

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI BARI

Dipartimento Interateneo di Fisica

DOTTORATO DI RICERCA IN FISICA

CICLO XX

Settore Scientifico Disciplinare FIS/01

**Simulazione del telescopio per neutrini NEMO e  
studio del segnale atteso dal Resto di Supernova  
RX J1713.7-3946**

**Coordinatore:** Ch.mo Prof. Maria Teresa Muciaccia

**Supervisor:** Ch.mo Prof. Roberto Bellotti, Dott. Marco Circella

**Dottorando:** Rosario Megna

18 Dicembre 2007



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>7</b>
<b>1 Introduzione alla neutrino-astronomia</b>	<b>13</b>
1.1 I fotoni come sonda per l'osservazione dell'Universo . . . . .	13
1.2 I Raggi Cosmici . . . . .	15
1.2.1 Composizione e spettro . . . . .	17
1.2.2 Accelerazione . . . . .	21
1.3 Meccanismi di produzione dei neutrini astrofisici . . . . .	24
1.3.1 Modelli Bottom-Up . . . . .	25
1.3.2 Modelli Top-Down . . . . .	26
1.4 Annichilazione dei neutrini astrofisici con i neutrini fossili . . . . .	29
1.5 Candidate sorgenti astrofisiche di neutrini . . . . .	30
1.5.1 Resti di Supernovae . . . . .	30
1.5.2 Pulsar . . . . .	35
1.5.3 Microquasar . . . . .	36
1.5.4 Nuclei Galattici Attivi . . . . .	41
1.5.5 Gamma Ray Bursts . . . . .	45
1.6 Flussi attesi di neutrini astrofisici . . . . .	50
<b>2 Principi di rivelazione dei telescopi per neutrini</b>	<b>55</b>
2.1 Generalità sui neutrini . . . . .	57
2.1.1 Interazioni di Corrente Debole . . . . .	58
2.1.2 Andamento della sezione d'urto e della lunghezza d'interazione . . . . .	59
2.1.3 Segnature per il riconoscimento dei vari sapori . . . . .	62
2.2 Muoni da neutrini astrofisici . . . . .	63
2.3 Interazioni dei muoni con la materia . . . . .	66
2.3.1 Ionizzazione . . . . .	67

2.3.2	Bremsstrahlung . . . . .	68
2.3.3	Creazione di coppie . . . . .	69
2.3.4	Interazione fotonucleare . . . . .	70
2.3.5	Relazione tra i processi di interazione . . . . .	70
2.3.6	Diffusione multipla . . . . .	72
2.3.7	Effetto Čerenkov . . . . .	72
2.3.8	Emissione Čerenkov da sciame elettromagnetici . . . . .	74
2.4	Propagazione della luce in acqua . . . . .	77
2.5	Caratteristiche del sito di un telescopio per neutrini . . . . .	79
2.6	Fattori di merito di un telescopio per neutrini . . . . .	80
2.6.1	Area efficace . . . . .	80
2.6.2	Risoluzione angolare . . . . .	81
2.7	Calibrazione temporale nei telescopi per neutrini . . . . .	82
2.8	Fondo di muoni e di neutrini atmosferici . . . . .	85
2.9	Fondo ottico da $^{40}\text{K}$ per i telescopi sottomarini . . . . .	88
<b>3</b>	<b>Il progetto NEMO</b> . . . . .	<b>91</b>
3.1	Caratteristiche del sito . . . . .	92
3.2	Struttura dell'apparato . . . . .	96
3.2.1	Torre . . . . .	98
3.2.2	Piano . . . . .	99
3.2.3	Modulo Ottico . . . . .	100
3.3	Sistema di trasmissioni . . . . .	101
3.3.1	Sistema DWDM . . . . .	103
3.4	Concentratore di Piano . . . . .	104
3.5	Sistema di acquisizione dati . . . . .	106
3.6	Sistema di sincronizzazione . . . . .	107
3.6.1	Risoluzione temporale . . . . .	108
3.7	Calibrazione temporale . . . . .	109
3.7.1	Calibrazione temporale relativa . . . . .	110
3.7.2	Calibrazione temporale assoluta . . . . .	116
3.8	Simulazione dell'apparato . . . . .	117
3.8.1	Risposta del rivelatore . . . . .	118
<b>4</b>	<b>Studio delle prestazioni di NEMO con metodi Monte Carlo</b> <b>123</b>	
4.1	La configurazione del telescopio per neutrini NEMO . . . . .	124
4.1.1	Confronto Stringa-Torre . . . . .	124
4.1.2	Confronto sulla disposizione dei Moduli Ottici su Torre . . . . .	127

4.1.3	Configurazione con 81 Torri da 18 Piani . . . . .	129
4.2	Grandezze utilizzate negli studi . . . . .	131
4.3	Determinazione della matrice degli errori sull'offset temporale	133
4.4	Risoluzione angolare in funzione dell'energia e al variare del- l'errore sull'offset temporale . . . . .	134
4.4.1	Stima della variazione della risoluzione angolare . . . . .	136
4.5	Effetti del rate di $^{40}\text{K}$ sulla risoluzione angolare . . . . .	138
4.5.1	Configurazione a Stringa . . . . .	139
4.6	Studio della risoluzione angolare in funzione del numero di PMT illuminati . . . . .	140
4.6.1	Relazione tra energia dei muoni e numero medio di PMT illuminati . . . . .	143
4.7	Studio della topologia del rivelatore . . . . .	144
4.8	Studio degli scarti temporali . . . . .	148
4.9	Risoluzione angolare in funzione dell'energia e al variare del- l'errore sull'offset temporale di Piano e di Torre . . . . .	151
4.10	Conclusioni Capitolo 4 . . . . .	154
<b>5</b>	<b>Il prototipo NEMO-Fase1</b>	<b>157</b>
5.1	Descrizione del prototipo . . . . .	157
5.2	Le simulazioni in NEMO-Fase1 . . . . .	158
5.2.1	Numero medio di PMT illuminati da $^{40}\text{K}$ in funzione del numero totale di PMT illuminati . . . . .	159
5.2.2	Probabilità di avere in media in un evento un numero fissato di PMT illuminati . . . . .	161
5.3	Confronto tra i codici CORSIKA, MUPAGE e OKADA . . . . .	163
5.3.1	Spettro in energia . . . . .	164
5.3.2	Spettro nell'angolo zenitale . . . . .	165
5.3.3	Stima del flusso . . . . .	166
5.3.4	Eventi ricostruiti . . . . .	167
5.4	Conclusioni Capitolo 5 . . . . .	169
<b>6</b>	<b>Calcolo del flusso di neutrini muonici atteso dal SNR RX J1713.7-3946</b>	<b>173</b>
6.1	Le osservazioni di RX J1713.7-3946 . . . . .	174
6.1.1	Dominio X . . . . .	174
6.1.2	IR-Microonde e Radio, stima di distanza ed età . . . . .	175
6.1.3	Dominio Gamma . . . . .	176

6.2	Processi di emissione . . . . .	177
6.2.1	Interazioni elettromagnetiche . . . . .	178
6.2.2	Interazioni adroniche . . . . .	180
6.3	Regioni di RX J1713.7-3946 osservate da H.E.S.S. . . . . .	181
6.4	Relazione tra fotoni e neutrini da sorgente astrofisica . . . . .	183
6.5	Calcolo del rapporto $\nu/\gamma$ per il SNR RX J1713.7-3946 . . . . .	184
6.6	Probabilità di oscillazione dei neutrini . . . . .	187
6.6.1	Calcolo della probabilità di oscillazione nel vuoto . . . . .	188
6.6.2	Probabilità di oscillazione nella materia . . . . .	189
6.7	Calcolo del flusso dei $\nu_\mu$ e $\bar{\nu}_\mu$ atteso dal SNR RX J1713.7-3946 . . . . .	191
6.7.1	Calcolo del flusso differenziale . . . . .	192
6.8	Stima del rapporto segnale/rumore . . . . .	193
6.9	Flusso atteso di $\nu_\mu$ e $\bar{\nu}_\mu$ e risoluzione angolare del telescopio NEMO . . . . .	195
6.10	Conclusioni Capitolo 6 . . . . .	196
	<b>Conclusioni</b>	<b>199</b>
<b>A</b>	<b>Telescopi per neutrini</b>	<b>203</b>
A.1	DUMAND . . . . .	203
A.2	BAIKAL . . . . .	204
A.3	AMANDA . . . . .	205
A.4	IceCube . . . . .	207
A.5	NESTOR . . . . .	208
A.6	ANTARES . . . . .	209
A.7	KM3NeT . . . . .	210
A.8	Confronto sulla sensibilità . . . . .	211
<b>B</b>	<b>Probabilità di oscillazione <math>\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu</math> nel vuoto</b>	<b>215</b>
<b>C</b>	<b>La distribuzione <i>risoluzione angolare</i> e l'effetto <i>ghost</i></b>	<b>217</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>221</b>

# Introduzione

L'osservazione del cielo ha interessato l'uomo fin dai tempi più remoti. Con uno studio sempre più attento e sistematico gli astronomi dell'antichità sono stati in grado di scoprire, già migliaia di anni fa, fenomeni come la ciclicità delle eclissi solari e lunari, e la precessione degli equinozi. Con l'introduzione del cannocchiale astronomico Galilei ha potenziato la capacità di osservazione visiva scoprendo cose fino ad allora impensabili, come i principali satelliti di Giove e le fasi di Venere. E da allora, ogni qual volta l'uomo "osserva" il cielo con un nuovo strumento, o con una nuova "sonda", non mancano nuove ed impreviste scoperte.

Lo studio del cielo avviene ormai su quasi tutto l'intervallo dello spettro elettromagnetico, dalle onde radio al dominio gamma. Oltre ai fotoni vengono osservati i raggi cosmici: particelle cariche costituite essenzialmente da nuclei leggeri, la cui energia può raggiungere valori fino a circa  $10^{21}$  eV.

Sono note sorgenti di alta energia sia galattiche, come i Resti di Supernova ed i micro-Quasar, che extragalattiche, quali i Nuclei Galattici Attivi ed i Gamma Ray Bursts. La scoperta di tali sorgenti è avvenuta grazie ai fotoni che, essendo neutri, conservano la direzione di provenienza dalla sorgente. I raggi cosmici sono invece soggetti a deflessione da parte dei campi elettromagnetici galattici ed extragalattici, non è quindi possibile risalire alla direzione della sorgente che li ha prodotti se non per quelli più energetici.

Sia i fotoni che i raggi cosmici sono però soggetti ad assorbimento durante il transito dalle sorgenti alla Terra. L'orizzonte osservativo per i fotoni alle più alte energie osservati finora da sorgenti, intorno a  $10^{13}$  eV, è stimato essere dell'ordine del Mpc. La causa dell'assorbimento è dovuta all'interazione con i fotoni del fondo IR. In particolare, per fotoni intorno a  $10^{15}$  eV è previsto un orizzonte osservativo dell'ordine della decina di kpc, ovvero delle dimensioni della Galassia. L'orizzonte osservativo per i protoni non deflessi, con energie a partire da circa  $10^{18}$  eV, si aggira anch'esso intorno al Mpc. La

causa dell'assorbimento questa volta è dovuta all'interazione con il fondo di fotoni a microonde.

I problemi che limitano l'individuazione e lo studio delle sorgenti astrofisiche sono quindi legati alle deflessioni delle particelle cariche dovute ai campi elettromagnetici, e all'assorbimento di queste e dei fotoni. Con uno scenario di questo tipo l'unica sonda nota con le caratteristiche di essere neutra e di non essere soggetta ad assorbimento è il neutrino.

Il neutrino ha una sezione d'urto con i nucleoni di circa  $10^{-35}$  cm<sup>-2</sup>, all'energia di  $10^{12}$  eV. Ciò significa avere la possibilità, attraverso i neutrini, di esplorare l'Universo su distanze cosmologiche - quindi su tempi-scala di miliardi di anni - senza che intervengano meccanismi d'interazione a "disturbare" la particella. Il solo meccanismo di interazione ipotizzato per i neutrini astrofisici riguarda l'annichilazione con i neutrini fossili, prodottisi, secondo la teoria del Big Bang, in modo analogo al fondo di fotoni a microonde. Non ci sono al momento evidenze sperimentali dell'esistenza dei neutrini fossili, inoltre per l'annichilazione sono richiesti neutrini astrofisici con energie  $\gtrsim 10^{21}$  eV.

La tecnica messa a punto per rivelare i neutrini astrofisici dalle candidate sorgenti, data la bassa sezione d'urto di interazione dei neutrini con materia, prevede l'osservazione degli eventi provenienti dal basso, ovvero di quelli che giungono al rivelatore dopo aver attraversato la Terra. Ad essere osservati sono i leptoni carichi prodotti dai neutrini a seguito delle interazioni di Corrente Carica Debole. L'osservazione dei leptoni, di cui il muone ha le caratteristiche migliori, avviene attraverso la luce Čerenkov da essi prodotti nell'attraversamento di un mezzo trasparente, come può essere l'acqua.

I flussi attesi di neutrini astrofisici sono molto piccoli. Per un telescopio con dimensioni di 1 km<sup>3</sup> è atteso un numero di eventi rivelabili in 1 anno che è compreso tra alcune unità fino a diverse decine, a seconda del tipo e della particolare sorgente. È necessario quindi schermare l'apparato di rivelazione dai raggi cosmici, i quali danno luogo ad un flusso diversi ordini di grandezze superiore al flusso di neutrini astrofisici. Ciò ha fatto proporre siti posti a grandi profondità marine, o nei ghiacci, per installare gli apparati, in modo da abbattere pesantemente il fondo prodotto dai raggi cosmici.

La fattibilità di tale tecnica è stata validata negli anni intorno al 2000 grazie agli esperimenti BAIKAL e AMANDA, i quali hanno osservato i neutrini atmosferici. Tali neutrini sono prodotti in atmosfera dai raggi cosmici e vengono rivelati dopo aver attraversato la Terra, così come atteso per i neutrini astrofisici. Gli esperimenti ricordati, essendo costituiti da apparati

dimostratori, non avevano dimensioni tali da permettere di rivelare i flussi di neutrini di natura astrofisica, ma il successo da loro ottenuto ha avviato la progettazione e la realizzazione di due telescopi per neutrini di dimensioni del  $\text{km}^3$  da installare uno al Polo Sud, per l'osservazione del cielo settentrionale e l'altro nel Mar Mediterraneo, per l'osservazione del cielo meridionale. Con una copertura completa del cielo effettuata con apparati sensibili ai flussi di neutrini astrofisici, è attesa la conferma di sorgenti note di alta energia come sorgenti di neutrini - confermando la presenza di meccanismi di tipo adronico di produzione e accelerazione delle particelle -, la scoperta di nuove sorgenti magari anche appartenenti a classi sconosciute - come spesso è avvenuto utilizzando una nuova sonda - e l'ottenimento di informazioni legate a problematiche cosmologiche.

In tale contesto si inserisce il progetto NEMO (NEutrino Mediterranean Observatory), un telescopio sottomarino per neutrini da  $1 \text{ km}^3$  da installare ad una profondità di circa 3500 m al largo della costa sud-orientale della Sicilia. Per il telescopio è allo studio un apparato costituito da 5832 fotomoltiplicatori da  $10''$  alloggiati in appositi Moduli Ottici, a loro volta installati a gruppi di 4 su strutture metalliche che prendono il nome di Piani, 18 dei quali costituiscono una Torre, per un totale di 81 Torri.

Il progetto NEMO è in fase di studio e, prima della realizzazione dell'apparato, prevede due fasi nelle quali validare ed ottimizzare 2 apparati dimostratori. La prima fase, denominata NEMO-Fase1, ha visto nel Dicembre 2006 l'installazione di una Minitorre nel sito di test al largo di Catania. La seconda fase prevede l'installazione, nel sito prescelto per NEMO, di 1 Torre con le stesse caratteristiche del tipo di Torre che sarà utilizzata per instrumentare il  $\text{km}^3$  previsto per NEMO.

Il telescopio sottomarino per neutrini NEMO sarà principalmente ottimizzato alla ricostruzione delle tracce dei muoni, prodotti da neutrini astrofisici. La ricostruzione avverrà in base ai tempi di arrivo dei segnali prodotti sui sensori ottici dalla luce Čerenkov, generatasi in seguito al transito dei muoni in acqua. Pertanto risulterà fondamentale la calibrazione temporale dell'apparato. La risoluzione angolare è prevista essere  $\lesssim 1^\circ$ , per muoni di energia  $> 1 \text{ TeV}$ .

Il sito proposto per NEMO è ottimale per l'osservazione del centro galattico, non visibile dal Polo Sud e sede di numerose sorgenti di alta energia diverse delle quali ancora da identificare. Il telescopio NEMO andrà alla ricerca di sorgenti astrofisiche sia galattiche che extragalattiche, con una sensibilità prevista intorno  $5 \cdot 10^{-11} \text{ erg/cm}^2 \text{ s}$ , per una sorgente puntiforme

di neutrini con energia compresa nell'intervallo  $1 \div 100$  TeV, indice spettrale  $\alpha = 2$ , e con declinazione  $\delta \approx -40^\circ$ .

La presente tesi di dottorato l'ho svolta nell'ambito del progetto NEMO. Gli studi che mi hanno portato all'elaborazione della tesi si sono basati su simulazioni che ho ottenuto attraverso metodi Monte Carlo, e sul calcolo del flusso atteso di neutrini e antineutrini muonici dal Resto di Supernova RX J1713.7-3946. Le simulazioni hanno riguardato sia l'apparato da  $1 \text{ km}^3$  che la Minitorre di Nemo-Fase1.

La stesura della tesi è avvenuta in 6 capitoli. Il Capitolo 1 è dedicato all'astrofisica dei neutrini, con una introduzione ai raggi cosmici, la descrizione dei meccanismi di produzione dei neutrini, le candidate sorgenti di neutrini astrofisici e i flussi da loro attesi.

Il Capitolo 2 è inizialmente incentrato sulla fenomenologia che permette la rivelazione dei neutrini astrofisici, attraverso le interazioni che i muoni hanno con la materia. Successivamente riporto i fattori di merito che caratterizzano un telescopio per neutrini e i fondi che questo si trova ad avere, sia di natura astrofisica, come i muoni e i neutrini atmosferici prodotti dai raggi cosmici, che ambientali, come il decadimento del  $^{40}\text{K}$  per i telescopi sottomarini.

Nel Capitolo 3 discuto del progetto NEMO: dalle caratteristiche del sito alla struttura dell'apparato; dal sistema di acquisizione e trasmissione dati al sistema di sincronizzazione, al fine di effettuare la calibrazione temporale. Il capitolo si chiude con una descrizione dei codici di simulazione utilizzati.

Il Capitolo 4 inizia con un breve excursus sul confronto delle prestazioni degli apparati che hanno portato la Collaborazione ad indirizzarsi verso quello con le caratteristiche di NEMO. Il seguito è dedicato agli studi delle prestazioni di NEMO che ho realizzato mediante metodi Monte Carlo, con particolare attenzione alla determinazione della risoluzione angolare del telescopio in relazione alla calibrazione temporale relativa. In particolare, riporto gli studi che ho realizzato riguardo l'errore che si può commettere nella determinazione degli offset temporali senza ottenere un peggioramento della risoluzione angolare, le variazioni di questa al variare del rate di  $^{40}\text{K}$ , le caratteristiche topologiche dell'apparato, gli scarti temporali, ecc.

Nel Capitolo 5 confronto i risultati che ho ottenuto utilizzando 3 diversi codici di simulazione Monte Carlo, al fine di determinare il flusso atteso di muoni atmosferici sull'apparato dimostratore costituito dalla Minitorre di NEMO-Fase1. Inizialmente riporto le caratteristiche inerenti gli hit ottenuti dai fotoni Čerenkov sull'apparato, sia dai muoni che dal fondo di  $^{40}\text{K}$ , per uno dei codici. In seguito analizzo il confronto tra i flussi e le caratteristiche

degli spettri di energia ed angolo zenitale per i 3 codici, al fine di ottenere un intervallo di valori entro il quale attendersi la ricostruzione degli eventi da muoni atmosferici da parte della Minitorre.

Il Capitolo 6 è dedicato al calcolo del flusso atteso di neutrini e antineutrini dal Resto di Supernova RX J1713.7-3946, probabile sede di interazioni adroniche dato il flusso di raggi gamma fino a 40 TeV osservato dall'esperimento H.E.S.S. Poiché la sorgente è estesa per circa  $1^\circ$ , la risoluzione angolare di H.E.S.S. ha permesso una suddivisione della stessa in 14 regioni. Il capitolo inizia con una breve descrizione sulle osservazioni della sorgente, avvenute in vari intervalli dello spettro elettromagnetico, e da un'esposizione sui possibili processi di produzione dei raggi gamma. In seguito, mettendo insieme le informazioni sulle osservazioni di H.E.S.S. ed i calcoli teorici che relazionano il flusso di raggi gamma al flusso di neutrini, ipotizzando un meccanismo di produzione adronico, calcolo il flusso di neutrini alla sorgente; successivamente considero la probabilità di oscillazione per i neutrini, e quindi ottengo il flusso atteso sulla Terra di neutrini e antineutrini muonici per ognuna delle 14 regioni osservate da H.E.S.S. Il capitolo si chiude con una stima del rapporto segnale/rumore - che ottengo considerando come segnale il flusso di neutrini calcolato dalla Supernova e come rumore il flusso di neutrini astrofisici misurato dall'esperimento AMANDA - e con una valutazione di quali delle 14 regioni possono essere considerate singolarmente, in relazione alla risoluzione angolare di NEMO studiata nel Capitolo 5.



# Capitolo 1

## Introduzione alla neutrino-astronomia

L'osservazione del cielo è da sempre avvenuta attraverso la radiazione elettromagnetica nel visibile. A partire dalla seconda parte del secolo scorso, con la messa a punto delle opportune tecniche osservative, si è man mano coperto l'intero spettro elettromagnetico effettuando osservazioni dal dominio radio fino ai raggi gamma.

I fotoni, essendo neutri, conservano la direzione di provenienza della sorgente che li ha prodotti, e solo fenomeni di assorbimento su grande distanza li rendono poco adatti allo studio dell'Universo.

Una possibile sonda alternativa può essere costituita dai neutrini i quali, oltre a conservare “memoria” della direzione di provenienza, data la bassissima sezione d'urto d'interazione possono viaggiare indisturbati per distanze cosmologiche divenendo i “messaggeri” che da più grandi distanze nello spazio - e quindi nel tempo - portano preziose informazioni sulle origini e l'evoluzione dell'Universo.

### 1.1 I fotoni come sonda per l'osservazione dell'Universo

La radiazione elettromagnetica ha la caratteristica di non subire deviazioni da parte dei campi magnetici presenti nello spazio, quindi attraverso essa si può risalire e studiare la sorgente che l'ha prodotta.

I fotoni alle alte energie ( $\gamma$ ) possono interagire però con i fotoni ( $\gamma_b$ ) del

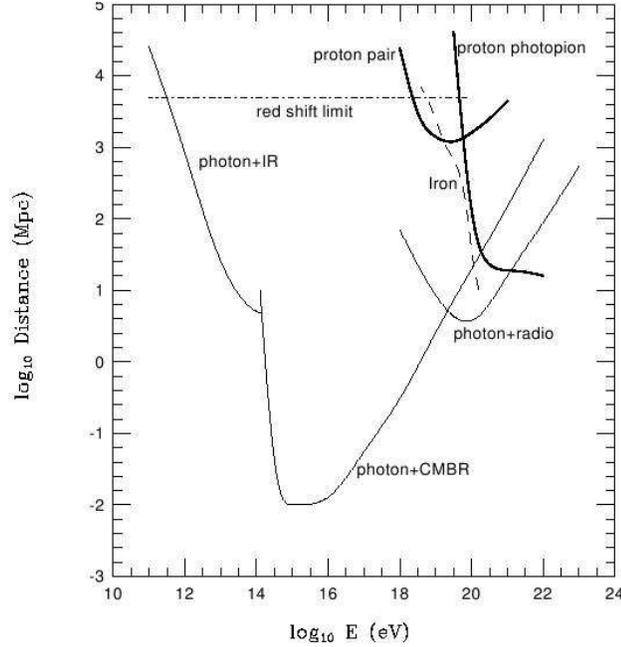


Figura 1.1: Libero cammino medio dei fotoni in funzione dell'energia. Sono riportati anche i protoni e il ferro [Let91].

fondo infrarosso (IR), a microonde (CMBR) e radio, restringendo l'orizzonte osservativo. Il processo di interazione è a soglia e dà luogo alla produzione di coppie elettrone-positrone ( $e^-e^+$ ):

$$\gamma\gamma_b \rightarrow e^-e^+ \quad \text{se} \quad E_\gamma E_{\gamma_b} > m_e^2, \quad (1.1)$$

dove  $E$  rappresenta l'energia dei fotoni nel sistema del centro di massa, ed  $m_e$  la massa a riposo dell'elettrone. Fotoni gamma con  $E_\gamma \sim \text{TeV}$  interagiscono con fotoni del fondo IR, quelli con  $E_\gamma \sim \text{PeV}$  con il fondo CMBR e quelli con  $E_\gamma \sim \text{EeV}$  con i fotoni radio [SZ90]. In fig.1.1 è riportato il libero cammino medio dei fotoni in funzione dell'energia [Let91]. Il libero cammino medio dei fotoni gamma ( $\lambda_\gamma$ ) è inversamente proporzionale alla densità dei fotoni del fondo ( $\rho_{\gamma_b}$ ) e alla sezione d'urto ( $\sigma_{\gamma\gamma_b}$ ) di produzione di coppie  $e^-e^+$ :

$$\lambda_\gamma = \frac{1}{\rho_{\gamma_b} \sigma_{\gamma\gamma_b}}. \quad (1.2)$$

Nel caso del fondo CMBR,  $\lambda_\gamma \approx 10 \text{ kpc}^1$ , essendo  $\rho_{\gamma b} \approx 400 \text{ } \gamma_b/\text{cm}^3$  e  $\sigma_{\gamma\gamma b} \approx 0.15 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ . Essendo le dimensioni del disco della Galassia di  $\sim 13 \text{ kpc}$ , i fotoni ai PeV non riescono a portare indisturbati le informazioni attraverso i suoi estremi, ma sono soggetti ad assorbimento. Per  $E_\gamma \geq 10^{14} \text{ eV}$  il limite di propagazione è di  $\sim 100 \text{ kpc}$ ; a  $10^{20} \text{ eV}$  il limite è di  $\sim 20 \text{ Mpc}$  [Tak06].

Un'altra sonda neutra in grado di ampliare l'orizzonte osservativo potrebbe essere il neutrino. Esso è dotato di piccola massa - stimata essere inferiore ad alcuni eV per 2 delle 3 specie note, e minore di 18.2 eV per la terza specie [Hag02] [Smy02] - ed è soggetto alla sola *interazione di corrente debole*. Con l'osservazione dei neutrini astrofisici si potrà non solo ampliare l'orizzonte osservativo, ma anche avere la prova che nelle sorgenti dove vengono prodotti si hanno *interazioni adroniche* fino ad energie ben superiori a quelle realizzabili negli acceleratori di particelle [HH02]. Lo studio delle sorgenti di neutrini potrà quindi aprire nuovi scenari in campo astrofisico e delle particelle.

I neutrini astrofisici fanno parte della più ampia famiglia dei Raggi Cosmici - ovvero di quell'insieme di particelle prevalentemente cariche che giungendo dallo spazio colpiscono la Terra - scoperti e studiati da quasi un secolo.

## 1.2 I Raggi Cosmici

L'importanza dello studio dei Raggi Cosmici è duplice: dal punto di vista astrofisico, per l'individuazione delle sorgenti e dei meccanismi di produzione ed accelerazione; per la fisica delle particelle, perché sono osservati Raggi Cosmici con energie fino a  $\sim 10^{21} \text{ eV}$  [Sta04], le quali non sono attualmente ottenibili con gli acceleratori [LHC].

L'osservazione dei Raggi Cosmici (RC) inizia con la loro scoperta, ad opera di Victor Hess, nel 1912. Dalle prime osservazioni effettuate in quegli anni con dei palloni aerostatici, si è successivamente passati a tecniche più sofisticate come i satelliti artificiali, apparati al suolo a grande altitudine sul livello del mare, telescopi Čerenkov, rivelatori posti in cavità all'interno di montagne, sul fondo marino oppure nei ghiacci del Polo Sud. Ognuna di queste tecniche ha particolari intervalli di energia dove risulta più efficiente e può essere specializzata per un particolare tipo di particella facente parte

---

<sup>1</sup>1 parsec (pc)  $\cong 3,26$  anni luce (a.l.)  $\cong 3 \cdot 10^{16} \text{ m}$  [pdg].

dei RC [Lon94] [Sch01].

Poiché l'osservazione dei RC di alta energia va dai MeV fino a circa  $10^{21}$  eV, si è sentita l'esigenza di suddividere tale intervallo in quattro "regioni":

- *High Energy* (HE), da 30 MeV a 10 GeV, studiata attraverso i satelliti artificiali;
- *Very High Energy* (VHE), da 30 GeV a 30 TeV, osservata con telescopi Čerenkov e con apparati al suolo;
- *Ultra High Energy* (UHE), da 30 TeV a 30 PeV, rivelata prevalentemente con apparati al suolo;
- *Extremely High Energy* (EHE), con valori superiori ai 30 PeV, indagata con i rivelatori di fluorescenza atmosferica e con schiere di contatori.

Le osservazioni dei RC che avvengono nello spazio studiano i cosiddetti RC *primari*; quelle effettuate al suolo studiano invece i prodotti delle interazioni dei RC primari con i nuclei che costituiscono l'atmosfera, le cascate di particelle così prodotte prendono il nome di *Sciame Estesi Atmosferici* (EAS). I RC primari di alta energia vengono osservati nell'intervallo di energia che va dai MeV alle decine di GeV; gli EAS sono studiati nell'intervallo di energia che va dalle decine di GeV (telescopi Čerenkov) fino a circa  $10^{21}$  eV (rivelatori di fluorescenza atmosferica e schiere di contatori) [Sta04].

Gli EAS assumono particolari caratteristiche, come la *composizione* oppure la *distribuzione laterale* rispetto all'asse dello sciame, a seconda del primario che li ha prodotti. Ad esempio è possibile distinguere, a parità di energia del primario, se un EAS è stato prodotto da un adrone oppure da un fotone gamma "contando" il contenuto di muoni, essendo il numero di quelli derivanti da fotoni gamma molto minore di quello da *adroni* (il rapporto è di  $\approx 1/20$  intorno alle decine di TeV) [DDFMS05] [FM05].

Per avere un'idea del potere di reiezione tra fotoni gamma ( $\gamma$ ) del *diffuso*<sup>2</sup> e adroni ( $h$ ), si può considerare che a 100 TeV il limite superiore del rapporto dei flussi  $\gamma/h \approx 10^{-2}$ , ad 1 PeV è di  $10^{-4} \div 10^{-5}$  [Sch01].

Negli EAS si ha la produzione dei *neutrini atmosferici* (§2.8). Questi

---

<sup>2</sup>I fotoni del *diffuso* sono raggi gamma la cui direzione di provenienza dal cielo è distribuita in maniera pressoché uniforme. Si effettua quindi un confronto diretto con la componente adronica dei RC in maniera consistente, cosa non possibile con i fotoni gamma da sorgenti puntiformi.

vanno a costituire un fondo per un telescopio per neutrini, il cui scopo è la misura del flusso di neutrini astrofisici.

### 1.2.1 Composizione e spettro

I Raggi Cosmici sono costituiti principalmente dai nuclei degli elementi atomici leggeri, quindi da particelle cariche. All'energia del TeV i flussi, espressi in unità di  $10^{-6}$  cm<sup>2</sup> s sr TeV/Nucleone, sono pari a: 11.5 per l'H, 7.19 per l'He, 1.78 per il Fe ed 1.57 per l'O [Gri01]. Gli elettroni danno luogo a flussi minori ( $\sim 1\%$  del flusso totale dei RC [Sta04]), così come le particelle neutre, fotoni e neutrini, che si stima costituiscano  $\sim 0.2\%$  del flusso totale di RC. Finora si è avuta evidenza sperimentale di neutrini astrofisici solo per quelli provenienti dal Sole [SNO01] e dalla Supernova 1987 A [Ale87] [Agl87], ma la produzione di tali particelle potrebbe avvenire in particolare siti astrofisici poiché ne sussisterebbero le condizioni (§1.3).

Il flusso differenziale dei RC segue la legge di potenza  $J(E) \propto E^{-\alpha}$ , dove  $\alpha$  è noto come *indice spettrale* e vale:

- $\alpha \cong 2.7$  per  $10^{10} < E(\text{eV}) < 10^{15 \div 16}$ ;
- $\alpha \cong 3.1$  per  $10^{16} < E(\text{eV}) < 10^{19}$ ;
- $\alpha \cong 2.5$  per  $E(\text{eV}) > 10^{19}$ .

Tra  $2 \div 5 \cdot 10^{15}$  eV si ha un primo cambio di pendenza nello spettro di energia (fig.1.2) noto come “ginocchio” (*knee*), un secondo si ha intorno a  $3 \cdot 10^{18}$  eV ed è noto come “caviglia” (*ankle*).

I RC con energie intorno a pochi GeV sono emessi essenzialmente dal Sole durante i brillamenti solari (*flares*), legati al ciclo undecennale [Sta04]. Per energie fino a circa  $3 \cdot 10^{18}$  eV si ipotizza per essi un'origine galattica dovuta in prevalenza alla nucleosintesi stellare, come si evince dalla somiglianza tra le abbondanze degli elementi presenti nel Sistema Solare con quelle dei RC stessi (fig.1.3).

Intorno all'energia del “ginocchio” si comincia ad avere la perdita da parte della Galassia dei protoni, poi dell'He (che ha carica elettrica doppia rispetto al protone) e poi via via la perdita dei nuclei più pesanti. Ciò è relazionata al *raggio di Larmor* ( $R$ ) di una particella di energia  $E$  e carica  $Ze$  che si muove in una regione di spazio dove è presente un campo magnetico

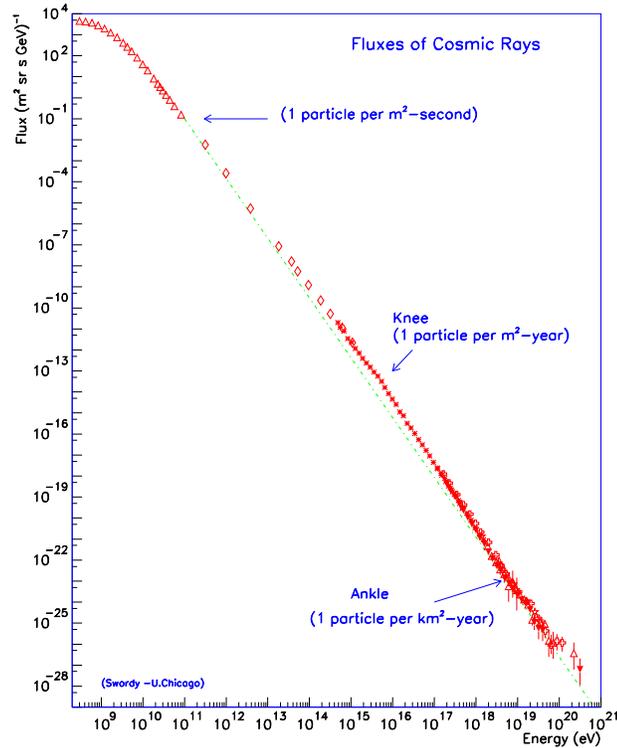


Figura 1.2: Flusso dei Raggi Cosmici [uch].

$B$ :

$$R = \frac{E}{ZeB\beta c}, \quad (1.3)$$

con  $\beta = v/c$  ( $v$  è la velocità della particella) e  $c$  è la velocità della luce. In generale una particella carica che si muove lungo una distanza  $L$  all'interno di un campo  $B$ , subirà un deflessione pari a  $\Delta\vartheta \approx L/R$ . Essendo il campo magnetico della Galassia  $B \approx 3 \mu\text{Gauss}$  e le sue irregolarità dell'ordine di  $0.36 \text{ pc}$ , risulta che protoni di  $E \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  hanno un  $R$  dello stesso ordine di grandezza delle irregolarità del campo e quindi, a partire da tale energia, essi possono sfuggire dalla Galassia causando una consistente diminuzione del flusso osservato.

A partire da valori dell'energia di  $\sim 10^{17} \text{ eV}$  si ha un valore di  $R$  per i

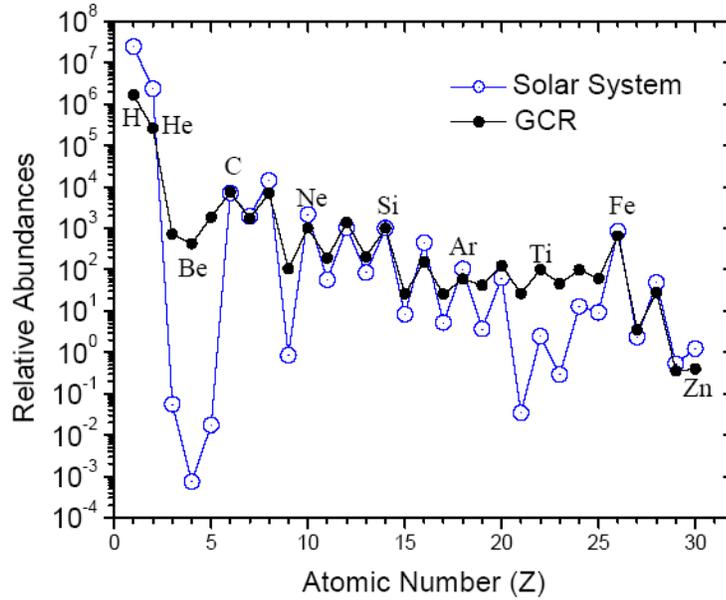
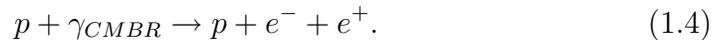


Figura 1.3: Confronto tra le abbondanze relative degli elementi nel Sistema Solare e nei Raggi Cosmici. Le differenze sono giustificabili attraverso le interazioni di *spallazione* che frammentano i nuclei dei RC a più nucleoni [cal].

protoni di  $\sim 50$  pc, cioè dell'ordine dello spessore della Galassia. Pertanto i protoni non possono essere più confinati all'interno di essa e si comincia ad osservare una nuova popolazione di particelle di origine extragalattica composta anch'essa prevalentemente da protoni [Sta04].

Ad energie  $> 5 \cdot 10^{17}$  eV è stato ipotizzato il meccanismo denominato *dip*, che riguarda la creazione di coppie elettrone-positrone ( $e^-e^+$ ) da protoni che interagiscono con fotoni del fondo a microonde ( $\gamma_{CMBR}$ ):



Tale ipotesi pare confermata da diversi esperimenti: Akeno-AGASA, HiRes I-II e Yakutsk, con un  $\chi_{rid}^2 \approx 1 \div 1.2$ , ed è evidente se si analizza lo spettro misurato confrontandolo con il *fattore di modificazione*, dato dal rapporto tra spettro calcolato, includendo tutta l'energia persa, e quello non modificato, considerando la sola energia adiabatica persa (fig.1.4). I parametri liberi nel

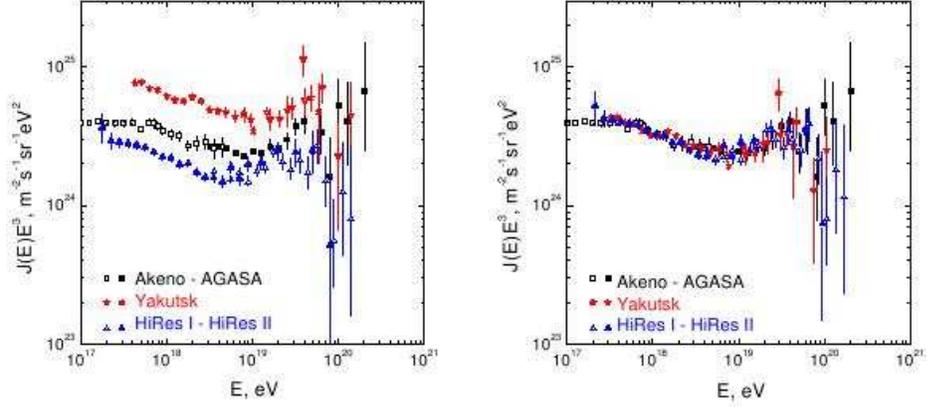
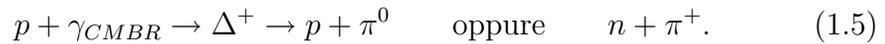


Figura 1.4: Osservazioni degli esperimenti Akeno-AGASA (1984-2003), Yakutsk (1974-2004, tuttora operante) e HiRes I-II (1986-2003) prima del calcolo del *fattore di modificazione* (a sinistra) e dopo (a destra) [Ber06].

confronto sono 2: la pendenza dello spettro generato  $E_g^{\gamma_g}$  (con il miglior *fit* corrispondente, dato dal valore  $\gamma_g = 2.7$ ) e la costante di normalizzazione [Ber06]. Il limite di propagazione per i protoni che interagiscono con tale meccanismo è  $< 1.5$  Gpc, come mostrato in fig.1.1.

Per valori dell'energia intorno a  $\sim 10^{18}$  eV i RC, data l'elevata *rigidità magnetica*, hanno la particolarità di conservare la direzione di provenienza, divenendo utili sonde per la determinazione delle sorgenti [Sta04].

Ad energie  $> 5 \cdot 10^{19}$  eV, si ha un *cutoff* nello spettro dovuto al meccanismo Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK), che coinvolge nuovamente  $p$  e  $\gamma_{CMBR}$ , con creazione di pioni ( $\pi$ ) nella risonanza  $\Delta$  (a 1232 MeV nel sistema del centro di massa):



Il limite di propagazione dei protoni è stimato essere  $< 30$  Mpc [Tak06], come mostrato in fig.1.1. In termini di energia persa nel percorrere distanze cosmologiche ( $D$ ), si stima che un protone giunge sulla Terra con in media una frazione di energia  $\epsilon_p \approx 0.8^{D/6Mpc}$  rispetto a quella iniziale [Wei99].

Poiché i  $\pi^0$  decadono essenzialmente in 2  $\gamma$ , si ha un meccanismo di produzione per fotoni di alta energia dovuto al GZK [Sch01].

Le osservazioni dell'esperimento AGASA hanno mostrato l'esistenza di un flusso maggiore di quello atteso oltre il limite imposto dal meccanismo GZK

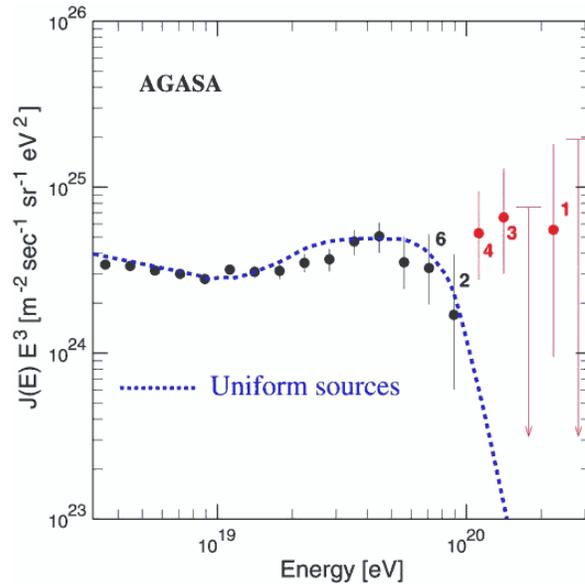


Figura 1.5: Osservazioni dell'esperimento AGASA effettuate nel periodo 1984-2003 [eur]. La linea tratteggiata si riferisce al flusso atteso in relazione al meccanismo GZK.

(fig.1.5) [Tak03]. Se le misure di AGASA saranno confermate si apriranno nuovi scenari, nel senso di dover rivedere i meccanismi di accelerazione ed interazione (§1.2) delle particelle note; inoltre si potrebbe pensare a nuove particelle, peraltro ipotizzate (§1.3.2); oppure considerare un meccanismo di annichilazione tra i neutrini astrofisici e i neutrini fossili, con produzione di fotoni e *barioni*<sup>3</sup> con energie maggiori del GZK *cut-off*.

### 1.2.2 Accelerazione

L'emissione e l'accelerazione dei Raggi Cosmici di origine galattica si ipotizza essere relazionata all'esplosione delle *SuperNovae* (SN): l'onda d'urto che viene a generarsi durante l'esplosione inietta le particelle nel mezzo interstellare. L'energia<sup>4</sup> emessa da una SN è tipicamente di  $\sim 10^{52}$  erg; stimando una frequenza media per le esplosioni nella Galassia di 1 ogni 30 anni, si ha

<sup>3</sup>I barioni sono particelle composte da quark, come i protoni e i neutroni.

<sup>4</sup>In Astronomia e in Astrofisica è usualmente utilizzato il sistema CGS.

un valore della potenza media di  $\sim 10^{42}$  erg/s, di cui solo una piccola parte è necessaria per sostenere l'ipotesi dell'origine dei RC (la maggior parte dell'energia viene emessa sotto forma di neutrini). Il limite di accelerazione è stimato intorno a  $10^{14}$  eV/Nucleone [Tak06]. Dopo l'esplosione si hanno i *RestidiSuperNovae* (SNR), con tipicamente al centro una *pulsar* (il *core* della stella collassata) e materia in espansione intorno ad essa, con forti emissioni osservate nel dominio gamma.

Altri probabili candidati all'accelerazione dei RC sono i *Gamma Ray Burst* (GRB), sorgenti di origine cosmologica ancora non ben identificate e classificati in due tipi a seconda che emettono in lassi di tempo che vanno da pochi secondi ad alcuni minuti. L'energia da essi rilasciata è anche superiore a quella delle SN, ed è stimata intorno a  $10^{51 \div 55}$  erg [Ghi01].

Il meccanismo di accelerazione detto *shock waves* spiega in modo naturale l'origine dello spettro di potenza osservato nelle sorgenti, in quanto è presente in numerosi ambienti astrofisici quali l'eliosfera, le SN, nei *jet* delle *radiogalassie*, nei *sistemi binari*, ovvero negli ambienti in cui c'è accrezione di gas. Tale meccanismo genera infatti uno spettro di potenza  $J(E) \propto E^{-b}$  relazionato al rapporto di compressione ( $r_c$ ) tra la pressione del gas dopo e prima dello *shock*:

$$b = 1 + \frac{3}{r_c - 1} \quad \text{con} \quad b = 2 \div 3. \quad (1.6)$$

Tale meccanismo di accelerazione ha come limite superiore  $\sim 10^{19 \div 20}$  eV [Tak06].

Il meccanismo di accelerazione dello shock waves è basato sul *meccanismo di accelerazione al primo ordine di Fermi*: le particelle vengono accelerate attraverso urti elastici con il fronte d'onda supersonico di materia in moto [Fer49]. Il meccanismo si rende efficiente attraverso il bilanciamento di due contributi:

1. aumento esponenziale dell'energia della singola particella col tempo;
2. aumento della probabilità per essa di sfuggire alla zona di accelerazione.

A seguito degli urti elastici della particella carica di energia  $E_1$  con l'onda di materia, questa viene diffusa in maniera casuale dal campo magnetico presente nella nube e tende ad acquistare una componente di moto comune alla nube stessa. Nel sistema di riferimento della nube, l'energia della particella vale:

$$E'_1 = \Gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1), \quad (1.7)$$

con  $\Gamma$  fattore di Lorentz,  $\beta$  contiene la velocità della nube rispetto al sistema del laboratorio e  $\theta_1$  è l'angolo di incidenza della particella rispetto al fronte d'onda. La diffusione elastica cambia la traiettoria della particella ma non l'energia, che rimane costante nel riferimento del fronte d'onda:  $E'_1 = E'_2$ . Nel sistema del laboratorio l'energia dopo l'urto diventa:

$$E_2 = \Gamma E'_2 (1 - \beta \cos \theta_2). \quad (1.8)$$

La variazione di energia della particella si scrive:

$$\Delta E = E_2 - E_1 = E_1 \left( \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{1 - \beta^2} - 1 \right). \quad (1.9)$$

L'incremento ad ogni urto è dunque proporzionale all'energia:

$$\Delta E = \epsilon E. \quad (1.10)$$

Mediando sui possibili valori di  $\theta_1$  e  $\theta_2$ , per il coefficiente di proporzionalità si ottiene il valore  $\epsilon = \frac{4}{3}\beta$ , nel caso in cui la nube non ha velocità relativistica. Dopo  $n$  interazioni tra la particella e l'onda d'urto (la particella viene diffusa dallo shock, attraversata nuovamente da esso e ridiffusa), l'energia totale vale:

$$E = E_0 (1 + \epsilon)^n \quad (1.11)$$

dove  $E_0$  è l'energia iniziale della particella. Il meccanismo è efficiente per la particella se sono soddisfatte le tre seguenti condizioni:

1. guadagno in energia per unità di tempo maggiore dell'energia persa a seguito dell'emissione di *radiazione di sincrotrone* e dei processi di diffusione;
2. lunghezza di diffusione minore delle dimensioni della zona in cui agisce lo shock;
3. tempo caratteristico del processo di diffusione maggiore del tempo di accelerazione.

Il numero di interazioni necessarie alla particella affinché raggiunga il valore  $E$  dell'energia, si scrive:

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \epsilon)}. \quad (1.12)$$

Posto  $P_e$  la probabilità che la particella possa sfuggire dalla zona di accelerazione, la probabilità che vi resti confinata dopo  $n$  interazioni con il fronte d'onda vale:  $(1 - P_e)^n$ . A questo punto è possibile considerare lo spettro in energia delle particelle accelerate:

$$\frac{dN}{dE} \propto \left( \frac{E}{E_0} \right)^{\frac{\ln(1-P_e)}{\ln(1+\epsilon)}} \equiv N_0 E^{-\alpha} \quad (1.13)$$

dove  $\alpha$  è noto come *indice spettrale* [Sta04]. Se il processo avviene in presenza di plasma, allora:

$$\alpha = 2 + \frac{4}{M^2}, \quad (1.14)$$

dove  $M \equiv \sqrt{v/c_s}$  è il *numero di Mach*,  $v$  la velocità della particella e  $c_s$  la velocità del suono nel plasma. Poiché nei processi astrofisici di interesse  $c_s \ll v \sim c$ , allora  $\alpha \approx 2$ . Il meccanismo descritto prende il nome di *meccanismo di Fermi al primo ordine* perché l'indice spettrale ha dipendenza lineare dal rapporto delle velocità  $v/c_s$ .

### 1.3 Meccanismi di produzione dei neutrini astrofisici

I neutrini ( $\nu$ ) sono leptoni neutri che interagiscono attraverso *interazioni di corrente debole carica o neutra*. Nel *Modello Standard* si è soliti associare in triplette a massa decrescente i leptoni tau, mu ed elettrone ( $\tau^-$ ,  $\mu^-$ ,  $e^-$ ) con le tre specie di neutrini  $\nu_\tau$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$ . Nelle *interazioni adroniche* vengono generalmente prodotte delle particelle instabili (*mesoni*) che decadono in leptone più neutrino ad esso associato, con conservazione del *numero quantico leptonico*; se il leptone prodotto ( $l$ ) è anch'esso instabile, decade tramite interazione debole nel leptone di massa minore  $l'$  con  $\nu_{l'}$  associato [BV92].

I neutrini prodotti in ambiente astrofisico attraverso processi di interazioni adroniche prendono il nome di *Modelli Bottom-Up*. Tali modelli si basano sul meccanismo di accelerazione di Fermi, che teorizza l'accelerazione di particelle cariche (generalmente protoni ed elettroni) le quali acquistano energia sufficiente per dar luogo sia a forti emissioni che ad interazioni, inducendo la produzione di nuove particelle [Hal05].

La produzione di neutrini è anche prevista nei modelli che ipotizzano l'esistenza di particelle massive (WIMPs) per spiegare la *materia oscura*, o

di particelle con masse molto elevate vicine alla scala della *Teoria di Grande Unificazione*. In tali modelli i neutrini sarebbero i prodotti di annichilazioni o decadimenti. In questi casi si parla di *Modelli Top-Down* [Hal05].

### 1.3.1 Modelli Bottom-Up

Per spiegare le emissioni di raggi X e  $\gamma$  dalle sorgenti astrofisiche si ricorre di solito ad interazioni puramente elettromagnetiche: *effetto Compton inverso*, *Bremsstrahlung* e *radiazione di sincrotrone*. Tali meccanismi sono in grado di spiegare gli spettri gamma osservati delle sorgenti fino ad energie di qualche decina di TeV. Per giustificare fotoni di energia maggiore si considera il decadimento del *mesone* neutro  $\pi^0$ , il quale decade con probabilità  $> 99\%$  in  $2\gamma$ . Il processo di produzione dei  $\pi^0$  è della stessa natura di quello atteso per i pioni carichi ( $\pi^\pm$ ), i quali decadono con componente di neutrini. I processi che portano alla produzione dei pioni sono i seguenti:

- *Interazioni di nucleoni con fotoni della radiazione ambiente*

Sono processi che coinvolgono nucleoni e fotoni presenti nell'ambiente:

$$N + \gamma_{amb} \rightarrow X + \pi \quad (1.15)$$

dove  $N$  è un protone ( $p$ ) o un neutrone ( $n$ ). In generale, se  $a$ ,  $b$  e  $c$  sono degli interi (oppure 0), nel caso di un protone si ha:

$$p + \gamma_{amb} \rightarrow a\pi^+ + b\pi^- + c\pi^0 + X \quad (1.16)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (1.17)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (1.18)$$

In maniera analoga si può procedere per un neutrone. Il processo di produzione del pione è a soglia, ed avviene se nel sistema del centro di massa del processo si ha a disposizione un'energia almeno pari a quella della risonanza  $\Delta(1232 \text{ MeV})$ ; per processi a multipioni bisogna raggiungere energie alle risonanze di 1440 MeV e 1520 MeV [RacTh]. L'energia persa da un protone in ogni singola collisione è stimata intorno all'80%; tale energia viene suddivisa statisticamente tra i prodotti finali dell'interazione ed ogni neutrino ne porta via circa il 5%.

- *Interazioni di adroni con gas*

Sono processi del tipo adrone-adrone (tipicamente protone-nucleo) i quali possono dar luogo a diversi canali di produzione. In sintesi:

$$p + gas \rightarrow a\pi^+ + b\pi^- + c\pi^0 + X \quad (1.19)$$

con decadimenti analoghi al caso precedente. L'interazione adrone-gas comprende anche il caso frequente in astrofisica di interazione protone-protone.

### 1.3.2 Modelli Top-Down

In alcuni modelli cosmologici e in modelli *supersimmetrici* di estensione del Modello Standard, è prevista l'esistenza di particelle massive, supersimmetriche e soggette ad interazione debole che prevedono un superamento della *rottura di simmetria* tra *bosoni*<sup>5</sup> e *fermioni*<sup>6</sup>, facendo corrispondere ad ogni bosone un fermione supersimmetrico e viceversa. Tali particelle prendono il nome di *Weakly Interacting Massive Particles* (WIMPs), ed attraverso i processi di decadimenti che seguono alle loro annichilazioni si teorizza la produzione di neutrini.

Nel modello minimale supersimmetrico (MSSM) si ipotizza l'esistenza di due *doppietti di Higgs* ed il neutralino  $\chi$  rappresenta il meno massivo (*Lightest Supersymmetric Particle*) dei quattro autostati di massa corrispondenti ai superpartners del fotone, del bosone  $Z^0$  e dei due bosoni di Higgs neutri [OJT98].

Essendo i neutralini particelle massive, l'attrazione gravitazionale tenderebbe ad accumularli in prossimità del centro dei corpi celesti quali la Galassia, il Sole, la Terra, ecc., determinandone l'intrappolamento [Eds97]. Ad un certo punto si raggiungerebbe un equilibrio tra i  $\chi$  intrappolati e quelli che si annichilano, con tempi caratteristici determinabili attraverso la massa del  $\chi$  e dal volume e composizione chimica dell'oggetto celeste. Nei decadimenti delle particelle che seguono le annichilazioni  $\chi\chi$  si originerebbe, quindi, un eccesso del flusso di neutrini dai corpi celesti massivi, rivelato il quale verrebbe confermata la teoria delle WIMPs. Le annichilazioni sono ipotizzate avvenire nel seguente modo:

$$\chi + \bar{\chi} \rightarrow Z^0 \rightarrow W^+ + W^- \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.20)$$

---

<sup>5</sup>I bosoni sono particelle a spin intero che seguono la statistica di Bose-Einstein.

<sup>6</sup>I fermioni sono particelle a spin semi-intero che seguono la statistica di Fermi-Dirac.

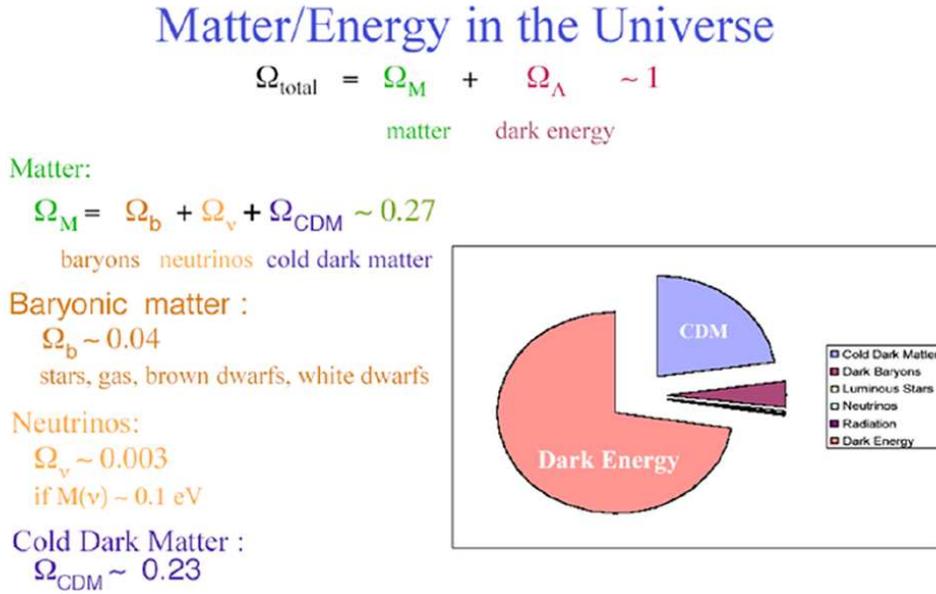


Figura 1.6: Rapporto materia energia nell'Universo [ANT].

con  $\chi \equiv \bar{\chi}$  essendo il neutralino una particella di *Majorana*<sup>7</sup>.

Una tale conferma permetterebbe una maggiore comprensione anche del problema della materia oscura [SW95] [Dek94]. Infatti nei modelli cosmologici la frazione della densità totale dell'Universo attribuibile alla materia ( $\Omega_M$ ) ammonta allo  $0.2 \div 0.4$  in unità di densità critica  $\rho_c$ :

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \quad (1.21)$$

con  $H_0$  costante di Hubble<sup>8</sup> e  $G$  costante gravitazionale<sup>9</sup>. La parte restante - e dominante - della densità ( $\Omega_\Lambda$ ) è detta energia oscura (o *dark energy*); essa è relazionata alla *costante cosmologica*  $\Lambda$  ed è responsabile del processo di accelerazione dell'Universo.

<sup>7</sup>Una particella di Majorana ha la caratteristica di non avere stati soppressi. Ad esempio i neutrini di Dirac hanno soppresso lo stato *right-handed* e gli antineutrini hanno soppresso lo stato *left-handed*, i neutrini e gli antineutrini di Majorana hanno tutti i 2 stati permessi.

<sup>8</sup>La costante di Hubble  $H_0 \approx 70 \text{ km}/(\text{s Mpc})$ .

<sup>9</sup>La costante gravitazionale  $G = 6.67259 \cdot 10^{-11} \text{ N m}^2/\text{kg}^2$ .

Bisogna considerare che anche la gran parte della materia è *oscura*, cioè non emette radiazione visibile, in quanto della frazione di materia  $\Omega_M$  solo  $\approx 0.045$  è attribuibile a materia barionica; di questa solo una minima parte, stimata intorno allo 0.02, emette nel visibile (fig.1.6). È possibile quindi distinguere la materia oscura in due classi:

- 1) *materia oscura barionica*;
- 2) *materia oscura non-barionica*.

La materia oscura barionica, come già discusso, è relazionata alla densità di materia luminosa, il che permette di stimare che la maggior parte della materia oscura è non-barionica. La materia oscura non-barionica, a sua volta, può essere distinta in:

- 2a) *materia oscura non-barionica calda*;
- 2b) *materia oscura non-barionica fredda*.

La componente calda è stimata essere solo una piccolissima frazione del totale e composta da particelle leggere ultrarelativistiche di cui i neutrini dovrebbero essere la frazione principale. La componente fredda potrebbe essere costituita da particelle massive, non relativistiche ed interagenti debolmente; caratteristiche queste che sono proprie del neutralino  $\chi$ , la cui prova indiretta della sua esistenza è legata all'osservazione dei neutrini astrofisici.

La *Teoria di Grande Unificazione* (GUT) prende anch'essa in considerazione particelle con massa molto elevata, cioè di  $\sim 10^{25}$  eV (valore prossimo alla scala GUT), dal cui decadimento avrebbero origine dei neutrini di altissima energia. La teoria prevede per tali particelle una vita molto breve, ne è richiesta quindi una produzione continua che potrebbe avvenire solo per emissione da parte dei *Difetti Topologici* residui della transizione di fase cosmologica avvenuta quando la temperatura dell'Universo era vicino alla scala GUT, ovvero al termine del processo di *inflazione* [Ber00].

Altri scenari "esotici" dai quali si ipotizza la produzione di neutrini astrofisici sono: i *monopoli* (di cui l'esperimento MACRO non ne ha rivelato l'esistenza), le teorie di *stringhe* e la *radiazione di Hawking da buchi neri primordiali*.

## 1.4 Annichilazione dei neutrini astrofisici con i neutrini fossili

La produzione dei neutrini fossili è prevista dalla teoria cosmologica del *Big Bang*, in analogia al fondo cosmico a microonde. Attualmente non ci sono evidenze sperimentali della loro esistenza se non attraverso misure cosmologiche come l'abbondanza degli elementi, le anisotropie nella radiazione a microonde e lo spettro di potenza della materia su larga scala. La massa dei neutrini fossili è stimata essere dello stesso ordine di grandezza della loro temperatura fossile:  $T \approx 5 \cdot 10^{-4}$  eV, pari a circa 1.95 K [Rin05].

La diffusione risonante di un neutrino astrofisico di alta energia (ultra-relativistico) su un neutrino fossile (non relativistico), produce un bosone Z ad energia:

$$E_{\nu_j} = \frac{M_Z^2}{2m_{\nu_j}} = 4 \frac{\text{eV}}{m_{\nu_j}} \cdot 10^{21} \text{eV}, \quad (1.22)$$

dove  $j$  indica le 3 specie di neutrini [Wei99]. Il bosone  $Z^0$  così prodotto decade, in tempo pari a  $3 \cdot 10^{-25}$  s, in adroni per circa il 70%, con in media 15 pioni neutri e 1.35 coppie barione-antibarione; ognuno dei  $\pi^0$  decade in 2 fotoni gamma [pdg06].

Alle energie GZK l'angolo medio delle particelle in uscita dall'interazione vale:  $\langle \theta \rangle \sim 1/\Gamma \sim 10^{-10}$  rad, quindi la produzione è fortemente piccata in avanti. Un neutrino diretto verso la Terra che interagisce con un neutrino fossile a distanze minori del raggio GZK (circa 50 Mpc, legato all'assorbimento dei protoni e dei fotoni), produce particelle che possono raggiungere la Terra con energia sufficiente per produrre sciami atmosferici estesi sopra il *cutoff* GZK. Le condizioni affinché ciò si verifichi sono le seguenti [Wei99]:

- l'esistenza di un flusso di neutrini con energia  $\gtrsim 10^{-21}$  eV;
- una massa per il neutrino di  $0.1 \div 10$  eV;
- la presenza di ammassi di neutrini fossili all'interno del raggio GZK, affinché ci sia un arricchimento nel processo di creazione del bosone Z.

Neutrini di alta energia, nelle ipotesi sopra riportate, possono quindi dar luogo alla produzione di particelle che possono eccedere il limite GZK. Allo stesso tempo, però, quello descritto è anche un fenomeno che provocherebbe l'assorbimento dei neutrini astrofisici, così come accade per i protoni e per i fotoni di alte energie.

## 1.5 Candidate sorgenti astrofisiche di neutrini

Nella Galassia sono state individuate diverse specie di sorgenti di alta energia: *Resti di Supernovae*, prodotti da una violenta esplosione di stelle massive alla fine della loro vita; *Pulsar*, ovvero stelle di neutroni velocemente rotanti su se stesse; *Binarie X*, costituite da un oggetto compatto in grado di attrarre materia dalla stella compagna (si parla di *Microquasar* se l'oggetto compatto è una stella di neutroni o un buco nero).

Sono note anche sorgenti extragalattiche di alta energia, quali i *Nuclei Galattici Attivi*, la cui forte emissione è ascrivibile alla presenza di un *buco nero super-massiccio*. Di origine extragalattica sono anche i *Gamma Ray Burst* - data l'isotropia riguardante la loro direzione di osservazione in cielo e diversi *redshift*<sup>10</sup> misurati -, lampi di luce nel dominio gamma molto intensi e di breve durata, dopo dei quali segue l'*afterglow*.

Tutte le sorgenti di alta energia sono dei potenziali ambienti astrofisici nei quali è possibile che ci siano interazioni adroniche con produzione di particelle, dal decadimento di alcune delle quali si ottengono neutrini (§1.3). L'energia massima  $E_m$  alla quale una sorgente è in grado di accelerare una particella di carica  $Ze$  è stata ricavata da Hillas (fig.1.7), argomentando il fatto che il raggio di Larmor della particella deve essere minore della regione acceleratrice  $R$  della sorgente stessa:

$$E_m \sim \beta ZeBR, \quad (1.23)$$

dove  $E_m$  è espressa in unità di  $10^{18}$  eV,  $R$  è espressa in kpc,  $B$  rappresenta il campo magnetico della sorgente (in unità di  $\mu$ Gauss) e  $\beta$  è la velocità dell'onda di shock; la relazione vale se l'energia persa dalla particella all'interno della sorgente è trascurabile [Hil84]. Dal diagramma di Hillas si evince quindi l'energia massima alla quale una data sorgente può accelerare una particella carica, ovvero l'energia che essa ha disponibile per le interazioni.

### 1.5.1 Resti di Supernovae

I *Resti di SuperNovae* (SNR) sono ciò che rimane dell'esplosione di una stella, quando questa termina la propria evoluzione collassando.

---

<sup>10</sup>Il redshift indica lo spostamento verso il rosso delle righe spettrali, dovuto all'allontanamento delle galassie. Redshift e distanza sono in relazione tramite la costante di Hubble  $H_0$ .

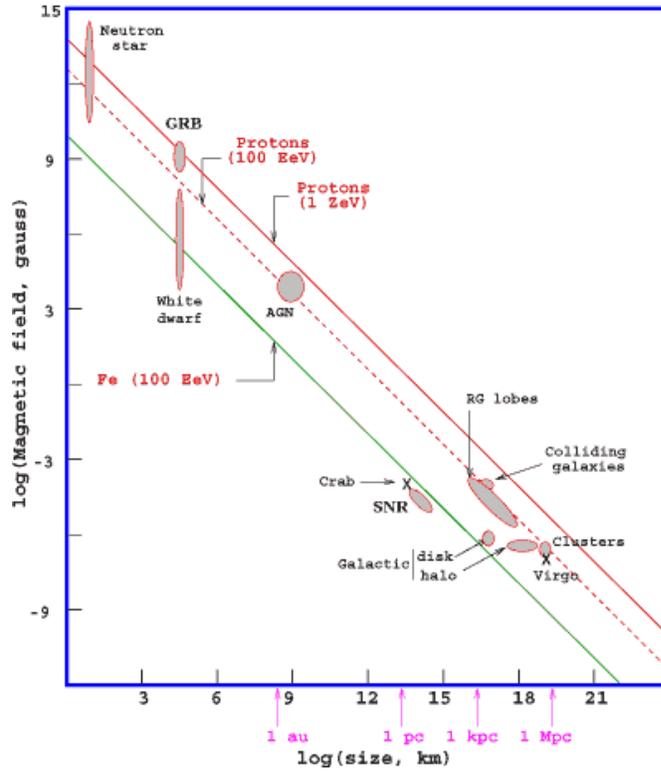


Figura 1.7: Diagramma di Hillas. Le linee diagonali rappresentano l'energia massima alla quale una sorgente può accelerare una particella carica, in funzione delle dimensioni della regione di accelerazione (*size*) e dell'intensità del campo magnetico (*Magnetic field*) [sci].

La formazione delle stelle avviene a partire dalla contrazione di gas, costituito principalmente da idrogeno, presente in estese regioni dello spazio interstellare (*nubi*) [KW90].

