

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI BARI

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

CORSO DI LAUREA IN FISICA

**IL FLUSSO DI NEUTRINI ATMOSFERICI
E LA SUA COMPONENTE PROMPT.
STUDIO DEL SUO IMPATTO NEL
TELESCOPIO PER NEUTRINI ANTARES.**

Relatori:

Dr. T. MONTARULI

Dr. F.S. CAFAGNA

Laureando:

Alessandro BRUNO

ANNO ACCADEMICO 2004/2005

Ringraziamenti

Non potevo cominciare la descrizione del lavoro svolto senza prima ricordare il Prof. C. De Marzo, che ora non è più con noi. Purtroppo non ho avuto il tempo di approfondire la sua conoscenza, ma sento sia doveroso ringraziarlo per la sua guida e per l'opportunità offertami di condurre questo lavoro, e vorrei dedicare a lui la mia tesi.

Vorrei ringraziare di cuore la Dr. Teresa Montaruli, per tutto l'aiuto ricevuto e l'entusiasmo che ha saputo trasmettermi, nonostante la sua lontananza dall'Italia. Sono onorato che lei abbia deciso di fare da relatrice al mio lavoro.

Un ringraziamento speciale va al mio relatore, il Dr. Francesco Cafagna, per i suoi preziosi insegnamenti, la sua assistenza e soprattutto l'immensa pazienza nei miei confronti. Mi è davvero difficile esprimere la mia gratitudine nei suoi confronti.

Infine, ringrazio tutte le altre persone del gruppo di ANTARES di Bari per la loro gentilezza, e tutti coloro che mi sono stati vicini. Fra questi, sono infinitamente grato ai miei genitori, che sempre hanno creduto in me e sempre mi hanno sostenuto, soprattutto nei periodi in cui ho vacillato.

Prefazione

Lo scopo principale di questo lavoro di tesi è stata la produzione dei flussi di neutrini atmosferici con il codice Monte Carlo FLUKA (descritto nel Cap. 3): con questo lavoro per la prima volta il calcolo dei neutrini atmosferici con FLUKA è stato finalizzato ad estendere l'intervallo energetico sopra 100 GeV e a valutare il contributo della componente dei neutrini prompt (Cap. 4). Un altro aspetto assolutamente originale, al quale il candidato ha lavorato attivamente, concerne il nuovo spettro dei raggi cosmici primari implementato nel calcolo. Inoltre, ho contribuito alla scrittura di un software in C++ per l'esperimento ANTARES in grado di simulare flussi di neutrini atmosferici e astrofisici (Cap. 5).

La componente dei neutrini prompt e le problematiche ad essa correlate, come l'elevata incertezza sulla produzione di adroni charmati in atmosfera, sono discusse nel Cap. 1. La rilevanza di questa componente per la misura di neutrini astrofisici in rivelatori come ANTARES è descritta nel Cap. 2, dove il rivelatore è descritto in dettaglio. Oltre a costituire un rilevante fondo per la misura di neutrini astrofisici, la misura dei neutrini prompt in ANTARES avrà comunque un grande interesse dal punto di vista dello studio delle interazioni in atmosfera.

Indice

1 I neutrini prompt	11
1.1 Introduzione	12
1.1.1 I raggi cosmici primari	12
1.1.2 Gli sciami atmosferici e la produzione di neutrini nell'atmosfera	16
1.1.3 I neutrini atmosferici	17
1.2 Motivazioni per lo studio dei prompt	20
1.3 Caratteristiche del flusso dei leptoni prompt	20
1.4 Calcolo del flusso di leptoni prompt	25
1.4.1 La produzione di cascate atmosferiche	28
1.4.2 I parametri della cascata	28
1.4.3 I modelli adronici	30
1.4.4 Gli effetti delle parametrizzazioni scelte	35
1.5 Canali per la rivelazione di ν prompt	38
1.5.1 Neutrini prompt dal basso	39
1.5.2 Muoni prompt dall'alto	42
1.5.3 Sciami indotti da ν prompt dall'alto	47

1.5.4	Confronto fra le tecniche	51
1.6	Il flusso di neutrini prompt come fondo al segnale di neutrini astrofisici	52
2	Il telescopio ANTARES	59
2.1	Premessa: l'astronomia dei neutrini	59
2.2	I telescopi per neutrini	61
2.2.1	Introduzione	61
2.2.2	Telescopi ad effetto Cherenkov	63
2.3	Principi e tecniche di rivelazione	66
2.3.1	Interazioni di neutrini	67
2.3.2	L'effetto Cherenkov	70
2.3.3	Topologia degli eventi osservati in un telescopio per neutrini	73
2.3.4	Risposta angolare ed energetica del rivelatore	79
2.3.5	I fondi di μ e di ν atmosferici	85
2.4	Il telescopio ANTARES	89
2.4.1	Caratteristiche del rivelatore	92
2.4.2	Proprietà ottiche del sito di ANTARES	96
2.5	Prestazioni del rivelatore	98
2.5.1	I metodi di simulazione e di ricostruzione	98
2.5.2	Area efficace	106
2.5.3	Risposta del rivelatore per vari indici spettali	112
2.5.4	Sensibilità di ANTARES a flussi di ν astrofisici	113
2.6	Sviluppo del progetto ANTARES	115

3 Il codice di interazione e trasporto FLUKA	119
3.1 Introduzione	119
3.2 I modelli fisici di FLUKA	121
3.2.1 Descrizione delle interazioni adroniche	122
3.2.2 Il modello “PEANUT”	124
3.2.3 Il “Dual Parton Model”	125
3.2.4 Collisioni nucleo-nucleo	128
3.2.5 Produzione di stranezza e di charm nelle collisioni ad alta energia	129
3.3 Caratteristiche delle collisioni nucleone-aria in FLUKA	130
3.4 Validazione del meccanismo di generazione dei neutrini atmosferici in FLUKA	133
4 Il calcolo del flussi di neutrini con FLUKA	135
4.1 Introduzione	135
4.2 La catena di simulazione	137
4.2.1 Geometria	137
4.2.2 Il flusso dei primari	137
4.2.3 Il campo geomagnetico	146
4.2.4 La modulazione solare	147
4.3 La produzione di massa	148
4.4 Analisi dei dati	150
5 La classe NeutrinoFlux	159
5.1 La classe NeutrinoFlux	159

5.1.1	Generalità della classe	160
5.1.2	I flussi di neutrini atmosferici	161
5.1.3	Il fit dei flussi di neutrini atmosferici	171
5.1.4	I flussi di neutrini astrofisici	171
5.2	L'interfaccia di NeutrinoFlux al software di ANTARES	177
5.3	Esempio dell'uso della classe in ROOT	182
6	Conclusioni	183
A	Confronto fra modelli di descrizione dell'atmosfera	189
B	Atm. Neutrino Flux Calculation with FLUKA ...	197
C	La classe C++ NeutrinoFlux	203
C.1	NeutrinoFlux.cxx	203
C.2	NeutrinoFlux.h	238
D	L'interfaccia axl_flux.cpp	245

Capitolo 1

I neutrini prompt

In questo capitolo si discutono gli aspetti legati all'esistenza della componente del flusso di leptoni atmosferici nota come "prompt". Dopo una breve introduzione sui raggi cosmici e sulla generazione di cascate nell'atmosfera, l'accento è posto, in particolare, sui neutrini prompt, analizzando la questione nell'ambito dei telescopi per neutrini della nuova e prossima generazione. Come evidenziato nella sezione 1.1, tale flusso è il risultato finale della catena di decadimento originata dall'interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera terrestre ma, a differenza del flusso "convenzionale" prodotto dal decadimento di π e K , i leptoni prompt hanno come parenti particelle pesanti costituite dal quark *charm*. Segue un quadro generale delle motivazioni e delle implicazioni dello studio di tale problema fisico (sez. 1.2), e delle caratteristiche distinte del flusso (sez. 1.3). Nelle due sezioni successive sono analizzati gli aspetti legati al calcolo teorico del flusso dei prompt, in base ai diversi modelli proposti e alle diverse parametrizzazioni adottate. Infine, nelle sezioni 1.6 e 1.7 sono discusse le principali tecniche osservative suggerite per la rivelazione dei prompt e la possibilità di discriminazione nei confronti dei flussi di neutrini cosmici.

1.1 Introduzione

L'esplorazione dell'Universo ad energie superiori ad 1 TeV da parte dei telescopi per neutrini è impresa ardua. Al di là delle problematiche legate all'esiguità dei flussi e alla scarsa probabilità di interazione, uno dei maggiori ostacoli è rappresentato dall'intenso flusso di μ e di ν prodotti nella catena di decadimento originata nell'interazione dei raggi cosmici primari con gli atomi dell'atmosfera: questi leptoni atmosferici costituiscono un fondo irriducibile per le misure da parte dei rivelatori progettati per la ricerca di neutrini cosmici.

La principale sorgente di neutrini atmosferici è costituita dal decadimento di pioni, kaoni e muoni, secondo la catena descritta nei paragrafi seguenti. Ad energie sufficientemente elevate ($10 \div 100$ TeV) è invece il decadimento semileptonico di particelle di vita breve formate dal quark charm a costituire il canale fondamentale di produzione di ν e μ atmosferici, fino ad energie dell'ordine di 10^5 TeV, sebbene la loro frequenza di produzione sia bassa. A tale flusso di leptoni, non ancora osservato, si dà il nome di leptoni “prompt”, per distinguerlo dalla componente “convenzionale” precedentemente introdotta.

Nell'ambito dei moderni esperimenti condotti con telescopi per neutrini, la questione assume una valenza particolare, in quanto in base alle previsioni effettuate, l'intervallo energetico interessato dal flusso di neutrini prompt (ossia la regione $TeV \div PeV$) coinciderebbe con la finestra osservativa individuata per la ricerca di neutrini da sorgenti astrofisiche. Pertanto, è fondamentale fornire una stima di tale componente irriducibile di fondo atmosferico, in attesa della rivelazione di segnali cosmici.

1.1.1 I raggi cosmici primari

I raggi cosmici primari (RC) sono nuclei e particelle elementari che giungono sulla Terra a velocità relativistiche dall'Universo circostante. Essi pos-

sono avere un'origine galattica o extragalattica, e si ritiene che possano essere accelerati da oggetti astrofisici dinamici, come ad esempio supernova remnants, stelle di neutroni e nuclei galattici attivi. Dopo aver percorso distanze siderali, il flusso di raggi cosmici incide sull'atmosfera terrestre, producendo una gran quantità di particelle secondarie (raggi cosmici secondari) attraverso reazioni nucleari con i nuclei di aria.

Nella storia della fisica delle particelle elementari e dell'astrofisica, gli studi sui raggi cosmici hanno avuto un grandissimo impatto. La stessa fisica delle particelle elementari è nata dall'osservazione dei raggi cosmici: grazie ad essa sono state scoperte particelle come il positrone, il muone ed il pion. Essi offrono inoltre la possibilità di compiere studi sulla materia ad energie molto maggiori di quelle accessibili negli acceleratori, consentendo in alcuni casi di correggere i modelli teorici (basti pensare alle oscillazioni individuate nei neutrini atmosferici e solari). Infine, anche le recenti osservazioni basate sui raggi- γ hanno permesso lo studio di interessanti aspetti dinamici degli oggetti astrofisici, come supernova remnants e nuclei galattici attivi. Tuttavia, l'origine dei raggi cosmici e le grandi energie raggiungibili restano un grande mistero della fisica.

Lo spettro energetico dei RC primari

Lo spettro dei raggi cosmici si estende almeno fino ad energie dell'ordine di 10^{20} eV, e può essere descritto da una legge di potenza con una pendenza media $\alpha = \gamma + 1 \sim -2.7$. Esso è contraddistinto da alcune peculiarità:

- il primo ginocchio ('first knee') - intorno a 3×10^{15} eV si assiste ad un cambiamento di pendenza dello spettro (da -2.7 a -3);
- il secondo ginocchio ('second knee') - intorno a 5×10^{17} eV, il flusso si inflette ulteriormente, passando a un indice $-(3.2 \div 3.3)$;

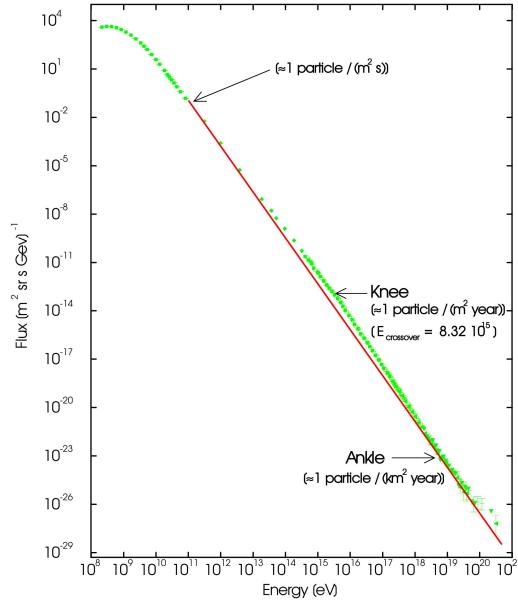


Figura 1.1: Spettro dei raggi cosmici primari.

- tra i 5×10^{17} e 3×10^{18} eV, il forte indice negativo forma un “affossamento” nello spettro (‘dip’);
- oltre i 3×10^{18} eV lo spettro diventa meno ripido. Questa regione dello spettro detta caviglia (‘ankle’), è a tutt’oggi caratterizzata da bassa statistica. Lo spettro sembra presentare un appiattimento (‘flattening’) caratterizzato da un indice spettrale -2.7. Oltre questi valori il numero di eventi diventa così esiguo da cominciare a creare problemi per il riconoscimento di strutture nello spettro.
- Intorno a 10^{19} eV sembra esserci una risalita o un ammassamento (‘bump’). Secondo il Modello Standard lo spettro dei RC dovrebbe esaurirsi ad energie $E > 5 \times 10^{19}$ eV (‘GZK cutoff’[51]) a causa delle interazioni dei protoni con il fondo a microonde.
- Sono stati rivelati, dai telescopi per raggi cosmici di tutto il mondo, 9 eventi di energia superiore ai 10^{20} eV. Ciò depone almeno per un non

abbassamento dell'indice spettrale. A tutt'oggi non è chiaro se il cutoff esista realmente o se questi 9 eventi siano indicativi di processi al di là del Modello Standard.

La composizione dei RC primari

Per quanto concerne la composizione dei primari, studiata da apparati terrestri analizzando il rapporto fra muoni ed elettroni previsto tramite metodi Monte Carlo e quello effettivamente rilevato, oppure mediante analisi di rivelatori in quota (palloni stratosferici), si sa che fino a 10^{15} eV si ha un miscuglio di protoni e nuclei più pesanti, mentre oltre questo valore cominciano a prevalere nuclei più pesanti, come Carbonio, Ossigeno e Ferro. Tale prevalenza appare essere pressochè totale intorno a 5×10^{17} eV. Oltre questa energia, i dati indicano che ricompare una componente leggera, essenzialmente costituita da protoni, che costituirebbe il 90% del flusso intorno a 10^{19} eV, soglia oltre la quale si parla di raggi cosmici di energia estremamente elevata ('EHECR').

La struttura della composizione è simile alla composizione media del sistema solare con alcune importanti anomalie:

- Elementi leggeri (Li, Be, B) [Z=3,4,5] molto più abbondanti che nella media del sistema solare.
- Anche elementi 'sub-iron' ("sotto il Ferro") come Titanio e Vanadio, molto più abbondanti.
- Effetto Pari/Dispari meno marcato.

Tali caratteristiche possono essere spiegate considerando i processi di spallazione subiti dai nuclei primari relativistici con protoni o altri nuclei. Nei processi di spallazione l'energia per nucleone è praticamente conservata. L'esistenza (e l'importanza relativa) dei nucleoni secondari è un'indicazione del

fatto che i raggi cosmici hanno attraversato una certa quantità di densità di colonna dell'ordine di $X \sim 10 \text{ g cm}^{-2}$.

La questione dello spettro e della composizione dei raggi cosmici primari verrà ripresa con maggior dettaglio nel capitolo 4 a proposito del calcolo del flusso di neutrini atmosferici con il codice FLUKA.

1.1.2 Gli sciami atmosferici e la produzione di neutrini nell'atmosfera

Come accennato precedentemente, il flusso di raggi cosmici incidente sulla Terra dà origine ad un'intensa produzione di particelle secondarie, in seguito all'interazione con gli atomi costituenti l'atmosfera. Il flusso di tali particelle crea una cascata, detta “sciami atmosferico”. Le componenti principali di tali raggi cosmici secondari sono muoni, neutrini, elettroni, raggi- γ e neutroni. Mentre gli elettroni e i raggi- γ sono assorbiti nell'aria, i muoni ed i neutrini possono attraversare facilmente grossi spessori di materia ed essere rivelati sottoterra.

In linea di principio, la misura di tali sciami può essere interpretata in termini dello spettro energetico e della composizione dei primari. Le maggiori incertezze del calcolo dei flussi di particelle secondarie, riguardano la conoscenza delle proprietà delle interazioni anelastiche dei nucleoni con i nuclei medio-pesanti, i quali costituiscono la maggior parte dei bersagli atmosferici. Fondamentali sono anche lo spettro energetico e la composizione dei primari, i quali costituiscono gli ingredienti principale del calcolo.

Il problema verrà analizzato più approfonditamente nella sezione 1.4 dedicata al calcolo teorico del flusso neutrini.

1.1.3 I neutrini atmosferici

I neutrini atmosferici sono prodotti nelle catene di decadimento dei mesoni secondari nelle cascate atmosferiche. Lo spettro risultante è regolato dall'energia critica delle particelle parenti, la quale delimita la competizione fra il decadimento e l'interazione delle particelle. Nell'approssimazione di un'atmosfera isoterma, l'energia critica è calcolabile come [1]:

$$\epsilon_{critica} = h_o \frac{mc^2}{c\tau}, \quad (1.1)$$

dove h_o è una costante di scala, c la velocità della luce, m la massa della particella e τ la sua vita media. Al di sotto di $E_{critica}$ predomina il decadimento della particella, mentre al di sopra prevale l'interazione.

