo. Anche qui c'è però un'eccezione: al di sopra di 10 TeV, i modelli con $\Gamma=2.0$ e 2.1 preferiscono una finestra angolare di ampiezza 0.9° ; tale eccezione è di nuovo riconducibile al contributo delle sorgenti più intense per le quali avere il 99,7% del segnale rappresenta un vantaggio maggiore nonostante l'aumento del fondo.

Per quanto riguarda la dipendenza dall'indice spettrale dello spettro dei neutrini astrofisici, si verifica come logico che il rapporto S / N diminuisce al crescere di Γ (si ha uno spettro più ripido e dunque meno segnale).

Conti più precisi, riportati in Appendice 2, mostrano che, chiamato S^* il segnale sopra una certa soglia di energia e N^* il fondo sopra quell'energia in una finestra angolare di ampiezza 0.3° , la condizione per la quale il rapporto segnale-rumore è migliore per una finestra angolare di $0.9^\circ \times 0.9^\circ$ piuttosto che per quella di $0.3^\circ \times 0.3^\circ$ è data da:

$$S^* > 14.7 N^* . \quad (5.17)$$

In Appendice 2 è riportato anche il conto che dimostra che, detti S_1 , N_1 , S_2 , N_2 , rispettivamente il numero di neutrini astrofisici aspettati sopra una soglia di energia più piccola, il fondo sopra quella soglia, il numero di eventi astrofisici sopra una soglia superiore e il fondo sopra questa soglia, la condizione, per cui l'energia limite che ottimizza il rapporto S / N risulta essere quella minore, è data da:

$$S_1 > \frac{S_2^2 + S_2 \sqrt{S_2^2 + 4N_1 S_2 + 4N_1 N_2}}{2S_2 + 2N_2} . \quad (5.18)$$

Ciò che, dunque, un'analisi dettagliata dei dati deve fare, al fine di massimizzare il rapporto segnale-rumore, è tenere conto di queste relazioni per andare ad adattare, sorgente per sorgente, l'energia di soglia e la finestra angolare.

In tabella 6 è riportato, per ogni AGN, il miglior rapporto segnale-rumore, con l'energia di soglia e la finestra angolare cui esso è relativo; i dati fanno riferimento al modello di VOLKOVA dei v_{atm} e a $\Gamma=2.0$ come indice spettrale dei v_{astro} .

Si nota, per i motivi spiegati in precedenza, come le sorgenti per le quali si ha un S / N più alto (Mkn 421, Mkn 501 e 3C279) prediligano una soglia d'energia di 1.0 TeV e una finestra angolare di ampiezza 0.9° , mentre al diminuire del rapporto segnale-rumore, esso viene ottimizzato da una soglia di 10 TeV e da una finestra angolare che per le sorgenti che hanno un S/N migliore resta 0.9° mentre diventa 0.3° per le altre.

Nome	miglior S/N	modello alternativo spettro ν_{atm}	energia di soglia	Finestra angolare
H 1426+428	0,060	*****	10 TeV	0.3 ° x 0.3 °
Mkn 421	0,516	0,543 FLUKA - 0,509 BARTOL	1.0 TeV	0.9 ° x 0.9 °
1ES 0347-121	0,094	*****	10 TeV	0.3 ° x 0.3 °
1ES 1101-232	0,119	*****	10 TeV	0.3 ° x 0.3 °
H 2356-309	0,093	*****	10 TeV	0.3 ° x 0.3 °
Mkn 501	0,429	0,456 FLUKA - 0,423 BARTOL	1.0 TeV	0.9 ° x 0.9 °
PG 1553+113	0,095	*****	10 TeV	0.3 ° x 0.3 °
PKS 0548-322	0,082	*****	10 TeV	0.3 ° x 0.3 °
PKS 2005-489	0,126	*****	10 TeV	0.3 ° x 0.3 °
PKS 2155-304	0,292	*****	10 TeV	0.9 ° x 0.9 °
RGB J0152+017	0,084	*****	10 TeV	0.3 ° x 0.3 °
3C 279	0,650	0,692 FLUKA - 0,640 BARTOL	1.0 TeV	0.9 ° x 0.9 °
BL Lac	0,061	*****	10 TeV	0.3 ° x 0.3 °
1ES 1218+304	0,218	*****	10 TeV	0.9 ° x 0.9 °
W Comae	0,168	*****	10 TeV	0.9 ° x 0.9 °

Tabella 6: Miglior rapporto segnale-rumore per ciascuna sorgente, energia di soglia e finestra angolare cui esso si riferisce ed eventuale valore di S/N calcolato dagli altri modelli di spettro dei ν_{atm} (i dati si riferiscono al modello di VOLKOVA, l'unico dei tre considerati che si estenda oltre 10 TeV, e a un indice spettrale per lo spettro dei neutrini astrofisici pari a 2.0).

5.5 PROSPETTIVE FUTURE

Finora abbiamo dato una stima dei neutrini aspettati per Antares in 10 anni e abbiamo stabilito quali siano l'energia di soglia e l'ampiezza della finestra angolare che ottimizzano il rapporto segnale-rumore. Il numero di neutrini astrofisici aspettati, però, non arriva all'unità nemmeno per le sorgenti più potenti: questo risultato "deprimente" è dovuto all'enorme distanza che ci separa dalle sorgenti (e quindi al basso flusso di fotoni misurato a Terra, da cui si deduce un basso flusso di neutrini) ma anche all'area efficace di ANTARES, non sufficiente a far in modo di avere un buon numero di eventi aspettati. Se il primo fattore è ovviamente non migliorabile, si può invece lavorare sull'area efficace, e proprio questo aspetto è quello su cui si concentrano i telescopi per neutrini in fase di progettazione e realizzazione, come l'esperimento KM3NET, un rivelatore di volume pari, o superiore, a 1 km^3 , la cui area efficace è mostrata nella Figura 5.3 [4].