L'evoluzione delle stelle è schematizzabile come una successione di stati di equilibrio tra la *forza gravitazionale*, che tende a far collapsare la stella, e la *pressione* che viene a crearsi dalla densità di materia e radiazione, in grado di far aumentare la temperatura interna e di innescare così le *reazioni termonucleari di fusione*. Il parametro atto a governare l'evoluzione di una stella è la massa. La massa minima che occorre per innescare le reazioni e ottenere la *nucleosintesi* è valutata in  $\sim 0.08 M_{\odot}$  ( $M_{\odot}$  rappresenta la massa

del Sole  $\approx 2 \cdot 10^{30}$  kg), con il bruciamento dell'idrogeno in elio; per stelle più massive si ha la fusione dell'elio a formare carbonio, azoto e ossigeno; aumentando ancora la massa, si hanno stelle con il nucleo al più di Fe/Ni, e gusci di: Si/S, Ne/Mg, CNO, He e H, man mano che ci si sposta verso l'esterno. Oltre  $\sim 10 M_{\odot}$ , esiste una grossa instabilità che porta all'esplosione della stella come *SuperNova* (SN). Le reazioni di fusione possono procedere fino alla formazione del  $^{56}\text{Fe}$ , oltre non c'è guadagno energetico nella fusione degli elementi chimici. Gli elementi più pesanti si formano principalmente per cattura di  $^4\text{He}$ , protoni e neutroni dai nuclei esistenti.

Anche gli stati finali dell'evoluzione stellare sono relazionati alla massa. In generale, se una stella ha massa iniziale  $M_i$  tale che  $1 \lesssim M_i/M_{\odot} \lesssim 8$  e una grande perdita di massa durante la sua evoluzione (mediante *vento stellare* e formazione di una *nebulosa planetaria*), allora finirà la sua esistenza come *nana bianca* se avrà massa finale  $M_f$  inferiore alla massa *limite di Chandrasekhar* ( $\sim 1.4 M_{\odot}$ ); se invece la perdita di materia è piccola si avrà una *detonazione del carbonio* fino ad ottenere una stella di  $^{56}\text{Fe}$  senza resti stellari osservabili (se  $M_f > 1.4 M_{\odot}$ ). Se la massa iniziale è tale che  $8 \lesssim M_i/M_{\odot} \lesssim 10$ , con una perdita di massa del  $20 \div 30\%$ , si avrà un *buco nero* se  $M_f \gtrsim 1.8 M_{\odot}$ , oppure l'esplosione come *SN di tipo II* (con un residuo costituito da una *stella di neutroni*) se  $M_f \lesssim 1.8 M_{\odot}$ . Possono esplodere come SN anche stelle che hanno  $M_i \gtrsim 10 M_{\odot}$  a causa dell'elevata instabilità tra la *forza gravitazione* e la *pressione interna* [UB91].

Le stelle che esplodono come SN sono classificate in 2 tipi: *SN I*, se presentano righe di assorbimento della *serie di Balmer* (presenza di idrogeno) e *SN II*, se non presentano tali righe. Le *SN I* sono poi classificate in 3 sottotipi (*Ia*, *Ib*, *Ic*) a seconda della presenza e della intensità di altre righe spettrali, quelle di tipo *SN II* hanno anch'esse 3 sottotipi (*II L*, *II P* e *1987 A*) a seconda delle caratteristiche della curva di luce. I progenitori delle *SN Ib* si ritiene siano le *nane bianche in distruzione termonucleare*, invece per i tipi *Ia*, *Ic* e *II* i progenitori si ipotizza che siano stelle di grande massa ( $M \gtrsim 12 M_{\odot}$ ) che collassano [KW90].

L'esplosione di una SN è dovuta ad un'onda d'urto che si produce all'interno della stella, ed eietta gli involucri stellari più esterni verso lo spazio circostante. Si hanno sostanzialmente tre effetti:

1. forte influenza sul mezzo interstellare circostante per la rapida espansione di materia molto calda, con grande variazione nella concentrazione di gas e polveri;

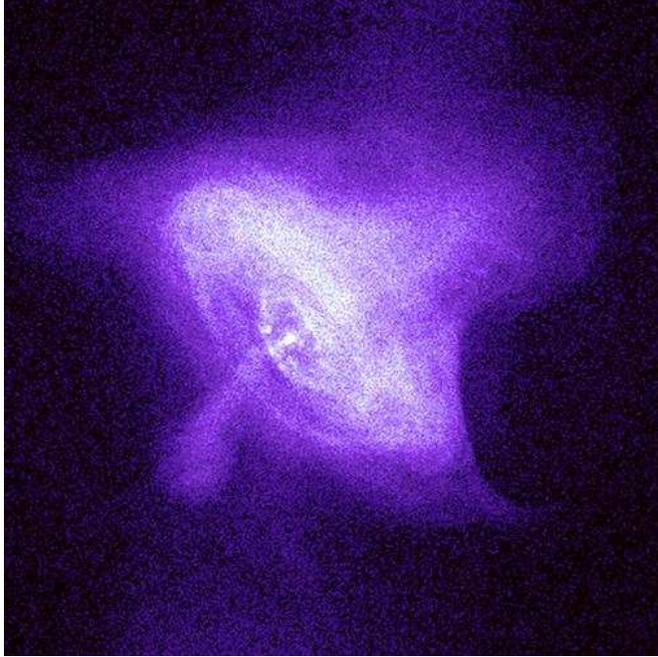


Figura 1.8: La Crab osservata dal satellite per raggi X Chandra [NASA1]. È evidente il getto emesso dalla stella di neutroni presente al centro del SNR, core della stella esplosa come SN nel 1054.

2. accelerazione di RC;
3. immissione nello spazio di elementi pesanti, importanti per la formazione di stelle di nuova generazione e di pianeti.

L'energia liberata in una esplosione di SN è valutabile in  $\sim 10^{52}$  erg, con grandi emissioni di *neutrini* e *onde gravitazionali*. I neutrini vengono prodotti tramite *cattura elettronica*:



nella fase immediatamente precedente l'esplosione, e la loro produzione è favorita dal fatto che gli elettroni sono sotto forma di gas degenere; i neutroni non fanno a tempo a decadere poiché i tempi di collasso della stella sono minori del loro tempo di decadimento. Sono quindi attesi flussi di neutrini molto elevati, con energia dell'ordine dei MeV.

Si ritiene che le SN siano le principali sorgenti dei RC, con un tasso di esplosione nella Galassia di una ogni 30 anni circa. Le ultime SN osservate ad occhio nudo sono state quelle del 1987 (esplosa nella *Grande Nube di Magellano*), 1604 (detta di Keplero) e 1572 (detta di Tycho). Una stima dell'esplosione della SN che ha generato la *Crab Nebula* - sorgente di riferimento per diversi fenomeni dell'astrofisica delle alte energie - è di circa 900 anni fa, associata quindi alla SN del 1054. Un'immagine della Crab osservata in raggi X è riportata in fig1.8.

L'evoluzione di un SNR è definita attraverso 3 fasi [Hal90]:

- Nella prima fase, detta di *espansione libera*, il fronte di espansione è formato da un'onda d'urto che interagisce con l'ambiente circostante; la temperatura e la velocità di espansione sono costanti. La durata della prima fase è di  $\sim 100$  anni.
- Durante la seconda fase, nota come *fase adiabatica* o di *Sedov*, il SNR decelera lentamente come  $r^{-3/2}$  e si raffredda come  $r^{-3}$  ( $r$  è il raggio del SNR). Il guscio principale è instabile, di tipo *Rayleigh-Taylor*, e il SNR si miscela con la materia eiettata dall'onda d'urto iniziale. Il miscelamento provoca anche un aumento dell'intensità del campo magnetico all'interno del guscio. Si stima, per la seconda fase, una durata di  $\sim 10^4 \div 2 \cdot 10^4$  anni.
- La terza fase, detta *radiativa* o *snow-plow*, inizia dopo che il guscio è sceso al di sotto dei 106 K, in modo da emettere energia sotto forma di radiazione in maniera più efficace. In tal modo esso si raffredda velocemente e si contrae, aumentando la sua densità e diminuendo l'emissione. Il guscio rapidamente si assottiglia ed emette per lo più nell'ottico. La sua velocità decresce come  $r^{-3}$  e l'espansione si ferma; quindi si ha un collasso del SNR, dovuto alla gravità non più contrastata. Quest'ultima fase dura tra le centinaia ed un migliaio di anni. Dopo milioni di anni il SNR sarà assorbito dal mezzo interstellare a causa dell'instabilità di *Rayleigh-Taylor*, che fa immettere materia fuori dal guscio del SNR.

Lo spettro differenziale dell'energia dei RC segue la legge di potenza:  $dN_{RC}/dE \propto E^{-\alpha}$ , con  $\alpha \approx 2.5 \div 2.8$  a seconda della specie nucleare; invece nel caldo mezzo interstellare nei pressi del SNR è valutato essere circa pari a 2.1 [Sch01].

Il campo magnetico presente nel SNR determina l'energia  $E$  alla quale è

possibile accelerare un adrone. In genere  $E \sim 10^{15}$  eV; per i SNR “giovani”, come quello della SN 1987 A,  $E \sim 10^{17}$  eV. Gli adroni con sufficiente energia possono pertanto dar luogo ad interazioni (ad es.  $pp$  e  $p\gamma$ , §1.3.1) dalle quali, in seguito a decadimenti, si avranno neutrini di alta energia.

### 1.5.2 Pulsar

La teoria sulle *stelle di neutroni* risale a Landau (1932); ripresa alcuni anni dopo da Volkoff e Oppenheimer, è stata da loro perfezionata.

Le *pulsar* furono scoperte nel 1967 nel dominio radio, osservando dei segnali con periodo molto elevato, da cui il nome che sta ad indicare *sorgenti radio pulsate*. Due di tali sorgenti hanno segnali particolarmente rapidi: Crab, con periodo di 33 ms, e Vela, con periodo di 89 ms. Nel 1968 Pacini e Gold interpretarono i segnali come dovuti alla *rotazione di stelle di neutroni*, dotate di *forte campo magnetico*. Attualmente sono note circa 1500 pulsar radio [Sch01].

Le *stelle di neutroni* sono stelle la cui densità è molto elevata, dell'ordine di  $10^{15}$  g/cm<sup>3</sup>; in tali condizioni i protoni dei nuclei e gli elettroni interagiscono, dando luogo ad un *decadimento  $\beta$  inverso*. Tali condizioni estreme si creano per il fatto che esplose una stella come SN e la *stella di neutroni* è ciò che resta del core del *progenitore*.

Le osservazioni delle pulsar fanno ipotizzare due modelli: il *polar cap* e l'*outher gap* [Bor97]. Nel primo caso si ha emissione solo in prossimità dell'asse del campo magnetico, nel secondo caso si comincia ad avere emissione a partire dall'ultima linea di forza *chiusa* del campo magnetico. Si sono resi necessari due modelli per il fatto che il solo *polar cap* non era in grado di spiegare le emissioni X e  $\gamma$  osservate. In riferimento alla fig.1.9, si può notare che: per il *polar cap* si ha un'emissione di radiazione collimata entro l'angolo  $\alpha$  dall'asse del campo magnetico  $B$ ; invece se ne ha una molto più ampia per l'*outher gap*, non presente però nei pressi dell'asse. Poiché l'asse di rotazione non è allineato con l'asse magnetico si ha, nel tempo, una *modulazione nell'emissione*; la perdita di energia ad essa correlata tende a far rallentare la pulsar, ciò rende possibile effettuare una stima della sua età.

Il forte campo magnetico delle pulsar, che può raggiungere valori di  $10^{12}$  Gauss, accelera le particelle cariche fino ad energie ultra-relativistiche. Si ha *emissione di sincrotrone* nel dominio X e  $\gamma$ , soprattutto da parte degli elettroni; per i protoni esiste la possibilità di raggiungere energie dell'ordine di  $100 \text{ EeV} \div 1 \text{ ZeV}$ . Per le pulsar un meccanismo di tipo adronico può

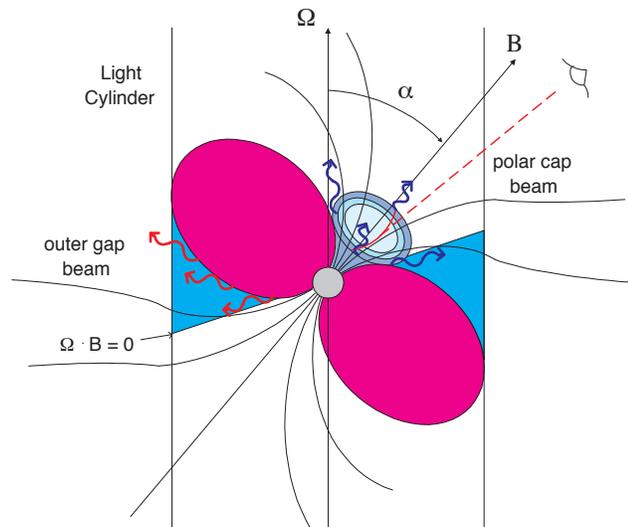


Figura 1.9: Rappresentazione del *polar cap* e dell'*outer gap*.  $B$  è l'asse del campo magnetico,  $\Omega$  è l'asse di rotazione [NASA2].

quindi essere alla base della produzione di raggi gamma e di neutrini. Infatti le pulsar possono iniettare i nuclei favorendone l'interazione con la materia e con la radiazione dell'ambiente circostante [Bed03]. Da tali interazioni, ad es. protone-protone oppure protone-fotone, si può avere la produzione di neutrini attraverso il decadimento dei pioni carichi e successivamente dei muoni (§1.3.1).

### 1.5.3 Microquasar

Le *Microquasar* ( $\mu$ QSO) sono sistemi doppi costituiti da una stella e una compagna compatta. Questa può essere una *stella di neutroni* oppure un *buco nero*. Le  $\mu$ QSO fanno parte delle *Stelle Binarie X* (XRB), che consistono in una coppia formata da un oggetto compatto - ovvero alla fine della sua evoluzione - che acquisisce materia a spese della stella compagna.

La scoperta delle XRB risale al 1962 (Giacconi et al.) con una sorgente extra-solare rivelata e un brillamento X diffuso del cielo. Dieci anni dopo venne identificato il primo sistema in cui la componente compatta era un *buco nero*: Cygnus X-1, con una stella *supergigante* quale seconda componente

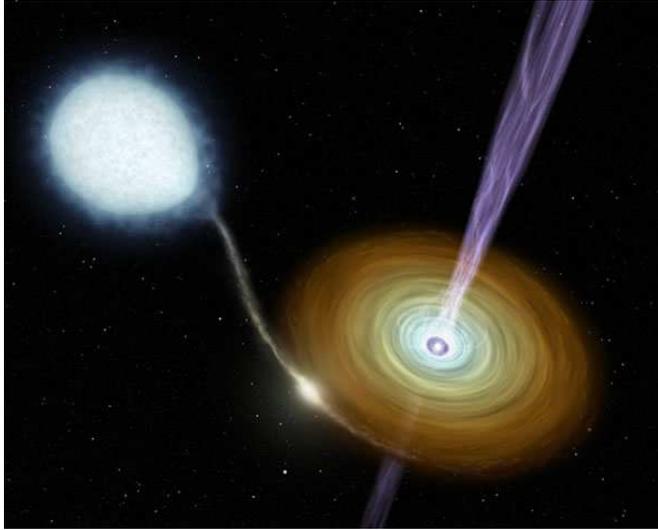


Figura 1.10: Rappresentazione artistica di una Microquasar [ucs]. La stella perde massa che attraverso un disco di accrescimento si sposta alla compagna compatta, la quale emette due jet.

del sistema, stimata essere  $\geq 15 M_{\odot}$ ; la stima della massa del buco nero era  $> 3 M_{\odot}$  [Sch01].

L'emissione X osservata nelle XRB è dovuta all'accrescimento di materia sull'oggetto compatto tramite la conversione dell'energia gravitazionale in radiazione, attraverso differenti processi fisici come il riscaldamento della materia. La massa fluisce dalla stella compagna alla compatta attraverso due diversi meccanismi: un forte *vento stellare*, per le stelle massive ( $\gtrsim 10 M_{\odot}$ ); oppure con passaggio di materia tramite *lobo di Roche* attraverso il *punto lagrangiano interno*, tipico meccanismo per stelle di piccola massa, con formazione di un *disco di accrescimento* (fig.1.10). Se si considera tutta l'energia gravitazionale convertita in radiazione e si assumono valori tipici di una *nana bianca* ( $M = 1.4 M_{\odot}$ ,  $R = 10^4$  km), si calcola che il tasso di accrescimento di materia necessario per una tipica luminosità X è di  $10^{-10} \div 10^{-8} M_{\odot}$ .

Le Microquasar sono sorgenti particolarmente interessanti per la possibile osservazione di flussi direzionali di neutrini, avendo una struttura con dei jet (fig.1.11) di plasma costituiti essenzialmente da elettroni e protoni. La prima  $\mu$ QSO ad essere riconosciuta come tale, grazie all'osservazione dello

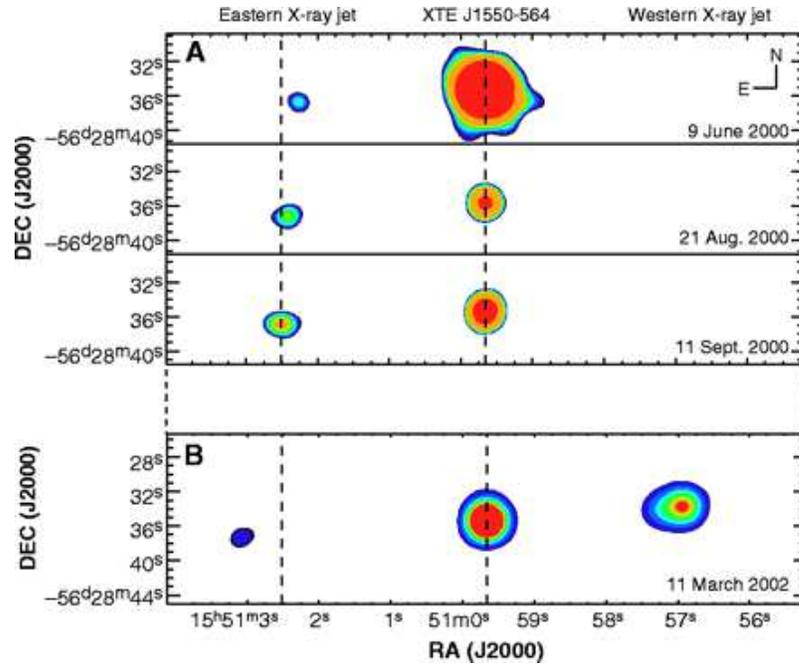


Figura 1.11: La Microquasar XTEJ1550-564 osservata dal satellite per raggi X Chandra [elb]. Il sistema di coordinate riportato sugli assi è in *ascensione retta* (RA) e *declinazione* (DEC), calcolato per l'anno 2000 (J2000). Passando dal rosso al blu l'intensità X diminuisce. Le immagini evidenziano la propagazione dei jet che si allontanano dalla zona centrale della sorgente. Il jet ad EST (sinistra) è in avvicinamento, quello ad OVEST (destra) in allontanamento.

*spostamento Doppler* delle righe spettrali, è stata la sorgente SS433, nel 1979 [Mar84]. Il nome Microquasar deriva dal fatto che tali sorgenti riproducono in piccola scala il comportamento dei *quasar* (*quasi stellar radio source*, §1.5.4):

- buco nero di massa  $\sim 5 \div 8 M_{\odot}$  nelle  $\mu$ QSO e di  $\sim 10^9 M_{\odot}$  nei QSO;
- disco di accrescimento con raggio  $R \sim 10^3$  km e temperatura  $T \sim 10^6$  K nelle  $\mu$ QSO,  $R \sim 10^9$  km e  $T \sim 10^3$  K nei QSO;
- due jet di plasma costituiti da particelle relativistiche con un'estensione di  $\sim 1$  anno luce nelle  $\mu$ QSO, invece di  $\sim 10^6$  nei QSO.

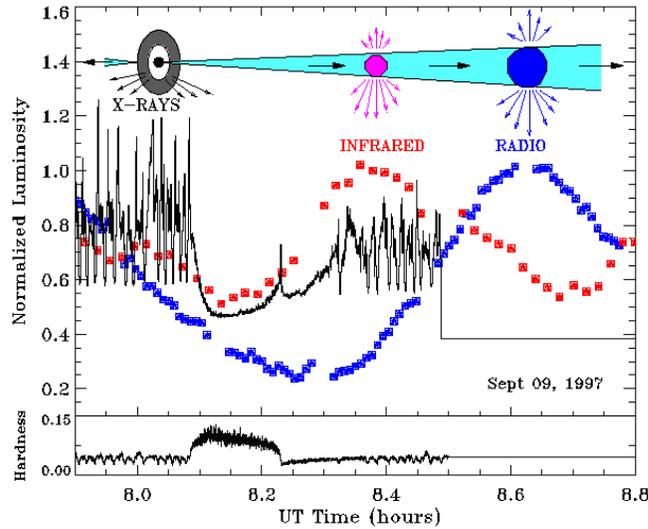


Figura 1.12: Curva di luce in X, IR e radio del 9 Settembre 1987 di GRS 1915+105. Da notare il *flare* nell'IR subito dopo il picco isolato in X a fine periodo di minima emissione. In alto è schematizzata la regione di provenienza nel jet delle varie emissioni osservate. In basso è riportato il rapporto tra i flussi a  $13 \div 60$  keV e a  $2 \div 13$  keV [MR99].

Avendo le  $\mu$ QSO dei tempi di evoluzione più rapidi dei QSO, il loro studio permetterà una migliore comprensione di queste ultime sorgenti.

L'emissione dal disco di accrescimento è relazionata al tasso di accrescimento e alla massa dell'oggetto compatto. Lo spettro è di tipo termico, ed è dovuto alla dissipazione di energia per attrito viscoso della materia che accresce l'oggetto compatto. La temperatura  $T$  del corrispondente *corpo nero* è legata alla massa  $M$  attraverso la relazione [Ree84]:

$$T = 2 \cdot 10^{-7} M^{-1/4}. \quad (1.25)$$

Nei jet delle  $\mu$ QSO, la cui apertura angolare è al più di  $15^\circ$ , sono stati osservati dei *moti superluminali* che sono spiegabili come *aberrazioni relativistiche* attraverso l'angolo che i jet formano con la linea di vista dell'osservatore [Ree96].

In alcuni  $\mu$ QSO superluminali è stata osservata una correlazione tra l'attività nella banda X e quella radio. Pare infatti che l'emissione dei jet sia

preceduta da un forte incremento nell' $X$ , e accompagnato da un suo improvviso *deficit*. Le osservazioni nella banda  $X$  hanno quindi fatto stabilire se l'oggetto compatto è un buco nero (BH) oppure una stella di neutroni (NS). Poiché il tempo di trasferimento di energia dagli ioni agli elettroni è maggiore rispetto al tempo di caduta sull'oggetto compatto, l'energia prodotta dalla dissipazione viscosa non viene irradiata ma accumulata sotto forma di energia termica del gas. Questo, una volta giunto in prossimità dell'oggetto compatto, potrà comportarsi in due modi:

1. “sparire” all'interno dell'orizzonte degli eventi se si tratta di un BH, dando luogo ad una drastica diminuzione del flusso  $X$ ;
2. rilasciare l'energia termica sotto forma di radiazione quando avviene la collisione con la superficie della NS (la quale ha un tempo di raffreddamento piuttosto lungo) e si osserva un lento decadimento del flusso  $X$ .

La variazione del flusso  $X$  della sorgente GRS 1915+105 da pochi secondi a qualche minuto (fig.1.12) conferma la presenza di un BH nel sistema [Nar97].

La formazione dei jet è ipotizzata come dovuta al momento angolare del disco di accrescimento formato dal trasferimento di materia dalla stella all'oggetto compatto. La comparsa dei jet viene messa in relazione al fatto che il plasma è “congelato” con le linee di forza del campo magnetico. Quando queste formano col piano del disco un angolo inferiore a circa  $60^\circ$  lo spostamento del plasma dalla posizione di equilibrio diventa instabile: la componente della forza centrifuga lungo le linee di campo diventa maggiore di quella gravitazionale ed il plasma viene accelerato verso l'esterno, con moto essenzialmente equatoriale. Per giustificare la componente prevalentemente polare osservata, bisogna considerare che nelle regioni più interne del disco la densità di energia magnetica è maggiore di quella cinetica del plasma, pertanto ad una certa distanza dal centro di esso (*superficie di Alfvén*) la situazione diventa opposta a quella precedente: le linee di forza sono “congelate” con il plasma e questo provoca una variazione delle linee stesse che porta alla formazione di un campo toroidale (esterno alla superficie di Alfvén), creando un'intensificazione del campo. Attraverso la tensione che si produce, viene quindi a crearsi una forza ortogonale al disco di accrescimento che collima il flusso, dando luogo alla formazione dei jet [BP82].

I modelli elettromagnetici, attraverso l'emissione non termica di radiazione di sincrotrone osservata, ipotizzano i jet composti da elettroni e positroni

relativistici. Esistono anche modelli adronici per la composizione dei jet, secondo i quali essi sarebbero composti da elettroni e protoni relativistici. A supporto di questa ipotesi c'è l'osservazione dello spostamento Doppler della riga  $H_\alpha$  in SS433 [Mar84].

### 1.5.4 Nuclei Galattici Attivi

I *Nuclei Galattici Attivi* (AGN) sono le regioni centrali di galassie che appaiono particolarmente compatte ed emettono su gran parte dello spettro elettromagnetico. Furono scoperti nel 1943 da Seyfert, da cui prende il nome una particolare classe di AGN. Si stima che circa il 3% delle galassie sono "attive", di cui quelle *radio-loud* sono circa il 10 ÷ 15% degli AGN.

Esiste un *modello unificato* che spiega le distinzioni osservate tra gli AGN. Tale modello prende in considerazione il diverso angolo di vista attraverso il quale avviene l'osservazione. Esso prevede due jet opposti e collimati di materia relativistica e radiazione, generati da un *buco nero super-massivo* di massa  $\approx 10^6 \div 10^8 M_\odot$ , circondato da un disco di accrescimento toroidale di polveri [LZ06] (fig.1.13).

Il "motore" di un AGN previsto dal modello è una sorgente di tipo gravitazionale che libera energia dalla materia in caduta, la quale accresce il buco nero super-massivo. Posto  $m$  la massa della materia in caduta ed  $M$  la massa del buco nero, l'energia  $E$  liberata durante il processo si può scrivere come:

$$E = \frac{GMm}{R_s}, \quad (1.26)$$

con  $G$  a rappresentare la costante gravitazionale ed  $R_s$  il *raggio di Schwarzschild*, che vale:

$$R_s = \frac{2GM}{c^2}, \quad (1.27)$$

dove  $c$  è la velocità della luce; mettendo insieme le due equazioni, l'espressione per l'energia diventa:

$$E = \frac{1}{2}mc^2. \quad (1.28)$$

A seconda dell'orientazione del jet rispetto alla Terra, si ha la seguente classificazione:

Tipo 0: Il jet è diretto lungo la linea di vista dell'osservatore. Lo spettro è continuo e caratterizzato da variazioni nel tempo che sono rapide e

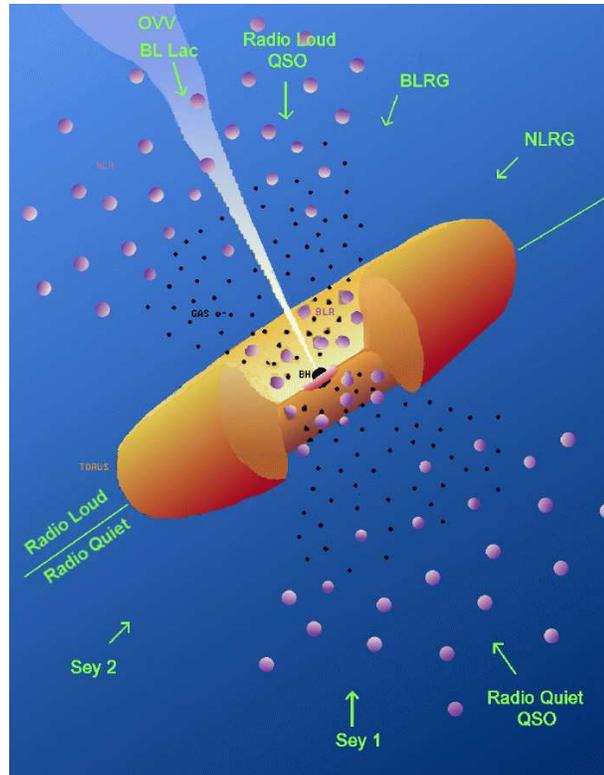


Figura 1.13: Modello unificato degli AGN [phy]. A seconda della linea di vista si hanno le diverse classi osservate.

violente. I Blazar e gli oggetti BL Lac - quali Markarian 421 (fig.1.14) e Markarian 501 - sono gli AGN più rappresentativi di questo tipo.

Tipo 1: Il jet forma un angolo con la linea di vista dell'osservatore che permette l'osservazione della regione compresa tra il toro di polveri ed il jet stesso. Lo spettro presenta righe di emissione fortemente allargate e spostate a causa dell'effetto Doppler. Appartengono a questo tipo, ad es., le galassie di Seyfert, che a loro volta si dividono in: Seyfert 1, se presentano righe di emissione strette, e Seyfert 2, se invece le righe sono larghe.

Tipo 2: Il jet forma un grande angolo con la linea di vista dell'osservatore, tale che il toro di polveri oscura il nucleo. I fotoni emessi nel jet o nel nu-

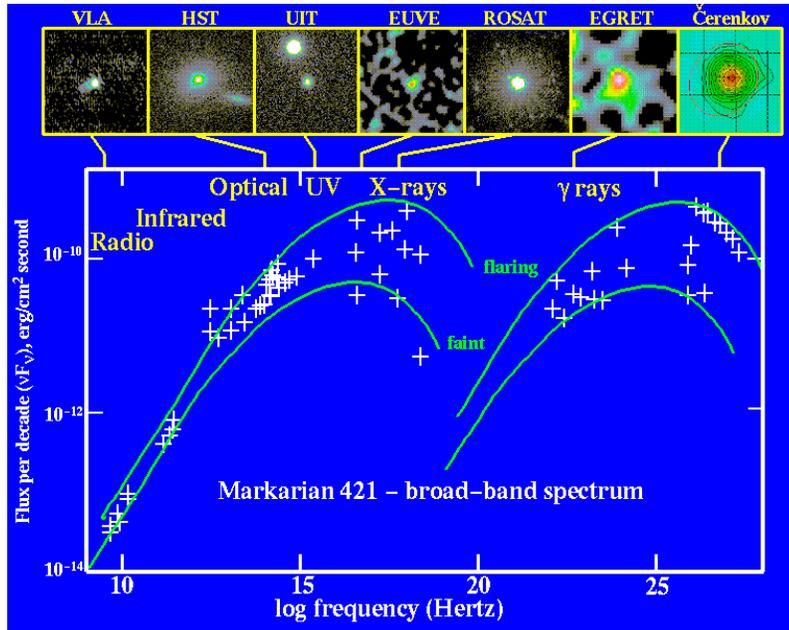


Figura 1.14: Flusso per decade in funzione della frequenza di Markarian 421 [ast]. Sono evidenti i *flares* nel dominio X e  $\gamma$ . In alto le “immagini” della sorgente a diverse lunghezze d’onda.

cleo vengono assorbiti e riemessi, dando luogo, quindi, all’osservazione di materiale più freddo e distante. L’emissione è principalmente dovuta ai *radio lobi*, cioè alla parte più esterna dei jet, con un spettro molto intenso nella banda radio. Le principali rappresentanti di questo tipo sono le *Radio Galassie* che, dal punto di vista degli spettri di emissione, se hanno righe larghe (sovrapposte a una forte componente continua) sono dette *Broad Line Radio Galaxies* (BLRG), quindi hanno caratteristiche spettrali analoghe alle galassie Seyfert 1; se invece gli spettri di emissione hanno righe strette (sovrapposte a una debole componente continua) sono denominate *Narrow Line Radio Galaxies*.

Per i jet sono ipotizzati sia meccanismi puramente elettromagnetici, che adronici:

- Nel caso di meccanismi puramente elettromagnetici si ha il seguente processo, noto come *Synchrotron Self-Compton model*: gli elettroni

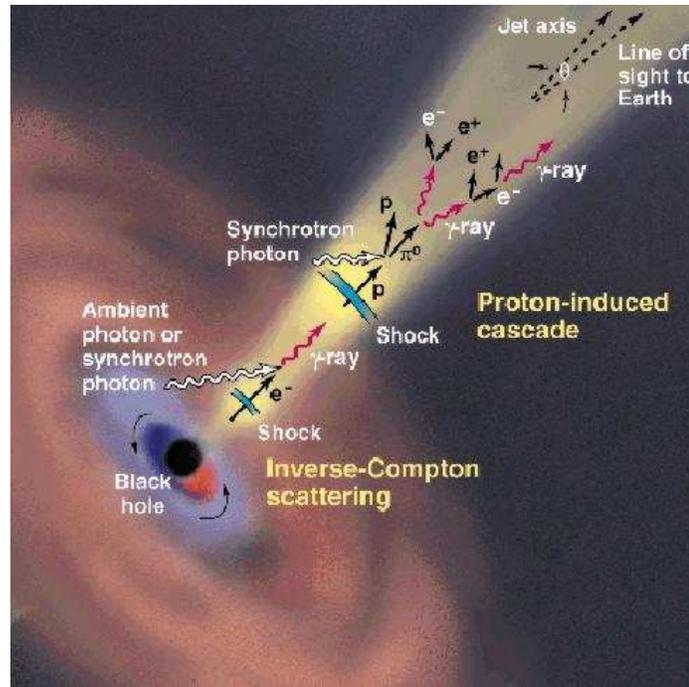


Figura 1.15: Produzione di particelle nei jet degli AGN [Buc98]. Sono schematizzate sia le interazioni elettromagnetiche che quelle adroniche.

accelerati da onde d'urto, in presenza di un campo magnetico, emettono fotoni di energia fino ai GeV attraverso *radiazione di sincrotrone*; successivamente i fotoni acquistano energia dagli elettroni tramite *diffusione Compton inversa*, raggiungendo un'energia massima di una decina di TeV. Viene in tal modo spiegata la grande luminosità tipica degli AGN di  $\sim 10^{47}$  erg/s, contro la luminosità totale di una galassia ordinaria di  $\sim 10^{44}$  erg/s [Sch01].

- Nei meccanismi adronici viene ipotizzata la presenza di adroni (essenzialmente protoni) e di elettroni nei jet. Le interazioni tipo  $pp$  e  $p\gamma$  (presenti nell'ambiente da emissioni di tipo elettromagnetiche), porterebbero quindi alla creazione di mesoni e leptoni dal cui decadimento si avrebbero i neutrini. In questo modo sarebbero giustificati, attraverso il decadimento dei  $\pi^0$ , anche i fotoni  $\gamma$  di energia  $E_\gamma > 10^{15}$  eV.

In fig.1.15 sono schematizzate le interazioni elettromagnetiche e quelle adroniche [Buc98].

L'intensa luminosità osservata negli AGN potrebbe essere indice di una elevata densità di fotoni bersaglio (UV e X) che renderebbe il nucleo opaco a fotoni gamma con  $E_\gamma > 10$  TeV e a nucleoni con  $E_N > 10$  PeV, ma trasparente ai neutrini eventualmente prodotti; questi sarebbero quindi gli unici portatori di informazioni dei fenomeni che avvengono nel nucleo. Nei jet, dove il plasma ha un fattore di Lorentz  $\Gamma \sim 10$  - dunque è presente una minore densità di fotoni -, il libero cammino dei protoni è compatibile con la loro massima accelerazione, ovvero fino ad energie dell'ordine degli EeV. Ciò permetterebbe la produzione di neutrini di altissima energia a partire da interazioni  $p\gamma$ , dimostrando la presenza di un meccanismo adronico [KN99].

Gli AGN sono stati osservati di recente come sorgenti di RC di altissima energia. Infatti le osservazioni dell'esperimento Auger dimostrano una anisotropia nella direzione di provenienza dei RC di energia alle decine di EeV (1 EeV =  $10^{18}$  eV), correlata alla posizione di diversi AGN. In particolare sono stati osservati 13 eventi con  $E > 56$  EeV da Maggio 2006 ad Agosto 2007, di cui 8 con direzione di arrivo all'interno di  $3.1^\circ$  dalla posizione di AGN con distanza inferiore a 75 Mpc [Aug07].

### 1.5.5 Gamma Ray Bursts

I *Gamma Ray Burst* (GRB) sono i fenomeni transienti più energetici dell'Universo. Essi furono scoperti dai satelliti VELA nel 1967 (messi in orbita non per interessi scientifici) e si presentano come un breve e violento lampo di radiazione  $\gamma$ , seguito da un *afterglow*.

I GRB sono classificati in due tipi a seconda della durata dell'emissione gamma [Ghi01]:

- *GRB brevi* (o *short*), se il *flash* ha durata  $\sim 2$  s;
- *GRB lunghi* (o *long*), se il fenomeno si sviluppa in un tempo molto maggiore.

I GRB brevi sono  $\sim 1/3$  del totale dei GRB osservati (fig.1.16).

Fino agli anni '90 l'origine sulla natura galattica o extragalattica dei GRB era incerta. Con le osservazioni del satellite *Compton Gamma Ray Observatory* (1991 - 2000), in particolare con i dati raccolti dall'esperimento BATSE (*Burst And Transient Source Experiment*, il cui intervallo di osservazione in

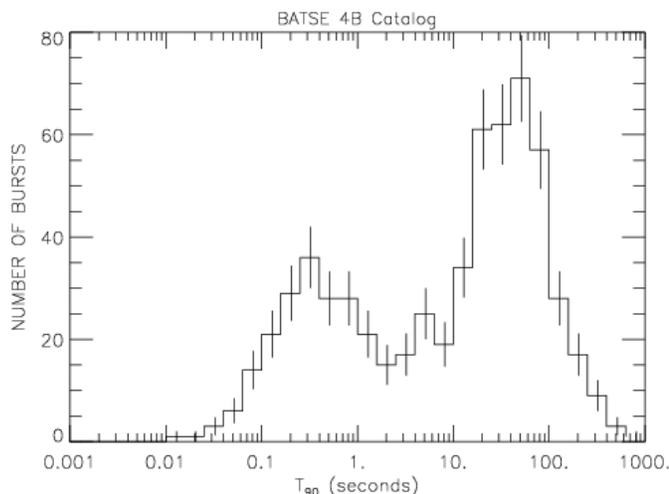


Figura 1.16: I due tipi di GRB osservati dal satellite BATSE [Ghi01]. Il primo picco nel grafico si riferisce ai GRB *short*, il secondo a quelli *long*.

energia era di  $20 \div 600$  keV), si è avuta una prima evidenza della natura extragalattica degli eventi. Infatti BATSE ha osservato 2704 GBR, dalla cui posizione nel cielo si evidenzia un'isotropia spaziale tale da escluderne l'origine galattica (fig.1.17) [BAT] [Mee96]. La conferma a favore dell'origine extragalattica l'ha data il satellite italo-olandese Beppo-SAX [Cos97]. Infatti, grazie alla precisione nella localizzazione della sorgente (un es. è riportato in fig.1.18), con una indeterminazione di pochi minuti d'arco, si è reso possibile in poco tempo il puntamento dei GRB con tutta un'altra serie di esperimenti operanti nell'ottico, IR e radio, allertati attraverso un'apportuna rete. È stato così possibile osservare l'*afterglow* per i GRB lunghi e determinare il redshift di  $\sim 50\%$  di essi.

Nel periodo di attività di Beppo-SAX si sono potuti misurare diverse decine di redshift di GRB con  $0.4 \lesssim z \lesssim 4.5$ , di cui quattro con  $z \gtrsim 1.8$ ; la mediana della distribuzione dei redshift è risultata essere  $\sim 1$ . Con l'avvento del satellite Swift il massimo redshift misurato è stato per il GRB 050904, con valore  $z = 6.29$  (ottenuto attraverso le osservazioni del telescopio Subaru); la mediana dei redshift misurati grazie a Swift è all'incirca raddoppiata rispetto a quella di Beppo-SAX [Mes06]. Se viene assunta un'emissione isotropa per i GRB con  $z = 1$ , si stima che l'energia emessa varia da  $\sim 10^{51}$  erg a  $\sim 10^{55}$  erg, con massa equivalente trasformata in energia da  $\sim 10^{-3} M_{\odot}$  a  $\sim 20 M_{\odot}$ .

## 2704 BATSE Gamma-Ray Bursts

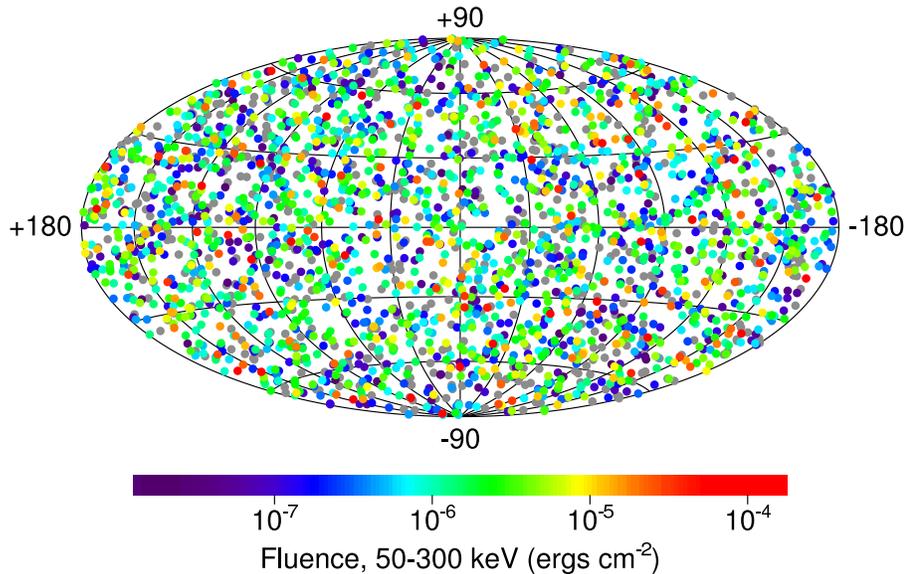


Figura 1.17: Mappa dei GRB osservati da BATSE (IV Catalogo). Dal blu al rosso la fluenza è crescente [NASA2].

Il modello più accettato per spiegare i GRB, è il *Fireball Model* (fig.1.19). Esso prevede un'emissione di radiazione in equilibrio *quasi-termico* con la materia, con formazione di coppie  $e^+e^-$  accelerate relativisticamente dall'alta pressione interna del "progenitore". Quando la temperatura<sup>11</sup> scende sotto i 50 keV, si ha l'annichilazione delle coppie; la presenza di una piccola massa barionica nell'ambiente circostante ( $\sim 10^{-6} M_{\odot}$ ) rende opaca la Fireball alla *diffusione Thomson* e la radiazione provoca una sua continua accelerazione fino a convertirla in un enorme volume in movimento. Nella Fireball vengono prodotte onde di shock che si muovono con differenti fattori di Lorentz, generando collisioni tra i diversi fronti d'onda (*internal shock*) che accelerano i protoni con un meccanismo di Fermi del primo ordine. Dopo questa fase, la Fireball si espande a velocità costante con  $\Gamma \sim 300$  e comincia a diventare trasparente al passaggio dei fotoni gamma, che investono il mezzo interstel-

<sup>11</sup>L'energia e la temperatura sono in relazione lineare, tramite la costante di Boltzmann  $k_B = 1.38065 \cdot 10^{23} \text{ J/K}$  [pdg].

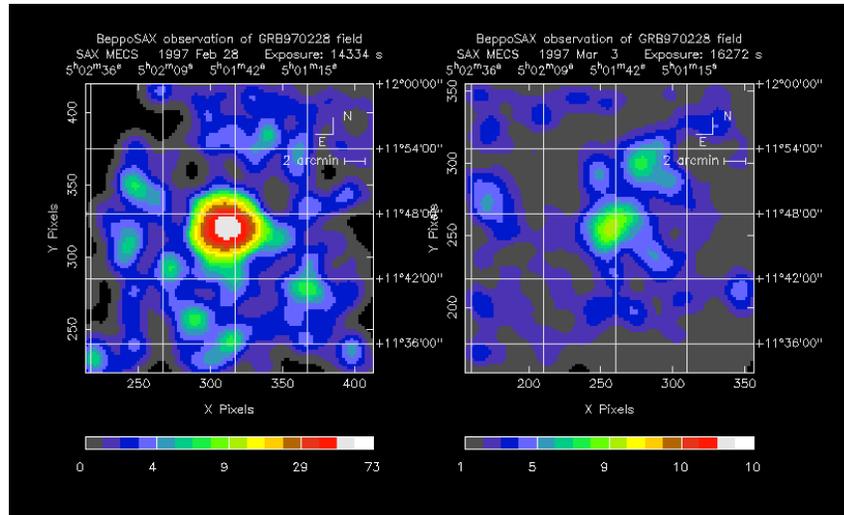


Figura 1.18: Il GRB 970228 osservato dal satellite Beppo-SAX [NASA2].

lare freddo generando onde di shock termico (*external shock*) responsabili dell'afterglow [WB97].

Per il progenitore dei GRB si ipotizzano diversi scenari che vedono coinvolti buchi neri, stelle di neutroni e stelle *molto massive* (che collassano in buchi neri). In relazione alle due classi di GRB introdotte riguardo la loro durata, si ha che [Mes06]:

- 1) Per la classe dei GRB lunghi i candidati sono stelle massive il cui nucleo collassa in un buco nero, direttamente o dopo un breve episodio di accrescimento da parte di una stella compagna. Questo scenario si riferisce alle *collapsar* o *hypernovae*, ed è supportato da osservazioni spettroscopiche di alcuni eventi collegati a supernovae.
- 2) Per la classe dei GRB brevi i candidati sono due: fusione di un sistema binario di stelle di neutroni (NS) o di una stella di neutroni e di un buco nero (BH), in cui la NS perde momento angolare nell'emissione di *onde gravitazionali*. Questa seconda classe ha cominciato ad essere esaminata solo grazie allo studio degli afterglow da parte del satellite Swift.

Entrambi i tipi di progenitore si pensa che abbiano come risultato finale la formazione di buchi neri di poche  $M_{\odot}$ , circondati da un toro di materia di cui

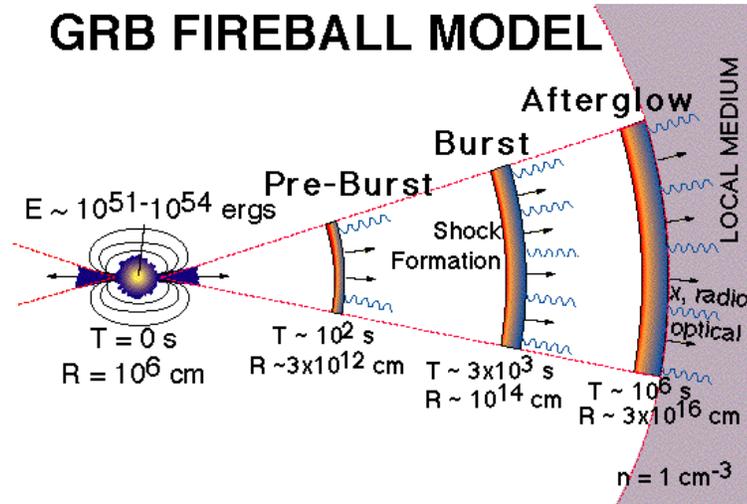


Figura 1.19: Fireball Model. Sono riportate le varie fasi e le grandezze caratteristiche di un GRB [Ghi01].

l'accrescimento può fornire un rilascio improvviso di energia gravitazionale, sufficiente per alimentare un burst. La durata del burst è collegata con il tempo di ricaduta della materia che forma il toro di accrescimento intorno al BH. Altri scenari includono la formazione da un collasso stellare di una NS in rotazione molto veloce, la quale possiede un campo magnetico ultra-elevato [Mes06].

Il GRB 060614, osservato nel giugno '06, ha mostrato una durata da GRB long (102 s di osservazione da parte del satellite Swift), ma uno spettro tipico da GRB short, il che fa discutere la necessità di introdurre una terza classe di GRB [Zha06].

Il Fireball Model prevede che GRB sufficientemente vicini siano in grado di produrre raggi cosmici con energie di  $10^{18}$  eV [Wa00]. Si può quindi calcolare l'energia dei neutrini prodotti dalle interazioni  $p\gamma$ . Nel sistema del centro di massa, all'energia di soglia della  $\Delta$ , l'energia iniziale del protone vale:

$$E'_p > \frac{m_\Delta^2 - m_p^2}{4E'_\gamma}; \quad (1.29)$$

nel sistema di riferimento dell'osservatore, con un fattore di Lorentz di espansione tipico di 300 ed  $E_\gamma$  ai MeV, si ha:

$$E_p > 1.4 \cdot 10^{16} \text{ eV} \left( \frac{\Gamma}{300} \right) \left( \frac{1 \text{ MeV}}{E_\gamma} \right). \quad (1.30)$$

Poiché i neutrini prodotti posseggono in media  $\sim 5\%$  dell'energia iniziale dei protoni, si stima per essi un'energia  $E_\nu \sim 10^{14}$  eV [WB97]. Negli external shocks si ipotizza che dalle interazioni foto-mesoniche i neutrini possano essere prodotti con energia maggiore:  $E_\nu \sim 10^{16}$  eV a causa dell'elevata densità di fotoni con energia compresa tra 10 eV  $\div$  1 keV, emessi da elettroni e positroni [Hal05]. Se la Fireball soggetta a collasso gravitazionale non dovesse diventare trasparente ai raggi gamma, potrebbe comunque essere rivelato un flusso di neutrini prodotto in seguito alle interazioni adroniche.

## 1.6 Flussi attesi di neutrini astrofisici

Per alcune candidate sorgenti di neutrini, quali i microquasar ed i Nuclei Galattici Attivi, esistono degli studi che ne stimano il flusso atteso sulla Terra, misurabile con opportuni telescopi. Per altre candidate sorgenti, quali i Resti di SuperNovae e i Gamma Ray Burst, esistono delle stime meno accurate.

Sono noti diversi Resti di SuperNovae (SNR) che emettono fotoni gamma di energia maggiore del TeV, e che potrebbero rivelarsi anche come sorgenti di neutrini. A tal riguardo, la sorgente gamma più studiata è la Crab Nebula, presa come *candela standard* nella fisica delle alte energie. Particolarmente interessante risulta il SNR RX J17137-3946 che presenta uno spettro alle decine di TeV, in accordo con quello predetto dal decadimento di pioni neutri prodotti da protoni di alta energia con il mezzo interstellare [Eno02]. Del SNR RX J17137-3946 è stato calcolato il flusso atteso di neutrini astrofisici, riportato nel Cap.6. In generale i SNR, potendo accelerare protoni fino a  $\sim 10^{15 \div 17}$  eV, sono dei buoni candidati per la produzione di neutrini.

Un flusso di neutrini dell'ordine di 1 evento per anno su una superficie di 1 km<sup>2</sup> è atteso da pulsar giovani. Tale flusso, al di sopra del fondo di neutrini atmosferici (§2.8) e all'interno di 1° dalla sorgente, è atteso quindi da pulsar con età di 1000  $\div$  3000 anni. Le distanze, tipicamente, sono di 2 kpc. Queste sorgenti sono: PSR0531+21 (Crab Nebula), PSR0833-45 (Vela Nebula), PSR1509-58. Il flusso di neutrini attesi è calcolato per  $E_{\nu_\mu} > 0.1$

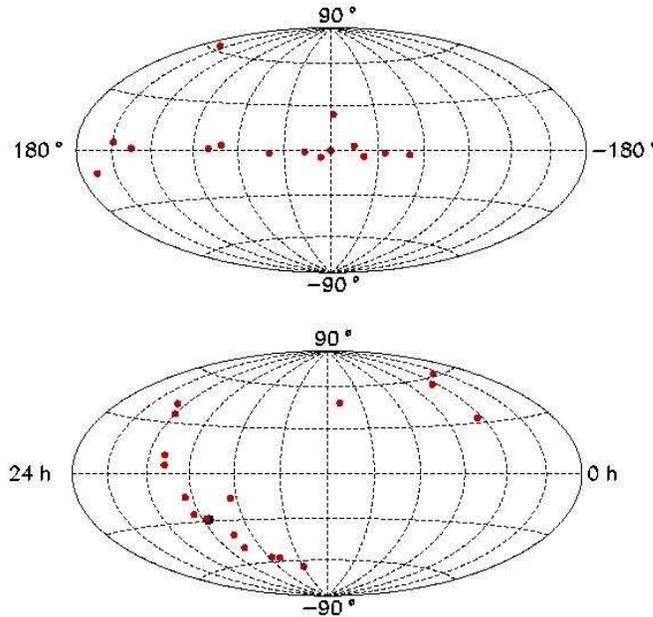


Figura 1.20: Mappa delle  $\mu$ QSO note in coordinate galattiche (sopra) ed in coordinate equatoriali (sotto). Il punto in nero rappresenta il centro della Galassia.

TeV [Bed07].

Le Microquasar ( $\mu$ QSO) sono tra le sorgenti galattiche maggiormente studiate dal punto di vista dei modelli. L'interesse per queste sorgenti è dovuto al fatto che riproducono su piccola scala quello che accade nei Nuclei Galattici Attivi (AGN). Si presume infatti che osservazioni della durata di diversi anni dei  $\mu$ QSO possano dare buone indicazioni sull'evoluzione degli AGN, per i quali è ipotizzato un periodo di osservazione di gran lunga superiore. Levinson e Waxman hanno messo a punto un modello secondo il quale i protoni nei jet dei  $\mu$ QSO possono essere accelerati fino ad energie di  $\sim 10^{16}$  eV e, interagendo con i fotoni emessi come radiazione di sincrotrone da elettroni o fotoni X emessi dal disco di accrescimento, possono produrre neutrini di energia  $E_\nu = 1 \div 100$  TeV [LW01]. Il modello può essere utilizzato sia per i  $\mu$ QSO di cui sono risolti i jet (attraverso  $\beta = v/c$  e l'angolo di vista  $\theta$ ), che per binarie X ipotizzate come possibili candidate  $\mu$ QSO (grazie alla luminosità dovuta alla radiazione di sincrotrone). I flussi calcolati

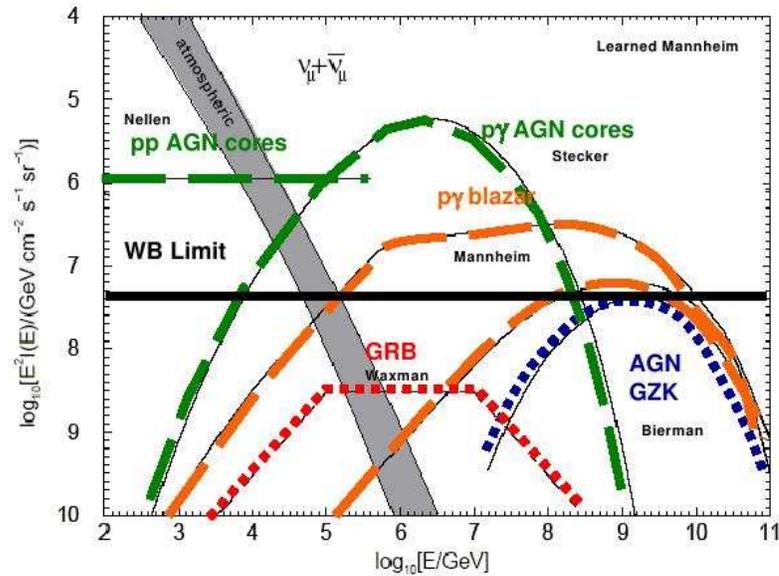


Figura 1.21: Previsione dei flussi dagli AGN (interazioni e zona di produzione della sorgente) e dai GRB. Sono riportati i nomi degli autori che li hanno effettuati. La linea nera piatta rappresenta il limite superiore al flusso di neutrini da AGN calcolato da Waxman e Bahcall. La zona in grigio rappresenta il flusso dei neutrini prodotti in atmosfera dai RC.

variano da  $\sim 10^{-12} \div 10^{-8}$  erg/cm<sup>2</sup> s, cui corrisponde un numero di eventi attesi da muoni indotti da neutrini di  $\sim 10^{-2} \div 10^2$  (considerando sia sorgenti transienti che persistenti) per un rivelatore da 1 km<sup>2</sup> [DGWL02] [NEMO06]. Dalla fig.1.20 si evince che un sito nell'emisfero Nord della Terra è favorito nell'osservazione di  $\mu$ QSO poiché l'apparato sperimentale opera in modo da rivelare i neutrini provenienti dal basso (come descritto nel Cap.2).

Gli AGN sono sorgenti extragalattiche molto promettenti per l'astronomia dei neutrini (fig.1.21). Dalle osservazioni dei RC di alta energia provenienti da tali sorgenti, Waxman e Bahcall hanno calcolato per l'interazione *pp* un limite superiore al flusso di neutrini atteso  $< 2 \cdot 10^{-8}$  GeV/cm<sup>2</sup> s sr per  $10^3 < E_\nu < 10^{11}$  GeV, che corrisponde a qualche evento per anno osservabile da un telescopio da 1 km<sup>2</sup> [WB99]. Altri modelli ipotizzano un flusso limite di neutrini circa due ordini di grandezza superiore a quello di Waxman e Bahcall per  $E_\nu < 10^{16}$  eV, e confrontabile con esso ad energie estreme; il

numero di eventi attesi dai jet in questo caso è di  $1 \div 100$  eventi per anno per  $E_\nu > 1$  TeV, per un telescopio da  $1 \text{ km}^2$ .

Per i Gamma Ray Burst (GRB) ci sono buone possibilità di osservare neutrini se si considera di operare in coincidenza con gli esperimenti che rivelano il flusso di raggi gamma da tali sorgenti. Negli external shocks (§1.5.5), infatti, da interazioni  $p\gamma$  possono essere prodotti neutrini con energia  $E_\nu \sim \text{EeV}$ , con un numero di eventi attesi di  $\sim 0.01$  per anno, per un telescopio da  $1 \text{ km}^2$  [Hal05]. I flussi previsti sono quindi piuttosto bassi (fig.1.21) e bisogna considerare che si tratta di sorgenti transienti, osservate su tempi molto limitati.

La fig.1.21 riassume per gli AGN i flussi previsti di neutrini dalle diverse zone di tali sorgenti, attraverso i meccanismi descritti ( $pp$  e  $p\gamma$ ). È riportato anche il flusso previsto dei GRB. La linea piatta rappresenta il limite calcolato da Waxman e Bahcall [WB99]. La zona in grigio rappresenta il flusso dei neutrini atmosferici prodotti dai RC e che danno luogo ad un fondo nell'osservazione dei neutrini astrofisici (§2.8).



# Capitolo 2

## Principi di rivelazione dei telescopi per neutrini

I neutrini, con le loro proprietà di non essere deviati dai campi magnetici presenti nello Spazio e di avere una bassa sezione d'urto d'interazione - tale da permettere loro un libero cammino medio su scala cosmologica -, sono le particelle che meglio si candidano per l'osservazione di sorgenti astrofisiche "lontane", probabili siti di interazioni adroniche [Hal98] [HH02].

D'altra parte, la bassa sezione d'urto richiede grandi masse per ottenere interazioni utili alle osservazioni. Questo problema è stato risolto andando ad installare un reticolo di rivelatori ottici nelle profondità di fondali marini, lacustri e nei ghiacci, atti ad osservare la luce Čerenkov prodotta dal leptone relativistico generato a seguito della interazione di *Corrente Carica Debole* del neutrino con la materia. Installare i rivelatori in tali siti, significa:

- 1) Avere un mezzo radiatore, l'acqua, nel quale far interagire i neutrini.
- 2) Poter osservare la radiazione Čerenkov prodotta dai leptoni carichi nel mezzo, poiché questo ha buone caratteristiche di trasparenza alla luce.
- 3) Schermare i rivelatori in maniera naturale dai raggi cosmici che, con le loro interazioni in atmosfera, danno luogo ad un fondo che è di gran lunga maggiore del flusso atteso di neutrini astrofisici.

In maniera ancor più efficace, la tecnica di rivelazione "utilizza" la Terra come strato di materia da far attraversare ai neutrini, osservando i segnali prodotti dalle particelle provenienti "dal basso". Un segnale rivelato in tal

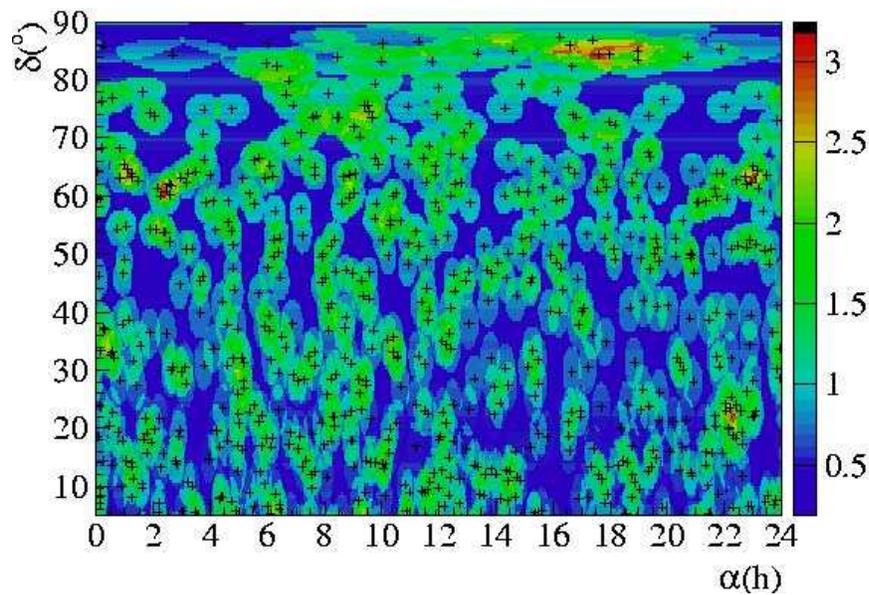


Figura 2.1: Eventi di muoni da neutrini atmosferici ricostruiti da AMANDA [AMA]. La mappa del cielo è in coordinate di ascensione retta  $\alpha$  (in ore, h) e declinazione  $\delta$  (in gradi).

modo può infatti essere prodotto, in base alle attuali conoscenze, solo da un neutrino. Misurando il numero di eventi da un dato angolo solido di cielo (rispetto al fondo atteso di neutrini prodotti dai raggi cosmici) e lo spettro in energia dei segnali così prodotti, si potrà poi discernere se essi possono essere attribuiti o meno ad una sorgente astrofisica.

Gli esperimenti BAIKAL e AMANDA (App.A) hanno dimostrato l'efficacia di tale tecnica osservando neutrini atmosferici (§2.8), prodotti cioè dai raggi cosmici. In particolare AMANDA ha prodotto significative osservazioni su tale flusso di neutrini, osservando 3329 eventi riconosciuti come muoni prodotti da neutrini provenienti dal basso, in 807 giorni dal 2000 al 2003. In fig.2.1 è riportata la mappa degli eventi osservati da AMANDA.

Sebbene in questo tipo di esperimenti non ci siano spese per la costruzione del sito (viene utilizzata acqua marina, lacustre o ghiaccio), i problemi di R&D e di tipo tecnologico da risolvere, unitamente alla strumentazione da installare, li rendono altrettanto costosi come quelli di fisica "attiva".

Su quanto sinteticamente esposto sopra si basano i principi di rivelazione dei neutrini astrofisici. Tali argomenti saranno di seguito opportunamente approfonditi.

## 2.1 Generalità sui neutrini

L'esistenza del neutrino fu postulata da W. Pauli nel 1930 per spiegare l'apparente non conservazione della quantità di moto nell'osservazione dello spettro continuo del decadimento  $\beta$  [Sut92]. La prima evidenza sperimentale dell'esistenza dei neutrini la ottennero Cowan e Reines solo nel 1955 attraverso reazioni nucleari, con un dispositivo costituito da acqua, cadmio e scintillatori [Cow56]. I neutrini astrofisici sono stati osservati dal Sole [Cle98] e dalla supernova 1987 A, esplosa nella Grande Nube di Magellano [Hir87] [VDV88].

Nel Modello Standard il neutrino fa parte dei leptoni, cioè delle particelle elementari tra le quali i quark  $u$  e  $d$  e gli elettroni costituiscono la materia ordinaria. Sono noti tre *sapori* (o *flavors*) di neutrini:  $\nu_\tau$ ,  $\nu_\mu$  e  $\nu_e$ , associati ai leptoni carichi: tau, mu ed elettrone. Per ognuna di tutte queste particelle esiste una corrispondente antiparticella. Il neutrino è una particella stabile, ha carica elettrica nulla, è un *fermione* di  $spin = 1/2$  ed è *senza massa*; interagisce solo tramite corrente carica debole e neutra, attraverso i bosoni  $W^\pm$  e  $Z^0$ , non interagisce con i *gluoni*<sup>1</sup>.

Sia le osservazione del flusso di neutrini solari misurati dall'esperimento SNO (Sudbury Neutrino Observatory) [SNO01][SNO02], che dei neutrini atmosferici misurati attraverso Super-Kamikande [SKC01][Fuc99], hanno messo in evidenza un *deficit* sul numero di eventi attesi. A seguito di ciò è stata accreditata l'ipotesi fatta da Pontecorvo che i neutrini potessero *oscillare*, ovvero potessero passare da un autostato di sapore ad un altro [Pon][GP69]. Questa ipotesi ha però bisogno di essere supportata dalla proprietà del neutrino di possedere una massa. La probabilità  $P$  di oscillazione tra due soli autostati di sapore si scrive<sup>2</sup>:

$$P(\nu_a \rightarrow \nu_b) = \text{sen}^2(2\theta)\text{sen}^2(1.27\Delta m^2 \frac{L}{E}), \quad (2.1)$$

<sup>1</sup>I gluoni sono i bosoni di *gauge* vettoriali responsabili delle interazioni forti tra i quark.

<sup>2</sup>Per maggiori dettagli si veda l'App.B.

dove  $\theta$  è l'angolo di mescolamento tra i 2 autostati,  $\Delta m^2$  è la differenza in massa tra i due sapori (in  $\text{eV}^2$ ),  $L$  la lunghezza della traiettoria del neutrino (in m) ed  $E$  la sua energia (in MeV) [HX98]. La formula resta valida anche se uno degli angoli di mescolamento è molto minore degli altri due. I limiti superiori della massa dei neutrini, in unità naturali, sono:  $m_{\nu_\tau} < 18.2$  eV,  $m_{\nu_\mu} < 0.19$  eV e  $m_{\nu_e} < 3$  eV [Hag02] [pdg06].

### 2.1.1 Interazioni di Corrente Debole

Le interazioni Deboli a cui sono soggetti i neutrini possono essere di *Corrente Carica* (CC) e di *Corrente Neutra* (NC). L'interazione di CC dei neutrini ( $\nu$ ) con i quark dei nuclei ( $N$ ) determina la produzione di leptoni ( $l^-$ ) e adroni ( $X$ ), secondo la relazione:

$$\nu + N \rightarrow l^- + X. \quad (2.2)$$

La sezione d'urto differenziale di CC può essere scritta in funzione delle variabili di Bjorken  $x = Q^2/2ME_{\nu l}$  ed  $y = E_{\nu l}/E_\nu$ :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{2G_F^2 M E_{\nu l}}{\pi} \left( \frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 [xq(x, Q^2) + x\bar{q}(x, Q^2)(1-y)^2], \quad (2.3)$$

dove  $-Q^2$  è il momento trasferito dal neutrino al muone,  $E_{\nu l} = E_\nu - E_l$  è la differenza di energia tra le particelle nel sistema del laboratorio,  $M$  ed  $M_W$  sono, rispettivamente, la massa del nucleone e del bosone di interazione di CC, e  $G_F$  è la costante di Fermi<sup>3</sup>; le funzioni  $q(x, Q^2)$  e  $\bar{q}(x, Q^2)$  rappresentano le funzioni di distribuzione dei quarks all'interno di ciascun nucleone [Gan96] [Gan98].

L'interazione di NC si scrive formalmente in maniera analoga a quella di CC, cambia la massa del bosone vettore e cambiano le funzioni di distribuzione. Tale interazione è importante per l'attenuazione che può produrre nel flusso di neutrini che attraversano la Terra.

In fig.2.2 è riportato il valor medio della variabile  $y$  di Bjorken, in funzione dell'energia del neutrino, per i processi di CC e di NC, sia per i neutrini che per gli antineutrini [Gan96]. Per ricavare la frazione di energia media che possiede il leptone prodotto a seguito dell'interazione di CC bisogna considerare la relazione:  $E_l = (1 - \langle y \rangle) E_\nu$ .

<sup>3</sup>La costante di accoppiamento di Fermi  $G_F = 1.16639 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  [pdg06].