Facendo riferimento alla tabella 1.1, si nota che il contributo proveniente dal decadimento dei μ è importante fino a pochi GeV, mentre quello dei π e dei K lo è fino a $1 \div 10$ TeV. Poiché $\epsilon_{K,crit.} > \epsilon_{\pi,crit.}$, lo spettro dei neutrini provenienti dal decadimento dei π decresce prima di quello dei neutrini derivanti dal decadimento dei K , sicché il contributo di questi ultimi acquista maggiore importanza al crescere dell'energia: per $E_\nu > 100$ GeV i kaoni rappresentano la fonte dominante di neutrini, sebbene la probabilità che un raggio cosmico primario produca un π sia più elevata che quella per i K .

Dunque, i neutrini con energie dell'ordine del GeV provengono essenzialmente dalle catene di decadimento dei pioni carichi:

$$\begin{aligned} \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \\ \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu) \end{aligned} \quad (1.2)$$

Nella catena sono generati una coppia $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ per ogni (anti)neutrino elettronico. Questi tre neutrini dispongono ciascuno di $1/4$ dell'energia del pione iniziale.

Particella	Costituenti elementari	mc^2 (MeV)	$c\tau$	$\epsilon_{critica}$ (GeV)	Modi di decadimento	Branching ratio (Γ_i/Γ)
D^+, D^-	$c\bar{d}, \bar{c}d$	1870	$317 \mu m$	3.8×10^7	$e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \text{adr.}$ $\mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \text{adr.}$	$(17.2 \pm 1.9)\%$ --
D^o, \bar{D}^o	$c\bar{u}, \bar{c}u$	1865	$124 \mu m$	9.6×10^7	$e^+ + \nu_e + \text{adr.}$ $\mu^+ + \nu_\mu + \text{adr.}$	$(6.75 \pm 0.29)\%$ --
D_s^+, D_s^-	$c\bar{s}, \bar{c}s$	1969	$149 \mu m$	8.5×10^7	$e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \text{adr.}$ $\mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \text{adr.}$ $\tau^\pm + \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau) + \text{adr.}$ $\tau^\pm + \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$	$(8_{-5}^{+6})\%$ -- -- $(7 \pm 4)\%$
Λ_c^+	udc	2285	$62 \mu m$	2.4×10^8	$e^+ + \nu_e + \text{adr.}$ $\mu^+ + \nu_\mu + \text{adr.}$	$(4.5 \pm 1.7)\%$ --
μ^+, μ^-	leptoni	106	$659 m$	1.0	$e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$	$\simeq 100\%$
π^+, π^-	$u\bar{d}, \bar{u}d$	140	$7.8 m$	115	$\mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$	$\simeq 100\%$
K^+, K^-	$u\bar{s}, \bar{u}s$	494	$3.7 m$	855	$\mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ $\pi^o + e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e)$ $\pi^o + \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$	$(63.51 \pm 0.18)\%$ $(4.82 \pm 0.06)\%$ $(3.18 \pm 0.08)\%$
K_L^0		498	$15.51 m$	205.6	$\pi^\pm + e^\mp + \bar{\nu}_e(\nu_e)$ $\pi^\pm + \mu^\mp + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$	$(38.78 \pm 0.27)\%$ $(27.17 \pm 0.25)\%$
Λ^o	uds	1116	$7.9 cm$	9.0×10^4	$p + e^- + \bar{\nu}_e$ $p + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	$(8.32 \pm 0.14) \times 10^{-4}$ $(1.57 \pm 0.35) \times 10^{-4}$

Tabella 1.1: Proprietà delle principali particelle sorgenti di neutrini secondo il “Particle Data Group” [2]. Le energie critiche sono calcolate in base alla relazione (1.1), con $h_o=6.4$ km. Sono considerati solo i decadimenti (semi)leptonici inclusivi. I trattini indicano l’assenza di dati diretti ma, grazie all’universalità $\mu - e$, ci si aspetta che i branching ratio per i decadimenti di μ ed e siano simili. Nota: nel decadimento dei μ sono inclusi i modi radiativi $e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \gamma$.

Attraverso la catena di decadimento dei parenti è possibile ricavare alcune caratteristiche fondamentali del flusso di neutrini atmosferici. Per energie di 1 GeV praticamente tutti i mesoni prodotti decadono prima di raggiungere il suolo: ad esempio, la lunghezza di decadimento di un muone di 1 GeV è circa 6 km, mentre la lunghezza verticale caratteristica delle cascate atmosferiche è tipicamente 20 km. Di conseguenza, lo spettro dei neutrini originati segue lo spettro dei raggi cosmici primari. Al crescere dell'energia, a causa della dilatazione relativistica della lunghezza di decadimento $\gamma c\tau$, i pioni secondari tendono sempre di più ad interagire. Come detto, sopra l'energia critica dei pioni il canale di decadimento dei kaoni assume un ruolo sempre più importante nella produzione di neutrini. In sostanza, la competizione interazione/decadimento dei mesoni secondari irripidisce lo spettro dei neutrini di una legge di potenza rispetto allo spettro dei RC primari ($\sim E_\nu^{-(\gamma+1)}$, dove γ è l'indice spettrale dei RC primari).

Un ulteriore contributo al cambiamento di pendenza proviene dalla componente muonica, che tende a modellare lo spettro di neutrini da essi originati secondo una legge $\sim E_\nu^{-(\gamma+2)}$ [79]. Questo spiega perchè lo spettro dei ν_e sia più ripido di quello dei ν_μ , che possono invece essere generati anche direttamente nei decadimenti di mesoni. Ad alte energie sono i K_L^0 a dominare la produzione di ν_e .

Al di sopra di $1 \div 10$ TeV, dove la componente convenzionale del flusso atmosferico decresce fortemente, assume sempre più importanza il decadimento semileptonico di particelle costituite dal quark pesante charm. Come detto, esso dà origine alla componente prompt del flusso atmosferico di neutrini, la quale rappresenta la sola componente atmosferica fino ad energie dell'ordine di 10^5 TeV. L'analisi di tale flusso sarà approfondita nella restante parte del capitolo.

1.2 Motivazioni per lo studio dei prompt

Lo studio di leptoni prompt e, in particolare, di ν prompt è sostenuto da diverse motivazioni, interessando differenti ambiti della fisica delle particelle di alte energie.

- L'eventuale misura dei ν prompt imporrà dei vincoli sulla sezione d'urto di produzione di charm ad alte energie [5].
- E' stato mostrato come l'indice spettrale del flusso dei prompt dipenda linearmente dalla pendenza della funzione di distribuzione dei partoni a valori di x_F (frazione di impulso del partone) molto piccoli, non raggiungibili negli acceleratori [6, 7].
- Il decadimento del mesone strano charmato D_s rappresenta l'unica fonte diretta di ν_τ di alta energia nell'atmosfera, che si aggiungono, costituendone un fondo, a quelli provenienti dalle oscillazioni di sapore dei ν_μ atmosferici ed extraterrestri [8].
- Come già asserito, tale flusso rappresenta uno dei più importanti fondi per i telescopi per neutrini, limitandone la sensibilità nei confronti di segnali astrofisici, soprattutto per i futuri rivelatori di scala kilometrica che dovrebbero essere in grado di osservare muoni e neutrini fino ad energie estremamente elevate (10^{12} GeV).

L'analisi di quest'ultimo importante aspetto rappresenta lo scopo di questo lavoro di tesi.

1.3 Caratteristiche del flusso dei leptoni prompt

Come detto, ad alte energie la componente dei prompt costituisce il contributo atmosferico dominante: per il flusso di ν_μ verticali ciò è vero al di

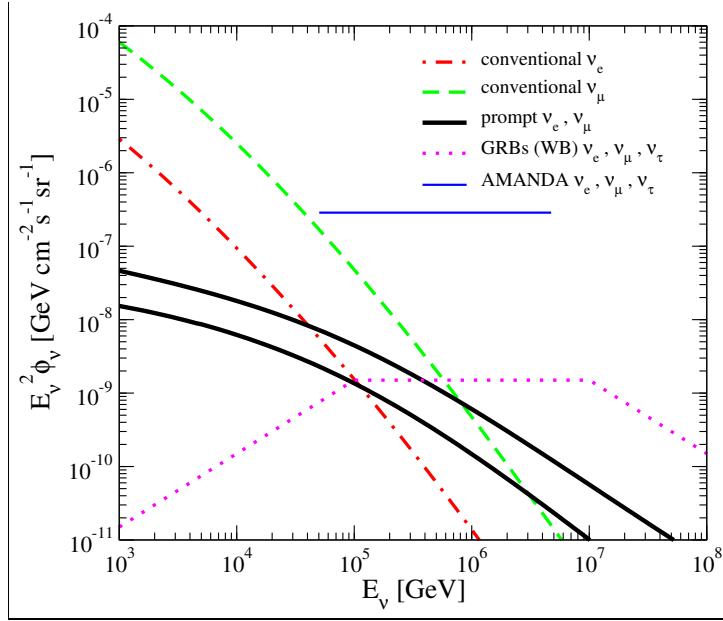


Figura 1.2: Principali componenti dello spettro dei neutrini ($\nu + \bar{\nu}$) ad alta energia [15]. Per i neutrini atmosferici è considerato lo scenario di Candia e Roulet [16]; il flusso atmosferico convenzionale è stato mediato sull'angolo di zenith. Le due linee per i prompt si riferiscono a due differenti funzioni di distribuzione (CTEQ3 [11] e GBW [14]). Si noti come i flussi di neutrini muonici ed elettronici prompt coincidano. È mostrata, inoltre, la previsione di Waxman-Bahcall per i flussi extragalattici diffusi provenienti da GRB [17].

sopra di energie dell'ordine del centinaio di TeV, e dell'ordine del PeV per il flusso orizzontale: infatti, a grandi angoli di zenith gli adroni charmati prodotti nell'alta atmosfera subiscono una minore attenuazione prima di decadere. Nel caso di ν_e le rispettive energie sono un ordine di grandezza inferiore (vedi figura 1.2), in quanto la componente atmosferica di ν_e convenzionali è inferiore a quella dei ν_μ ¹.

Vi è ancora grande incertezza sul valore possibile dell'energia di 'crossover',

¹Il loro rapporto diminuisce al crescere dell'energia [4] e dipende fortemente dal rapporto K/π (noto con incertezza del 30% circa) [79].

ovvero della regione dello spettro al di sopra della quale predomina la componente dei neutrini prompt. Infatti, in letteratura esistono previsioni differenti anche per 2 ordini di grandezza. Come mostrato da Costa nel suo lavoro compilativo [9], il valore dell'energia di crossover dipende sia dal calcolo del flusso di neutrini convenzionali che dal modello adottato per il calcolo dei prompt. Per esempio, nel caso del modello di Thunman *et al.* [10], basato sulla QCD perturbativa, l'energia di crossover è $E_\nu \sim 1000$ TeV. D'altra parte, nell'ambito della NLO QCD perturbativa (“Next To Leading Order pQCD”), Pasquali *et al.* [11] calcolano un crossover intorno ai 100 TeV. Un più recente modello di NLO QCD perturbativa sviluppato Martin *et al.* [14], prevede un crossover prossimo ai 500 TeV.

Vi sono numerosi canali di decadimento delle particelle charmate con una coppia di leptoni e uno o più adroni nello stato finale [2]. Come sintetizzato in tabella 1.1, si tratta soprattutto di mesoni D e dell'iperione Λ_c^+ , che decadono secondo le reazioni:

$$D \rightarrow K, \pi + l + \nu_l$$

$$\Lambda_c \rightarrow \Lambda_o + l + \nu_l$$

I ‘branching ratio’ per i decadimenti puramente leptonici sono molto piccoli, tranne nel caso $D_s^\pm \rightarrow \tau^\pm + \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$, che costituisce la principale sorgente di neutrini τ atmosferici. Lo spettro dei leptoni prompt segue l'andamento dello spettro dei raggi cosmici ed è, quindi, meno ripido di quello dei ν convenzionali. Ciò deriva dal fatto che il tempo di decadimento τ del charm (e quindi anche la sua lunghezza di decadimento $L = \gamma c\tau$) è molto più piccolo² rispetto al caso dei π e dei K , sebbene gli adroni charmati siano prodotti con una frequenza 10^{-4} volte minore dei mesoni non charmati. Per i neutrini atmosferici convenzionali la dipendenza energetica del flusso è del tipo $\sim E^{-(3 \div 3.7)}$; a causa della dilatazione temporale relativistica, maggiore è l'energia dei mesoni atmosferici, maggiore sarà la perdita di energia durante la

²da cui il nome prompt.

loro propagazione prima di decadere. Questo effetto comporta l’irripidirsi dello spettro alle alte energie ($\sim E^{-3.7}$ sopra i 10 TeV). Il flusso dei prompt, invece, segue una legge del tipo $\sim E^{-(2.7 \div 3)}$.

Gli elettroni prompt altamente energetici, subiscono notevoli perdite energetiche nello sviluppo della cascata elettromagnetica. Per gli analoghi muoni, invece, l’interazione elettromagnetica è molto più debole, ed è stato dimostrato che il loro flusso sulla superficie è solo il 10% più piccolo di quello dei ν_μ prompt [12]. I leptoni provenienti dal decadimento di π e di K originati, a loro volta, dal decadimento degli adroni charmatis, costituiscono il cosiddetto contributo “secondario”. Tale flusso, limitato ad energie sotto i 10 TeV circa, è approssimativamente tre ordini di grandezza inferiore al flusso dei rispettivi leptoni convenzionali³, di cui segue l’andamento spettrale, e il rapporto dei due flussi è costante al variare dell’angolo di zenith [11].

Poiché i leptoni prompt sono originati nelle cascate adroniche in seguito alle collisioni dei raggi cosmici con l’atmosfera, si potrebbe supporre che il flusso di ν prompt dipenda da i seguenti fattori:

- l’altezza h di produzione;
- l’angolo θ di zenith;
- il sapore del leptone;
- lo spettro dei RC primari.

In realtà il flusso non dipende da h , giacchè è ragionevole pensare che i leptoni prompt siano generati nelle primissime interazioni dei raggi cosmici, quando questi sono ancora abbastanza energetici. Il flusso è indipendente anche da θ , in quanto gli adroni charmatis sono molto più massivi dei π e dei K e, pertanto, decadono prima di interagire; in tal modo non si assiste a

³Comunque, il contributo secondario è significativo rispetto al flusso dei prompt, ma solo per energie dell’ordine del centinaio di GeV .

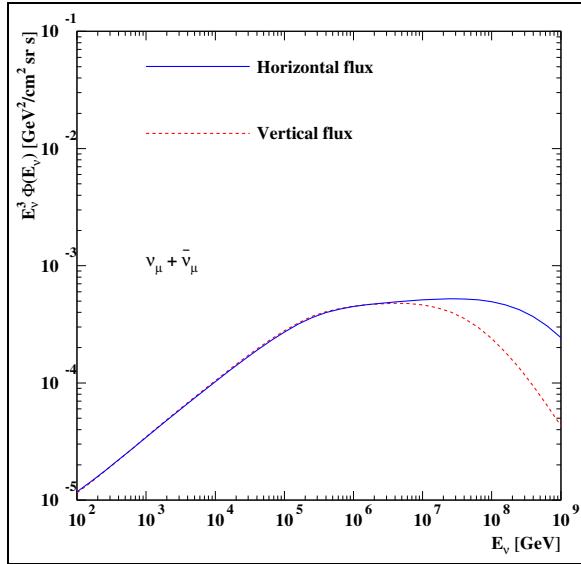


Figura 1.3: Flussi di $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ prompt prodotti da raggi cosmici incidenti verticalmente (linea punteggiata) e orizzontalmente (linea continua) [14].

quella competizione fra decadimento e interazione che implica la dipendenza da $\sec\theta$ caratterizzante il flusso convenzionale. Il flusso dei prompt è, quindi, praticamente isotropico in un vasto intervallo di energia⁴.

Al di sopra dell’energia critica del charm è presente, invece, una certa dipendenza angolare. In figura 1.3 sono paragonati i flussi di ν prompt originati da RC primari incidenti verticalmente ed orizzontalmente. La sensibilità nei confronti dell’angolo di zenith deriva dal fatto che, all’aumentare dell’atmosfera traversata, gli adroni charmati hanno più tempo per decadere e, quindi, per produrre più neutrini di alta energia. Infatti, il flusso nella direzione orizzontale appare maggiore. Questa caratteristica permetterebbe la discriminazione dei ν cosmici da quelli atmosferici [14].

Un’importante proprietà, quasi indipendente dal modello usato, ed utile alla discriminazione del flusso dei prompt, è data dai rapporti $\nu/\bar{\nu}$ e dai

⁴Ad esempio, nell’intervallo $1 \text{ TeV} \leq E_\nu \leq 1000 \text{ TeV}$ l’isotropia massima è circa il 4-5% per i ν prompt, e < 20% per i μ prompt [13].

rapporto dei sapori ('flavour') ν_μ/ν_e , entrambi prossimi ad 1. Il flusso di leptoni prompt è indipendente dal sapore⁵, dato che questi sono prodotti dalle molto più massive particelle D e Λ , e poiché i branching ratio per i sapori dei diversi leptoni sono comparabili. Pertanto, i flussi di ν_μ e ν_e prompt sono praticamente uguali (vedi figura 1.2).

E' invece fondamentale l'effetto dello spettro e della composizione dei raggi cosmici primari: basti pensare che al variare dell'indice spettrale dello spettro, si ottengono differenze nei risultati pari anche ad un ordine di grandezza [9]. Inoltre, per lo stesso spettro, una composizione più pesante implica un flusso minore di nucleoni primari e, quindi, corrisponde a flussi di neutrini minori⁶ [16].

1.4 Calcolo del flusso di leptoni prompt

Possiamo schematizzare la sequenza alla base dell'origine dei leptoni prompt come:

- produzione di coppie $c\bar{c}$;
- frammentazione in adroni charmati;
- decadimento.

Per energie $< 10^7$ GeV è possibile stimare lo spettro leptónico considerando il prodotto degli impulsi delle varie distribuzioni (vedi relazione (1.12)). Ad energie superiori la lunghezza di decadimento dei mesoni D diviene confrontabile con l'estensione dell'atmosfera, ed è necessario seguire con maggior dettaglio lo sviluppo della cascata. Essa è descritta in termini della "profondità" x ('slant depth', g/cm^2) dell'atmosfera attraversata da una particella in direzione verticale ($x = 0$ corrisponde alla sommità dell'atmosfera).