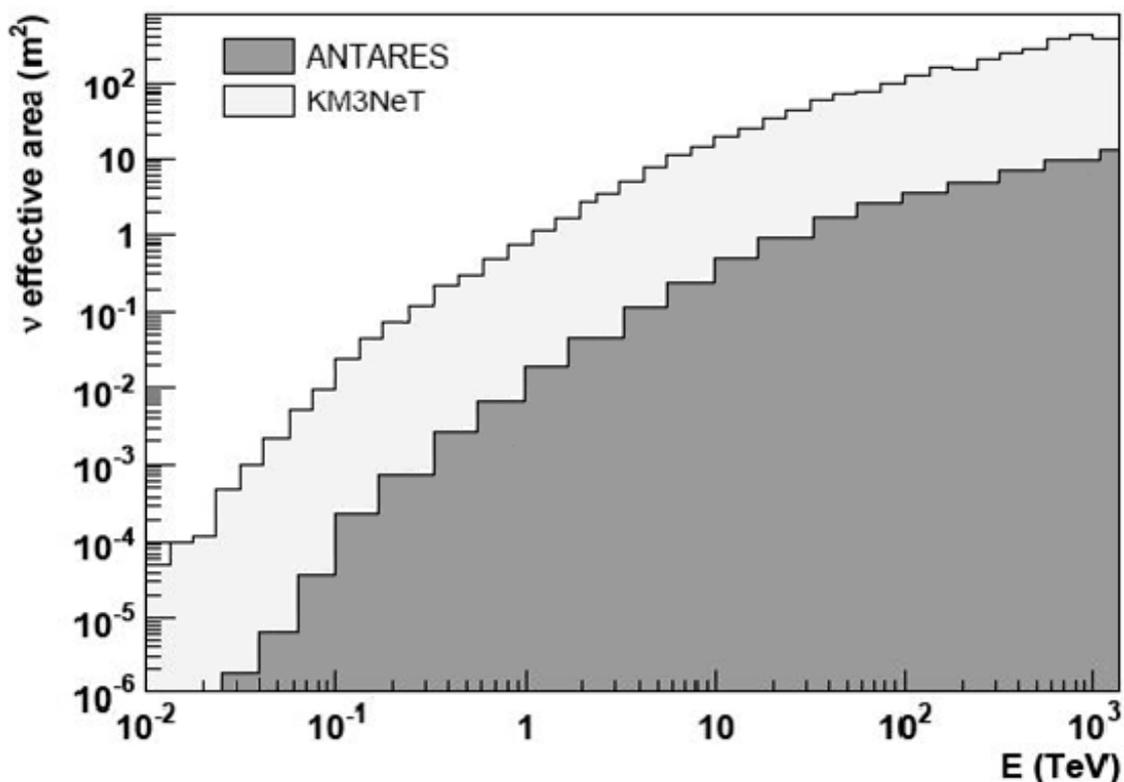


Figura 5.3: Confronto tra l'area efficace per i neutrini muonici del rivelatore ANTARES e quella di KM3Net, in un range di energia che va da 10 GeV a 1 PeV.

Facendo un conto approssimativo, l'area efficace cresce, rispetto ad ANTARES, di un fattore che va da circa 30 (alle energie più alte) a circa 200 (alle energia minori). Tale incremento porta ad un aumento, nel numero di eventi aspettato, di un fattore orientativamente compreso tra 43 e 55: in questo range, tale fattore generalmente cresce al passaggio da $\Gamma=2.0$ a $\Gamma=2.1$ e poi a $\Gamma=2.2$ e decresce all'aumentare dell'energia di soglia considerata. Nella tabella 7 si riportano i valori del numero N di eventi aspettati in KM3Net per le sorgenti extragalattiche considerate, assumendo per esse la stessa visibilità calcolata per ANTARES.

Nome	Visibilità	$N_{(E > 0.10 \text{ TeV})} (\Gamma=2.0; 2.1; .2.2)$	$N_{(E > 1.0 \text{ TeV})} (\Gamma=2.0; 2.1; .2.2)$	$N_{(E > 10 \text{ TeV})} (\Gamma=2.0; 2.1; .2.2)$
H 1426+428	0,17	0,43 - 0,36 - 0,32	0,39 - 0,31 - 0,25	0,27 - 0,20 - 0,15
Mkn 421	0,24	18 - 15 - 13	16 - 13 - 11	12 - 8,4 - 6,1
1ES 0347-121	0,56	1,1 - 0,82 - 0,63	1,0 - 0,70 - 0,50	0,72 - 0,45 - 0,29
1ES 1101-232	0,63	1,7 - 1,2 - 0,90	1,5 - 1,0 - 0,71	1,1 - 0,66 - 0,41
H 2356-309	0,69	1,2 - 0,82 - 0,61	1,0 - 0,70 - 0,49	0,73 - 0,45 - 0,28
Mkn 501	0,22	13 - 9,2 - 6,7	12 - 7,9 - 5,3	8,4 - 5,1 - 3,1
PG 1553+113	0,44	1,1 - 0,81 - 0,63	0,98 - 0,69 - 0,50	0,69 - 0,44 - 0,29
PKS 0548-322	0,70	0,94 - 0,67 - 0,50	0,85 - 0,58 - 0,40	0,60 - 0,37 - 0,23
PKS 2005-489	1,00	2,0 - 1,5 - 1,2	1,8 - 1,3 - 0,98	1,3 - 0,85 - 0,57
PKS 2155-304	0,68	7,5 - 5,7 - 4,5	6,8 - 4,9 - 3,6	4,8 - 3,1 - 2,1
RGB J0152+017	0,49	0,91 - 0,68 - 0,52	0,82 - 0,58 - 0,42	0,58 - 0,37 - 0,24
3C 279	0,53	31 - 21 - 14	28 - 18 - 11	20 - 11 - 6,6
BL Lac	0,18	0,45 - 0,32 - 0,24	0,41 - 0,28 - 0,19	0,29 - 0,18 - 0,11
1ES 1218+304	0,32	4,1 - 2,7 - 1,9	3,7 - 2,3 - 1,5	2,6 - 1,5 - 0,87
W Comae	0,33	2,7 - 1,9 - 1,4	2,4 - 1,6 - 1,1	1,7 - 1,1 - 0,66

Tabella 7: Stima del numero di eventi aspettati per KM3Net, al di sopra di tre diversi valori dell'energia (0.10TeV, 1.0TeV e 10TeV) per le sorgenti extragalattiche considerate, al variare dell'indice spettrale imposto per lo spettro dei neutrini.

Si noti come, almeno dalle sorgenti più intense, col nuovo rivelatore ci si aspetta un numero di eventi pari a qualche unità ogni anno, dato che rende certamente più consistente la valenza scientifica dell'esperimento.

I calcoli relativi al numero di neutrini di fondo e al rapporto segnale-rumore sono stati svolti in maniera identica a quanto fatto per ANTARES; nella tabella 8 si presentano i risultati ottenuti riguardo al rapporto S / N.