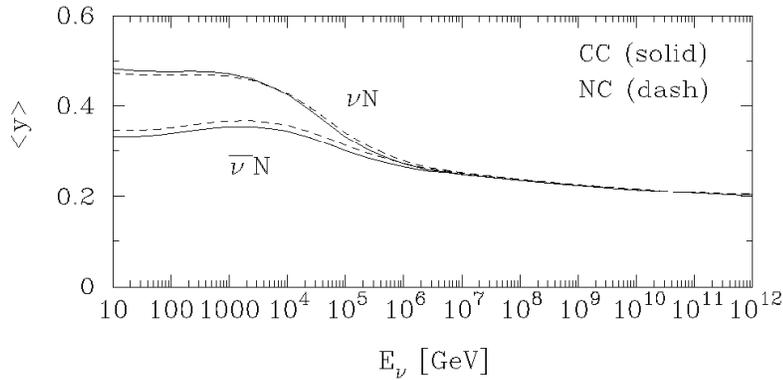


Figura 2.2: Valor medio della variabile  $y$  in funzione dell'energia del neutrino. La linea continua si riferisce al processo di CC e la linea tratteggiata a quello di NC [Gan96].

### 2.1.2 Andamento della sezione d'urto e della lunghezza d'interazione

La sezione d'urto d'interazione dei neutrini con i nucleoni è dipendente dall'energia. In fig.2.3 essa è riportata per le interazioni di CC e di NC, per neutrini ed antineutrini, nell'intervallo di energia  $10 \div 10^{12}$  GeV. Fino a circa  $10^4$  GeV la sezione d'urto cresce linearmente (in scala logaritmica) con l'energia; intorno a  $10^4 \div 10^6$  GeV, ad un incremento dell'energia del neutrino (antineutrino) corrisponde sempre un minore incremento della sezione d'urto; per energie  $> 10^6$  GeV l'andamento della sezione d'urto torna ad essere pressoché lineare [Gan98].

È possibile mettere in relazione la sezione d'urto con la lunghezza di interazione del neutrino  $L_{int}$ , definita come:

$$L_{int} \equiv \frac{1}{\sigma_{\nu N}(E_\nu) N_A}, \quad (2.4)$$

dove  $N_A$  è il *numero di Avogadro*<sup>4</sup>. In fig.2.4 è riportata la lunghezza d'interazione di neutrino ed antineutrino in funzione dell'energia, calcolata in base alla sezione d'urto, ed espressa in unità di densità di acqua equivalente [Gan98].

<sup>4</sup>Il numero di Avogadro  $N_A = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  [pdg06].

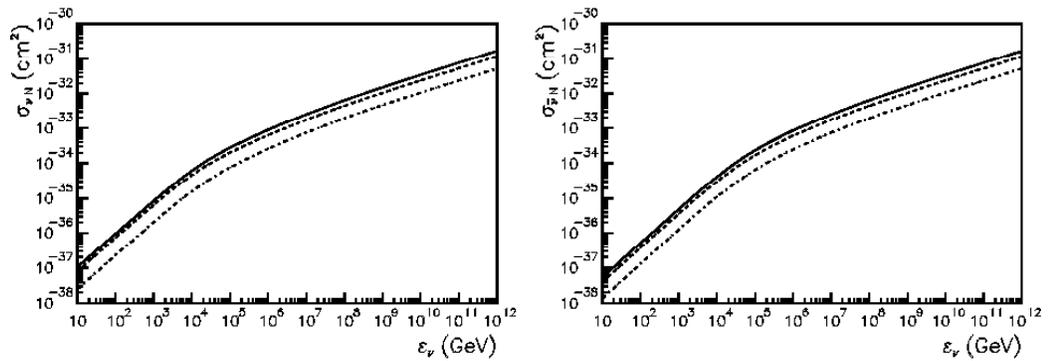


Figura 2.3: Sezione d'urto inclusiva  $\nu N$  (a sinistra) ed  $\bar{\nu} N$  (a destra) in funzione dell'energia. La linea a tratto e punto si riferisce al processo di NC, la linea tratteggiata al processo di CC e la linea continua alla sezione d'urto totale [Gan98].

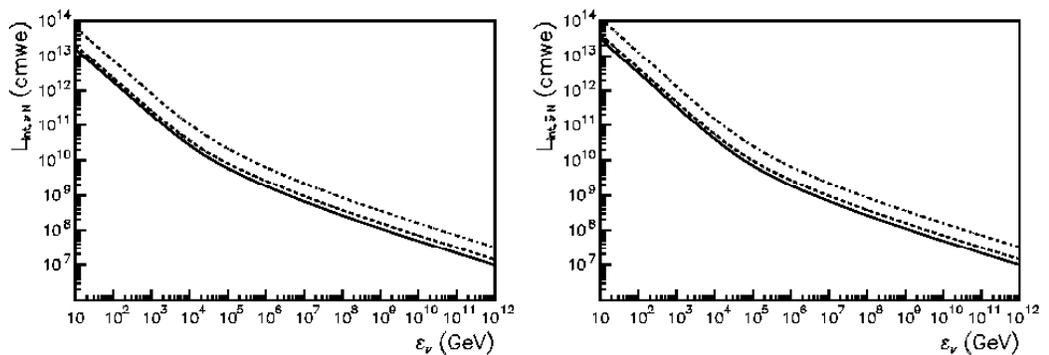


Figura 2.4: Lunghezza d'interazione su un nucleone bersaglio di neutrino (a sinistra) ed antineutrino (a destra), in funzione dell'energia. La linea a tratto e punto si riferisce al processo di NC, la linea tratteggiata al processo di CC e la linea continua alla sezione d'urto totale [Gan98].

Al fine di osservare i neutrini astrofisici, dai GeV ai PeV si può considerare la seguente schematizzazione:

- A basse energie, ovvero per  $E_\nu < 10$  GeV, i maggiori contributi alle

interazioni derivano da canali quali il *Quasi Elastic Scattering* (QES) ed il *Single Pion Production* (DIS) [Lip95].

- Nell'intervallo di energia  $10 \text{ GeV} < E_\nu < 10 \text{ TeV}$  il contributo principale è dato dal *Deep Inelastic Scattering* (DIS), la cui sezione d'urto cresce linearmente con l'energia sino ad  $E_\nu \approx 10 \text{ TeV}$ . Ad  $E_\nu = 1 \text{ TeV}$  la sezione d'urto vale:  $\sigma_{\nu N} \approx 10^{-35} \text{ cm}^2$ .
- Per valori dell'energia  $10 \text{ TeV} < E_\nu < 1 \text{ PeV}$  la sezione d'urto non ha più un andamento lineare e cresce come  $E_\nu^{0.4}$  [Per87]. In questo *range* di energia l'attenuazione del flusso dei neutrini che attraversa la Terra risulta trascurabile, favorendone la rivelazione per quelli provenienti dal basso.
- Ad energie maggiori, quindi per  $E_\nu > 1 \text{ PeV}$ , la Terra, avendo un raggio medio di circa  $6378 \text{ km}$  [pdg06], diventa opaca al passaggio dei neutrini. Infatti la lunghezza d'interazione neutrino-nucleone per  $E_\nu \geq 1 \text{ PeV}$  è  $\leq 2 \cdot 10^9 \text{ cmwe}$  (cm di acqua equivalente), mentre il diametro della Terra vale circa  $3.5 \cdot 10^9 \text{ cmwe}$ . Solo neutrini con grandi angoli di incidenza con il rivelatore percorrono una distanza minore della loro lunghezza di interazione e possono non essere assorbiti. La probabilità di trasmissione dei neutrini attraverso la Terra, in funzione dell'angolo di incidenza, è riportata in fig.2.7 di §2.2.

Pertanto, l'intervallo di energia nel quale è possibile effettuare osservazioni di neutrini astrofisici sfruttando la Terra risulta generalmente compreso tra i TeV e i PeV.

Ogni sapore di neutrino darà luogo, interagendo con la materia, alla produzione del leptone ad esso associato. In linea di principio è possibile riconoscere i tre tipi di leptoni, ma quello che ha le caratteristiche migliori è il muone, per la sua minima perdita di energia di interazione con la materia e per la relativa stabilità. Infatti il muone ha una vita media  $\tau_\mu = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ , molto maggiore del tauone  $\tau_\tau = 190.6 \cdot 10^{-15} \text{ s}$  [pdg06], che gli consente, in regime relativistico, di percorrere chilometri prima di decadere; l'elettrone, pur essendo stabile, interagisce prontamente con la materia producendo sciami elettromagnetici.

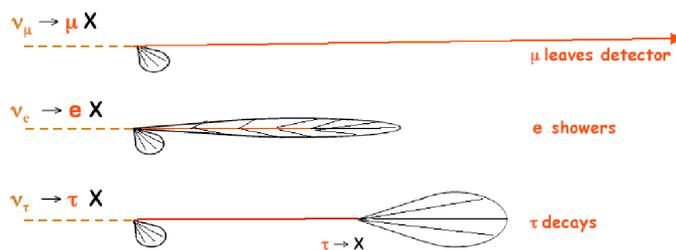


Figura 2.5: Segnature caratteristiche per i tre leptoni prodotti dai tre diversi sapori di neutrino [ANT].

### 2.1.3 Segnature per il riconoscimento dei vari sapori

L'interazione di corrente carica del neutrino con la materia dà luogo alla produzione del leptone associato al neutrino e ad adroni. In acqua questi producono uno sciame adronico che resta confinato in circa 20 m lungo il suo sviluppo longitudinale e in circa 10 m lungo lo sviluppo trasversale, in modo praticamente indipendente dall'energia, nell'intervallo 0.1 ÷ 100 TeV [Bru1]. Ad esempio, la lunghezza della traccia prodotta da un pione<sup>5</sup> carico si può scrivere nella seguente formula parametrica [Bru1]:

$$L_{\pi^\pm} = [3.28 \text{ m} + \log(E/\text{GeV}) 0.17 \text{ m}](E/\text{GeV}). \quad (2.5)$$

Il leptone, invece, si comporta in maniera molto diversa a seconda che si tratti di elettrone, muone o tauone (fig.2.5):

- Se il neutrino è elettronico, l'elettrone prodotto dà luogo ad uno sciame elettromagnetico con dimensioni longitudinali di pochi metri, essendo la sua lunghezza di radiazione in acqua di circa 36 cm. La lunghezza di traccia di un elettrone in acqua si può parametrizzare come segue:

$$L_e = 4.73 \text{ m} (E/\text{GeV}), \quad (2.6)$$

che dipende linearmente dall'energia, con fluttuazioni < 1% [Bru1]. Questi eventi sarebbero riconoscibili da un telescopio per neutrini con un reticolo di fototubi molto denso, altrimenti osservati come puntiformi.

<sup>5</sup>I pioni sono i mesoni meno massivi ( $m_{\pi^\pm} = 139.6 \text{ MeV}$  [pdg06]), quindi i più facili a prodursi nelle interazioni adroniche.

- Se il neutrino è tauonico, allora il tau produce una segnatura caratteristica dovuta al fatto che ha una breve vita media. A seguito del suo decadimento, che può avvenire attraverso diversi canali, si ha infatti un secondo sciame. La caratterizzazione del tau è quindi la seguente: un primo sciame, una breve traccia di lunghezza dipendente dall'energia, ed un secondo sciame. I decadimenti portano ad una rigenerazione dei vari sapori di neutrino, con produzione di  $\nu_\tau$  di circa il 35%. L'osservazione del tau è interessante per lo studio dell'oscillazione dei neutrini. Nelle sorgenti, infatti, è prevista essenzialmente la produzione di neutrini del muone e dell'elettrone; l'osservazione del tau darebbe quindi conferma dell'ipotesi di oscillazione. In proporzione sono attesi dalle sorgenti  $\nu_\tau : \nu_\mu : \nu_e = 0 : 2 : 1$ , sotto ipotesi di oscillazione la proporzione tende a  $\nu_\tau : \nu_\mu : \nu_e = 1 : 1 : 1$ . Anche dalle interazioni dei raggi cosmici in atmosfera è attesa un'analogia proporzione di neutrini come quella prevista dalle sorgenti, se l'energia dei muoni è al di sotto dei 10 GeV (poiché ne avviene il decadimento) [Hal05].
- Se il neutrino è muonico, la segnatura è ottimale poiché si ottiene una traccia dal muone generato che può estendersi anche per diversi km, a partire da valori della sua energia dell'ordine del TeV (§2.3.5).

## 2.2 Muoni da neutrini astrofisici

I muoni sono fermioni di spin 1/2, hanno carica elettrica uguale all'elettrone, massa pari a 105.6 MeV, vita media di 2.2  $\mu$ s [pdg06]. Gli antimuoni hanno le stesse caratteristiche, cambia il segno della carica elettrica.

Quando un neutrino muonico (antineutrino) interagisce tramite CC con la materia, genera un muone (antimuone) secondo l'interazione:

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \mu^-(\mu^+) + X. \quad (2.7)$$

Il muone così prodotto ha un'energia pari a circa il 50 ÷ 60% dell'energia del neutrino che lo ha generato [Boh92] (§2.1.1). Con tale energia il muone è relativistico, pertanto in un mezzo trasparente provoca la produzione di luce Čerenkov.

Con un opportuno reticolo di sensori ottici (fotomoltiplicatori) è quindi possibile ricostruire la traccia del muone e di conseguenza quella del neutrino

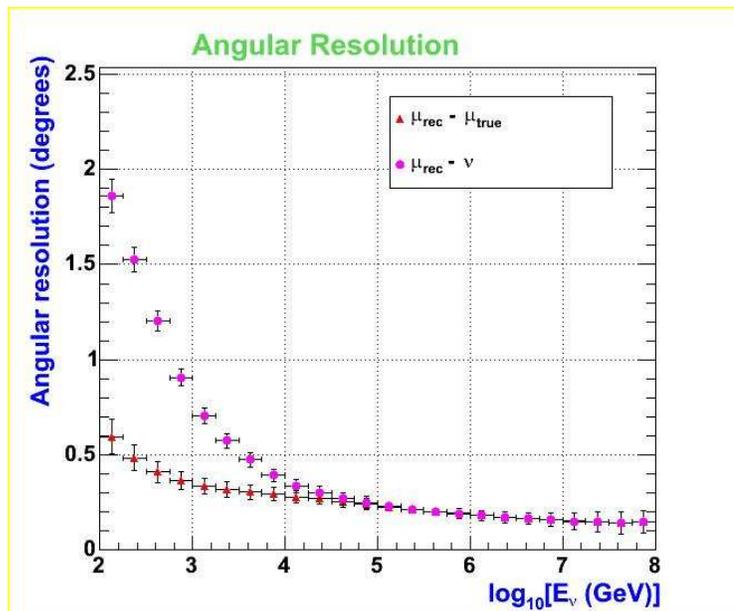


Figura 2.6: Risoluzione angolare in funzione dell'energia del neutrino. In rosso è riportata la differenza in gradi tra la traccia del muone ricostruito ( $\mu_{rec}$ ) e del muone vero ( $\mu_{true}$ ); in viola è riportata la differenza in gradi tra la traccia del muone ricostruito ( $\mu_{rec}$ ) e la traccia del neutrino che lo ha generato ( $\nu$ ) [ANT].

astrofisico che lo ha prodotto. Estrapolato utilizzando dati sperimentali a basse energie, si trova che l'angolo medio di produzione del muone  $\langle \theta_{\nu\mu} \rangle$  vale [ANT99]:

$$\langle \theta_{\nu\mu} \rangle \approx \frac{0.7^\circ}{E_\nu^{0.6} [TeV]}. \quad (2.8)$$

Pertanto, al crescere dell'energia del neutrino si ha l'angolo di produzione del muone meno dispersivo. In fig.2.6 è riportata la mediana della risoluzione angolare in funzione dell'energia del neutrino: in rosso c'è la differenza in gradi tra la traccia del muone ricostruito ( $\mu_{rec}$ ) e quella del muone vero ( $\mu_{true}$ ); in viola c'è la differenza in gradi tra la traccia del muone ricostruito ( $\mu_{rec}$ ) e la traccia del neutrino che lo ha generato ( $\nu$ ). La ricostruzione si riferisce a simulazioni realizzate dall'esperimento ANTARES (App.A). È evidente che la cinematica dell'interazione domina per  $E_\nu < 10^4$  GeV; per

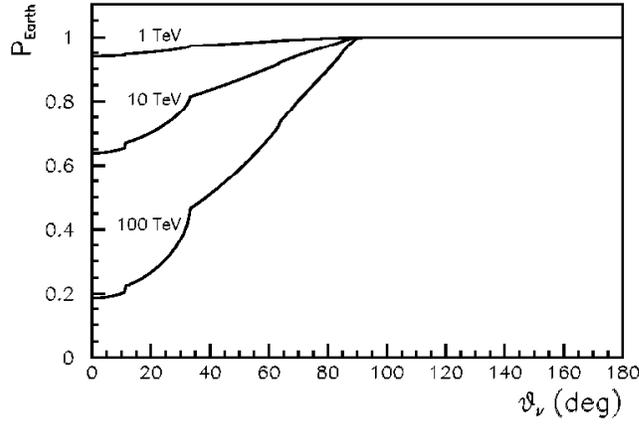


Figura 2.7: Probabilità di trasmissione dei neutrini attraverso la Terra in funzione dell'angolo di incidenza, per valori dell'energia pari ad 1, 10 e 100 TeV [Gan98].

$E_\nu \geq 10^4$  GeV cinematica e ricostruzione diventano confrontabili.

Date le caratteristiche di un rivelatore, è possibile determinare il numero di muoni indotti da neutrini al rivelatore stesso. Sia  $E_\nu$  l'energia di un neutrino ed  $E_\mu$  l'energia del muone prodotto (maggiore dell'energia di soglia  $E_\mu^{th}$  rivelabile dall'apparato), allora la probabilità di induzione  $P_{\nu\mu}$  si scrive:

$$P_{\nu\mu}(E_\nu, E_\mu) = N_A \int_0^{E_\nu} \frac{d\sigma_\nu}{dE_\mu}(E_\nu, E_\mu) \cdot R_{eff}(E_\nu, E_\mu^{th}) \cdot dE_\mu, \quad (2.9)$$

dove  $N_A$  è il numero di Avogadro ed  $R_{eff}$  rappresenta il percorso effettivo del muone.  $R_{eff}$  è funzione della probabilità  $P_s$  che un muone di energia  $E_\mu$  possa raggiungere il rivelatore con un'energia di soglia  $E_\mu^{th}$ , dopo una propagazione in acqua lungo la distanza  $x$ :

$$R_{eff}(E_\nu, E_\mu) = \int_0^\infty P_s(E_\mu, E_\mu^{th}, x) dx. \quad (2.10)$$

L'espressione di  $P_{\nu\mu}$ , per un'energia di soglia al rivelatore di 1 GeV, può essere parametrizzata come segue:

$$P_{\nu\mu} = 1.3 \cdot 10^{-6} E_\nu^\alpha (TeV), \quad (2.11)$$

con  $\alpha = 2.2$ , per  $10^{-3} \text{ TeV} < E_\nu < 1 \text{ TeV}$ ; ed  $\alpha = 0.8$ , per  $1 \text{ TeV} < E_\nu < 10^3 \text{ TeV}$  [GHS95]. Pertanto, il flusso dei muoni indotti al rivelatore si scrive:

$$\Phi_\mu(E_\mu^{min}, \vartheta_\nu) = \int_{E_\nu} P_{\nu\mu}(E_\nu, E_\mu^{th}) \cdot \exp[-\sigma_{tot}(E_\nu)x(\vartheta_\nu)N_A] \cdot \Phi_\nu(E_\nu, \vartheta_\nu) dE_\nu, \quad (2.12)$$

dove l'esponenziale tiene conto dell'assorbimento attraverso la Terra dei neutrini, dipendente dalla loro energia ( $E_\nu$ ) e direzione ( $\vartheta_\nu$ ). Il *rate* di muoni si ottiene dal prodotto  $\Phi_\mu \cdot A_{eff}$ , dove  $A_{eff}$  è l'area efficace del rivelatore (§2.6.1), funzione della sua area geometrica, del tempo di osservazione e dell'efficienza di rivelazione.

In fig.2.7 è riportata la probabilità di trasmissione dei neutrini attraverso la Terra in funzione dell'angolo di incidenza rispetto allo zenit, per valori dell'energia pari ad 1, 10 e 100 TeV [Gan98]. È evidente che all'aumentare dell'energia dei neutrini la Terra diviene sempre più opaca al loro transito, a meno che non si osservino eventi provenienti da angoli sempre più prossimi all'orizzonte.

### 2.3 Interazioni dei muoni con la materia

I neutrini vengono rivelati in maniera “indiretta”, osservando cioè le interazioni che i leptoni da essi prodotti hanno con la materia. I muoni, tra le 3 specie di leptoni, hanno la segnatura migliore per essere rivelati attraverso i telescopi per neutrini. Pertanto la conoscenza delle interazioni muone-materia è fondamentale per poter risalire alla presenza dei neutrini.

La particolare segnatura dei muoni è dovuta alla loro caratteristica di interagire in modo blando con la materia, con conseguenti piccole perdite di energia e possibilità di percorrere lunghe distanze in linea pressoché retta.

L'interazione dei muoni con la materia riguarda la ionizzazione, la radiazione di *bremstrahlung*, la creazione di coppie  $e^+e^-$ , l'interazione fotonucleare, la diffusione e l'effetto Čerenkov.

L'effetto Čerenkov è l'interazione che permette la ricostruzione della traccia del muone - quindi la direzione di provenienza del neutrino - attraverso la luce prodotta dal passaggio del muone in acqua. La luce Čerenkov utile ai fini della ricostruzione non è solo quella prodotta lungo la traccia del muone, ma anche quella che viene a prodursi attraverso gli elettroni presenti negli *sciami elettromagnetici* generati attraverso processi quali *bremstrahlung* o creazione di coppie.

L'energia persa da un muone in interazione con la materia è funzione dell'energia del muone stesso. La produzione di coppie, ad esempio, è un effetto "a soglia": si può avere solo se è disponibile un'energia almeno pari a 2 volte la massa a riposo dell'elettrone.

### 2.3.1 Ionizzazione

Se l'energia dei muoni nell'attraversare un mezzo materiale è inferiore ad un centinaio di GeV, le perdite radiative possono essere trascurate e la perdita di energia per unità di cammino (*stopping power*) è espressa dalla formula di Bethe-Block:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left( \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \Gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta_\rho}{2} - \frac{C}{Z} \right)^2, \quad (2.13)$$

dove  $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$  ( $N_A$  è il numero di Avogadro ed  $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$  è il raggio classico dell'elettrone),  $z$  e  $Z$  sono, rispettivamente, il numero atomico della particella incidente ed il numero atomico del materiale,  $A$  è il numero di massa del materiale,  $I$  è il potenziale medio di eccitazione del mezzo,  $\beta$  è la velocità della particella normalizzata alla velocità della luce,  $\Gamma$  è il fattore di Lorentz,  $T_{max}$  è l'energia cinetica massima che può essere trasferita ad un elettrone libero in un singolo processo di collisione:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \Gamma^2}{1 + 2\frac{m_e}{m_\mu} \sqrt{1 + \beta^2 \Gamma^2} + \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2}, \quad (2.14)$$

con  $m_\mu$  massa del muone;  $\delta_\rho$  è un fattore di correzione dovuto ad effetti di densità che diventa importante a basse energie,  $C$  è invece un termine di correzione quando si è ad alte energie [Hag02]. In fig.2.8 è riportata, per confronto, la perdita di energia per ionizzazione del muone in acqua e nella roccia [Hag02].

Gli elettroni emessi a seguito della ionizzazione prendono il nome di raggi  $\delta$ . La distribuzione dei raggi  $\delta$ , con energia cinetica  $I \ll T \leq T_{max}$ , si scrive:

$$\frac{d^2 N}{dT dx} = \frac{1}{2} K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \frac{F(T)}{T^2}, \quad (2.15)$$

dove  $F(T)$  è una funzione che dipende dallo spin della particella incidente. Per una particella di spin 1/2, come il muone:

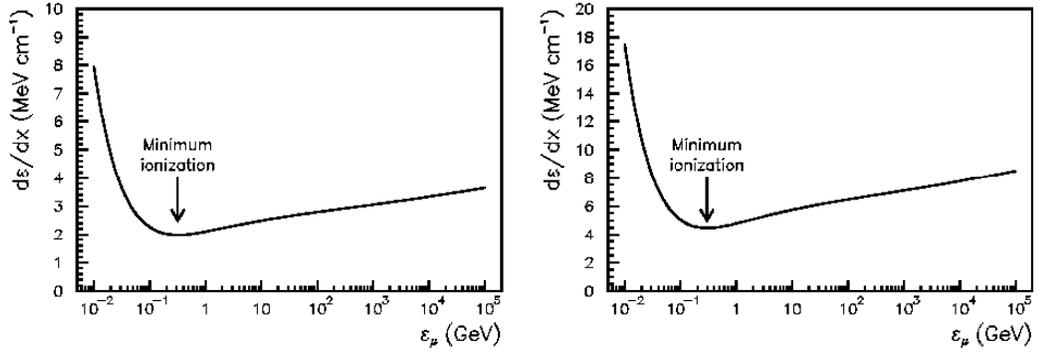


Figura 2.8: Perdita di energia per ionizzazione del muone in acqua (sinistra) e nella roccia (destra) [Hag02].

$$F(T) = 1 - \beta^2 \frac{T}{T_{max}} + \frac{T^2}{2E}, \quad (2.16)$$

che vale circa 1 se  $T \ll T_{max}$ . L'angolo  $\theta$  di emissione del raggio  $\delta$  di momento lineare  $p$ , si scrive:

$$\cos\theta = \frac{T}{p} \cdot \frac{p_{max}}{T_{max}}, \quad (2.17)$$

dove  $p_{max}$  è il momento lineare che ha il raggio  $\delta$  con il massimo trasferimento possibile di energia cinetica  $T_{max}$ .

### 2.3.2 Bremsstrahlung

La radiazione di bremsstrahlung (frenamento) è dovuta alla presenza di campi elettrici - prodotti da nuclei o particelle cariche - che interagiscono con una particella carica.

La sezione d'urto del processo, per i muoni, si scrive [PS68]:

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \alpha^3 \left( 2Z\lambda_e \frac{m_e}{m_\mu} \right)^2 \frac{1}{\epsilon} \left( \frac{4}{3} - \frac{4}{3}\epsilon + \epsilon^2 \right) \varphi, \quad (2.18)$$

dove  $\alpha$  è la *costante di struttura fine*<sup>6</sup>,  $\lambda_e$  è la lunghezza di interazione dell'elettrone,  $\epsilon$  è la perdita frazionale di energia e  $\varphi$  dipende dal numero atomico  $Z$ .

La perdita di energia per unità di cammino, vale [PS68]:

$$-\frac{dE}{dx} = E \frac{N}{A} \int_0^{\epsilon_{max}} \epsilon \frac{d\sigma}{d\epsilon} d\epsilon, \quad (2.19)$$

dove  $\epsilon_{max} = 1 - \frac{3}{4}\sqrt{e}(m_\mu/E)Z^{1/3}$ , con  $e$  numero di Nepero<sup>7</sup>. Poiché la perdita di energia cresce all'incirca linearmente con l'energia della particella, viene solitamente definita una lunghezza di radiazione  $X_0$  che rappresenta la distanza entro la quale la particella perde una frazione di energia pari a  $1 - 1/e$ ; per rendere la lunghezza di radiazione indipendente dal mezzo viene espressa in  $g/cm^2$ .

### 2.3.3 Creazione di coppie

La creazione di una coppia  $e^+e^-$  può avvenire solo se è disponibile un'energia almeno pari a 2 volte la massa a riposo dell'elettrone ( $2 \cdot 0.511$  MeV): il muone interagendo con il campo elettrico di un nucleo emette un fotone virtuale che converte in una coppia  $e^+e^-$ .

La sezione d'urto può essere parametrizzata nel seguente modo [KP71]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\epsilon dr} = \alpha^4 \frac{2}{3\pi} (Z\lambda_e)^2 \frac{1-\epsilon}{\epsilon} \left( \phi_e + \frac{m_e^2}{m_\mu^2 \phi_\mu} \right), \quad (2.20)$$

essendo  $r = (E^+ - E^-)/(E^+ + E^-)$  un parametro detto *di asimmetria*,  $\phi_e$  e  $\phi_\mu$  corrispondono a differenti diagrammi di QED che contengono anche correzioni relative ai *fattori di forma* di atomi e nuclei. L'energia persa si scrive:

$$-\frac{dE}{dx} = 2E \frac{N}{A} \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} \epsilon \int_0^{\rho_{max}} \frac{d^2\sigma}{d\epsilon dr} d\epsilon dr. \quad (2.21)$$

<sup>6</sup>La costante di struttura fine  $\alpha = e^2/2\epsilon_0 hc \cong 1/137$ , dove  $e$  è la carica elettrica dell'elettrone,  $\epsilon_0$  è la costante dielettrica nel vuoto,  $h$  è la costante di Plank e  $c$  è la velocità della luce nel vuoto.

<sup>7</sup>Il numero di Nepero  $e = 2.718$ .

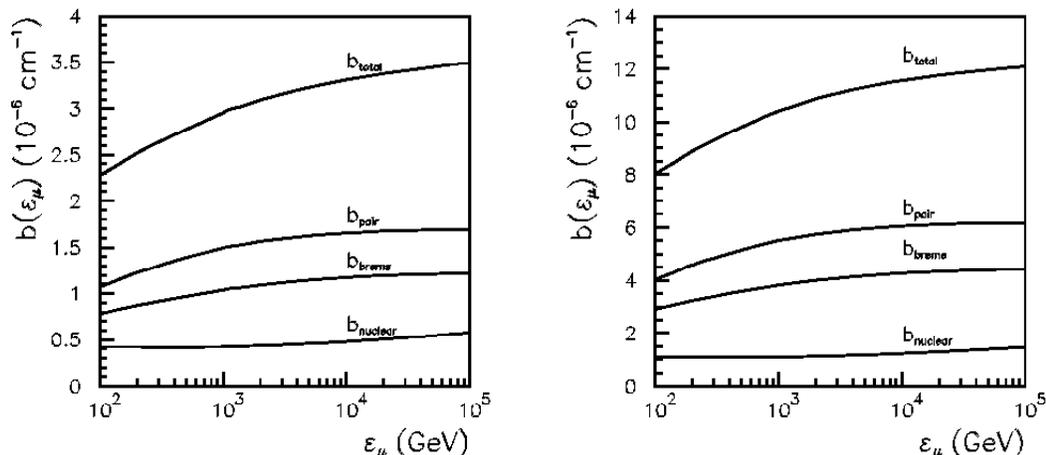


Figura 2.9: Confronto tra i contributi all'energia persa dai muoni per produzione di coppie, emissione di bremsstrahlung e interazione fotonucleare in acqua (a sinistra) e nella roccia (a destra). È riportato anche la perdita totale dovuta ai 3 contributi [Hag02].

### 2.3.4 Interazione fotonucleare

L'interazione del muone con il mezzo attraversato può dar luogo all'emissione di fotoni di alta energia ( $\gtrsim$  MeV) i quali possono a loro volta interagire direttamente con i nuclei, frammentandoli.

La sezione d'urto del processo è proporzionale alla sezione d'urto totale  $\sigma_{\gamma N}$ , con assorbimento di un fotone di energia  $E_\gamma$  da parte di un nucleone. Una parametrizzazione della sezione d'urto è stata data da Bezrukov e Bugaev, e prevede, per la perdita frazionale di energia  $\epsilon$ , i seguenti limiti di integrazione [BB81]:

$$\frac{1}{E} \left( m_\pi + \frac{m_\pi^2}{2m_N} \right) \leq \epsilon \leq 1 - \left( 1 + \frac{m_\mu^2}{m_N^2} \right) \frac{m_N}{2E}. \quad (2.22)$$

La frammentazione del nucleo darà luogo ad uno sciame di tipo adronico.

### 2.3.5 Relazione tra i processi di interazione

Ad energie sufficientemente alte la produzione di coppie, l'emissione di bremsstrahlung e l'interazione fotonucleare diventano più importanti della io-

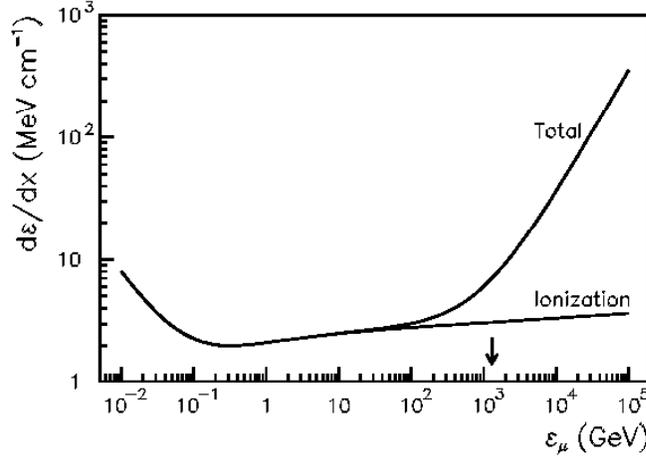


Figura 2.10: Confronto dell'energia persa dai muoni per sola ionizzazione e in totale tra ionizzazione e processi radiativi, in acqua. La freccia indica il valore dell'energia critica, ovvero il valore dell'energia per il quale ionizzazione e processi radiativi si eguagliano [Hag02].

nizzazione. Tali processi sono caratterizzati da piccole sezioni d'urto, spettri "duri" in energia con grandi fluttuazioni, sciame elettromagnetici e adronici ad essi associati. Risulta pertanto inadeguata una trattazione dell'energia persa dai muoni come un processo uniforme e continuo. In media l'energia persa può essere comunque stimata attraverso la seguente relazione:

$$-\frac{dE}{dx} = a(E) + b(E)E, \quad (2.23)$$

dove  $a(E)$  rappresenta l'energia persa per ionizzazione (fig.2.8) e  $b(E)$  prende in considerazione le interazioni dovute alla produzione di coppie, all'emissione di bremsstrahlung e all'interazione fotonucleare (fig.2.9). I due coefficienti sono lentamente variabili con l'energia e si possono approssimare con una costante.

Pertanto, un muone di energia iniziale  $E_\mu$  percorre in media una distanza:

$$R_\mu \sim \frac{1}{b} \ln \left( 1 + \frac{E_\mu}{E_\mu^c} \right), \quad (2.24)$$

essendo  $E_\mu^c = a/b$  l'energia critica, definita come l'energia alla quale la ionizzazione ed i processi radiativi si eguagliano. Per valori dell'energia minori

dell'energia critica domina la ionizzazione; per valori superiori ad  $E_\mu^c$  dominano invece i processi radiativi (fig.2.10) [Hag02]. In acqua i valori dei coefficienti sono:  $a \approx 2$  MeV/cm e  $b \approx 3.4 \cdot 10^{-6}$  cm<sup>-1</sup>.  $R_\mu \approx 3$  km per  $E_\mu = 1$  TeV, ed  $R_\mu \approx 15$  km per  $E_\mu = 10$  TeV.

### 2.3.6 Diffusione multipla

L'interazione con i campi elettrici prodotti dai nuclei porta il muone a subire diffusione. Il numero medio di tali interazioni indipendenti è grande, ma l'energia persa è molto piccola o addirittura trascurabile rispetto all'energia totale. A piccoli angoli di diffusione la distribuzione che si ottiene è gaussiana; a grandi angoli la distribuzione diventa asimmetrica, producendo una coda [Leo96].

Oltre che dai campi coulombiani, la deflessione per i muoni avviene anche in processi stocastici quali bremsstrahlung e creazione di coppie, conseguenza della conservazione del *quadrangolo* [VG86].

### 2.3.7 Effetto Čerenkov

L'effetto Čerenkov è il fenomeno sul quale si basano i telescopi per neutrini, al fine di ricostruire le tracce dei muoni da essi generate. La ricostruzione, infatti, avviene attraverso il segnale prodotto nei fototubi dalla luce Čerenkov ottenuta dal transito dei muoni in acqua.

Una particella carica che si propaga all'interno di un mezzo dielettrico con una velocità  $v$  maggiore della velocità della luce nel mezzo  $c/n$  ( $n$  è l'indice di rifrazione del mezzo), dà luogo ad emissione di radiazione Čerenkov.

Tale fenomeno è un effetto di polarizzazione del mezzo attraversato, dovuto alla presenza del campo elettrico generato dalla carica della particella. Infatti, se  $v < c/n$  l'effetto della polarizzazione è nullo poiché il campo è simmetrico. Invece, se  $v > c/n$  il campo è asimmetrico e il dielettrico viene polarizzato in maniera asimmetrica, quindi gli impulsi elettromagnetici non si compensano del tutto e l'impulso risultante è non nullo. In fig.2.11 è riportata un'illustrazione del fenomeno.

La direzione della radiazione è individuata da un angolo caratteristico  $\vartheta_C$ , detto angolo Čerenkov, tale che le onde emesse lungo la traccia della particella interferiscono costruttivamente, generando un fronte d'onda piano. L'angolo Čerenkov è funzione dell'indice di rifrazione del mezzo - quindi della lunghezza d'onda  $\lambda$  della radiazione emessa - e della velocità della particella.

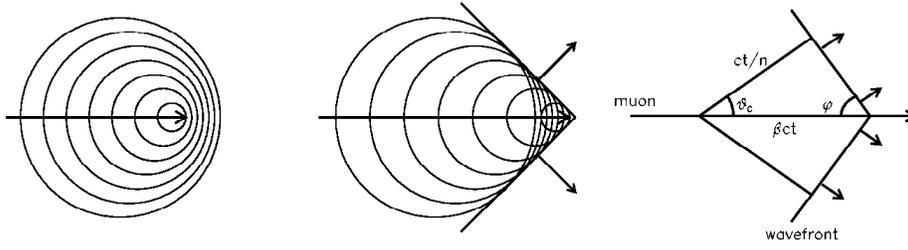


Figura 2.11: Fronti d'onda prodotti in un dielettrico dal passaggio di una particella carica con  $v < c/n$  (a sinistra) e con  $v > c/n$  (al centro). Costruzione di Huygens del fronte d'onda Čerenkov (a destra).

Utilizzando la costruzione di Huygens del fronte d'onda piano (fig.2.11), si ottiene:

$$\cos\vartheta_C = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n}, \quad (2.25)$$

dove  $\beta = v/c$ . La dipendenza dell'angolo Čerenkov dalla velocità della particella, al variare dell'indice di rifrazione, è riportata in fig.2.12.

L'energia di soglia alla quale si produce l'effetto Čerenkov è data dalla condizione  $\cos\vartheta_C = 1$ , pertanto  $\beta_{soglia} = 1/n$ . In acqua, quindi con  $n = 1.34$ , l'energia di soglia per i muoni vale circa 158.7 MeV.

Il numero di fotoni Čerenkov  $N_C$  emessi ad una data lunghezza d'onda  $\lambda$  da una particella di carica  $Ze$ , per unità di percorso  $dx$  e di energia  $dE$ , si scrive:

$$\frac{d^2 N_C}{dE dx} = \frac{2\pi\alpha(Ze)^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right). \quad (2.26)$$

Data la dipendenza del numero di fotoni da  $\lambda^{-2}$ , si evince che  $N_C$  è maggiore per lunghezze d'onda corrispondenti al BLU-UV, nella regione visibile dello spettro elettromagnetico. Il numero di fotoni, per unità di lunghezza di traccia, vale [Hag02]:

$$N_C = \frac{2\pi\alpha(Ze)^2}{c} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \nu d\nu = \frac{2\pi\alpha(Ze)^2}{c} \int \sin^2(\vartheta_C) \nu d\nu, \quad (2.27)$$

essendo  $\nu$  la frequenza della luce. Nell'intero spettro visibile il numero di fotoni emessi è di circa  $500 \cdot \sin^2(\vartheta_C)$ , per ogni cm di traccia.

Per un muone che si propaga in acqua  $N_C \approx 220$  per cm di traccia, con l'angolo  $\vartheta_C \approx 42^\circ$ .

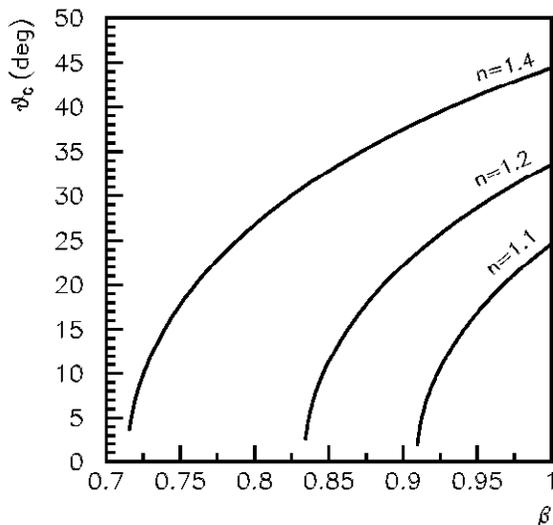


Figura 2.12: Dipendenza dell'angolo Čerenkov  $\vartheta_C$  dalla velocità della particella  $\beta$ , al variare dell'indice di rifrazione  $n$  [Hag02].

### 2.3.8 Emissione Čerenkov da sciame elettromagnetici

Le interazioni dei muoni con la materia portano alla produzione di particelle quali fotoni, raggi  $\delta$  (cioè elettroni) e coppie  $e^+e^-$ . Tali particelle se hanno energia sufficientemente elevata possono dar luogo a sciame elettromagnetici, altrimenti dissipano la loro energia ionizzando il mezzo nel quale si muovono.

Negli sciame elettromagnetici sono presenti gli elettroni, anch'essi soggetti all'effetto Čerenkov. La loro energia di soglia per l'emissione in acqua vale circa 0.768 MeV. La luce Čerenkov così prodotta contribuisce alla ricostruzione delle tracce dei muoni.

Gli sciame elettromagnetici possono essere intesi come una sequenza di processi radiativi (bremsstrahlung) e di eventi di produzione di coppie  $e^+e^-$ .

Esiste un semplice modello per illustrare lo sviluppo di uno sciame elettromagnetico, nel quale si suppone che ad ogni lunghezza di radiazione ( $\lambda_0$ ) una particella di energia iniziale  $E_0$  dia luogo alla produzione di 2 particelle di energia  $E_0/2$ . Così, se lo sciame è iniziato da un elettrone la sua interazione con il campo elettromagnetico di un nucleo dà luogo all'emissione di un fotone di bremsstrahlung entro  $1\lambda_0$ , ottenendo un fotone ed un elettro-

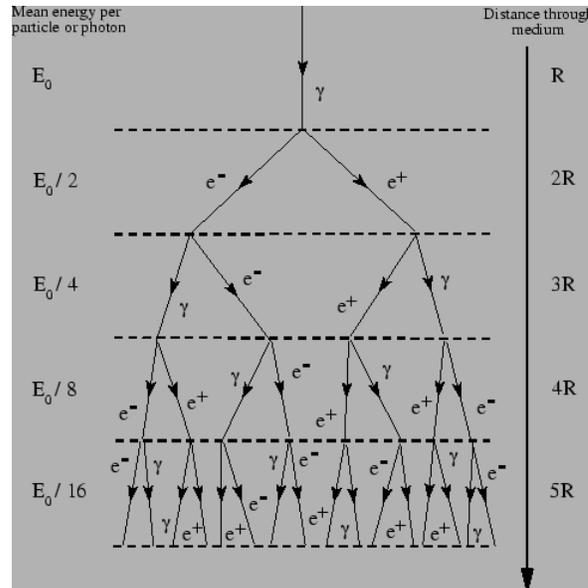


Figura 2.13: Rappresentazione schematizzata di uno sciame elettromagnetico.

ne entrambi di energia  $E_0/2$ ; entro  $2\lambda_0$  il fotone produce una coppia  $e^+e^-$  e l'elettrone iniziale emette un nuovo fotone di bremsstrahlung, ottenendo così 4 particelle di energia  $E_0/4$ ; all'ennesimo passo si avranno  $2^n$  particelle, di energia  $E_0/2^n$ . Lo stesso discorso vale per un fotone, la cui interazione iniziale darà luogo ad una coppia  $e^+e^-$  (fig.2.13). La produzione di particelle continua fino a quando l'energia delle singole particelle non eguaglia l'energia critica del mezzo ( $E_{em}^c$ ), definita come l'energia alla quale la sezione d'urto di bremsstrahlung e quella di ionizzazione si equivalgono. A questo punto lo sciame ha raggiunto il suo massimo, ovvero si è ottenuto il massimo numero di particelle producibili, pari a  $N_{em}^{max} \approx E_0/E_c$ , ad una distanza dalla prima interazione pari a  $\lambda_{max} \approx \ln(E_0/E_c)$ , espressa in unità di  $\lambda_0$ .

Gli sciame elettromagnetici producono luce Čerenkov con un numero di fotoni proporzionale alla loro energia:

$$N_{\gamma C}^{(em)} = D_{em} E_0. \quad (2.28)$$

Da simulazioni di sciame elettromagnetici in acqua effettuate da Bezrukov e Bugaev risulta che  $D_{em} \approx 163$  fotoni/MeV, nell'intervallo di lunghezza d'onda  $300 \div 600$  nm [BB81]. La distribuzione angolare della luce Čerenkov da

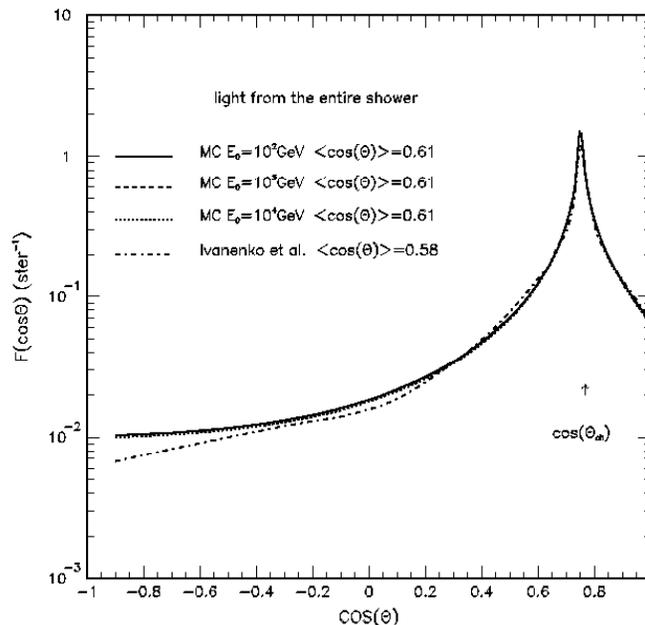


Figura 2.14: Distribuzione angolare integrale normalizzata dei fotoni Čerenkov prodotti in acqua da sciame elettromagnetici di energia pari a  $10^2$ ,  $10^3$  e  $10^4$  GeV [BB81].

essi ricavata è riportata in fig.2.14.

I fotoni Čerenkov da sciame elettromagnetici contribuiscono alla ricostruzione delle tracce dei muoni, ma danno luogo ad una differenza in tempi tra il segnale da essi prodotto su un sensore rispetto al segnale prodotto da un fotone che parte direttamente dalla traccia del muone e si propaga lungo il fronte d'onda Čerenkov. D'altra parte, anche un fotone Čerenkov emesso lungo la traccia del muone può produrre una differenza in tempi tra il tempo Čerenkov atteso e quello dell'*hit*, dovuto alla *diffusione* della luce in acqua.

Questi fenomeni, che causano quindi una differenza di tempi tra il tempo che impiegherebbe un fotone appartenente al fronte d'onda Čerenkov per produrre un hit e il tempo effettivamente impiegato da un fotone Čerenkov diffuso o da un fotone prodotto da un elettrone di uno sciame elettromagnetico, prendono il nome di *scarti temporali*. Poiché la ricostruzione delle tracce dei muoni si basa sui tempi degli hit che vengono acquisiti dai sensori, la conoscenza degli scarti temporali risulta molto importante. Nel §4.8 si riporta

lo studio sotto simulazione Monte Carlo degli scarti temporali, effettuato per il telescopio per neutrini NEMO.

## 2.4 Propagazione della luce in acqua

I fotoni di luce Čerenkov prodotti in acqua dalle particelle cariche relativistiche sono soggetti ad *assorbimento* e a *diffusione*.

L'assorbimento dà luogo ad una diminuzione dell'ampiezza del segnale prodotto dalla particella, poiché si riduce il numero di fotoni che dalla traccia si propaga verso i sensori ottici. La diffusione cambia la direzione di provenienza dei fotoni - quindi i tempi di arrivo sui fotomoltiplicatori -, inducendo una non perfetta ricostruzione della traccia.

La trasparenza dell'acqua viene definita attraverso le *proprietà ottiche inerenti*, tali che la lunghezza di assorbimento  $L_a(\lambda)$  e la lunghezza di diffusione  $L_b(\lambda)$  sono in relazione tra loro attraverso la lunghezza di *attenuazione*  $L_c(\lambda)$ :

$$\frac{1}{L_c(\lambda)} = \frac{1}{L_a(\lambda)} + \frac{1}{L_b(\lambda)}. \quad (2.29)$$

Tali parametri sono definiti attraverso la legge di Lambert:

$$I_{a,b,c}(\lambda, x) = I_0(\lambda) \exp[-x/L_{a,b,c}(\lambda)], \quad (2.30)$$

dove  $I$  ed  $I_0$  rappresentano, rispettivamente, l'intensità del fascio incidente sul rivelatore e l'intensità del fascio emesso dalla sorgente,  $x$  è la traiettoria percorsa in acqua.

In acqua l'assorbimento e la diffusione della luce sono fortemente dipendenti dalla lunghezza d'onda.

La massima lunghezza di assorbimento si ha nell'intervallo 350 ÷ 550 nm, laddove i fotomoltiplicatori hanno la loro massima efficienza quantica e l'emissione Čerenkov è più intensa. Nell'acqua di mare contribuiscono all'assorbimento anche micro-organismi e sostanze disciolte. In fig.2.15 è riportato il coefficiente di assorbimento in funzione della lunghezza d'onda, per l'acqua pura e per l'acqua di mare [Mob94].

La massima lunghezza di diffusione si ha intorno ai 300 ÷ 450 nm, e può avvenire con o senza variazione della lunghezza d'onda della luce. I processi di diffusione senza variazione di lunghezza d'onda sono due: la diffusione di Rayleigh sulle molecole (con dipendenza spettrale di  $\lambda^{-4}$  e simmetria in

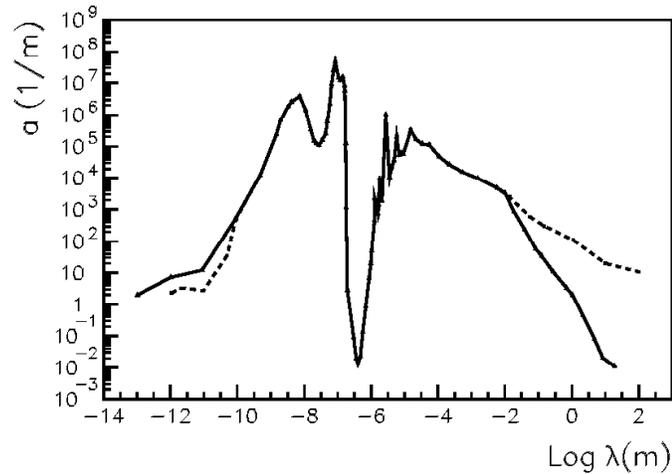


Figura 2.15: Coefficiente di assorbimento in funzione della lunghezza d'onda per l'acqua pura (tratto continuo) e per l'acqua marina (tratto a punti) [Mob94]. Il minimo del coefficiente di assorbimento corrisponde al massimo per la lunghezza di assorbimento ( $350 \div 550$  nm).

avanti e all'indietro) e la diffusione di Mie su particelle di grandi dimensioni (con dipendenza spettrale di  $\lambda^{-2}$  e distribuzione angolare piccata in avanti). La diffusione della luce con variazione di lunghezza d'onda avviene con minore probabilità rispetto a quella senza variazione e riguarda, ad esempio, l'effetto Raman [Mob94].

Per caratterizzare la diffusione in acqua bisogna conoscere la funzione di diffusione angolare per unità di distanza e di angolo solido  $\beta(\vartheta, \lambda)$ , che definisce la sezione d'urto differenziale di diffusione per unità di volume dipendente dall'angolo di diffusione  $\vartheta$  e lunghezza d'onda  $\lambda$ . Pertanto  $\beta(\vartheta, \lambda)$  indica l'intensità di diffusione per unità di irradiazione incidente e per unità di volume d'acqua. La sua integrazione sull'angolo solido restituisce la potenza totale diffusa per unità di irradiazione incidente e per unità di volume d'acqua, ovvero il coefficiente di diffusione  $b(\lambda)$ .

## 2.5 Caratteristiche del sito di un telescopio per neutrini

Per ottenere buone prestazioni da un telescopio per neutrini, questo dovrà essere installato in luoghi nei quali l'acqua presenta buone caratteristiche riguardo l'assorbimento e la diffusione della luce. Sono richieste le seguenti proprietà:

1. la lunghezza di assorbimento deve essere sufficientemente grande da permettere una certa spaziatura tra i sensori ottici, in modo che si possa instrumentare il maggior volume possibile di acqua a parità di numero di fotomoltiplicatori;
2. la lunghezza di diffusione deve essere abbastanza grande da preservare la direzionalità della luce Čerenkov, al fine di avere una buona ricostruzione delle tracce dei muoni e quindi una buona risoluzione angolare dell'apparato.

Da questo punto di vista l'acqua e il ghiaccio presentano caratteristiche complementari: l'acqua ha una minore lunghezza di assorbimento e una maggiore lunghezza di diffusione, rispetto al ghiaccio. Alla lunghezza d'onda di 460 nm, caratteristica del funzionamento dei fotomoltiplicatori (PMT), si ha in mare una lunghezza di assorbimento di  $50 \div 70$  m, contro i  $\approx 200$  m del ghiaccio; la lunghezza di diffusione, invece, è di  $\approx 75$  m in mare e  $\approx 25$  m nel ghiaccio [Kat05] [ICE04]. Pertanto, un apparato installato in ghiaccio presenta una maggiore area efficace, ma una peggiore risoluzione angolare rispetto ad un analogo apparato in mare, ovvero i telescopi hanno *fattori di merito* complementari (§2.6).

L'installazione di un apparato in mare o in ghiaccio conferisce a tali mezzi le seguenti proprietà:

- avere un grande volume di materia nel quale far interagire i neutrini;
- avere un mezzo radiatore in cui si ha l'effetto Čerenkov, attraverso il quale si ottiene la ricostruzione delle tracce e l'energia dei muoni;
- schermare i PMT dell'apparato dai raggi cosmici che giungono dall'alto.

## 2.6 Fattori di merito di un telescopio per neutrini

I fattori di merito di un telescopio per neutrini sono quelle grandezze che caratterizzano l'apparato di rivelazione. Essi sono: l'*area efficace* e la *risoluzione angolare*.

### 2.6.1 Area efficace

L'area efficace viene definita attraverso il rapporto tra il numero di eventi rivelati ed il flusso di particelle incidenti; essa è funzione dell'energia  $E$  delle particelle e del loro angolo  $\alpha$  di incidenza con il rivelatore:

$$A_{eff}(E, \alpha) = \frac{R(E, \alpha)}{\Phi(E, \alpha)}, \quad (2.31)$$

dove  $R(E, \alpha)$  è il *rate* misurato degli eventi e  $\Phi(E, \alpha)$  è il flusso delle particelle incidenti.

Poiché un telescopio per neutrini osserva gli eventi dal basso, nella valutazione dell'area efficace, oltre al volume strumentato, bisogna considerare anche il contributo della Terra che attraverso la sua massa permette ai neutrini di interagire e quindi di essere rivelati. Per tener conto di ciò l'area efficace può essere ridefinita come segue:

$$A_{eff}^{\nu}(E_{\nu}, \alpha_{\nu}) = P_T \cdot \sigma_{\nu N} \cdot N_B, \quad (2.32)$$

essendo  $P_T$  la probabilità di trasmissione dei neutrini attraverso la Terra,  $\sigma_{\nu N}$  la sezione d'urto neutrino-nucleone ed  $N_B$  il numero di nucleoni bersaglio:

$$N_B = \rho N_A V_{eff}, \quad (2.33)$$

dove  $\rho$  è la densità del mezzo strumentato,  $N_A$  è il numero di Avogadro e  $V_{eff}$  è il volume efficace del rivelatore. Se il telescopio per neutrini ricerca tracce di muoni, allora:

$$V_{eff} = R_{\mu} A_{\mu}, \quad (2.34)$$

con  $R_{\mu}$  distanza media percorsa nel mezzo dai muoni (§2.3.5) e  $A_{\mu}$  area efficace dell'apparato atta alla rivelazione dei muoni.

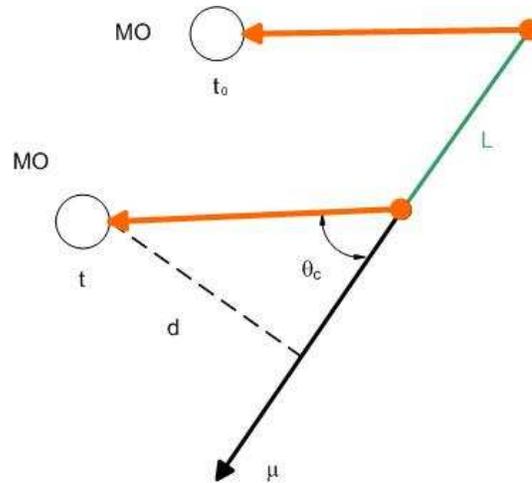


Figura 2.16: Ricostruzione delle tracce dei muoni.

## 2.6.2 Risoluzione angolare

La risoluzione angolare di un telescopio per neutrini è direttamente correlata alla ricostruzione delle tracce dei muoni. La ricostruzione si basa sull'osservazione di segnali prodotti per effetto Čerenkov, infatti il cono di luce che viene così a prodursi ha un angolo caratteristico  $\theta_C$  (§2.3.7), fissato il quale il problema della ricostruzione si risolve attraverso la conoscenza dei tempi di arrivo dei segnali luminosi sui Moduli Ottici (MO), che alloggiavano i fotomoltiplicatori. La relazione che lega il tempo di arrivo ( $t$ ) di un fotone Čerenkov con la distanza ( $d$ ) di un MO dalla traccia, si scrive:

$$t = t_0 + \frac{1}{c} \left( L + \frac{2d}{\sin(2\theta_C)} \right), \quad (2.35)$$

essendo  $L$  il segmento di traccia percorso dal muone (alla velocità assunta uguale a quella della luce,  $c$ ) dall'istante di emissione di un fotone emesso in precedenza (al tempo  $t_0$ ), all'istante di emissione del fotone che colpisce il MO in questione (fig.2.16).

Poiché una retta nello spazio ha 5 gradi di libertà, per ricostruire la traccia del muone bisogna che vengano illuminati almeno 5 MO. Ottenuta la ricostruzione della traccia del muone è possibile risalire alla direzione di provenienza del neutrino che lo ha prodotto. Occorre per questo misurare

l'energia del muone e quindi stimare l'energia del neutrino, ottenuta la quale sarà applicata l'eq.2.8 (§2.2), che mette in relazione la traccia del muone con quella del neutrino. Di conseguenza viene quindi fissata la direzione di provenienza del neutrino, entro un certo errore. La misura dell'energia del muone avviene attraverso la conoscenza del numero di fotomoltiplicatori illuminati e della carica elettrica da essi prodotta nell'evento.

Pertanto, oltre a ricostruire la direzione di provenienza del neutrino, un apparato siffatto può essere utilizzato come calorimetro: se la traccia dei muoni è completamente contenuta nel volume strumentato è possibile ottenere una misura diretta dell'energia del muone e quindi ricavare con buona approssimazione l'energia del neutrino che lo ha prodotto.

La misura diretta dell'energia, per telescopi di dimensioni del  $\text{km}^3$ , è possibile solo per muoni di bassa energia, fino ad alcune centinaia di GeV (§2.3.5). Ad energie maggiori la traccia non è completamente contenuta all'interno del volume strumentato e si possono ottenere stime indirette, con una indeterminazione del  $30 \div 50\%$ .

## 2.7 Calibrazione temporale nei telescopi per neutrini

Al fine di ricostruire le tracce dei muoni, e quindi di risalire alla direzione dei neutrini che li hanno generati, è di fondamentale importanza ottenere delle precise misure dei tempi di arrivo dei segnali luminosi rivelati dai fotomoltiplicatori. Infatti, se tali misure presentano degli errori sistematici a risentirne è principalmente la risoluzione angolare, compromettendo la capacità di puntamento del telescopio.

Nei telescopi sottomarini per neutrini la fonte di questi errori sistematici nelle misure di tempo è determinata dagli *offset* temporali introdotti nelle comunicazioni tra l'apparato e la riva. Pertanto la calibrazione temporale dei telescopi è un'operazione necessaria per il corretto funzionamento dell'apparato, la quale deve misurare l'entità di tali ritardi fissi. Nell'analisi dei dati, infatti, gli *offset* saranno opportunamente considerati, al fine di ottenere una corretta ricostruzione delle tracce.

Nel caso in cui le misure di tempo vengano effettuate nella stazione a terra (*on-shore*), i tempi vengono registrati al momento dell'arrivo dei segnali alla stazione. In questo caso l'*offset* per cui vanno corrette le misure risulta

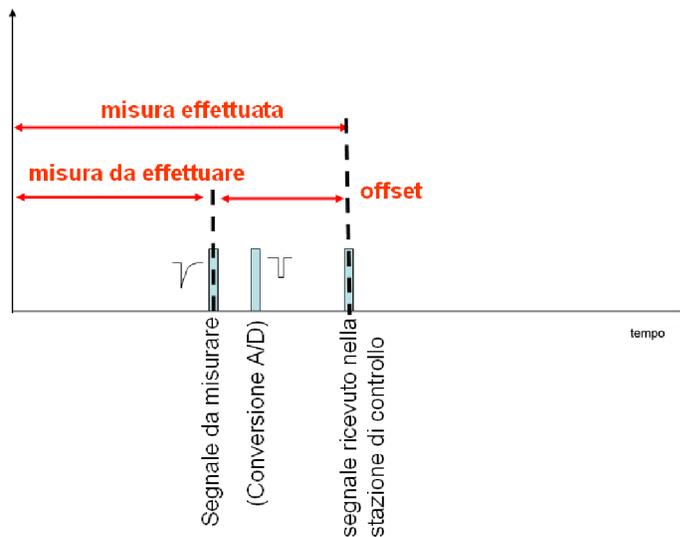


Figura 2.17: Misure di tempi in un telescopio per neutrini effettuate *on-shore*.

determinato dal tempo necessario all'elettronica per digitalizzare il segnale in mare (*off-shore*) e dal tempo necessario perché esso giunga a riva. La misura dell'offset da effettuare è definita dalla seguente relazione:

$$\text{misura da effettuare} = \text{misura effettuata} - \text{offset},$$

tale situazione è riportata in fig.2.17.

Il problema della calibrazione temporale, in questo caso, può essere risolto inviando un segnale al sensore ottico ad un tempo noto (*ritardo noto* in fig.2.18), per poi misurare il tempo in cui avviene la sua registrazione a terra (*misura di calibrazione*); procedendo in tal modo l'offset cercato risulta essere uguale alla differenza tra la misura di calibrazione effettuata ed il ritardo noto, ovvero:

$$\text{offset} = \text{misura di calibrazione effettuata} - \text{ritardo noto}.$$

Tuttavia il solo apparato AMANDA (App.1) ha effettuato misure di tempo secondo tale approccio. Per gli altri esperimenti le misure di tempo vengono effettuate in mare. In questo caso i tempi sono misurati da opportuni

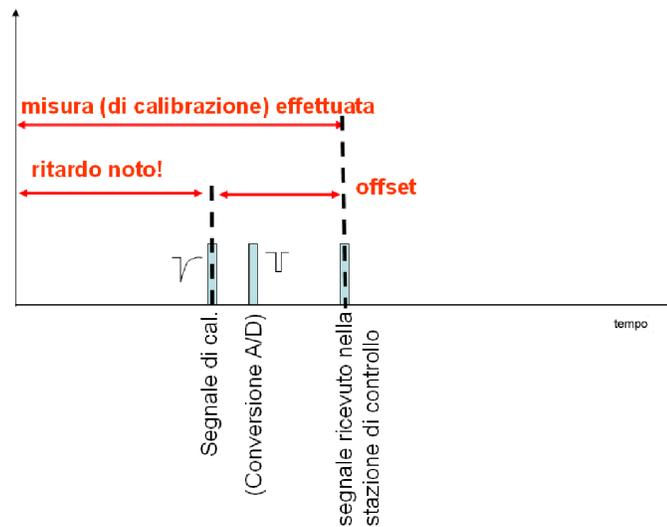


Figura 2.18: Sistema di calibrazione temporale per telescopi che effettuano misure di tempo *on-shore*.

orologi nell'elettronica di *front-end* dei Moduli Ottici (MO), dove sono alloggiati i fotomoltiplicatori, e si suppone che siano tutti sincroni. L'offset viene quindi determinato dalla combinazione del ritardo con cui il segnale di sincronizzazione inviato da riva viene ricevuto ed eseguito dal MO, e dal tempo necessario per la sua elaborazione di front-end. Osservando la fig.2.19, risulta in formule:

$$\text{misura da effettuare} = \text{misura effettuata} + \text{offset\_time} - \text{offset\_OM}.$$

In particolare, il termine indicato con *offset\_OM* risulta dal *Transit Time* del fotomoltiplicatore e dalla risposta temporale dell'elettronica di front-end. La calibrazione temporale deve quindi determinare entrambi i contributi all'offset complessivo, necessario per la corretta interpretazione delle misure. Tale situazione è ovviamente più complicata che non nel caso in cui le misure di tempo avvengano on-shore.

Il problema della calibrazione temporale, in questo secondo caso riguardante le misure effettuate in mare, è riportato in dettaglio per il progetto NEMO nel §3.7. Nel Cap.4 si riportano diversi studi, realizzati attraverso

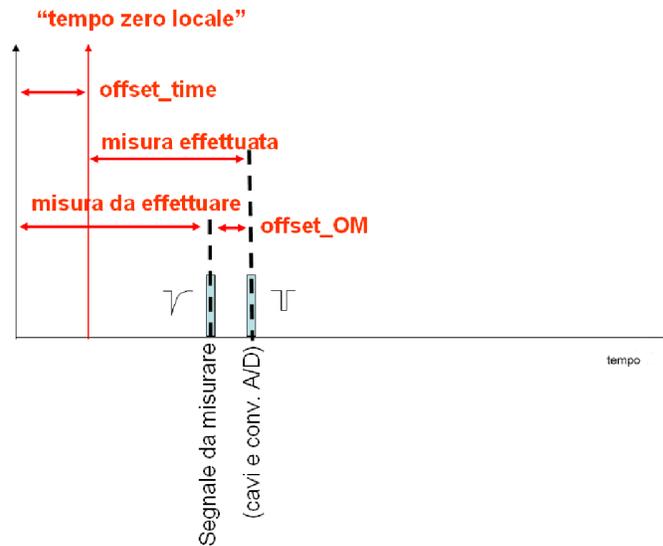


Figura 2.19: Misure di tempi in un telescopio per neutrini effettuate *off-shore*.

simulazioni Monte Carlo, atti a valutare la precisione con la quale bisogna effettuare le misure di tempo in NEMO.

## 2.8 Fondo di muoni e di neutrini atmosferici

I raggi cosmici che interagiscono in atmosfera danno luogo a sciame di particelle con contributo sia di tipo elettromagnetico che adronico. Dal decadimento dei pioni carichi negli sciame adronici si ha la produzione di muoni e di neutrini. I neutrini possono a loro volta interagire con la materia e generare i leptoni ad essi associati, tra cui i muoni (§1.3 e §2.1.1).

I muoni prodotti in atmosfera dai raggi cosmici sono detti *muoni atmosferici*, e sulla superficie della Terra il loro flusso è circa  $10^{11}$  volte maggiore del flusso atteso di muoni da neutrini astrofisici. Per tale motivo il sito di un telescopio per neutrini deve essere schermato. Infatti, date le dimensioni dell'ordine del  $\text{km}^3$  richieste per un tale apparato, i sensori vengono posti a grande profondità in acqua o ghiaccio. In fig.2.20 è riportata la soppressione del flusso verticale di muoni atmosferici in acqua, in funzione della profondità [Bug98]. A 4000 m il flusso ha un'intensità ancora 6.5 ordini di grandezza

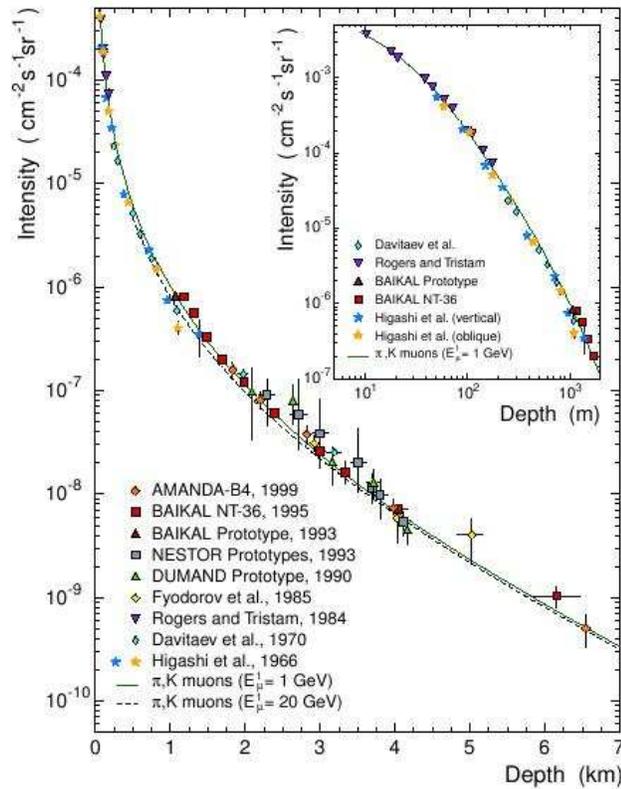


Figura 2.20: Flusso di muoni atmosferici in funzione della profondità in acqua [Bug98].

maggiore di quello atteso di muoni indotti da neutrini astrofisici. Ecco il motivo per il quale un telescopio per neutrini ricerca segnali da muoni provenienti dal basso, i quali sono generati in prossimità del rivelatore da neutrini che attraversano la Terra.