⁵Si vedano, ad esempio, le referenze [6, 10, 18]

⁶L'aspetto verrà ripreso nella sezione 4.2.2, dedicata al flusso dei RC primari.

Il calcolo del flusso di leptoni prompt è stato sviluppato negli ultimi venti anni⁷, al fine principale di verificare gli effetti della scelta di un particolare modello di produzione di charm. Per calcoli dettagliati si consulti, ad esempio, [18, 19, 20]; qui seguiremo la notazione di quest'ultima referenza, presentandone solo i passi principali. Lo schema del calcolo è sostanzialmente lo stesso per i diversi autori, ed ha come punto di partenza lo spettro iniziale dei raggi cosmici primari:

$$\Phi_N(E_N, x = 0) = N_o E_N^{-(\gamma+1)}, \quad (1.3)$$

dove $\Phi_N(E_N, x = 0)$, dato in $(GeV \cdot cm^2 \cdot s \cdot sr)^{-1}$, è il flusso differenziale di nucleoni con energia E_N (GeV), N_o rappresenta la normalizzazione, mentre γ è l'indice spettrale dello spettro dei primari. Alla profondità x lo spettro sarà espresso da:

$$\Phi_N(E_N, x, \theta) = N_o E_N^{-(\gamma+1)} e^{-x/\Lambda_N}, \quad (1.4)$$

dove Λ_N è la lunghezza di attenuazione nucleonica. Il flusso risultante di particelle secondarie è calcolato attraverso una convoluzione del flusso primario con lo spettro delle particelle secondarie:

$$\Phi_i(E_i, x, \theta) = K_i(E_i, \gamma) \int_0^x dx' \left(\frac{x'}{x} \right)^\eta \exp \left(-\frac{x - x'}{\lambda_i} - \frac{x'}{\Lambda_N} \right), \quad (1.5)$$

dove l'indice i si riferisce alla particella charmata ($i = D^\pm, D^o, \bar{D}^o, D_s^\pm, \Lambda_c^+$), ed η è definita dal rapporto:

$$\eta = \frac{\epsilon_{critica}}{E_i \cos \theta}, \quad (1.6)$$

dove la dipendenza angolare è valida⁸ per angoli di zenith $\leq 60^\circ$. λ_i è la lunghezza di interazione della particella charmata (g/cm^2). Lo spettro di

⁷Si consulti, ad esempio, [18] e le referenze in esso contenute.

⁸per angoli maggiori occorre considerare la curvatura della Terra.

produzione delle particelle charmate, pesato su quello dei nucleoni primari, è dato da:

$$K_i(E_i, \gamma) = \int_{E_i}^{\infty} dE_N \frac{N_o}{\lambda_N} E_N^{-(\gamma+1)} \frac{dW^{N_i}(E_i, E_N)}{dE_i} = \frac{N_o}{\lambda_N} E_i^{-(\gamma+1)} Z_{N_i}(\gamma), \quad (1.7)$$

dove dW^{N_i}/dE_i denota la distribuzione di energia delle particelle secondarie, e rappresenta la probabilità che una particella di tipo i con energia E_i sia creata nell'interazione con un atomo atmosferico, da parte di un nucleone incidente N di energia E_N . $Z_{N_i}(\gamma)$ rappresenta l'impulso pesato sullo spettro di produzione della particella, detto "impulso-Z":

$$Z_{N_i}(\gamma) = \int_0^1 x_F^\gamma \frac{dW^{N_i}}{dx_F} dx_F, \quad (1.8)$$

dove x_F è la variabile di Feynman $x_F \equiv p_L/p_L^{max}$, essendo p_L l'impulso longitudinale della particella prodotta⁹.

Il flusso di leptoni $\Phi_l(E_l, x, \theta)$ è dato da:

$$\Phi_l(E_l, x, \theta) = \int_0^x dx'' \int_{E_i^{max}}^{E_i^{min}} dE_i \frac{df^l}{dE_l} D_i(E_i, x'', \theta), \quad (1.9)$$

dove df^l/dE_l è la distribuzione di energia dei leptoni prodotti e $D_i(E_i, x'', \theta)$ rappresenta lo spettro dei parenti alla profondità x'' , dato da:

$$D_i(E_i, x'', \theta) = B_i \frac{1}{d_i} \Phi_i(E_i, x'', \theta), \quad (1.10)$$

$$d_i = \frac{x''}{\eta} = \frac{x'' \cos \theta E_i}{\epsilon_{critica}}, \quad (1.11)$$

dove B_i è il branching ratio del decadimento della particella parente i , e d_i rappresenta la lunghezza di decadimento della stessa.

Costa e Salles [21] presentano una soluzione approssimata, valida per energie al di sotto dell'energia critica del charm ($\approx 10^8$ GeV) e per valori di x confrontabili con l'estensione atmosferica:

$$\Phi_l(E) \approx Z_{i \rightarrow l}(E) \times Z_{N \rightarrow i}(E) \times (\Lambda_N/\lambda_N) \times \Phi_N(E, 0). \quad (1.12)$$

⁹Nel limite di ad alte energie tale variabile rappresenta anche la frazione dell'energia della particella parente ($x_F = E_i/E_N$).

L'espressione, letta da destra verso sinistra, riproduce la sequenza di formazione: il flusso dei RC primari è attenuato, quindi produce particelle charmate, le quali decadono in leptoni prompt. Come detto, al di sopra dell'energia critica del charm, è necessario tener presente la lunghezza di interazione del charm e, quindi, considerare la soluzione completa.

Per quanto riguarda il flusso di ν_τ , è sufficiente calcolare un impulso-Z generalizzato di decadimento, per l'equazione precedente, che tenga in conto la catena di decadimento:

$$D_s \rightarrow \tau \nu_\tau \rightarrow \nu_\tau X \quad (1.13)$$

dove X rappresenta o la coppia $\mu \nu_\mu$ oppure un mesone [22].

1.4.1 La produzione di cascate atmosferiche

Realizzato il calcolo, occorre porre l'attenzione sulla generazione e lo sviluppo degli sciami atmosferici. Nei paragrafi successivi sono elencate alcune delle parametrizzazioni esistenti, e si discutono gli effetti singoli e combinati della scelta dei vari “ingredienti” necessari alla caratterizzazione del processo.

1.4.2 I parametri della cascata

Considerando il cambio di pendenza nello spettro dei RC primari, in corrispondenza del “ginocchio”¹⁰, si può riscrivere il flusso come:

$$\Phi_N(E_N, x = 0) = N_1 E_N^{-(\gamma_1+1)} \quad (E_N < E_{knee}(GeV)); \quad (1.14)$$

$$\Phi_N(E_N, x = 0) = N_2 E_N^{-(\gamma_2+1)} \quad (E_N > E_{knee}(GeV)), \quad (1.15)$$

dove i parametri γ e N sono dati nella tabella 1.2, per diversi autori.

¹⁰Il ginocchio (‘knee’) si colloca intorno ai 3000 TeV.

Autore	N_1	γ_1	E_{knee}	N_2	γ_2
Lipari	1.70	1.70	--	-	-
Akeno	1.35	1.62	4.67×10^6	630	2.02
Bugaev (F)	1.02	1.62	1.9×10^6	323	2.02
Bugaev (D)	1.02	1.62	5.2×10^5	193	2.02
TIG	1.70	1.70	5×10^6	174	2.00

Tabella 1.2: Flusso dei raggi cosmici primari, secondo differenti autori [9]. Sono mostrati i valori dei parametri per $E < E_{knee}$ (1) e per $E > E_{knee}$ (2).

La lunghezza di interazione nucleonica λ_N , che rappresenta il libero cammino medio dei nucleoni nell'atmosfera (g/cm^2), è collegata alla sezione d'urto totale anelastica per le collisioni dei nucleoni con i nuclei di aria:

$$\lambda_N = \frac{A \cdot m_p}{\sigma_{in}^{N-aria}(E)}, \quad (1.16)$$

dove A è il numero atomico medio per l'aria, m_p è la massa del protone e σ è la sezione d'urto $N - aria$ espressa in mb . Esistono, comunque, diverse parametrizzazioni della sezione d'urto σ_{in}^{N-aria} in funzione dell'energia.

A governare il decadimento esponenziale del flusso nucleonico al crescere della profondità, è la lunghezza di attenuazione Λ_N , data da:

$$\Lambda_N = \frac{\lambda_N}{1 - Z_{NN}(\gamma)}, \quad (1.17)$$

dove gli impulsi-Z pesati sullo spettro Z_{NN} tengono conto della probabilità di sopravvivenza dei nucleoni.

Per quanto concerne il flusso di particelle charmate di tipo- i , la corrispondente lunghezza di interazione è calcolabile sostituendo la sezione d'urto relativa all'interazione N -aria con quella i -aria, nell'equazione (1.16). Come del resto accade per la sezione d'urto nucleonica anelastica, vi sono diverse parametrizzazioni per la sezione d'urto del charm: alcuni autori adottano una σ costante [23], altri una σ crescente con l'energia secondo una legge di potenza [24] o in maniera logaritmica [18].

1.4.3 I modelli adronici

Diversi calcoli relativi al flusso dei prompt sono stati presentati, in base a specifici modelli di produzione di charm. Le previsioni sono alquanto differenti fra loro: come si evidenzierà nel paragrafo successivo, i flussi calcolati possono essere traslati fino ad un ordine di grandezza per un dato modello di charm in base alla parametrizzazione adottata, mentre il disaccordo fra modelli di charm alternativi può raggiungere anche i due ordini di grandezza.

La forte dipendenza dal modello è dovuta alla necessità di estrapolare dati relativi alla produzione di charm ottenuti alle energie degli acceleratori, per le energie molto maggiori relative alle collisioni dei raggi cosmici. Infatti, vi sono grandi incertezze nella stima del flusso al di sopra di 100 TeV, a causa della cattiva conoscenza del processo di produzione ad alte energie. Ovviamente tali previsioni possono essere affidabili solo se ricavate a partire da effettivi dati di produzione di charm ed usando un modello fisico appropriato. Inoltre, il confronto fra le diverse stime è complicato dal fatto che i vari autori non utilizzano gli stessi codici per la generazione di sciami atmosferici.

L'aspetto fondamentale riguarda il comportamento degli impulsi pesati sullo spettro, dati da uno specifico modello di produzione di charm. I modelli di produzione di charm possono sostanzialmente essere divisi in tre gruppi:

- “**Quark Gluon String Model**” (**QGSM**) - E’ un modello semiempirico basato sui calcoli di QCD non perturbativa eseguiti da Kaidalov e Piskunova [25], normalizzato sui dati degli acceleratori, ed applicato da Volkova *et al.* [19] al calcolo del flusso di muoni prompt. La parametrizzazione adottata per lo spettro rispettivamente per la produzione di D e di Λ_c è data da:

$$\frac{df_i}{dx_F} = \frac{1.08}{x_F} (1 - x_F)^5 \quad (1.18)$$

$$\frac{df_i}{dx_F} = 1.4 (1 - x_F)^{0.4} \quad (1.19)$$

Modello	γ	ξ	E_γ (GeV)	$Z_\gamma(D^+)$	$Z_\gamma(D^o, \bar{D}^o)$	$Z_\gamma(\Lambda_c^+)$
RQPM-FS	1.62	-	-	4.88×10^{-4}	4.73×10^{-4}	4.36×10^{-4}
	2.02	-	-	3.14×10^{-4}	3.09×10^{-4}	2.95×10^{-4}
RQPM-SV	1.62	0.096	10^3	5.55×10^{-4}	5.35×10^{-4}	4.9×10^{-4}
	2.02	0.076	10^6	6.65×10^{-4}	6.55×10^{-4}	6.2×10^{-4}

Tabella 1.3: Gli impulsi-Z secondo il RQPM.

Gli impulsi-Z sono calcolati secondo la (1.7), con

$$\frac{dW^{Ni}}{dx_F} = \frac{\sigma_{NA}^i}{\sigma_{in}^{N-aria}} \frac{df_i}{dx_F} \quad (1.20)$$

La dipendenza energetica di σ_{in}^{N-aria} è di tipo \log^2 mentre, per la sezione d'urto inclusiva σ_{NA}^i della produzione di charm, è praticamente logaritmica.

- “**Recombination Quark Parton Model**” (RQPM) - Segue un approccio fenomenologico di tipo non perturbativo, includendo il contributo del charm intrinseco al processo di produzione, in cui una coppia $c\bar{c}$ è accoppiata a più di un costituente dell'adrone proiettile, come descritto da Bugaev *et al.* [18, 26]. Assumendo lo scaling di Feynman (RQPM-FS), gli impulsi-Z sono assunti costanti:

$$Z_{Ni}(\gamma) = Z_\gamma = \text{cost.} \quad (1.21)$$

Se, invece, si assume una violazione dello scaling (RQPM-SV), si può esprimere la parametrizzazione della produzione di charm come:

$$Z_{Ni}(\gamma) = Z_\gamma \left(\frac{E_N}{E_\gamma} \right)^\xi \quad (1.22)$$

con $\xi = 0.177 - 0.05 \cdot \gamma$. I parametri per le diverse particelle, con e senza scaling, sono dati nella tabella 1.3.

- “**perturbative QCD calculation**” (pQCD) - Si basa sulla QCD perturbativa, secondo i calcoli di Thunman, Ingelman e Gondolo (*TIG*)

[10]: servendosi del codice Monte Carlo PYTHIA [27], gli autori valutano esplicitamente la produzione di charm, fino al primo ordine ('leading order', LO) per la costante di accoppiamento ed includendo gli effetti del secondo ordine ('next-to-leading order', *NLO*) per le distribuzioni. Gli impulsi-Z delle particelle Λ_c^+ e D_s sono derivati rispettivamente considerando $Z(\Lambda_c^+) \approx 0.3Z(D)$ e $Z(D_s) \approx 0.2Z(D)$, secondo i valori assunti per i rispettivi rapporti di sezioni d'urto. Più recentemente Gelmini, Gondolo e Varieschi (GGV) [6, 7, 28] hanno incluso nel calcolo del flusso dei leptoni il contributo delle previsioni NLO, calcolandolo esplicitamente, mentre TIG scalano le sezioni d'urto al primo ordine di un fattore costante $K = 2$, per ottenere il contributo NLO. La differenza principale fra i due calcoli risiede nell'estrapolazione della funzione di distribuzione dei gluoni; i codici di produzione di cascate atmosferiche sono, invece, gli stessi. La stima del flusso dei prompt richiede la presa in considerazione dei termini di ordine superiore della sezione d'urto di produzione di charm, i quali dipendono fortemente dal comportamento delle funzioni di distribuzione dei partoni a piccoli valori di x_F , al di sotto di quelli attualmente raggiunti negli acceleratori. Si calcola che la sezione d'urto NLO sia un fattore $2 \div 2.5$ più grande rispetto a quella LO. L'utilizzo di un valore maggiore per la pendenza della funzione di distribuzione dei gluoni per piccole frazioni di impulso fa sì che i flussi leptonici risultino sensibilmente maggiori, rispetto al precedente calcolo di TIG. Il modello di GGV verrà approfondito nel paragrafo 1.5.2. Sempre nel versante della NLO-pQCD, Pasquali *et al.* [11] hanno presentato un calcolo alternativo, i cui risultati sono in buon accordo con i dati forniti da diversi esperimenti, i quali hanno misurato un eccesso nel flusso di muoni al di sopra di ~ 100 TeV [29, 30, 31]; tale eccesso non può, invece, essere spiegato con il precedente calcolo di TIG¹¹. In generale, è stato notato come con l'inclusione dei contribu-

¹¹Comunque, tale eccesso può essere giustificato anche con modelli di produzione di

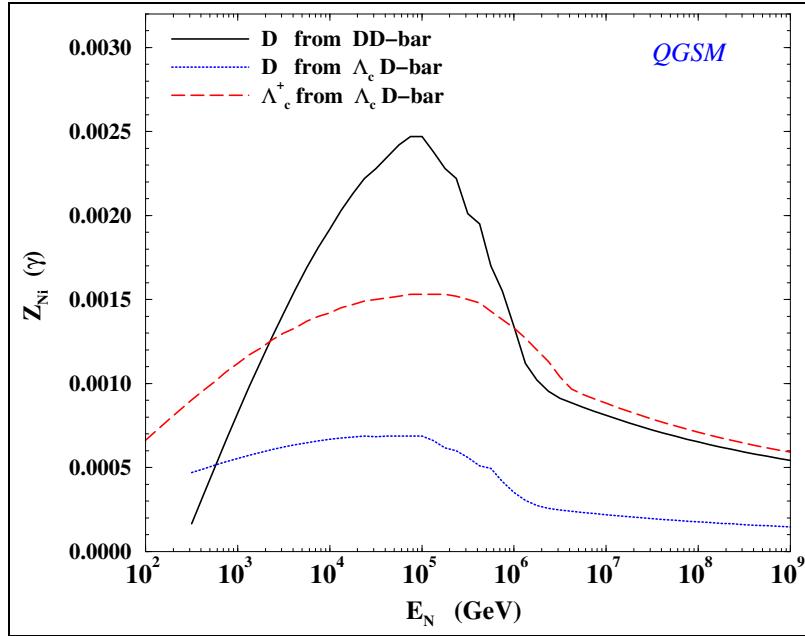


Figura 1.4: Componenti degli impulsi-Z per il QGSM, in funzione dell’energia [9].

ti NLO, la pQCD dia una descrizione soddisfacente dei dati osservati negli esperimenti di produzione di charm. Infine, un altro importante contributo è rappresentato dal calcolo di Martin *et al.* [14] i quali, grazie all’accuratezza nell’estrapolazione della distribuzione di gluoni del protone per piccoli valori di x_F , mostrano come la sezione d’urto di produzione di charm possa essere calcolata nell’ambito della NLO-pQCD entro un fattore 3.

Nelle figure 1.4, 1.5 e 1.6 sono rappresentate le componenti degli impulsi-Z per i tre casi [9]. I primi due modelli, rispetto all’approccio della QCD perturbativa (al primo ordine), prevedono un’estrapolazione ad alte energie comparabile in termini di valore di Z ; nel caso dei modelli basati sulla pQCD, gli impulsi hanno un valore molto inferiore. D’altra parte, come asserito, l’inclusione del contributo NLO nel calcolo permette di migliorare notevolmente

charm non perturbativi.