Nome	miglior S/N	modello alternativo spettro ν_{atm}	energia di soglia	finestra angolare
H 1426+428	0,39	*****	10 TeV	0.3 ° x 0.3 °
Mkn 421	3,5	3,6 FLUKA - 3,4 BARTOL	1.0 TeV	0.9 ° x 0.9 °
1ES 0347-121	0,62	*****	10 TeV	0.3 ° x 0.3 °
1ES 1101-232	0,78	*****	10 TeV	0.3 ° x 0.3 °
H 2356-309	0,61	*****	10 TeV	0.3 ° x 0.3 °
Mkn 501	2,9	3,0 FLUKA - 2,8 BARTOL	1.0 TeV	0.9 ° x 0.9 °
PG 1553+113	0,62	*****	10 TeV	0.3 ° x 0.3 °
PKS 0548-322	0,54	*****	10 TeV	0.3 ° x 0.3 °
PKS 2005-489	0,83	*****	10 TeV	0.3 ° x 0.3 °
PKS 2155-304	1,9	*****	10 TeV	0.9 ° x 0.9 °
RGB J0152+017	0,55	*****	10 TeV	0.3 ° x 0.3 °
3C 279	4,4	4,6 FLUKA - 4,2 BARTOL	1.0 TeV	0.9 ° x 0.9 °
BL Lac	0,40	*****	10 TeV	0.3 ° x 0.3 °
1ES 1218+304	1,4	*****	10 TeV	0.9 ° x 0.9 °
W Comae	1,1	*****	10 TeV	0.9 ° x 0.9 °

Tabella 8: Proiezioni per KM3Net: miglior rapporto segnale-rumore per ciascuna sorgente, energia di soglia e finestra angolare cui esso si riferisce ed eventuale valore di S/N calcolato dagli altri modelli di spettro dei ν_{atm} (i dati si riferiscono al modello di VOLKOVA e a un indice spettrale per lo spettro dei neutrini astrofisici pari a 2.0).

Si osserva che l'incremento dell'area efficace non stravolge l'andamento dei dati, infatti per nessuna delle sorgenti esaminate si ha una variazione dell'energia limite o della finestra angolare che ottimizzano il rapporto segnale-rumore.

Tale rapporto è semplicemente migliorato, di un fattore compreso circa tra 6.4 e 6.8, orientativamente pari alla radice del fattore di cui migliora il numero di eventi aspettato.

Un incremento dell'area efficace permette dunque un miglioramento sia nel numero di eventi aspettato che nella precisione (vista sotto forma di rapporto S / N) del rilevamento dei neutrini astrofisici: è questo il motivo che spinge i gruppi di ricerca alla costruzione di rivelatori di sempre maggiori dimensioni, come appunto KM3Net.

Da sottolineare è il fatto che i calcoli svolti non tengono conto del miglioramento in risoluzione angolare (su cui ancora non si hanno stime precise) che si avrà per KM3Net specialmente ad alte energie e che quindi farà ancora migliorare la sensibilità del rivelatore.

CONCLUSIONI

In questo lavoro si è mostrato il metodo tramite il quale dai flussi di fotoni, rilevati per i nuclei galattici attivi, si può stimare il numero di neutrini astrofisici aspettato, per tali sorgenti, da un rivelatore Cherenkov sottomarino.

Questo procedimento è stato effettuato per calcolare il numero di eventi aspettato per il rivelatore ANTARES, e dalla stima del numero aspettato di neutrini atmosferici (ovvero di fondo), si è anche calcolato il rapporto segnale-rumore per ognuna delle 15 sorgenti analizzate. I conti sono stati effettuati al variare dell'energia di soglia sopra la quale si raccoglie il segnale, della finestra angolare e dell'indice spettrale considerato per lo spettro dei neutrini astrofisici: ciò per analizzare quali valori di energia limite e di ampiezza della finestra angolare ottimizzino, sorgente per sorgente, il rapporto S/N, e per vedere come cambiano i dati al variare dell'indice spettrale nell'intervallo che al momento si considera più probabile (tra 2.0 e 2.2).

Si trova che, per l'esperimento ANTARES, i risultati sono mediocri, soprattutto per quanto riguarda il numero di neutrini astrofisici aspettato, che nemmeno per la sorgente più intensa arriva ad un unità in 10 anni di intervallo temporale considerato.

Al fine di migliorare la valenza scientifica delle analisi, è in fase di progettazione l'esperimento KM3Net, che avrà un volume pari o superiore a 1km^3 : le proiezioni per questo rivelatore incrementano il numero di eventi aspettato e il rapporto segnale-rumore di un fattore orientativamente compreso rispettivamente nel range 43-55 ed in quello 6.4-6.8.

Specialmente l'incremento del numero aspettato di neutrini astrofisici, portato almeno per le sorgenti da cui abbiamo più segnale a qualche unità ogni anno, è un dato che ci fa ben sperare per le aspettative future sui rivelatori di nuova generazione.

APPENDICE 1

In questa appendice vengono presentati tutti i dati ottenuti, relativamente al numero di neutrini atmosferici aspettato e al valore del rapporto S / N, al variare della finestra angolare e del modello di flusso dei ν_{atm} considerati.

Nome	$N^{atm}_{(E > 0.10 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ FLUKA	$N^{atm}_{(E > 0.10 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ BARTOL
H 1426+428	0,03	0,04
Mkn 421	0,04	0,06
1ES 0347-121	0,09	0,15
1ES 1101-232	0,11	0,16
H 2356-309	0,11	0,18
Mkn 501	0,04	0,06
PG 1553+113	0,07	0,11
PKS 0548-322	0,12	0,18
PKS 2005-489	0,17	0,26
PKS 2155-304	0,11	0,18
RGB J0152+017	0,08	0,13
3C 279	0,09	0,14
BL Lac	0,03	0,05
1ES 1218+304	0,05	0,08
W Comae	0,06	0,09

Tabella A1: Stima del numero di neutrini atmosferici aspettati per ANTARES, in una finestra angolare di $0.3^\circ \times 0.3^\circ$, al di sopra di 0.10 Tev, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} .

Nome	$N^{\text{atm}}_{(E > 0.10 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ FLUKA	$N^{\text{atm}}_{(E > 0.10 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ BARTOL
H 1426+428	0,26	0,40
Mkn 421	0,36	0,55
1ES 0347-121	0,84	1,32
1ES 1101-232	0,95	1,48
H 2356-309	1,03	1,60
Mkn 501	0,33	0,51
PG 1553+113	0,66	1,03
PKS 0548-322	1,05	1,64
PKS 2005-489	1,50	2,34
PKS 2155-304	1,02	1,59
RGB J0152+017	0,74	1,15
3C 279	0,79	1,24
BL Lac	0,27	0,42
1ES 1218+304	0,48	0,74
W Comae	0,50	0,78

Tabella A2: Stima del numero di neutrini atmosferici aspettati per ANTARES, in una finestra angolare di $0.9^\circ \times 0.9^\circ$, al di sopra di 0.10 TeV, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} .