Anche i neutrini che giungono dal basso possono essere stati originati in atmosfera, attraversare la Terra, e interagire in prossimità del rivelatore, producendo muoni. In questo caso si parla di fondo da *neutrini atmosferici*.

Pertanto, un telescopio per neutrini è soggetto a due fondi, dovuti a:

- muoni atmosferici, prodotti dai raggi cosmici, che giungono dall'alto sull'apparato;
- neutrini atmosferici, prodotti anch'essi dai raggi cosmici ma che giun-

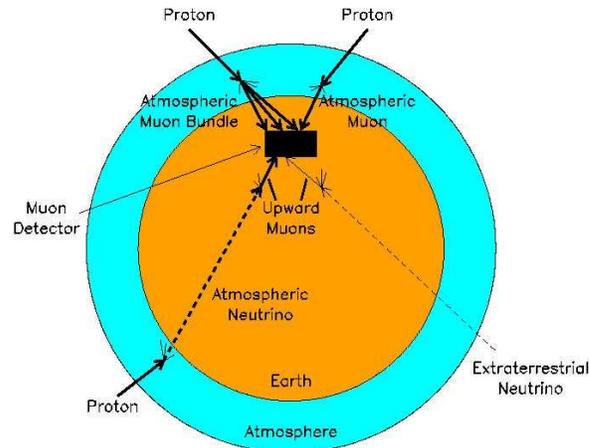


Figura 2.21: Schema dei due tipi di fondo attesi da un telescopio per neutrini: da muoni atmosferici e da neutrini atmosferici.

gono sull'apparato dal basso e producono muoni da tale direzione.

In fig.2.21 è riportato uno schema dei due diversi tipi di fondo.

Affinché si possa effettuare la discriminazione del fondo di neutrini atmosferici dal segnale di neutrino astrofisico, si considera lo spettro in energia. Infatti, per i neutrini atmosferici lo spettro è noto e vale circa  $10^{-7} E_\nu^{2.5}$   $\text{TeV}/\text{cm}^2 \text{ s sr}$ , per  $E_\nu > 1 \text{ TeV}$  [Gan98].

In fig.2.22 sono riportati i flussi differenziali attesi, in funzione dell'angolo zenitale, da muoni atmosferici e da muoni prodotti da neutrini atmosferici, ad una profondità di 2300 m in acqua [ANT99]. Si nota che i muoni atmosferici hanno il loro massimo flusso proveniente dallo zenit ( $\text{Cos}\Theta_z = 1$ ), per poi azzerrarsi ad angoli prossimi alla direzione dell'orizzonte ( $\text{Cos}\Theta_z = 0$ ); ciò è dovuto alla crescente massa di atmosfera e di acqua che essi devono attraversare. I muoni prodotti da neutrini atmosferici, invece, hanno un flusso pressoché costante, con un massimo intorno all'orizzonte legato al fatto che i neutrini non devono attraversare grossi strati di roccia, ma uno strato di atmosfera e di acqua che è il massimo possibile; tale situazione ne fa aumentare la probabilità di trasmissione (fig.2.7, §2.2), con la possibilità di interagire nei pressi dell'apparato.

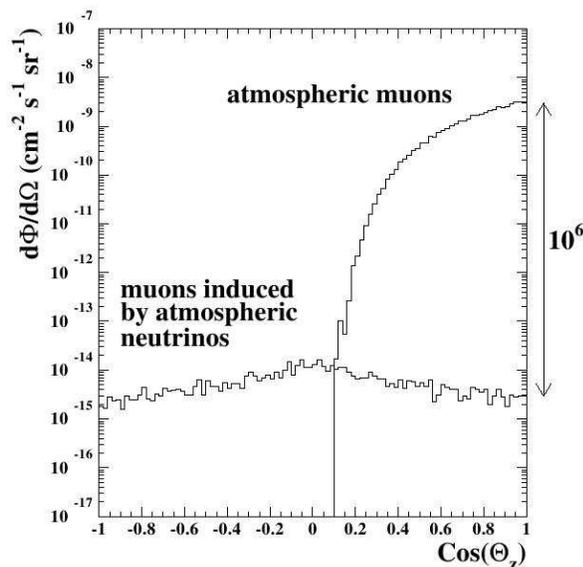


Figura 2.22: Flusso differenziale atteso da muoni atmosferici e da muoni prodotti da neutrini atmosferici, in funzione dell'angolo zenitale, ad una profondità di 2300 m in acqua [ANT99].

## 2.9 Fondo ottico da $^{40}\text{K}$ per i telescopi sottomarini

I telescopi per neutrini sottomarini sono soggetti ad un fondo ottico dovuto al decadimento del  $^{40}\text{K}$ . Infatti il  $^{40}\text{K}$  è un isotopo radioattivo del potassio presente in mare con abbondanza relativa dello 0.0119% e tempo di dimezzamento di circa  $1.3 \cdot 10^9$  anni [Eis63]. Esso decade nei seguenti modi:



con probabilità, rispettivamente, dell'89.3% e del 10.5%; l'attività specifica è pari a  $31.8 \beta^-/\text{s/gK}$  e  $3.4 \gamma/\text{s/gK}$  [Eis63]. L'energia di decadimento nei 2 processi vale: 1.31 MeV, per il  $\beta^-$ , e 1.50 MeV per il  $\gamma$ . Il fotone  $\gamma$  di diseccitazione del  $^{40}\text{Ar}^*$  trasferisce la sua energia per effetto Compton ad un elettrone. Pertanto, sia l'elettrone emesso nel processo  $\beta^-$  che l'elettrone da effetto Compton sono relativistici e danno luogo ad emissione di luce

Čerenkov. La luce così prodotta rappresenta il fondo ottico di  $^{40}\text{K}$  osservata dai fototubi se posti in acqua di mare.

L'effetto del fondo ottico di  $^{40}\text{K}$  sulla risoluzione angolare del telescopio per neutrini NEMO è stato studiato sotto simulazione Monte Carlo. I risultati sono riportati nel Cap.4.



# Capitolo 3

## Il progetto NEMO

Il progetto NEMO (*NEutrino Mediterranean Observatory*) è uno studio finalizzato alla realizzazione di un telescopio per neutrini astrofisici, da installare nel Mar Mediterraneo. Il progetto prevede un reticolo di 81 Torri instrumentate con circa 6000 fotomoltiplicatori da 10" atti a rivelare la luce Čerenkov prodotta da muoni relativistici generati da neutrini, che interagiscono in prossimità dell'apparato attraverso una Corrente Carica Debole (§2.1.1). Le dimensioni previste per NEMO sono dell'ordine del  $\text{km}^3$ , esigenza dettata dalla piccola sezione d'urto d'interazione neutrino-nucleone (§2.1.2) e dai piccoli flussi attesi di neutrini astrofisici (§1.6).

Il progetto NEMO è un'iniziativa proposta da fisici italiani che si avvale della collaborazione di istituti scientifici specializzati in Oceanografia, Geofisica e Biologia marina, e che mira alla realizzazione di un apparato sottomarino multidisciplinare il quale, oltre alla ricerca di segnali di neutrini astrofisici, avrà anche esperimenti dedicati a tali discipline [NEMOP].

Prima dell'avvio del progetto sono previste due fasi nelle quali saranno studiati altrettanti prototipi: NEMO-Fase1 e NEMO-Fase2. Il prototipo NEMO-Fase1 è costituito da una "Minitorre", che riproduce in scala quella che sarà la Torre di NEMO; esso attualmente si trova in un sito di test a 2000 m di profondità al largo di Catania (fig.3.1). NEMO-Fase2, invece, sarà costituito da una Torre dello stesso tipo che andrà ad instrumentare il  $\text{km}^3$  previsto per NEMO; la sua installazione avverrà nel sito di Capo Passero, lo stesso prescelto per la realizzazione del  $\text{km}^3$  (fig.3.1) [Mig06].

Il sito di Capo Passero, che ospiterà il telescopio, si trova a sufficiente profondità per fungere da schermo ai muoni atmosferici (§2.8) prodotti dai raggi cosmici; presenta buone caratteristiche dell'acqua, relativamente a dif-

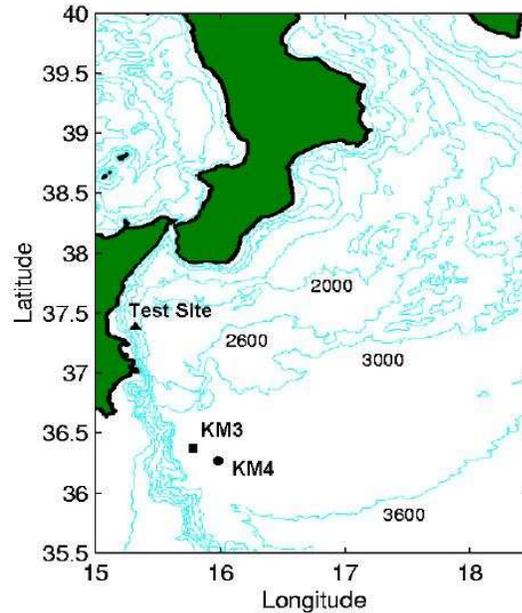


Figura 3.1: Mappa dei siti prescelti per l'installazione del telescopio per neutrini NEMO (contrassegnato con KM4), e del prototipo NEMO-Fase1 (contrassegnato con *Test Site*) [NEMO07]. In figura è riportata anche l'ubicazione di un altro dei 5 siti studiati, denominato KM3.

fusione e assorbimento della luce (§2.4); si trova abbastanza vicino alla costa in modo da permettere una semplice installazione e monitoraggio dell'apparato, e facilitare le trasmissioni da - e verso - riva.

Note le caratteristiche ambientali del sito, il primo passo per la realizzazione di un tale apparato è lo studio sotto simulazione Monte Carlo per verificarne le prestazioni.

### 3.1 Caratteristiche del sito

Il telescopio NEMO sarà installato nel Mar Ionio a 80 km a SE di Capo Passero (Sicilia sud-orientale  $36^{\circ}25' N$ ,  $16^{\circ}00' E$ ), ad una profondità di circa 3500 m (fig.3.1). Il sito presenta le seguenti caratteristiche: quasi totale assenza di organismi in grado di produrre bioluminescenza, piccole velocità

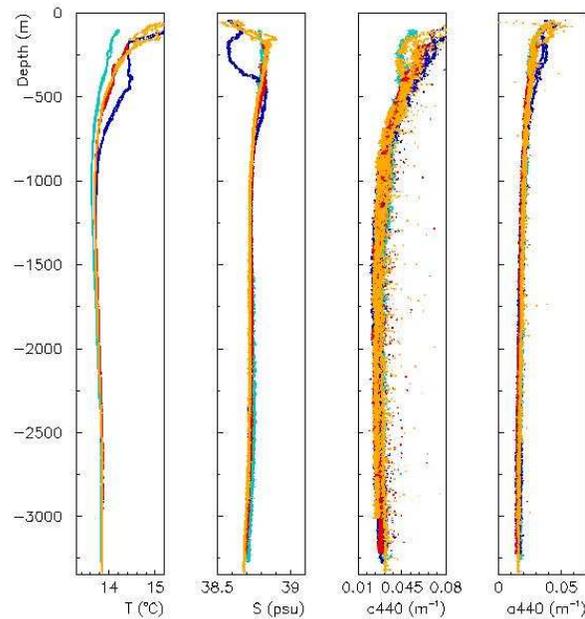


Figura 3.2: Parametri ambientali del sito di NEMO. Sono riportati: temperatura, salinità, coefficiente di attenuazione e coefficiente di assorbimento della luce (entrambi misurati a 440 nm) [NEMO07].

delle correnti marine ( $< 5$  cm/s), stabilità geologica, pochi sedimenti. Tale scelta è venuta dopo varie campagne di misurazioni dei parametri ambientali, tenutesi dal 1999 al 2003, in 5 diversi siti [NEMO07].

I parametri ambientali misurati sono stati i seguenti: temperatura, salinità<sup>1</sup>, coefficiente di attenuazione e coefficiente di assorbimento della luce. I risultati sono mostrati in fig.3.1, dove i punti in colore rosso si riferiscono alle misure effettuate durante Dicembre 1999 (2 campagne di misure), in giallo sono riportate le misure effettuate in Marzo 2002 (4 campagne), in blu sono quelle del Maggio 2002 (2 campagne di misure), in arancio ci si riferisce all'Agosto 2002 (2 campagne di misure) e in celeste al Luglio 2003 (2 campagne)

<sup>1</sup>L'unità di misura della salinità è il *psu* = *practical salinity unit*, definito dal rapporto tra la conducibilità elettrica di un campione di acqua marina a temperatura di 15 °C e pressione di 1 atm, e la conducibilità di una soluzione di concentrazione nota di KCl (0.0324356 g/kg), nelle stesse condizioni di temperatura e pressione. Se il rapporto vale 1, il valore della salinità dell'acqua è definito pari a 35 *psu* [UNE81].

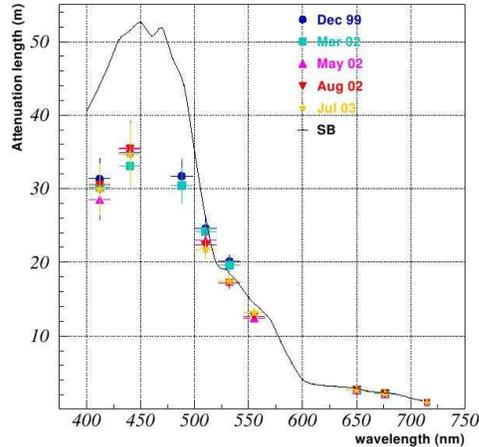


Figura 3.3: Lunghezza di attenuazione in funzione della lunghezza d'onda [NEMO07]. I punti sono i valori medi misurati nelle varie campagne di osservazioni. La curva continua rappresenta la lunghezza di attenuazione dell'acqua marina pura [SB81].

[NEMO07] [Cap02].

Le misure dei coefficienti di attenuazione e di assorbimento sono avvenute alle lunghezze d'onda  $\lambda$  pari a 412, 440, 488, 510, 532, 555, 650, 676, 715 nm. I risultati sono riportati nelle figg.3.3 e 3.4. Le curve continue rappresentano la lunghezza di attenuazione e la lunghezza di assorbimento ottenute da Smith e Baker per l'acqua marina pura. Alla lunghezza d'onda  $\lambda = 440$  nm, dove l'emissione Čerenkov è elevata e i fotomoltiplicatori hanno una buona *efficienza quantica*, le misure dei coefficienti di attenuazione danno per la lunghezza di attenuazione un valore di  $\approx 36$  m, quelle del coefficiente di assorbimento danno un valore della lunghezza di assorbimento di  $\approx 70$  m [NEMO07].

Per lo studio del fondo da  $^{40}\text{K}$  (§2.8) sono state effettuate delle misure di *rate* con un fotomoltiplicatore da  $10''$  per 5 giorni a 3000 m, con una soglia a 0.35 fotoelettroni. In media si ha un rate pari a  $28.5 \pm 2.5$  kHz. In fig.3.5 sono riportati i conteggi in funzione della rate, dove si evidenzia che valori di questa  $> 100$  kHz risultano trascurabili [NEMO07].

Un elemento di disturbo, fonte di rumore ottico per un telescopio sottomarino, può essere la presenza di micro-organismi in grado di produrre

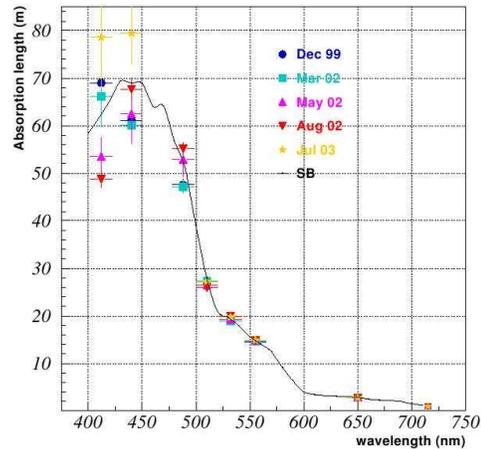


Figura 3.4: Lunghezza di assorbimento in funzione della lunghezza d'onda [NEMO07]. I punti sono i valori medi misurati nelle varie campagne di osservazioni. La curva continua rappresenta la lunghezza di assorbimento dell'acqua marina pura [SB81].

bioluminescenza. Nel sito di Capo Passero non sono state misurate rate da attribuirsi ad elevati fenomeni di bioluminescenza. Tale ipotesi è stata suffragata da analisi biologiche condotte su campioni di acqua prelevati a profondità  $> 2500$  m, che hanno evidenziato una concentrazione nulla di batteri bioluminescenti (fig.3.6) [NEMOI].

Anche una elevata concentrazione di sedimenti può essere fonte di problemi, creando una patina sui Moduli Ottici dove alloggiavano i fotomoltiplicatori. Nel sito prescelto è stato misurato un valore medio di sedimenti pari a  $60 \text{ mg/m}^2$  giorno, alquanto basso, paragonabile ad acqua con ridotta attività batterica dovuta a carenza di nutrienti [NEMOI].

Le correnti misurate nel sito di Capo Passero, ad una profondità  $> 2500$  m, mostrano un valore medio  $\approx 3 \text{ cm/s}$ , con picchi  $< 12 \text{ cm/s}$  (fig.3.7) [NEMOI].

Il tratto di fondale del sito prescelto si trova in una zona pianeggiante per un'area di  $\sim 100 \text{ km}^2$  (fig.3.1). Studi geofisici hanno dimostrato una stabilità geologica della zona da oltre 60000 anni [NEMOI].

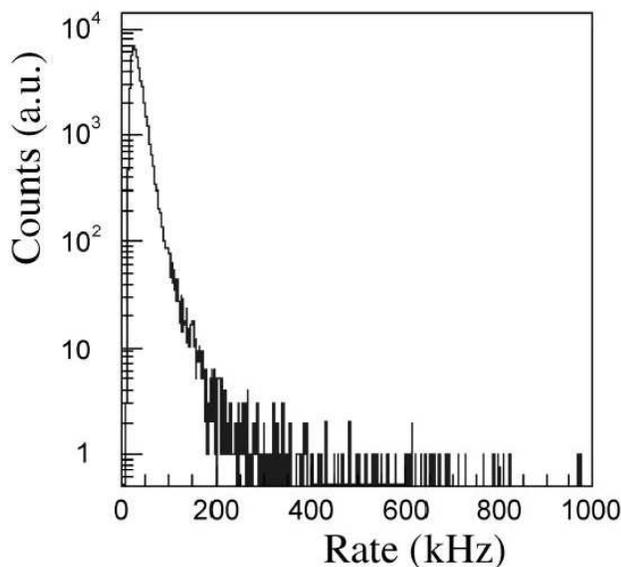


Figura 3.5: Distribuzione del rate dovuto al fondo ottico da  $^{40}\text{K}$ . Le misure sono state effettuate durante Agosto 2002 [NEMO07].

## 3.2 Struttura dell'apparato

L'apparato sperimentale di NEMO conterrà un numero totale di fotomoltiplicatori (PMT) pari a 5832, installati su 81 Torri distanti 140 m l'una dall'altra.

I collegamenti da - e verso - riva avverranno con cavi elettro-ottici. I cavi saranno raccolti dalle *Junction Box* (JB) secondarie a gruppi di 9, provenienti da altrettante Torri. Queste saranno collegate alla Junction Box principale, e da essa avverranno tutte le trasmissioni attraverso un unico cavo di collegamento verso terra, lungo 80 km. In fig.3.8 è riportato uno schema della struttura descritta.

Le operazioni di posa dei cavi avverrà attraverso una nave *posa-cavi*; i collegamenti di questi avverranno tramite un ROV (*Remote Operating Vehicles*), ovvero un piccolo batiscafo per grandi profondità guidato da bordo di una nave appoggio. La potenza elettrica richiesta dall'apparato sottomarino si aggirerà intorno agli 80 kW [NEMOI].

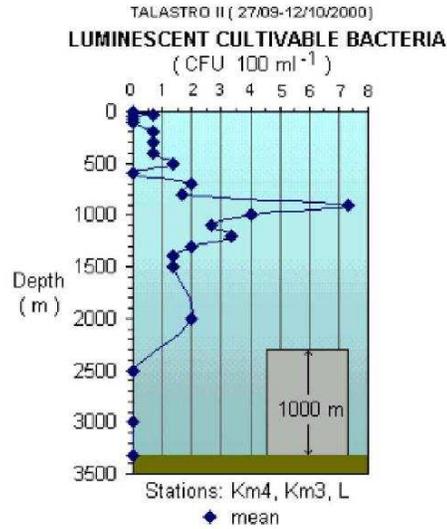


Figura 3.6: Concentrazione dei batteri bioluminescenti in funzione della profondità. I punti sono ottenuti come media da misure effettuate nel sito di Capo Passero e da altri 2 adiacenti [NEMOI].

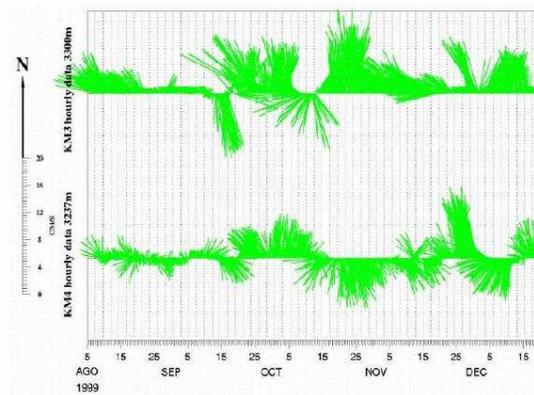


Figura 3.7: Misure di intensità e direzione delle correnti marine, ad oltre 3000 m di profondità, effettuate nel sito di Capo Passero (KM4, grafico in basso) ed in quello denominato KM3 (grafico in alto). Il periodo di tempo delle misure va da Agosto a Dicembre 1999 [NEMOI].

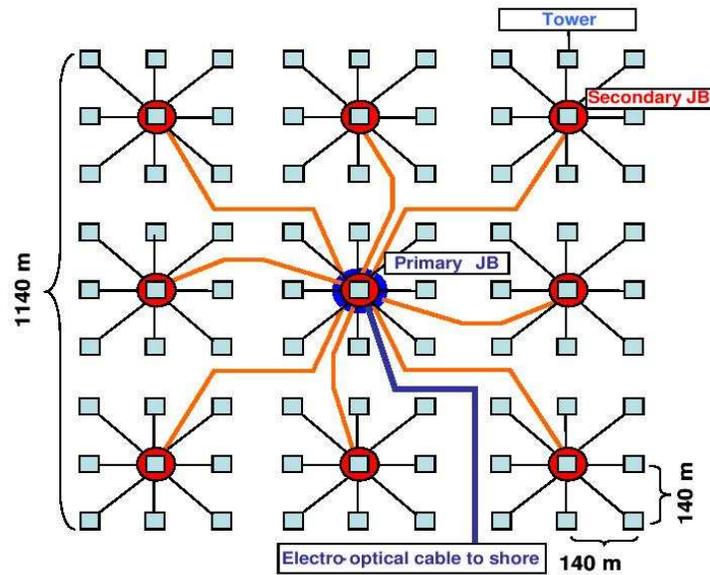


Figura 3.8: Schema dell'apparato NEMO. I quadrati celesti rappresentano le Torri, i cerchi rossi le JB secondarie ed il cerchio blu rappresenta la JB principale. I collegamenti saranno effettuati con cavi elettro-ottici: in nero quelli dalle JB secondarie alle 9 Torri adiacenti; in arancio quelli dalle JB secondarie alla JB principale; in blu il cavo di collegamento dalla JB principale a terra.

### 3.2.1 Torre

Le Torri saranno costituite da 18 Piani di lunghezza 20 m. I Piani saranno distanti 40 m, ortogonali a due a due, tenuti da opportuni tiranti. L'altezza complessiva della Torre sarà di circa 750 m, con il Piano più basso posto a 150 m dal fondale. Una boa posta all'estremità superiore produrrà una spinta verso l'alto necessaria a mantenere la torre in posizione pressoché verticale. Alla base si troverà il Concentratore di Torre, ovvero un contenitore per l'elettronica di comunicazione e per le connessioni elettro-ottiche; da esso partiranno i cavi per le comunicazioni con i vari Piani. Alla base della Torre sarà presente un corpo morto per ancorarla al fondo.

In fase di allestimento dell'apparato le Torri saranno calate in acqua "impacchettate". A posizionamento avvenuto sul fondale saranno "sganciati"

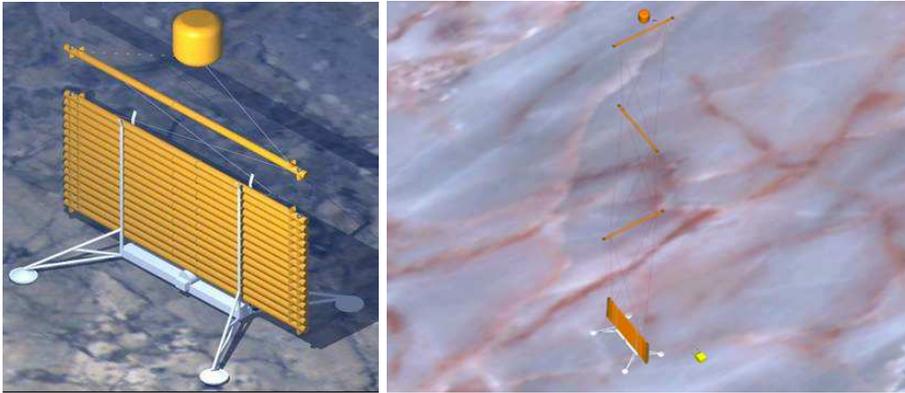


Figura 3.9: Visione artistica del dispiegamento della Torre in mare. A sinistra la Torre appena “sganciata”, con un solo Piano in salita grazie alla spinta della boa; a destra la Torre in fase di dispiegamento con 3 Piani in trazione tramite i tiranti.

i Piani, e la boa posta in cima alla Torre darà la spinta verso l’alto per farne avvenire il dispiegamento. Il peso morto metallico posto alla base della Torre ne garantirà la tenuta della posizione. In fig.3.9 è riportata una visione artistica del dispiegamento della Torre.

### 3.2.2 Piano

Il materiale utilizzato per la realizzazione dei Piani sarà l’alluminio. Infatti esso presenta le necessarie caratteristiche di resistenza alle elevate pressioni richieste e all’attacco di agenti in grado di ossidarlo; inoltre la leggerezza del materiale permette una facile operatività (in corso di realizzazione) e trasportabilità. La lunghezza dei Piani dal centro della Torre sarà di 10 m.

Alle estremità dei Piani saranno montati 4 Moduli Ottici: 2 rivolti verso l’orizzonte e 2 verso il basso. Al centro di ogni Piano si troverà un Modulo di Controllo di Piano (o *Floor Control Module*, FCM), adibito a ricevere e trasmettere dati con il Concentratore di Torre, da cui riceverà anche l’alimentazione. L’FCM gestirà, inoltre, le comunicazioni con i Moduli Ottici (MO) del Piano. In fig.3.10 è riportata una rappresentazione artistica del Piano con i 4 MO e l’FCM, a destra, e la disposizione di 2 MO posti ad una delle estremità di esso, a sinistra.

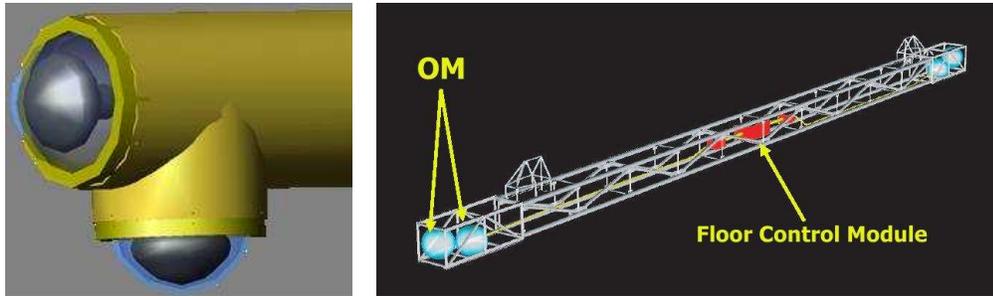


Figura 3.10: Rappresentazione artistica del Piano con i 4 Moduli Ottici ed il *Floor Control Module*, a destra, e disposizione di 2 Moduli Ottici posti ad una estremità di esso, a sinistra.

### 3.2.3 Modulo Ottico

All'interno dei Moduli Ottici saranno alloggiati i fotomoltiplicatori (PMT) e l'elettronica di *Front End* (FE).

I Moduli Ottici (MO) sono delle sfere BENTHOS in grado di resistere a pressioni di 700 bar. Esse sono costituite da vetro borosilicato, con diametro esterno di 43 cm e spessore di 15 mm. Le BENTHOS saranno divise in due semisfere: all'interno di una semisfera sarà inserito il PMT, con il fotocatodo accoppiato otticamente al vetro attraverso un opportuno gel a base di silicone; nella seconda semisfera, rivestita con una guaina nera in modo da permettere al PMT di rivelare luce solo dall'altra metà, verrà inserita l'elettronica di FE. Per schermare il fotomoltiplicatore dal campo magnetico terrestre lo si rivestirà con una *gabbia di Faraday* o *mu-metal* (fig.3.11, a sinistra).

La determinazione della posizione dei MO avverrà attraverso onde acustiche, e con l'ausilio di inclinometri e bussole. Un sistema di idrofoni, infatti, invierà i segnali sonori verso le Torri, e attraverso l'eco ricevuto dai Piani si risalirà - tramite triangolazioni - alla posizione dei MO, con un'incertezza  $\pm 10$  cm [NEMOI].

Il PMT maggiormente accreditato nella configurazione finale è di tipo "ibrido", ovvero ha come primo *dinodo* un piccolo *scintillatore*. La tensione di lavoro del fotocatodo è di  $20 \div 30$  kV rispetto allo scintillatore, accoppiato tramite una guida di luce ad un fotomoltiplicatore convenzionale di 1", per la lettura dei segnali di scintillazione. Tale PMT è un buon candidato

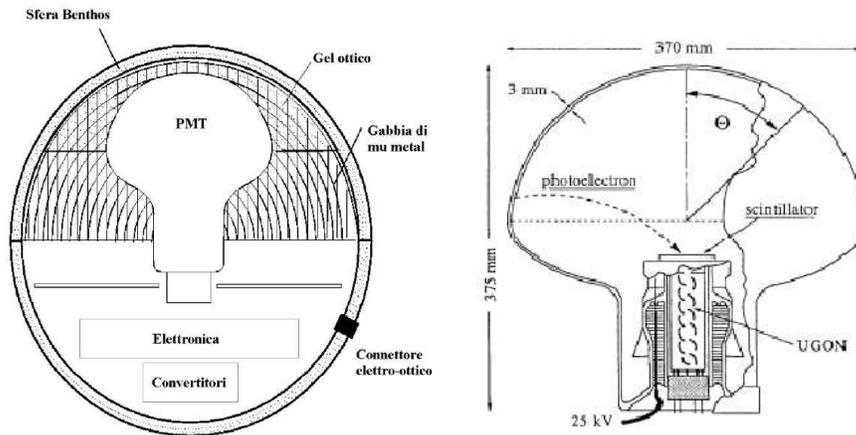


Figura 3.11: Schema del Modulo Ottico, a sinistra, e del fotomoltiplicatore, a destra.

per le esigenze in NEMO, essendo richieste le seguenti caratteristiche: ampie dimensioni del fotocatodo, intorno ai  $10''$ ; elevata efficienza nel visibile, alle lunghezze d'onda di  $400 \div 500 \text{ nm}$ ; alto guadagno, stimato in  $10^7 \div 10^8$ ; un ottimo rapporto segnale rumore sulla misura di singolo fotoelettrone; buona risoluzione temporale (*Transit Time Spread*, TTS), di  $\approx 1 \text{ ns}$ . È anche allo studio la possibilità per il PMT di essere sensibile alla direzione di provenienza della luce Čerenkov, attuando una divisione in 4 settori del PMT. Il fotomoltiplicatore HAMAMATSU 13 è quello che meglio si adatta alle specifiche richieste, avendo le seguenti caratteristiche: area sensibile di  $830 \text{ cm}^2$ ; numero di stadi di moltiplicazioni pari a 10; TTS di  $1.5 \text{ ns}$ , misurato come *Full Width at Half Maximum*; tensione nominale di operazione di  $1900 \text{ V}$ . Uno schema del PMT è riportato in fig.3.11 (a destra).

L'elettronica di FE ha la funzione di gestire l'alimentazione, l'acquisizione dei dati e la digitalizzazione dei segnali provenienti dal PMT, in modo che le comunicazioni con il Concentratore di Piano avvengano in forma digitale.

### 3.3 Sistema di trasmissioni

Il sistema di trasmissione dati proposto in NEMO ha le seguenti caratteristiche:

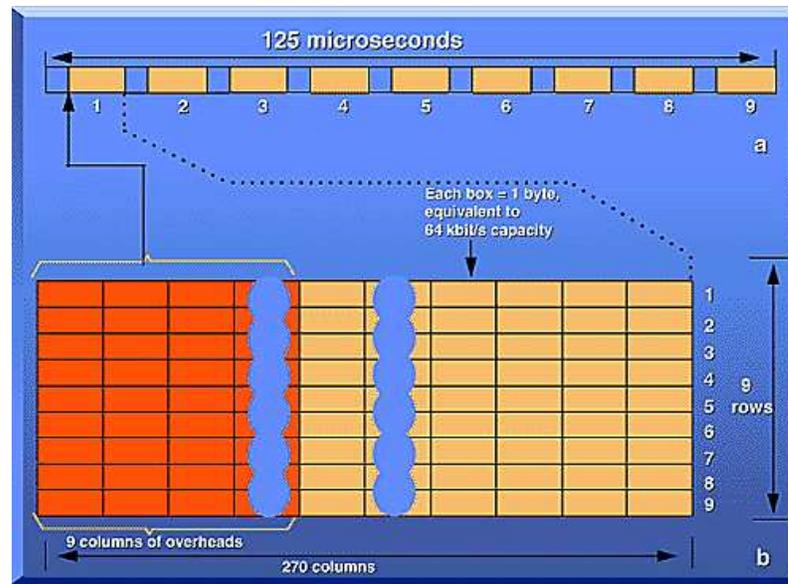


Figura 3.12: Schema della struttura di trama nella trasmissione con protocollo SDH STM-1 [IEC].

- 1) sincrono;
- 2) formato da più canali tra essi equivalenti;
- 3) monodirezionale e a banda larga per i dati scientifici;
- 4) bidirezionale, per i segnali di controllo.

Tali caratteristiche sono soddisfatte dalla scelta del protocollo di comunicazione standard *Synchronous Digital Hierarchy* SDH, il quale prevede l'implementazione di più livelli ognuno con una differente velocità di trasmissione. Il livello STM-1 (*Synchronous Transport Module-1*) è sufficiente per garantire la velocità di trasferimento dati richiesta.

L'SDH standard, attualmente di ampio impiego nel settore delle telecomunicazioni, permette di realizzare canali di comunicazione bidirezionali, sincroni e con una capacità di canale di 155 Mbit/s. Tale caratteristica è più che sufficiente ad ospitare i flussi di dati scientifici previsti e i flussi dei controlli, che sono provenienti da settori limitati dell'apparato sommerso (i Piani delle Torri). Pertanto, a differenza degli apparati dimostratori sinora

costruiti (ANTARES), in NEMO non è necessaria una rete di distribuzione di segnali per trasmettere il *clock* di sincronizzazione ai MO distinta da quella dei dati, poiché il protocollo di comunicazione è di per sé sincrono e permette di ricostruire localmente il clock prelevandolo direttamente dallo *stream* di dati in arrivo da terra [IEC].

La trama STM-1 ha una struttura ripetitiva con un periodo di 125  $\mu$ s, suddivisa in 9 segmenti di uguale lunghezza. Nel rate di 155.52 Mbps, per il modulo di trasporto di base STM-1, ci sono 9 bytes alla partenza di ogni segmento, chiamati *overhead*. Convenzionalmente, la trama SDH con il modulo STM-1 è rappresentata con i segmenti disposti in 9 righe e 270 colonne, trasmessi una riga alla volta da sinistra verso destra e dall'alto verso il basso (fig.3.12). Le prime 9 colonne contengono la sezione overhead per i caratteri di supporto-trasporto come il *framing*, i canali per operazioni di comando e monitoraggio di errore, con il primo segmento che contiene le parole della trama necessarie per l'allineamento. La parte restante del frame costituisce invece il *payload*, noto come *Synchronous Payload Environment*, disponibile agli utenti per la trasmissione [IEC].

### 3.3.1 Sistema DWDM

La tecnica che verrà utilizzata in NEMO per le comunicazioni ottiche da - e verso - terra è il *Dense Wavelength Division Multiplexing* (DWDM).

Il primo stadio di moltiplicazione avverrà nel Concentratore di Torre, dove i canali provenienti dai Piani saranno convogliati su una singola fibra, attraverso l'utilizzo di un *multiplexer*. Ciascuno dei canali utilizzerà una lunghezza d'onda diversa compresa nella terza finestra (banda C), cioè tra 1520 e 1560 nm. Il secondo stadio avverrà nella Junction Box secondaria, dove i canali provenienti da una coppia di Torri saranno moltiplicati con un *interleaver* su un'unica fibra. Pertanto, da ciascuna delle Junction Box secondarie ci sarà un'unica fibra in uscita. Tutte queste fibre si attesteranno sulla Junction Box principale, per essere poi connesse al cavo sottomarino. A terra ci sarà un demultiplexer che separerà i canali moltiplicati.

Sulla stessa fibra ottica su cui viaggeranno i dati verso terra ci saranno dei canali ausiliari attraverso i quali verranno trasmessi i dati provenienti da terra, ad un'unica lunghezza d'onda di 1300 nm. Nella Junction Box secondaria ci saranno dei demultiplexer, per separare in entrata le lunghezze d'onda nei due versi; dei *couplers*, che suddivideranno i segnali per la trasmissione monocromatica in direzione delle Torri; e dei multiplexer in uscita,

che riuniranno i segnali per le comunicazioni nei due versi su un'unica fibra per ciascuna Torre.

Al Concentratore di Torre arriverà il segnale su un'unica fibra utilizzata in ambo le direzioni. In esso un demultiplexer separerà i due versi; un coupler separerà i segnali per le comunicazioni monocromatiche suddividendole su fibre; un altro multiplexer ricombinerà le lunghezze d'onda per i due versi di percorrenza in un'unica fibra diretta verso ciascuno dei Piani della Torre. L'architettura per una trasmissione dati così progettata è composta solo da componenti passivi all'interno delle Junction Box.

### 3.4 Concentratore di Piano

Il Concentratore di Piano o *Floor Control Module* (FCM) è un circuito elettronico posto al centro di ogni Piano. L'FCM ha il compito di convogliare al Concentratore di Torre tutti i dati provenienti dai 4 Moduli Ottici, e di gestire lo stream di dati provenienti dalla stazione a terra o le interfacce che gestiscono lo *Slow Control*. Può essere considerato come un "interfaciatore" attivo, in quanto raccoglie le informazioni da differenti sorgenti, le impacchetta nei giusti protocolli (trama SDH su trasmissione in fibra ottica) e li manda alla Junction Box di Torre (JBT); diversamente, estrae dalla trama SDH il flusso di dati provenienti dalla JBT e lo invia, con protocollo proprietario, ai vari Moduli Ottici attraverso cavi elettrici.

In fig.3.13 è mostrato lo schema a blocchi del Floor Control Module. Leggendo tale figura da destra verso sinistra - ovvero dalla riva ai MO - i segnali ottici arrivano al Piano dalla JBT e vengono convertiti in un flusso elettrico di dati da un *transceiver* elettro-ottico, che alimenta anche l'*SDH mapper device*. Questo è un circuito (*SDH/SONET Overhead Line Terminator*) capace di gestire i flussi STM-1, separando le informazioni della *Section Overhead* (SOH) e del *Path Overhead* (POH) - ovvero le prime colonne di ogni segmento della trama che trasportano informazioni di controllo di errore e di allineamento - permettendo all'FCM l'accesso al pay-load. Da questa trama, inoltre, il mapper estrae il clock necessario al funzionamento del Concentratore stesso e dei MO del Piano a cui viene trasmesso su una linea elettrica dedicata. Il payload STM-1 viene inviato su un'interfaccia parallela a 8 bit chiamata *Telecom Bus Terminal Interface*, ad una frequenza di 19.44 MHz, verso una FPGA; da qui i segnali vengono estratti e rediretti verso i relativi elementi di destinazione attraverso un meccanismo di decodifica che

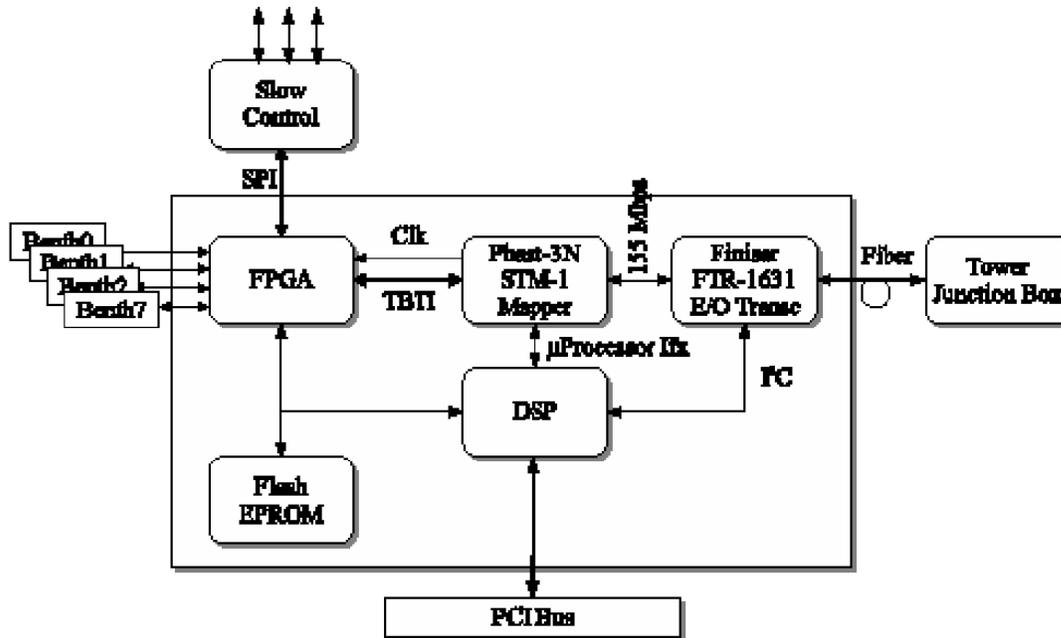


Figura 3.13: Schema a blocchi del *Floor Control Module*.

prevede l'identificazione di ognuno di questi in base alla posizione occupata dai dati nel payload stesso (*Position Data Device Addressing, PDDA*).

Leggendo, viceversa, la figura da sinistra verso destra - ovvero dai moduli ottici verso la JBT - viene implementato il meccanismo opposto: l'FPGA raccoglie tutte le informazioni dagli elementi del Piano che devono essere inviate a riva e le deposita in apposite memorie *First In First Out* (FIFO), che fungono da *buffer*. Dalle FIFO l'SDH mapper provvederà a prelevarle per incapsularle in una trama STM-1.

Il *Digital Signal Processor* (DSP) mostrato in figura ha il ruolo di controllo per tutti i componenti: programma, controlla e gestisce il transceiver elettro-ottico, il mapper/de-mapper SDH e l'FPGA. Una memoria locale non volatile (*Flash EEPROM*) può essere utilizzata per informazioni di avviamento, tavole di calibrazione e parametri di scheda. Il DSP provvede anche al collegamento del FCM con un PCI bus.

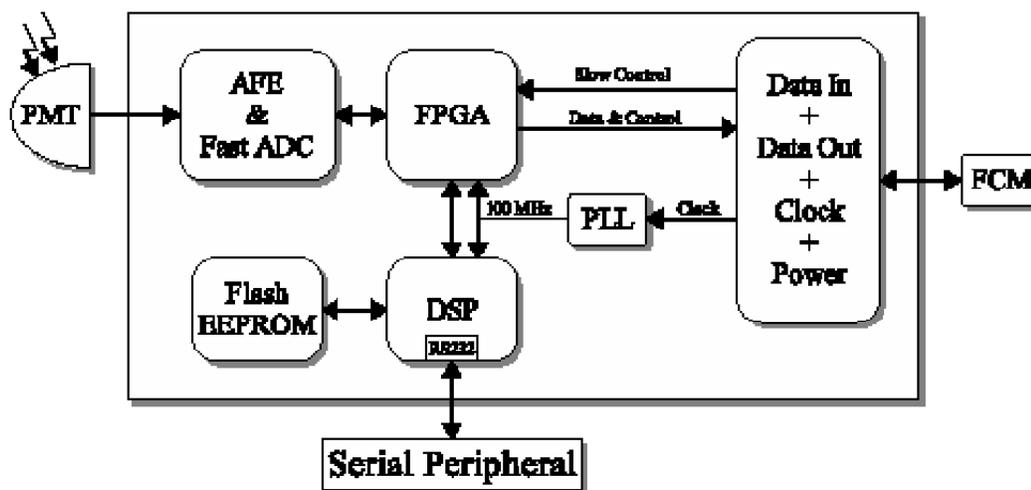


Figura 3.14: Schema a blocchi del *Floor Control Module* di Piano.

### 3.5 Sistema di acquisizione dati

Il Sistema di Acquisizione Dati (DAQ) in NEMO consiste in un circuito posto all'interno del Modulo Ottico, connesso al fotomoltiplicatore (PMT). Esso deve espletare le seguenti funzioni:

- 1) raccogliere i segnali luminosi provenienti dal PMT e digitalizzarli, realizzando un primo *trigger* d'ampiezza;
- 2) registrare l'istante di arrivo di tali segnali;
- 3) inviare tali dati al Concentratore di Piano.

Le connessioni elettriche con il Concentratore di Piano (FCM) permettono la ricezione dei segnali di clock, dei dati di controllo a bassa velocità (*Slow Control*) e dell'alimentazione continua, da terra; e l'invio dei dati relativi ai segnali acquisiti, verso terra.

Il funzionamento dell'elettronica di acquisizione può essere descritta attraverso il diagramma a blocchi riportato in fig.3.14. Sulla destra sono rappresentati i collegamenti con l'FCM; dalla parte opposta è rappresentato il PMT. La connessione per una periferica opzionale seriale è indicata in basso.

Il segnale luminoso che giunge sul PMT viene da questo trasformato in un segnale elettrico e portato attraverso un cavo coassiale al DAQ. Qui viene preliminarmente gestito da un *Analogic Front End* (AFE) che ne effettua una compressione logaritmica.

La digitalizzazione avviene attraverso due *Fast Analogic to Digital Converter* (ADC), che campionano il segnale ad una frequenza di 100 MHz - ovvero alla velocità alla quale operano tutti i componenti discreti della DAQ -, con una risoluzione di 8 bit, uno sfasamento tra loro di 5 ns, per un campionamento complessivo di 200 MHz. Tale campionamento risulta sufficiente, secondo il *teorema del campionamento*<sup>2</sup>, a mantenere tutte le informazioni del segnale. Questa operazione viene eseguita continuamente, quindi 2 parole da 1 byte vengono continuamente inviate all'FPGA, sempre ad una frequenza di 100 MHz. Due comparatori digitali controllano continuamente la parola in ingresso: se uno dei due byte supera una soglia programmabile, si apre la "finestra temporale" per un evento che viene memorizzato in una memoria di tipo First In First Out, all'interno dell'FPGA. Tale procedura viene denominata *zero skipping*. La soglia viene tipicamente impostata ad  $1/3 \div 1/2$  del segnale prodotto da singolo fotoelettrone.

All'interno dell'FPGA avviene la conversione dei dati in uno stream di bit seriali da inviare all'FCM ad una velocità di 19.44 Mbps. La funzione della memoria FIFO, quindi, è quella di adattare il rate casuale di eventi registrati dal PMT ad uno stream di dati a frequenza costante, in accordo con il funzionamento sincrono di tutto l'apparato.

I dati di controllo a bassa velocità (Slow Control), provenienti dalla periferica seriale opzionale RS-232 e dai sensori locali, sono raccolti e gestiti dal *Digital Signal Processor*, e passati all'FPGA per essere registrati insieme ai dati del PMT e quindi mandati all'FCM.

## 3.6 Sistema di sincronizzazione

Per il progetto NEMO si è scelto un sistema di trasmissione sincrono, pertanto i convertitori collegati ai PMT dovranno essere sincroni tra loro e con gli apparati della stazione a terra. Tale esigenza impone la trasmissione

---

<sup>2</sup>Il teorema del campionamento definisce la frequenza minima di campionamento di un segnale, necessaria per evitare distorsioni dello stesso. Un segnale  $f(t)$  a banda limitata da  $f_M$  può essere univocamente ricostruito dai suoi campioni  $f(n\Delta t)$  ( $n \in \mathbb{N}$ ) presi a frequenza  $F_s = \frac{1}{\Delta t}$ , se  $F_s \geq 2f_M$ .

da terra di un *clock* di sincronizzazione. Per fare ciò si sfrutterà il canale di trasmissione da terra per veicolare anche i segnali di temporizzazione. È possibile realizzare la sincronizzazione in tal modo poiché si è scelto un codice di trasmissione autosincronizzato, ovvero il protocollo SDH. Il segnale di clock verrà quindi estratto dai dati in arrivo.

Il segnale di riferimento di clock verrà generato da terra e inviato all'apparato con il sistema di trasmissione DWDM, attraverso un'interfaccia STM-1.

La trasmissione del sincronismo con il clock generato da terra, attraverso la trama SDH, incontrerà un nodo cruciale nel Concentratore di Piano (FCM), poiché la trasmissione di dati - da terra ai singoli Moduli Ottici - incontrerà solo elementi passivi sino all'FCM. Qui il segnale ottico verrà convertito in segnale elettrico e da questo, tramite l'SDH mapper, sarà estratto in modo sincrono il clock a 19.44 MHz, frequenza alla quale lavora l'intero FCM. Il segnale di clock, attraverso una coppia di fili elettrici dedicata, verrà inviato all'elettronica di acquisizione (DAQ) del Modulo Ottico, con una frequenza di 4.86 MHz (ottenuta dividendo per quattro il clock dell'FCM) ed un *Duty Cycle* del 50%. Questo segnale, in seguito, sarà localmente rigenerato da un *Phased Locked Loop* che lo moltiplicherà sino alla frequenza di 100 MHz (la frequenza di clock a cui lavora tutta la DAQ nella fase di digitalizzazione e memorizzazione dei segnali). Esso verrà quindi usato per incrementare un contatore a 16 bit, per effettuare le misure di tempo.

### 3.6.1 Risoluzione temporale

La precisione delle misure temporali effettuate in NEMO sarà dettata dalla capacità di estrarre in modo sincrono il clock dei MO dalla trama di trasmissione SDH. Ciò si rifletterà prevalentemente nella richiesta che tanto il *jitter* con cui avvengono i meccanismi di estrazione e rigenerazione del clock nell'elettronica dell'FCM e del DAQ, che la stabilità dei ritardi temporali introdotti da queste operazioni, si mantengano entro le specifiche richieste da NEMO. Per verificare l'effetto della risoluzione temporale sulla risoluzione angolare del telescopio si sono realizzate accurate simulazioni Monte Carlo, riportate nel Cap.4.

Un'altra possibile causa di incertezza nelle misure deriverà dagli effetti di quantizzazione. La misura di tale imprecisione, per ciò che concerne la DAQ, richiede un sistema a posteriori attraverso adeguate misure. Da precedenti esperienze su simili schede elettroniche l'errore che ci si aspetta è di circa 300 ps.

Incertezze nelle misure dei tempi in NEMO		
Tipo	Tempo (ns)	Posizione (cm)
Proprietà dispersive dell'acqua	$> 1$	
Posizione del Modulo Ottico	$\sim 0.5$	$\pm 10$
Punto di impatto sul fotocatodo	$\sim 0.4$	$\pm 13$
PMT Transit Time Spread	$\sim 1.5$	
Contributo dell'elettronica	$\sim 0.5$	

Tabella 3.1: Incertezze nelle misure dei tempi e nella posizione (dove possibile).

### 3.7 Calibrazione temporale

La calibrazione temporale è un aspetto di rilevanza cruciale in un telescopio per neutrini. Infatti lo scopo della costruzione dell'apparato consiste nell'osservazione di neutrini astrofisici, a partire dalla ricostruzione delle tracce prodotte dai muoni da essi generati. La ricostruzione delle tracce avviene attraverso la luce Čerenkov emessa dal transito dei muoni in acqua, a partire dalle misure di tempo in cui i rivelatori sono da essa illuminati (§2.6.2).

La misura dell'istante in cui viene illuminato un PMT è soggetta a diverse cause di incertezza che possono essere di varia natura: fisica, come la dispersione della luce in acqua; legate all'accuratezza nella determinazione della posizione del Modulo Ottico; dovute al punto d'impatto del fotone Čerenkov sul fotocatodo; in relazione alle caratteristiche del PMT (tempo di transito del fotoelettrone, o *Transit Time Spread*) e dell'elettronica. In tab.3.1 sono riportate tali cause con le loro incertezze nella misura dei tempi e nella posizione (dove possibile), per il progetto NEMO. Le incertezze riportate sono di natura essenzialmente casuali, relative alle singole misure effettuate. Si tratta quindi di grandezze che sono diverse dai possibili errori dovuti ad una errata calibrazione temporale, poiché tali errori si rifletterebbero in una valutazione sistematicamente errata del tempo.

Il problema della calibrazione temporale va affrontato in due distinte operazioni:

- una calibrazione temporale relativa, che consiste nella misura delle differenze dei tempi (*offset*) dei singoli MO rispetto ad un istante di riferimento a terra (o almeno rispetto ad un MO di riferimento);

- una calibrazione temporale assoluta, che consiste nella necessità di “allineare” le misure di tempo effettuate dall’apparato con il tempo UTC.

Il problema della calibrazione temporale assoluta è evidentemente limitato al funzionamento della stazione di terra; invece il problema della calibrazione temporale relativa è alquanto complesso. Infatti oltre alle diverse condizioni operative (come la temperatura) a terra e in acqua, che potrebbero influenzare gli offset temporali da misurare all’attuale livello di sviluppo dell’elettronica per NEMO, non si può escludere che vi siano dei contributi ai ritardi da misurare nella calibrazione temporale relativa risultanti dalle condizioni specifiche di lavoro dell’elettronica off-shore, e che potrebbero cambiare ad ogni spegnimento e riaccensione dell’apparato. Questo ritardo dipende dal valore, non definibile né noto a priori, all’accensione di un registro interno al mapper SDH utilizzato per le comunicazioni, che causa un ritardo nel flusso di dati (fino alla successiva riaccensione) variabile tra 0 e circa 25 ns, in salti di 6.43 ns. Di qui la necessità di implementare un sistema di calibrazione che possa essere utilizzato periodicamente anche durante le operazioni di presa-dati in acqua.

### 3.7.1 Calibrazione temporale relativa

La calibrazione temporale relativa è un aspetto fondamentale per ottenere una buona capacità di puntamento e risoluzione angolare del telescopio NEMO. Infatti le misure di tempo avverranno facendo riferimento a contatori locali disposti nei MO che alloggiavano i PMT; questi verranno incrementati da segnali di clock locali, ma sincronizzati sui segnali che arriveranno da terra mediante fibre ottiche (§3.6).

La scelta delle modalità realizzative della calibrazione temporale è fortemente dipendente dalle caratteristiche dell’apparato. Ciò è particolarmente vero per quanto riguarda l’operazione di calibrazione temporale relativa, la cui definizione è avvenuta sulla base di scelte essenzialmente già definite dalla Collaborazione NEMO, per quanto riguarda la topologia dell’apparato e il sistema di trasmissione dei dati.

Pertanto la calibrazione temporale relativa comporta la misura di un primo ritardo con cui l’istruzione di azzeramento del contatore viene eseguita da un singolo MO, rispetto a quando essa è generata nella stazione di gestione a terra (offset\_ele in fig.3.15). Un secondo contributo riguarda il tempo di

elaborazione del segnale nel MO (offset\_OM in fig.3.15). Per quanto riguarda il primo ritardo, con riferimento alla fig.3.15, questo risulta dalla somma dei seguenti contributi:

- 1)  $t_a$  = tempo impiegato dall'elettronica on-shore per inviare il comando di azzeramento dei contatori;
- 2)  $t_b$  = tempo impiegato per il transito dei dati sulle fibre ottiche;
- 3)  $t_c$  = ritardo con cui l'istruzione di azzeramento viene riconosciuta all'interno dell'FCM;
- 4)  $t_d$  = tempo impiegato dall'FCM per reinviare il comando di sincronizzazione verso i MO;
- 5)  $t_e$  = tempo di propagazione dei segnali lungo il cavo tra FCM e MO;
- 6)  $t_f$  = tempo impiegato dall'elettronica di Front End per interpretare ed eseguire il comando di azzeramento del clock.

Stando all'esperienza nella implementazione del sistema di trasmissione dati di NEMO-fase1, i contributi più critici sono  $t_a$  e  $t_c$  poiché il meccanismo con cui viene stabilito il sincronismo tra il riferimento temporale a terra e quello dell'apparato (interno alla trama dei dati da riva) non permette di determinare a priori queste quantità, al meglio di 25 ns [NEMOI]. Tuttavia, mentre  $t_a$  rimane sempre accessibile e misurabile a terra, per  $t_c$  occorrerà fare affidamento esclusivamente sul sistema di calibrazione temporale. Un opportuno studio sotto simulazione Monte Carlo è stato effettuato per verificare l'effetto degli offset temporali dell'elettronica di Piano sulla risoluzione angolare del telescopio, i risultati sono riportati nel §4.9.

In considerazione della struttura dell'apparato e del sistema di comunicazione e trasporto dei dati, è stata delineata un'architettura che permette di risolvere il problema della calibrazione temporale relativa attraverso due operazioni distinte: una detta di *calibrazione elettronica*, l'altra detta di *calibrazione ottica*, di modo che le due misure sommate restituiscano la grandezza cercata. In particolare, il percorso che va dalla stazione a terra fino al MO è stato diviso in due parti: tra la stazione a terra e l'FCM e tra questo e il MO (in fig.3.15 è riportato il limite tra le due calibrazioni). Ciò si rende opportuno dal momento che le comunicazioni da riva avvengono in maniera indipendente con i singoli FCM, e che la rete tra la stazione di terra e

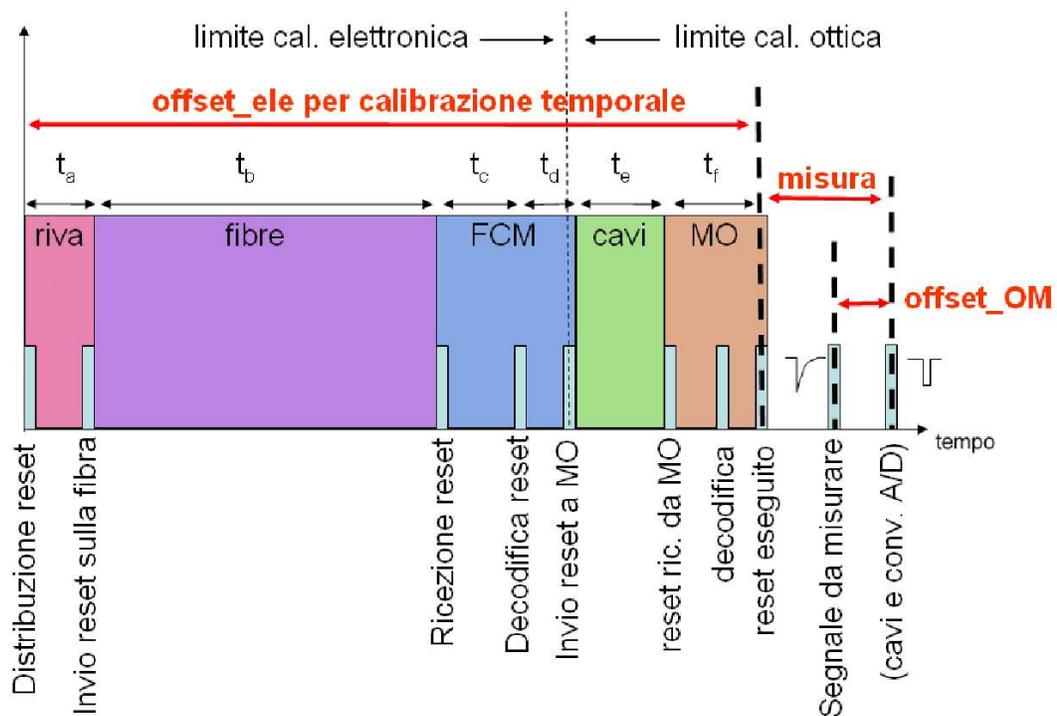


Figura 3.15: Schema dei contributi da misurare per la calibrazione temporale relativa. I tempi non sono in scala.

gli FCM è realizzata in fibra ottica e comprende soltanto elementi passivi. L'FCM, invece, svolge diverse azioni cruciali, non solo per garantire le comunicazioni, ma anche per la sincronizzazione dei MO ad esso collegati. Infatti l'FCM genera internamente un segnale di clock, che sincronizza con il clock estratto dalle trame di dati provenienti da riva, per poi distribuirlo ai MO; inoltre, interpreta le comunicazioni di controllo ricevute da terra, comprese le istruzioni di azzeramento dei contatori, che comunica di conseguenza ai MO.

### Calibrazione elettronica

Nel tratto relativo alla calibrazione elettronica la misura dei tempi verrà realizzata attraverso un meccanismo di eco: si invieranno istruzioni di controllo da riva all'FCM da calibrare, e si misurerà il tempo con cui questo

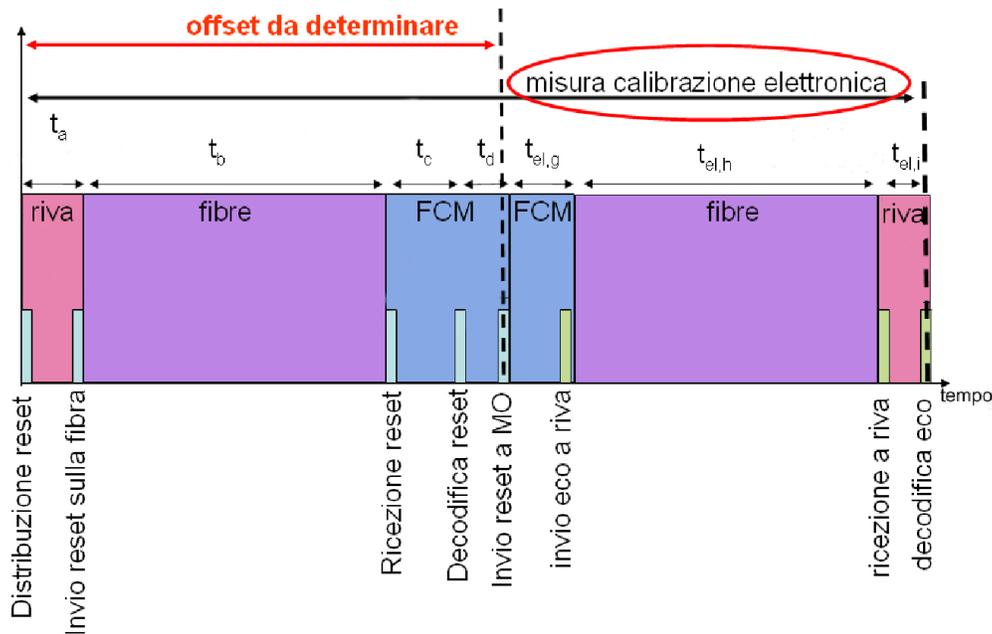


Figura 3.16: Schema della calibrazione temporale relativa elettronica, utilizzando il meccanismo di eco.

invierà a riva una risposta; da questa misura occorrerà estrarre la quantità di interesse. In altre parole, si vuole determinare il tempo di propagazione dei segnali in un verso a partire da una misura del tempo di percorrenza nei due versi.

Affinché la tecnica funzioni occorre dunque valutare precisamente i diversi contributi che concorrono alla misura, al fine di apportare le dovute correzioni. In definitiva risulta che, per ottenere la grandezza cercata (*offset da determinare* in fig.3.16), bisogna sottrarre al tempo di eco misurato i seguenti contributi:

- 7)  $t_{el,g}$  = tempo impiegato dall'elettronica off-shore per indirizzare il segnale di eco verso riva (questo intervallo di tempo risulterebbe determinato dalla programmazione dell'FPGA dell'FCM, con variazioni trascurabili da Piano a Piano);
- 8)  $t_{el,h}$  = tempo impiegato per il trasporto dei dati sulle fibre ottiche verso riva (questo tempo potrebbe essere diverso dal tempo di propagazione

sulle fibre compreso nel tempo di andata se i due percorsi non sono identici e/o se le lunghezze d'onda sono diverse nei due versi);

- 9)  $t_{el,i}$  = tempo impiegato dall'elettronica a riva per interpretare il segnale di eco.

È evidente che questi tre contributi devono poter essere valutati con una precisione globale inferiore al nanosecondo. Per questo motivo è cruciale che l'operazione 7) sia assolutamente sincrona al segnale di clock locale dell'FCM, ed eseguita con ritardo fissato rispetto all'istante di decodifica dell'istruzione. La valutazione di  $t_{el,h}$  richiede particolare attenzione poiché, secondo lo schema proposto dalla Collaborazione NEMO, le trasmissioni da - e verso - la Torre avverranno su fibre diverse tra Junction Box secondarie e FCM (in NEMO-Fase1). Infine il contributo relativo a  $t_{el,i}$  risente dell'incertezza con cui viene stabilito il sincronismo nei dispositivi STM (situazione del tutto analoga alle voci  $t_a$  e  $t_c$  discusse in precedenza).

### Calibrazione ottica

Per la calibrazione ottica si utilizzerà una sorgente ottica comune che illumini simultaneamente i 4 MO di un Piano. Ciò richiede l'impiego di una sorgente che emetta lampi di luce visibile di brevissima durata (qualche nanosecondo) in risposta ad un comando da riva, e di un sistema di distribuzione della luce realizzato con uno *splitter*  $1 \times 4$ , un attenuatore e fibre ottiche di lunghezza opportuna per trasportare il segnale ai MO. È interessante notare che illuminare i PMT con sorgenti ottiche di riferimento per scopi di calibrazione temporale è una strategia già utilizzata con diverse soluzioni tecniche in diversi altri contesti, compresi AMANDA e ANTARES (App.1). Tuttavia, le peculiari caratteristiche di NEMO (§3.2), in particolare le distanze che separano i MO agli estremi dei Piani (20 m) e la posizione e orientazione di questi (vista verso l'orizzonte e verso il basso), non lasciano possibilità di impiego di fari ottici se non attraverso un sistema di distribuzione della luce quale quello proposto.