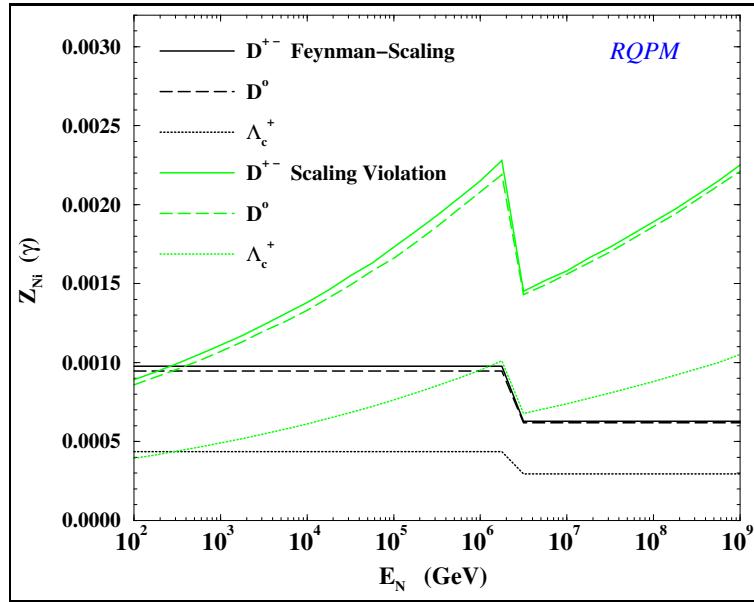


Figura 1.5: Componenti degli impulsi-Z per il RQPM, in funzione dell’energia [9].

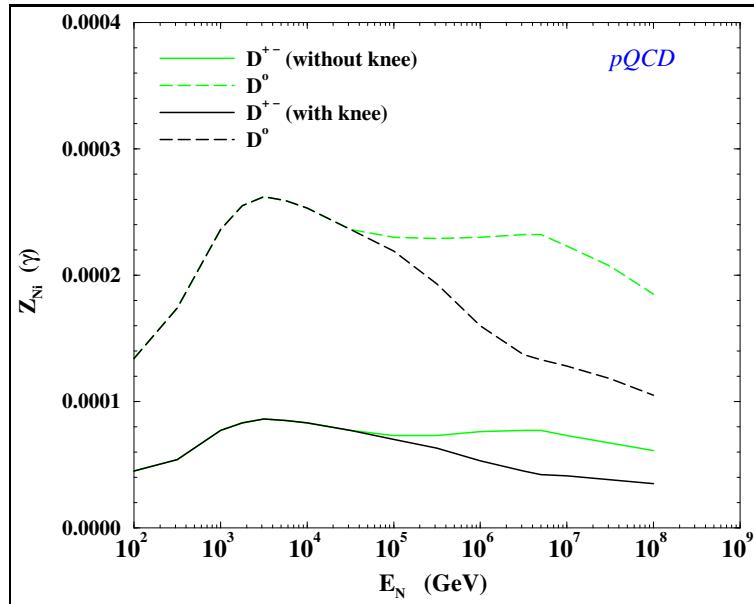


Figura 1.6: Componenti degli impulsi-Z per la pQCD, in funzione dell’energia [9].

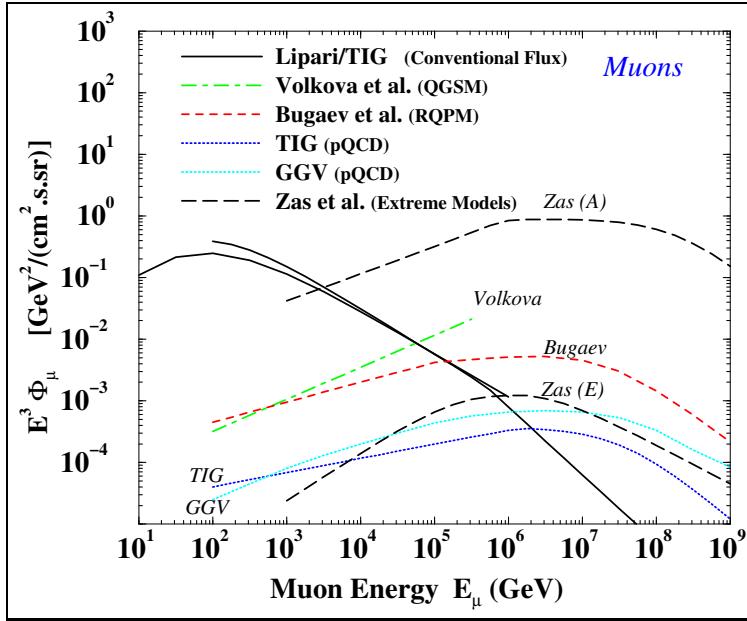


Figura 1.7: Confronto fra i flussi differenziali verticali di muoni calcolati al livello del mare da diversi autori [21]. I flussi sono moltiplicati per E_μ^3 .

l'accordo con i dati sperimentali, fornendone un'interpretazione adeguata. Di fatto la NLO-pQCD rappresenta attualmente il modello adronico più affidabile.

1.4.4 Gli effetti delle parametrizzazioni scelte

In figura 1.7 sono confrontati i flussi atmosferici di muoni calcolati da diversi autori: si evince come l'energia di crossover fra le componenti convenzionale e prompt dovrebbe verificarsi nella regione energetica $2 \times 10^3 \div 2 \times 10^6$ GeV. L'incertezza è piuttosto significativa, se si pensa che lo stesso flusso dei prompt si estende per pochi ordini di grandezza. E' opportuno sottolineare che le diverse curve fanno riferimento anche a differenti codici per la produzione di cascate atmosferiche, oltre che a differenti modelli di produzione di charm. In figura sono mostrate anche le due curve corrispondenti ai risultati

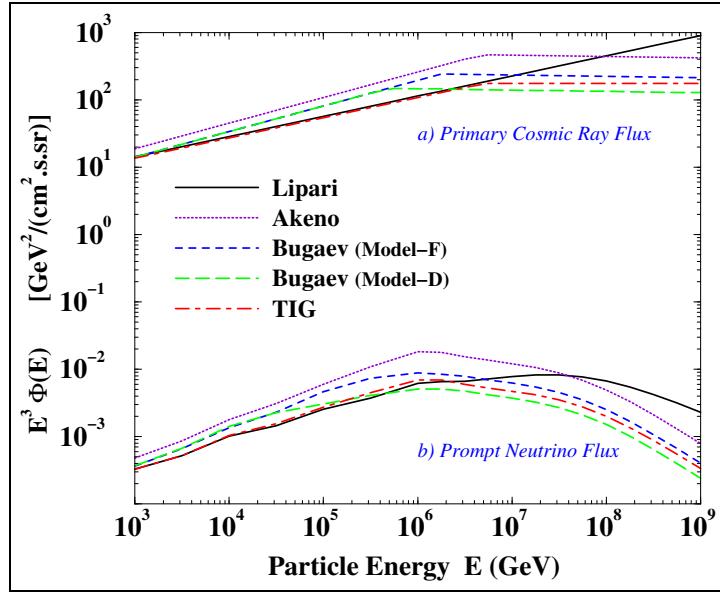


Figura 1.8: Confronto fra gli spetttri primari [21], ottenuti con differenti parametrizzazioni (a); confronto fra i corrispondenti flussi di ν prompt, assumendo fissati tutti gli altri parametri (b).

ottenuti da E. Zas *et al.* [20]: gli autori hanno calcolato i casi estremi della produzione di charm, ottenendo un modello per alte frequenze di produzione (detto “Modello-A”) ed uno per basse frequenze (detto “Modello-E”).

Passando all’analisi degli effetti che i singoli “ingredienti” hanno nel calcolo del flusso, si nota come lo spettro dei RC primari incida notevolmente sul risultato. Tale aspetto è mostrato in figura 1.8: le differenze fra i diversi flussi di ν prompt aumentano con l’energia. La lunghezza di interazione nucleonica non è rilevante¹², mentre la lunghezza di interazione del charm esercita qualche influenza solo al di sopra dell’energia critica del charm, dove è possibile discriminare i modelli fino ad un fattore due. La maggiore incertezza deriva dalle sezioni d’urto inclusive della produzione di charm, che

¹²l’eccezione è rappresentata dalla lunghezza di interazione costante adottata da Lipari, il cui valore sovrastimato ad alte energie comporta una decrescita del flusso di ν .

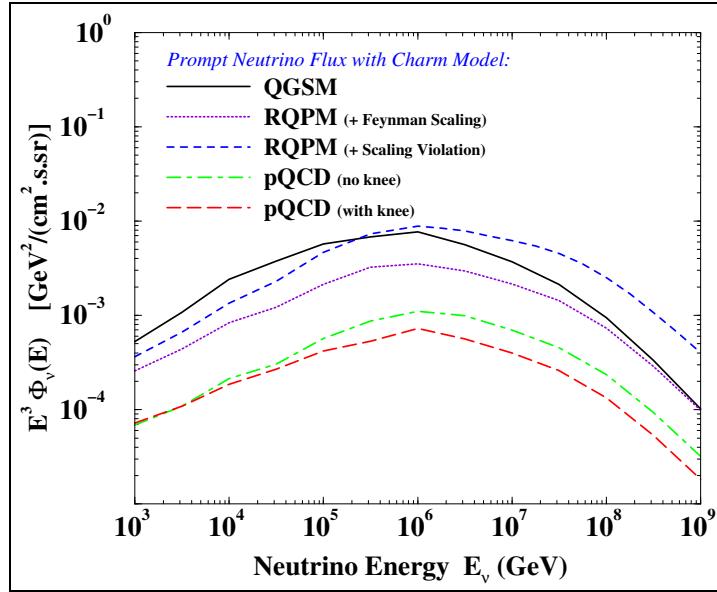


Figura 1.9: Confronto fra i flussi di ν prompt per differenti modelli di produzione di charm, assumendo fissati tutti gli altri parametri [9].

si propagano quindi nel calcolo dei flussi di ν prompt, comportando le notevoli differenze mostrate in figura 1.9.

Consideriamo ora gli effetti della scelta combinata dei diversi parametri sul calcolo dei flussi. Come mostrato da Costa [9], è possibile identificare una configurazione di flusso massimo ed una di flusso minimo. La prima è ottenibile dalla combinazione del modello QGSM con il flusso dei primari di AKENO [32], che implica una sovrastima del flusso dei prompt. Il minimo può essere costruito in maniera analoga, considerando in tal caso lo spettro di Lipari fino alle energie del “ginocchio” e quello del modello-D di Bugaev¹³ al di sopra. A seconda della scelta combinata degli “ingredienti”, le curve relative ai modelli di charm possono essere traslate verticalmente, come mostrato nelle figure 1.10, 1.11 e 1.12. Le bande esprimono la possibilità di variare i

¹³Bugaev *et al.* hanno proposto due opzioni (Modello-F e Modello-D) differenti circa le ipotesi responsabili del cambio di pendenza al ginocchio dello spettro [26].

Ingrediente	Set Massimo	Set Minimo
N_o, γ (per $E < E_{knee}$)	AKENO	Lipari
N_o, γ (per $E > E_{knee}$)	AKENO	Bugaev-D
$\lambda_N(E)$	legge di potenza[33]	costante[34]
$Z_{NN}(\gamma)$	violazione scaling[10]	costante con ginocchio[35]
$\lambda_i(E)$	costante[23]	log(E)[18]

Tabella 1.4: Combinazioni estreme dei parametri degli sciami atmosferici, scelte per ottenere configurazioni di massimo e minimo per il flusso di prompt [9].

flussi fra un valore massimo e un valore minimo, come suggerito nella tabella 1.4 dallo stesso Costa.

1.5 Canali per la rivelazione di ν prompt

In questa sezione sono discusse le tecniche proposte per la rivelazione dei ν prompt. L'identificazione di tale componente nel flusso dei neutrini atmosferici si basa sulle diverse caratteristiche rispetto ai neutrini convenzionali già descritte nella sezione precedente: lo spettro più “duro”; l'isotropia mostrata in un ampio intervallo energetico; i rapporti $\nu/\bar{\nu}$ e quello dei sapori ν_μ/ν_e (entrambi prossimi ad 1). La dipendenza energetica differisce anche del caso dei neutrini astrofisici, caratterizzati tipicamente da leggi di potenza $\sim E^{-2}$. La questione della separazione delle diverse componenti è degna di grande attenzione nell'ambito dei telescopi per neutrini, la cui descrizione sarà affrontata nel prossimo capitolo.

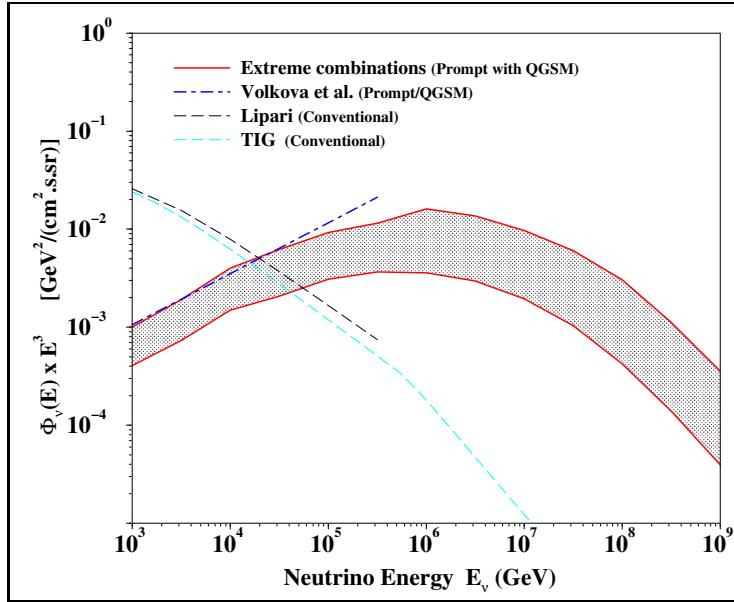


Figura 1.10: Flussi di ν prompt calcolati secondo il QGSM. Sono mostrati anche i flussi di ν prompt secondo Volkova *et al.* [19] e i flussi di neutrini convenzionali.

1.5.1 Neutrini prompt dal basso

Per filtrare il fondo di muoni atmosferici convenzionali creati nelle interazioni dei raggi cosmici, è opportuno rivolgere l’attenzione solo ai neutrini muonici provenienti dal basso¹⁴ (‘upward-going’), che attraversano la Terra. I ν_μ di alta energia possono essere rivelati ricercando le lunghe tracce muoniche originate dalle interazioni di corrente carica (CC) da parte dei ν con la materia sottostante il rivelatore. Tale rivelazione è anche avvantaggiata statisticamente dall’aumento della probabilità di interazione ovvero della sezione d’urto $\nu - N$ all’aumentare dell’energia E_ν , e dal crescere della distanza percorsa dai μ all’aumentare di E_μ . Tra l’altro, ad alte energie migliora la possibilità di identificare la direzione dei ν con quella dei parenti, per via del diminuire dell’angolo relativo. Inoltre, aumenta la luce Cherenkov prodotta

¹⁴utilizzando cioè la stessa tecnica osservativa per i neutrini astrofisici (vedi capitolo 2).

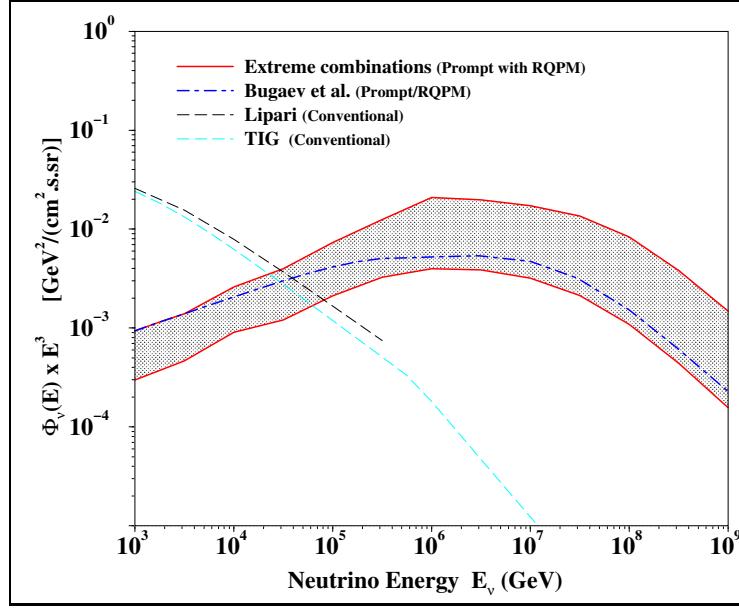


Figura 1.11: Flussi di ν prompt calcolati secondo il RQPM. Sono mostrati anche i flussi di ν prompt secondo Bugaev *et al.* [18, 26] e i flussi di neutrini convenzionali.

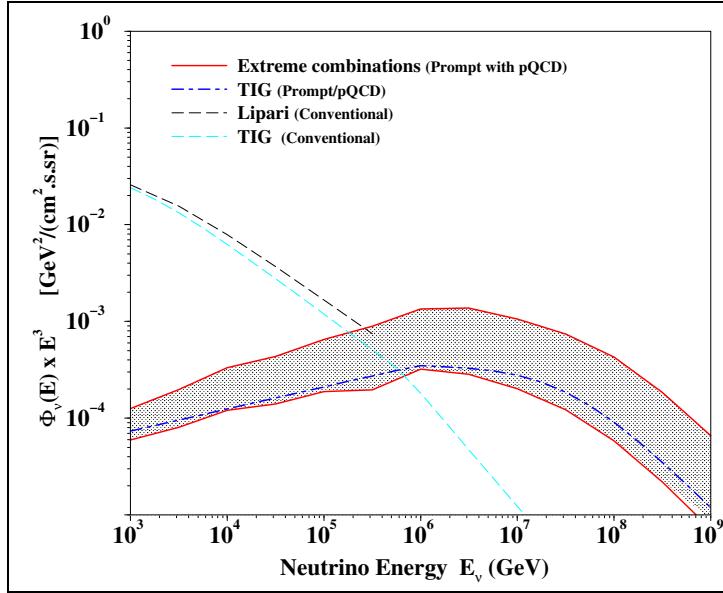


Figura 1.12: Flussi di ν prompt calcolati secondo la pQCD. Sono mostrati anche i flussi di ν prompt secondo TIG [10] e i flussi di neutrini convenzionali.

dai muoni, consentendo una migliore ricostruzione della direzione e dell’energia dei muoni stessi. Il principale pregio della tecnica consiste nel fatto che le dimensioni del volume effettivo “effettivo” del rivelatore sono incrementate di un fattore R_{eff}/h , dove R_{eff} è il ‘range’ effettivo dei μ , ed h la dimensione del rivelatore. Gli aspetti negativi sono rappresentati dall’esiguità del flusso e dalla bassa sezione d’urto di interazione: da qui la necessità di un rivelatore dal volume effettivo molto grande per garantire una sufficiente sensibilità. Inoltre, non appena il libero cammino medio $(\sigma_\nu N_A)^{-1}$ del ν supera lo spessore della Terra, questa diventa gradualmente opaca al flusso incidente¹⁵.