Nome	$N^{\text{atm}}_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ FLUKA	$N^{\text{atm}}_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ BARTOL	$N^{\text{atm}}_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ VOLKOVA
H 1426+428	0,006	0,010	0,009
Mkn 421	0,008	0,014	0,013
1ES 0347-121	0,019	0,034	0,031
1ES 1101-232	0,021	0,038	0,035
H 2356-309	0,023	0,041	0,037
Mkn 501	0,007	0,013	0,012
PG 1553+113	0,014	0,027	0,024
PKS 0548-322	0,023	0,042	0,038
PKS 2005-489	0,033	0,060	0,055
PKS 2155-304	0,022	0,041	0,037
RGB J0152+017	0,016	0,030	0,027
3C 279	0,017	0,032	0,029
BL Lac	0,006	0,011	0,010
1ES 1218+304	0,010	0,019	0,017
W Comae	0,011	0,020	0,018

Tabella A3: Stima del numero di neutrini atmosferici aspettati per ANTARES, in una finestra angolare di $0.3^\circ \times 0.3^\circ$, al di sopra di 1.0 TeV, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} .

Nome	$N^{\text{atm}}_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ FLUKA	$N^{\text{atm}}_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ BARTOL	$N^{\text{atm}}_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ VOLKOVA
H 1426+428	0,050	0,093	0,084
Mkn 421	0,070	0,129	0,117
1ES 0347-121	0,167	0,306	0,277
1ES 1101-232	0,187	0,343	0,311
H 2356-309	0,203	0,372	0,337
Mkn 501	0,064	0,118	0,107
PG 1553+113	0,130	0,239	0,217
PKS 0548-322	0,207	0,380	0,344
PKS 2005-489	0,296	0,543	0,491
PKS 2155-304	0,202	0,370	0,336
RGB J0152+017	0,145	0,266	0,241
3C 279	0,157	0,288	0,260
BL Lac	0,053	0,097	0,087
1ES 1218+304	0,094	0,172	0,156
W Comae	0,099	0,181	0,164

Tabella A4: Stima del numero di neutrini atmosferici aspettati per ANTARES, in una finestra angolare di $0.9^\circ \times 0.9^\circ$, al di sopra di 1.0 TeV, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} .

Nome	$N^{\text{atm}}_{(E > 10 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ VOLKOVA	$N^{\text{atm}}_{(E > 10 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ VOLKOVA
H 1426+428	9,0E-04	7,9E-03
Mkn 421	1,2E-03	1,1E-02
1ES 0347-121	2,9E-03	2,6E-02
1ES 1101-232	3,2E-03	2,9E-02
H 2356-309	3,5E-03	3,2E-02
Mkn 501	1,1E-03	1,0E-02
PG 1553+113	2,3E-03	2,0E-02
PKS 0548-322	3,6E-03	3,2E-02
PKS 2005-489	5,1E-03	4,6E-02
PKS 2155-304	3,5E-03	3,2E-02
RGB J0152+017	2,5E-03	2,3E-02
3C 279	2,7E-03	2,4E-02
BL Lac	9,0E-04	8,2E-03
1ES 1218+304	1,6E-03	1,5E-02
W Comae	1,7E-03	1,5E-02

Tabella A5: Stima del numero di neutrini atmosferici aspettati per ANTARES, in una finestra angolare di $0.3^\circ \times 0.3^\circ$ e in una di $0.9^\circ \times 0.9^\circ$, al di sopra di 10 TeV, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} .

Nome	S / N $_{(E > 0.10 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ FLUKA	S / N $_{(E > 0.10 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ BARTOL
H 1426+428	0,033	0,027
Mkn 421	0,470	0,454
1ES 0347-121	0,048	0,039
1ES 1101-232	0,066	0,055
H 2356-309	0,045	0,037
Mkn 501	0,396	0,379
PG 1553+113	0,051	0,042
PKS 0548-322	0,037	0,030
PKS 2005-489	0,064	0,053
PKS 2155-304	0,226	0,199
RGB J0152+017	0,042	0,034
3C 279	0,602	0,576
BL Lac	0,034	0,028
1ES 1218+304	0,173	0,153
W Comae	0,124	0,107

Tabella A6: Stima del rapporto segnale / rumore, in una finestra angolare di $0.3^\circ \times 0.3^\circ$, al di sopra di 0.10 Tev, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} . E' posto $\Gamma=2.0$.

Nome	S / N $_{(E > 0.10 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ FLUKA	S / N $_{(E > 0.10 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ BARTOL
H 1426+428	0,017	0,014
Mkn 421	0,438	0,388
1ES 0347-121	0,025	0,020
1ES 1101-232	0,035	0,028
H 2356-309	0,023	0,019
Mkn 501	0,354	0,311
PG 1553+113	0,027	0,022
PKS 0548-322	0,019	0,015
PKS 2005-489	0,033	0,027
PKS 2155-304	0,143	0,117
RGB J0152+017	0,022	0,017
3C 279	0,534	0,466
BL Lac	0,018	0,014
1ES 1218+304	0,112	0,092
W Comae	0,075	0,061

Tabella A7: Stima del rapporto segnale / rumore, in una finestra angolare di $0.9^\circ \times 0.9^\circ$, al di sopra di 0.10 Tev, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} . E' posto $\Gamma=2.0$.

Nome	S / N $_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ FLUKA	S / N $_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ BARTOL	S / N $_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ VOLKOVA
H 1426+428	0,054	0,045	0,047
Mkn 421	0,483	0,477	0,479
1ES 0347-121	0,082	0,068	0,070
1ES 1101-232	0,108	0,091	0,094
H 2356-309	0,079	0,064	0,067
Mkn 501	0,413	0,406	0,407
PG 1553+113	0,085	0,071	0,073
PKS 0548-322	0,066	0,053	0,056
PKS 2005-489	0,110	0,091	0,094
PKS 2155-304	0,286	0,266	0,270
RGB J0152+017	0,072	0,059	0,061
3C 279	0,629	0,618	0,620
BL Lac	0,055	0,047	0,048
1ES 1218+304	0,213	0,200	0,202
W Comae	0,165	0,151	0,154

Tabella A8: Stima del rapporto segnale / rumore, in una finestra angolare di $0.3^\circ \times 0.3^\circ$, al di sopra di 1.0 TeV, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} . E' posto $\Gamma=2.0$.

Nome	S / N $_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ FLUKA	S / N $_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ BARTOL	S / N $_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ VOLKOVA
H 1426+428	0,035	0,026	0,028
Mkn 421	0,543	0,509	0,516
1ES 0347-121	0,051	0,038	0,040
1ES 1101-232	0,070	0,054	0,056
H 2356-309	0,047	0,036	0,037
Mkn 501	0,456	0,423	0,429
PG 1553+113	0,054	0,041	0,043
PKS 0548-322	0,039	0,029	0,030
PKS 2005-489	0,068	0,052	0,054
PKS 2155-304	0,248	0,204	0,211
RGB J0152+017	0,044	0,033	0,035
3C 279	0,692	0,640	0,650
BL Lac	0,036	0,027	0,029
1ES 1218+304	0,190	0,158	0,163
W Comae	0,135	0,109	0,113

Tabella A9: Stima del rapporto S / N, in una finestra angolare di $0.9^\circ \times 0.9^\circ$, al di sopra di 1.0 TeV, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} . E' posto $\Gamma=2.0$.