Lo schema della calibrazione ottica è riportato in fig.3.17, dove si mostrano i diversi contributi che concorrono alle misure:

- 10)  $t_{ot,j}$  = tempo impiegato dall'elettronica off-shore per attivare il sistema di calibrazione ottica;

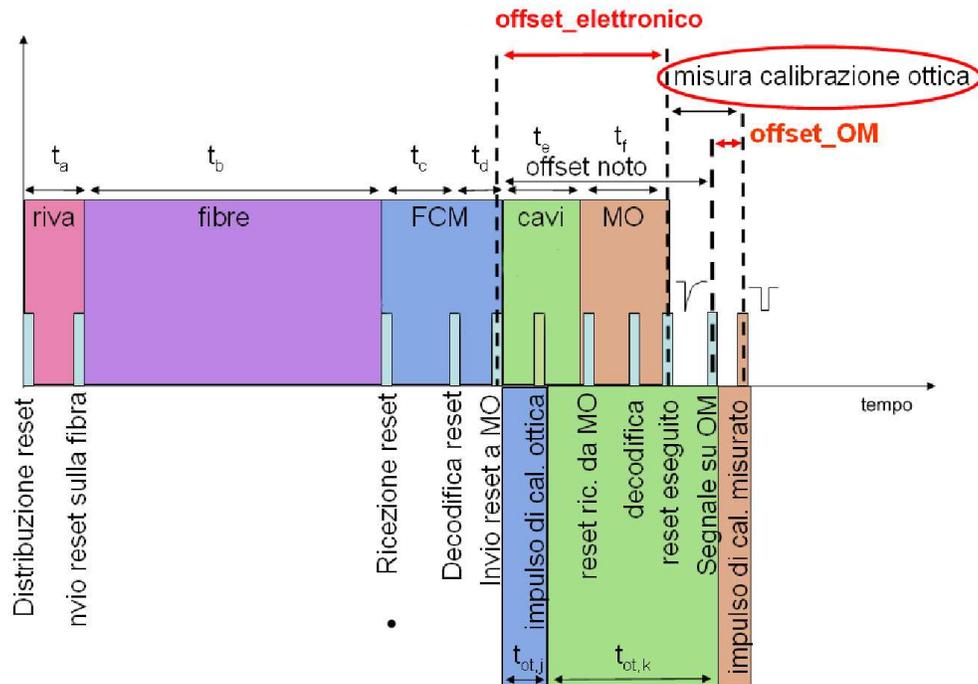


Figura 3.17: Schema della calibrazione temporale relativa ottica.

- 11)  $t_{ot,k}$  = tempo impiegato dai segnali di calibrazione per raggiungere i singoli MO;
- 12)  $t_{ot,l}$  = tempo impiegato dal fototubo e dall'elettronica di FE per registrare l'impulso luminoso.

Secondo tale schema la misura di calibrazione ottica corrisponderà alla misura di tempo che intercorre tra l'istante in cui il segnale di azzeramento del contatore viene eseguito dall'elettronica di FE del MO e l'istante in cui questa registra l'impulso di calibrazione; questa misura comprenderà, quindi, anche il contributo di  $t_{ot,l}$  dovuto al tempo di transito nel PMT ed al tempo di attraversamento dell'elettronica di FE (offset\_OM in fig.3.17). La grandezza temporale che si vuole misurare è l'intervallo di tempo che risulta dalla differenza dei contributi offset\_elettronico e offset\_OM, che si ottengono come:

$\text{offset\_elettronico} - \text{offset\_OM} = t_{\text{ot},j} + t_{\text{ot},k} - \text{misura calibrazione ottica}$ .

L'approccio proposto di calibrazione ottica funzionerà solo a condizione che i contributi  $t_{\text{ot},j}$  e  $t_{\text{ot},k}$  siano valutabili entro un'accuratezza complessiva dell'ordine della frazione di ns. In particolare ciò si riflette in due richieste:

- l'operazione di attivazione del sistema di calibrazione ottica sia effettuata con un ritardo fisso e noto, rispetto all'esecuzione del *reset* dei contatori;
- la lunghezza dei diversi rami del sistema di distribuzione dei segnali di calibrazione sia controllata al cm.

Entrambe queste operazioni sono effettuabili con la precisione richiesta.

### 3.7.2 Calibrazione temporale assoluta

Affinché la procedura di calibrazione temporale relativa possa funzionare, occorre che a terra sia implementata una opportuna stazione di gestione delle operazioni di calibrazione temporale. Questa stazione, interamente controllata da un PC - che serva da interfaccia con l'utente e con il data-base di esperimento, e che memorizzi i dati di calibrazione -, deve innanzitutto provvedere all'operazione di calibrazione temporale assoluta.

Tale operazione consiste nel mantenere una misura di tempo locale che sia stabile rispetto al tempo UTC. Questo è attualmente possibile grazie alla tecnologia GPS, la quale permette di raggiungere facilmente, con dispositivi commerciali, l'accuratezza del ms richiesta. Dal ricevitore GPS occorre anche estrarre un segnale di riferimento ad alta stabilità con cui sincronizzare i segnali di clock da utilizzare nelle trasmissioni dalla riva verso l'elettronica off-shore. Inoltre il sistema deve essere in grado di:

- gestire la generazione dei segnali di avvio delle procedure di calibrazione elettronica e ottica;
- eventualmente effettuare l'operazione di reset dei contatori;
- effettuare le misure di calibrazione elettronica.

Per quest'ultima operazione sono necessari un TDC ed un opportuno stadio di multiplexing.

La calibrazione temporale assoluta di un telescopio per neutrini si può ottenere anche attraverso le misure effettuate dall'apparato stesso. Ciò è possibile - con una precisione chiaramente minore del sistema GPS - attraverso lo studio dell'*ombra della Luna*, che si effettua osservando il *deficit* dei raggi cosmici in direzione di essa: se la posizione ricostruita della Luna si trova nella posizione attesa, l'apparato è ben calibrato. Un'altra stima si può ottenere ricostruendo il profilo della costa: nella direzione della riva c'è una densità maggiore di materia rispetto alla direzione del mare aperto, quindi dal diverso assorbimento dei muoni atmosferici (§2.8) - dovuto al diverso mezzo da attraversare - si ha una ricostruzione topografica del fondale marino circostante l'apparato.

### 3.8 Simulazione dell'apparato

Lo studio sotto simulazione Monte Carlo (MC) del progetto NEMO ha lo scopo di ottimizzare le prestazioni del telescopio, stabilendone i vari aspetti: la geometria, i limiti dettati dalla calibrazione temporale, la sensibilità a candidate sorgenti, ecc. Il fine ultimo è quello di ottenere un apparato in grado di fare astronomia dei neutrini con una buona risoluzione angolare e, allo stesso tempo, avere un apparato con bassa densità di sensori per limitarne i costi.

Le simulazioni si possono dividere in due settori:

- fisica dei neutrini e dei raggi cosmici;
- risposta del rivelatore.

Attraverso la simulazione della fisica dei neutrini si studiano le interazioni di tali particelle con la materia. Stabilito il flusso di neutrini atteso da una data sorgente, il risultato da ottenere consiste nel determinare il flusso atteso dei leptoni da neutrini in prossimità del rivelatore.

La fisica dei raggi cosmici è interessante per studiare il flusso di neutrini e di muoni atmosferici (§2.8) al telescopio. Esso si ottiene a partire dagli sciami prodotti in atmosfera dalle interazioni dei raggi cosmici primari, ed è particolarmente interessante per stimare le prestazioni dell'apparato con un flusso noto di particelle. Ciò è stato realizzato per i muoni atmosferici attesi

al prototipo di NEMO-Fase1, i cui risultati sono riportati nel Cap.5.

Lo studio della risposta del rivelatore inizia con l'arrivo in prossimità di questo dei leptoni prodotti dalle interazioni dei neutrini. In particolare si considera la luce Čerenkov prodotta dal transito dei muoni in acqua (come discusso nel §2.3.7), che andando ad illuminare i PMT dell'apparato avvia il processo di ricostruzione delle tracce.

### 3.8.1 Risposta del rivelatore

Le simulazioni per studiare le caratteristiche di NEMO discendono dal pacchetto software messo a punto dalla Collaborazione ANTARES [Bai02]. Esso è stato opportunamente adattato al caso di NEMO, che intende instrumentare 1 km<sup>3</sup> di fondale marino. La risposta dell'apparato si ottiene secondo il seguente schema [NEMOI]:

- definizione della geometria dell'apparato;
- generazione delle tracce dei muoni su una superficie cilindrica (*can*) che racchiude il telescopio;
- propagazione in acqua dei muoni e della luce Čerenkov, fino a determinare i PMT illuminati;
- simulazione del fondo ottico relativo al decadimento del <sup>40</sup>K, e simulazione del segnale;
- ricostruzione delle tracce dei muoni a partire dai tempi di acquisizione dei PMT illuminati.

In riferimento alla fig.3.18, è possibile ricostruire le varie fasi delle simulazioni.

La geometria del rivelatore viene realizzata dal programma *gendet*, dopo averne definiti i parametri quali il numero di PMT e la loro posizione, il numero di Torri, ecc.; il programma in uscita viene poi richiamato da tutti i programmi in esecuzione, in seguito.

Stabilita la superficie di generazione - ovvero la *can* - e il numero di tracce dei muoni con lo spettro in energia desiderato, il codice *gentra* genera i parametri di traccia (la generazione può avvenire all'interno del volume oppure sulla superficie che lo definisce). I parametri di traccia sono dati in ingresso al programma *km3*, il quale si occupa della propagazione in acqua dei muoni

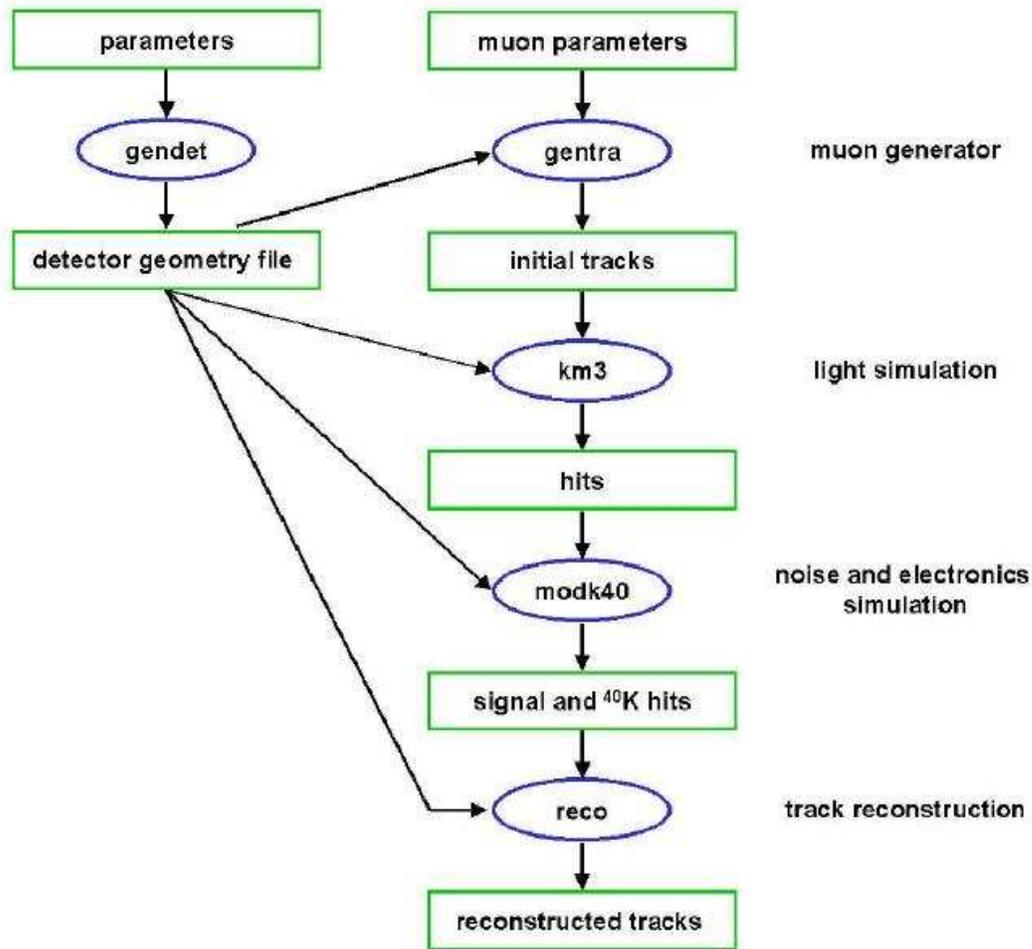


Figura 3.18: Schema delle simulazioni dell'apparato NEMO e della ricostruzione delle tracce dei muoni [ANT].

e della luce Čerenkov da essi prodotta, determinando i segnali sui PMT (*hit*). Il codice *km3* richiama altri codici, i quali riportano le caratteristiche fisiche dell'acqua (lunghezza di diffusione e di assorbimento della luce) del sito dove si vuole realizzare la simulazione.

Il processo successivo consiste nell'immissione, negli eventi da muone, di eventi spuri che simulano il decadimento del  $^{40}\text{K}$ , attraverso il codice *modk40*. I parametri da fissare sono: la frequenza di decadimento del  $^{40}\text{K}$  e la durata

di tale rumore ottico da prima dell'inizio dell'evento alla fine di questo. Il codice simula anche la risposta del PMT e il processo di digitalizzazione dei segnali.

Il programma in uscita da *modk40* viene quindi processato dal codice *reco*, che si occupa della ricostruzione delle tracce, restituendo in uscita i parametri di traccia "ricostruita". Il confronto di questi con i parametri ottenuti da *gentra*, opportunamente elaborati, danno le indicazioni sulle prestazioni dell'apparato allo studio.

Il codice di propagazione dei muoni *km3* [NT99] genera i fotoni Čerenkov ed immagazzina i tempi di arrivo e l'ampiezza dei segnali sui MO, tenendo conto dei tempi di conversione fotone-elettrone. Esso fa uso dei codici MUSIC (*Muon Simulation Code*) [Ant97] e GEANT [GEA].

MUSIC è un codice 3D che tiene conto dei seguenti processi: diffusione multipla, raggi  $\delta$ , bremsstrahlung, produzione di coppie e diffusione anelastica (§2.3). I fotoni Čerenkov non vengono generati e propagati uno ad uno per l'impossibilità pratica di eseguire i calcoli, dati i tempi di CPU richiesti (dell'ordine dei mesi); essi vengono generati e propagati in base ad apposite tabelle pre-calcolate, in relazione alle energie dei muoni e alle caratteristiche dell'acqua. Le tabelle sono realizzate tramite il pacchetto GEANT [GEA]; esse contengono le distribuzioni del numero e del tempo di arrivo dei fotoni ai Moduli Ottici, a differenti distanze ed orientazioni dalla traccia del muone o dallo sciame elettromagnetico prodotto in seguito ai processi succitati di raggi  $\delta$ , bremsstrahlung e produzione di coppie, se di energia sufficiente.

La ricostruzione delle tracce si divide in due fasi:

- 1) realizzazione della condizione di *trigger*;
- 2) ricostruzione della direzione del muone.

La condizione di trigger è definita dal fatto che in un evento devono essere illuminati almeno 5 PMT. Tale condizione è dettata dall'esigenza che per poter definire una retta nello spazio bisogna conoscere 5 parametri. Inoltre, affinché un PMT si possa considerare illuminato, viene posta una condizione di soglia sul segnale da esso prodotto (ad es. debba essere almeno pari al segnale prodotto da 0.5 fotoelettroni). Ciò riduce il numero di hit dovuti al fondo ottico di  $^{40}\text{K}$ , ma un ulteriore filtro di *casualità* viene applicato per tale scopo. Esso si basa sulla seguente condizione di AND logico:

$$(|\Delta t| - \Delta r/v_g < 20 \text{ ns}) \text{ AND } (|\Delta t| - \Delta r/c < 500 \text{ ns}) \quad (3.1)$$

dove  $|\Delta t|$  è il valore assoluto del tempo che intercorre tra 2 hit,  $\Delta r$  è la distanza tra i 2 PMT dove si sono avuti gli hit,  $v$  è la *velocità di gruppo*.<sup>3</sup> La prima condizione si basa sul fatto che il fronte d'onda Čerenkov dei fotoni diretti si muove in acqua con velocità  $v_g \approx c/n$ , dove l'indice di rifrazione  $n = 1.35$ . La seconda condizione tiene conto del fatto che per grandi distanze l'assorbimento della luce non permette ai fotoni del fronte Čerenkov di propagarsi dalla traccia del muone fino ai PMT; pertanto il valore di 500 ns tiene in considerazione il ritardo che si produce tra il fronte Čerenkov sia con i fotoni della luce diffusa che con i fotoni Čerenkov prodotti dai raggi  $\delta$  e degli sciami elettromagnetici (§2.3).

La ricostruzione della traccia del muone si basa sui tempi di arrivo dei fotoni Čerenkov sui MO, sulla loro posizione e sulla carica che essi producono attraverso i PMT (proporzionale al numero di fotoni). La ricostruzione della direzione avviene attraverso due stadi successivi:

- 2a) procedure di *pre-fit*;
- 2b) procedure di *fit*.

La procedura di pre-fit permette una prima stima dei parametri che determinano la direzione della traccia, utilizzando il tempo di arrivo dei fotoni Čerenkov e la posizione dei PMT illuminati. Essa parte se analizzando gli ultimi 3 hit si ha almeno una delle seguenti condizioni di trigger: un segnale corrispondente ad un numero di fotoelettroni  $\geq 3.5$ , oppure una coincidenza di segnali su 2 PMT adiacenti (quelli su un estremo del Piano) entro  $\Delta t \leq 20$  ns. L'algoritmo permette una stima, indipendentemente per le tre direzioni spaziali  $x$ ,  $y$  e  $z$ , dei coefficienti della retta di best-fit (tempo-posizione). Esso considera la condizione (non reale) che la posizione del PMT illuminato si trovi sulla traccia del muone, è quindi necessario considerare un peso che tenga conto della indeterminazione sulla posizione di ciascun PMT. Tale indeterminazione è legata all'ampiezza del segnale prodotto dal PMT, che è tanto maggiore quanto minore è la distanza del PMT dalla traccia. Viene pertanto assegnato un peso ai vari PMT nel calcolo della traccia, tanto maggiore quanto più grande è la carica da essi prodotta. I coefficienti sono 6:  $(X_0, Y_0, Z_0)$  e  $(V_X, V_Y, V_Z)$ ; i primi 3 rappresentano i coefficienti dello pseudo-vertice, ovvero il primo punto lungo la traccia ricostruita da cui proviene la luce Čerenkov; i secondi 3 rappresentano la velocità del muone. Essi

---

<sup>3</sup>La velocità di gruppo  $v_g$  di un'onda è definita dalla relazione:  $v_g \equiv \frac{\partial \omega}{\partial k}$ , con  $\omega$  frequenza angolare e  $k$  numero d'onda.

sono calcolati attraverso le seguenti formule:

$$X_0 = \frac{\sum_K \sum_{L \neq K} Q_L Q_K \cdot [X_K T_K^2 + X_L T_L^2 - (X_K + X_L) T_L T_K]}{\sum_K \sum_{L \neq K} (Q_L Q_K)^2} \quad (3.2)$$

$$V_X = \frac{\sum_K \sum_{L \neq K} Q_L Q_K \cdot [(X_K - X_L) \cdot (T_K - T_L)]}{\sum_K \sum_{L \neq K} (Q_L Q_K)^2} \quad (3.3)$$

dove gli indici  $K$  ed  $L$  corrono sul numero dei PMT illuminati;  $Q$  è la carica generata sul singolo PMT e  $T$  è il suo tempo di acquisizione dei fotoni.

La procedura di fit parte utilizzando i risultati del pre-fit, ed applica un metodo di minimizzazione della funzione  $\chi^2$ , definita come:

$$\chi^2 = \sum_{PMT} \left( \frac{T_{PMT} - T_{PMT}^{atteso}}{\sigma_{PMT}} \right)^2 \quad (3.4)$$

dove  $T_{PMT}$  rappresenta il tempo di acquisizione dei fotoni sul singolo PMT,  $T_{PMT}^{atteso}$  è il tempo di arrivo dei fotoni attraverso il fronte d'onda Čerenkov (calcolato dal programma). Il valore del  $\chi^2$  ottenuto viene confrontato con un valore  $\chi_{CUT}^2$  fissato: se  $\chi^2 > \chi_{CUT}^2$ , i PMT con lo scarto maggiore sui tempi vengono man mano rimossi dalla sommatoria fino a che  $\chi^2 < \chi_{CUT}^2$ ; se il numero di PMT si riduce a meno di 6, l'evento non viene ricostruito.

Nei seguenti due capitoli vengono riportati gli studi di simulazione che fanno uso del pacchetto *software* presentato. La loro applicazione si è avuta sia per il telescopio per neutrini NEMO, per ciò che riguarda la risposta dell'apparato con particolare attenzione alla calibrazione temporale relativa, che per la Minitorre di NEMO-Fase1, per ciò che concerne lo studio dei muoni atmosferici.

# Capitolo 4

## Studio delle prestazioni di NEMO con metodi Monte Carlo

Nel presente capitolo è riportato lo studio delle prestazioni del telescopio per neutrini NEMO, ottenute attraverso dati simulati. Particolare attenzione viene posta al problema della *calibrazione temporale relativa*.

La calibrazione temporale relativa è un aspetto fondamentale per ottenere una buona capacità di puntamento e risoluzione angolare di un telescopio per neutrini (§2.6.2). In NEMO le misure di tempo avverranno facendo riferimento a contatori locali disposti nei moduli che alloggiavano i fotomoltiplicatori; questi verranno incrementati da segnali di clock locali, ma sincronizzati sui segnali che arriveranno da terra mediante fibre ottiche (§3.3). La calibrazione temporale relativa riguarda quindi i singoli rivelatori dell'apparato e dovrà avere una precisione dell'ordine dei ns (§3.7.1). La calibrazione temporale assoluta riguarda invece l'intero telescopio, con una precisione richiesta dell'ordine dei ms ed effettuata tramite il sistema GPS (§3.7.2).

Le simulazioni svolte permettono di capire con quale grado di accuratezza deve essere effettuata la calibrazione temporale relativa, ovvero quale precisione bisogna raggiungere nella determinazione degli *errori sull'offset temporale*.

Prima di affrontare il problema della calibrazione temporale relativa sotto simulazione, e più in generale le prestazioni del telescopio NEMO, nel §4.1 vengono sinteticamente ripercorsi gli studi che hanno portato alla configurazione di NEMO così come in progetto, presentata nel Cap.3.

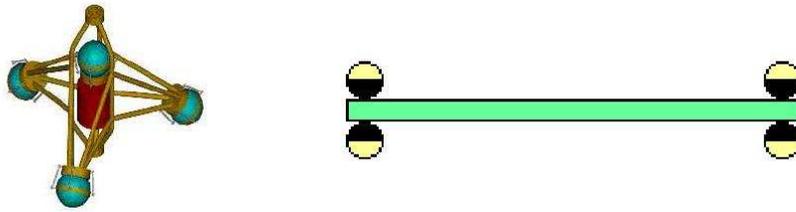


Figura 4.1: Disposizione dei MO ai bordi del tetraedro (nel caso della Stringa, a sinistra) e dei Piani (nel caso della Torre, a destra) [NEMO02]. Le figure non sono in scala.

## 4.1 La configurazione del telescopio per neutrini NEMO

Effettuata la scelta del sito di Capo Passero per l'installazione del telescopio per neutrini NEMO - note quindi le caratteristiche fisiche del luogo -, la fase successiva ha riguardato lo studio sotto simulazione per stabilire la configurazione da dare all'apparato. Pertanto sono state effettuate accurate simulazioni Monte Carlo (MC) per definire la migliore disposizione geometrica dei sensori, in modo da sfruttare al meglio le caratteristiche di assorbimento e di diffusione della luce nell'acqua (§2.4), nel sito prescelto. Per diverse configurazioni dei fotomoltiplicatori è stata quindi valutata l'efficienza del telescopio ed i suoi *fattori di merito* (area efficace e risoluzione angolare, §2.6), in modo da scegliere la configurazione con le prestazioni migliori.

Il pacchetto di simulazioni utilizzato deriva da quello in uso dalla Collaborazione ANTARES [Bai02], opportunamente adattato per le dimensioni di NEMO, ovvero per instrumentare circa  $1 \text{ km}^3$  di fondale marino.

### 4.1.1 Confronto Stringa-Torre

Per definire la geometria di NEMO, un primo confronto ha riguardato una configurazione a Stringhe (simile a quella utilizzata in ANTARES [ANT97]), con una configurazione a Torri (costituita da Piani). La Stringa contiene 16 tetraedri distanziati di 40 m; ai vertici dei tetraedri, di lato 1 m, sono posizionati 4 Moduli Ottici (fig.4.1, a sinistra). La Torre è costituita da 16 Piani di

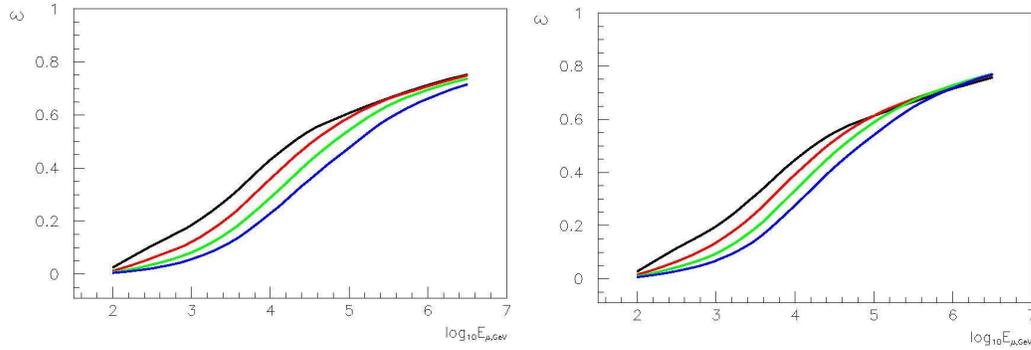


Figura 4.2: Confronto tra le efficienze di rivelazione, in funzione dell'energia dei muoni, nella configurazione a Stringa (a sinistra) e a Torre (a destra). I colori delle curve si riferiscono alle diverse distanze simulate tra le Stringhe o tra le Torri: in nero 180 m, in rosso 220 m, in verde 260 m e in viola 300 m [NEMO02].

lunghezza 20 m, distanziati tra loro di 40 m e consecutivamente ortogonali; agli estremi sono posizionati 4 Moduli Ottici (MO), 2 rivolti verso l'alto e 2 verso il basso (fig.4.1, a destra). In totale sono stati simulate 64 Stringhe e altrettante Torri [NEMO02].

Per stabilire - e quindi confrontare - le prestazioni dei 2 apparati, sono stati simulati circa  $4 \cdot 10^5$  eventi da muone, di energia  $10^2 \div 10^7$  GeV e spettro piatto nel logaritmo; le distribuzioni degli angoli delle tracce sono state generate isotrope in  $\cos\theta_\mu$ , con l'angolo zenitale  $\theta_\mu \in [0^\circ, 180^\circ]$ , e nell'angolo azimutale  $\phi_\mu \in [-180^\circ, 180^\circ]$ . Lo studio delle prestazioni dei 2 apparati ha riguardato diversi aspetti, i più rilevanti dei quali sono stati:

- l'efficienza di rivelazione,  $\epsilon$ ;
- l'area efficace,  $A_{\text{eff}}$ ;
- la risoluzione angolare, scelta come mediana della distribuzione dell'angolo di scarto tra la direzione della traccia simulata e la direzione della traccia ricostruita dei muoni.

Il confronto tra essi è riportato, rispettivamente, in fig.4.2, in fig.4.3 ed in fig.4.4. I diversi colori delle curve si riferiscono a diverse distanze tra le Stringhe o tra le Torri: in nero 180 m, in rosso 220 m, in verde 260 m

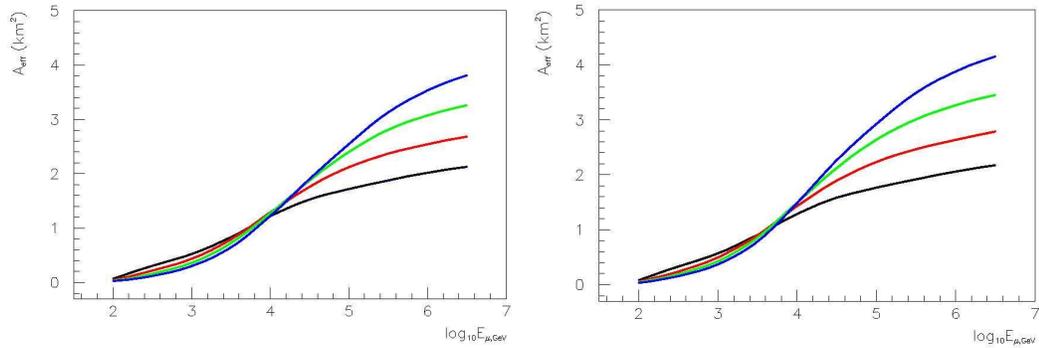


Figura 4.3: Confronto tra l'area efficace  $A_{\text{eff}}$ , in funzione dell'energia dei muoni, nella configurazione a Stringa (a sinistra) e a Torre (a destra). I colori delle curve si riferiscono alle diverse distanze simulate tra le Stringhe o tra le Torri: in nero 180 m, in rosso 220 m, in verde 260 m e in viola 300 m [NEMO02].

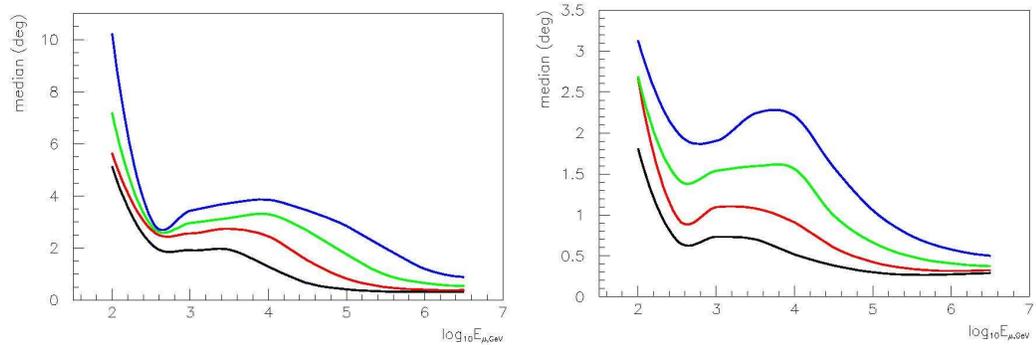


Figura 4.4: Confronto tra la mediana della distribuzione dell'angolo di scarto tra la direzione della traccia simulata e la direzione della traccia ricostruita dei muoni, in funzione dell'energia dei muoni, nella configurazione a Stringa (a sinistra) e a Torre (a destra). I colori delle curve si riferiscono alle diverse distanze simulate tra le Stringhe o tra le Torri: in nero 180 m, in rosso 220 m, in verde 260 m e in viola 300 m [NEMO02].

e in viola 300 m. I grafici dell'efficienza hanno nei 2 casi un andamento abbastanza simile, discostandosi solo ad alte energie. Per le aree efficaci la

situazione è analoga, poiché si evidenzia soltanto un maggior valore di  $A_{\text{eff}}$  per le alte energie e a maggiori distanze, nel caso della configurazione a Torri rispetto a quella a Stringa. La mediana varia invece in maniera notevole tra le 2 configurazioni, con valori, nel caso a Stringhe, notevolmente maggiori rispetto al caso a Torri, quindi con una peggiore risoluzione angolare. Ciò è probabilmente dovuto al fatto che i 4 MO sono distanziati maggiormente quando si utilizzano le Torri rispetto alle Stringhe, pertanto i sensori sono in grado di raccogliere luce su distanze maggiori, migliorando la ricostruzione.

### 4.1.2 Confronto sulla disposizione dei Moduli Ottici su Torre

Stabilito che la configurazione a Torri dà luogo ad una migliore risoluzione angolare rispetto al caso a Stringhe, si sono studiate 5 possibili disposizioni di 4 MO sulle Torri. La lunghezza dei Piani si è tenuta fissa a 20 m [NEMO02]. In riferimento alla fig.4.5 si ha:

- **dd**: 2 MO posti ad ognuno degli estremi del Piano, che osservano tutti verso il basso;
- **4d**: 1 MO posto ad ognuno degli estremi del Piano e gli altri 2 disposti lungo esso a distanza di 5 m dal centro, con linea di vista verso il basso per tutti;
- **dh**: 2 MO posti ad ognuno degli estremi del Piano, con 1 che osserva verso il basso e l'altro verso l'orizzonte;
- **ud**: 2 MO posti ad ognuno degli estremi del Piano, che osservano 1 verso l'alto e l'altro verso il basso;
- **d90**: 2 MO posti ad ognuno degli estremi del Piano, lungo il suo lato minore, che osservano con un angolo di  $45^\circ$  rispetto alla verticale.

Le Torri simulate sono state 64, distanti tra loro 180 m e costituite da 16 Piani. Questi sono distanziati tra loro di 40 m e consecutivamente ortogonali. Anche in questo studio sono stati simulati circa  $5 \cdot 10^5$  eventi da muone, di energia  $10^2 \div 10^7$  GeV e spettro piatto nel logaritmo; le distribuzioni degli angoli delle tracce sono state generate isotrope in  $\cos\theta_\mu$ , con l'angolo zenitale  $\theta_\mu \in [0^\circ, 180^\circ]$ , e nell'angolo azimutale  $\phi_\mu \in [-180^\circ, 180^\circ]$ .

In fig.4.6 è riportato un confronto tra le varie disposizioni dei MO riguar-

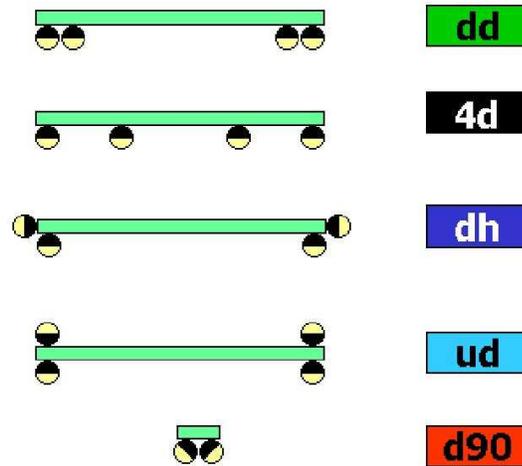


Figura 4.5: Schema delle differenti geometrie studiate per i MO sui Piani, nella configurazione a Torri (il disegno non è in scala) [NEMO02].

danti l'efficienza di rivelazione  $\epsilon$ , l'area efficace  $A_{\text{eff}}$  e la risoluzione angolare *median*. Il colore verde si riferisce ai muoni così detti *down-going*, che giungono sul rivelatore dall'alto, con  $0^\circ < \theta_\mu < 90^\circ$ ; in rosso sono riportati i muoni *up-going*, ovvero che giungono sul rivelatore dal basso,  $90^\circ < \theta_\mu < 180^\circ$ ; in nero ci si riferisce alla media di tutti gli eventi:  $-180^\circ < \theta_\mu < 180^\circ$ .

Poiché il telescopio per neutrini NEMO dovrà ricercare i segnali da neutrini astrofisici, ovvero osservare muoni provenienti dal basso, la migliore collocazione dei MO tra le quelle studiate è rappresentata dalla disposizione **dh**. Infatti, se si considerano i muoni *up-going*, attraverso l'orientazione **dh** dei MO si ha la migliore risoluzione angolare pari a circa  $0.33^\circ$ , un'efficienza di rivelazione  $\epsilon \approx 46\%$ , ed un'area efficace  $A_{\text{eff}} \approx 1.32 \text{ km}^2$ . Tale disposizione dei MO permette anche di avere la migliore ricostruzione di eventi in media, utile ai fini dell'osservazione di muoni dall'orizzonte (§2.2) e dello studio del flusso dei muoni atmosferici con il quale si può effettuare la calibrazione dell'apparato attraverso l'*ombra della Luna* (§3.7.2).

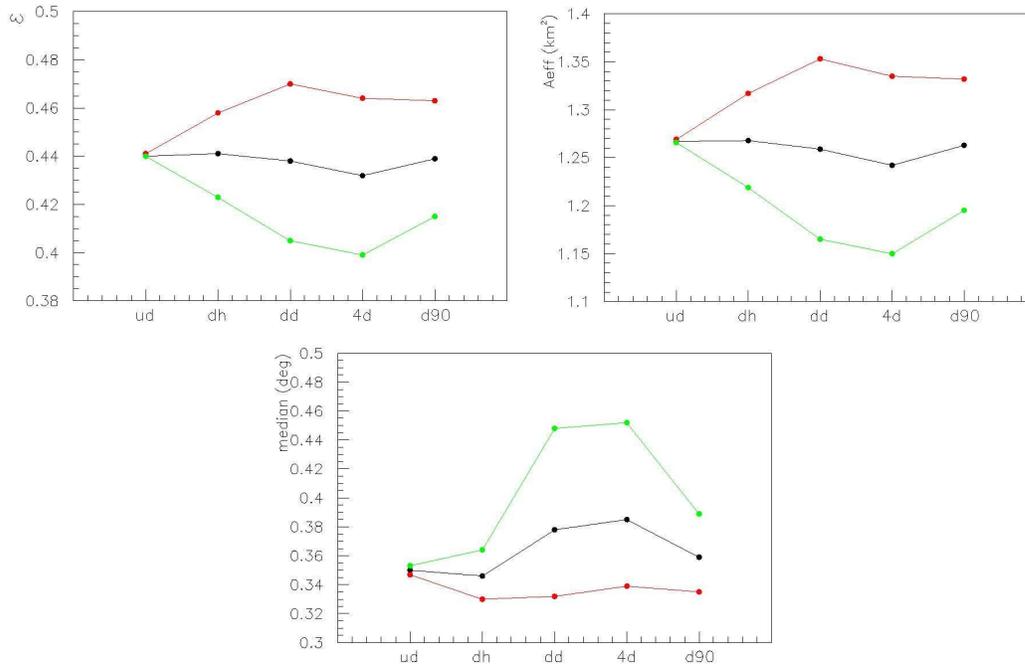


Figura 4.6: Confronto tra l'efficienza di rivelazione ( $\epsilon$ ), l'area efficace ( $A_{\text{eff}}$ ) e la risoluzione angolare ( $median$ ), in funzione delle diverse disposizioni dei MO sui Piani, nella configurazione a Torre. I colori delle curve si riferiscono alla diversa direzione di provenienza dei muoni: in verde sono riportati i muoni *down-going*, in rosso sono riportati quelli *up-going* ed in nero è riportata la media su tutti gli eventi [NEMO02].

### 4.1.3 Configurazione con 81 Torri da 18 Piani

Per quanto visto nei precedenti studi di simulazione, la configurazione con le prestazioni migliori è costituita da Torri con i MO disposti come definito in **dh**. Tale configurazione è quella maggiormente accreditata dalla Collaborazione NEMO ad essere realizzata, con le seguenti variazioni tese a migliorarne le prestazioni:

- 81 Torri, anziché 64;
- 18 MO per Torre, invece che 16;

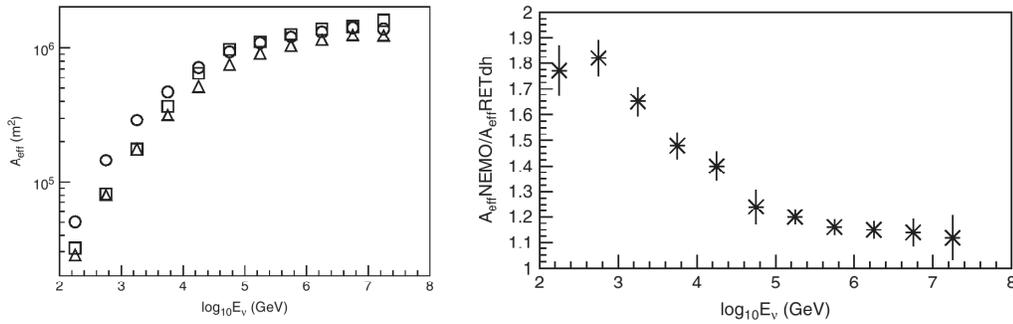


Figura 4.7: Confronto dell'area efficace, in funzione dell'energia dei muoni (a sinistra), tra la configurazione NEMO (cerchi) e le configurazioni RETd-125 (quadrati) e RETdh-125 (triangoli). Rapporto tra le aree efficaci, in funzione dell'energia dei muoni, della configurazione NEMO e della RETdh-125 [Con06].

- distanza fra le Torri di 140 m, piuttosto che 180 m.

Tale configurazione è quella denominata NEMO. In particolare, per la distanza tra le Torri si ha un valore pari a 2 volte la lunghezza di assorbimento della luce, misurata alla lunghezza d'onda  $\lambda = 440 \text{ nm}$ , nel sito di Capo Passero scelto per l'installazione dell'apparato (§3.1). L'aumento del numero di MO sotto forma del numero di Torri e di Piani porta l'apparato ad aumentarne l'efficienza di rivelazione e, con l'avvicinamento delle Torri, si ha un aumento nella densità dei sensori, quindi un maggior numero di segnali acquisibili all'interno di un fissato volume d'acqua, con conseguente migliore risoluzione angolare.

Per la configurazione NEMO si è quindi effettuato un ulteriore confronto rispetto a 2 strutture a Stringhe, denominate RETd-125 e RETdh-125. La RETd-125 ha le seguenti caratteristiche: 100 Stringhe, distanti 125 m; 58 MO lungo ogni Stringa, spaziate di 16 m, con linea di vista verso il basso. La RETdh-125, invece, ha le seguenti caratteristiche: 81 Stringhe, distanti 140 m; 18 MO lungo ogni Stringa, disposti a coppie con linea di vista verso il basso e verso l'orizzonte; ogni coppia di MO dista dalla successiva 20 m.

In fig.4.7 (a sinistra) viene riportata l'area efficace, in funzione dell'energia dei muoni, per la configurazione NEMO confrontata con le strutture a Stringa RETd-125 e RETdh-125. Dal grafico si evidenzia una maggiore area

efficace di NEMO rispetto alle altre 2 configurazioni. Per meglio apprezzarne le differenze, in fig.4.7 (a destra) è riportato il rapporto tra le aree efficaci di NEMO e di RETdh-125, dal quale si evidenziano valori fino a circa 1.8 nonostante il volume strumentato sia all'incirca uguale per le 2 configurazioni, pari a circa  $0.88 \text{ km}^3$  (RETd-125 ha volume ancora maggiore, pari a circa  $1.15 \text{ km}^3$ ). Lo studio della risoluzione angolare ha mostrato che NEMO ha una migliore prestazione alle basse energie rispetto a RETd-125 e RETdh-125 [Con06].

## 4.2 Grandezze utilizzate negli studi

La configurazione studiata per stabilire i requisiti della calibrazione temporale relativa è quella denominata NEMO (§4.1.3). Per effettuare lo studio dell'apparato con metodi Monte Carlo (MC) si è fatto uso di diverse grandezze fisiche, di estimatori statistici, della “risposta” dei fotomoltiplicatori, ecc. Di seguito si elencano le principali grandezze utilizzate:

**Angolo zenitale  $\theta$ :** angolo calcolato a partire dallo zenit; in taluni casi viene calcolato dal basso.

**$E_\mu$ :** energia dei muoni.

**HWHM:** semilarghezza a metà altezza di una distribuzione.

**Mediana:** data una distribuzione, il valore della variabile indipendente per il quale l'area della distribuzione a sinistra di esso è uguale all'area che assume a destra si definisce mediana.

**MO:** Modulo Ottico, unità di rivelazione che contiene i fotomoltiplicatori e l'elettronica di Front-End. Il numero di MO che occorre simulare per l'intero apparato è pari a 5832 (§3.2.3).

**Offset temporale:** valore di tempo assegnato nelle simulazioni ai sensori ottici, rispetto ad un tempo di riferimento. Sta a rappresentare l'errore di misura reale nella calibrazione temporale relativa (§3.7.1).

**Piano:** struttura di lunghezza 20 m che alloggia 4 Moduli Ottici alle estremità, disposti in modo da osservare 1 verso il basso e 1 verso l'orizzante ad ognuno degli estremi (§3.2.2).

**PMT:** sigla che indica i fotomoltiplicatori, ovvero i sensori ottici utilizzati come rivelatori di luce Čerenkov. I PMT sono alloggiati nei Moduli Ottici (§3.2.3).

**Risoluzione angolare:** distribuzione dell'angolo di scarto tra la direzione della traccia simulata e la direzione della traccia ricostruita dei muoni.

$t_{\text{cer}}$ : tempo di arrivo di un fotone Čerenkov su un PMT calcolato rispetto ad un tempo di riferimento, attraverso i parametri di traccia.

$t_{\text{hit}}$ : istante di tempo in cui viene illuminato un PMT, rispetto al tempo di acquisizione del primo hit dell'evento.

**Torre**: è l'insieme di 18 Piani distanti 40 m e disposti in maniera ortogonale l'uno all'altro. La distanza tra le le Torri è di 140 m, in totale ne sono simulate 81 (§3.2.1).

Nel seguito si considerano equivalenti le diciture: *mediana della distribuzione dell'angolo di scarto tra la direzione della traccia simulata e la direzione della traccia ricostruita dei muoni e risoluzione angolare.*

Gli studi di simulazione effettuati hanno portato, attraverso le grandezze appena ricordate, alla realizzazione dei seguenti grafici:

- **Mediana VS  $E_\mu$** : si studia la risoluzione angolare in funzione dell'energia e al variare dell'errore sull'offset temporale sui singoli PMT.
- **HWHM VS  $E_\mu$** : si stima la variazione della mediana attraverso la semilarghezza a metà altezza.
- **Valor medio della mediana VS  $E_\mu$ , al variare dei semi di generazione nel MC**: si studia la dipendenza della mediana al variare della matrice degli errori sull'offset temporale conferiti ai PMT, dei semi di generazione delle tracce, della propagazione della luce Čerenkov in acqua e del  $^{40}\text{K}$ .
- **Mediana VS  $E_\mu$ , al variare del rate di  $^{40}\text{K}$** : vengono riportati gli effetti del rate di  $^{40}\text{K}$  sulla risoluzione angolare, al variare dell'errore sull'offset temporale assegnato ai PMT.
- **Mediana VS  $E_\mu$ , al variare del rate di  $^{40}\text{K}$ , per un apparato a Stringa**: si studia la risoluzione angolare e l'effetto del rate di  $^{40}\text{K}$  in funzione dell'energia e al variare dell'errore sull'offset temporale sui singoli PMT, per un apparato a Stringa.
- **Mediana VS numero di PMT illuminati**: si studia la risoluzione angolare in funzione del numero di PMT illuminati al variare dell'offset temporale, sia in intervalli parziali di energia che in quello totale.
- **Valor medio dei PMT illuminati VS  $E_\mu$** : si mette in relazione l'energia dei muoni con il valor medio della distribuzione dei PMT illuminati.

- **Valor medio dei PMT illuminati VS  $\theta$ :** si studiano i valori medi delle distribuzioni dei PMT illuminati in funzione dell'angolo zenitale, in diversi intervalli di energia.
- **Valor medio delle Torri illuminate VS  $\theta$ :** si studiano i valori medi delle distribuzioni delle Torri dove si trovano i PMT illuminati, in funzione dell'angolo zenitale e in diversi intervalli di energia.
- **Mediana VS  $\theta$ :** si riporta la mediana della risoluzione angolare in funzione dell'angolo zenitale  $\theta$ , in diversi intervalli di energia.
- **Scarti temporali:** si riportano le distribuzioni degli scarti tra i tempi Čerenkov  $t_{\text{cer}}$  e i tempi degli hit simulati  $t_{\text{hit}}$ .
- **Mediana VS  $E_\mu$ , con errore sull'offset temporale di Piano:** viene stimato l'errore sulla risoluzione angolare in funzione dell'energia, introducendo un errore sull'offset temporale di Piano.
- **Mediana VS  $E_\mu$ , con errore sull'offset temporale di Torre:** si studia l'errore sulla risoluzione angolare in funzione dell'energia, utilizzando un errore sull'offset temporale di Torre.

### 4.3 Determinazione della matrice degli errori sull'offset temporale

Per studiare la precisione che bisogna raggiungere nella calibrazione temporale relativa in NEMO si è considerato un errore sistematico sull'offset dei tempi degli *hit* per ognuno dei 5832 PMT, ottenuto da una distribuzione Gaussiana centrata sullo zero con valori compresi tra  $\pm 1\sigma$ .

La scelta di troncatura la Gaussiana ad 1 deviazione standard è giustificata dal fatto che sono allo studio misure di calibrazione temporale entro un valore massimo prefissato ( $\sigma^*$ ). In altre parole, partendo da una misura di calibrazione da effettuarsi per quasi 6000 PMT ci si attende una distribuzione Gaussiana. Poichè si effettua la correzione quando viene superato un valore prefissato di errore sull'offset, allora ci si attende una distribuzione Gaussiana troncata. D'altra parte, si è verificato che utilizzando la Gaussiana non troncata la variazione della risoluzione angolare è contenuta all'intervallo dei valori ottenuti variando le condizioni ambientali e la distribuzione degli errori

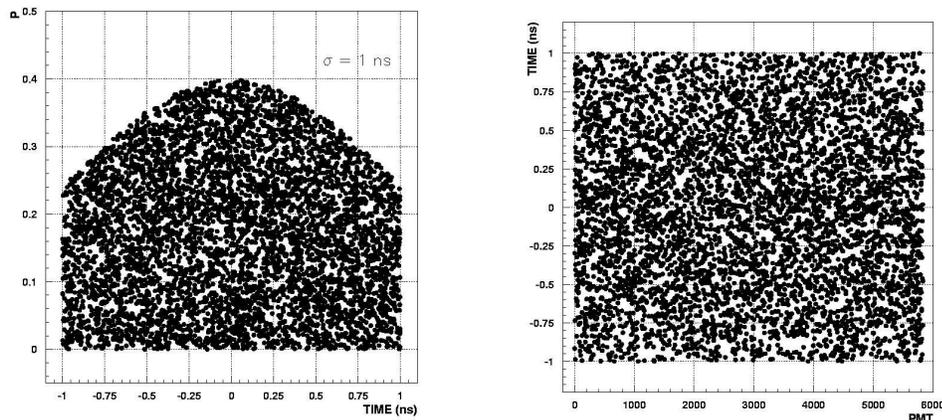


Figura 4.8: Distribuzione Gaussiana troncata ad una deviazione standard con valore di 1 ns (a sinistra), ed errore sull'offset temporale da assegnare ai PMT (a destra): ad ognuno dei 5832 PMT corrisponde un valore della matrice degli errori sull'offset temporale.

sull'offset (§4.4.1).

Il codice per ottenere la matrice degli errori sull'offset temporale è scritto in C++ ed utilizza il *Metodo del Rigetto*. A scopo esplicativo sono mostrati due grafici che si riferiscono al caso di Gaussiana troncata con  $\sigma^* = 1$  ns. In fig.4.8, a sinistra, viene riportata la distribuzione Gaussiana nell'intervallo d'interesse tra  $|\sigma| \leq 1$  ns, il tempo come variabile indipendente; a destra viene invece riportato il valore dell'errore sull'offset temporale da assegnare ai PMT (cioè ad ognuno dei 5832 fotomoltiplicatori viene attribuito un dato valore di errore sull'offset temporale compreso tra  $\pm 1$  ns, modulato da Gaussiana).

## 4.4 Risoluzione angolare in funzione dell'energia e al variare dell'errore sull'offset temporale

Al fine di verificare quanto peggiora la ricostruzione della traccia dei muoni al variare dell'errore sull'offset temporale, sono stati assegnati ai PMT i

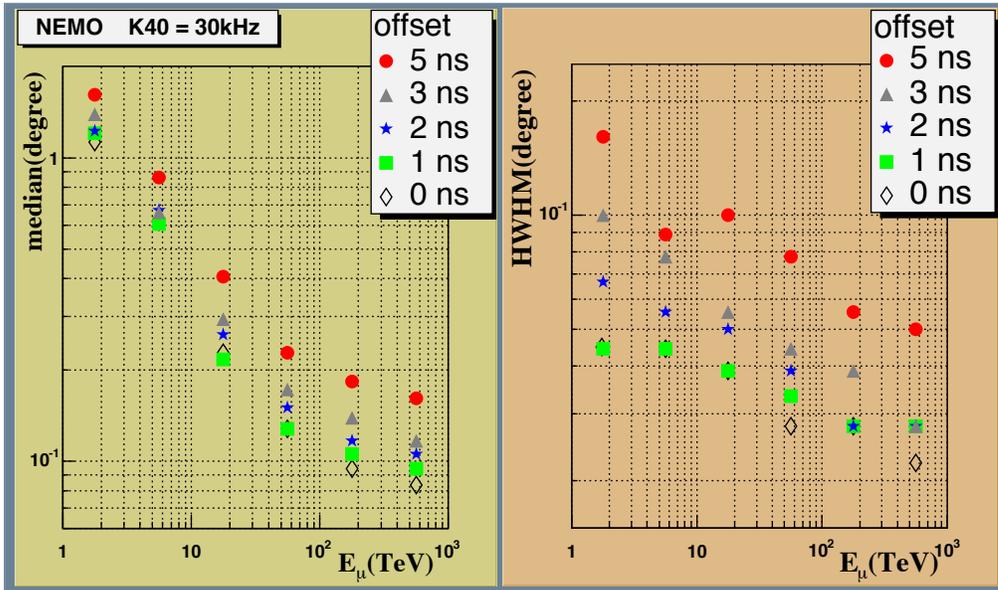


Figura 4.9: Risoluzione angolare in funzione dell'energia (a sinistra) e variazione della mediana come HWHM (a destra), al variare dell'offset temporale.

diversi valori ottenuti attraverso la matrice degli errori sull'offset temporale, per un fissato valore di  $\sigma^*$ ; quindi si è variato tale valore. In questo modo si è potuta stimare la degradazione della risoluzione angolare all'aumentare di  $\sigma^*$ .

I valori di  $\sigma^*$  scelti sono stati pari a 1, 2, 3 e 5 ns. Il valore di  $\sigma^* = 0$ , nei grafici, si riferisce al caso delle simulazioni senza errore sull'offset temporale. Poiché il valore misurato del rate di  $^{40}\text{K}$  nel sito di Capo Passero è di  $28.5 \pm 2.5$  kHz (§3.1), nelle simulazioni si è generalmente adottato il valore conservativo di 30 kHz. Nel seguito si considerano equivalenti le diciture: *errore sull'offset temporale* ed *offset temporale*.

La verifica di come peggiora la risoluzione angolare è stata effettuata riportando la mediana delle distribuzioni degli angoli di scarto tra la direzione delle tracce simulate e la direzione delle tracce ricostruite, in funzione dell'energia nell'intervallo 1 TeV ÷ 1 PeV e all'aumentare di  $\sigma^*$ . È stato scelto uno spettro piatto nel logaritmo dell'energia al fine di garantire un numero statisticamente significativo di eventi alle alte energie. L'intervallo di energia

tra 1 TeV e 1 PeV preso in considerazione è dovuto al fatto che la Terra comincia a diventare opaca per neutrini con energia di circa 10 TeV, e fino al PeV la loro attenuazione risulta essere piccola; invece per valori dell'energia superiori ai PeV la Terra diventa quasi completamente opaca al passaggio dei neutrini, impedendone la trasmissione (§2.1.2 e §2.2).

A sinistra della fig.4.9 viene riportata la mediana in funzione dell'energia, al variare dell'offset temporale. In generale si nota un discreto accordo tra il caso senza offset e quello con 1 ns di offset; in particolare, alle alte energie c'è una discrepanza di circa il 10% tra i valori della mediana. Con 2 ns di offset c'è una differenza sistematica dei punti rispetto al caso con 0 ns, la quale si accentua sempre più passando al caso con 3 ns e poi al caso con 5 ns.

La scelta della mediana è stata dettata dal fatto che le distribuzioni degli angoli di scarto tra la direzione della traccia generata del muone e la direzione della traccia ricostruita sono fortemente asimmetriche<sup>1</sup>. Tale scelta porta ad una non immediata identificazione dell'errore ad essa associato.

#### 4.4.1 Stima della variazione della risoluzione angolare

L'utilizzo dell'estimatore *mediana* nello studio della risoluzione angolare in funzione dell'energia è stato dettato dal fatto che le distribuzioni si presentano con delle code tali da non consentire di ricondursi ad una distribuzione nota, quale la distribuzione di Poisson o la distribuzione di Landau.

Si è quindi proceduto nell'effettuare lo studio di quale variazione è possibile associare alla mediana considerando le distribuzioni dalle quali è calcolata, partendo dallo studio di quanto la mediana varia al variare delle condizioni ambientali e di errore sull'offset, combinati.

Verificato che le distribuzioni sopra ricordate non sono compatibili con le distribuzioni degli angoli di scarto tra rette simulate e rette ricostruite dei muoni, si è passati a considerare come stima conservativa della variazione della mediana la loro semilarghezza a metà altezza (HWHM). I risultati sono riportati in fig.4.9, a destra. La variazione della mediana è di circa il 5% a basse energie, ed aumenta fino a circa il 25% alle alte energie. Si riscontra che la percentuale del numero di eventi sotteso da  $2 \times \text{HWHM}$  è di circa il 50% del totale. La variazione della mediana, calcolata in tal modo, fa risultare compatibili tra loro i valori ottenuti assumendo 1 ns di offset con quelli ottenuti con offset nullo.

---

<sup>1</sup>Per maggiori dettagli si veda l'App.C.

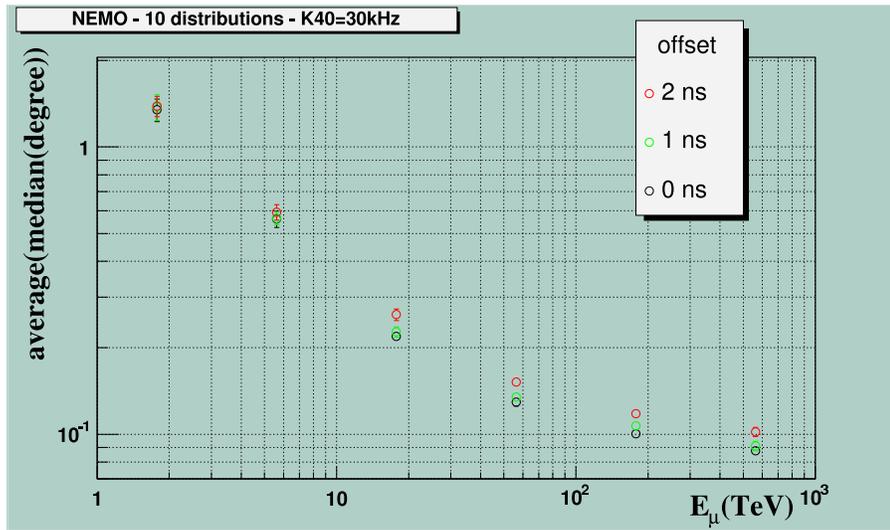


Figura 4.10: Valor medio della mediana e suo errore, in funzione dell'energia. Ognuno dei punti è ottenuto come media da 10 MC, variando le matrici degli errori sull'offset e i semi di generazione delle condizioni ambientali.

Per verificare, invece, come varia la mediana al variare delle condizioni ambientali e della matrice degli errori sull'offset temporale, sono stati prodotti 10 MC per ognuno dei valori dell'errore sull'offset pari a 0, 1 e 2 ns, ottenuti variando i seguenti semi di generazione:

- delle tracce dei muoni;
- della propagazione in acqua della luce Čerenkov prodotta dai muoni;
- del rumore ottico dovuto al  $^{40}\text{K}$ , mantenendo fisso il valore del rate a 30 kHz;
- delle matrici degli errori sull'offset temporale.

In tal modo i MC prodotti risultano fra loro totalmente non correlati. Per ogni fissato valore dell'offset a 0, 1 e 2 ns, si è di conseguenza considerato il valor medio della mediana ed il suo errore, calcolati dai 10 MC ottenuti attraverso il procedimento descritto. Tali grandezze sono riportate nel grafico di fig.4.10. Da esso si evince che il valor medio della mediana ottenuta con 1 ns di offset è compatibile entro gli errori con il caso senza offset. Ciò non

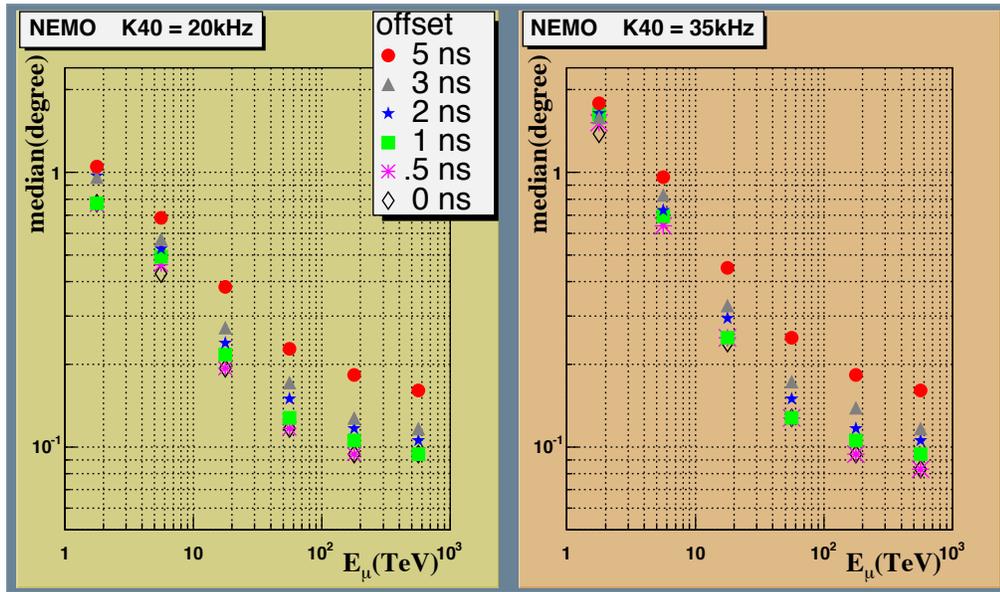


Figura 4.11: Risoluzione angolare in funzione dell'energia per valori del rate di  $^{40}\text{K}$  pari a 20 kHz (a sinistra) e a 35 kHz (a destra).

si verifica per il caso con 2 ns di offset. In generale la mediana è risultata essere un buon estimatore, variando il proprio valore al più di circa il 10%.

## 4.5 Effetti del rate di $^{40}\text{K}$ sulla risoluzione angolare

Il  $^{40}\text{K}$  è un isotopo radioattivo del potassio presente in mare, e l'effetto del suo decadimento sui PMT è analogo a quello di un fotone Čerenkov da muone (§2.9). Poiché la ricostruzione delle tracce dei muoni avviene attraverso i fotoni Čerenkov da essi generati, il  $^{40}\text{K}$  costituisce un fondo ottico che al suo aumentare determina un peggioramento della risoluzione angolare di un telescopio sottomarino per neutrini.

Il rate di  $^{40}\text{K}$  misurato nel sito di Capo Passero in varie campagne di osservazione è risultato avere un valor medio di 28.5 kHz, con valori raramente inferiori ai 20 kHz (§3.1). Pertanto si è studiato l'effetto della variazione del rate di  $^{40}\text{K}$  sulla risoluzione angolare di NEMO, assumendo valori pari a 20

kHz e a 35 kHz; cioè per valori del rate in un intervallo circa simmetrico attorno al valor medio misurato. I risultati sono riportati nei grafici di fig.4.11.

Si nota che con un rate di 35 kHz la risoluzione angolare peggiora sensibilmente alle basse energie rispetto al caso con rate di 20 kHz, ma resta sostanzialmente uguale alle alte energie. Con un rate di 20 kHz la precisione sulla misura dell'offset deve essere inferiore ad 1 ns a causa di una discrepanza sistematica presente per valori dell'energia compresi tra alcuni TeV ed alcune centinaia di TeV, tra il caso senza offset e quello con 1 ns di offset.

In conseguenza di ciò si è presa in considerazione anche una distribuzione di offset con errore massimo di 0.5 ns (fig.4.11). I valori delle mediane così ottenuti sono in buon accordo con il caso senza errore sull'offset, eliminando la discrepanza osservata. Con un offset da 0.5 ns si elimina anche la differenza alle alte energie tra il caso con 0 ns e con 1 ns di offset presente nello studio della risoluzione angolare con il rate pari a 35 kHz.

Gli errori, calcolati come semilarghezza a metà altezza della distribuzione della risoluzione angolare, fanno restare compatibili i valori delle mediane nel confronto dei casi con 0 ns di offset e con 1 ns di offset, sia con un rate da 20 kHz che da 35 kHz.

### 4.5.1 Configurazione a Stringa

Il progetto Nemo è in fase di studio, pertanto sono necessarie delle verifiche sul comportamento di configurazioni diverse rispetto a quella maggiormente accreditata per essere realizzata.

In tale ottica è stato studiato l'effetto del  $^{40}\text{K}$  sulla risoluzione angolare per la configurazione a Reticolo RETdh-125 (§4.1.3), ovvero con la lunghezza di Piano ridotta alle dimensioni del Modulo Ottico (1 m) e con i PMT accoppiati a 2 a 2, a distanza di 20 m, che osservano 1 verso il basso ed 1 verso l'orizzonte.

Lo studio, analogo al caso precedente, ha riguardato la risoluzione angolare in funzione dell'energia e al variare dell'errore sull'offset, per valori del rate di  $^{40}\text{K}$  pari a 20 kHz e a 35 kHz. I risultati sono riportati in fig.4.12.

È evidente un peggioramento della risoluzione angolare di quasi un fattore 2 alle basse energie, tra la simulazione del fondo di  $^{40}\text{K}$  a 20 kHz e quello a 35 kHz; tale differenza tende poi a ridursi, fino ad annullarsi alle più alte energie. Riguardo l'offset temporale si nota, ad energie medio-alte, una piccola differenza tra la mediana con 0 ns e quella con 1 ns, indice di un lieve peggioramento nella ricostruzione degli eventi.

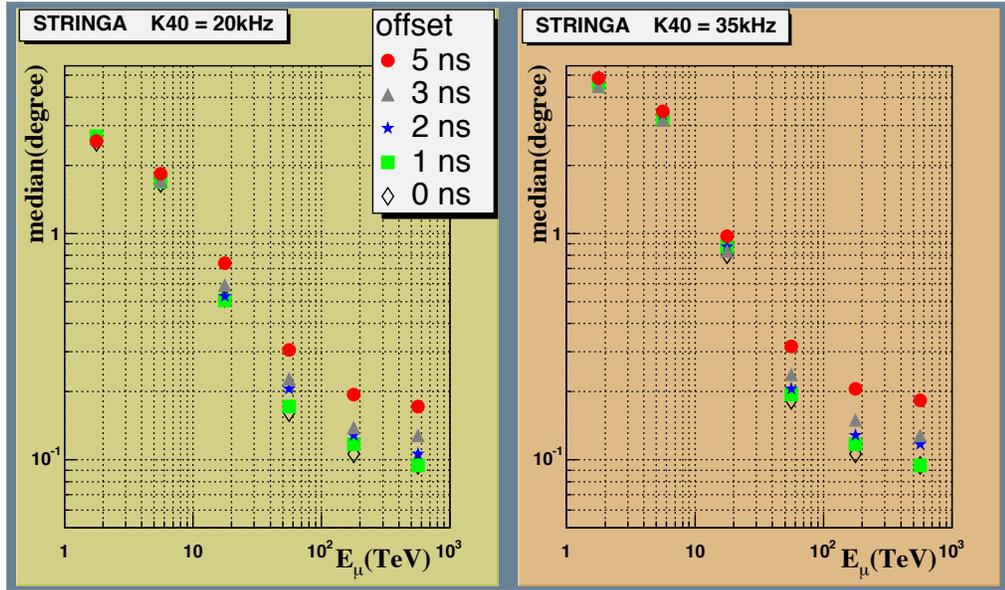


Figura 4.12: Risoluzione angolare in funzione dell'energia per diversi valori dell'errore sull'offset temporale. La configurazione studiata è a Stringa, il rate di  $^{40}\text{K}$  è pari a 20 kHz (a sinistra) ed a 35 kHz (a destra).

Confrontando il grafico in fig.4.12 con quello di fig.4.11 - ovvero la configurazione a Stringa con la configurazione a Torre di NEMO -, si evidenzia in generale una peggiore risoluzione angolare soprattutto alle basse energie, che si quantifica in un fattore circa 3. Tale fattore diminuisce al crescere dell'energia e la differenza nella risoluzione angolare tra le due configurazioni si annulla solo nell'ultimo intervallo di energia. Pertanto il presente studio conferma una migliore prestazione della configurazione a Torre denominata NEMO, rispetto a quella a Stringa denominata RETdh-125.