Per quanto concerne la discriminazione dalla componente convenzionale, oltre all’isotropia manifestata in un’estesa regione di energia da parte del flusso dei ν prompt, è possibile sfruttare la sua diversa dipendenza energetica (lo spettro dei convenzionali, come detto, è più ripido). Sfortunatamente, non è possibile basarsi su altre caratteristiche distintive dei prompt, come ad esempio il fatto che i rapporti $\nu/\bar{\nu}$ ed il rapporto dei sapori ν_μ/ν_e siano prossimi ad 1. Infatti, la misura di tali rapporti è attualmente improponibile nei moderni telescopi per neutrini, poichè richiederebbe l’utilizzo di campi magnetici su un’area eccessivamente estesa.

Come discusso da Costa, Halzen e Salles [8], l’operazione di discriminazione sarebbe possibile nella finestra energetica TeV-PeV da parte di telescopi per neutrini di scala kilometrica. Secondo i loro calcoli, basati sulla prescrizione di Gandhi *et al* [36], una piccola frazione di eventi dovrebbe già essere presente nei dati di AMANDA (si faccia riferimento alla tabella 1.5). I calcoli sono, comunque, soggetti a grandi incertezze, derivanti dalla scelta combinata dei parametri per le cascate, con i diversi modelli di produzione di charm.

In generale, il metodo dei muoni dal basso non è molto efficace per $E_\nu >$

¹⁵Quando il libero cammino medio raggiunge i 10^{10} g/cm^2 i ν non riescono più ad attraversare l’intero diametro terrestre. I μ originati sono completamente assorbiti e, per $E_\nu > 5 \times 10^9 \text{ GeV}$ l’intero emisfero è opaco.

Esperimento	Soglia	A_{eff}	$\mu^+ + \mu^-$ Convenz.			Prompt	
			MAX	Prompt MIN	MAX	Prompt MIN	
BAIKAL NT-200	1 TeV	$2 \times 10^3 \text{ m}^2$	22	3	0	0	0
AMANDA-II	1 TeV	$3 \times 10^4 \text{ m}^2$	330	44	2	7	0
ICECUBE	1 TeV	1 km^2	11000	1470	53	216	11
ICECUBE	10 TeV	1 km^2	170	157	3	22	1

Tabella 1.5: Frequenze di μ e di τ dal basso attese in un anno, relativamente ad interazioni di CC di neutrini atmosferici in ghiaccio o acqua, per le aree effettive e le soglie di diversi telescopi per neutrini [8]. Nel caso di IceCube, sono mostrate le frequenze corrispondenti a due diverse energie di soglia.

1 PeV a causa dell’assorbimento da parte della Terra: è necessario, quindi, scegliere soluzioni diverse.

1.5.2 Muoni prompt dall’alto

Considerando la cinematica di decadimento delle particelle charmate e, in particolare, la comparabilità dei branching ratio per i decadimenti semileptonici in $e\nu_e$ e $\mu\nu_\mu$ (vedi tabella 1.1), i flussi di ν_e e ν_μ prompt ed il flusso di μ prompt sono essenzialmente gli stessi a livello del mare, indipendentemente dal modello di produzione di charm. Ciò dipende essenzialmente dal fatto che sia i parenti (D o Λ_c) che le particelle prodotte (K o Λ_o) sono massive rispetto ai leptoni prompt.

Questa importante osservazione ha suggerito la possibilità di una stima del flusso dei neutrini prompt attraverso la rivelazione di μ prompt ’dall’alto’ in telescopi per neutrini (Gelmini, Gondolo e Varieschi, *GGV* [28, 6, 7]). Il flusso di μ dal basso indotti da ν è alcuni ordini di grandezza più piccolo del flusso di μ dall’alto; inoltre, è molto più facile rivelare i μ prompt rispetto ai ν prompt, poiché per questi ultimi è richiesta una conversione in una particella carica, attraverso le interazioni di CC, nel volume effettivo del rivelatore. Inoltre, il flusso di μ dal basso indotti da ν ad 1 TeV è circa 10^{-7} volte il

flusso di ν dall’alto a livello del mare (usando le sezioni d’urto di CC di [36] e i ‘range’ dei muoni in [90]).

Fondamentale è la separazione del flusso di μ prompt da quello convenzionale: anche in questo caso, sono le proprietà del flusso dei leptoni prompt a rendere possibile la discriminazione per energie $E_\mu \geq 1$ TeV. Sinegovskaya e Sinegovsky [37] suggeriscono tre possibili modi per discriminare il flusso di μ prompt in esperimenti sottomarini, sfruttando rispettivamente (vedi blocco di figure 1.13):

- la dipendenza dall’angolo di zenith θ ad una data profondità marina x alla quale si trova il rivelatore, nella regione energetica $50 \div 100$ TeV;
- la misura del flusso ad energie $E_\mu \geq 100$ TeV in funzione della profondità (in particolare nella regione $x \approx 0.8 \div 1.2$ km), ad un dato angolo di zenith (in particolare per $\theta \sim 78^\circ$), la quale potrebbe permettere la discriminazione fra i modelli di produzione di charm;
- gli spettri integrati sull’energia dei μ , misurati ad una data profondità del rivelatore e ad un dato angolo di zenith.

I grafici mostrano come, al crescere della profondità alla quale sono situati i rivelatori sottomarini, aumenti la possibilità di discriminazione fra i due flussi, grazie alla relativa diminuzione della componente convenzionale, per tutti gli angoli zenithali (come si osserva in figura 1.13 in alto a sinistra). Si tratta di un aspetto fondamentale.

GGV fanno uso di un modello di produzione di charm nell’atmosfera basato sulla QCD perturbativa arrestata al secondo ordine (‘next-to-leading order perturbative QCD’, NLO pQCD), associato ad una simulazione delle cascate generata con il codice di PYTHIA [27]. Nelle figure 1.13 sono confrontati i risultati derivanti dall’utilizzo delle funzioni di distribuzione dei gluoni MRSD₋ (PQCD-1) e CTEQ3 (PQCD-2). Notiamo come il modello PQCD-1 sia sicuramente più ottimistico di PQCD-2.

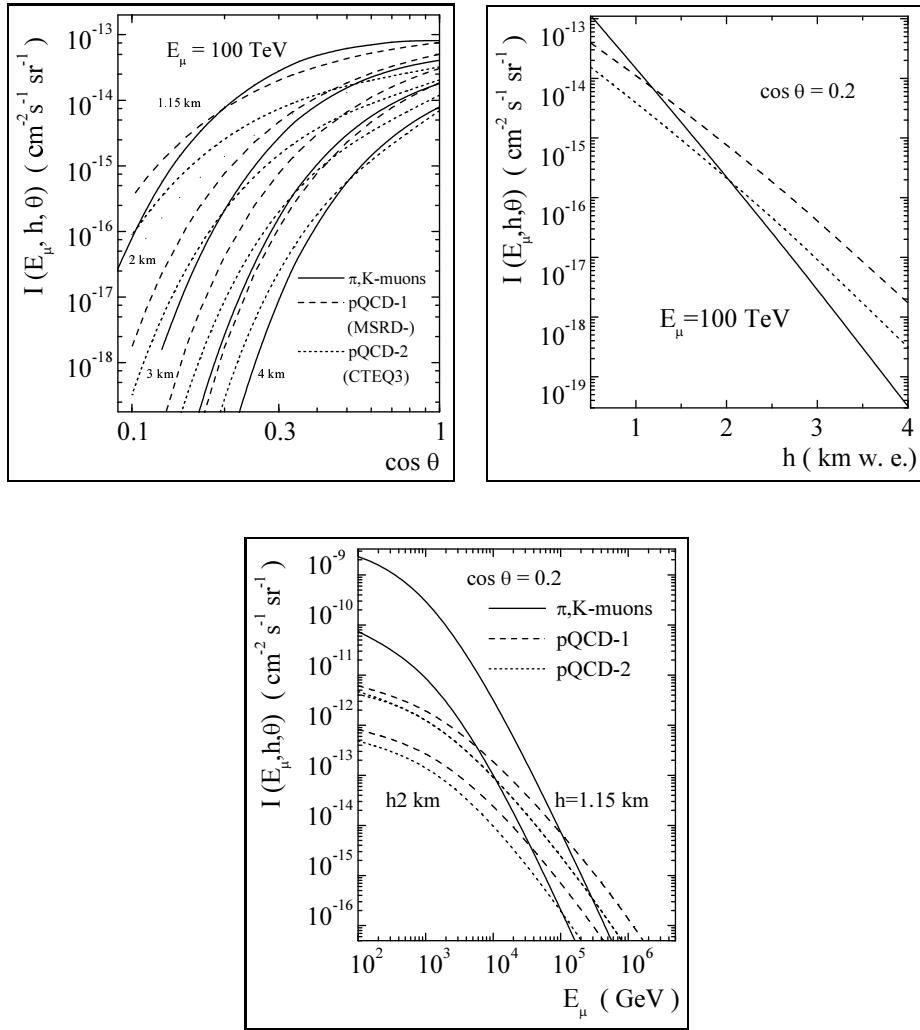


Figura 1.13: **In alto a sinistra:** flussi integrati di μ per energie $\geq 100 \text{ TeV}$ alle profondità marine del rivelatore $h = 1.15, 2, 3, 4 \text{ km}$ (dall'alto in basso) in funzione del coseno dell'angolo di zenith. **In alto a destra:** flusso integrato di μ vs. profondità (in km di acqua equivalente) per $\cos \theta = 0.2$. I contributi mostrati sono i μ convenzionali (linea continua) i μ prompt secondo due diversi modelli pQCD (linee tratteggiate). **In basso:** spettri integrali dei muoni sotto il mare in funzione di E_μ , per l'angolo di zenith $\theta = 78.5^\circ$ alla profondità di 1.15 km (linea superiore) e di 2 km (inferiore). Sono mostrati i contributi dei μ convenzionali (linea continua) e dei μ prompt [37].

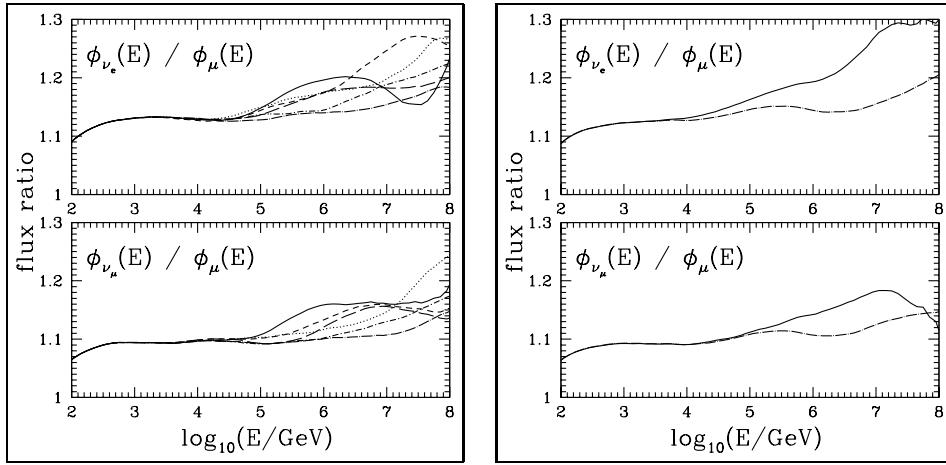


Figura 1.14: Rapporto dei flussi di ν e di μ prompt in funzione dell'energia dei leptoni secondo la funzione di distribuzioni dei gluoni MRST, con $\lambda=0$ (solid), 0.1 (dotted), 0.2 (short-dashed), 0.3 (long-dashed), 0.4 (short-dashed dotted) e 0.5 (long-dashed dotted). A destra, lo stesso rapporto secondo la distribuzione CTEQ 4M, per $\lambda=0$ e 0.5 [12].

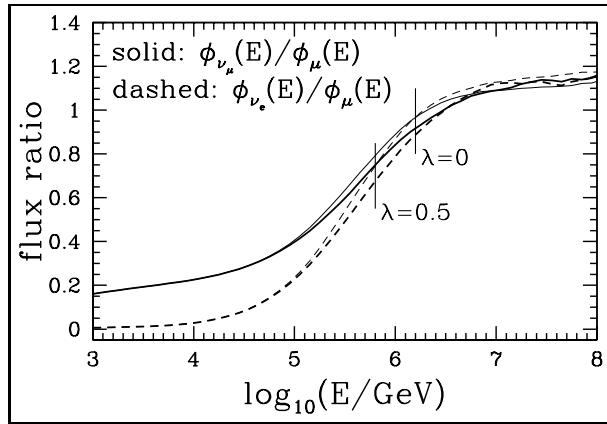


Figura 1.15: Rapporto dei flussi totali ν/μ in funzione dell'energia del leptone. Le linee verticali individuano l'energia di crossing [12].

Assumendo per la funzione di distribuzione dei gluoni una legge di potenza¹⁶ $x_F g(x_F) \approx x_F^{-\lambda}$, con $\lambda = 0 \div 0.5$, gli autori mostrano come la scelta di diversi valori di λ per $x_F < 10^{-5}$ porti a considerare un'ampia gamma dei flussi finali di prompt ad energie $> 10^5$ GeV. Tra l'altro, la dipendenza di λ da parte dei flussi può condizionare l'energia alla quale il contributo dei prompt prevale su quello convenzionale: ciò è particolarmente vero per i flussi muonici, mentre l'effetto è meno importante per i ν_μ e non sussiste affatto per i ν_e , per i quali il crossover avviene per energie molto minori, dove gli effetti di λ non sono importanti (vedi figura 1.15). Anche le sezioni d'urto di produzione di charm dipendono in maniera critica da λ negli stessi intervalli. Attraverso simulazioni al computer e considerazioni analitiche, GGV mostrano come l'indice spettrale dei flussi leptonici atmosferici dipenda linearmente da λ . Grazie a tale aspetto, essi suggeriscono la possibilità di misurare λ in telescopi per neutrini, attraverso la misura dell'indice spettrale dei flussi muonici atmosferici per energie $> 10^5$ GeV [6].

Secondo gli autori il rapporto dei flussi di ν e μ prompt vale circa 1.1, costante al variare dell'energia entro il 10%, e quasi indipendente dalla scelta delle funzioni di distribuzione dei partoni e dei parametri legati alla produzione di charm. Ciò è mostrato in figura 1.14 per due diverse funzioni di distribuzione dei gluoni. Il rapporto dipende essenzialmente solo dalle proprietà di decadimento degli adroni charmati, quindi ci si aspettano sostanzialmente gli stessi risultati anche nel caso di approcci di tipo non perturbativo. Per completezza, è riportato anche il rapporto dei flussi totali neutrini e muonici, dati dalla somma delle componenti prompt e convenzionali, in base ai calcoli di GGV (figura 1.15).

¹⁶secondo estrapolazioni basate sull'analisi di Regge [38].

1.5.3 Sciami indotti da ν prompt dall'alto

Hooper *et al.* nel loro lavoro [39] concentrano l'attenzione non su eventi muonici, ma su eventi di sciami, nei quali sia possibile determinare (a meno di un fattore $2 \div 3$) l'energia del neutrino parente. L'analisi è ristretta alle cascate prodotte, in seguito ad interazioni di corrente carica, da neutrini dall'alto¹⁷ di ogni sapore, con energia compresa nell'intervallo $10 \text{ TeV} \div 1 \text{ EeV}$ (diviso in cinque *bin* di energia).

Il fondo per questo tipo di misura è rappresentato dagli sciami indotti dai neutrini convenzionali il contributo dei quali, comunque, sarebbe importante solo per energie fra $10^4 \div 10^6 \text{ GeV}$. In principio, è possibile ridurre notevolmente tale fondo considerando solo sciami indotti da ν con angolo maggiore di 30° gradi sull'orizzonte, poiché il flusso convenzionale tende a crescere con l'angolo di zenith ed ha un massimo per $\theta = 90^\circ$, mentre la distribuzione angolare di zenith del flusso di ν prompt (ed extraterrestri) è approssimativamente piatta. Un altro espediente è quello di eliminare eventi di sciami accompagnati da una traccia muonica, essendo i ν_μ la componente dominante il fondo atmosferico convenzionale. Lo stesso rapporto fra sciami e tracce di muoni ad un dato angolo di zenith rappresenta un modo utile per scartare gli eventi di fondo.

Le particelle cariche costituenti lo sciame (soprattutto elettroni) generano luce Cherenkov: i tempi di arrivo di tali fotoni sui singoli fotomoltiplicatori ('Photo Multiplier Tube', PMT) sono usati per determinare la geometria dello sciame e, quindi, la direzione di arrivo del ν parente (anche se con un errore non trascurabile), mentre dalla quantità totale di luce si ricava il numero totale di particelle e, dunque, l'energia del neutrino.