Nome	S / N $_{(E > 10 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ VOLKOVA	S / N $_{(E > 10 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ VOLKOVA
H 1426+428	0,060	0,053
Mkn 421	0,423	0,504
1ES 0347-121	0,094	0,080
1ES 1101-232	0,119	0,106
H 2356-309	0,093	0,076
Mkn 501	0,362	0,428
PG 1553+113	0,095	0,083
PKS 0548-322	0,082	0,064
PKS 2005-489	0,126	0,107
PKS 2155-304	0,267	0,292
RGB J0152+017	0,084	0,070
3C 279	0,553	0,649
BL Lac	0,061	0,054
1ES 1218+304	0,197	0,218
W Comae	0,159	0,168

Tabella A10: Stima del rapporto S/N , nelle finestre angolari di $0.3^\circ \times 0.3^\circ$ e $0.9^\circ \times 0.9^\circ$, sopra 10 Tev, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} . E' posto $\Gamma=2.0$.

Nome	S / N $_{(E > 0.10 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ FLUKA	S / N $_{(E > 0.10 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ BARTOL
H 1426+428	0,026	0,022
Mkn 421	0,412	0,394
1ES 0347-121	0,034	0,028
1ES 1101-232	0,046	0,038
H 2356-309	0,031	0,025
Mkn 501	0,308	0,290
PG 1553+113	0,037	0,030
PKS 0548-322	0,025	0,021
PKS 2005-489	0,047	0,039
PKS 2155-304	0,174	0,150
RGB J0152+017	0,030	0,024
3C 279	0,456	0,428
BL Lac	0,023	0,019
1ES 1218+304	0,121	0,105
W Comae	0,090	0,076

Tabella A11: Stima del rapporto segnale / rumore, in una finestra angolare di $0.3^\circ \times 0.3^\circ$, al di sopra di 0.10 Tev, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} . E' posto $\Gamma=2.1$.

Nome	S / N $_{(E > 0.10 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ FLUKA	S / N $_{(E > 0.10 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ BARTOL
H 1426+428	0,014	0,011
Mkn 421	0,367	0,322
1ES 0347-121	0,017	0,014
1ES 1101-232	0,024	0,019
H 2356-309	0,016	0,013
Mkn 501	0,253	0,217
PG 1553+113	0,019	0,015
PKS 0548-322	0,013	0,010
PKS 2005-489	0,024	0,020
PKS 2155-304	0,104	0,085
RGB J0152+017	0,015	0,012
3C 279	0,368	0,314
BL Lac	0,012	0,010
1ES 1218+304	0,073	0,059
W Comae	0,051	0,042

Tabella A12: Stima del rapporto segnale / rumore, in una finestra angolare di $0.9^\circ \times 0.9^\circ$, al di sopra di 0.10 TeV, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} . E' posto $\Gamma=2.1$.

Nome	S / N $_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ FLUKA	S / N $_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ BARTOL	S / N $_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ VOLKOVA
H 1426+428	0,044	0,036	0,038
Mkn 421	0,422	0,415	0,417
1ES 0347-121	0,060	0,048	0,050
1ES 1101-232	0,078	0,064	0,066
H 2356-309	0,056	0,044	0,046
Mkn 501	0,326	0,318	0,319
PG 1553+113	0,063	0,052	0,054
PKS 0548-322	0,047	0,037	0,038
PKS 2005-489	0,083	0,067	0,070
PKS 2155-304	0,229	0,209	0,212
RGB J0152+017	0,053	0,043	0,044
3C 279	0,485	0,473	0,475
BL Lac	0,040	0,033	0,034
1ES 1218+304	0,159	0,145	0,147
W Comae	0,126	0,112	0,115

Tabella A13: Stima del rapporto segnale / rumore, in una finestra angolare di $0.3^\circ \times 0.3^\circ$, al di sopra di 1.0 TeV, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} . E' posto $\Gamma=2.1$.

Nome	S / N $_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ FLUKA	S / N $_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ BARTOL	S / N $_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ VOLKOVA
H 1426+428	0,027	0,021	0,022
Mkn 421	0,465	0,430	0,437
1ES 0347-121	0,035	0,026	0,027
1ES 1101-232	0,047	0,036	0,037
H 2356-309	0,032	0,024	0,025
Mkn 501	0,345	0,311	0,317
PG 1553+113	0,038	0,029	0,030
PKS 0548-322	0,026	0,019	0,020
PKS 2005-489	0,049	0,037	0,038
PKS 2155-304	0,185	0,148	0,154
RGB J0152+017	0,031	0,023	0,024
3C 279	0,509	0,456	0,466
BL Lac	0,024	0,018	0,019
1ES 1218+304	0,129	0,103	0,107
W Comae	0,094	0,074	0,077

Tabella A14: Stima del rapporto segnale / rumore, in una finestra angolare di $0.9^\circ \times 0.9^\circ$, al di sopra di 1.0 Tev, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} . E' posto $\Gamma=2.1$.

Nome	S / N $_{(E > 10 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ VOLKOVA	S / N $_{(E > 10 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ VOLKOVA
H 1426+428	0,049	0,040
Mkn 421	0,355	0,420
1ES 0347-121	0,070	0,053
1ES 1101-232	0,087	0,070
H 2356-309	0,067	0,049
Mkn 501	0,276	0,323
PG 1553+113	0,071	0,057
PKS 0548-322	0,059	0,041
PKS 2005-489	0,096	0,074
PKS 2155-304	0,210	0,219
RGB J0152+017	0,062	0,047
3C 279	0,412	0,480
BL Lac	0,045	0,036
1ES 1218+304	0,145	0,152
W Comae	0,120	0,119

Tabella A15: Stima del rapporto segnale / rumore, nelle due finestre angolari di $0.3^\circ \times 0.3^\circ$ e di $0.9^\circ \times 0.9^\circ$, al di sopra di 10 Tev, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} . E' posto $\Gamma=2.1$.