## 4.6 Studio della risoluzione angolare in funzione del numero di PMT illuminati

Ciò che viene rivelato dal telescopio per neutrini NEMO è la luce Čerenkov prodotta dal passaggio dei muoni relativistici in acqua (§2.3.7). Quindi, a partire dal numero di PMT illuminati si ricostruisce geometricamente la trac-

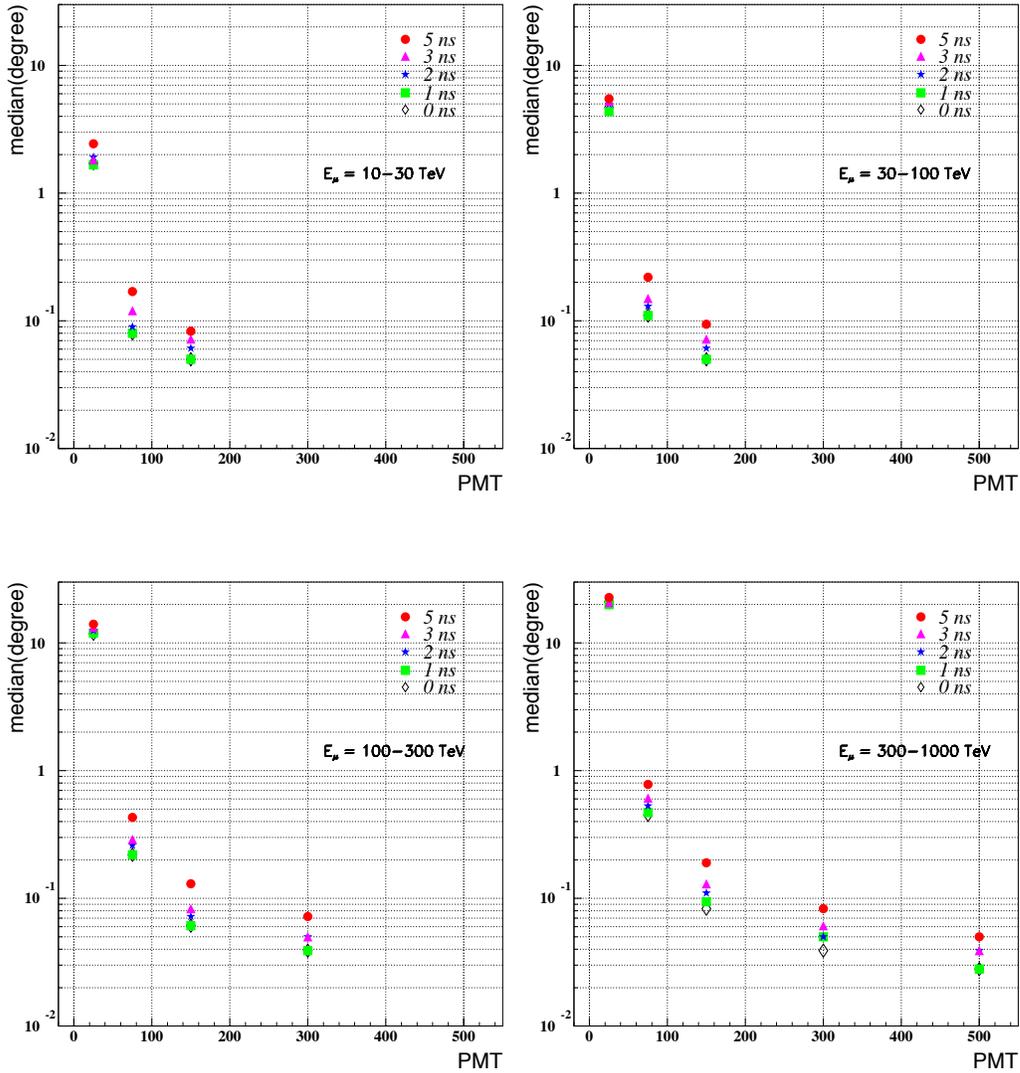


Figura 4.13: Risoluzione angolare in funzione del numero di PMT illuminati, per diversi valori di offset temporale. Gli intervalli di energia riportati sono: 10 ÷ 30 TeV, 30 ÷ 100 TeV, 100 ÷ 300 TeV e 300 ÷ 1000 TeV.

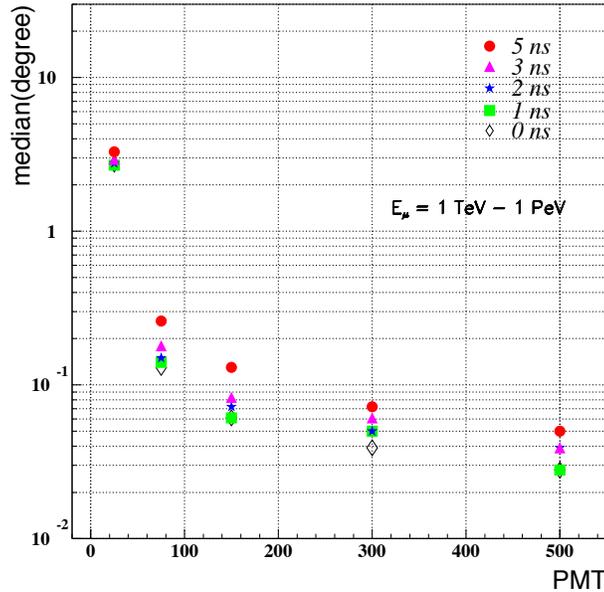


Figura 4.14: Risoluzione angolare in funzione del numero di PMT illuminati e per diversi valori di offset temporale, nell'intervallo di energia  $1 \text{ TeV} \div 1 \text{ PeV}$ .

cia del muone, e dalla quantità di fotoni che investono i rivelatori è possibile stimarne l'energia. Tale misura non è diretta se non per muoni di energia di alcune centinaia di GeV, la cui traccia può essere interamente contenuta all'interno del volume d'acqua instrumentato dall'apparato (§2.3.5).

Di conseguenza il passo successivo nelle simulazioni è consistito nello studio delle mediane delle distribuzioni tra gli angoli di scarto tra retta simulata e retta ricostruita dei muoni, in funzione del numero di PMT illuminati. Così facendo è stato possibile mettere in relazione l'osservabile costituito dal numero di *hit* con l'energia. Attraverso il numero di PMT illuminati si è anche studiata la variazione della risoluzione angolare con l'offset temporale.

Per avere una visione il più possibile dettagliata del comportamento del telescopio, lo studio è stato effettuato nei seguenti intervalli di energia:  $1 \div 3 \text{ TeV}$ ,  $3 \div 10 \text{ TeV}$ ,  $10 \div 30 \text{ TeV}$ ,  $30 \div 100 \text{ TeV}$ ,  $100 \div 300 \text{ TeV}$ ,  $300 \div 1000 \text{ TeV}$ ; quindi nell'intero intervallo  $1 \text{ TeV} \div 1 \text{ PeV}$ . Riguardo il numero di PMT

illuminati sono stati presi in considerazione i seguenti intervalli:  $< 50$  PMT,  $50 \leq \text{PMT} < 100$ ,  $100 \leq \text{PMT} < 200$ ,  $200 \leq \text{PMT} < 400$ ,  $\text{PMT} \geq 400$ . Gli offset temporali sono stati assunti con valori di  $\sigma^*$  pari a 0, 1, 2, 3 e 5 ns. Il rate di  $^{40}\text{K}$  è stato fissato a 30 kHz.

In fig.4.13 viene riportata la risoluzione angolare in funzione del numero di PMT illuminati nei 4 intervalli di energia maggiore, mentre in fig.4.14 si considera l'intero intervallo di energia. Dai grafici si evidenzia che la risoluzione angolare con 0 ns di offset è uguale a quella con 1 ns di offset fino alle centinaia di TeV; nell'ultimo intervallo di energia si ha invece una leggera discrepanza. Una buona risoluzione angolare, con valori al più di alcuni decimi di grado, si ha per un numero di *hit*  $> 50$ . È anche evidente il fatto che a parità di intervallo di PMT illuminati la risoluzione angolare peggiora all'aumentare dell'energia; tale effetto si manifesta in maniera alquanto sistematica (è anche presente negli altri 2 intervalli di energia non riportati).

La causa di ciò può essere topologica, cioè relativa alla geometria del rivelatore, e/o di natura fisica, legata al fatto che a produrre gli hit non sono i soli fotoni Čerenkov prodotti lungo la traccia del muone ma anche quelli prodotti da sciami elettromagnetici iniziati da elettroni e da fotoni (§2.3.8). Tale situazione è stata indagata attraverso diversi studi topologici, riportati nel §4.7.

### 4.6.1 Relazione tra energia dei muoni e numero medio di PMT illuminati

Ottenuta quindi la risoluzione angolare in funzione dell'energia dei muoni e la risoluzione angolare in funzione del numero dei PMT da essi illuminati, il naturale passo successivo consiste nel mettere in relazione l'energia dei muoni con il numero di PMT da essi illuminati.

Si è pertanto realizzato un grafico del valor medio dei PMT illuminati in funzione dell'energia, il quale è riportato in fig.4.15. Gli intervalli di energia sono uguali a quelli utilizzati in precedenza. Il rate di  $^{40}\text{K}$  si è lasciato fisso al valore di 30 kHz.

Dal grafico si evidenzia un numero medio di PMT illuminati regolarmente crescente con l'energia: da alcune decine di PMT alle basse energie, fino ad un numero compreso tra 100 e 200 PMT alle alte energie.

Anche le distribuzioni del numero di PMT illuminati in funzione dell'energia, da cui sono riportati i valori medi in fig.4.15, presentano una certa

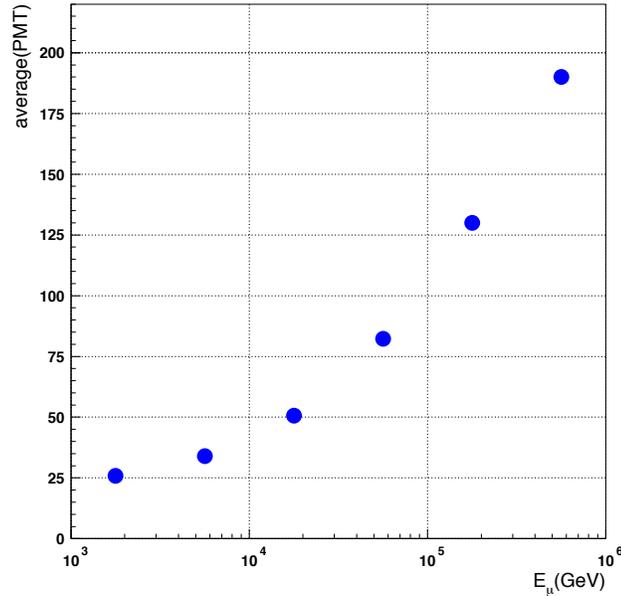


Figura 4.15: Valor medio delle distribuzioni dei PMT illuminati in funzione dell'energia.

asimmetria. Infatti, se ad es. si considera l'ultimo intervallo di energia in fig.4.13 ( $E_\mu = 300 \div 1000$  TeV) gli eventi hanno un numero di PMT illuminati  $> 400$ , mentre in fig.4.15, nello stesso intervallo di energia, il valor medio delle distribuzioni dei PMT illuminati è pari a 190. L'asimmetria però non è tale da giustificare l'uso della mediana, essendoci una variazione tra media e mediana  $\lesssim 10\%$ .

## 4.7 Studio della topologia del rivelatore

Nel corso dello studio della risoluzione angolare in funzione del numero di PMT illuminati, come riportato nel §4.6, si è evidenziato il fatto che a parità di PMT illuminati la risoluzione angolare peggiora all'aumentare dell'energia. La causa di ciò può essere topologica, cioè relativa alla geometria del rivelatore, e/o di natura fisica, legata al fatto che a produrre gli hit non sono i soli fotoni Čerenkov prodotti lungo la traccia del muone ma anche quelli

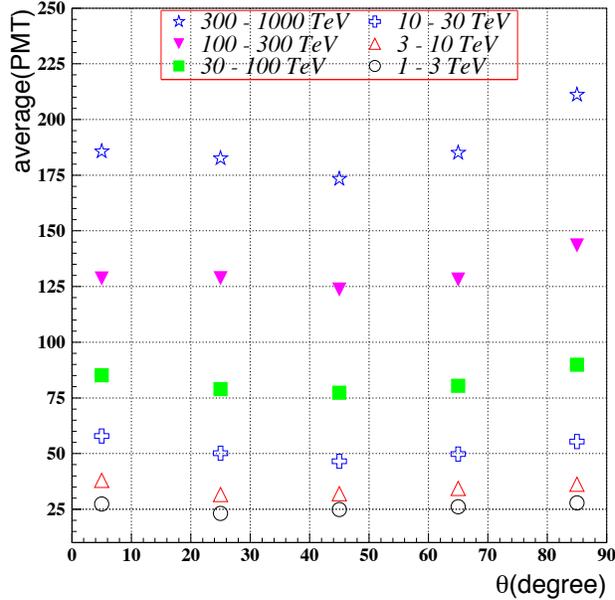


Figura 4.16: Valori medi delle distribuzioni dei PMT illuminati in funzione dell'angolo zenitale, nei diversi intervalli di energia allo studio.

prodotti dagli sciami elettromagnetici iniziati da elettroni e da fotoni.

Per ricercare quindi le cause del peggioramento della risoluzione angolare all'aumentare dell'energia e a parità di PMT illuminati, si è proceduto effettuando diversi studi che hanno riguardato le caratteristiche topologiche dell'apparato, prendendo in considerazione grandezze geometriche come l'angolo zenitale della traccia prodotta dai muoni, oppure grandezze quali il numero medio di Torri i cui PMT sono stati illuminati. In particolare tali studi hanno riguardato: il numero medio di PMT illuminati, il numero medio di Torri con PMT illuminati e la risoluzione angolare, tutti in funzione dell'angolo zenitale della traccia prodotta dai muoni, nell'intervallo di energia tra 1 TeV e 1 PeV. Nei grafici l'angolo zenitale assume valore  $\theta = 0^\circ$  per le tracce dei muoni che giungono dal basso sull'apparato, invece  $\theta = 90^\circ$  si riferisce a muoni che giungono sul rivelatore provenendo dall'orizzonte. Il rate di  $^{40}\text{K}$  è stato fissato al valore di 30 kHz.

I valori medi delle distribuzioni dei PMT illuminati seguono un anda-

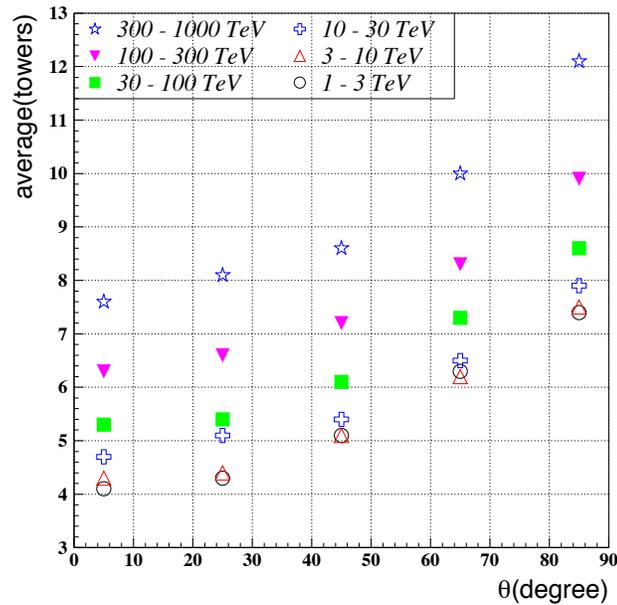


Figura 4.17: Valori medi delle distribuzioni delle Torri illuminate in funzione dell'angolo zenitale, nei diversi intervalli di energia allo studio.

mento che presenta un minimo ad angoli zenitali intermedi, come si evince dalla fig.4.16. Tale andamento è legato al fatto che i fotoni che producono gli hit hanno un angolo rispetto allo zenit dovuto alla combinazione dell'angolo zenitale del muone e dell'angolo Čerenkov (pari a  $42.2^\circ$ , essendo l'indice di rifrazione  $n = 1.35$ ).

I valori medi delle distribuzioni delle Torri con PMT illuminati hanno un andamento crescente con l'angolo e con l'energia, come si evidenzia dalla fig.4.17. Ciò si spiega col fatto che al crescere dell'angolo zenitale (ovvero i muoni provengono man mano dal basso verso l'orizzonte) aumenta il numero medio di Torri presso le quali si sviluppa la traccia del muone; al crescere dell'energia, invece, aumenta il numero di fotoni prodotti per effetto Čerenkov, sia dal muone lungo la sua traccia che attraverso gli sciami elettromagnetici ad esso associati.

La mediana in funzione dell'angolo zenitale presenta un effetto di modulazione, come si evince dalla fig.4.18. Alle basse energie l'effetto non è

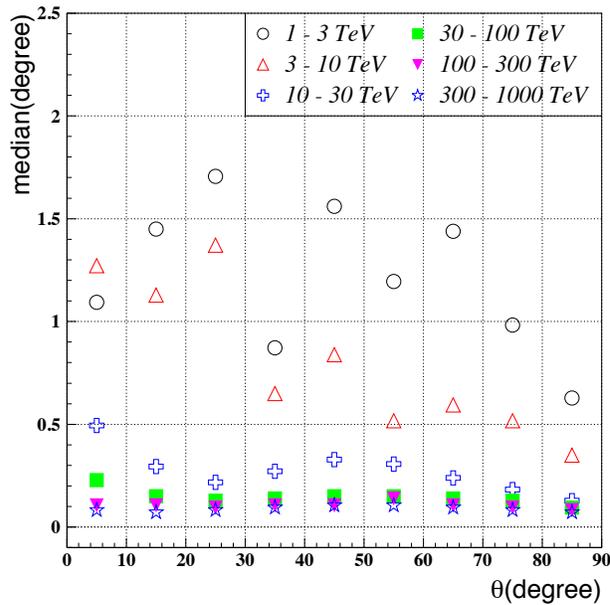


Figura 4.18: Risoluzione angolare in funzione dell'angolo zenitale nei diversi intervalli di energia considerati.

particolarmente ben delineato, ma all'umentare dell'energia si evidenzia nettamente. La modulazione tende poi a smorzarsi alle alte energie, conferendo alla mediana un andamento quasi costante. L'effetto di modulazione è riconducibile anch'esso alla combinazione dell'angolo di traccia con quello della luce Čerenkov, infatti la migliore risoluzione angolare si ha, in generale, per angoli prossimi a muoni orizzontali. Inoltre, lo smorzamento dell'effetto osservato all'aumentare dell'energia si può giustificare con l'aumento del numero medio di PMT illuminati per effetto dei fotoni Čerenkov prodotti dagli sciami elettromagnetici, poiché ciò fa perdere la dipendenza della risoluzione angolare dalla geometria del sistema.

Non essendo presente un effetto topologico sistematico negli studi riportati, resta da concludere che la peggior risoluzione angolare al crescere dell'energia e a parità del numero di PMT illuminati è essenzialmente dovuta agli effetti di natura fisica crescenti all'aumentare dell'energia. Infatti in tali circostanze cresce il numero e l'energia degli sciami elettromagnetici

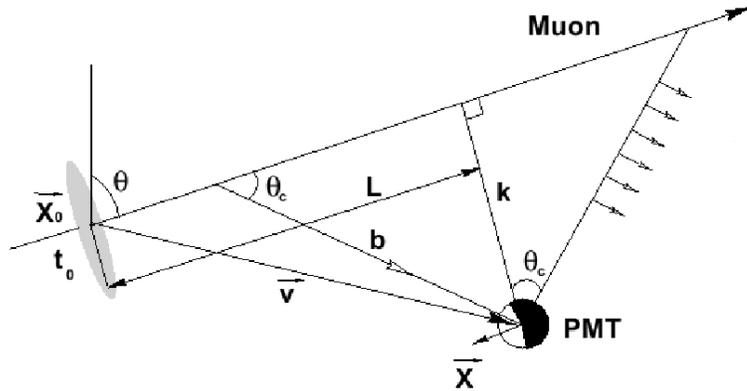


Figura 4.19: Emissione di un fotone Čerenkov, nella direzione di un PMT, prodotto dal transito di un muone in acqua.

prodotti dal passaggio del muone in acqua, i quali accrescono il numero di hit non direttamente prodotti dalla luce Čerenkov lungo la traccia del muone, favorendo una non ottimale ricostruzione della stessa se si fissa il numero di PMT illuminati.

## 4.8 Studio degli scarti temporali

Il fenomeno fisico che permette la ricostruzione della traccia dei muoni nei telescopi per neutrini è l'effetto Čerenkov. La relazione che lega la traccia di un muone alla posizione di un PMT da esso illuminato tramite un fotone Čerenkov è la seguente:

$$t = t_0 + \frac{1}{c} \left( L - \frac{k}{\tan \theta_C} \right) + \frac{1}{v_g} \left( \frac{k}{\sin \theta_C} \right) \quad (4.1)$$

dove  $t$  è il tempo dell'hit,  $c$  la velocità della luce,  $L$  la traccia percorsa dal muone a partire dal tempo  $t_0$  fino al tempo dell'hit,  $k$  la distanza tra il PMT e la traccia,  $\theta_C$  l'angolo Čerenkov e  $v_g$  la velocità di gruppo (fig.4.19).

Fissata la lunghezza d'onda della luce Čerenkov da osservare, se la ricostruzione delle tracce dei muoni avvenisse solo per effetto dei fotoni dovuto al fronte d'onda Čerenkov, la differenza tra i tempi degli hit di questi fotoni con i tempi degli hit in simulazione sarebbe nulla a meno della risposta del PMT

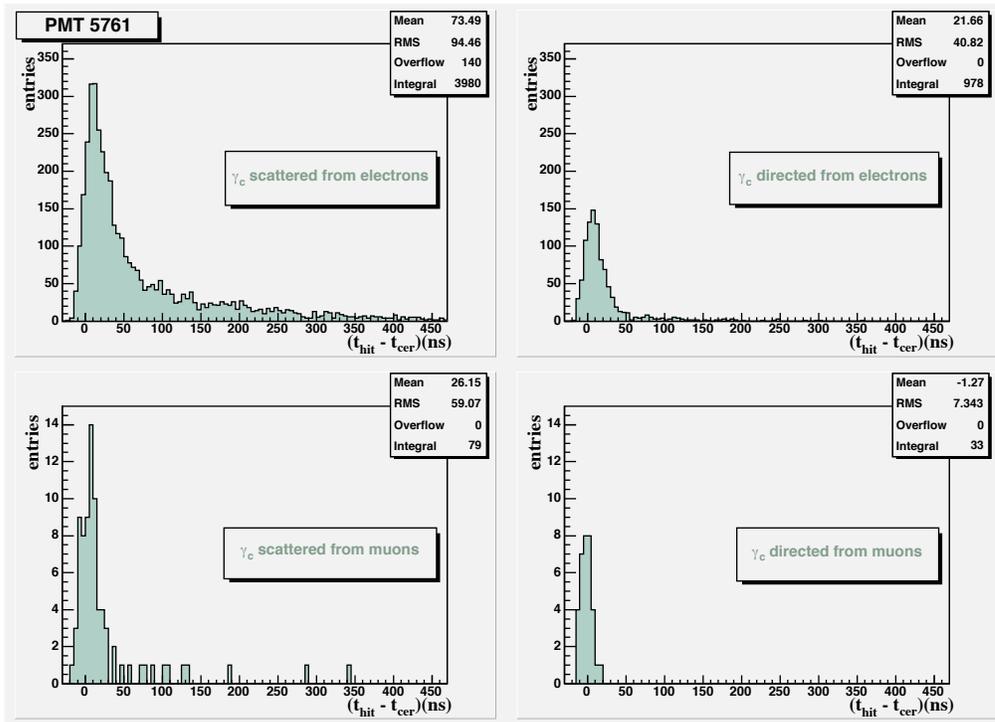


Figura 4.20: Scarti temporali del PMT 5761, relativi ai 4 tipi di fotoni che producono gli hit.

(dell'ordine del ns). Poiché gli hit sono anche dovuti ai fotoni Čerenkov che non giungono direttamente dalla traccia del muone con il tipico l'angolo  $\theta_C$  ma subiscono diffusione, e dai fotoni Čerenkov che si producono dagli sciami elettromagnetici iniziati da elettroni e da fotoni, si realizza un "ritardo" tra il tempo ricavabile teoricamente e quello simulato, noto come *scarto temporale*.

Per avere una stima dei vari tipi di fotoni Čerenkov che producono gli hit, si sono studiati gli scarti temporali di 4 PMT. I PMT sono stati scelti nel seguente modo: uno all'ultimo Piano di una Torre, disposto in modo da osservare verso il basso, ed uno al Piano a metà altezza della stessa Torre, con la direzione di vista verso l'orizzonte. Le 2 Torri scelte sono posizionate una al centro dell'apparato e l'altra ne costituisce uno spigolo.

In fig.4.20 si riportano le distribuzioni degli scarti temporali tra i tempi degli hit ( $t_{hit}$ ) e dei tempi Čerenkov ( $t_{cer}$ ) per il PMT 5761 (ultimo Piano

Hit da fotoni Čerenkov su 4 PMT				
	$\gamma_C$ tipo 1)	$\gamma_C$ tipo 2)	$\gamma_C$ tipo 3)	$\gamma_C$ tipo 4)
<b>PMT 1</b>	4429	1043	82	49
<b>PMT 38</b>	3855	843	70	29
<b>PMT 5761</b>	4120	978	79	33
<b>PMT 5794</b>	4059	768	56	17

Tabella 4.1: Hit prodotti dai 4 diversi tipi di fotoni Čerenkov ( $\gamma_C$ ) sui 4 PMT studiati per gli scarti temporali.

della Torre di spigolo), selezionando i seguenti 4 tipi di fotoni Čerenkov che su di esso producono gli hit:

- 1) diffusi, prodotti da elettroni;
- 2) non diffusi, prodotti da elettroni;
- 3) diffusi, prodotti da muoni;
- 4) non diffusi, prodotti da muoni.

È evidente dalla figura che la maggior parte degli hit avvengono attraverso i fotoni Čerenkov di tipo 1) e 2), mentre solo una piccola frazione di essi è di tipo 4), cioè costituita da fotoni che appartengono al fronte d'onda Čerenkov, quindi con angolo  $\theta_C$  rispetto alla traccia del muone. Le distribuzioni hanno comunque un massimo ben definito a meno di 10 ns di scarto temporale, con buona parte degli eventi contenuti entro alcune decine di ns intorno allo zero.

In tab.4.1 si riportano gli hit ottenuti dai 4 tipi di fotoni Čerenkov per i 4 PMT studiati. La percentuale dei vari tipi di fotoni che producono gli hit, calcolata considerando tutti i 4 PMT, risulta: 80% per il tipo 1), 18% per il 2), 1.4% per il 3) e 0.6% per il 4).

In tab.4.2 vengono riportati gli hit sul PMT 5761 ottenuti dai 4 tipi di fotoni Čerenkov nei vari intervalli di energia studiati. Il numero di hit con fotoni Čerenkov di tipo 3) e di tipo 4) è in pratica indipendente dall'energia dei muoni; i fotoni Čerenkov di tipo 1) e 2), invece, crescono in maniera sistematica all'aumentare dell'energia. Per gli altri 3 PMT studiati si verifica un andamento analogo a quello del PMT 5761.

Pertanto il peggiorare della risoluzione angolare osservata all'aumentare

Hit da fotoni Čerenkov in intervalli di energia				
$E_\mu$ (TeV)	$\gamma_C$ tipo 1)	$\gamma_C$ tipo 2)	$\gamma_C$ tipo 3)	$\gamma_C$ tipo 4)
1 ÷ 3	14	7	11	6
3 ÷ 10	78	32	18	8
10 ÷ 30	167	55	7	4
30 ÷ 100	420	114	16	7
100 ÷ 300	931	283	13	4
300 ÷ 1000	2510	487	14	4

Tabella 4.2: Hit prodotti dai 4 diversi tipi di fotoni Čerenkov ( $\gamma_C$ ) sul PMT 5761 nei vari intervalli di energia studiati.

dell'energia e a parità di numero di PMT illuminati (§4.6) trova giustificazione nel crescente numero di hit con fotoni Čerenkov di tipo 1) e 2) all'aumentare dell'energia. Questi hit, infatti, prodotti dai fotoni non più fortemente correlati al fronte d'onda Čerenkov, danno luogo a scarti temporali tali da produrre una non ottimale ricostruzione delle tracce. Tale fenomeno - non osservato quando si considera l'andamento della risoluzione angolare solo in funzione dell'energia nei vari intervalli studiati - diventa evidente se si impongono simultaneamente vincoli sugli intervalli di energia e sul numero di PMT illuminati: aumentare l'energia tenendo fisso il numero di PMT illuminati equivale ad aumentare il numero di hit con fotoni Čerenkov di tipo 1) e 2), tenendo fisso il numero di hit totali.

## 4.9 Risoluzione angolare in funzione dell'energia e al variare dell'errore sull'offset temporale di Piano e di Torre

In NEMO l'elettronica dei 4 PMT presenti in ognuno dei Piani è gestita dal Controllore di Piano o *Floor Control Module*; per ogni Torre, invece, si ha un concentratore che raccoglie i segnali dai 18 Piani e li invia alla *Junction Box secondaria* (Cap.3).

Si è quindi indagato l'effetto sulla risoluzione angolare di NEMO assumendo un errore sull'offset temporale di Piano - ovvero tutti i 4 PMT di

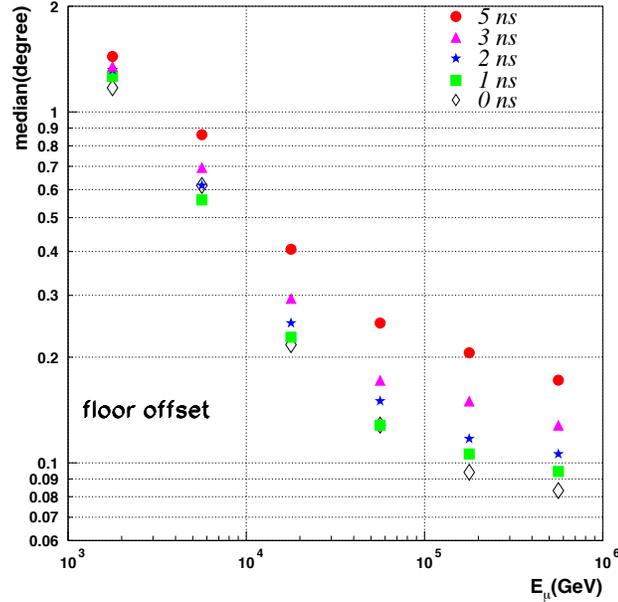


Figura 4.21: Risoluzione angolare in funzione dell'energia e al variare dell'errore sull'offset temporale di Piano.

uno stesso Piano hanno lo stesso errore di offset - e di Torre - ovvero tutti i 72 PMT appartenenti alla stessa Torre hanno lo stesso errore di offset -. La risoluzione angolare è stata studiata in funzione dell'energia, per i valori dell'errore sull'offset pari a 0, 1, 2, 3 e 5 ns. Il rate di  $^{40}\text{K}$  è stato fissato al valore di 30 kHz.

Riguardo all'errore sull'offset di Piano, riportato in fig.4.21, si nota un andamento della risoluzione angolare simile allo studio sull'offset dei singoli PMT (§4.4, fig.4.9). Pertanto, avere lo stesso offset sui 4 PMT di Piano non comporta sostanziali differenze nella ricostruzione degli eventi rispetto al caso di un diverso offset su ogni singolo PMT. D'altra parte, data la particolare disposizione dei PMT, non tutti quelli appartenenti ad uno stesso Piano vengono generalmente illuminati in uno stesso evento. Infatti i PMT sono posti agli estremi dei Piani a distanza di 20 m: 2 di essi osservano verso il basso e gli altri 2 verso l'orizzonte; questi ultimi hanno linea di vista opposta (§3.2.2).

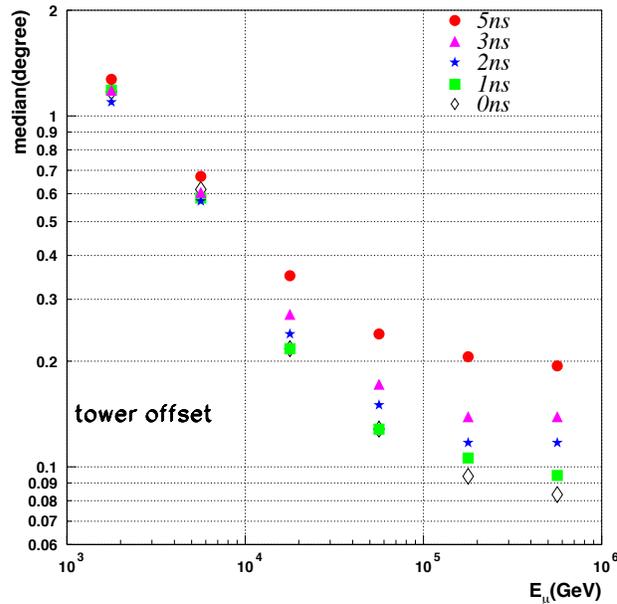


Figura 4.22: Risoluzione angolare in funzione dell'energia e al variare dell'errore sull'offset temporale di Torre.

Con un errore sull'offset di Torre, come si evidenzia dalla fig.4.22, si ha un andamento della risoluzione angolare simile al caso precedente solo ad energie medio-alte. Ad energie medio-basse, invece, l'aumento dell'offset non produce significativi effetti sulla mediana della risoluzione angolare rispetto al caso con offset nullo.

Tale comportamento è probabilmente dovuto al fatto che alle energie medio-basse vengono in media coinvolte negli eventi 4 ÷ 8 Torri, con un numero medio di PMT illuminati in totale che varia tra circa 25 ÷ 50, come evidente dallo studio della topologia del rivelatore osservando i grafici di fig.4.16 e di fig.4.17 (§4.7). Da essi si ricava che ad energie medio-basse sono illuminati in media circa 6 PMT/Torre; ad energie medio-alte circa 16 PMT/Torre, essendo in questo caso il numero medio di PMT illuminati pari a circa 130, con un numero medio di Torri coinvolte pari a circa 8. Pertanto il numero medio di Torri passa da 6 a 8, aumentando di circa il 33%; il numero medio di PMT, invece, passa da 37 a 130, aumentando di un fattore

circa pari a 3.5. Il piccolo numero di PMT illuminato per Torre ad energie medio-basse non apporta quindi significative variazioni sulla ricostruzione degli eventi, se aumenta l'errore sull'offset temporale; invece se il numero di PMT illuminati per Torre aumenta, cosa che avviene ad energie medio-alte, si hanno variazioni della mediana al variare dell'offset.

## 4.10 Conclusioni Capitolo 4

Lo studio della calibrazione temporale relativa in NEMO è avvenuta attraverso metodi Monte Carlo. Per ogni MC sono stati generati circa  $4 \cdot 10^4$  eventi da muone, in un intervallo di energia  $1 \text{ TeV} \div 1 \text{ PeV}$  con indice spettrale -1. Sono stati attribuiti ai fotomoltiplicatori degli errori sugli offset temporali ottenuti attraverso distribuzioni gaussiane troncate. Il valore degli errori sull'offset è stato  $< 1, 2, 3$  e  $5 \text{ ns}$ .

Nello studio la risoluzione angolare del telescopio è intesa come mediana della distribuzione dell'angolo di scarto tra la direzione della traccia simulata e la direzione della traccia ricostruita dei muoni. La variazione da considerare per la mediana è stato calcolata come:

- a) semilarghezza a metà altezza delle distribuzioni da cui sono calcolate le mediane stesse;
- b) valor medio ed errore della mediana calcolati attraverso distribuzioni ottenute da 10 Monte Carlo prodotti variando i seguenti semi di generazione: degli errori sugli offset temporali, delle tracce dei muoni, della propagazione della luce Čerenkov in acqua, del fondo ottico dovuto al  $^{40}\text{K}$ .

I risultati ottenuti sono stati i seguenti:

- a) la semilarghezza a metà altezza della distribuzione associa alla mediana una variazione tra circa il 5% a basse energie, a circa il 25% ad alte energie;
- b) l'errore sulla mediana calcolato attraverso i 10 MC evidenzia una variazione  $\lesssim 10\%$ .

Pertanto è richiesta una precisione nella misura dell'offset temporale  $< 1 \text{ ns}$ .

L'accuratezza con cui ottenere le misure di calibrazione temporale relativa è stata valutata anche variando il fondo di  $^{40}\text{K}$  intorno al valore medio

misurato nel sito proposto per NEMO. Se si assume come errore della mediana la larghezza a metà altezza della distribuzioni dalle quali essa è calcolata, la precisione richiesta nelle misure di tempo deve essere  $< 1$  ns.

Uno studio analogo, riguardante la variazione della risoluzione angolare al variare del fondo di  $^{40}\text{K}$ , è stato condotto per un apparato a Stringa. Il confronto della risoluzione angolare così ottenuta, rispetto a quella ottenuta dalla struttura a Torri di NEMO, evidenzia un peggioramento di un fattore circa pari a 3 alle basse energie; alle alte energie la risoluzione angolare è circa uguale per i due apparati.

La risoluzione angolare di NEMO è stata successivamente valutata in funzione del numero di fotomoltiplicatori (PMT) illuminati, sia nell'intero intervallo di energia  $1 \text{ TeV} \div 1 \text{ PeV}$  che in 6 sottointervalli in esso contenuti. È risultata una mediana  $\lesssim 0.1^\circ$  se il numero di PMT illuminati  $> 50$ .

Lo studio ha evidenziato anche un peggioramento della risoluzione angolare all'umentare dell'energia, se viene tenuto fisso il numero di PMT. Il che ha condotto a diversi studi sulla topologia dell'apparato e a studi inerenti gli scarti temporali.

Infine si è ricavata la seguente relazione tra il valor medio dei PMT illuminati e l'energia dei muoni:  $25 < \text{PMT} < 200$  per  $1 \text{ TeV} < E_\mu < 1 \text{ PeV}$ .

Gli studi topologici sull'apparato NEMO hanno riguardato:

- a) il valor medio dei PMT illuminati in funzione dell'angolo zenitale, per intervalli di energia;
- b) il valor medio delle Torri (i cui PMT sono stati illuminati) in funzione dell'angolo zenitale, per intervalli di energia;
- c) la risoluzione angolare in funzione dell'angolo zenitale, per intervalli di energia.

Essi hanno rispettivamente evidenziato che:

- a) i valori medi ottenuti per i PMT hanno un andamento crescente con l'energia, con valori compresi tra 25 e 200 PMT, ed un minimo intorno a  $40^\circ \div 50^\circ$  di angolo zenitale  $\theta$ ;
- b) i valori medi delle Torri hanno un andamento monotono crescente all'umentare di  $\theta$  e dell'energia, con valori compresi tra 4 e 12 Torri;
- c) le risoluzioni angolari mostrano un effetto di modulazione soprattutto ad energie comprese tra le decine e le centinaia di TeV.

Tali studi non hanno evidenziato caratteristiche di tipo topologico in grado di stabilire la causa del peggioramento della risoluzione angolare all'aumentare dell'energia e tenendo fisso il numero di PMT illuminati. Pertanto sono stati studiati gli scarti temporali. Questi sono definiti come la differenza tra il tempo che impiega un fotone Čerenkov prodotto lungo la traccia del muone a raggiungere un PMT ed il tempo effettivo, in simulazione, dell'hit sul PMT.

Lo studio degli scarti temporali in NEMO ha evidenziato che la maggior parte degli hit sono prodotti da fotoni Čerenkov dovuti agli elettroni che si sviluppano negli sciami elettromagnetici a seguito del transito dei muoni in acqua:

- l'80% degli hit sono dovuti a fotoni Čerenkov da elettroni, che subiscono anche diffusione durante la propagazione;
- il 18% degli hit sono dovuti a fotoni Čerenkov da elettroni;
- l'1.4% degli hit sono dovuti a fotoni Čerenkov da muoni, che subiscono anche diffusione durante la propagazione;
- lo 0.6% degli hit è dovuto a fotoni Čerenkov da muoni.

Ciò giustifica l'andamento anomalo della risoluzione angolare sopra riportato.

Date le caratteristiche strutturali e dell'elettronica di NEMO, lo studio della risoluzione angolare variando l'errore sull'offset temporale è avvenuto anche per i Piani e per le Torri. Da esso si evince un analogo risultato al caso di errore sull'offset per i singoli PMT, ovvero che la precisione richiesta nella misura dell'offset temporale di Piano e di Torre deve essere  $< 1$  ns.

# Capitolo 5

## Il prototipo NEMO-Fase1

Nell'ambito del progetto NEMO è stato realizzato un primo prototipo denominato NEMO-Fase1: si tratta di una “Minitorre” costituita da 4 Piani, per un totale di 16 Moduli Ottici. Lo spiegamento in mare (o *deployment*) del prototipo è avvenuto il 18 Dicembre 2006 nel *test site* individuato a 20 km al largo di Catania (fig.3.1), ad una profondità di circa 2000 m [NEMOP] [Mig06].

Lo scopo di NEMO-Fase1 consiste nel dimostrare che la progettazione e la realizzazione del prototipo sono tali da garantirne il funzionamento “in situ”. Ciò è fondamentale per la realizzazione di NEMO-Fase2 (Cap.3) e poi di NEMO, in quanto il prototipo è “scalabile” per queste successive esigenze.

### 5.1 Descrizione del prototipo

Il prototipo NEMO-Fase1 ricalca in scala quella che sarà la Torre standard del progetto NEMO, la quale verrà utilizzata per instrumentare circa 1 km<sup>3</sup> di fondale marino (Cap.3).

Le caratteristiche della Minitorre sono le seguenti: la lunghezza dei Piani è di 15 m; la distanza tra essi è di 40 m; i Piani sono consecutivamente ortogonali; la distanza del primo Piano dal fondale è di 100 m; ognuno dei Piani alloggia agli estremi 2 Moduli Ottici (MO) disposti in modo da osservare uno verso il basso e l'altro verso l'orizzonte; in ognuno dei MO è presente 1 fotomoltiplicatore (PMT) [Mig06].

Le misure delle caratteristiche ambientali riguardano il segnale prodotto dal decadimento radioattivo del <sup>40</sup>K (\$2.9), la temperatura, la pressione, la

velocità e la direzione delle correnti [NEMOI].

La misura della posizione dei MO avviene attraverso onde acustiche, e con l'ausilio di inclinometri e bussole. Un sistema di idrofoni invia i segnali verso la Minitorre e attraverso l'eco ricevuto dai Piani si risale - tramite triangolazioni - alla posizione dei MO, con un'incertezza  $< 25$  cm [NEMOI].

## 5.2 Le simulazioni in NEMO-Fase1

Il progetto NEMO nasce allo scopo di rivelare i neutrini astrofisici. Ciò che si vuole osservare sono i segnali prodotti dai muoni generati dai neutrini che giungono dal basso (Capp. 2 e 3).

La Minitorre prototipo ha la disposizione dei MO così come in progetto per NEMO: la linea di vista è verso il basso e verso l'orizzonte. Poiché la superficie di rivelazione del prototipo non è sufficiente per rivelare il piccolo flusso atteso di muoni da neutrini astrofisici dal basso, si effettuano misure per la determinazione del flusso di muoni atmosferici dall'alto. Pertanto, data la particolare disposizione dei MO, lo studio del flusso di muoni atmosferici sulla Minitorre necessita di accurate simulazioni Monte Carlo per determinare l'efficienza dell'apparato.

Per stimare il flusso di muoni atmosferici attraverso le simulazioni MC bisogna sviluppare, in linea di principio, le seguenti fasi:

- 1) generare e propagare in atmosfera le specie atomiche dei raggi cosmici primari, con l'associato sviluppo degli sciami e le interazioni delle varie particelle prodotte fino al livello del mare (ad es. con il codice CORSIKA [COR]);
- 2) propagare dal livello del mare sino alla profondità della Minitorre (ad es. con il codice MUSIC [Bai02], §3.8) le particelle prodotte negli sciami in atmosfera, che a tali quote sono costituite essenzialmente da muoni;
- 3) in prossimità della Minitorre propagare i muoni e, in particolare, i fotoni prodotti dall'effetto Čerenkov, i quali andranno ad illuminare i fotomoltiplicatori presenti nei MO (ad es. con il codice km3 [NT99], §3.8).

La simulazione delle interazioni dei raggi cosmici primari e la propagazione degli sciami da essi prodotti fino alla Minitorre richiedono un tempo-macchina di esecuzione che è dell'ordine di molti mesi di lavoro di 1 CPU

(*Central Processing Unit*), per simulare 1 giorno di presa-dati della Minitorre.

Per abbattere il notevole tempo di CPU richiesto si possono utilizzare codici che si basano su formule parametrizzate, le quali inglobano i punti 1) e 2), facendo partire le simulazioni con i muoni generati in prossimità del rivelatore.

Un codice di questo tipo, denominato MUPAGE (*MUon GEnerator from PArametric formulas*), è in grado di simulare 1 giorno di presa-dati della Minitorre con un tempo di lavoro di 1 CPU di circa 6 ore [MuP05] [ANT06]. MUPAGE genera muoni atmosferici in acqua (o ghiaccio) nell'intervallo di profondità  $1.5 \div 5$  km, a partire da sciami che tengono in considerazione la composizione dei raggi cosmici primari; l'angolo di incidenza dei muoni con l'apparato è compreso nell'intervallo  $0^\circ \div 85^\circ$ ; è possibile simulare molteplicità di eventi  $\geq 1$ .

Di seguito sono riportati alcuni studi sulla risposta della Minitorre ai muoni atmosferici effettuati con l'utilizzo di MUPAGE, e un confronto tra tale codice e altri due: il codice OKADA [Oka94], che utilizza anch'esso una parametrizzazione, ed il codice CORSIKA (*COsmic Ray SIMulations for KAscade*) [COR], che considera invece la propagazione in atmosfera delle principali specie atomiche che compongono i raggi cosmici. Il confronto ha riguardato le caratteristiche dei muoni in prossimità della Minitorre e gli eventi da essa ricostruiti.

### 5.2.1 Numero medio di PMT illuminati da $^{40}\text{K}$ in funzione del numero totale di PMT illuminati

Un telescopio sottomarino per neutrini presenta una fonte di rumore ottico causata dal decadimento del  $^{40}\text{K}$  (§2.9). Ciò vale anche per la Minitorre di NEMO-Fase1 la quale, date le piccole dimensioni, non è in grado di studiare i flussi attesi di neutrini astrofisici che provenendo dal basso generano muoni, ma può studiare il flusso di muoni atmosferici dall'alto (§2.8).

Pertanto, in un evento di muone atmosferico, dato il numero di PMT illuminati, risulta necessario conoscere quanti di essi sono colpiti dalla luce Čerenkov prodotta dal decadimento del  $^{40}\text{K}$  rispetto a quella prodotta dal transito del muone in acqua, attraverso la quale si effettua la ricostruzione della traccia. In tal modo si ha un'indicazione in fase di ricostruzione della traccia del numero di *hit* non correlati ad essa. Il numero massimo di PMT

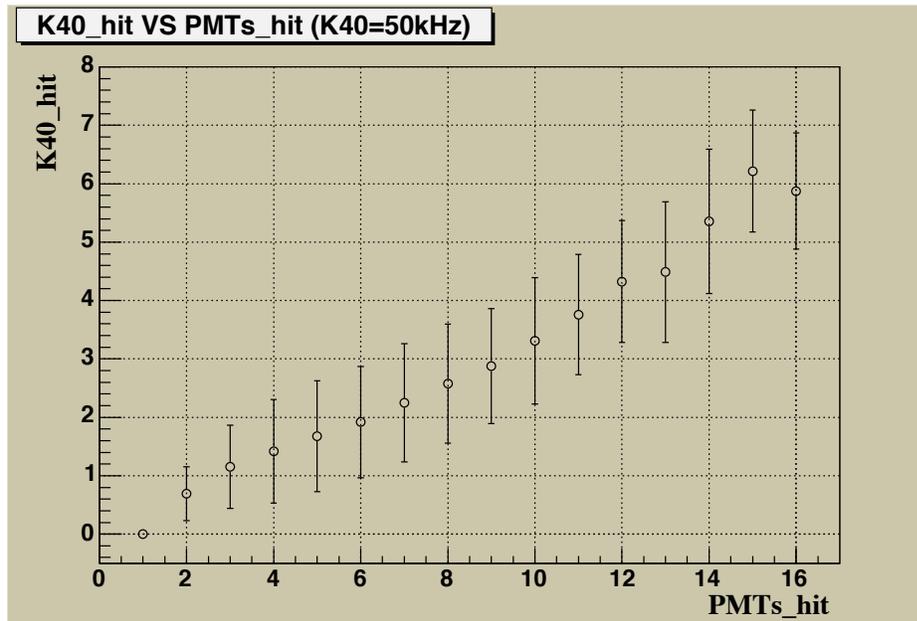


Figura 5.1: Numero medio di *hit* spuri da  $^{40}\text{K}$  in funzione del numero di hit totali, dati dai muoni atmosferici e dal  $^{40}\text{K}$ .

che possono essere illuminati in un evento è 16, ovvero tutti i PMT della Minitorre.

Un primo studio di simulazione sulla Minitorre ha quindi riguardato il numero medio di PMT illuminati da  $^{40}\text{K}$  in funzione del numero totale di PMT illuminati. Con *numero totale di PMT illuminati* s'intende l'insieme degli hit da muoni atmosferici e da  $^{40}\text{K}$  che si ha in un evento. Tale insieme di hit rappresenta la simulazione di ciò che capita durante la presa-dati della Minitorre, non potendo in tali circostanze distinguere se un hit da singolo fotoelettrone è generato da muone oppure da  $^{40}\text{K}$ .

Per tale studio è stato considerato un intervallo di energia per i muoni atmosferici pari a  $20 \text{ GeV} \div 10 \text{ TeV}$ . Il volume cilindrico di generazione dei muoni intorno all'apparato (*can*) è stato preso di altezza pari a circa 400 m e raggio di circa 145 m. La frequenza del decadimento di  $^{40}\text{K}$  è stata assunta pari a 50 kHz. I risultati sono riportati in fig.5.1, dove i punti rappresentano i valori medi di distribuzioni e gli errori sono gli RMS. Dal grafico si evidenzia un numero medio di hit da  $^{40}\text{K}$  crescente con il numero di hit totali, mentre

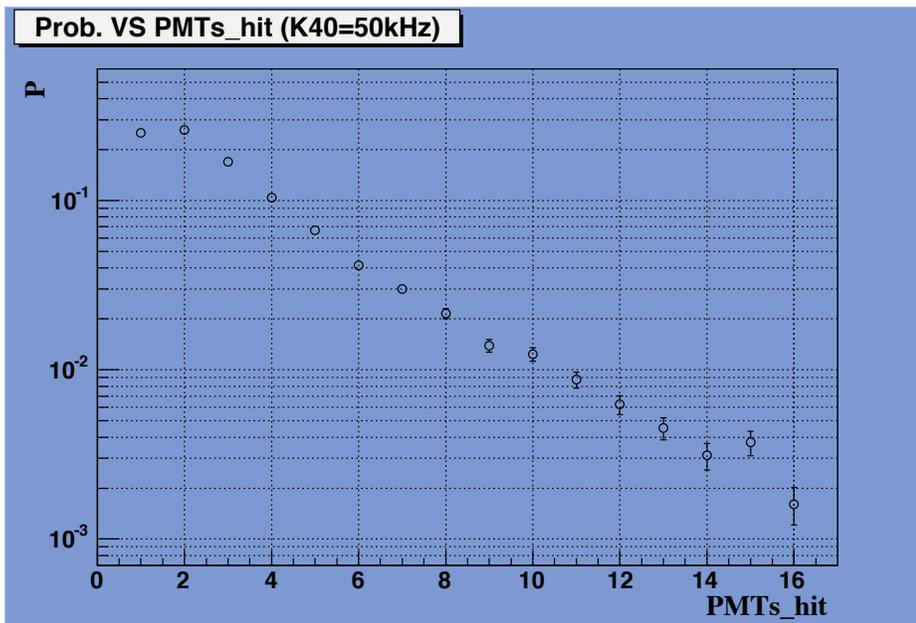


Figura 5.2: Probabilità di avere in media in un evento un dato numero di PMT illuminati.

l'errore rimane circa costante ad un valore intorno a  $\pm 1$  per un numero di hit totali  $\geq 4$ .

### 5.2.2 Probabilità di avere in media in un evento un numero fissato di PMT illuminati

La ricostruzione degli eventi da muoni atmosferici attraverso i dati della Minitorre è in generale tanto migliore quanti più PMT illuminati si hanno in un evento. È possibile effettuare una prima stima dell'efficienza del prototipo di NEMO-Fase1 ricavando dalle simulazioni quanti eventi producono un numero di hit sufficienti, in linea di principio, per la ricostruzione delle tracce.

Per ricostruire la traccia del muone occorre che in un evento si illuminino almeno 5 PMT, infatti una retta nello spazio ha 5 gradi di libertà. In realtà si potrebbe considerare la ricostruzione a partire già da 4 hit, ovvero una unità inferiore al numero minimo necessario per la ricostruzione della traccia. Così

Probabilità cumulativa								
Num. hit >	3	4	5	6	7	8	9	10
Probab. (%)	4.0	2.7	1.9	1.4	1.0	0.75	0.57	0.43

Tabella 5.1: Probabilità di avere in media in un evento un numero di hit maggiore di un numero fissato.

facendo non si ha una ricostruzione univoca rinunciando ad ottenere, ad es., il valore dell'angolo azimutale.

La stima riguardante la ricostruzione la si può effettuare a partire da quanti sono gli eventi che producono in media un dato numero di hit, rispetto al numero di eventi totali. Pertanto è stato effettuato uno studio sulla probabilità di avere in media in un evento un numero di PMT illuminati compreso tra 1 e 16 - ovvero l'intervallo possibile di PMT che possono essere interessati da un evento -. L'intervallo di energia considerato, le dimensioni della can ed il rate di  $^{40}\text{K}$  sono rimasti invariati rispetto allo studio precedente.

Osservando il grafico in fig.5.2 si evince che per un numero di PMT illuminati pari a 4 la probabilità è di circa il 10%, la probabilità per un numero di PMT illuminati pari a 5 è di circa il 6.7%, e così via. Gli errori sono calcolati considerando la radice quadrata del rapporto tra il numero di PMT illuminati ed il numero di eventi totali che hanno prodotto almeno 1 hit.

Poiché nel caso di 5 hit totali circa 1.6 sono dovuti al  $^{40}\text{K}$  (fig.5.1) e possono non soddisfare le condizioni di *trigger*, è conservativo considerare per la ricostruzione un numero di hit almeno pari a 7, a cui corrisponde una probabilità di circa il 3%, o inferiore.

La somma degli eventi con un numero medio di hit maggiore di un numero fissato rappresenta la distribuzione *cumulativa* del numero medio di PMT illuminati in un evento. Tale distribuzione è riportata in tab.5.1 per un numero di hit da  $> 3$  a  $> 10$ . Attraverso essa è possibile effettuare una stima totale del numero di eventi ricostruibili in un dato lasso di tempo. Poiché il numero di eventi con almeno 1 hit atteso in un giorno di presa-dati della Minitorre è di  $\sim 2.3 \cdot 10^6$  (calcolato tramite MUPAGE), ipotizzando una ricostruzione degli eventi con almeno 7 PMT illuminati - ovvero una probabilità cumulativa dell'1.4% -, il numero di eventi ricostruibili in un giorno vale  $\sim 3.2 \cdot 10^4$ . La stima è puramente indicativa in quanto la ricostruzione

dipende dalla strategia di trigger utilizzata.

### 5.3 Confronto tra i codici CORSIKA, MUPAGE e OKADA

Per la valutazione del flusso di muoni atmosferici atteso alla Minitorre di Nemo-Fase1 e della sua efficienza di ricostruzione, si è proceduto ad un confronto tra i codici CORSIKA MUPAGE e OKADA. Questi ultimi due fanno uso di formule parametriche; il codice CORSIKA, invece, considera la propagazione delle diverse specie atomiche a partire dalle interazioni dei raggi cosmici primari in atmosfera.

Il codice OKADA [Oka94] produce uno spettro di muoni dipendente dalla profondità marina e dall'angolo zenitale. La perdita di energia dei muoni per unità di cammino è considerata come somma di due contributi dovuti l'uno alla perdita di energia per ionizzazione e l'altro alla somma dei processi radiativi: bremsstrahlung, creazione di coppie e interazioni fotonucleari (§2.3). La parametrizzazione è stata messa a punto per profondità superiori ai 1000 m.

A differenza dei codici che fanno uso di formule parametriche, il codice CORSIKA [COR] propaga le varie specie atomiche dei raggi cosmici a partire dalla prima interazione in atmosfera fino al livello del mare. Per la Minitorre di NEMO-Fase1 sono stati considerati i nuclei delle seguenti specie atomiche: idrogeno, elio, azoto, magnesio e ferro. L'intervallo in energia dei primari è stato  $10 \div 10^5$  TeV, con indice spettrale  $\alpha = 2$ . L'angolo zenitale è stato generato nell'intervallo  $\vartheta = 0^\circ \div 85^\circ$ . Per la propagazione in acqua è stato utilizzato il codice MUSIC (§3.8). Per il rate di  $^{40}\text{K}$  è stato assunto il valore conservativo di 80 kHz.

Con la propagazione realizzata da CORSIKA i muoni sono stati “trasportati” in prossimità della Minitorre; attraverso i codici MUPAGE e OKADA, invece, i muoni atmosferici sono stati “generati” in prossimità della Minitorre. Per i 3 diversi codici, quindi, si è considerata la stessa superficie per la propagazione dei muoni in acqua (can): un cilindro di altezza circa 400 m e raggio di circa 180 m, al cui interno è contenuta la Minitorre. La propagazione dei muoni da tale superficie, comprendente la luce Čerenkov da essi prodotta, è avvenuta attraverso il codice km3 [NT99] [Bai02]. La lunghezza di assorbimento dei fotoni Čerenkov è stata fissata a circa 55 m e la lunghezza

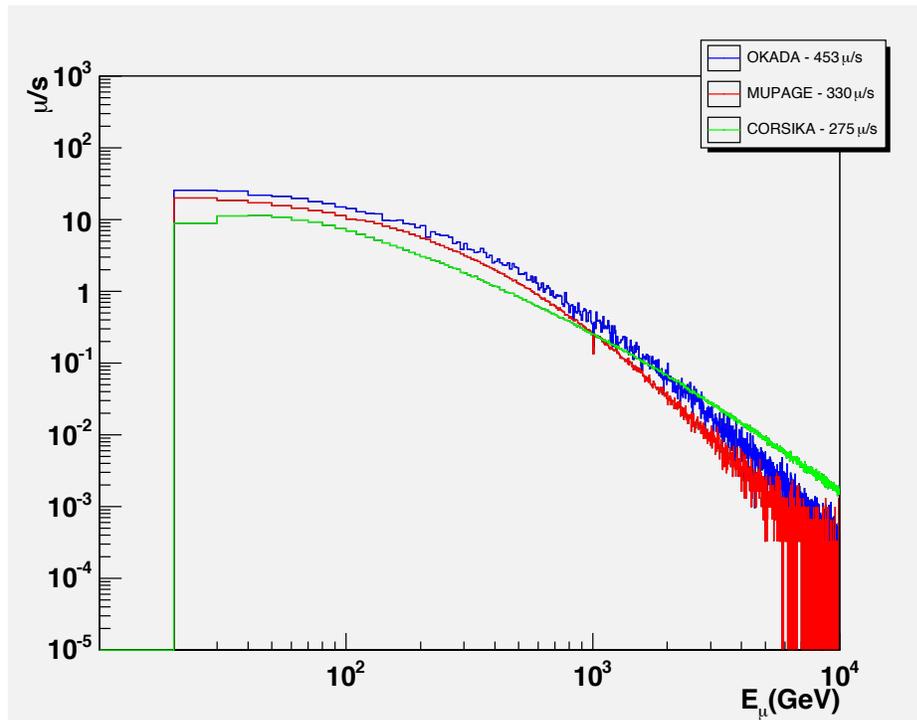


Figura 5.3: Confronto tra gli spettri in energia dei muoni atmosferici attesi alla can della Minitorre, prodotti attraverso i codici CORSIKA, MUPAGE e OKADA.

di diffusione a circa 53 m, entrambe alla lunghezza d'onda di 440 nm. Tali valori discendono da misure effettuate nel test site di Catania [NEMOI].

### 5.3.1 Spettro in energia

Il primo confronto tra i codici CORSIKA, MUPAGE e OKADA, che simulano l'arrivo di muoni atmosferici sulla Minitorre di NEMO-Fase1, ha riguardato lo spettro in energia. L'intervallo di energia studiato è stato tra 20 GeV e 10 TeV. I risultati sono riportati in fig.5.3, dove si ha il numero di muoni al secondo presenti alla can in funzione dell'energia.

Lo spettro in energia con il maggior numero di eventi è quello generato con il codice OKADA, segue lo spettro ottenuto con MUPAGE, infine quello prodotto con CORSIKA. Per valori dell'energia superiori al TeV lo spettro del

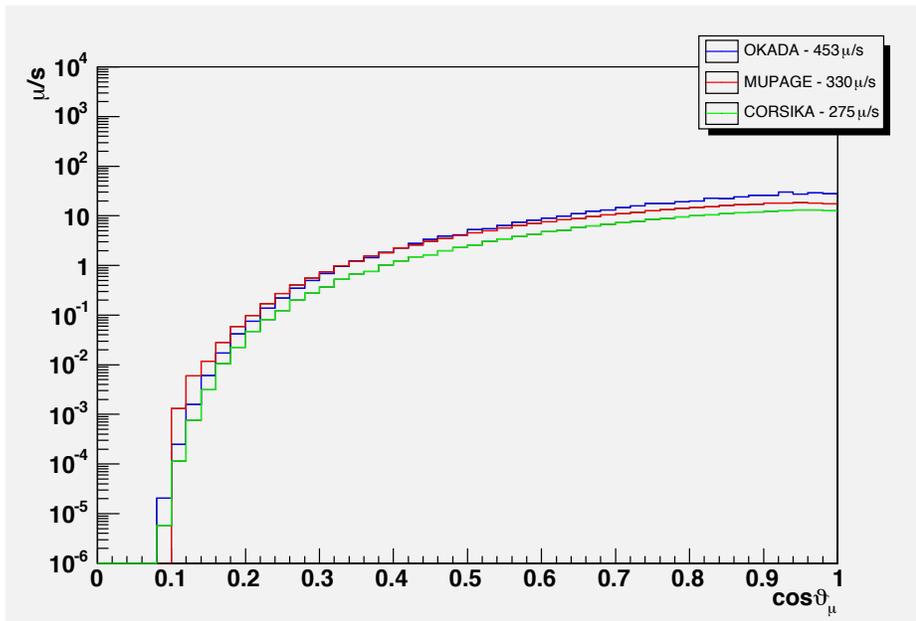


Figura 5.4: Confronto tra gli spettri nel coseno dell'angolo zenitale dei muoni atmosferici attesi alla can della Minitorre, prodotti attraverso i codici CORSIKA, MUPAGE e OKADA.

codice CORSIKA eguaglia e supera quello ottenuto con i codici che utilizzano le formule parametriche. Il valor medio e l'RMS dello spettro in energia per i 3 codici sono riportati in tab.5.3. Il valor medio dell'energia ( $\langle E_\mu \rangle$ ) è simile per i codici parametrizzati, variando di circa il 10%; CORSIKA invece produce uno spettro in energia il cui valor medio differisce dagli altri di un fattore circa  $1.5 \div 1.6$ .

### 5.3.2 Spettro nell'angolo zenitale

Lo strato di atmosfera e di acqua che una particella deve attraversare è tanto maggiore quanto più è grande l'angolo rispetto allo zenit. Poiché il transito attraverso la materia dà luogo ad una perdita di energia delle particelle tanto più grande quanto più lo spessore di materia aumenta, queste possono perdere energia fino ad essere assorbite. Infatti gli sciami atmosferici estesi, prodotti dai raggi cosmici di alta energia (§1.2) con angoli rispetto allo

Muoni alla can				
	$\langle E_\mu \rangle$ (GeV)	$(E_\mu)_{RMS}$	$\langle \cos\vartheta_\mu \rangle$	$(\cos\vartheta_\mu)_{RMS}$
<b>CORSIKA</b>	443	879	0.79	0.16
<b>MUPAGE</b>	268	408	0.78	0.16
<b>OKADA</b>	297	482	0.80	0.15

Tabella 5.2: Valor medio ed RMS dello spettro in energia e dello spettro nel coseno dell'angolo zenitale dei muoni alla can della Minitorre, ottenuti attraverso i codici CORSIKA, MUPAGE e OKADA.

zenit maggiori di  $50^\circ \div 60^\circ$ , subiscono un degrado tale da non permettere una buona ricostruzione della direzione e dell'energia del primario già agli apparati al suolo. La componente degli sciami che giunge a grandi profondità marine è di fatto costituita da muoni.

Per il flusso di muoni atteso alla Minitorre è stato pertanto effettuato un confronto tra i codici allo studio riguardante il numero di muoni al secondo atteso alla can, in funzione del coseno dell'angolo zenitale. Tale confronto è riportato in fig.5.4. Dal grafico si evince che buona parte degli eventi che giungono alla can della Minitorre di NEMO-Fase1 sono, come atteso, verticali. In tab.5.3 sono riportati il valor medio e l'RMS dello spettro nel coseno dell'angolo zenitale. Le distribuzioni presentano una variazione del valor medio del coseno ( $\langle \cos\vartheta_\mu \rangle$ ) di circa l'1  $\div$  2%.

### 5.3.3 Stima del flusso

Per verificare la bontà dei codici utilizzati è possibile effettuare un confronto tra i flussi dei muoni atmosferici verticali ottenuti da questi, con il flusso dei muoni atmosferici verticali ottenuto attraverso dati sperimentali.

Il flusso è definito come il numero di particelle per unità di tempo, di superficie e di angolo solido. Per i muoni atmosferici Bugaev et al. [Bug98] hanno ottenuto una curva del flusso dei muoni atmosferici verticali in funzione della profondità ( $I_{sper}$ ), utilizzando i dati ottenuti da diversi esperimenti.

Alla profondità della superficie della can, pari a circa 1560 m, si desume dalla fig.2.20 una  $I_{sper} \simeq 1.55 \cdot 10^{-7} \mu/s \text{ cm}^2 \text{ sr}$ . Selezionando come muoni verticali quelli con  $0.9 \leq \cos\vartheta_\mu \leq 1$  e dividendo il loro numero per l'area superiore della can ( $1.0 \cdot 10^9 \text{ cm}^2$ ) e per l'angolo solido tra i valori riportati

Flusso dei muoni atmosferici verticali			
	$N_{vert}^{\mu/s}$	$I_{cod}(\mu/cm^2 \text{ s sr}) (10^{-7})$	$r = I_{cod}/I_{sper}$
<b>CORSIKA</b>	72	1.09	0.70
<b>MUPAGE</b>	90	1.38	0.89
<b>OKADA</b>	140	2.13	1.37

Tabella 5.3: Flusso dei muoni atmosferici verticali alla can della Minitorre, ottenuto attraverso i codici CORSIKA, MUPAGE e OKADA.  $N_{vert}^{\mu/s}$  rappresenta il numero di muoni al secondo con  $0.9 \leq \cos\vartheta_{\mu} \leq 1$ , alla can.

di  $\cos\vartheta_{\mu}$  ( $\int_{0.9}^1 \cos\vartheta_{\mu} d\cos\vartheta_{\mu} \int_0^{2\pi} d\phi = 0.60 \text{ sr}$ ), si sono ottenuti i flussi per i 3 codici allo studio.

Il numero di muoni al secondo verticali ( $N_{vert}^{\mu/s}$ ), i flussi, e i rapporti tra i flussi ottenuti attraverso i codici ( $I_{cod}$ ) con quello ricavato sperimentalmente, sono riportati in tab.5.3. Il codice MUPAGE è quello che maggiormente si avvicina al valore sperimentale, con un rapporto tra i flussi  $r = 0.89$ ; il codice CORSIKA presenta invece un deficit nel rapporto ( $r = 0.70$ ), ed il codice OKADA un eccesso ( $r = 1.37$ ).

### 5.3.4 Eventi ricostruiti

Il numero di muoni al secondo alla can può essere visto come il numero di eventi che possono essere rivelati dalla Minitorre. Di questi, in realtà, l'apparato ne riesce a ricostruire un numero molto minore per il fatto che la sistemazione dei MO è pensata per rivelare i muoni provenienti dal basso, ovvero per quello che sarà il telescopio per neutrini NEMO. Come ricordato in precedenza, la Minitorre è un apparato dimostratore il cui scopo principale è quello di verificarne la funzionalità.

La strategia di ricostruzione per gli eventi generati attraverso i codici CORSIKA, MUPAGE e OKADA è stata la seguente:

- 0.5 fotoelettroni quale valore di soglia per i PMT;
- 2.5 fotoelettroni su un singolo PMT oppure una coincidenza su 2 PMT adiacenti entro 20 ns, per far partire la ricostruzione;
- numero minimo di PMT illuminati pari a 6 per ottenere la traccia ricostruita.

Efficienza della Minitorre			
	$N_{can}^{\mu/s}$	$N_{ric}^{\mu/s}$	$\epsilon (10^{-4})$
<b>CORSIKA</b>	275	0.0494	1.80
<b>MUPAGE</b>	330	0.0191	0.579
<b>OKADA</b>	453	0.139	3.07

Tabella 5.4: Efficienza della Minitorre ottenuta utilizzando i muoni atmosferici generati attraverso i codici CORSIKA, MUPAGE e OKADA.