In particolare, Beacom e Candia [15] suggeriscono una rivelazione basata sull'osservazione degli sciami originati nelle interazioni di corrente carica da

¹⁷Ovviamente la tecnica è applicabile per i μ indotti da ν dal basso.

parte di ν elettronici: come detto, infatti, mentre nel flusso di neutrini atmosferici convenzionali di neutrini la componente di tipo elettronico è circa 1/20 di quella muonica, nel caso dei neutrini atmosferici prompt il loro rapporto è praticamente unitario (vedi tabella 1.6). L'attenzione è rivolta ai ν dall'alto, per evitare gli effetti di assorbimento da parte della Terra alle alte energie. Poiché i ν_μ convenzionali contribuiscono alla frequenza di sciami attraverso le interazioni di NC, la loro importanza in questo canale di rivelazione è fortemente ridotta, poiché la sezione d'urto per NC è significativamente inferiore (di un fattore $2.5 \div 3$) a quella per CC. Focalizzando l'attenzione su eventi relativi a sciami nei quali sono escluse le interazioni di CC dei ν_μ , riconosciute dalla lunga traccia lasciata dai muoni, il fondo atmosferico è significativamente ridotto, consentendo una maggiore sensibilità nei confronti dei prompt ed eventualmente di neutrini astrofisici. Nei flussi di ν prompt e cosmici le due componenti elettronica e muonica sono confrontabili, ma le corrispondenti frequenze di sciami sarebbero dominate dalle interazioni di CC da parte di ν_e (vedi figura 1.16a). Inoltre, il crossover nello spettro dei ν_e si verificherebbe ad energie minori di un ordine di grandezza e, ad energie più basse, i flussi sono più intensi e gli effetti di assorbimento da parte della Terra sono minori.

Vi è, soprattutto, una più stretta relazione fra l'energia effettivamente rivelabile (l'energia “visibile”) e quella del neutrino, che consentirebbe una migliore risoluzione nella ricerca del crossover nello spettro. Le sezioni d'urto differenziali per le interazioni di CC e NC hanno un massimo per $y = 0$, dove y rappresenta la frazione di energia del neutrino E_ν distribuita al quark uscente, nell'interazione di un ν con un nucleone. Nell'interazione di CC da parte di un ν_e , il quark produce una cascata adronica di energia $\approx yE_\nu$, mentre l'elettrone origina uno sciame elettromagnetico di energia $\approx (1-y)E_\nu$, sicché l'energia visibile totale è $E_{vis} \approx E_\nu$. Si assume che nel rivelatore le cascate adroniche ed elettromagnetiche siano indistinguibili. Per quanto concerne le interazioni di NC, E_{vis} è inferiore di un fattore $\langle y \rangle \approx 0.3 \div 0.4$ (decrescente

al crescere di E), mentre la relativa sezione d’urto è solo il 40% di quella di CC [36]. In tal modo i flussi degli sciami prodotti nelle interazioni di NC da parte di ν_μ sono circa un ordine di grandezza in meno rispetto a quelli correlati alle interazioni di CC da parte di ν_e .

Questo aspetto renderebbe meno importanti gli svantaggi derivanti dal fatto che il canale degli sciami non può fornire informazioni sul sapore del ν , e non permette di distinguere fra eventi di CC e NC. La risoluzione angolare è moderata ($\approx 20^\circ$) rispetto a quella ottenibile tramite il canale di CC dei ν_μ ($\approx 1^\circ$), ma sarebbe perfettamente adeguata per un flusso isotropico quale quello dei prompt. Un altro svantaggio della tecnica è legato al fondo prodotto dai muoni atmosferici che, passando nei pressi del rivelatore, danno origine a sciami attraverso eventi di *bremsstrahlung*. Stessa attenzione dovrebbe essere rivolta ad eventi di CC di ν_μ nei quali lo sciame è contenuto nel rivelatore, ma non la traccia del muone. Si tratta comunque di effetti di superficie, meno importanti nei telescopi di grande volume.

Nelle figure 1.16 sono mostrate le frequenze differenziali e gli spettri differenziali degli sciami in funzione dell’energia “visibile”, attese per un rivelatore di scala kilometrica dopo 10 anni di raccolta dati, usando solo i ν dall’alto [15]. La presenza della doppia curva continua per i ν prompt si riferisce alle incertezze legate alla QCD per piccoli valori di x_F . Infine, la tecnica si rivelerebbe utile anche per l’osservazione del fondo diffuso di ν cosmici.

Tecniche alternative basate sulla rivelazione di sciami

Terminiamo la discussione sugli sciami menzionando due interessantissime intuizioni di Askaryan [40]. Come suggerito fin dagli anni sessanta, è possibile rivelare gli sciami tramite le onde radio. Nella cascata elettromagnetica vi è sempre una certa assimmetria di carica (prevale la carica negativa), dovuta alle piccole differenze di comportamento fra e^- e e^+ , e allo scattering

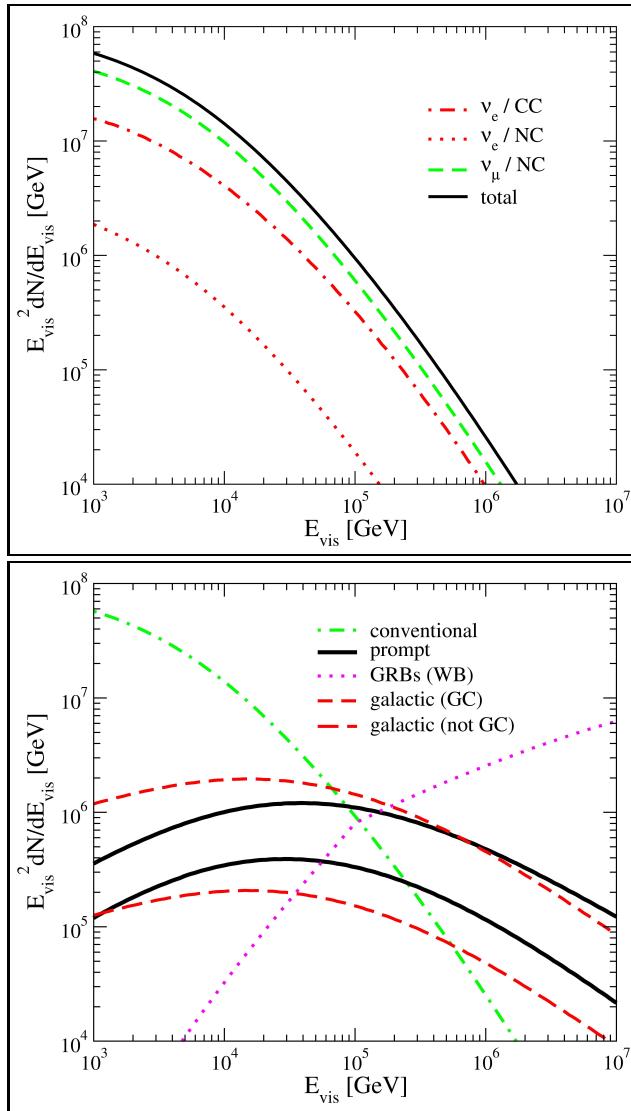


Figura 1.16: **In alto:** frequenze differenziali di sciami in funzione dell’energia “visibile”. Sono mostrate solo le componenti convenzionali, per interazioni di CC e NC. L’importanza relativa del canale di CC dei ν_e cresce rispetto al canale di NC dei ν_μ a causa del valore decrescente di $\langle y \rangle$ [15]. **In basso:** spettri differenziali degli sciami in funzione dell’energia “visibile”. Sono mostrati anche gli spettri di ν prodotti da GRB dalle interazioni di raggi cosmici nella galassia [15].

Compton da parte dei fotoni dello sciame. Alle basse frequenze la lunghezza d'onda λ è maggiore delle dimensioni dello sciame, e l'emissione di onde elettromagnetiche da parte delle cariche in movimento, è proporzionale alla carica. A frequenze più alte la λ è minore delle dimensioni dello sciame, e l'emissione è proporzionale al quadrato della carica. Anche l'asimmetria di carica è proporzionale all'energia dei primari. In tal modo è possibile rivelare, al di sopra di una certa soglia energetica, gli sciami provenienti anche da grandi distanze, a seconda della trasparenza del mezzo. Attualmente esistono diversi radio-telescopi (come ad esempio RICE, GLUE, FORTE) rivolti alla rivelazione di segnali radio da parte di sciami indotti da ν in acqua o sulla luna.

Un altro possibile canale di osservazione, è costituito dalla rivelazione acustica. L'energia rilasciata dallo sciame è termalizzata e convertita in calore entro pochi nanosecondi. Il processo genera un'onda d'urto acustica; la radiazione è coerente e, per questo, proporzionale al quadrato dell'energia del parente. Ovviamente occorrerebbero telescopi attrezzati con opportuni “idrofoni” (meno costosi e complicati dei fotomoltiplicatori). Sia il telescopio per neutrini ANTARES che IceCube (si veda la sezione 2.2) saranno dotati di questi rivelatori per meglio studiare questa tecnica innovativa.

1.5.4 Confronto fra le tecniche

Si stima che il canale osservativo legato agli sciami abbia la sensibilità più alta. Anche la tecnica dei μ dall'alto è piuttosto sensibile, se si tiene conto anche dell'informazione direzionale oltre a quella dell'energia del μ . Il modo tradizionale di rivelare i ν di alta energia, cioè attraverso i μ dal basso, è il meno sensibile, a causa dell'assorbimento da parte della Terra, responsabile della soppressione dello spettro dei ν osservabile alle energie più elevate. Una combinazione dei singoli canali permetterebbe una sensibilità massima. Inoltre, la rivelazione contemporanea di un segnale da parte di più

canali costituirebbe un importante controllo incrociato, permettendo la sua conferma.

1.6 Il flusso di neutrini prompt come fondo al segnale di neutrini astrofisici

Si è visto nei paragrafi precedenti come le caratteristiche peculiari del flusso di neutrini prompt suggeriscano la possibilità di discriminazione nei confronti del flusso atmosferico convenzionale, sebbene le previsioni da parte dei diversi autori circa l'energia di crossover siano molto differenti. Alle alte energie, il forte decrescere del flusso convenzionale dovrebbe permettere anche di osservare la piccola componente cosmica dello spettro totale dei ν che, come si dirà, è caratterizzata da un flusso estremamente esiguo.

Oltre a sorgenti astrofisiche puntiformi, i telescopi per neutrini potrebbero rivelare il flusso diffuso associato alle sorgenti più distanti e più energetiche (ad esempio: nuclei galattici attivi e ‘gamma ray burst’) che, come si eviderà nel capitolo seguente, sono invisibili ai raggi- γ a causa dell’opacità del fondo cosmico a infrarossi. Un’altra componente è costituita dal flusso galattico diffuso di ν prodotto dalle interazioni con il mezzo interstellare, da parte dei π e dei K costituenti i raggi cosmici. Tale flusso sarebbe il più basso secondo gran parte dei modelli, e ci si aspetta una sua anisotropia nelle coordinate galattiche, con il massimo in corrispondenza dal centro galattico.

L’impresa di distinguere tale flusso da quello atmosferico sarebbe, però, tutt’altro che facile. Come visto, il flusso di neutrini prompt occuperebbe proprio la regione energetica individuata per la ricerca dei neutrini astrofisici, costituendo un fondo irriducibile per i moderni telescopi Cherenkov¹⁸. Molto dipende dall’incertezza sulla normalizzazione globale sul flusso atmosferico

¹⁸La questione verrà ripresa ed approfondita nel capitolo successivo.

1.6. IL FLUSSO DI NEUTRINI PROMPT COME FONDO AL SEGNALE DI NEUTRINI ASTROFISICI

Flusso di neutrini	Sapori $(\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau)$	Dipendenza angolare	Dipendenza energetica
atm. convenzionale	$\frac{1}{20} : 1 : 0$	piccato nell'orizzonte	$\propto E_\nu^{-(3 \div 3.7)}$
atm. prompt	$1 : 1 : \frac{1}{10}$	isotropico	$\propto E_\nu^{-(2.7 \div 3)}$
galattico	$1 : 1 : 1$	piccato nel centro galattico	$\propto E_\nu^{-2}$
extragalattico	$1 : 1 : 1$	isotropico; sorgenti puntiformi/transienti	$\propto E_\nu^{-2}$

Tabella 1.6: Riassunto delle caratteristiche distintive delle principali componenti del flusso di neutrini ad alte energie.

di ν convenzionali: si stima che per una chiara separazione delle componenti, tale imprecisione debba essere del 10% o meno. Attualmente il flusso di ν convenzionali è noto con un'incertezza del 15% per $E_\nu < 100$ GeV e di circa il 30÷40 % per $E_\nu > 1$ TeV, e dipende fortemente dalla conoscenza del flusso dei raggi cosmici primari [4].

Un aiuto fondamentale sarebbe fornito dall'informazione spettrale. Si è sottolineato come lo spettro dei ν prompt, meno ripido di quelli convenzionali, segua quello dei primari, con dipendenza energetica $d\Phi_\nu/dE_\nu \sim E_\nu^{-2.7}$ sotto il ginocchio. Lo spettro extragalattico atteso descresce, invece, come $d\Phi_\nu/dE_\nu \sim E_\nu^{-2}$: pertanto, si dovrebbe scoprire tale componente come un 'break' nello spettro, al di sopra del quale essa domina il fondo atmosferico. Inoltre, per quanto concerne le sorgenti puntiformi, sarebbe possibile sfruttare l'informazione direzionale e temporale dell'evento, rendendo meno critico il problema della discriminazione.

Seguendo l'approccio di Costa *et al.* [8], in figura 1.17a è confrontato il flusso atmosferico (convenzionale e prompt) di ν con quello extraterrestre, in base al limite superiore assunto per il flusso diffuso di ν provenienti da sorgenti astrofisiche, come AGN o GRB. Le bande evidenziano le regioni permesse per i ν prompt; le due curve superiori, indicate con MPR (limite superiore di Mannheim-Protheroe-Rachen), si riferiscono ai limiti imposti dai

flussi neutrinici da parte di sorgenti otticamente spesse o sottili nei confronti dell'emissione di neutroni [41]; le due linee etichettate con WB corrispondono ai limiti¹⁹ [17] sulle sorgenti responsabili della produzione dei raggi cosmici più energetici, e alla loro eventuale evoluzione. Si nota come il flusso dei ν prompt superi quello convenzionale ad energie maggiori di circa 20 TeV. Se si considerano validi i limiti associati allo scenario WB, il flusso dei prompt potrebbe superare quello extragalattico diffuso fino a 300 TeV, in caso di evoluzione delle sorgenti, altrimenti dominerà fino a 2 PeV.

Infine, un'importante considerazione deriva dallo studio dei ν_τ e del fenomeno delle oscillazioni. Come indicato dai dati sui neutrini atmosferici e confermato dagli esperimenti Super-Kamiokande [42], Macro [43] e Soudan 2 [44], i ν_μ oscillano²⁰ in ν_τ : pertanto un terzo del flusso totale originale extraterrestre di ν giunge sulla Terra come ν_τ [45, 46, 47]. Per E_ν maggiori di 1 PeV questi ultimi possono essere riconosciuti grazie ai processi del 'double-bang' o del 'lollipop'²¹. Mentre per la componente cosmica è previsto un rapporto di sapori 1:1:1 (tabella 1.6), per i prompt è atteso un numero molto minore di ν_τ rispetto ai neutrini degli altri sapori (circa 10 volte inferiore). Inoltre, per $E > 10^4$ TeV il numero di ν_τ prodotto dal flusso atmosferico convenzionale attraverso le oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, è trascurabile. Come mostrato in figura 1.17b, anche per i ν_τ esisterebbe quindi una finestra osservativa "riservata" ai prompt, estesa dai 2 TeV fino a 40 TeV (o fino a 500 TeV, a seconda dello scenario). A differenza di quanto avviene per i ν_μ , la cui rivelazione appare inefficiente per energie $E_\nu \geq 1$ PeV circa a

¹⁹si tratta del limite superiore di Waxman-Bahcall (WB) [17], $E^2\Phi < 4.5 \times 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$, basato sull'osservazione del flusso di raggi cosmici di energia ultra-elevata ('UHECR', $E > 10^{19}$ eV).

²⁰Si veda il paragrafo 2.2.1.

²¹Nel 'double-bang', il primo 'bang' corrisponde ad uno sciame adronico prodotto assieme al leptone τ , mentre il secondo 'bang' è lo sciame associato al decadimento del τ . In un 'lollipop' solo il secondo sciame avviene nel rivelatore e il leptone τ che dà origine allo sciame è identificato dalla ionizzazione relativamente debole prodotta.

1.6. IL FLUSSO DI NEUTRINI PROMPT COME FONDO AL SEGNALE DI NEUTRINI ASTROF

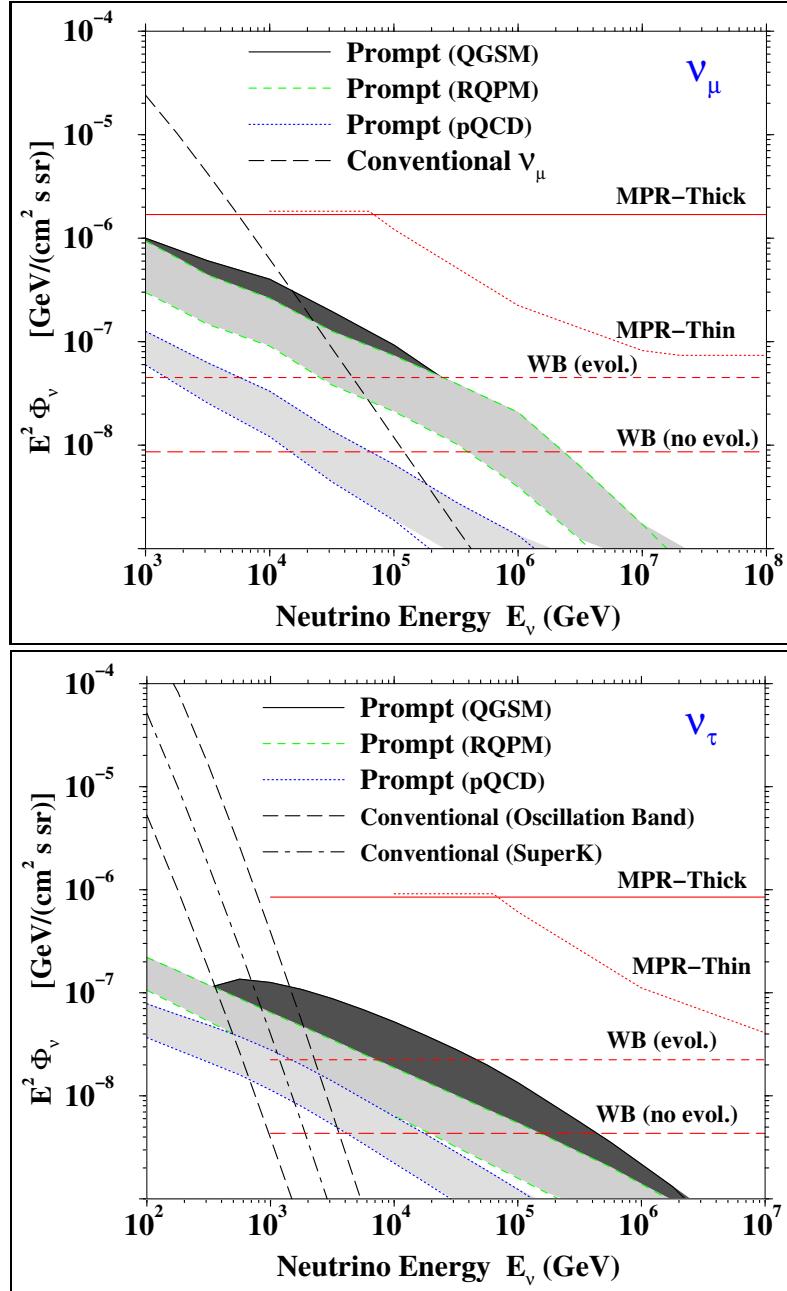


Figura 1.17: **In alto** (a): confronto fra le varie componenti del flusso di ν_μ ad alte energie, secondo Costa *et al.* [8]. I flussi sono moltiplicati per E^2 . **In basso** (b): confronto fra le diverse possibili componenti del flusso di ν_τ ad alte energie, secondo Costa *et al.* [8]. I flussi sono moltiplicati per E^2 .