Nome	S / N _(E > 0.10 TeV) ^(0.3°) FLUKA	S / N _(E > 0.10 TeV) ^(0.3°) BARTOL
H 1426+428	0,022	0,018
Mkn 421	0,367	0,349
1ES 0347-121	0,025	0,020
1ES 1101-232	0,033	0,027
H 2356-309	0,022	0,018
Mkn 501	0,242	0,224
PG 1553+113	0,028	0,023
PKS 0548-322	0,018	0,014
PKS 2005-489	0,036	0,029
PKS 2155-304	0,136	0,116
RGB J0152+017	0,022	0,018
3C 279	0,347	0,319
BL Lac	0,017	0,013
1ES 1218+304	0,085	0,072
W Comae	0,066	0,056

Tabella A16: Stima del rapporto segnale / rumore, in una finestra angolare di $0.3^\circ \times 0.3^\circ$, al di sopra di 0.10 TeV, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} . E' posto $\Gamma=2.2$.

Nome	S / N _(E > 0.10 TeV) ^(0.9°) FLUKA	S / N _(E > 0.10 TeV) ^(0.9°) BARTOL
H 1426+428	0,011	0,009
Mkn 421	0,316	0,274
1ES 0347-121	0,012	0,010
1ES 1101-232	0,017	0,014
H 2356-309	0,011	0,009
Mkn 501	0,184	0,155
PG 1553+113	0,014	0,011
PKS 0548-322	0,009	0,007
PKS 2005-489	0,018	0,015
PKS 2155-304	0,078	0,064
RGB J0152+017	0,011	0,009
3C 279	0,256	0,215
BL Lac	0,008	0,007
1ES 1218+304	0,048	0,039
W Comae	0,036	0,029

Tabella A17: Stima del rapporto segnale / rumore, in una finestra angolare di $0.9^\circ \times 0.9^\circ$, al di sopra di 0.10 TeV, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} . E' posto $\Gamma=2.2$.

Nome	S / N $_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ FLUKA	S / N $_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ BARTOL	S / N $_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.3^\circ)}$ VOLKOVA
H 1426+428	0,036	0,030	0,031
Mkn 421	0,374	0,366	0,368
1ES 0347-121	0,043	0,034	0,036
1ES 1101-232	0,057	0,045	0,047
H 2356-309	0,040	0,031	0,032
Mkn 501	0,259	0,250	0,252
PG 1553+113	0,047	0,038	0,039
PKS 0548-322	0,033	0,025	0,026
PKS 2005-489	0,063	0,050	0,052
PKS 2155-304	0,184	0,164	0,168
RGB J0152+017	0,039	0,031	0,032
3C 279	0,378	0,363	0,366
BL Lac	0,029	0,023	0,024
1ES 1218+304	0,118	0,104	0,107
W Comae	0,097	0,084	0,086

Tabella A18: Stima del rapporto segnale / rumore, in una finestra angolare di $0.3^\circ \times 0.3^\circ$, al di sopra di 1.0 Tev, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} . E' posto $\Gamma=2.2$.

Nome	S / N $_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ FLUKA	S / N $_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ BARTOL	S / N $_{(E > 1.0 \text{ TeV})}^{(0.9^\circ)}$ VOLKOVA
H 1426+428	0,022	0,016	0,017
Mkn 421	0,403	0,367	0,374
1ES 0347-121	0,024	0,018	0,019
1ES 1101-232	0,032	0,024	0,026
H 2356-309	0,022	0,016	0,017
Mkn 501	0,261	0,228	0,233
PG 1553+113	0,027	0,020	0,021
PKS 0548-322	0,017	0,013	0,014
PKS 2005-489	0,035	0,027	0,028
PKS 2155-304	0,138	0,109	0,113
RGB J0152+017	0,022	0,016	0,017
3C 279	0,372	0,322	0,331
BL Lac	0,016	0,012	0,013
1ES 1218+304	0,086	0,068	0,071
W Comae	0,067	0,051	0,054

Tabella A19: Stima del rapporto segnale / rumore, in una finestra angolare di $0.9^\circ \times 0.9^\circ$, al di sopra di 1.0 Tev, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} . E' posto $\Gamma=2.2$.

Nome	S / N _(E > 10 TeV) ^(0.3°) VOLKOVA	S / N _(E > 10 TeV) ^(0.9°) VOLKOVA
H 1426+428	0,039	0,030
Mkn 421	0,300	0,351
1ES 0347-121	0,051	0,035
1ES 1101-232	0,063	0,046
H 2356-309	0,048	0,032
Mkn 501	0,211	0,241
PG 1553+113	0,053	0,039
PKS 0548-322	0,041	0,026
PKS 2005-489	0,072	0,051
PKS 2155-304	0,166	0,162
RGB J0152+017	0,046	0,032
3C 279	0,309	0,350
BL Lac	0,032	0,023
1ES 1218+304	0,107	0,103
W Comae	0,091	0,083

Tabella A20: Stima del rapporto segnale / rumore, nelle due finestre angolari di 0.3°x0.3° e di 0.9°x0.9°, al di sopra di 10 TeV, in base ai modelli considerati per lo spettro dei ν_{atm} . E' posto $\Gamma=2.2$.

APPENDICE 2

In questa appendice si presentano i calcoli che portano alle formule (5.17) e (5.18).

Per quanto riguarda la (5.17), chiamato S^* il segnale sopra una certa soglia di energia e N^* il fondo sopra quell'energia in una finestra angolare di ampiezza 0.3° , la condizione per la quale il rapporto segnale-rumore è migliore per una finestra angolare di $0.9^\circ \times 0.9^\circ$ piuttosto che per quella di $0.3^\circ \times 0.3^\circ$ è data da:

$$\frac{99.7\%S^*}{\sqrt{99.7\%S^* + 9N^*}} > \frac{68\%S^*}{\sqrt{68\%S^* + N^*}} \quad (A.1)$$

Sviluppando questa disequazione, si ottiene:

$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{0.997S^* + 9N^*}}{0.997} < \frac{\sqrt{0.68S^* + N^*}}{0.68} &\Rightarrow \frac{0.997S^* + 9N^*}{0.997^2} < \frac{0.68S^* + N^*}{0.68^2} \Rightarrow \\ 0.997(0.68^2)S^* + 9(0.68^2)N^* < 0.68(0.997^2)S^* + (0.997^2)N^* &\Rightarrow \\ 0.215S^* > 3.168N^* &\Rightarrow S^* > 14.7N^* \end{aligned} \quad (A.2)$$

La (5.18) si ottiene invece dal seguente calcolo: detti S_1 , N_1 , S_2 , N_2 , rispettivamente il numero di neutrini astrofisici aspettati sopra una soglia di energia più piccola, il fondo sopra quella soglia, il numero di eventi astrofisici sopra una soglia superiore e il fondo sopra questa soglia, la condizione, per cui l'energia limite che ottimizza il rapporto S/N risulta essere quella minore, è data da:

$$\frac{S_1}{\sqrt{S_1 + N_1}} > \frac{S_2}{\sqrt{S_2 + N_2}} \quad , \quad (A.3)$$

da cui si ha:

$$\begin{aligned} \frac{S_1^2}{S_1 + N_1} > \frac{S_2^2}{S_2 + N_2} &\Rightarrow S_1^2(S_2 + N_2) > S_2^2(S_1 + N_1) \Rightarrow \\ S_1^2(S_2 + N_2) - S_1(S_2^2) - N_1S_2^2 &> 0 \end{aligned} \quad (A.4)$$