Il numero di muoni al secondo ricostruito ( $N_{ric}^{\mu/s}$ ) è stato dell'ordine di  $10^{-4}$  rispetto al numero di muoni presente alla can ( $N_{can}^{\mu/s}$ ). In tab.5.4 sono riportati i muoni al secondo alla can, i muoni al secondo ricostruiti e l'efficienza dell'apparato, data dal rapporto:

$$\epsilon = \frac{N_{ric}^{\mu/s}}{N_{can}^{\mu/s}}. \quad (5.1)$$

La differenza nel numero di eventi ricostruiti con i diversi codici è sostanzialmente dovuta, oltre che al numero di muoni al secondo alla can, alle differenze nello spettro in energia. OKADA ha infatti il numero di muoni alla can maggiore di tutti, ed anche il maggior numero di eventi ricostruiti; pertanto risulta un'efficienza della Minitorre maggiore rispetto agli altri codici. Con il codice CORSIKA si ha invece un'efficienza maggiore rispetto a MUPAGE dovuta ad un maggior numero di muoni al secondo con energia superiore al TeV. Riguardo lo spettro nel coseno dell'angolo zenitale si nota un differenza pressoché costante tra il codice OKADA ed il codice CORSIKA, mentre il codice MUPAGE passa da valori del numero di muoni al secondo prossimi alla verticale che sono intermedi rispetto agli altri 2 codici, a valori massimi per  $\cos\vartheta \lesssim 0.4$ . Probabilmente l'andamento più piatto di MUPAGE rispetto agli altri codici contribuisce anch'esso alla minor efficienza nella ricostruzione. D'altra parte la propagazione dei muoni e della luce Čerenkov per i 3 codici è stata ottenuta allo stesso modo.

In tab.5.5 sono riportati i valori medi e gli RMS dello spettro in energia e dello spettro nel coseno dell'angolo zenitale, per gli eventi ricostruiti. In media l'energia degli eventi ricostruiti aumenta di un fattore 1.7 per CORSIKA, 6.0 per MUPAGE e 3.9 per OKADA, rispetto al valor medio dell'energia

Muoni ricostruiti				
	$\langle E_\mu \rangle$ (GeV)	$(E_\mu)_{RMS}$	$\langle \cos\vartheta_\mu \rangle$	$(\cos\vartheta_\mu)_{RMS}$
<b>CORSIKA</b>	734	1283	0.56	0.48
<b>MUPAGE</b>	1607	1925	0.60	0.38
<b>OKADA</b>	1157	1716	0.47	0.39

Tabella 5.5: Valor medio ed RMS dello spettro in energia e dello spettro nel coseno dell'angolo zenitale dei muoni atmosferici ricostruiti, per i codici CORSIKA, MUPAGE e OKADA.

alla can. Ciò è dovuto al fatto che la maggior parte degli eventi che vengono ricostruiti hanno un'energia maggiore rispetto al valore minimo di 20 GeV presente alla can. L'angolo zenitale viene ricostruito in media per i 3 codici con un valore di circa  $65^\circ$ , contro i circa  $38^\circ$  di angolo zenitale per i muoni presenti alla can. Tale differenza è spiegabile attraverso la geometria della Minitorre. Infatti i MO, che hanno linee di vista verso il basso e verso l'orizzonte, ricevono i fotoni Čerenkov diretti se la traccia è particolarmente inclinata rispetto allo zenit; invece se la traccia è prossima alla verticale possono ricevere, essenzialmente, solo i fotoni Čerenkov diffusi o prodotti da sciami elettromagnetici, e la traccia viene ricostruita in modo non ottimale o non viene ricostruita affatto.

Il confronto tra i codici CORSIKA, MUPAGE ed OKADA permette di avere dei parametri di riferimento riguardo il flusso di muoni atmosferici attesi sulla Minitorre di NEMO-Fase1. In base ad essi è possibile prevedere che saranno ricostruite tracce di muoni con un rate nell'intervallo  $0.02 \div 0.1 \mu/s$ , con energia media di  $0.7 \div 1.6$  TeV ed angolo zenitale medio intorno ai  $61^\circ \div 68^\circ$ .

## 5.4 Conclusioni Capitolo 5

Il prototipo di NEMO-Fase1 è costituito da una Minitorre realizzata con 4 Piani, per un totale di 16 PMT. Per studiare il flusso di muoni atmosferici atteso alla Minitorre e la sua efficienza di ricostruzione sono stati utilizzati tre diversi codici di simulazione: OKADA e MUPAGE, che fanno uso di formule parametriche; CORSIKA, che propaga diverse specie atomiche a partire dalle

interazioni dei raggi cosmici primari.

Un primo studio, realizzato con MUPAGE, ha riguardato:

- a) il numero medio di hit atteso da  $^{40}\text{K}$  in funzione del numero di hit totali;
- b) la probabilità che in un evento in media si abbia un dato numero di PMT illuminati.

Da cui è emerso che si ha:

- a) un numero medio di hit da  $^{40}\text{K} \lesssim 6$ , per un numero di PMT illuminati  $\leq 16$ ;
- b) una probabilità compresa tra il 6.7% e lo 0.16%, per un numero medio di PMT illuminati compreso tra  $5 \div 16$ .

Il confronto fra i tre codici, al fine di determinare il flusso atteso di muoni atmosferici alla Minitorre, ha riguardato:

- lo spettro in energia,  $E_\mu$ ;
- lo spettro nel coseno dell'angolo zenitale,  $\cos\theta_\mu$ ;

sia in prossimità dell'apparato, che per gli eventi da esso ricostruiti.

In prossimità della Minitorre, a 2000 m di profondità, il flusso di muoni verticali stimato attraverso misure sperimentali risulta essere  $I_{sper} \approx 1.55 \cdot 10^{-7} \mu/s \text{ cm sr}$ . I valori del flusso ottenuti attraverso i codici risultano:

- $I_{CORSIKA} = 1.09 \cdot 10^{-7} \mu/s \text{ cm sr}$ ;
- $I_{MUPAGE} = 1.38 \cdot 10^{-7} \mu/s \text{ cm sr}$ ;
- $I_{OKADA} = 2.13 \cdot 10^{-7} \mu/s \text{ cm sr}$ .

Pertanto il flusso verticale di muoni che maggiormente si avvicina a quello sperimentale è dato da MUPAGE.

L'efficienza di ricostruzione della Minitorre, definita dal rapporto tra il numero di muoni al secondo in prossimità dell'apparato e il numero di muoni al secondo ricostruiti, risultata essere:

- $\epsilon = 1.8 \cdot 10^{-4}$  per CORSIKA;

- $\epsilon = 0.58 \cdot 10^{-4}$  per MUPAGE;
- $\epsilon = 3.1 \cdot 10^{-4}$  per OKADA.

In definitiva, considerando i tre codici, i muoni atmosferici ricostruiti dalla Minitorre sono attesi avere le seguenti caratteristiche:

- un flusso nell'intervallo  $0.02 \div 0.1 \mu/s$ ;
- un'energia media tra  $0.7 \leq E_\mu \leq 1.6$  TeV;
- un coseno medio dell'angolo zenitale fra  $0.47 \leq \cos\theta \leq 0.56$ .



# Capitolo 6

## Calcolo del flusso di neutrini muonici atteso dal SNR RX J1713.7-3946

Il Resto di SuperNova RX J1713.7-3946 è una sorgente estesa di raggi gamma ad alta energia, che si trova nella costellazione dello Scorpione. Da RX J1713.7-3946 sono stati osservati raggi gamma fino a 40 TeV, con un flusso difficile da spiegare attraverso le interazioni elettromagnetiche, per cui il SNR si candida a sito di interazioni adroniche e quindi a sorgente di neutrini.

A partire dal flusso di raggi gamma misurato dall'esperimento H.E.S.S., si è calcolato il flusso di neutrini muonici che vengono emessi dalla sorgente e che raggiungono la Terra, tenendo conto della probabilità di oscillazione dei neutrini. Per i neutrini muonici emessi dal SNR si è considerata la probabilità per essi di rimanere tali, per i neutrini elettronici si è invece tenuto conto della probabilità di oscillazione in neutrini muonici.

Il calcolo del flusso di neutrini muonici atteso dal SNR RX J1713.7-3946 è il primo passo per ottenere il numero di muoni da neutrini rivelabile dal telescopio NEMO, da tale sorgente. Calcolato il flusso di neutrini atteso dal SNR, si considera successivamente la probabilità di trasmissione attraverso la Terra (funzione delle coordinate della sorgente) e la risposta del rivelatore, riguardante la capacità di discriminazione dei segnali prodotti dai muoni da neutrini astrofisici rispetto al fondo di muoni da neutrini atmosferici (§2.8) prodotto dai raggi cosmici.

## 6.1 Le osservazioni di RX J1713.7-3946

Le attuali tecniche osservative permettono, in pratica, di coprire l'intero spettro elettromagnetico: dal dominio radio ai raggi gamma. La scoperta di RX J1713.7-3946 come sorgente di raggi X ha indotto un interesse per questo SNR che ha prodotto osservazioni nel dominio radio, nell'IR-Microonde e in quello gamma.

Mettendo insieme le osservazioni alle diverse lunghezze d'onda, è stato possibile estrapolare uno spettro in energia sull'intero spettro elettromagnetico. In particolare, riguardo la produzione di raggi gamma, le osservazioni di H.E.S.S. hanno messo in evidenza che RX J1713.7-3946 ha uno spettro compatibile con uno scenario adronico.

### 6.1.1 Dominio X

La scoperta nel dominio X del SNR RX J1713.7-3946 è avvenuta nel 1996 attraverso il satellite per raggi X ROSAT [PA96]. La sorgente si trova in prossimità del piano galattico ed ha una estensione  $\lesssim 1^\circ$ .

Successive a ROSAT sono state le osservazioni in X del satellite ASCA, che hanno evidenziato per RX J1713.7-3946 un puro spettro non termico (§6.2), continuo e senza righe di emissione [Koy97] [Sla99]. In fig.6.1 è riportata un'immagine di ASCA del SNR, nell'intervallo  $1 \div 3$  keV [UAT02].

Il satellite per raggi X Chandra, grazie alla migliore risoluzione angolare di ROSAT e ASCA, ha osservato nella zona nord-ovest del SNR variazioni di intensità con spettri per i raggi X descritti da legge di potenza, sebbene con grandi incertezze statistiche [UAT03] [Laz04].

L'elevata risoluzione angolare del satellite XMM-Newton ha permesso di osservare la sorgente attraverso 5 puntamenti, evidenziando una complessa morfologia nella parte ovest con 2 bordi vicini che assomigliano ad una struttura a *doppia shell*, i quali vanno da nord a sud. L'indice spettrale dei fotoni è risultato  $1.8 < \alpha < 2.6$ ; la densità della colonna d'idrogeno è risultata  $0.4 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^{-2} < N_H < 1.1 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^{-2}$  [CC04] [HUTA05].

Attraverso le osservazioni di XMM-Newton è stata trovata una correlazione tra l'intensità dei raggi X e l'assorbimento, che è stata interpretata come dovuta al fronte di *shock* di RX J1713.7-3946 che impatta contro una nube molecolare, responsabile dell'assorbimento.

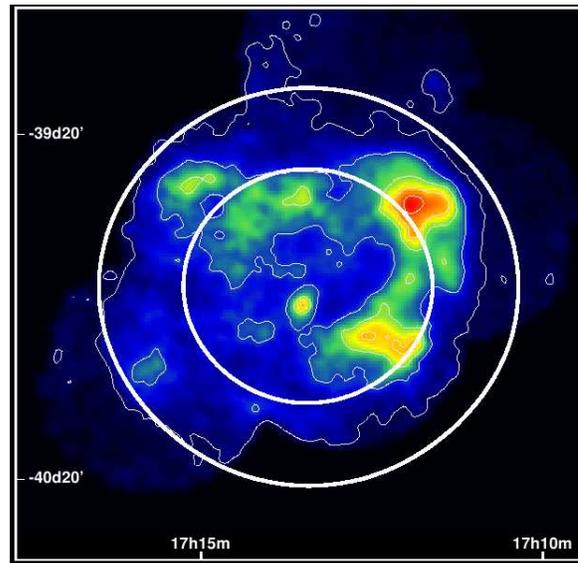


Figura 6.1: Immagine in raggi X del SNR RX J1713.7-3946 ottenuta dal satellite ASCA nell'intervallo di energia 1-3 keV [UAT02]. Sull'asse delle ascisse è riportata l'ascensione retta, sull'asse delle ordinate è riportata la declinazione.

### 6.1.2 IR-Microonde e Radio, stima di distanza ed età

L'interpretazione dell'interazione del fronte di shock di RX J1713.7-3946 con una nube molecolare è stata confermata attraverso osservazioni a lunghezze d'onda millimetriche e sub-millimetriche (IR-Microonde) dal telescopio NANTEN. Sono state infatti osservate le caratteristiche righe di emissione del CO, le quali suggeriscono che il SNR è in interazione con una nube interstellare. Si è potuta ricavare la distanza dalla Terra della zona in interazione di RX J1713.7-3946, che è risultata pari a circa 1 kpc [Fuk03] [Mor05].

La distanza di 1 kpc del SNR dal Sistema Solare supporta l'ipotesi di Wang et al. [WQC97] secondo la quale l'esplosione della Supernova, di cui stiamo osservando i resti, sia avvenuta nell'anno 393. L'ipotesi si basa sul fatto che la posizione in cielo di RX J1713.7-3946 coincide con le osservazioni storiche di una stella apparsa in quell'anno nella “coda” della costellazione dello Scorpione.

L'emissione radio particolarmente debole di RX J1713.7-3946 osservata

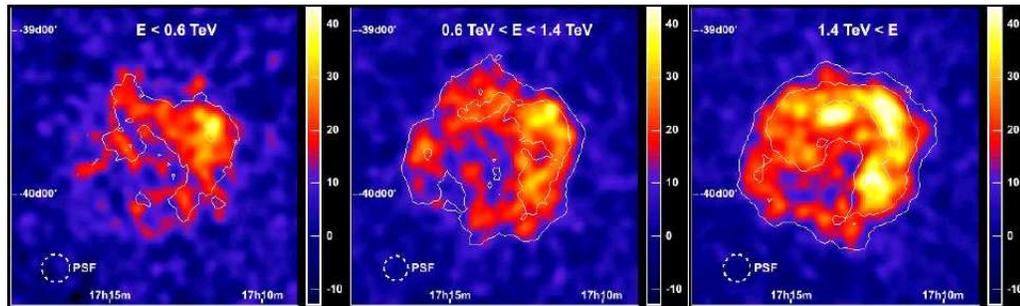


Figura 6.2: Morfologia di RX J1713.7-3946 osservata da H.E.S.S. per 3 intervalli di energia:  $E < 0.6$  TeV,  $0.6 \text{ TeV} < E < 1.4$  TeV ed  $E > 1.4$  TeV. I contorni in bianco delineano le zone di significatività a  $5$ ,  $10$  e  $15 \sigma$  [Aha06].

da ATCA colloca il SNR in una classe di oggetti denominati *SNRs shell-type* [Laz04]. La classe è caratterizzata da uno spettro X non termico e un'emissione radio molto debole. Il solo altro componente noto della classe è RX J0852.0-4622 [Asc98] [Sla01].

### 6.1.3 Dominio Gamma

La scoperta di RX J1713.7-3946 come sorgente di fotoni VHE è avvenuta nel 1998 grazie al telescopio Čerenkov CANGAROO [Mur00]. Successivamente il SNR è stato osservato da CANGAROO-II nel 2000 e nel 2001 [Eno02]. Nelle diverse campagne di osservazioni di RX J1713.7-3946 sono stati ricavati spettri in energia nell'intervallo  $0.4 \div 8$  TeV.

L'insieme di telescopi Čerenkov di H.E.S.S. ha confermato la scoperta di RX J1713.7-3946 come sorgente VHE [Aha04] nel 2003. Nel 2004 sono state effettuate ulteriori osservazioni del SNR (fig.6.2). In entrambi i casi sono stati ottenuti degli spettri in energia [Aha06]. In fig.6.3 sono riportati tali spettri e quello ottenuto da CANGAROO-II nel 2001. Gli spettri di H.E.S.S. 2003 ed H.E.S.S. 2004 sono tra loro consistenti, così come con buona parte dei punti sperimentali di CANGAROO-II 2001 (5 punti su 7). La peculiarità del SNR RX J1713.7-3946 sta nello spettro in energia misurato da H.E.S.S. 2004, che candida la sorgente di raggi gamma a sede di interazioni adroniche per il flusso di fotoni osservato ai TeV.

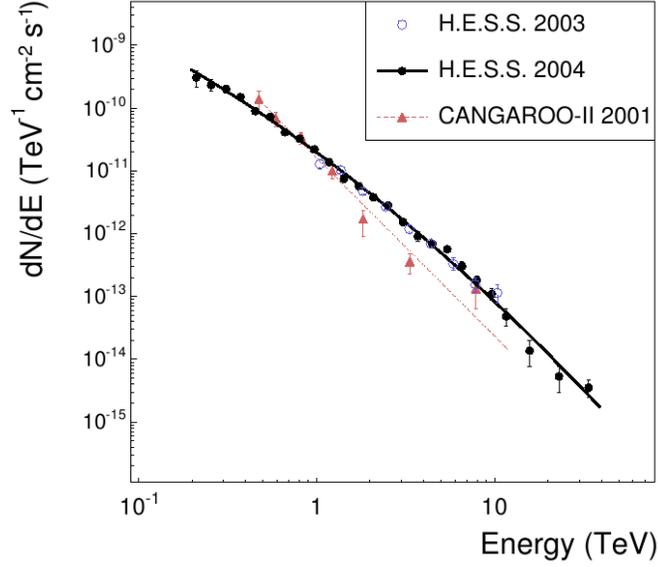


Figura 6.3: Confronto tra gli spettri in energia ottenuti da H.E.S.S. e CANGAROO-II per il SNR RX J1713.7-3946 [Aha06].

## 6.2 Processi di emissione

La radiazione elettromagnetica può essere *termica* o *non termica*.

La radiazione di tipo termica è quella emergente da una sorgente attraverso un numero elevato di interazioni elettromagnetiche dovute a particelle in equilibrio termico, con un'energia media corrispondente ad una particolare temperatura. La densità di energia  $u(\nu)$  dello spettro di radiazione segue la distribuzione di *corpo nero*:

$$u(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (6.1)$$

dove  $h$  è la costante di Planck,  $\nu$  la frequenza della radiazione,  $c$  la velocità della luce,  $k_B$  la costante di Boltzmann e  $T$  la temperatura espressa in gradi Kelvin. I sistemi in equilibrio termico sono caratterizzati da un'energia tipica  $k_B T$ , cosa che non accade per le distribuzioni in energia che seguono una legge di potenza [Sch01].

L'origine delle distribuzioni di non equilibrio, come lo spettro di potenza di RX J1713.7-3946, è da ricercare nei processi che possono accelerare

particelle sino ad energie molto elevate, attraverso una successione di piccoli incrementi. Tale meccanismo è di tipo stocastico perché il guadagno di energia è determinato da una serie di eventi casuali non correlati, in cui sistemi con un'energia cinetica molto grande interagiscono con le singole particelle cariche. A causa della grande energia dei sistemi non si raggiunge mai l'equilibrio, e vi è un flusso continuo di energia fornita alle particelle [Sta04] [Sch01].

I processi di produzione non termici sono quelli tipici delle sorgenti di raggi gamma, come il SNR allo studio. Tali processi possono avere carattere puramente elettromagnetico oppure possono essere di tipo adronico. I processi elettromagnetici sono: la radiazione di Bremsstrahlung, la radiazione di Sincrotrone e l'effetto Compton Inverso. I processi tipici di tipo adronico sono: l'interazione protone-protone, l'interazione protone-gas e l'interazione protone-fotone (§1.3.1).

### 6.2.1 Interazioni elettromagnetiche

La radiazione di Bremsstrahlung consiste nell'emissione di fotoni da parte di una particella carica (tipicamente un elettrone), quando questa interagisce con un campo elettrico. Lo spettro degli elettroni segue la legge di potenza  $N_e \propto E_e^{-\alpha}$ , dove  $N_e$  è il numero di elettroni,  $E_e$  è l'energia ed  $\alpha$  è l'indice spettrale. Lo spettro dei fotoni emessi segue la stessa legge di potenza:  $N_\gamma \propto E_e^{-\alpha}$ , sopra un limitato intervallo di frequenze. La sezione d'urto d'interazione del processo, per elettroni che interagiscono con protoni ( $\sigma_{e-p}$ ), è stata calcolata da Bethe ed Heitler nel 1934 ed è funzione del numero atomico  $z$ :  $\sigma_{e-p} \propto z^2$  [RL79].

La radiazione di Sincrotrone, osservata inizialmente negli omonimi acceleratori, riguarda l'emissione di fotoni da parte di particelle cariche relativistiche in presenza di un campo magnetico ( $B$ ). La potenza irradiata ( $P$ ) dagli elettroni segue la legge:  $P \propto \sigma_T(\beta\gamma)^2 B$ , dove  $\sigma_T$  è la sezione d'urto Thomson,  $\beta = v/c$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  e  $v$  è la velocità. Lo spettro degli elettroni segue la legge di potenza:  $N_e \propto E_e^{-\alpha}$ ; per i fotoni emessi si ha:  $N_\gamma(E_\gamma) \propto E_e^{-(\alpha+1)/2}$  [RL79] [Lon94].

L'effetto Compton Inverso consiste nella diffusione di un fotone da parte di un elettrone di alta energia: il fotone acquista energia cinetica a spese dell'energia dell'elettrone aumentando, di conseguenza, la sua frequenza. La potenza emessa segue la legge:  $P \propto \sigma_T(\beta\gamma)^2 U_f$ , con  $U_f$  densità di energia iniziale del fotone. La legge di potenza dello spettro degli elettroni vale:

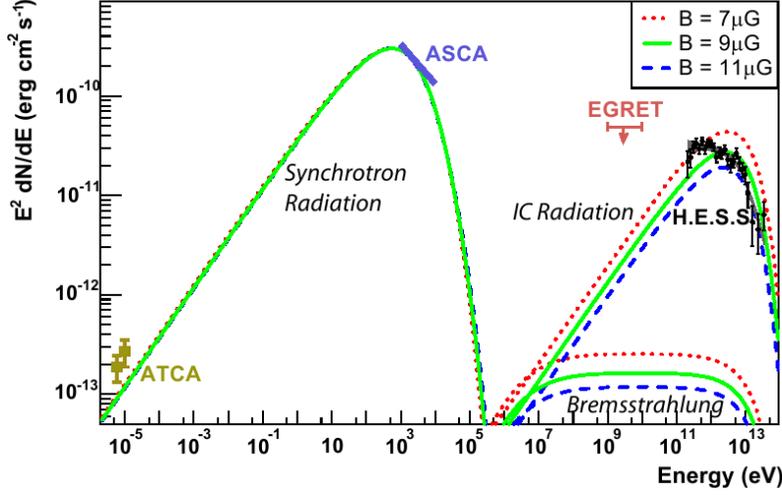


Figura 6.4: Spettro di RX J1713.7-3946 calcolato per diversi valori del campo magnetico: 7, 9 e 11  $\mu$ Gauss. Sono riportate le osservazioni di ATCA nel dominio radio, di ASCA in quello X e di EGRET (limite superiore) ed H.E.S.S. nel dominio gamma [Aha06].

$N_e \propto E_e^{-\alpha}$ , invece quella dei fotoni è governata dall'energia iniziale dell'elettrone ( $\epsilon_e$ ) e del fotone ( $\epsilon_\gamma$ ). Posto  $x = \epsilon_e \epsilon_\gamma / m_e^2 c^4$  ( $m_e$  è la massa a riposo dell'elettrone), se  $x \gg 1$  la sezione d'urto del processo è circa uguale a quella di Klein-Nishina e si ha grande trasferimento di energia dall'elettrone al fotone, con  $E_\gamma \approx E_e$  e l'indice spettrale dei fotoni  $\delta = \alpha$ ; se  $x \ll 1$  la sezione d'urto è circa uguale a quella Thomson, con  $E_\gamma \approx \epsilon_\gamma \gamma^2$  e  $\delta = (\alpha + 1)/2$  [RL79] [Lon94].

L'emissione di RX J1713.7-3946 osservata dal dominio radio fino ai raggi X è ascrivibile alla radiazione di sincrotrone. In termini di energia dei fotoni rivelati, tale emissione copre circa 10 ordini di grandezza nell'intervallo  $10^{-5} \div 10^5$  eV, con un massimo intorno al keV. A partire dai MeV l'emissione si considera dovuta ai processi di Bremsstrahlung e Compton Inverso (IC). Mentre per i fotoni di Bremsstrahlung si ha un piccolo flusso, per i fotoni IC si considera un flusso che cresce rapidamente con un massimo intorno al TeV seguito da una brusca diminuzione (fig.6.4) [Aha06].

Tale spettro di emissione è stato calcolato da Aharonian et al. [Aha06] a partire dai dati sperimentali. Essi hanno considerato per gli elettroni pri-

mari un rate continuo governato da legge di potenza con  $\alpha = 2$  ed un *cutoff* esponenziale all'energia  $E_0$ :

$$Q(E) = Q_0 E^{-\alpha} \exp(-E/E_0), \quad (6.2)$$

con  $Q_0$  determinato attraverso il flusso di raggi X. La distribuzione di energia è stata calcolata per un'età della sorgente di 1000 anni, una densità media di gas  $n = 1 \text{ cm}^{-3}$  e distanza di 1 kpc. Per l'emissione IC i valori assunti per la densità di fotoni del fondo a Microonde (CMBR), di Luce Stellare (SL) e Infrarosso (IR) sono stati quelli canonici:  $W_{CMBR} = 0.25 \text{ eV cm}^{-3}$ ,  $W_{SL} = 0.5 \text{ eV cm}^{-3}$  e  $W_{IR} = 0.05 \text{ eV cm}^{-3}$ . È stata considerata anche la perdita di energia per diffusione Bohm<sup>1</sup>. Per tentare di spiegare simultaneamente lo spettro X e lo spettro gamma osservati, il campo magnetico utilizzato per i calcoli ha assunto valori intorno ai  $10 \mu\text{Gauss}$ . Nonostante ciò, come evidente dalla fig.6.4, il picco IC è troppo stretto per spiegare l'emissione gamma misurata ai TeV da H.E.S.S.

## 6.2.2 Interazioni adroniche

Lo scenario di emissione gamma alle alte energie è previsto dal decadimento dei mesoni leggeri  $\pi^0$  prodotti attraverso le interazioni adroniche tipo protone-protone, protone-gas e protone-fotone quando nel processo si ha energia sufficiente per ottenere la risonanza  $\Delta$  (§1.3.1). I  $\pi^0$  hanno massa a riposo di 135 MeV, una vita media di  $8.4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$  e decadono tramite processo elettromagnetico in 2 fotoni con una probabilità del 98.8% [pdg06].

Il decadimento dei  $\pi^0$  per giustificare i fotoni gamma alle alte energie è un meccanismo già ipotizzato per spiegare le osservazioni della radiazione gamma diffusa (§1.2); il processo primario, in questo caso, vede coinvolti prevalentemente i protoni ed i fotoni del fondo a Microonde. Teorizzare il decadimento dei  $\pi^0$  per giustificare lo spettro gamma osservato da una sorgente come RX J1713.7-3946 è pertanto un passaggio naturale ed immediato.

Lo scenario per i processi adronici prevede uno spettro in energia *concavo*, con legge di potenza in cui l'indice spettrale dipende dall'energia:  $E^{-\alpha(E)}$ , con un cutoff ( $E_c$ ) ed  $\alpha(E) \approx 2$ , decrescente al di sotto del TeV con valori  $1.5 < \alpha(E) < 2$ . Lo spettro di H.E.S.S. è compatibile con questo scenario [Aha06], infatti a partire dai propri dati sperimentali la Collaborazione ha

<sup>1</sup>La diffusione Bohm riguarda un plasma che attraversa un campo magnetico. Il parametro di diffusione  $D = \frac{1}{16} \frac{k_B T}{eB}$ .

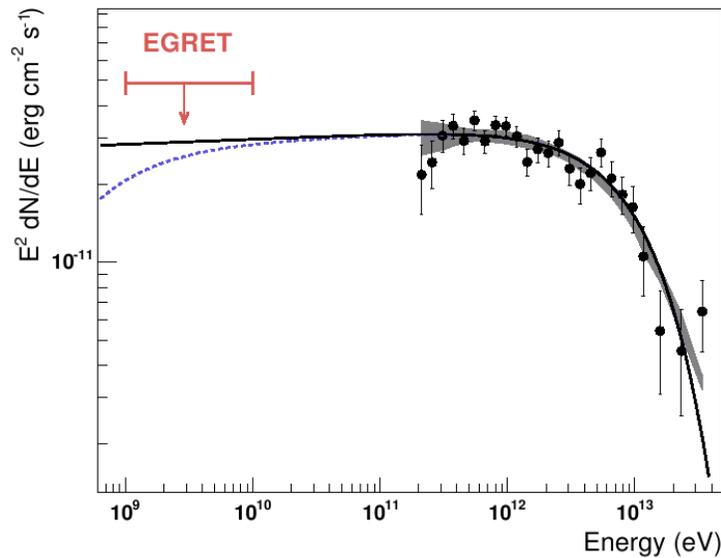


Figura 6.5: Fit di legge di potenza con un cutoff esponenziale (curva continua in nero) e la stessa funzione comprendente la cinematica dei  $\pi^0$  (curva a tratto blu), prodotti a partire dai dati sperimentali [Aha06]. La zona tratteggiata in grigio rappresenta le incertezze sistematiche. È riportato il limite superiore al flusso ottenuto attraverso le osservazioni di EGRET, nell'intervallo  $1 \div 10$  GeV.

prodotto un fit che considera una legge di potenza con un cutoff esponenziale, e la stessa funzione comprendente la cinematica dei  $\pi^0$ . In fig.6.5 sono riportati i fit in questione con un'extrapolazione a basse energie: mentre la curva di legge di potenza con cutoff ha un andamento pressoché costante per valori dell'energia minori del TeV, la curva che considera la cinematica dei  $\pi^0$  ha invece un andamento decrescente come atteso dallo scenario adronico.

### 6.3 Regioni di RX J1713.7-3946 osservate da H.E.S.S.

L'esperimento H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*) è costituito da una schiera di 4 telescopi Čerenkov identici installati in Namibia a 1800

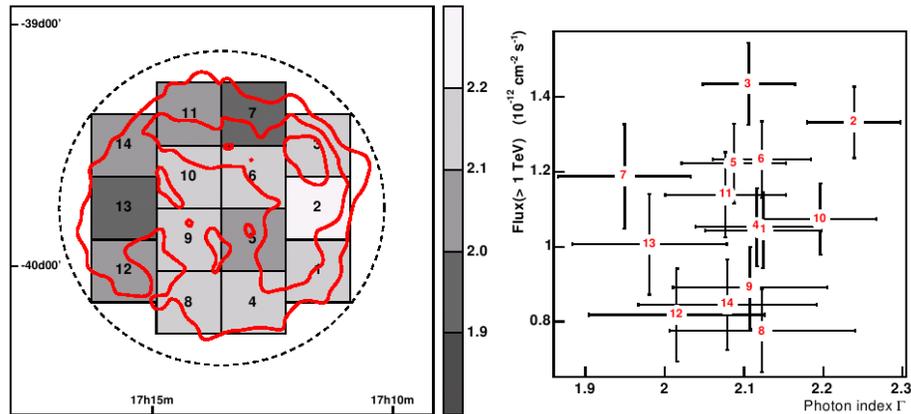


Figura 6.6: Regioni osservate da H.E.S.S. del SNR RX J1713.7-3946 (a sinistra) e corrispondenti flussi in funzione degli indici spettrali dei fotoni gamma (a destra) per  $E > 1 \text{ TeV}$ . Le curve in rosso a sinistra indicano un eccesso di conteggi pari a 30, 60 e 90, andando da quelle esterne a quelle interne; i toni di grigio assegnati alle 14 regioni hanno lo scopo di visualizzare il valore dell'indice spettrale attraverso la scala riportata a lato [Aha06].

m sul livello del mare. I telescopi hanno un diametro di 13 m e una lunghezza focale di 15 m. Le camere per la formazione delle immagini sono costituite da 960 *pixel* ed hanno una risoluzione angolare di  $0.16^\circ$ , con un campo di vista di  $5^\circ$ . L'energia di soglia è di 100 GeV [Hin04].

Poiché il diametro di RX J1713.7-3946 è di circa  $1^\circ$ , H.E.S.S. ha potuto osservare il SNR in dettaglio considerando 14 regioni di  $0.26^\circ \times 0.26^\circ$ , ottenendo i corrispondenti 14 spettri di energia [Aha06]. In fig.6.6 sono riportate le 14 regioni (a sinistra) ed i corrispondenti flussi in funzione degli indici spettrali dei fotoni gamma (a destra). Le barre di errore per l'indice spettrale sono relative ad  $1 \sigma$  di incertezza statistica, invece gli errori sistematici sono del 25% per i flussi e di 0.1 per gli indici spettrali. Dalla figura si evince che non c'è correlazione tra i flussi e gli indici spettrali.

In tab.6.1, per il SNR in totale e per le 14 regioni osservate, si riporta: l'indice spettrale  $\Gamma$ , il flusso  $L_\gamma(> 1 \text{ TeV})$  e la significatività statistica  $S(\sigma)$ . A partire dai valori dell'indice spettrale e dal flusso di fotoni dalle 14 regioni, è possibile calcolare il flusso di neutrini atteso dalla sorgente.

Regioni di RX J1713.7-3946			
Regione	$\Gamma$	$I_\gamma(> 1 \text{ TeV})$ ( $10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	$S(\sigma)$
<b>Totale</b>	$2.12 \pm 0.03$	$15.9 \pm 0.6$	30.8
<b>1</b>	$2.12 \pm 0.07$	$1.05 \pm 0.13$	12.9
<b>2</b>	$2.24 \pm 0.06$	$1.34 \pm 0.10$	17.2
<b>3</b>	$2.11 \pm 0.06$	$1.45 \pm 0.13$	16.7
<b>4</b>	$2.10 \pm 0.08$	$1.06 \pm 0.12$	11.5
<b>5</b>	$2.09 \pm 0.07$	$1.22 \pm 0.11$	13.3
<b>6</b>	$2.13 \pm 0.06$	$1.23 \pm 0.12$	14.1
<b>7</b>	$1.95 \pm 0.08$	$1.19 \pm 0.12$	10.9
<b>8</b>	$2.11 \pm 0.12$	$0.78 \pm 0.11$	8.0
<b>9</b>	$2.11 \pm 0.10$	$0.89 \pm 0.11$	8.7
<b>10</b>	$2.19 \pm 0.07$	$1.09 \pm 0.10$	14.1
<b>11</b>	$2.08 \pm 0.08$	$1.13 \pm 0.11$	11.8
<b>12</b>	$2.01 \pm 0.11$	$0.81 \pm 0.12$	8.2
<b>13</b>	$1.98 \pm 0.10$	$1.00 \pm 0.14$	9.8
<b>14</b>	$2.08 \pm 0.11$	$1.12 \pm 0.12$	9.4

Tabella 6.1: Indice spettrale  $\Gamma$ , flusso  $I_\gamma(> 1 \text{ TeV})$  e significatività statistica  $S(\sigma)$  per il SNR (totale) e per le sue 14 regioni osservate da H.E.S.S. (adattata da [Aha06]).

## 6.4 Relazione tra fotoni e neutrini da sorgente astrofisica

Una sorgente di raggi gamma di alte energie è un possibile sito di interazioni adroniche, infatti i fotoni  $\gamma$  possono essere generati dal decadimento dei  $\pi^0$ :

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma, \quad (6.3)$$

i quali sono a loro volta essenzialmente prodotti dalle interazioni dei protoni. Per la conservazione di *isospin* nelle interazioni adroniche è atteso un egual numero di  $\pi^0$ ,  $\pi^+$  e  $\pi^-$ . La massa dei  $\pi^\pm$  è di 139.6 MeV, la vita media è di  $2.6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$  e decadono tramite processo debole producendo neutrini e muoni; a loro volta i muoni, che hanno massa di 105.7 MeV e una vita media

di  $2.2 \cdot 10^{-6}$  s, decadono tramite processo debole in elettroni e neutrini con probabilità del 99.9% [pdg06]:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \nu_\mu \quad \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \bar{\nu}_\mu. \quad (6.4)$$

Pertanto, in prima approssimazione, dato un tripletto di isospin costituito da  $\pi^0$ ,  $\pi^+$  e  $\pi^-$ , in quanto a fotoni e neutrini si ha: 2  $\gamma$ , 2  $\nu_\mu$ , 2  $\bar{\nu}_\mu$ , 1  $\nu_e$  e 1  $\bar{\nu}_e$ .

Se si assume la costanza dell'indice spettrale, allora questo resta uguale dai protoni primari fino ai fotoni e ai neutrini. Pertanto, noto l'indice spettrale dei fotoni  $\Gamma$ , si assume lo stesso valore per i  $\pi^0$  (dai quali sono prodotti) e per i  $\pi^\pm$  (dai quali sono prodotti i neutrini).

Per i fotoni l'espressione del flusso prodotto a partire dai protoni si scrive [CV05]:

$$F_\gamma = \frac{\Delta X}{\lambda_p} \cdot \frac{Z_{p\pi^0}(\Gamma)}{\Gamma} \cdot F_p \quad (6.5)$$

dove  $\Delta X$  è la densità della colonna attraversata dai protoni,  $\lambda_p$  è la lunghezza d'interazione e  $Z_{p\pi^0}(\Gamma)$  è la larghezza dello spettro del momento lineare che considera gli effetti della distribuzione dei  $\pi^0$ . L'espressione resta formalmente uguale se si considera il flusso di neutrini, ma bisogna sommare il contributo dei mesoni<sup>2</sup>  $K^\pm$ . Pertanto si può scrivere una relazione di proporzionalità tra il flusso di neutrini e quello dei fotoni:

$$F_\nu = k(\Gamma, \nu) \cdot F_\gamma \quad (6.6)$$

con il coefficiente  $k(\Gamma, \nu)$  dipendente dall'indice spettrale e dalla specie di neutrino. I calcoli per ottenere i valori di  $k(\Gamma, \nu)$  per  $\Gamma = 2.0 \div 2.4$  sono stati effettuati da Costantini & Vissani [CV05] e vengono riportati in tab.6.2. Tali calcoli sono effettuati per incremento di 0.1 del valore dell'indice spettrale e si tiene in considerazione il contributo dei mesoni  $\pi$  e  $K$ , riguardo alla produzione dei fotoni e dei neutrini.

## 6.5 Calcolo del rapporto $\nu/\gamma$ per il SNR RX J1713.7-3946

Di estremo interesse per il telescopio NEMO è il calcolo dei neutrini provenienti da RX J1713.7-3946, in quanto la sorgente si candida ad essere

<sup>2</sup>I mesoni  $K^\pm$  hanno massa pari a 493.7 MeV, vita media di  $1.24 \cdot 10^{-8}$  s, e decadono principalmente in  $\mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$  (63.5%) ed in  $\pi^\pm \pi^0$  (21.2%) [pdg06].

Rapporto flusso $\nu/\gamma$				
$\Gamma$	$\nu_\mu/\gamma$	$\bar{\nu}_\mu/\gamma$	$\nu_e/\gamma$	$\bar{\nu}_e/\gamma$
2.0	0.50	0.50	0.30	0.22
2.1	0.46	0.46	0.29	0.19
2.2	0.43	0.43	0.28	0.18
2.3	0.40	0.41	0.26	0.16
2.4	0.37	0.38	0.25	0.15

Tabella 6.2: Valori del rapporto  $k(\Gamma, \nu) = \nu/\gamma$  tra il flusso di neutrini ed il flusso di fotoni, in funzione dell'indice spettrale  $\Gamma$  (adattata da [CV05]).

osservata come sito di interazioni adroniche. Lo studio del SNR è anche di particolare interesse in campo astrofisico, essendo uno dei due soli componenti della classe dei *SNRs shell-type* (§6.1.2). Come sorgente estesa, inoltre, RX J1713.7-3946 è la prima a poter essere studiata per regioni, con un flusso di fotoni osservato alle decine di TeV.

Come discusso in precedenza, la risoluzione angolare di H.E.S.S. è tale che per la sorgente allo studio è stato possibile risolvere 14 diverse regioni, di cui sono noti i flussi di fotoni gamma e l'indice spettrale (§6.3). D'altra parte sono noti i rapporti ( $k(\Gamma, \nu)$ ) tra i flussi dei fotoni gamma e dei neutrini in funzione dell'indice spettrale  $2.0 \leq \Gamma \leq 2.4$ , per unità di 0.1 (§6.4).

Poiché le osservazioni di H.E.S.S. danno i valori dell'indice spettrale  $1.95 \leq \Gamma \leq 2.24$ , il primo passo per ottenere il flusso atteso di neutrini dal SNR allo studio è consistito nel calcolare i  $14 \times 4$  valori di  $k(\Gamma, \nu)$ . Poiché 3 regioni presentano lo stesso valore di indice spettrale, essi sono stati calcolati per i 12 diversi valori di  $\Gamma$ ; per ognuno dei 12 valori di  $\Gamma$  sono stati calcolati i 4 rapporti  $k(\Gamma, \nu)$  riguardanti neutrini e antineutrini, muonici ed elettronici.

Per fare ciò si sono considerati i valori dei rapporti  $k(\Gamma, \nu) = \nu/\gamma$  di tab.6.2, che sono stati utilizzati per ricavare i parametri del fit della curva che meglio approssima tali punti. In fig.6.7 sono riportati i fit: per il solo rapporto  $\nu_e/\gamma$  la curva che meglio approssima i punti è una retta, negli altri tre casi è una parabola; gli errori per i rapporti sono stati scelti pari ad 1 sull'ultima cifra significativa. In tab.6.3 sono riportati i parametri dei fit, i valori del  $\chi^2$  diviso il numero di gradi di libertà e la probabilità di quanto ognuna delle curve approssimi bene i punti.

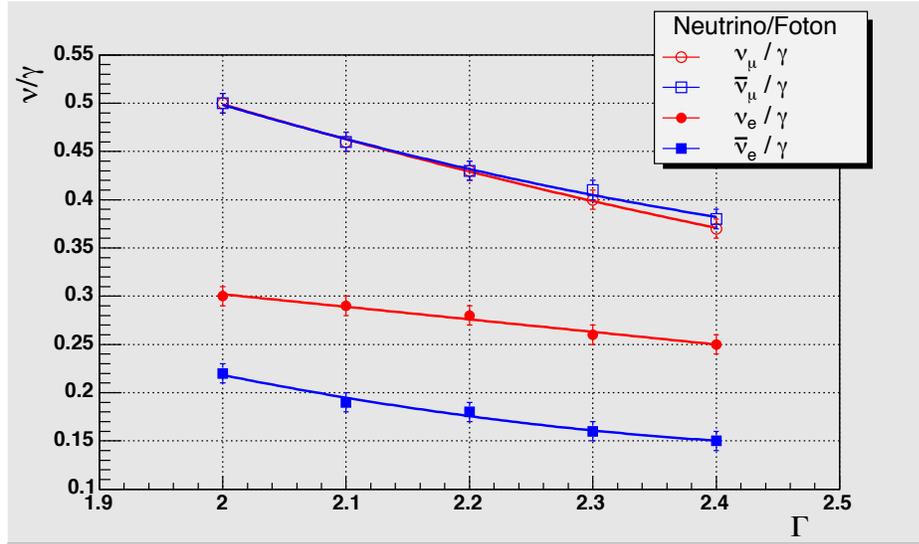


Figura 6.7: Fit ottenuti dai valori dei rapporti  $k(\Gamma, \nu) = \nu/\gamma$  tra i flussi di neutrini ed i flussi di fotoni, in funzione degli indici spettrali  $\Gamma$  riportati in tab.6.2. Le curve che meglio approssimano i punti sono parabole per  $\nu_{\mu}/\gamma$ ,  $\bar{\nu}_{\mu}/\gamma$  e  $\bar{\nu}_e/\gamma$ ; per  $\nu_e/\gamma$  è una retta ad approssimare meglio i punti.

Parametri dei fit dal rapporto $\nu/\gamma$					
	P0	P1	P2	$\chi^2/\text{gdl}$	Prob.(%)
$\nu_{\mu}/\gamma$	1.83	-0.949	0.143	0.114/2	94
$\bar{\nu}_{\mu}/\gamma$	2.11	-1.23	0.214	0.457/2	80
$\nu_e/\gamma$	0.562	-0.130		0.299/3	96
$\bar{\nu}_e/\gamma$	1.59	-1.11	0.214	0.457/2	80

Tabella 6.3: Parametri dei fit ottenuti per i rapporti  $k(\Gamma, \nu) = \nu/\gamma$  tra i flussi di neutrini ed i flussi di fotoni: P0 è il coefficiente di grado 0 del polinomio, P1 il coefficiente di grado 1 e P2 il coefficiente di grado 2. Sono riportati i valori del  $\chi^2$  diviso il numero di gradi di libertà (gdl) e la probabilità di quanto la curva approssimi bene i valori dei rapporti.

Rapporto flusso $\nu/\gamma$ per gli ind. spett. di RX J1713.7-3946				
$\Gamma$	$\nu_\mu/\gamma$	$\bar{\nu}_\mu/\gamma$	$\nu_e/\gamma$	$\bar{\nu}_e/\gamma$
2.12	0.456	0.456	0.286	0.191
2.24	0.417	0.420	0.271	0.169
2.11	0.459	0.459	0.288	0.193
2.10	0.463	0.462	0.289	0.195
2.09	0.466	0.466	0.290	0.197
2.13	0.453	0.453	0.285	0.189
1.95	0.518	0.517	0.309	0.232
2.19	0.433	0.434	0.277	0.177
2.08	0.470	0.469	0.292	0.199
2.01	0.495	0.494	0.301	0.216
1.98	0.507	0.505	0.305	0.223
2.08	0.470	0.469	0.292	0.199

Tabella 6.4: Valori dei rapporti  $k(\Gamma, \nu) = \nu/\gamma$  tra i flussi di neutrini ed i flussi di fotoni, in funzione dell'indice spettrale  $\Gamma$ , calcolati a partire dai parametri dei fit di tab.6.2.

In tab.6.4 sono riportati i  $12 \times 4$  valori di  $k(\Gamma, \nu)$  calcolati, attraverso i parametri dei fit, per i 12 diversi indici spettrali di RX J1713.7-3946. Dalla seconda alla quinta colonna della tabella sono quindi riportati i rapporti  $\nu/\gamma$  che moltiplicati per il flusso di fotoni ( $I_\gamma(> 1 \text{ TeV})$ ) osservati da H.E.S.S., e riportati nella terza colonna di tab.6.1, danno il valore del flusso di neutrini alla sorgente. Per ottenere però il valore del flusso di neutrini che giungono in prossimità della Terra dal SNR, bisogna considerare il fenomeno dell'oscillazione cui essi sono soggetti.

## 6.6 Probabilità di oscillazione dei neutrini

Diversi esperimenti svoltisi negli ultimi decenni hanno mostrato un deficit nel numero di eventi attesi di neutrini solari rispetto a quello ipotizzato dai modelli; ciò ha dato forte credibilità all'ipotesi di oscillazione dei neutrini (§2.1).

Il fenomeno dell'oscillazione è possibile solo se i neutrini hanno massa non nulla. La probabilità di oscillazione dipende infatti dal quadrato della

differenza tra gli autostati di massa, oltre che dall'energia e dalla distanza della sorgente. Tale probabilità può variare se il moto avviene nel vuoto oppure nella materia.

### 6.6.1 Calcolo della probabilità di oscillazione nel vuoto

Per la trattazione del fenomeno dell'oscillazione bisogna distinguere gli autostati dei neutrini in: autostati di *sapore* ( $\nu_s$ ;  $s = e, \mu, \tau$ ) e autostati di *massa* ( $\nu_n$ ;  $n = 1, 2, 3$ ). La relazione tra gli autostati di sapore e quelli di massa si ottiene attraverso la matrice  $U(\theta_{ij})$ :

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} &\equiv U(\theta_{ij}) \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \equiv \\ &\equiv \begin{pmatrix} c_{13}c_{12} & s_{12}c_{13} & s_{13} \\ -s_{12}c_{23} - s_{23}s_{13}c_{12} & c_{23}c_{12} - s_{23}s_{13}s_{12} & s_{23}c_{13} \\ s_{23}s_{12} - s_{13}c_{23}c_{12} & -s_{23}c_{12} - s_{13}s_{12}c_{23} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (6.7)$$

dove  $c_{ij} \equiv \cos(\theta_{ij})$  e  $s_{ij} \equiv \sin(\theta_{ij})$ ,  $\theta_{ij}$  sono gli angoli di mescolamento [Hag02]. Gli autostati di sapore sono quindi definiti come combinazioni lineari degli autostati di massa. Nella matrice non è riportata la fase  $e^{i\delta}$  associata alla *violazione di CP* (*coniugazione di Carica, Parità*), ritenuta trascurabile [MSTV04].

Un neutrino appena prodotto ha un ben definito autostato di sapore. Durante la propagazione esso oscilla tra gli autostati di sapore a causa della differenza in massa degli autostati di massa, i quali evolvono nel tempo. Se la distanza  $L$  che il neutrino percorre è molto maggiore della lunghezza di oscillazione nel vuoto  $L_{osc} \equiv 2.48 \cdot (E/\text{MeV})/(|\Delta m_{nn'}^2|/\text{eV}^2)$  m, allora la probabilità di oscillazione è costante nel tempo<sup>3</sup> [HX98].

Nel caso del SNR allo studio ciò è verificato, infatti:  $L = 1$  kpc =  $3.09 \cdot 10^{19}$  m,  $L_{osc12} = 3.06 \cdot 10^{11}$  m e  $L_{osc13} = 1.13 \cdot 10^{10}$  m, avendo scelto come valore dell'energia dei neutrini 10 TeV e avendo assunto da [MSTV04] che  $\Delta m_{21}^2 = 8.1 \cdot 10^{-5}$  eV<sup>2</sup> e  $\Delta m_{31}^2 = 2.2 \cdot 10^{-3}$  eV<sup>2</sup>.

La probabilità di oscillazione nella forma di *Gribov-Pontecorvo* [GP69] si scrive:

$$P_{ss'} = \sum_{n=1}^3 |U_{sn}^2(\theta_{ij})| |U_{s'n}^2(\theta_{ij})| \quad s, s' = e, \mu, \tau. \quad (6.8)$$

<sup>3</sup>Per i dettagli si veda l'App.B.

Pertanto, noti gli angoli di mescolamento attraverso misure sperimentali, si possono calcolare le probabilità  $P_{ss'}$ . Tale calcolo è stato eseguito per poter successivamente ricavare i flussi di  $\nu_\mu$  e  $\bar{\nu}_\mu$  attesi dal SNR RX J1713.7-3946. I valori degli angoli utilizzati sono stati quelli ricavati come *best fit* da [MSTV04], ottenuti includendo i dati sperimentali delle oscillazioni di neutrini da acceleratore (K2K), da reattori (KamLAND e CHOOZ), solari e atmosferici. I valori degli angoli di mescolamento da essi ricavati sono tali che:  $\text{sen}^2(\theta_{12}) = 0.30$ ,  $\text{sen}^2(\theta_{23}) = 0.50$  e  $\text{sen}^2(\theta_{13}) = 0.000$ .

La matrice simmetrica di probabilità  $P(ss')$ , ricavata attraverso l'eq.6.8 utilizzando gli angoli ottenuti come best fit, vale:

$$P_{ss'} = \begin{pmatrix} P_{ee} & P_{e\mu} & P_{e\tau} \\ P_{\mu e} & P_{\mu\mu} & P_{\mu\tau} \\ P_{\tau e} & P_{\tau\mu} & P_{\tau\tau} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.580 & 0.210 & 0.210 \\ 0.210 & 0.395 & 0.395 \\ 0.210 & 0.395 & 0.395 \end{pmatrix}. \quad (6.9)$$

Le probabilità riportate sono valide per la propagazione dei neutrini nel vuoto. Quando i neutrini attraversando la materia sono soggetti all'effetto *Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein* (MSW), con fenomeni di oscillazioni risonanti, oscillazioni soppresse e conversione in leptone della specie associata [Wol78].

### 6.6.2 Probabilità di oscillazione nella materia

Un neutrino che attraversa la materia viene descritto da una funzione d'onda con un *indice di rifrazione*  $r_s$ , associato alla diffusione di Corrente Debole Carica:

$$\nu_n(t) = \nu_n(0) \cdot e^{-i(p+m^2/2p)t} \rightarrow \nu_n(0) \cdot e^{-i(r_s p + m^2/2p)t}. \quad (6.10)$$

L'indice di rifrazione nella materia è diverso da 1 e dipende dal particolare sapore  $s$  di neutrino:

$$r_s = 1 + \frac{2\pi N}{k^2} f_s(0), \quad (6.11)$$

dove  $N$  è la densità dei centri di diffusione,  $k$  è il numero d'onda ed  $f_s(0) \in \mathbb{C}$  è l'ampiezza di probabilità di diffusione in avanti. La parte immaginaria di  $f_s(0)$  riguarda l'assorbimento, e può essere in pratica trascurata.

L'effetto MSW è correlato al fatto che il neutrino elettronico può interagire nella materia attraverso l'interazione di Corrente Carica con l'elettrone, e fornire nello stato finale elettrone e neutrino:

$$\nu_e e^- \rightarrow e^- \nu_e, \quad (6.12)$$

attraverso il bosone  $W^-$ . Gli altri sapori di neutrino non hanno questa particolare interazione nella materia ordinaria per l'assenza di muoni e tauoni. Pertanto, l'indice di rifrazione del  $\nu_e$  è diverso da quello del  $\nu_\mu$  e del  $\nu_\tau$ . Tutti i 3 sapori hanno invece le stesse interazioni di Corrente Neutra [Wol78] [HX98].

La lunghezza di oscillazione nella materia ( $L_{osc}^{mat}$ ) del neutrino elettronico dipende quindi dall'indice di rifrazione. Per studiarla si considera il rapporto tra la lunghezza di oscillazione nel vuoto  $L_{osc}$  e la lunghezza  $L_0$ :

$$\frac{L_{osc}}{L_0} \quad \text{con} \quad L_0 \equiv 2\pi/k(r_s - 1) = GN_e = 2.5 \cdot 10^9 \text{ cm}/\rho_e, \quad (6.13)$$

dove  $G$  è la costante di Fermi,  $N_e$  è il numero di elettroni per unità di volume (le grandezze sono in unità naturali<sup>4</sup>) e  $\rho_e = N_e/N_0$ , con  $N_0 = 6 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ . Si distinguono 3 casi:

- $L_{osc} \ll L_0$ , allora  $L_{osc}^{mat} \approx L_{osc}$ , cioè nel mezzo si hanno lunghezze di oscillazioni prossime a quelle nel vuoto;
- $L_{osc} \approx L_0$  comporta una probabilità di oscillazione nel mezzo simile a quella nel vuoto, dipendente dall'angolo di mescolamento;
- $L_{osc} \gg L_0$ , implica che  $L_{osc}^{mat} \approx L_0$  con probabilità indipendente dall'angolo di mescolamento e oscillazioni nella materia di lunghezza minore rispetto al vuoto [Wol78].

Nel caso della Terra i neutrini elettronici attraversano la materia con una densità del numero di elettroni  $N_e = N_0\rho_e$ , con  $\rho_e = 2$  considerando la roccia [Wol78]. Allora la lunghezza di oscillazione  $L_0 = 1.25 \cdot 10^9 \text{ cm}$ , dell'ordine del diametro della Terra. Poiché per i neutrini da RX J1713.7-3946, come calcolato nel §6.6.1, si hanno lunghezze di oscillazioni nel vuoto di  $10^{12} \div 10^{13} \text{ cm}$ , si è nel terzo caso sopra riportato. Pertanto sono attese variazioni della lunghezza di oscillazione riguardante i neutrini elettronici delle quali si terrà conto in futuro, nella fase successiva al presente studio. Tale fase riguarderà le simulazioni dell'attraversamento della Terra da parte dei neutrini e la risposta del rivelatore.

---

<sup>4</sup>In unità naturali, essendo  $c = 1 = \hbar$ , si ha:  $[E]=[m]=[t^{-1}]=[l^{-1}]$ .

## 6.7 Calcolo del flusso dei $\nu_\mu$ e $\bar{\nu}_\mu$ atteso dal SNR RX J1713.7-3946

Nei calcoli riportati in precedenza per determinare il rapporto  $\nu/\gamma$  (§6.5) si è assunto che il flusso di fotoni gamma osservato da H.E.S.S. sia lo stesso prodotto dalla sorgente, non si sono cioè considerati fenomeni di assorbimento per i fotoni. L'assunzione è corretta, in quanto la distanza di RX J1713.7-3946, stimata in 1 kpc (§6.1.2), è ben al di sotto della distanza delle decine di Mpc percorribili dai fotoni gamma ai TeV prima di essere assorbiti totalmente (§1.1, fig.1.1).

Data la bassa densità di materia nello spazio interstellare, fenomeni di assorbimento per i neutrini sono ancora meno probabili che per i fotoni, data la piccola sezione d'urto d'interazione neutrino-protone (§2.1.2). Inoltre l'ipotetico fenomeno d'interazione dei neutrini astrofisici con i neutrini *fossili* non riguarda le energie ai TeV considerate nel presente studio, richiederebbe infatti un'energia per i neutrini da sorgenti astrofisiche  $E_\nu \gtrsim 10^{21}$  eV (§1.4).

Il calcolo della probabilità di oscillazione dei neutrini nel vuoto, per le specie oggetto di studio ai fini del calcolo del flusso da RX J1713.7-3946, è risultato:  $P_{e\mu} \equiv P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = 0.210$ , per l'oscillazione di un neutrino elettronico in muonico, e  $P_{\mu\mu} \equiv P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 0.395$ , per l'oscillazione di un neutrino muonico in neutrino muonico (§6.6). Per conservazione di CTP<sup>5</sup> si assumono gli stessi valori della probabilità per le oscillazioni inerenti gli antineutrini.

A questo punto si dispone di tutte le grandezze per calcolare il flusso di neutrini attesi dal SNR RX J1713.7-3946, ad energia  $> 1$  TeV. Occorre infatti applicare la seguente relazione:

$$I_{\nu_\mu}(> 1 \text{ TeV}) = P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) \cdot I_{\nu_e}^S(> 1 \text{ TeV}) + P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \cdot I_{\nu_\mu}^S(> 1 \text{ TeV}), \quad (6.14)$$

dove i flussi  $I_\nu^S(> 1 \text{ TeV})$  rappresentano quelli alla sorgente, ottenuti attraverso il prodotto:

$$I_\nu^S(> 1 \text{ TeV}) = I_\gamma(> 1 \text{ TeV}) \cdot k(\Gamma, \nu) \quad (6.15)$$

con  $I_\gamma(> 1 \text{ TeV})$  misurati da H.E.S.S. e riportati in tab.6.1, e  $k(\Gamma, \nu) \equiv \nu/\gamma$  calcolati in §6.5 e riportati in tab.6.2. In modo analogo si procede per gli

---

<sup>5</sup>La conservazione di CTP sta ad indicare la simultanea conservazione di: *coniugazione di Carica* ( $q \rightarrow \bar{q}$ ), *inversione del Tempo* ( $t \rightarrow -t$ ) e *Parità della funzione d'onda* ( $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ ).

<b>Flussi attesi di <math>\nu_\mu</math> e <math>\bar{\nu}_\mu</math> dal SNR RX J1713.7-3946</b>				
<b>Reg.</b>	$I_{\nu_\mu}(>1\text{TeV})$ <small><math>(10^{-12}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})</math></small>	$I_{\bar{\nu}_\mu}(>1\text{TeV})$ <small><math>(10^{-12}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})</math></small>	$F_{\nu_\mu}(E)$ <small><math>(10^{-12}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1})</math></small>	$F_{\bar{\nu}_\mu}(E)$ <small><math>(10^{-12}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1})</math></small>
<b>1</b>	0.252	0.231	0.287	0.263
<b>2</b>	0.297	0.270	0.372	0.338
<b>3</b>	0.351	0.322	0.396	0.363
<b>4</b>	0.258	0.237	0.289	0.265
<b>5</b>	0.299	0.275	0.332	0.305
<b>6</b>	0.294	0.269	0.337	0.308
<b>7</b>	0.321	0.301	0.314	0.295
<b>8</b>	0.189	0.173	0.213	0.195
<b>9</b>	0.215	0.197	0.243	0.223
<b>10</b>	0.250	0.227	0.301	0.274
<b>11</b>	0.279	0.257	0.307	0.282
<b>12</b>	0.210	0.195	0.217	0.202
<b>13</b>	0.264	0.247	0.266	0.248
<b>14</b>	0.207	0.191	0.228	0.210
<b>tot.</b>	3.69	3.39	4.10	3.77

Tabella 6.5: Flusso e flusso differenziale in energia (ad 1 TeV) di neutrini e antineutrini muonici atteso dal SNR RX J1713.7-3946. Nelle colonne, da sinistra, sono riportate: le regioni, il flusso  $I_\nu(> 1 \text{ TeV})$  per i  $\nu_\mu$  e per gli  $\bar{\nu}_\mu$ , i flussi differenziali  $F_\nu(E)$  per i  $\nu_\mu$  e per gli  $\bar{\nu}_\mu$ .

antineutrini muonici, sostituendo gli opportuni valori dei flussi alla sorgente.

I valori dei flussi dei neutrini e degli antineutrini muonici ad energia  $> 1 \text{ TeV}$  attesi dalle 14 regioni del SNR osservate da H.E.S.S., ed il totale, sono riportati in tab.6.5.

### 6.7.1 Calcolo del flusso differenziale

A partire dal flusso di neutrini e antineutrini atteso dalle 14 regioni di RX J1713.7-3946 è possibile ricavare il flusso differenziale, ovvero il flusso per unità di energia.

Il flusso ed il flusso differenziale sono in relazione attraverso l'integrale

dell'energia:

$$I(> 1 \text{ TeV}) = \mathcal{N} \int_1^{40} \left( \frac{E}{\text{TeV}} \right)^{-\Gamma} dE, \quad (6.16)$$

dove gli estremi di integrazione sono dovuti all'intervallo di energia osservato da H.E.S.S. Pertanto la costante di normalizzazione  $\mathcal{N}$  si ricava dal rapporto:

$$\mathcal{N} = \frac{I(> 1 \text{ TeV})}{\int_1^{40} \left( \frac{E}{\text{TeV}} \right)^{-\Gamma} dE}, \quad (6.17)$$

ed il flusso differenziale  $F(E)$  è dato da:

$$F(E) = \mathcal{N} \left( \frac{E}{\text{TeV}} \right)^{-\Gamma}. \quad (6.18)$$

Noto il valore dell'integrale dell'energia per i diversi valori di  $\Gamma$ , è possibile calcolare il flusso differenziale atteso dalle 14 regioni del SNR RX J1713.7-3946, attraverso l'eq.6.17.

I valori dei flussi differenziali ad 1 TeV dei neutrini e degli antineutrini muonici attesi dalle 14 regioni osservate da H.E.S.S., ed il totale, sono riportati in tab.6.5.

## 6.8 Stima del rapporto segnale/rumore

Noto il valore del flusso di neutrini ed antineutrini atteso dal SNR RX J1713.7-3946 si può procedere ad una stima del rapporto segnale/rumore, dove il segnale è costituito dal flusso di neutrini ed antineutrini atteso dal SNR ( $\Phi_s$ ) ed il rumore è costituito dal flusso di neutrini atmosferici ( $\Phi_r$ ).

La stima del rapporto  $\Phi_s/\Phi_r$  è stata effettuata per un valore dell'energia pari a 10 TeV. Come valore del flusso di neutrini atmosferici si è assunto quello misurato dall'esperimento AMANDA-II [Gee03]. Pertanto, in riferimento alla fig.A.2 (App.A), si è definito il flusso  $\Phi_r$  come:

$$\Phi_r \equiv E^2 \frac{d\Phi}{dE}, \quad (6.19)$$

il cui valore a 10 TeV è il seguente:

$$\Phi_r(10 \text{ TeV}) \simeq 2 \cdot 10^{-9} \frac{\text{TeV}}{\text{cm}^2 \text{ s sr}}. \quad (6.20)$$

Rapporto segnale/rumore		
Regione	$\Phi_s$ ( $10^{-9}$ TeV cm $^{-2}$ s $^{-1}$ sr $^{-1}$ )	$\Phi_s/\Phi_r$
<i>tot</i>	27.0	13.5
<i>3</i>	37.3	18.7
<i>8</i>	20.0	10.0

Tabella 6.6: Rapporto tra il flusso di neutrini  $\Phi_s$  atteso dal SNR RX J1713.7-3946 ed il flusso di neutrini atmosferici  $\Phi_r$ . Le regioni riportate si riferiscono all'intero SNR (*tot*) e alle regioni *3* e *8*, che hanno rispettivamente il flusso massimo ed il flusso minimo. Il rapporto si riferisce al valore dell'energia pari a 10 TeV, mentre  $\Phi_r(10 \text{ TeV}) \simeq 2 \cdot 10^{-9} \text{ TeV/cm}^2 \text{ s sr}$  è stato ottenuto dalle osservazioni dell'esperimento AMANDA-II.

Il flusso  $\Phi_s$  è stato quindi definito come:

$$\Phi_s \equiv E^2 F(E) \Delta\Omega^{-1} = E^2 \mathcal{N}\left(\frac{E}{\text{TeV}}\right)^{-\Gamma} \Delta\Omega^{-1}, \quad (6.21)$$

dove  $\Delta\Omega$  rappresenta l'angolo solido sotteso dalla sorgente, il cui valore è  $\Delta\Omega = 2.21 \cdot 10^{-4} \text{ sr}$  per l'intero SNR, mentre  $\Delta\Omega = 1.58 \cdot 10^{-5} \text{ sr}$  per una singola regione. Dalla tab.6.5 si ricava per il totale delle regioni del SNR un valore del flusso differenziale  $F(E) = F_{\nu_\mu}(E) + F_{\bar{\nu}_\mu}(E) = 7.87 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ ; l'indice spettrale  $\Gamma = 2.12$ , come riportato in tab.6.1. Per le singole regioni si può considerare la regione *3*, che ha il flusso differenziale massimo:  $F(E) = 0.759 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$  e la regione *8* che ha il flusso differenziale minimo:  $F(E) = 0.408 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ , entrambe con  $\Gamma = 2.11$ .

I flussi  $\Phi_s$  per il SNR in totale e per le regioni *3* e *8* sono stati calcolati tramite la relazione 6.21 e si riportano in tab.6.6 insieme ai rapporti  $\Phi_s/\Phi_r$ . Il rapporto segnale/rumore stimato a 10 TeV vale 13.5 se si considera come sorgente l'intero SNR; se si considerano le regioni con il flusso minimo e con il flusso massimo allora vale 10.0 e 18.7, rispettivamente.

La stima riportata è di tipo conservativa. Infatti per valori dell'energia  $E_\nu > 10 \text{ TeV}$  il rapporto segnale/rumore aumenta, in quanto la sorgente ha un indice spettrale  $\Gamma \simeq 2$  ed i neutrini atmosferici hanno  $\Gamma \approx 3.5$ , nell'intervallo  $1 \div 100 \text{ TeV}$ . Quindi il numero di neutrini atmosferici diminuisce più

rapidamente all'aumentare dell'energia di quanto è atteso che diminuisca il numero di neutrini proveniente dal SNR.

## 6.9 Flusso atteso di $\nu_\mu$ e $\bar{\nu}_\mu$ e risoluzione angolare del telescopio NEMO

La risoluzione angolare di H.E.S.S. ha permesso una suddivisione in 14 regioni del SNR RX J1713.7-3946, per lo studio del flusso dei raggi gamma. A partire da tali osservazioni si è calcolato il flusso atteso di neutrini e anti-neutrini muonici che potrà essere rivelato dal telescopio NEMO.

Lo studio della risoluzione angolare in NEMO, riportato nel Cap.4, permette una preliminare discussione della relazione che intercorre tra la risoluzione angolare stessa ed il flusso atteso di neutrini. Si è pertanto considerata come risoluzione angolare quella riferita ai muoni provenienti dal basso e con spettro piatto nel logaritmo dell'energia, si è approssimata l'energia dei muoni a quella dei neutrini<sup>6</sup> e si sono assunte le seguenti caratterizzazioni:

- rate del fondo ottico di  $^{40}\text{K}$  pari a 30 kHz;
- errore sull'offset temporale  $< 1$  ns.

Tali condizioni sono quelle attese per il fondo ottico (§2.8) - il cui valor medio misurato è pari a 28.5 kHz (§3.1) - e per la calibrazione temporale (§3.7) - il cui valore di errore sull'offset  $< 1$  ns è quello a cui tende la Collaborazione NEMO per le misure di tempo -. L'intervallo di energia considerato è stato pari a  $1 \div 40$  TeV, a passi di 10 TeV.

Ulteriori accurate simulazioni riguardanti la risoluzione angolare e la risposta del rivelatore al SNR allo studio verranno prodotte in futuro con le tecniche proprie inerenti lo studio delle sorgenti. Pertanto quella che segue è una stima di massima che non tiene conto dello spettro in energia proprio della sorgente, l'energia si riferisce ai muoni, è assente il fondo dovuto ai neutrini atmosferici (§2.9), la sorgente sottende un piccolo angolo e non una semisfera come avviene quando si generano muoni provenienti dal basso.

In tab.6.7 sono riportati: gli intervalli di energia tra 1 TeV e 40 TeV; la risoluzione angolare, come mediana della distribuzione degli angoli di scarto

---

<sup>6</sup>Il rapporto tra l'energia del muone e l'energia del neutrino vale:  $0.5 < E_\mu/E_\nu < 0.7$  per  $1 \text{ TeV} < E_\nu < 40 \text{ TeV}$ , §2.1.1.