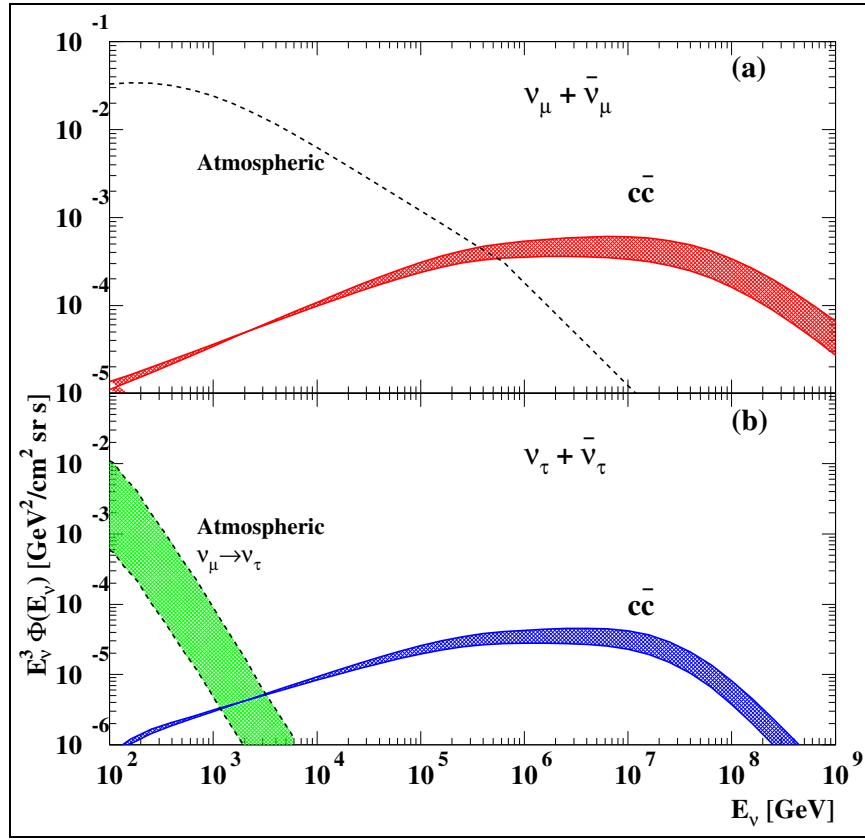


Figura 1.18: Confronto fra i flussi di $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ (a) e $\nu_\tau + \bar{\nu}_\tau$ (b) prompt, calcolati in base alle sezioni d’urto di produzione di charm proposte da Martin *et al.* (pQCD) [14]. Sono mostrati anche i flussi convenzionali. Il flusso di $\nu_e + \bar{\nu}_e$ prompt è uguale a quello dei ν muonici, mentre il corrispondente flusso atmosferico ad alte energie è un fattore 20 inferiore.

1.6. IL FLUSSO DI NEUTRINI PROMPT COME FONDO AL SEGNALE DI NEUTRINI ASTROFISICI

causa dell'assorbimento da parte della Terra, i ν_τ possono attraversare l'intero pianeta senza essere mai completamente assorbiti: grazie al processo di rigenerazione, dovuto all'interazione di CC che produce un τ che decade nuovamente in un ν_τ , si ha solo una traslazione dello spettro verso energie minori. I ν_τ , quindi, potrebbero costituire uno strumento ideale per l'identificazione di neutrini di origine cosmica, così come proposto da diversi autori [14, 48, 49, 50], permettendo di testare i flussi di neutrini di natura astrofisica fino alle più alte energie.

Capitolo 2

Il telescopio ANTARES

Il presente capitolo è dedicato ai telescopi per neutrini e, in particolare, all'esperimento ANTARES. Dopo un'analisi introduttiva delle motivazioni alla base dell'astronomia dei neutrini (sez. 2.1), l'attenzione è focalizzata sulla rivelazione sperimentale dei neutrini di origine astrofisica (sez. 2.2), discutendo i principi e le tecniche su cui si basano i moderni telescopi ad effetto Cherenkov (sez. 2.3). Nella seconda parte del capitolo (sez. 2.4 e 2.5) è affrontata la questione del progetto ANTARES, con particolare attenzione alle caratteristiche e alle prestazioni attese del rivelatore. Infine, è dato un quadro dello stato attuale dei lavori (sez. 2.6).

2.1 Premessa: l'astronomia dei neutrini

La particolare attenzione rivolta ai neutrini di alta energia (> 100 GeV) e alla loro rivelazione è giustificata da molteplici aspetti. Fare “astronomia” con neutrini e, in generale, con i raggi cosmici, significa ricostruire, dalla misura della radiazione, le caratteristiche dei corpi celesti, in particolare la posizione, al fine di ottenere un mappa del cielo. Le osservazioni devono soddisfare il requisito di *puntamento direzionale*, proprietà per cui la

misura della radiazione cosmica incidente permette di risalire direttamente alla posizione della sorgente, nell’ipotesi che tale radiazione non abbia subito deflessioni significative nella sua propagazione attraverso il mezzo interstellare. Altra proprietà fondamentale è quella dell’*orizzonte di osservabilità*, che definisce la distanza massima investigabile, a seconda della tecnica di rivelazione adoperata. Esso è determinato dai processi di assorbimento subiti nella propagazione.

Le tradizionali osservazioni ottiche, se da una parte soddisfano bene il requisito di direzionalità, dall’altra sono limitate dal fatto che i fotoni sono soggetti, lungo il loro cammino, a numerosi processi di interazione. L’astronomia con neutrini permette invece di superare questi limiti, in virtù delle particolari proprietà di tali particelle. I neutrini non subiscono deflessioni durante la propagazione nel mezzo interstellare, e il piccolo valore della sezione d’urto permette di estendere i limiti di osservabilità fino a regioni dell’Universo altrimenti “opache” in quanto, interagendo solo debolmente, sono poco assorbiti da parte di materia e radiazione di fondo. A differenza dei fotoni, i neutrini possono attraversare le dense regioni centrali delle stelle, dei nuclei galattici attivi e di altre sorgenti astrofisiche di alta energia. A 100 GeV la loro lunghezza di interazione è otto ordini di grandezza maggiore di quella dei fotoni. Altro aspetto è quello legato all’effetto *Greisen-Zatsepin-Kuz’mín* (GZK) [51], per il quale i fotoni di più alta energia interagiscono con il fondo di radiazione infrarossa e con il fondo cosmico di microonde, venendone assorbiti e producendo coppie e^+e^- . Tale processo elude ogni possibilità di esplorare il cielo oltre distanze maggiori di 100 Mpc, con le energie proprie dei raggi gamma (> 10 TeV) ma, ancora una volta, non compromette l’osservazione effettuata tramite neutrini.

Un’altra “sonda” possibile è rappresentata dei protoni, che dominano la composizione dei raggi cosmici. In effetti, i protoni di altissima energia sono deviati solo in modo trascurabile dai campi magnetici galattici ed extragalattici, ma il loro utilizzo sarebbe comunque limitato (per via dell’effetto GZK)

al di sotto della soglia di fotoproduzione di pioni (circa $10^{19.5}$ eV). Ciò implica che protoni di energia superiore a 50 EeV non possono provenire da regioni distanti più di 50 Mpc, pur essendo deviati meno di 1° dai campi magnetici.

Da tutte queste considerazioni, appare allora evidente come i neutrini possano costituire, un nuovo e speciale canale osservativo, una sonda unica per l'esplorazione dell'Universo. Conoscere meglio i neutrini potrebbe essere la chiave per rispondere ad alcuni degli interrogativi fondamentali della fisica moderna: dalle conferme sulle implicazioni del Big Bang all'unificazione delle forze fondamentali dell'Universo, dai meccanismi alla base delle più potenti fonti di energia conosciute allo studio della materia oscura. Fra le varie implicazioni scientifiche, vi è lo studio dei processi di emissione alla sorgente. La quasi totalità delle informazioni disponibili sull'Universo provengono dalla osservazione delle onde elettromagnetiche, originate dagli strati esterni dei corpi celesti. L'osservazione dei neutrini, provenienti invece dal cuore delle sorgenti, renderebbe altresì possibile la comprensione della loro struttura e del loro funzionamento, mostrando il ruolo dei processi adronici nei potenti sistemi astrofisici.

2.2 I telescopi per neutrini

2.2.1 Introduzione

L'osservazione di raggi cosmici di alta energia suggerisce l'esistenza di potenti acceleratori cosmici, le cui proprietà sono ancora scarsamente conosciute. I modelli teorici per la produzione e l'accelerazione sono divisi in due categorie: i modelli 'top-down', che ipotizzano il decadimento di particelle supermassive, e i modelli 'bottom-up'. Nel secondo tipo di scenario, protoni o nuclei sono accelerati ed interagiscono con la materia o con i fotoni circostanti l'acceleratore, dando luogo ad un'intensa produzione di mesoni, in

particolare pioni. I pioni neutri producono γ , mentre quelli carichi danno origine a ν secondo il rapporto di savori $\nu_\mu : \nu_e : \nu_\tau \simeq 2 : 1 : < 10^{-5}$ [52]; durante la propagazione attraverso distanze cosmologiche, le oscillazioni tra i diversi stati di flavour dei neutrini portano ad un completo mescolamento dei savori, con l'effetto di trasformare i rapporti in 1:1:1¹ [45, 46, 47].

Vi è una stretta relazione fra l'astronomia dei γ e dei ν : infatti, è ragionevole pensare che, alla sorgente, gli spettri abbiano una forma e una normalizzazione simili², e cioè $\frac{dN}{dE} \propto E^{-(2 \div 2.5)}$, come predetto dal meccanismo di accelerazione di Fermi del 1° ordine [56]. I candidati a sorgenti di neutrini sono, in generale, anche sorgenti di raggi- γ , poiché la maggior parte dei meccanismi che producono neutrini originano anche fotoni di alta energia e raggi cosmici.

Sorgenti di neutrini garantite sono costituite dall'interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera solare e il mezzo intergalattico; a questi si aggiungono, ovviamente, i neutrini prodotti nell'interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera terrestre. Possibili sorgenti di neutrini di alta energia sono: micro-quasar [57], supernova remnants [58, 59] e magnetar [60]. Possibili sorgenti extragalattiche sono i nuclei galattici attivi (AGN), tra gli oggetti più luminosi e potenti dell'Universo: l'emissione di ν deriverebbe sia dal "motore" centrale sia dalla produzione all'interno di "jet" associati a blazar [61]. Data l'estrema distanza di tali sorgenti, il flusso atteso è comunque molto basso. Altre luminose sorgenti extragalattiche sono rappresentate dai "Gamma Ray Burst" (GRB) [62], fra i fenomeni più violenti e spettacolari dell'Universo³. Infine, neutrini di energia estremamente elevata potrebbero essere associati al cutoff

¹sebbene siano possibili altri scenari nei quali si ipotizza il decadimento dei neutrini.

²In realtà, non si possono trascurare gli effetti di assorbimento.

³I flussi di neutrini prodotti dalle sorgenti citate hanno lo stesso andamento di quello delle particelle accelerate dal motore centrale: ciò è dovuto alle basse densità dei bersagli su cui sono prodotti e, pertanto, al fatto che i mesoni decadono sempre prima di poter interagire.

GZK [63] e al decadimento di difetti topologici [64], sebbene i rispettivi flussi dovrebbero essere esigui⁴.

Se si ipotizza che le particelle osservate nei rivelatori di sciami estesi ad altissima energia siano dovute a protoni accelerati dalle stesse sorgenti di ν , si possono derivare dei limiti superiori al flusso di neutrini extragalattici (limiti superiori di Waxman-Bahcall (WB) [17] e di Mannheim-Protheroe-Rachen (MPR) [41]). Inoltre, i recenti studi effettuati nell’ambito dell’esperimento AMANDA-II [69] (di cui si dirà a breve) hanno già fissato un limite superiore ($E^2\Phi < 8.6 \times 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$) sui flussi diffusi nell’intervallo energetico 50 TeV÷5 PeV [55]. Tali considerazioni implicano che, al fine di rivelare un segnale di ν di alta energia, le dimensioni minime del rivelatore debbano essere maggiori di almeno 1 giga-ton (equivalente a 1 km^3 di acqua), al fine di ottenere una statistica di eventi appropriata.

La rivelazione di neutrini di alta energia associati alle sorgenti identificate elettromagneticamente consentirà l’individuazione delle sorgenti di UHECR e fornirà, come detto, una sonda unica, permettendo di risolvere questioni aperte correlate alla fisica degli acceleratori cosmici e alle proprietà fondamentali dei neutrini.

2.2.2 Telescopi ad effetto Cherenkov

La rivelazione di neutrini è complicata da diversi limiti sperimentalni: il piccolo valore del flusso al crescere dell’energia, combinato assieme al piccolo valore della sezione d’urto di interazione delle particelle fanno sì che, per realizzare rivelatori di neutrini, occorra l’uso di radiatori Cherenkov naturali (oceani, ghiacci polari, masse rocciose), al fine di ottenere un grande “volume sensibile”. Infatti, anche secondo i modelli più ottimistici proposti, il

⁴Per una più dettagliata descrizione delle sorgenti e dei rispettivi flussi di ν si consulti, ad esempio, [47, 53, 54].

livello delle frequenze di conteggio attese richiede rivelatori con dimensioni dell’ordine del km^3 .

Attualmente sono in via di realizzazione dei “telescopi per neutrini”, basati appunto sulla rivelazione della luce Cherenkov originata dal percorso, in un mezzo trasparente quale acqua o ghiaccio, dei muoni relativistici prodotti nelle interazioni dei neutrini. L’utilizzo di tale tecnica permette il raggiungimento della vasta area effettiva necessaria per la rivelazione di sorgenti puntiformi sopra la regione del GeV, senza costi di realizzazione proibitivi: il metodo consente, infatti, la rivelazione delle tracce anche a grande distanza dai sensori.

Ambienti come gli abissi marini o le viscere delle montagne offrono uno schermo efficace contro il “rumore di fondo” prodotto dai raggi cosmici che investono la nostra atmosfera, rendendo possibile lo studio di neutrini di origine cosmica. I telescopi per neutrini, come si dirà nei prossimi paragrafi, si basano sulla rivelazione di neutrini dal basso, sfruttando la Terra come filtro: infatti, solo i neutrini sono in grado di attraversare il pianeta⁵, provenendo dall’emisfero opposto a quello del rivelatore. La collocazione del telescopio nelle profondità marine (o sotto il ghiaccio polare), permette di ridurre di vari ordini di grandezza il flusso di muoni atmosferici, i quali costituiscono il maggiore disturbo alla rivelazione. Inoltre, come verrà evidenziato in seguito, vari fattori fanno sì che la tecnica migliori con l’energia. E’ bene sottolineare ancora come la rivelazione di ν cosmici sia complicata dalla rarità degli stessi eventi, per cui è fondamentale ridurre al minimo il fondo atmosferico.

La realizzazione di apparati in tali siti del pianeta impone, ovviamente, l’implemento delle tecnologie: dal sistema di trasmissione via cavo di enormi masse di dati, all’hardware e al software appropriati per la loro analisi e gestione, dalle macchine utilizzate per la messa in opera ai sistemi di controllo remoto.

⁵almeno per energie non troppo elevate.

I primi prototipi di telescopio per neutrini risalgono agli anni '80 (esperimento DUMAND [67]). BAIKAL [68], situato nell'omonimo lago in Siberia, è stato il primo esperimento a rivelare eventi attribuibili a ν atmosferici nel 1996, consentendo la stima del limite sul flusso diffuso; attualmente si sta lavorando ad un ampliamento dell'apparato. Sotto il ghiaccio del Polo Sud è allocato AMANDA (attualmente nella configurazione AMANDA-II con 677 sensori ottici) [69], di realizzazione americana e tedesca. Sebbene finora non abbia rivelato eventi associabili a neutrini astrofisici, consente comunque uno studio dei flussi dei ν atmosferici. Ugualmente interessante è la situazione nel Mar Mediterraneo, dove vari siti si prestano egregiamente a tale scopo: si tratta dei progetti ANTARES [70] e NEMO [71]. Quest'ultimo è un ambizioso progetto di un rivelatore dalle grandi dimensioni, situato presso le coste di Catania a Capo Passero, sito particolarmente adatto per le sue favorevoli proprietà marine. Inoltre, al largo del Peloponneso è in fase di realizzazione NESTOR [72], caratterizzato da una configurazione alternativa. Sempre in Antartide, gli Stati Uniti stanno realizzando il progetto IceCube [73], di dimensioni dell'ordine del km^3 . Esso sarà localizzato a 2 km sotto la superficie, mentre sopra il ghiaccio sarà localizzato IceTop, un rivelatore di sciami. Esso costituirà un utile voto al fondo di muoni atmosferici, e consentirà la misura della composizione dei raggi cosmici e la calibrazione della risoluzione angolare di IceCube.