Risolvendo la disequazione di secondo grado che si ottiene ed escludendo per ovvie ragioni la soluzione negativa, si arriva a scrivere:

$$S_1 > \frac{S_2^2 + \sqrt{S_2^4 + 4N_1S_2^2(S_2 + N_2)}}{2(S_2 + N_2)} \Rightarrow$$

$$S_1 > \frac{S_2^2 + S_2\sqrt{S_2^2 + 4N_1S_2 + 4N_1N_2}}{2S_2 + 2N_2} \quad . \quad (A.5)$$

RINGRAZIAMENTI

Ringrazio il Professor Antonio Capone per l'aiuto ed il sostegno costante e per l'opportunità di approfondimento degli studi che mi ha concesso; ringrazio anche il Dottor Fabrizio Lucarelli e Manuela Vecchi per le preziose indicazioni fornitemi, specialmente nei momenti critici.

Un grazie infine ai miei amici e soprattutto alla mia famiglia, da cui sempre mi sono sentito sostenuto nonostante momenti di alti e bassi.

BIBLIOGRAFIA

- [1] “Emissione diffusa di raggi gamma e neutrini dalla Via Lattea”, Daniele Gaggero, 2008 (tesi) ;
- [2] Nemo web page: “<http://nemoweb.lns.infn.it/>” ;
- [3] “Track Reconstruction and Point Source Searches with Antares”, Adriaan Jacob Heijboer, 2004 (tesi) ;
- [4] “Stima del numero di eventi di neutrini astrofisici di alta energia, da sorgenti galattiche, osservabili in un rivelatore Cherenkov sottomarino”, Irene Di Palma, 2008 (tesi) ;
- [5] Web: “http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/COSMIC_RAYS/cosmic.html” ;
- [6] “Cosmic ray and particle physics”, Thomas K. Gaisser ;
- [7] “Progettazione e test di un banco di prova per gli SCM dell’esperimento ANTARES”, Martino Ruppi, 2000 (tesi) ;
- [8] “First results of the ANTARES neutrino telescope”, Ciro Bigongiari per la collaborazione ANTARES, IOP Publishing, doi:10.1088/1742-6596/173/1/012024 (2009) ;
- [9] “Studio di possibili sorgenti di Raggi Cosmici e Neutrini situate nel Centro Galattico”, Luca Maccione, 2005 (tesi) ;
- [10] “Elementi di astronomia”, Pietro Giannone ;
- [11] Web: “http://www.nasa.gov/centers/goddard/news/topstory/2007/active_galaxy_prt.htm” ;
- [12] “On the selection of AGN neutrino source candidates for a source stacking analysis with neutrino telescopes”, A. Achterberg et al. (IceCube Collaboration), arXiv:astro-ph/0609534v1, 19 Sep 2006 ;
- [13] “Rivelazione di neutrini di alta energia da sorgenti puntiformi extragalattiche con

- l'apparato Cerenkov sottomarino NESTOR”, Fabrizio Lucarelli, 1998 (tesi) ;
- [14] “TeV gamma rays from the blazar H 1426+428 and the diffuse extragalactic background radiation”, F. Aharonian et al., *A&A* 384, L23-L26 (2002) ;
- [15] “Variations of the TeV energy spectrum at different flux levels of Mkn 421 observed with the HEGRA system of Cherenkov telescopes”, F. Aharonian et al, *A&A* 393, 89-99 (2002) ;
- [16] “Discovery of VHE γ -rays from the distant BL Lacertae 1ES0347-121”, F. Aharonian et al, *A&A* 473, L25–L28 (2007) ;
- [17] “Detection of VHE gamma-ray emission from the distant blazar 1ES 1101-232 with H.E.S.S. and broadband characterization”, F. Aharonian et al., arXiv:astro-ph/0705.2946v2, 17 Jun 2007 ;
- [18] “Discovery of Very High Energy gamma Ray Emission from the BL Lac Object H 2356-309 with the H.E.S.S. Cherenkov Telescopes” F. Aharonian et al., arXiv:astro-ph/0607569v1, 25 Jul 2006 ;
- [19] “Variable VHE gamma-ray emission from Markarian 501”, J. Albert et al., arXiv:astro-ph/0702.008v3, 05 Dic 2007 ;
- [20] “HESS Observations and VLT Spectroscopy of PG 1553+113” , F. Aharonian et al., arXiv:astro-ph/0710.5740v2, 31 Oct 2007 ;
- [21] “Discovery of VHE gamma-rays from the BL Lac object PKS 0548-322 with H.E.S.S.”, G. Superina et al., arXiv:astro-ph/0710.4057v1, HESS ICRC 2007 ;
- [22] “PKS2005–489 at VHE: Four years of monitoring with HESS and simultaneous multi-wavelength observations”, L. Costamante et al., arXiv:astro-ph/0911.2709v2, 24 Dic 2009 ;
- [23] “Simultaneous Observations of PKS 2155–304 with H.E.S.S., Fermi, RXTE and ATOM”, HESS, Fermi-LAT Collaborations, arXiv:astro-ph/0903.2924v1, 17 Mar 2009 ;
- [24] “Discovery of VHE gamma-rays from the high-frequency-peaked BL Lac object RGB

- J0152+017” , F. Aharonian et al., arXiv:astro-ph/0802.4021v2, 06 Mar 2008 ;
- [25] “Very-High-Energy Gamma Rays from a Distant Quasar: How Transparent Is the Universe?”, J. Albert et al., arXiv:astro-ph/0807.2822v1, 17 Jul 2008 ;
- [26] “Discovery of very high energy gamma ray emission from the low-frequency peaked BL Lacertae object BL Lacertae”, J. Albert et al., arXiv:astro-ph/070384v2, 16 Aug 2007 ;
- [27] “Discovery of VHE gamma ray emission from 1ES 1218+304”, J. Albert et al., arXiv:astro-ph/0603529v1, 20 Mar 2006 ;
- [28] “Veritas discovery of $> 200\text{GeV}$ gamma ray emission from the intermediate-frequency-peaked BL Lacertae object W COMAE”, V. A. Acciari et al, The Astrophysical Journal, 684: L73-L77, 10 Set 2008 ;
- [29] “High Energy extension of the FLUKA atmospheric neutrino flux” , G. Battistoni et al., arXiv:astro-ph/0305208v1, 19 May 2003 ;
- [30] “Atmospheric neutrino flux above 1 GeV”, Bartol Research Institute, arXiv:astro-ph/9509423v1, 29 Sep 1995 ;
- [31] “Fluxes of cosmic-ray muons and atmospheric neutrinos at high energies”, L. V. Volkova et al., Physics of Atomic Nuclei, vol 64 n°2 (Feb 2001), pp266-274 .