<b>Risoluzione angolare del telescopio NEMO (1 ÷ 40 TeV)</b>			
$E_\mu$ (TeV)	Ris. Ang. (gradi)	$\epsilon_{stat}$ (gradi)	$\epsilon_{\nu\mu}$ (gradi)
1 ÷ 10	0.88	0.09	0.25
10 ÷ 20	0.26	0.07	0.14
20 ÷ 30	0.16	0.04	0.10
30 ÷ 40	0.16	0.04	0.08

Tabella 6.7: Risoluzione angolare del telescopio per neutrini NEMO in intervalli di energia da 1 TeV a 40 TeV. Sono riportate le variazioni statistiche attese sulla ricostruzione degli eventi  $\epsilon_{stat}$  e quelle dovute alla cinematica  $\epsilon_{\nu\mu}$ .

tra retta simulata e ricostruita dei muoni (o antimuoni); la variazione ad essa associata, assunta come semilarghezza a metà altezza (HWHM) della distribuzione stessa; l'errore atteso sulla cinematica dell'interazione, ovvero l'angolo medio di produzione del muone a partire dalla direzione del neutrino (§2.2), calcolato come valor medio degli intervalli di energia: 5.5 TeV per il primo intervallo, 15 TeV per il secondo, e così via.

Nel primo intervallo di energia (1 ÷ 10 TeV) la risoluzione angolare copre quasi per intero l'angolo di vista del SNR ( $\lesssim 1^\circ$ , §6.1.1) e, considerando sia la variazione statistica che quella dovuta alla cinematica, si prenderà in esame il totale delle 14 regioni, grazie all'additività del flusso calcolato. Nel secondo intervallo (10 ÷ 20 TeV) si ha una risoluzione angolare dello stesso ordine di quella di H.E.S.S., pertanto si potrebbe considerare il flusso dalle 14 regioni in maniera distinta, ma la variazione statistica e l'errore sulla cinematica impongono di sommare i flussi su più regioni contigue. Nel terzo e nel quarto intervallo di energia (20 ÷ 30 TeV e 30 ÷ 40 TeV) è possibile considerare distintamente le 14 regioni osservate da H.E.S.S., poiché le variazioni dovute alla statistica e alla cinematica, in pratica, lo permettono.

## 6.10 Conclusioni Capitolo 6

Il Resto di Supernova denominato RX J1713.7-3946 è una sorgente estesa per circa  $1^\circ$ , osservata in diversi intervalli dello spettro elettromagnetico.

Le osservazioni nel dominio gamma, effettuate dalla schiera di telescopi Čerenkov dell'esperimento H.E.S.S., hanno evidenziato per la sorgente un flusso di fotoni con energia fino a 40 TeV. Ciò candida il SRN a sorgente

di interazioni adroniche. L'elevata risoluzione angolare dell'apparato ha permesso di dividere in 14 regioni di  $0.26^\circ \times 0.26^\circ$  la zona di emissione della sorgente. Per ognuna delle 14 regioni H.E.S.S. ha misurato il flusso di fotoni gamma e valutato l'indice spettrale della distribuzione in energia.

Utilizzando i dati di H.E.S.S. e il risultato di calcoli teorici che relazionano il flusso dei raggi gamma al flusso dei neutrini, sotto l'ipotesi di interazioni adroniche, sono stati calcolati i flussi attesi di neutrini muonici dal SNR, tenendo conto del fenomeno dell'oscillazione dei neutrini. Come sorgente estesa RX J1713.7-3946 è la prima a poter essere studiata per regioni, con un flusso di fotoni osservato alle decine di TeV e quindi come potenziale sorgente di neutrini.

A partire dai dati teorici riguardanti la relazione tra il flusso di fotoni ed il flusso di neutrini, sono stati realizzati dei fit in modo da avere dei parametri attraverso i quali trattare i valori di flusso e indice spettrale trovati da H.E.S.S. per le 14 regioni del SNR. I fit hanno riguardato i neutrini e gli antineutrini, muonici ed elettronici. Sono risultate delle relazioni paraboliche in 3 casi, mentre il quarto caso si adatta meglio ad una relazione lineare; il test  $\chi^2$  ha evidenziato per esse una probabilità di validità dell'ipotesi compresa tra l'80% ed il 96%.

I sapori di neutrino sono stati scelti in base al fatto che le interazioni adroniche nelle sorgenti astrofisiche prevedono essenzialmente la produzione dei mesoni leggeri  $\pi^\pm$  e dei  $K^\pm$ . Pertanto è attesa una produzione di  $\nu_\mu$  e  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  e  $\bar{\nu}_e$ , attraverso i processi di decadimento dei mesoni carichi  $\pi^\pm$  e dei conseguenti  $\mu^\pm$ . Data la distanza del SNR, i neutrini sono soggetti ad una probabilità di oscillazione costante; quindi il loro flusso atteso sulla Terra è diverso da quello prodotto alla sorgente.

Poiché il telescopio per neutrini NEMO è ottimizzato per l'osservazione di muoni - e antimuoni -, sono state considerate le probabilità di oscillazione associate a  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$  ed a  $\nu_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu$ , il cui valore è stato calcolato grazie al miglior fit ottenuto dai dati sperimentali sulle oscillazioni di neutrino:  $P(\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu) = 0.210$  e  $P(\nu_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu) = 0.395$ . Le probabilità riguardanti le oscillazioni degli antineutrini sono uguali a quelle dei corrispondenti neutrini.

Il flusso atteso di  $\nu_\mu$  e  $\bar{\nu}_\mu$ , per ognuna delle 14 regioni osservate da H.E.S.S. del SNR RX J1713.7-3946, è stato calcolato nel seguente modo:

- 1) attraverso le relazioni tra neutrini e fotoni gamma sono stati calcolati i flussi alla sorgente di neutrini e antineutrini, elettronici e muonici;
- 2) il flusso alla sorgente dei  $\nu_e$  è stato moltiplicato per la probabilità

$P(\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu)$  e il flusso alla sorgente dei  $\nu_\mu$  è stato moltiplicato per la probabilità  $P(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\mu)$ , analogamente per gli antineutrini;

- 3) i prodotti tra i flussi alla sorgente e le probabilità di oscillazione sono stati sommati in modo da ottenere uno stato finale contenente il flusso di neutrini muonici, ed un altro stato finale contenente il flusso di antineutrini muonici.

Il totale del flusso atteso dal SNR di neutrini e antineutrini muonici, ottenuto sommando i flussi delle 14 regioni, è risultato essere:

- $I_{\nu_\mu}(> 1 \text{ TeV}) = 3.69 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ;
- $I_{\bar{\nu}_\mu}(> 1 \text{ TeV}) = 3.39 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Successivamente è stato calcolato il flusso differenziale atteso da ciascuna delle 14 regioni del SNR. Ciò è avvenuto attraverso l'integrale dell'energia, il quale mette in relazione i due tipi di flussi. Il totale del flusso differenziale di neutrini e antineutrini muonici all'energia di 1 TeV, ottenuto sommando i flussi differenziali delle 14 regioni, è risultato essere:

- $F_{\nu_\mu} = 4.10 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ ;
- $F_{\bar{\nu}_\mu} = 3.77 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ .

Partendo dai flussi differenziali è stata effettuata una stima del rapporto segnale/rumore, assumendo come segnale i flussi differenziali calcolati e come rumore il flusso dei neutrini atmosferici misurato dall'esperimento AMANDA. La valutazione è stata eseguita per il valore dell'energia pari a 10 TeV e tenendo in considerazione l'angolo solido che sottende l'intera sorgente o la singola regione. La stima ha dato come risultato il valore di 13.5 per l'intera sorgente, 10.0 per la regione con flusso minimo e 18.7 per la regione con flusso massimo.

Infine, nell'intervallo di energia  $1 \div 40 \text{ TeV}$  è stata effettuata una prima stima, a passi di 10 TeV, per verificare se le regioni del SNR possono essere studiate singolarmente, oppure raggruppate, in relazione alla risoluzione angolare di NEMO ottenuta nel Cap.4.

In futuro saranno effettuate accurate simulazioni per stabilire la sensibilità di NEMO ad RX J1713.7-3946. Le 14 regioni saranno trattate come singole sorgenti puntiformi adiacenti e, a partire dai flussi di neutrini sopra riportati, sarà valutato il numero di muoni e antimuoni che potranno essere rivelati da NEMO, in relazione al fondo.

# Conclusioni

La presente tesi di dottorato si inserisce nell'ambito del progetto NEMO (*NEutrino Mediterranean Observatory*). La Collaborazione NEMO studia la fattibilità e l'ottimizzazione di un telescopio sottomarino per neutrini da 1 km<sup>3</sup>, costituito da un totale di quasi 6000 sensori ottici (fotomoltiplicatori).

Ho elaborato la tesi sulla base di tre studi che hanno riguardato:

- 1) le prestazioni del telescopio NEMO attraverso metodi Monte Carlo, con particolare attenzione alla calibrazione temporale relativa, al fine di valutare l'errore sull'offset temporale che si può commettere senza avere sostanziali peggioramenti della risoluzione angolare dell'apparato (Cap.4);
- 2) il flusso atteso di muoni atmosferici al prototipo di NEMO-Fase1 e la sua efficienza di ricostruzione, ottenuti attraverso tre diversi codici di simulazione (Cap.5);
- 3) il flusso di neutrini e antineutrini muonici atteso dal Resto di Supernova RX J1713.7-3946, calcolato a partire dai dati sul flusso di fotoni gamma osservato dall'esperimento H.E.S.S. (Cap.6).

Lo studio delle prestazioni di NEMO, con particolare riguardo alla calibrazione temporale relativa, si inserisce nell'ambito delle specifiche che attualmente si stanno definendo per il telescopio sottomarino da 1 km<sup>3</sup>. Per effettuare tale studio ho prodotto diverse decine di file Monte Carlo, ognuno dei quali contenente un numero di eventi da muone dell'ordine di diverse decine di migliaia, tale da avere una statistica sufficientemente elevata. La produzione e l'elaborazione dei file Monte Carlo hanno richiesto lo sviluppo di software ad hoc non presente in letteratura e l'utilizzo delle librerie del CERN.

Dalle simulazioni da me svolte è emerso che l'accuratezza richiesta nelle

misure di tempo in NEMO deve essere  $< 1$  ns. La risoluzione angolare dell'apparato è risultata essere  $\lesssim 0.1^\circ$  se il numero di sensori ottici illuminati è  $> 50$ , ovvero se l'energia dei muoni è  $> 10$  TeV.

Lo studio del flusso dei muoni atmosferici al prototipo di NEMO-Fase1 (Minitorre) ha lo scopo di determinare l'efficienza di ricostruzione dell'apparato. A tal fine ho preso in considerazione tre diversi codici di simulazione in modo da ottenere un intervallo di valori entro i quali attendersi il numero di muoni al secondo ricostruito dalla Minitorre. Per ognuno dei codici ho prodotto delle simulazioni Monte Carlo, con circa un milione di eventi generati per codice, attraverso un opportuno sviluppo del software; l'elaborazione dei file l'ho ottenuta grazie alle librerie CERN.

Da un confronto che ho svolto con dati presenti in letteratura, è risultato che i flussi simulati di muoni atmosferici sono in accordo con il flusso misurato, almeno all'ordine di grandezza. Il numero di muoni al secondo che ci si aspetta ricostruisca l'apparato è contenuto nell'intervallo  $0.02 \div 0.1$ , con un'energia media compresa tra  $0.7 \div 1.6$  TeV ed un coseno dell'angolo zenitale che in media assume valori tra  $0.47 \div 0.56$ .

Il Resto di Supernova (SNR) denominato RX J1713.7-3946 è una sorgente estesa per circa  $1^\circ$ , osservata in diversi intervalli dello spettro elettromagnetico. In particolare le osservazioni nel dominio gamma effettuate dalla schiera di telescopi Čerenkov dell'esperimento H.E.S.S. hanno evidenziato per la sorgente un flusso di fotoni con energia fino a 40 TeV. Ciò candida il SRN a probabile sito di interazioni adroniche e quindi a potenziale sorgente astrofisica di neutrini. L'elevata risoluzione angolare dell'apparato ha permesso di dividere in 14 regioni di  $0.26^\circ \times 0.26^\circ$  la zona di emissione della sorgente. Per ognuna delle 14 regioni H.E.S.S. ha misurato il flusso di fotoni gamma e valutato l'indice spettrale della distribuzione in energia.

Utilizzando i dati di H.E.S.S. e il risultato di calcoli teorici che relazionano, in funzione dell'indice spettrale, il flusso di raggi gamma al flusso di neutrini sotto l'ipotesi di interazioni adroniche, ho calcolato i flussi attesi di neutrini e antineutrini muonici dal SNR in totale e da ognuna delle 14 regioni. Nel calcolo ho tenuto conto del fenomeno dell'oscillazione dei neutrini, utilizzando i valori degli angoli di mescolamento tra i vari sapori ricavati da un fit presente in letteratura e ottenuto con i dati sperimentali delle oscillazioni di neutrino da acceleratori, da reattori, atmosferici e solari.

Per la prima volta, quindi, è stato possibile suddividere una sorgente

estesa di raggi gamma in più regioni e calcolare per ognuna di esse il flusso atteso come segnale da un telescopio per neutrini. Il flusso totale che ho calcolato considerando l'intero SNR, somma della componente di neutrini e antineutrini, è risultato pari a  $7.87 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ ; per la regione con il flusso minimo si ha un totale di  $0.408 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ , per la regione con il flusso massimo si ha un totale di  $0.759 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ .

Una stima del rapporto segnale/rumore, che ho eseguito assumendo come segnale i flussi appena riportati - calcolati a 10 TeV e che tengono in considerazione l'angolo solido che sottende l'intera sorgente o la singola regione - e come rumore il flusso dei neutrini atmosferici misurato dall'esperimento AMANDA, ha dato come risultato il valore di 13.5 per l'intera sorgente; mentre per le regioni con flusso minimo e massimo risultano, rispettivamente, i valori di 10.0 e 18.7.



# Appendice A

## Telescopi per neutrini

L'idea di utilizzare l'acqua come mezzo rivelatore per rivelare i leptoni prodotti dai neutrini nelle interazioni di Corrente Carica Debole risale agli anni '60 [Mar61]. La tecnica, nel tempo, si è rivelata efficace nello studio dei neutrini solari ed atmosferici, in esperimenti come SNO [SNO01] e SuperKamiokande [Smy02]. Per lo studio dei neutrini astrofisici ai TeV ÷ PeV si richiede un volume di rivelazione dell'ordine del km<sup>3</sup>, ovvero una massa d'acqua dell'ordine del Gton (Cap.1 e Cap.2).

La storia degli apparati dimostratori per giungere ad un rivelatore di dimensioni tali da identificare sorgenti astrofisiche di neutrini inizia negli anni '80 con il progetto DUMAND. La conferma sulla realizzabilità di un apparato del genere è arrivata però solo intorno al 2000, con gli esperimenti BAIKAL e AMANDA.

### A.1 DUMAND

La prima proposta di utilizzo del fondale marino per la realizzazione di un piccolo telescopio per neutrini è stata DUMAND (*Deep Underwater Muon and Neutrino Detection*). Il progetto, partito negli anni '80, prevedeva di realizzare 9 stringhe verticali parallele, equipaggiate con un totale di 200 fototubi, posizionate ad una profondità di 4800 m nell'oceano Pacifico, in prossimità dell'isola di Hawai. La superficie di rivelazione per muoni di energia  $> 1$  TeV era stimata in 0.02 km<sup>2</sup> [DUM].

Non è stato possibile mettere in atto la proposta di esperimento per difficoltà di natura tecnologica.

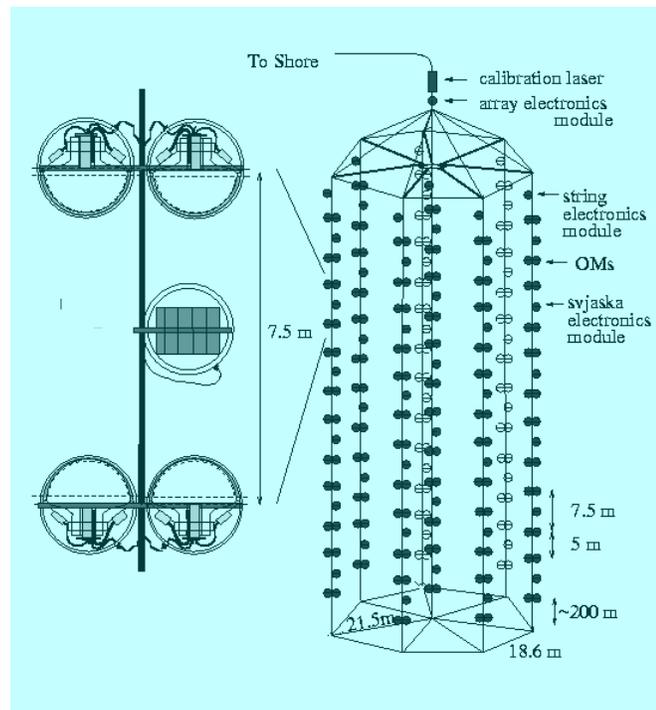


Figura A.1: Schema della configurazione NT-200 di BAIKAL [BAI].

## A.2 BAIKAL

BAIKAL è l'unico esperimento che utilizza un fondale lacustre come sito di un telescopio per neutrini. Il lago, da cui prende il nome l'esperimento, si trova in Siberia [BAI].

L'apparato è posto ad una profondità di 1.1 km e nel tempo ha subito numerose modifiche atte a migliorarne le prestazioni. La prima configurazione di BAIKAL, la NT-36, risale al 1983; la configurazione finale, la NT-200+, è stata realizzata nel 2005. Essa è costituita dalla configurazione NT-200 con l'aggiunta di 3 stringhe, ognuna delle quali ha 16 fotomoltiplicatori (PMT) che trovano alloggio in appositi Moduli Ottici (MO); i MO sono installati lungo le stringhe ad una distanza di 140 m; le stringhe distano 100 m dal centro dell'apparato. La configurazione NT-200, ovvero la componente principale del rivelatore, è costituita da 8 stringhe di lunghezza 72 m per un totale di 192 PMT, il cui schema è riportato in fig.A.1 [Spi05] [Ayn05].

Nell'acqua del lago la luce a 480 nm ha una lunghezza di assorbimento di  $20 \div 24$  m, una lunghezza di diffusione di  $30 \div 70$  m, ed è presente una forte anisotropia della funzione di diffusione, con un valor medio del coseno dell'angolo di diffusione di  $0.85 \div 0.90$  [Ayn05].

Con la configurazione NT-200+ il volume d'acqua utile per la rivelazione dei neutrini è di 10 Mton, mentre la sensibilità  $\Phi_{\nu_e} E^2 \sim 10^{-7}$  GeV cm<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup> per un flusso diffuso di neutrini con  $E \geq 100$  TeV. La Collaborazione ricercherà neutrini da sorgenti astrofisiche quali AGN e GRB, muoni atmosferici con  $E \geq 10$  TeV e particelle esotiche (monopoli magnetici, WIMP, ecc.) [Ayn05].

Le prestazioni di BAIKAL restano comunque limitate per diversi motivi: alla profondità alla quale si trova l'apparato è poco schermato dal fondo dei muoni atmosferici; l'acqua del lago non presenta buone caratteristiche riguardo la trasmissione della luce; la dimensione del volume strumentato è circa 1 ordine di grandezza inferiore a quella richiesta per la ricerca di neutrini astrofisici.

## A.3 AMANDA

AMANDA (*Antarctic Muon and Neutrino Detector Array*) è un telescopio per neutrini installato nei ghiacci del Polo Sud. La proposta di progetto, partita negli anni '90, è culminata nella realizzazione della configurazione denominata AMANDA-II, nel 2000. Essa è costituita da 677 MO installati lungo 19 stringhe disposte in modo da formare un cilindro di diametro pari a 120 m, ad una profondità compresa tra 1.5 e 2 km [Ack06] [Rib06].

L'apparato è ottimizzato per ricercare tracce di muoni con energia  $E_\mu > 1$  TeV e con una risoluzione angolare di  $2^\circ \div 2.5^\circ$ , dipendente dall'energia e dalla direzione del leptone [Ack06]. La risoluzione angolare non ottimale è dovuta alla lunghezza di diffusione della luce in acqua, di circa 20 m. La migliore risoluzione in energia, ottenuta dallo studio degli eventi a cascata, vale  $\Delta \log E \approx 15\%$  [Rib06].

Il miglior limite superiore al flusso delle 3 specie di neutrino è risultato:

$$E_\nu^2 \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} = 7.8 \cdot 10^{-7} \text{GeVcm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}, \quad 100 \text{ TeV} < E_\nu < 300 \text{ TeV}. \quad (\text{A.1})$$

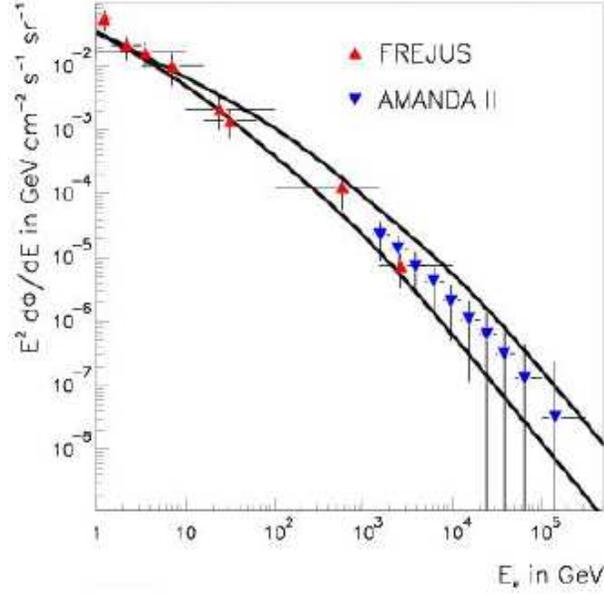


Figura A.2: Flusso dei neutrini atmosferici misurato da AMANDA-II, confrontato a basse energie con quello dell'esperimento FREJUS [Ber05]. Le linee indicano le previsioni dei modelli per un flusso verticale (linea superiore) e per un flusso orizzontale (linea inferiore).

Invece il limite superiore ricavato per il flusso di neutrini da sorgenti puntiformi, vale:

$$E_{\nu\mu}^2 \frac{d\Phi_{\nu\mu}}{dE_{\nu\mu}} \approx 0.7 \cdot 10^{-7} \text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}, \quad 90\% \text{ C. L.}, \quad (\text{A.2})$$

ottenuto utilizzando 4 anni di dati [Rib06].

La Collaborazione AMANDA ha ottenuto uno spettro in energia dei neutrini atmosferici, riportato in fig.A.2, dimostrando così la fattibilità della tecnica Čerenkov per osservare i neutrini provenienti dal basso con telescopi posti in acqua. In totale sono stati ricostruiti 3329 eventi da muoni *up-going* in 807 giorni di osservazioni, dal 2000 al 2003 (fig.2.1) [Ack06].

Poiché la Collaborazione ha ottenuto buoni risultati, è stato proposto un notevole ampliamento dell'apparato, che raggiungerà le dimensioni del km<sup>3</sup>: si tratta dell'esperimento IceCube [Rib06].

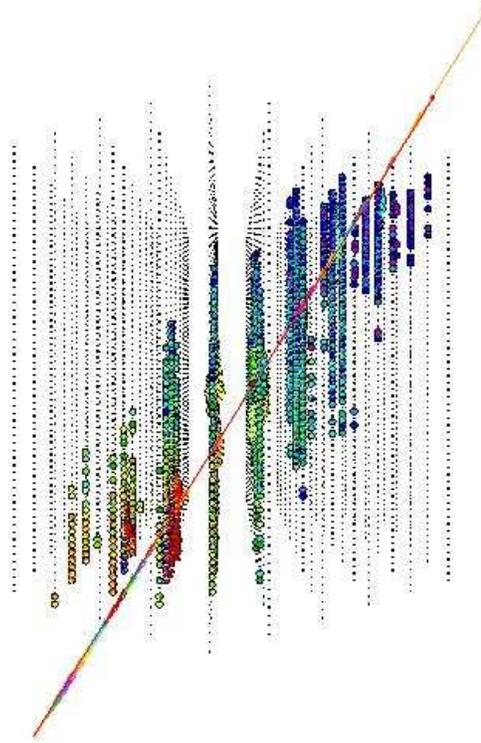


Figura A.3: Simulazione degli hit sui PMT di IceCube provocati da un muone con energia di 6 PeV [ICE].

## A.4 IceCube

IceCube sarà un telescopio per neutrini con dimensioni del  $\text{km}^3$ , attualmente è in fase di installazione nei ghiacci del Polo Sud in prossimità del luogo in cui si trova AMANDA. L'apparato sarà quindi in grado di osservare eventi da neutrini astrofisici provenienti dalle candidate sorgenti visibili dall'emisfero Nord della Terra [ICE].

IceCube sarà costituito da una schiera di 4800 PMT posti ad una profondità compresa tra 1.5 e 2.5 km. I PMT, alloggiati all'interno di appositi MO, saranno fissati a distanza di 16 m lungo 80 stringhe; le stringhe saranno distanti tra loro 125 m [Ach06] [Ach07].

La sensibilità di IceCube al flusso diffuso di neutrini, dopo 3 anni di

osservazioni, è attesa essere [Rib06]:

$$E_\nu^2 \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} = 4.2 \cdot 10^{-9} \text{GeVcm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}, \quad 100 \text{ TeV} < E_\nu < 100 \text{ PeV}, \quad 90\% \text{ C. L.}, \quad (\text{A.3})$$

che permetterà un confronto con le predizioni teoriche, essendo oltre un ordine e mezzo di grandezza superiore al limite di Waxman e Bahcall (§1.6). La sensibilità alle sorgenti puntiformi, in 3 anni di osservazioni, è prevista essere [Rib06]:

$$E_{\nu_\mu}^2 \frac{d\Phi_{\nu_\mu}}{dE_{\nu_\mu}} = 7.2 \cdot 10^{-9} \text{GeVcm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}, \quad E > 5 \text{ TeV}, \quad 90\% \text{ C. L.} \quad (\text{A.4})$$

L'inizio dell'installazione delle stringhe di IceCube è avvenuta nel 2004, il completamento dell'apparato è previsto entro il 2011. Il lasso di tempo per la realizzazione è dovuto al fatto che è possibile procedere nei lavori soltanto durante l'estate antartica. A fine estate 2005-2006 erano installate 9 stringhe, circa il 10% del totale. Con tale rivelatore, denominato IC-9, in circa 137 giorni sono stati osservati 234 candidati neutrini [Ach07].

La presenza di un telescopio per neutrini delle dimensioni del  $\text{km}^3$  al Polo Sud non permette una completa copertura del cielo: esso è in grado di osservare solo gli eventi provenienti dal basso, ovvero dall'emisfero Nord. Pertanto è necessario un telescopio per neutrini nell'emisfero Nord di dimensioni analoghe ad IceCube, e complementare ad esso, in grado di effettuare una copertura dell'emisfero Sud del cielo.

## A.5 NESTOR

Nell'emisfero Nord della Terra un luogo che ha buone caratteristiche riguardo la trasmissione della luce in acqua, grandi profondità del fondale (in grado di schermare buona parte del fondo di muoni atmosferici), basse velocità delle correnti marine (di pochi  $\text{cm/s}$ ), ecc., è rappresentato dal bacino del Mediterraneo. In prossimità delle sue coste 3 Collaborazioni: NESTOR, ANTARES e NEMO hanno individuato altrettanti siti per l'installazione di un telescopio per neutrini.

La prima proposta di esperimento di un telescopio per neutrini da installare nel Mar Mediterraneo risale ai primi anni '90 ed è rappresentata da

NESTOR (*Neutrino Extended Submarine Telescope with Oceanographic Research*). La Collaborazione ha realizzato un apparato dimostratore che nel marzo del 2003 è stato installato a 3800 m di profondità, a circa 27 km al largo di Pylos (Peloponneso, Grecia). Esso era costituito da un unico piano a forma di stella esagonale di diametro pari a 32 m, con agli estremi 2 MO posizionati in modo da osservare 1 verso l'alto e 1 verso il basso [Ag05I] [Ag05II].

Le misure in sito della lunghezza di trasmissione della luce in acqua a 460 nm hanno dato un valore pari a  $55 \pm 10$  m. La temperatura è risultata stabile a 14.2 °C. La velocità delle correnti è risultata inferiore a 10 cm/s [Ag05I].

L'apparato è stato in funzione per più di un mese, accumulando dati sufficienti per una misura dell'indice spettrale ( $\alpha$ ) dei muoni atmosferici e del loro flusso verticale ( $I_0$ ) [Ag05II]:

$$\alpha = 4.7 \pm 0.5(stat) \pm 0.2(sist), \quad (A.5)$$

$$I_0 = 9.0 \cdot 10^{-9} \pm 0.7 \cdot 10^{-9}(stat) \pm 0.4 \cdot 10^{-9}(sist) \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}. \quad (A.6)$$

La Collaborazione ha proposto una struttura semirigida a torre, costituita da 12 stelle esagonali distanti 20 m [Res05] [NES].

## A.6 ANTARES

La Collaborazione ANTARES (*Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch*) ha in costruzione un apparato da 0.1 km<sup>2</sup> ad una profondità di 2500 m, a 40 km al largo della costa di Tolone (Francia) [ANT99].

Il telescopio nella sua configurazione finale sarà costituito da 12 stringhe. Le stringhe sono distanti tra loro  $60 \div 75$  m. Ognuna di esse è prevista essere equipaggiata con 75 MO installati in tripletti, i quali distano tra loro 14.5 m. I MO dei tripletti sono disposti in circonferenza con un angolo di 120°, ed hanno una linea di vista di 45° rispetto alla verticale [ANT99]. Il completamento dell'apparato è previsto per i primi mesi del 2008; al luglio 2007 erano state posizionate 8 stringhe [ANT].

Il numero di eventi attesi da ANTARES riguardo i muoni atmosferici (dall'alto) è dell'ordine di 10<sup>7</sup>/anno; quello dei muoni prodotti da neutrini atmosferici (dal basso) è dell'ordine di 10<sup>4</sup>/anno. La risoluzione angolare è

attesa essere  $< 0.3^\circ$  per gli eventi con  $E_\mu > 100$  TeV. In particolare le osservazioni di ANTARES potrebbero dare informazioni sulla materia oscura, essendo l'apparato in grado di rivelare neutrini di energia  $10 \div 100$  GeV che le WIMP (§1.3.2), teoricamente intrappolate al centro della Terra, del Sole e della Galassia, potrebbero produrre [Sto07].

La Collaborazione ha effettuato diverse campagne di misure “in situ” riguardo l'assorbimento e la diffusione della luce, tra il 1997 ed il 2000. A lunghezze d'onda blu, nell'intervallo  $460 \div 485$  nm, è risultata una lunghezza di assorbimento  $L_{ass} = 60$  m ed una lunghezza di diffusione  $L_{diff} = 26$  m; a lunghezze d'onda UV, tra  $370 \div 380$  nm, si ha  $L_{ass} = 265$  m e  $L_{diff} = 122$  m [Agu05].

Il fondo di  $^{40}\text{K}$  risulta essere di  $60 \div 70$  kHz, con dei picchi fino a circa 300 kHz dovuti alla bioluminescenza. Tale fenomeno risulta correlato alle correnti marine, la cui velocità è  $< 20$  cm/s [Sto07].

L'esperimento ANTARES va al di là di un semplice apparato dimostratore come può essere NESTOR, ma non ha le dimensioni tali da essere complementare ad IceCube per l'osservazione del cielo australe. D'altra parte le caratteristiche ambientali del sito di ANTARES non sono ottimali, il sito di NEMO (§3.1) e di NESTOR hanno, ad es., una migliore trasmissione della luce e un minor fondo dovuto al  $^{40}\text{K}$ .

## A.7 KM3NeT

I 3 progetti pilota per la realizzazione di un telescopio per neutrini da  $1 \text{ km}^3$  nel Mar Mediterraneo - NESTOR, ANTARES e NEMO - propongono un consorzio formato dagli istituti che attualmente vi fanno parte. Il consorzio, denominato KM3NeT, prevede un periodo di 3 anni di R&D, più 5 anni per la costruzione e l'installazione di un unico apparato nel bacino del Mediterraneo [KM3].

Nel Febbraio 2006 sono partiti gli studi di progetto per l'infrastruttura, mentre la fase preparatoria partirà nel 2008. KM3NeT è stato inizialmente inserito nell'*European Strategy Forum on Research Infrastructures*, attualmente è stato incluso nell'*European Roadmap for Research Infrastructures* [EUR] [KM3].

Il consorzio si compone di 29 istituti di fisica delle particelle e delle astro-particelle, e di 7 istituti di scienze e di tecnologie marine, appartenenti a 8 paesi: Cipro, Francia, Germania, Grecia, Italia, Olanda, Spagna e Regno

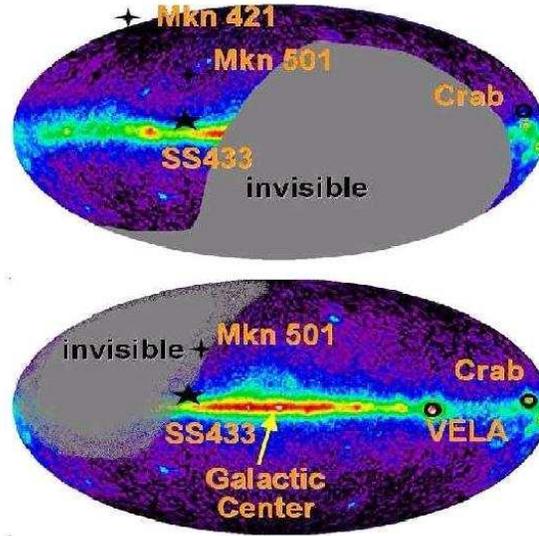


Figura A.4: Il cielo in coordinate galattiche visto da un telescopio per neutrini installato al Posto Sud (in alto) e da uno installato nel Mar Mediterraneo (in basso) [Kat06]. Sullo sfondo è riportato il cielo visto dall'esperimento per raggi gamma EGRET (satellite CGRO), con i nomi di alcune sorgenti. Il centro della galassia, ovvero la zona di maggior interesse per l'astrofisica delle alte energie, è visibile solo dal Mar Mediterraneo.

Unito. L'obiettivo di KM3NeT è la realizzazione, entro la prima metà del prossimo decennio, di un telescopio per neutrini con una sensibilità tale da rivelare neutrini a partire da poche centinaia di GeV, con una risoluzione angolare  $< 0.1^\circ$  per  $E_\nu \gtrsim 10$  TeV [Kat06].

Il telescopio sarebbe quindi operativo qualche anno dopo il completamento di IceCube. In questo caso i 2 telescopi, installati in siti nell'emisfero Nord e nell'emisfero Sud, effettuerebbero una completa copertura del cielo (fig.A.4).

## A.8 Confronto sulla sensibilità

Nella rassegna sui telescopi per neutrini esposta sinora sono stati riportati sia gli apparati di piccole dimensioni, i quali sono stati in funzione oppure lo

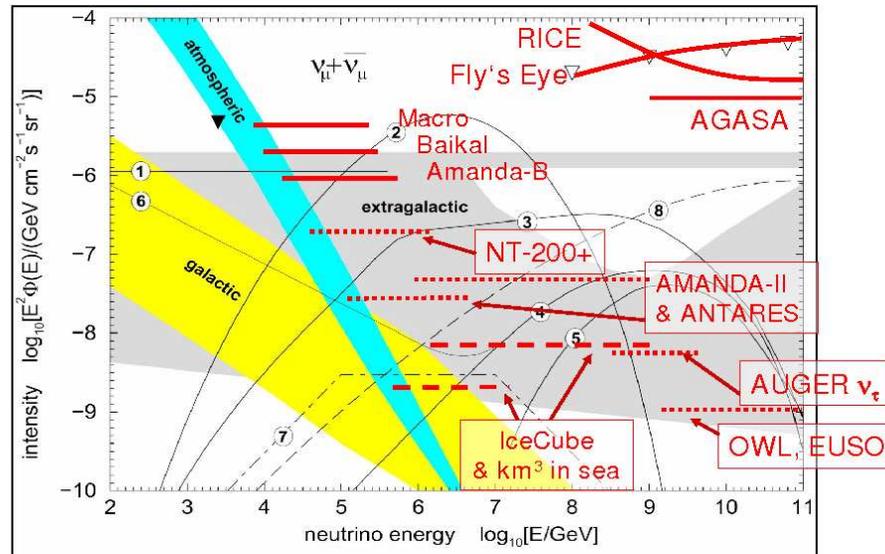


Figura A.5: Sensibilità al flusso di neutrini dei telescopi descritti e di altri apparati di rivelazione di raggi cosmici. La banda in colore celeste rappresenta il flusso atteso per i neutrini atmosferici, in giallo quella dei neutrini galattici, in grigio quella dei neutrini extragalattici (figura adattata da [LM00]).

sono attualmente, sia gli apparati di grandi dimensioni, che saranno realizzati in futuro.

In fig.A.5 si riporta il confronto sulla sensibilità di tali apparati [LM00]. Sono presenti anche le sensibilità ai neutrini di esperimenti realizzati (MACRO, RICE, Fly's Eye), in via di realizzazione (Auger) e in progetto (OWL ed EVSO). Tali esperimenti fanno uso, generalmente, di tecniche diverse da quella dei telescopi per neutrini. Ad es. RICE ha utilizzato l'effetto Cerenkov nel dominio radio, Fly's Eye ha osservato la fluorescenza atmosferica, AGASA è stato un apparato di sciame, Auger sarà sia un apparato di sciame che di fluorescenza atmosferica, EUSO è stato studiato per essere installato nella Stazione Spaziale. In particolare, per Auger si riporta la sensibilità ai

neutrini tau. Non è riportato NESTOR in quanto si tratta di un apparato dimostratore di dimensioni troppo ridotte per considerarne la sensibilità ai neutrini astrofisici.

In fig.A.5 sono anche riportate le bande di flusso atteso per i neutrini atmosferici (in celeste) e per i neutrini astrofisici, sia galattici (in giallo) che extragalattici (in grigio). Confrontando le 2 sensibilità riportate per AMANDA (AMANDA-B, costituito da 10 stringhe, e AMANDA-II) e per BAIKAL (configurazioni NT-36 ed NT-200+) è evidente come all'aumentare delle dimensioni degli apparati si abbia un notevole miglioramento della sensibilità, a parità di sito. È anche indubbio che solo per un telescopio delle dimensioni di  $1 \text{ km}^3$  installato in mare sia ha la possibilità d'osservazione simultanea per le 3 bande di flusso di neutrini, con la migliore sensibilità.



# Appendice B

## Probabilità di oscillazione $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ nel vuoto

Quando un neutrino viene prodotto ha un definito autostato di sapore. Durante la sua propagazione esso oscilla tra gli autostati di sapore, a causa della differenza in massa degli autostati di massa. Infatti gli autostati di massa evolvono nel tempo ( $t$ ) secondo la relazione:

$$\nu_n(t) = \nu_n(0) \cdot e^{-iE_n t} \quad (\text{B.1})$$

dove  $E_n^2 = |\vec{p}_n|^2 + m_n^2$  in unità naturali.

Si considerino solo due autostati di massa relativi ai sapori di neutrini muonici ed elettronici. Allora la matrice  $U(\theta_{ij})$  è di tipo  $2 \times 2$ , governata dal solo parametro  $\theta_{12}$ :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \equiv U(\theta) \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} \\ -s_{12} & c_{12} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}, \quad (\text{B.2})$$

dove  $c_{12} = \cos(\theta_{12})$  ed  $s_{12} = \sin(\theta_{12})$ . Essendo i neutrini relativistici  $|\vec{p}_n| \gg m_n$ , pertanto  $|\vec{p}_1| \approx |\vec{p}_2| \equiv p \approx E$  e l'espressione dell'energia può essere sviluppata in serie di Taylor:  $E_n \approx E + m_n^2/2E$ . Sostituendo l'eq.1 nell'eq.2, si ottiene:

$$\nu_\mu(t) = [e^{-iE_1 t} \sin^2(\theta) + e^{-iE_2 t} \cos^2(\theta)] \nu_\mu(0) + \cos(\theta) \sin(\theta) [e^{-iE_2 t} - e^{-iE_1 t}] \nu_e(0), \quad (\text{B.3})$$

$$\nu_e(t) = [e^{-iE_1 t} \cos^2(\theta) + e^{-iE_2 t} \sin^2(\theta)] \nu_e(0) + \cos(\theta) \sin(\theta) [e^{-iE_2 t} - e^{-iE_1 t}] \nu_\mu(0), \quad (\text{B.4})$$

con  $\theta \equiv \theta_{12}$ . La probabilità che un neutrino muonico prodotto all'istante  $t = 0$  resti tale a  $t > 0$  è data da<sup>1</sup>:

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, t) &\equiv |\langle \nu_\mu(t) | \nu_\mu(0) \rangle|^2 = \\ &= 1 - \frac{1}{2} \text{sen}^2(2\theta) + \frac{1}{2} \text{sen}^2(2\theta) \cos\left(\frac{\Delta m_{21}^2 t}{2E}\right) = \\ &= 1 - \text{sen}^2(2\theta) \text{sen}^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 t}{4E}\right), \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

dove  $\Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2$ . La probabilità che un neutrino elettronico prodotto all'istante  $t = 0$  converta in neutrino muonico a  $t > 0$  è data da:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, t) \equiv |\langle \nu_\mu(t) | \nu_e(0) \rangle|^2 = 1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, t). \quad (\text{B.6})$$

La distanza  $L$  che un neutrino percorre dalla sorgente fino al rivelatore è uguale, in unità naturali, al tempo  $t$  che esso impiega per coprire tale distanza; quindi se  $L \gg 2E/|\Delta m_{21}^2|$  le rapide fluttuazioni del termine di coseno nell'eq.1.12, in media, si annullano e le transizioni  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$  e  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  diventano costanti. Affinché appaia l'oscillazione devono essere non nulli  $\theta$  e  $\Delta m_{21}^2$ , inoltre  $L$  non deve essere troppo diverso dalla lunghezza di oscillazione, definita come:

$$L_{osc} \equiv \frac{4\pi E}{|\Delta m_{21}^2|} = 2.48 \cdot \frac{E/(\text{MeV})}{|\Delta m_{21}^2|/(\text{eV})^2} \text{ m}. \quad (\text{B.7})$$

Se  $L \gg L_{osc}$  allora  $\cos(\Delta m_{21}^2/2Et) = \cos(2\pi L/L_{osc})$  è nullo in media e l'oscillazione non può essere osservata. In questo caso il termine  $\text{sen}^2(\Delta m_{21}^2/4Et) = \text{sen}^2(\pi L/L_{osc})$  nell'eq.5 può essere sostituito con  $1/2$ .

Esprimendo  $\Delta m_{21}^2$  in  $\text{eV}^2$ ,  $L$  in m ed  $E$  in MeV, la probabilità di oscillazione per il  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , si scrive:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, L) = \text{sen}^2(2\theta) \text{sen}^2(1.27 \Delta m_{21}^2 \frac{L}{E}), \quad (\text{B.8})$$

e la probabilità di oscillazione per il  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ , è data da:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, L) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, L) \quad (\text{B.9})$$

[HX98] [Wol78].

<sup>1</sup>L'analoga probabilità per un neutrino elettronico è la stessa:  $P(\nu_e \rightarrow \nu_e, t) = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, t)$ . Anche per il caso successivo la probabilità resta uguale per scambio  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ :  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e, t) = P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, t)$ .

# Appendice C

## La distribuzione *risoluzione* *angolare* e l'effetto *ghost*

La distribuzione attraverso la quale si valuta la risoluzione angolare dell'apparato NEMO è data dall'angolo di scarto tra la direzione della traccia simulata e la direzione della traccia ricostruita dei muoni.

Negli studi viene assunto come estimatore statistico la mediana e non la media di tali distribuzioni, poiché queste si presentano con delle lunghe code il cui significato fisico è ascrivibile ad una cattiva ricostruzione degli eventi.

In fig.C.1 si riporta una delle distribuzioni studiate, ottenuta considerando un intervallo di energia per i muoni pari ad  $1 \text{ TeV} \div 1 \text{ PeV}$  ed un rate di 30 kHz per il  $^{40}\text{K}$ . Il procedimento utilizzato per la ricostruzione delle tracce è quello riportato nel §3.8.1. Come facilmente apprezzabile dalla scala semi-logaritmica, la maggior parte degli eventi si trova nel primo *bin* dell'istogramma, la cui larghezza, per la figura in questione, è stata scelta pari a  $2^\circ$ . Intorno ad  $85^\circ$  si nota un anomalo picco del numero di eventi, si tratta dell'effetto *ghost* (fantasma).

L'effetto *ghost* è legato alla geometria dell'apparato e si realizza ad un valore circa doppio dell'angolo Čerenkov in acqua ( $\vartheta_C \simeq 42.2^\circ$ ). Per capire il meccanismo che lo produce si consideri la fig.C.2, in cui si riportano 2 muoni i quali sottendono fra loro un angolo pari a  $2\vartheta_C$ . È evidente che i fronti d'onda Čerenkov dei 2 muoni investono i moduli ottici con le stesse caratteristiche spazio-temporali. Se si assume come vero il muone denominato *downgoing*, per le suddette caratteristiche, la ricostruzione della traccia può avvenire con i parametri del muone denominato *ghost*, essendo i 2 muoni indistinguibili dall'apparato.

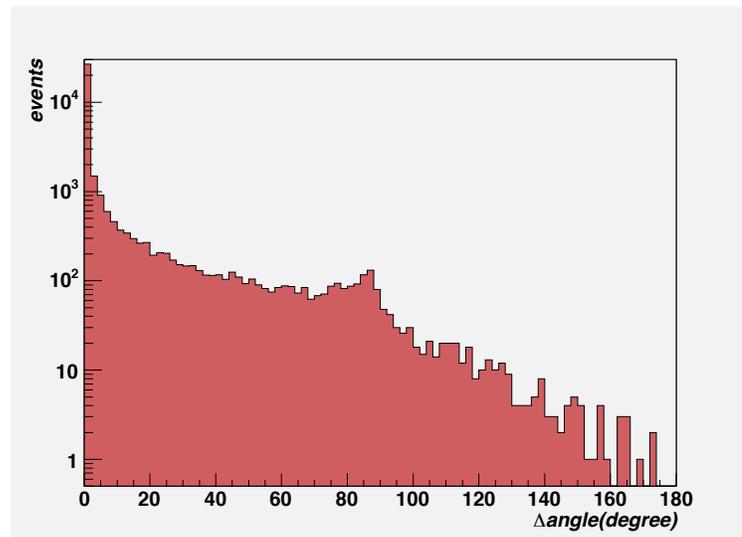


Figura C.1: Esempio di distribuzione tra retta simulata e ricostruita dei muoni.

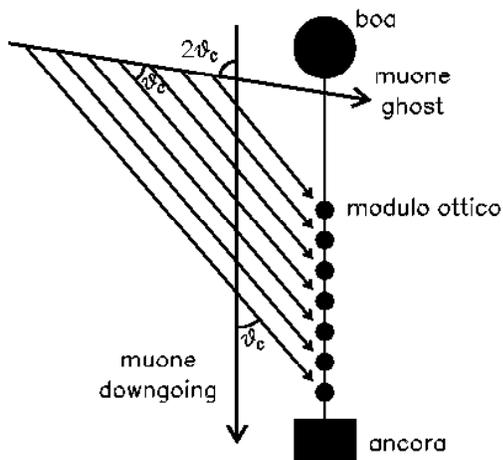


Figura C.2: Schema dell'effetto *ghost*.

Quella riportata in fig.C.2 è una schematizzazione bidimensionale del fenomeno. Nel caso della simulazione di un apparato reale a 3 dimensioni, l'effetto ghost risulta relazionato a particolari disposizioni simmetriche dei moduli ottici.



# Bibliografia

## Capitolo 1

- [Agl87] M. Aglietta et al., *Europhys. Lett.*, 3, 1315 (1987).
- [Ale87] E.N. Alekseev et al., *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 45, 589 (1987).
- [ast] <http://www.astr.ua.edu/keel/agn/mkn421.gif>
- [Aug07] The Pierre Auger Collaboration, *Scienze*, Vol.318, 9 November 2007, p. 938-941.
- [BAT] BATSE Web Site, <http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/>
- [Ber00] V. Berezhinsky, *Ultrahigh-energy cosmic rays from cosmological relics.*, *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*87:387-396,2000.
- [Ber06] V. Berezhinsky et al., *On the status of the dip*, *Nota del 18 giugno 2006*.  
V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov, S. I. Grigorieva, *Propagation and signatures of ultra high energy cosmic rays*, *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*136:147-158,2004.
- [Bor97] A. Borione et al., *Phys. Rev. D*, 55 (1997) 1714.
- [BP82] R.D. Blandford, D.G.Payne, *MNRAS*, 199, 883, 1982.
- [BV92] F. Bohem and P. Voegel, *Physics of Massive Neutrinos*, Cambridge Press (1992).
- [Buc98] J.H Buckley, *Science*, 279, 676, 1998.
- [Bed03] W. Bednarek, *Astronomy & Astrophysics* 407, 1 (2003).
- [cal] <http://www.srl.caltech.edu>
- [Cos97] E. Costa et.al., *Nature*, 387, 783, 1997.
- [DDFMS05] G. Di Sciascio, T. Di Girolamo, K. Fratini, R. Megna e L. Sagge, *Gamma-ray astronomy with a large muon detector in the ARGO-YBJ experiment*. *International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy*. Heidelberg, Germany, July 26-30, 2004. *AIP Conf. Proc.* Vol. 475, p. 669 (2005).
- [Dek94] A. Dekel, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 32, 319 (1994).
- [DGWL02] C. Distefano, D. Guetta, E. Waxman, A. Levinson, *ApJ* 575, 378,

2002.

[Eds97] J. Edsjo, Aspects of neutrino detection of neutralino dark matter, 1997, PhD Tesis, University of Uppsala.

[Eno02] R. Enomoto et al., Nature, 416, 823, 2002.

[elb] <http://elbereth.obspm.fr/fuchs/mine/Fiches/XTEJ1550-Xjets-red.gif>

[eur] <http://www.europhysicsnews.com>

[Fer49] E. Fermi, On the Origin of the Cosmic Radiation, Physical Review, Vol 75, Num. 8, 1949.

[FM05] K. Fratini e R. Megna, Gamma/hadron discrimination with muon identification at ARGO-YBJ. Second Workshop on: Science with the New Generation of High Energy Gamma-ray Experiments, Between Astrophysics and Astroparticle Physics. Bari, Italy, June 21-22, 2004. Editrice Universitaria Udinese, p. 115 (2005).

[Ghi01] G. Ghisellini, Gamma Ray Bursts: Same facts and ideas, 25<sup>th</sup> Johns Hopkins Workshop, 2001.

[Gri01] P.K.F. Grieder, Cosmic Rays at Earth, Elsevier (2001).

[Hag02] K. Hagiwara et al., Phys. Rev. D, 66, (2002) 010001.

[Hal05] F. Halzen, Lectures on High-Energy Neutrino Astronomy, Phys.Scripta T121:106-111,2005.

[Hal90] F. Halzen et al., Phys. Rev. D, 41 (1990) 342.

[HH02] F. Halzen & D. Hopper, Rept.Prog.Phys. 65 (2002) 1025-1078.

[Hil84] A.M. Hillas, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 22, 425, 1984.

[KN99] A.K. Kembhavi, J.V. Narlikar, Quasar and Active Galactic Nuclei, Cambridge University Press, 1999.

[KW90] R. Kippenhahn, A. Weigert, Stellar Structure and Evolution, Springer - Verlag (1990).

[Let91] A. Lettessier-Selvon Nucl. Phys. B, 91 (Proc. Suppl.) (2001) 473.

[LHC] LHC Web Site <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>

[Lon94] M.S. Longair, High energy astrophysics, Cambridge University Press (1994).

[LW01] A. Levinson, E. Waxman, Phys. Rev. Lett., 87, 171101.2001.

[LZ06] A. Lobanov and J.A. Zensus, Active Galactic Nuclei at the Crossroads of Astrophysics, arXiv:astro-ph/0606143 v1, 7 Jul 2006.

[Mar84] B. Margon, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 22, 507, 1984.

[Mee96] C. Meegan et al., ApJ, Suppl.106, 65, 1996.

[Mes06] P. Mészáros, Reports on Progress in Physics 69 (2006) 2259.

[MR99] I.F. Mirabel and L.F. Rodriguez, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 37, 409, 1999.

- [Nar97] R. Narajan et al., AJ 478, L79, 1997.
- [NASA1] <http://www.wastro.msfc.nasa.gov/images/crab.jpg>
- [NASA2] <http://heasarc.nasa.gov/>
- [NEMO06] The NEMO Collaboration, Sensitivity of an underwater Čerenkov km<sup>3</sup> telescope to TeV neutrinos from Galactic Microquasar, Preprint submitted to Elsevier Science, 21 July 2006.
- [OJT98] J. Orloff, M. de Jèsus, C. Tao, The Nature of the LSP, Rapport GDR Supersymétrie (1998).
- [pdg06] particle data group, Particle Physics Booklet, July 2006.  
<http://pdg.lbl.gov/pdgmail>
- [phy] <http://physics.gmu.edu/~mario/IMA/AGN.jpg>.
- [RacTh] J.P. Rachen, PhD Thesis, MPIR, Bonn,  
<http://www.astro.psu.edu/user/jorg/PhD/.html>
- [Ree84] M.J. Rees, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 22, 471, 1984.
- [Ree96] M.J. Rees, Nature 211, 468, 1996.
- [Rin05] A. Ringwald, Talk given at 11<sup>th</sup> International Workshop on Neutrino Telescopes, Venice, Italy, 22-25 Feb 2005. Published in “Venice 2005, Neutrino telescopes” 473-491.
- [sci] <http://www.scielo.br>
- [Sch01] V. Schönfelder, The Universe in gamma rays, Springer (2001).
- [Smy02] M.B. Smy, Five years of neutrino physics with Super-Kamiokande, to appear in the proceedings of 37<sup>th</sup> Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories, Les Arcs, France, 9-16 Mar 2002.
- [SNO01] The SNO Collaboration, Phys. Rev. Lett., 87, 071301 (2001).
- [Sta04] T. Stanev, High Energy Cosmic Rays, Springer (2004).
- [SW95] M.A. Strauss and J.A. Willick, Phys. Rep. 261, 271 (1995).
- [SZ90] R. Swensson & A.A. Zdziarski, Astrophys. J., 28, 349, 1990.
- [Tak03] M. Takeda et al., Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment, Astroparticle Physics 19 (2003) 447-462.
- [Tak06] Y. Takahashi, Astrophysics and cosmology beyond the energy regime of LHC, XXXIII ICHEP06, Moskow.
- [UB91] A. Unsöld, B. Baschek, The New Cosmos, Springer - Verlag (1991).
- [uch] <http://astroparticle.uchicago.edu>
- [ucs] <http://ucsdnews.ucsd.edu>
- [Wa00] E. Waxman, Gamma Ray Bursts, Cosmic-Rays and Neutrinos, Nucl.Phys.Proc.Suppl. 87 (2000), 345-354.
- [WB97] E. Waxman, J. Bahcall, Phys. Rev. Lett. 78, 2292, 1997.
- [WB99] E. Waxman, J. Bahcall, Phys. Rev. D, 59, 023002, 1999.

- [Wei99] T.J. Weiler, *Astrop. Phys.*, 11 (1999) 303-316.  
[Zha06] B. Zhang, *Nature* 444 (2006) 1010.

## Capitolo 2

- [AMA] AMANDA Web Site, <http://amanda.uci.edu/>  
[ANT] ANTARES Web Site, <http://antares.in2p3.fr>.  
[ANT99] The ANTARES Collaboration, Proposal for a 0.1 km<sup>2</sup> detector, May 31<sup>st</sup>, 1999. astro-ph/9907432 v1, 1999.  
<http://antares.in2p3.fr/Publications/index.html>.  
[BB81] L.B. Bezrukov & E.V. Bugaev, *Sov. J. Nucl. Phys.*, 33, 635, 1981.  
[Boh92] F. Bohem, P. Voegel, *Physics of Massive Neutrinos*, Cambridge press, 1992.  
[Bru1] J. Brunner, Čerenkov light from HE electromagnetic and hadronic showers. ANTARES, Internal note.  
[Bug98] E.V. Bugaev, *Phys. Rev. D*, 58, 054001, 1998.  
[Cle98] B. Cleveland et al., *Astrophys. J.*, 496 (1998), 505.  
[Cow56] C.L. Cowan et al., *Science*, 124 (1956), 103.  
[Eis63] M. Eisenbud, *Environmental Radioactivity*, Mc Graw-Hill Book Company Inc (1963).  
[Fuc99] Y. Fukuda et al., *Phys. Lett. B*, 467 (1999), 185.  
[Gan96] R. Gandhi et al., *Astropart. Phys.* 5, 1996, 81.  
[Gan98] R. Gandhi et al., *Phys. Rev. D*, 58, 093009, 1998.  
[GHS95] T.K. Gaisser, F. Halzen & T. Stanev, *Phys. Rep.*, 258, 173, 1995.  
[GP69] V. N. Gribov and B. Pontecorvo, *Phys. Lett. B*, 28 (1969) 493.  
[Hag02] K. Hagiwara et al., *Phys. Rev. D*, 66, (2002) 010001.  
[Hir87] K. Hirata et al., *Phys. Rev. Lett.*, 58 (1987), 1490.  
[HX98] Q. Ho-Kim & P. Xuan Yem, *Elementary Particles and Their Interactions*, Springer (1998), 412-416.  
[ICE04] The IceCube Collaboration, *Astropart. Phys.*, 20, 2004, 507.  
[Kat06] U.F. Katz, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 57 (2006) 273-282.  
[KP71] R.P. Kokoulin & A.A. Petrukhin, *Proc. of the 12<sup>th</sup> ICRC*, Hobart, Vol. 6, pg. A 2436, 1971.  
[Leo96] W.R. Leo *Techniques for the nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach*, Second Revised Edition, Spring-Verlang New York, 1996.  
[Lip95] P. Lipari et al., *Phys. Rev. Lett.*, 74, 1995, 4384.  
[Mio01] P. Miocinovic, Ph.D.Thesis, Univ.California, Berkley,2001.

- [Mob94] C.D. Mobley, *Light and Water*, Academic Press, San Diego, 1994.
- [pdg06] particle data group, *Particle Physics Booklet*, July 2006.  
<http://pdg.lbl.gov/pdgmail>
- [Per87] D. Perkins, *Introduction to High energy Physics*, Addison-Wesley, 1987.
- [Pon] B. Pontecorvo, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 33, 549 (1957), *Sov. Phys. JETP* 6, 429 (1958). B. Pontecorvo, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 34, 247 (1958), *Sov. Phys. JETP* 7, 172 (1958). B. Pontecorvo, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 53, 1717 (1967), *Sov. Phys. JETP* 26, 984 (1968).
- [PS68] A.A. Petrukhin and V.V. Shestakov, *Can.J.Phys.*, 46, S377, 1968.
- [SKC01] The Super-Kamiokande Collaboration, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 91 (2001), 127.
- [SNO01] The SNO Collaboration, *Phys. Rev. Lett.*, 87 (2001) 071301.
- [SNO02] The SNO Collaboration, *Phys. Rev. Lett.*, 89 (2002) 011301.
- [Sut92] C. Sutton, *Spaceship Neutrino*, Cambridge University Press, (1992).
- [VDV88] J.C. Van Der Velde et al., *NIM A*, 264 (1988), 28.
- [VG86] A. Van Ginneken, *Nucl. Instr. and Meth.*, A251, 21, 1986.

### Capitolo 3

- [Ant97] P. Antonioli et al., *Astropart. Phys.*, 7, 957 (1997).
- [Bai02] D.J.L. Bailey, *Monte Carlo tools and analysis methods for understanding the ANTARES experiment and predicting its sensitivity to Dark Matter*, PhD dissertation, University of Oxford, United Kingdom, 2002, <http://antares.in2p3.fr>
- [Cap02] A. Capone et al., *Measurements of light transmission in deep sea with the AC9 trasmissometer*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 487 (2002) 423-434.
- [COR] CORSIKA, <http://www-ik.fzk.de/corsika/>
- [GEA] GEANT, <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4>
- [IEC] IEC, *Synchronous Digital Hierarchy Web Site*: <http://www.iec.org/>
- [Mig06] E. Migneco et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 567 (2006) 444-451.
- [NEMO] NEMO Web Site, <http://nemoweb.lns.infn.it/>
- [NEMOI] NEMO, <http://nemoweb.lns.infn.it/> Internal Pages.
- [NEMOP] NEMO Proposal, <http://nemoweb.lns.infn.it/>
- [NEMO07] The NEMO Collaboration, *Deep seawater inherent optical properties in the Southern Ionian Sea*, *Astroparticle Physics*, Vol. 27 (2007) 1-9

- [NT99] S. Navas and L. Thompson, KM3 User Guide and Reference Manual, ANTARES-Soft/1999-011, Internal Note.
- [SB81] C. Smith & K. Baker, Applied Optics, 20, 1965, (1981).
- [UNE81] UNESCO, Technical paper in marine science, 28 (1981) and 37 (1981).

#### Capitolo 4

- [ANT99] The ANTARES Collaboration, Proposal for a 0.1 km<sup>2</sup> detector, May 31<sup>st</sup>, 1999. astro-ph/9907432 v1, 1999.  
<http://antares.in2p3.fr/Publications/index.html>.
- [Bai02] D.J.L. Bailey, Monte Carlo tools and analysis methods for understanding the ANTARES experiment and predicting its sensitivity to Dark Matter, PhD dissertation, University of Oxford, United Kingdom, 2002, <http://antares.in2p3.fr>
- [Con06] R. Coniglione, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 567 (2006) 489-491.
- [NEMO02] LNS Software Group, Present status of simulations of NEMO performances, August 29, 2002. <http://nemoweb.lns.infn.it/> Internal Pages.

#### Capitolo 5

- [Bai02] D.J.L. Bailey, Monte Carlo tools and analysis methods for understanding the ANTARES experiment and predicting its sensitivity to Dark Matter, PhD dissertation, University of Oxford, United Kingdom, 2002, <http://antares.in2p3.fr>
- [Bug98] E.V. Bugaev et al., Phys. Rev. D, 58, 054001, 1998.
- [Mig06] E. Migneco et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 567 (2006) 444-451.
- [NEMO] NEMO Web Site, <http://nemoweb.lns.infn.it/>
- [NEMOI] NEMO, <http://nemoweb.lns.infn.it/> Internal Pages.
- [NEMOP] NEMO Proposal, <http://nemoweb.lns.infn.it/>
- [NT99] S. Navas and L. Thompson, KM3 User Guide and Reference Manual, ANTARES-Soft/1999-011, Internal Note.

#### Capitolo 6

- [Aha04] F.A. Aharonian et al. 2004, Nature, 432, 75.
- [Aha06] F.A. Aharonian et al. 2006, A&A, 2006, 449, 223.

- [Asc98] B. Aschenbach, 1998, *Nature*, 396, 141.
- [CC04] G. Cassam-Chenaï et al. 2004, *A&A*, 427, 199.
- [CV05] M.L. Costantini & F. Vissani, *Astropart. Phys.* 23 (2005) 477.
- [Eno02] R. Enomoto et al. 2002, *Nature*, 416, 823.
- [Fuk03] Y. Fukui et al., 2003, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 55, L61.
- [Gee03] H. Geenen, 28<sup>th</sup> International Cosmic Ray Conference, Tsukuba, Japan (2003), pp. 1313-1316, Universal Academy Press, Inc.
- [GP69] V. N. Gribov and B. Pontecorvo, *Phys. Lett. B*, 28 (1969) 493.
- [Hag02] K. Hagiwara et al., *Phys. Rev. D*, 66, (2002) 010001.
- [Hin04] J.A. Hinton, *New Astron.Rev.* 48 (2004) 331-337.
- [HUTA05] J.S. Hiraga, Y. Uchiyama, T. Takahashi, & F.A. Aharonian, 2005, *A&A*, 431, 953.
- [HX98] Q. Ho-Kim & P. Xuan Yem, *Elementary Particles and Their Interactions*, Springer (1998), 412-416.
- [Koy97] K. Koyama et al. 1997, *Publications of the Astronomical Society of Japan* 49, L7.
- [Laz04] J.S. Lazendic et al. 2004, *ApJ*, 602, 271.
- [Lon94] M.S. Longair, *High energy astrophysics*, Cambridge University Press (1994).
- [Mor05] Y. Moriguchi et al., 2005, *ApJ*, 631, 947.
- [MSTV04] M. Maltoni, T. Schwetz, M.A. Tortola and J.W.F. Valle, *New J.Phys.*6:122,2004.
- [Mur00] H. Muraishi et al. 2000, *A&A*, 354, L57.
- [PA96] E. Pfeffermann & B. Aschenbach, 1996, in *Roentgenstrahlung from the Universe*, 267-268.
- [pdg06] particle data group, *Particle Physics Booklet*, July 2006.  
<http://pdg.lbl.gov/pdgmail>
- [RL79] G.B. Rybicki & A.P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, John Wiley & Sons (1979).
- [Sch01] V. Schönfelder, *The Universe in gamma rays*, Springer (2001).
- [Sla01] P. Slane et al. 2001, *ApJ*, 548, 814.
- [Sla99] P. Slane et al. 1999, *ApJ*, 525, 357.
- [Sta04] T. Stanev, *High Energy Cosmic Rays*, Springer (2004).
- [UAT03] Y. Uchiyama, F.A. Aharonian & T. Takahashi, 2003, *A&A*, 400, 567.
- [UTA02] Y. Uchiyama, T. Takahashi, & F.A. Aharonian, 2002, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 54, L73.

- [Wol78] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D, 17 (1978) 2369. S.P. Mikheev and A.Y. Smirnov, Sov.J.Nucl.Phys. 42 (1985) 913.  
[WQC97] Z.R. Wang, Q.Y. Qu & Y. Chen, 1997, A&A, 318, L59.

## Appendici

- [Ack05] M. Ackermann et al., Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 145 (2005) 319-322.  
[Ach06] A. Achterberg, Astropart .Phys. 26, 155-173, 2006.  
[Ach07] A. Achterberg, Phys. Rev. D, 76, 027101, 2007.  
[Ag05I] G. Aggouras et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 552 (2005) 420-439.  
[Ag05II] G. Aggouras et al., Astroparticle Physics 23 (2005) 377-392.  
[Agu05] J. A. Aguilar et al., Astroparticle Physics 23 (2005) 131-155.  
[AMA] AMANDA Web Site, <http://amanda.uci.edu/>  
[ANT99] The ANTARES Collaboration, Proposal for a 0.1 km<sup>2</sup> detector, May 31<sup>st</sup>, 1999. [astro-ph/9907432](http://astro-ph/9907432) v1, 1999.  
<http://antares.in2p3.fr/Publications/index.html>.  
[Ayn05] V. Aynutdinov, 29<sup>th</sup> International Cosmic Ray Conference, Pune, India (2005) 00, 101-106.  
[BAI] BAIKAL Web Site, <http://baikalweb.jinr.ru/>  
[Ber05] E. Bernardini et al., Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 145 (2005) 319-322.  
[DUM] DUMAND Web Site, <http://www.phys.hawaii.edu/~dumand/>  
[EUR] <http://cordis.europa.eu/esfri/roadmap.htm>  
[HX98] Q. Ho-Kim & P. Xuan Yem, Elementary Particles and Their Interactions, Springer (1998), 412-416.  
[ICE] IceCube Web Site, <http://icecube.wisc.edu/>  
[LM00] J.G. Learned & K. Mannheim, High-Energy Neutrino Astrophysics, Annual Review of Nuclear and Particle Science, Vol. 50: 679-749 (2000).  
[Kat06] U. Katz, Nucl. Instrum. Meth. A, 567, 457-461, 2006.  
[KM3] KM3NeT Web Site, <http://www.km3net.org/>  
[Mar61] M.A. Markov et al., Nucl. Phys., 27, 385 (1961).  
[NES] NESTOR Web Site, <http://www.nestor.org.gr/>  
[Res05] L.K. Resvanis, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 138 (2005) 187-190.  
[Rib06] M. Ribordy et al., Phys. Atom. Nucl. 69, 1899-1907, 2006.  
[Smy02] M.B. Smy, Five years of neutrino physics with Super-Kamiokande, to appear in the proceedings of 37<sup>th</sup> Rencontres de Moriond on Electroweak

Interactions and Unified Theories, Les Arcs, France, 9-16 Mar 2002.

[SNO01] The SNO Collaboration, Phys. Rev. Lett., 87, 071301 (2001).

[Spi05] C. Spiering, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 138 (2005) 175-178.

[Sto07] T. Stolarczyk, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 165 (2007) 188-195.

[Wol78] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D, 17 (1978) 2369. S.P. Mikheev and A.Y. Smirnov, Sov.J.Nucl.Phys. 42 (1985) 913.