ELENCO DELLE FIGURE

0.1	<i>Resto della Supernova SN1987A in seguito alla sua deflagrazione.....</i>	7
0.2	<i>Motivazioni per l'astronomia dei neutrini: i neutrini sono le uniche particelle a raggiungerci senza subire attenuazioni né deviazioni [2].....</i>	8
1.1	<i>Raggi cosmici e sciame derivanti dalla loro interazione con l'atmosfera.....</i>	11
1.2	<i>Spettro di raggi cosmici: le frecce indicano ginocchio e caviglia in corrispondenza delle variazioni di pendenza.....</i>	13
1.3	<i>Abbondanza relativa degli elementi nei raggi cosmici (linea rossa), confrontata con l'abbondanza relativa degli elementi nel sistema solare (linea blu). In ascissa è riportato il numero atomico Z.....</i>	15
1.4	<i>Rappresentazione schematica di un EAS (Extensive Air Shower), cioè uno sciame di particelle (secondarie) prodotto dall'interazione della radiazione cosmica primaria con gli strati superiori dell'atmosfera. Si distinguono una componente "dura", cioè penetrante (muoni), e una "molle" (elettroni e fotoni) [5]</i>	17
1.5	<i>Sezione d'urto media di corrente carica per interazioni ν-N per differenti set di funzioni di distribuzione di partoni</i>	20
1.6	<i>Confronto tra lo spettro dei neutrini astrofisici, e quelli atmosferici. L'andamento dei neutrini atmosferici è in rosso, quello dei neutrini astrofisici in nero (in blu l'andamento dei neutrini GZK).....</i>	22
2.1	<i>Rappresentazione del meccanismo di accelerazione per shock: una particella attraversa il fronte d'urto dal mezzo non perturbato a quello perturbato, dove subisce scattering elastico sui campi magnetici irregolari; quando torna poi nel mezzo non perturbato, ha guadagnato una frazione V_S/c della sua originaria energia.....</i>	24
2.2	<i>Schematizzazione di un nucleo galattico attivo [7]</i>	28
3.1	<i>Schematizzazione dell'array di rivelatori dell'esperimento ANTARES [ANTARES Collaboration].....</i>	32

3.2	<i>Modulo ottico con PMT [ANTARES Collaboration]</i>	33
3.3	<i>Emissione di luce Cherenkov</i>	36
3.4	<i>Distribuzione angolare del coseno dell'angolo di diffusione della luce ($\lambda \sim 440$ nm) nelle profondità del Mediterraneo [ANTARES Collaboration]</i>	38
3.5	<i>Catena di acquisizione dati dell'esperimento ANTARES [ANTARES Collaboration]</i>	40
3.6	<i>Traiettoria del muone e del generico fotone Cherenkov, e, a destra, sistema di riferimento</i>	41
3.6	<i>Nella figura sono mostrati i due diversi contributi al rumore ottico sui PMT dell'apparato: la banda scura che ha un andamento costante identifica l'azione del 40K, mentre i picchi che superano tale livello sono dovuti alla bioluminescenza della fauna marina [ANTARES Collaboration]</i>	44
3.8	<i>Area efficace dell'esperimento ANTARES per neutrini ed antineutrini, in funzione di E_ν [4]</i>	47
3.9	<i>Area efficace per diversi angoli di nadir [ANTARES Collaboration]</i>	47
3.10	<i>Dipendenza dell'Area Efficace di ANTARES da declinazione e ascensione retta della sorgente [ANTARES Collaboration]</i>	49
3.11	<i>Differenza angolare tra la direzione del neutrino iniziale e la traccia del muone; la forma della funzione mostra con la linea continua la dipendenza dall'energia [ANTARES Collaboration]</i>	50
3.12	<i>Angolo mediano della distribuzione dell'angolo, nello spazio, fra tracce ricostruite e tracce di Monte Carlo. La linea solida mostra l'angolo nello spazio tra la traccia del muone ricostruita e la traccia generata tramite simulazione Monte Carlo. La linea tratteggiata mostra l'angolo tra la direzione del ν incidente e quella ricostruita dal μ indotto nella reazione $\nu_\mu N$ [ANTARES Collaboration]</i>	52
3.13	<i>Mappa celeste, in coordinate galattiche, di ANTARES [ANTARES Collaboration]</i>	55

4.1	<i>Schematizzazione di un AGN: i differenti angoli di inclinazione distinguono blazar, quasar / Seyfert I, e radio-galassie / Seyfert II [11]</i>	57
4.2	<i>Classificazione degli AGN in base all'angolo di inclinazione, alla luminosità e alla galassia ospitante l'oggetto.....</i>	58
4.3	<i>Immagine composita (visibile, radio e X) della radiogalassia M87; nel suo centro è presente una potente radiosorgente, nota come Virgo A oppure 3C274....</i>	61
4.4	<i>Immagine nel radio di 3C273, situato nella costellazione della Vergine: si distinguono bene il core e il getto del quasar.....</i>	63
4.5	<i>La galassia M77, galassia a spirale di tipo Seyfert II.....</i>	64
4.6	<i>Diagramma a blocchi della simulazione Monte Carlo per la foto-produzione di mesoni e il loro successivo decadimento</i>	68
4.7	<i>Decadimento della Δ^+ nel sistema di riferimento in cui è a riposo.....</i>	71
4.8	<i>Decadimento del π^+ nel sistema di riferimento in cui è a riposo.....</i>	73
4.9	<i>Decadimento del π^0 nel sistema di riferimento in cui è a riposo</i>	75
5.1	<i>Numero di eventi astrofisici aspettati in 10 anni, nell'ipotesi $\Gamma=2.0$ per lo spettro dei ν, al variare dell'energia di soglia. Il numero di eventi aspettati sopra 10 TeV risulta essere circa il 70% di quello aspettato sopra 0.10 TeV. Le sorgenti sono identificate dal numero d'ordine con cui compaiono nella tabella 4.....</i>	87
5.2	<i>Numero di eventi di fondo (ν_{atm}) aspettati in 10 anni, per una finestra angolare di ampiezza 0.3°, al di sopra di 1.0 TeV, al variare del modello considerato per lo spettro dei neutrini atmosferici.....</i>	90
5.3	<i>Confronto tra l'area efficace per i neutrini muonici del rivelatore ANTARES e quella di KM3Net, in un range di energia che va da 10 GeV a 1 PeV.....</i>	94