Come detto precedentemente, a differenza dei telescopi ‘convenzionali’ i telescopi per neutrini si propongono di ricercare segnali provenienti non dall’alto, ma segnali dovuti al passaggio di neutrini provenienti dall’emisfero opposto e che hanno attraversato tutta la Terra. Si tratta di un percorso impossibile per qualunque altra particella. In tal modo, i due progetti kilometrici di NEMO ed IceCube realizzeranno una mappa dettagliata a 360 gradi delle sorgenti cosmiche di neutrini ad alta energia. Per la misura di flussi diffusi, alle altissime energie si potranno utilizzare anche gli sciami ricoprendo così l’intero cielo, sebbene a spese della capacità di puntamento

delle singole sorgenti.

Recentemente gli astrofisici europei hanno deciso di unire le loro forze dando vita a KM3NeT [74], un consorzio internazionale comprendente 37 istituti europei (incluse le università e i laboratori di ricerca di ANTARES, NEMO e NESTOR) al fine di progettare e realizzare un telescopio sottomarino dalla scala del km^3 ed una piattaforma adibita agli studi scientifici sottomarini. Attualmente è in corso la delicata fase di studio che porterà alla costruzione di quello che sarà il più grande rivelatore di neutrini nel Mar Mediterraneo, avvalendosi appunto dell'esperienza maturata negli esperimenti già citati.

Il presente lavoro di tesi si colloca nell'ambito del progetto del telescopio ANTARES. Esso sarà allocato a circa 40 km dalle coste francesi, ad una profondità di circa 2400 metri. Attualmente è stata allestita solo la prima stringa, la quale ha permesso la raccolta dati per circa 100 giorni. Il progetto prevede la gestione da terra, tramite un lungo cavo che lo collega ad una sala di controllo, di una vasta rete di 1000 sensori subacquei, per un volume di osservazione pari a 35 milioni di metri cubi d'acqua. In questo capitolo si discuterà della tecnica di rivelazione dei neutrini astrofisici, della possibilità di discriminazione degli eventi utili dal fondo stimato per il rivelatore e, infine, delle caratteristiche con cui è stato realizzato ANTARES.

2.3 Principi e tecniche di rivelazione

Come detto, la Terra filtra tutte le particelle ad eccezione dei neutrini. Ciò è appunto sfruttato dai telescopi per neutrini, i quali sono rivolti alla rivelazione di muoni dal basso prodotti nelle interazioni di ν_μ nella materia sottostante il rivelatore⁶. La rivelazione di tali μ è possibile tramite la luce Cherenkov da essi prodotta in acqua, la quale consente di determinare la traiettoria della particella. La tecnica richiede la capacità di discriminare i

⁶Una descrizione della tecnica utilizzata è stata già data nel paragrafo 1.6.1.

μ dal basso dal flusso enormemente maggiore proveniente dall'alto. Ciò è facilitato dalla collocazione sul fondo marino. Nei prossimi paragrafi saranno considerati i principi e le tecniche alla base del funzionamento dei telescopi per neutrini, con particolare riferimento al rivelatore ANTARES.

2.3.1 Interazioni di neutrini

Le proprietà di interazione dei neutrini e le sezioni d'urto per i diversi processi di interazione sono state largamente studiate sia attraverso calcoli teorici, sia per mezzo di verifiche sperimentali con gli acceleratori. I neutrini e gli antineutrini interagiscono con i quark e con gli elettroni atomici; ma poiché la sezione d'urto dipende dalla massa del bersaglio, le interazioni tra i neutrini e i quark del mezzo attraversato sono estremamente più probabili⁷ (vedi figura 2.1). Le interazioni (anti)neutrino-nucleone avvengono tramite i processi di corrente carica (CC) o neutra (NC):

$$\nu_l + N \xrightarrow{W} l^\pm + X \quad (2.1)$$

$$\nu_l + N \xrightarrow{Z} \nu_l + X \quad (2.2)$$

dove l indica il sapore del leptone, N è il nucleone bersaglio, X è l'adrone o lo sciame adronico prodotto nell'interazione; W e Z sono rispettivamente i bosoni vettoriali mediatori delle interazioni di CC e NC.

I possibili canali di interazione sono: lo scattering quasi-elastico (QE), la produzione di risonanze (RES) e la diffusione profondamente anelastica (DIS). A basse energie (< 10 GeV) prevalgono i primi due casi, poiché gli

⁷Vi è un'eccezione rappresentata dalla formazione risonante del bosone intermedio W^- nei processi di interazione antineutrino elettronico su elettrone, con energia di soglia $E^{th} = 6.3$ PeV. Infatti, la sezione d'urto di risonanza è maggiore di quella di interazione $\nu - N$ per neutrini dell'energia considerata. Occorre tener conto del fenomeno della risonanza nello studio dei rivelatori di neutrini sottomarini.

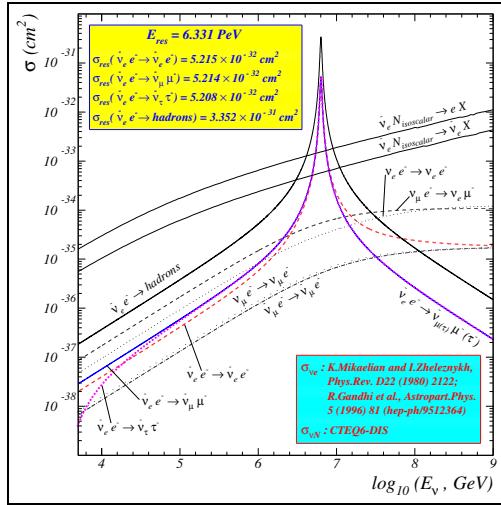


Figura 2.1: Sezione d’urto totale per lo scattering νe^- in funzione dell’energia del neutrino. Per confronto è mostrata anche la sezione d’urto $\bar{\nu}_e N$ su bersaglio iscoscalare [78].

effetti delle interazioni fra i partoni sono forti rispetto all’energia del neutrino incidente. Ad alte energie ($E_\nu >> M_W^2/2m_N \approx 5 \text{ TeV}$) tali contributi diventano trascurabili e prevale il canale anelastico: l’impulso del neutrino incidente è sufficientemente alto da poter risolvere la struttura interna dei nucleoni, e da interagire con i partoni che li costituiscono. Al di sopra di 5 GeV le sezioni d’urto QE e RES sono pari a circa $1.5 \times 10^{-42} \text{ m}^2$ ($1.6 \times 10^{-42} \text{ m}^2$ nel caso di antineutrini), mentre $\sigma_{DIS} \sim 3 \times 10^{-42} \text{ m}^2$ ($1.5 \times 10^{-42} \text{ m}^2$ nel caso di antineutrini) per poi crescere linearmente con l’energia (vedi figura 2.2). La sezione d’urto dipende inoltre dal materiale bersaglio, a causa del differente contenuto di quark di valenza⁸.

Nel caso di un nucleo isoscalare, la sezione d’urto inclusiva profondamente inelastica per le interazioni di CC (dove la massa del lepton è trascurata) è

⁸Tuttavia, si tratta di un effetto piccolo.

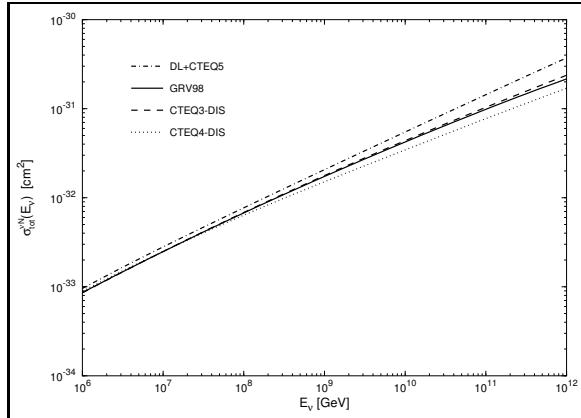


Figura 2.2: Sezione d’urto totale νN (CC+NC) in base alle differenti funzioni di struttura [77].

data da [75]:

$$\frac{d^2\sigma_{\nu N}}{dxdy} = \frac{2G_F^2 m_N E_\nu}{\pi} \frac{M_W^4}{(Q^2 + M_W^2)^2} [xq(x, Q^2) + x(1-y)^2 \bar{q}(x, Q^2)] \quad (2.3)$$

dove G_F è la costante di Fermi, m_N e M_W sono le masse del nucleone e del bosone-W, e Q è il quadri-impulso trasferito fra il neutrino e il muone. Le variabili di Bjorken x e y sono $x = Q^2/2m_N\nu$ e $y = (E_\nu - E_l)/E_\nu$, dove $\nu = E_\nu - E_l$ è l’energia del leptone persa nel sistema di riferimento del laboratorio.

I termini $q(x, Q^2)$ e $\bar{q}(x, Q^2)$ sono le funzioni di distribuzione partoniche (PDF) dei quark e degli antiquark: esse rappresentano le distribuzioni di probabilità che un quark (antiquark) porti una frazione x dell’impulso longitudinale del nucleone, e comprendono i contributi dei quark di valenza e del mare. Ad alte energie la sezione d’urto è dominata dal comportamento delle funzioni di distribuzione per piccoli valori di x ⁹.

I neutrini e gli antineutrini interagenti sono caratterizzati da diverse

⁹Si stima che l’incertezza sulle sezioni d’urto, dovute alle indeterminazioni sulle PDF e sulle estrapolazioni a piccoli valori di x , sia minore del 10% nell’intervallo di energia fino a 10^9 GeV [76].

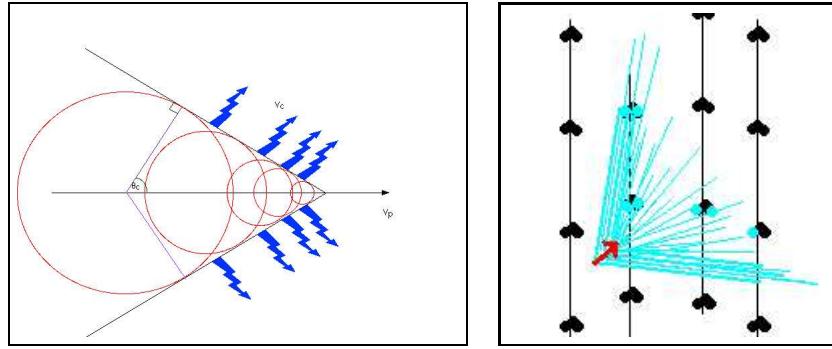


Figura 2.3: Effetto Cherenkov: principio e tecnica di rivelazione.

sezioni d’urto e diverse distribuzioni di variabili cinematiche, finchè dominano i quark di valenza. D’altra parte, per energie superiori a 10^6 GeV, il prevalere del contributo dei quark del mare sopprime tali differenze, per cui le sezioni d’urto su neutrone e protone diventano praticamente uguali.

2.3.2 L’effetto Cherenkov

Come altri telescopi, ANTARES si basa sul processo di rivelazione, all’interno del volume fiduciale del rivelatore, dei muoni prodotti nell’interazione di CC di neutrini muonici in acqua o nella roccia sottostante. L’osservazione dei μ si fonda sulla rivelazione della luce Cherenkov da questi emessa in acqua, grazie ad un reticolo tridimensionale di moduli ottici, costituiti da fototubi posti in sfere di vetro adatto a sostenere la pressione marina. Il processo di ricostruzione della traiettoria dei μ è possibile attraverso la misura dei tempi e delle ampiezze dei segnali Cherenkov rivelati dai fototubi. Data la forte correlazione fra le direzioni dei ν e dei μ , una volta nota la dinamica delle interazioni è possibile determinare anche la direzione dei neutrini¹⁰.

Alla base del processo vi è la polarizzazione degli atomi del mezzo lungo la direzione di moto di una particella carica, nel caso questa superi la velocità

¹⁰L’utilizzo di tale tecnica venne proposto per la prima volta negli anni sessanta da Markov.

della luce c/n nel mezzo. Tale requisito fissa una soglia energetica per l'emissione della luce Cherenkov che dipende dal valore dell'indice di rifrazione n . Nel caso di muoni ($m_\mu = 106$ MeV) nell'acqua marina ($n = 1.35$) la soglia è data da $E_{thr} > m_\mu \sqrt{1 - 1/n^2} \simeq 71$ MeV. L'angolo di emissione dei fotoni Cherenkov è dato dalla formula:

$$\cos \phi = \frac{1}{n\beta} \quad (2.4)$$

dove β è il rapporto fra la velocità della particella e la velocità della luce nel vuoto. Poiché nella regione energetica di interesse per ANTARES i μ sono ultrarelativistici ($\beta \simeq 1$), si ricava un angolo ϕ di circa 42 gradi, per una lunghezza d'onda di 450 nm. Il numero N di fotoni emessi per unità di lunghezza x della traccia e per unità di lunghezza d'onda λ è dato dalla relazione:

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha \sin^2\theta}{\lambda^2} \quad (2.5)$$

essendo $\alpha = 1/137$ la costante di struttura fine. Integrando la formula precedente sulle lunghezze d'onda nell'intervallo 300 \div 600 nm (corrispondente all'intervallo di sensibilità dei fotomoltiplicatori adoperati), è possibile stimare il numero di fotoni per unità di lunghezza osservabili da ANTARES:

$$\frac{dN}{dx} \approx 34500 \text{ } m^{-1} \quad (2.6)$$

L'energia media per unità di lunghezza persa per effetto Cherenkov risulta, comunque, molto bassa se confrontata con le perdite collegate ad altri meccanismi¹¹, essendo:

$$\frac{dE}{dx} = \int \frac{12400}{\lambda[nm]} \frac{d^2N}{d\lambda dx} d\lambda \approx 10^{-3} \text{ } MeV cm^{-1} \quad (2.7)$$

Trattandosi di una quantità esigua, è fondamentale che il mezzo sia particolarmente trasparente e che i fotomoltiplicatori utilizzati siano altamente

¹¹vedi paragrafo 2.3.4.

Esperimento	NT-200	AMANDA-II	ANTARES
Sito	Lago Baikal	Polo Sud	Mediterraneo
Mezzo	acqua dolce	ghiaccio	acqua marina
Profondità (km)	1.1	1.5 ÷ 2.0	2.4
λ_{abs} (m)	20 ÷ 24	110	60
$\lambda_{d.eff}$ (m)	> 100	25	> 200
Separazione verticale fra gli OM (m)	6.25	20	14.5
Separazione orizzontale fra le stringhe (m)	18.6	60	66

Tabella 2.1: Effetto della lunghezza di assorbimento (al picco di sensibilità ~ 480 nm) sulla separazione fra i moduli ottici (OM) per alcuni rivelatori Cherenkov.

efficienti. Nell’acqua marina la luce Cherenkov è soggetta a processi di assorbimento e diffusione, parametrizzabili in termini delle lunghezze caratteristiche di assorbimento λ_{abs} e di diffusione efficace¹² $\lambda_{d.eff}$ i cui valori, per il sito di ANTARES, sono rispettivamente $\lambda_a \sim 60$ m e $\lambda_d > 200$ m. La scelta dei fotomoltiplicatori è stata operata in modo da garantire la massima efficacia per l’intervallo di lunghezze d’onda $400 \div 500$ nm.

La limitazione maggiore dei telescopi sottomarini è, appunto, dovuta alla trasmissione della luce in acqua marina: tale mezzo produce un’attenuazione della radiazione che non permette il propagarsi delle onde elettromagnetiche per lunghe distanze. Di conseguenza, affinchè si conservi l’informazione sull’evento di interazione, la distanza fra i moduli ottici è limitata dal piccolo valore della lunghezza di attenuazione¹³ della luce (vedi tabella 2.1).

Si comprende subito il limite economico imposto da queste considerazioni all’estensione del rivelatore finale. Aumentare la soglia di energia rivelabile

¹²L’assorbimento riduce l’ampiezza dei segnali, pertanto condiziona la scelta della distanza fra i moduli ottici. La lunghezza di diffusione efficace tiene conto della distribuzione angolare media dei fotoni “scatterati” in seguito all’interazione con atomi o con particelle sedimentarie.

¹³La lunghezza di attenuazione è data da: $1/\lambda_{att} = 1/\lambda_{abs} + 1/\lambda_{d.eff}$.

significa aumentare la superficie esposta al flusso; poiché la distanza fra i moduli ottici costituenti la struttura è fissata dal valore della lunghezza di assorbimento, un aumento del volume del rivelatore implica un aumento del numero di fotomoltiplicatori. Questo fattore incide notevolmente sui costi di realizzazione, in quanto ciascun modulo ottico impiegato ha un prezzo molto elevato, tenendo conto che un PMT per ricerca sottomarina deve possedere particolari caratteristiche di bassa usura, basso consumo, resistenza all'umidità e dev'essere contenuto in sfere di vetro (moduli ottici) resistenti ad elevati valori di pressione.

2.3.3 Topologia degli eventi osservati in un telescopio per neutrini

Come detto, i telescopi Cherenkov per neutrini sono ottimizzati per la rivelazione indiretta di neutrini muonici, per mezzo dei muoni prodotti nelle interazioni di CC:

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \mu^-(\mu^+) + X \quad (2.8)$$

dove N è un nucleone ed X rappresenta uno o più adroni generati nello sciame adronico che accompagna l'emissione del μ . Tale sciame appare puntiforme rispetto alla scala del rivelatore, avendo un'estensione longitudinale di pochi metri (tipicamente 9 m). D'altra parte, il muone originato può percorrere distanze chilometriche nei mezzi materiali¹⁴, permettendo la sua rivelazione anche a grandi distanze dal punto di produzione.

Sperimentalmente, gli eventi associati a tali μ si possono classificare in due gruppi:

- *Eventi completamente contenuti* - il vertice di interazione è contenuto nella regione instrumentale del rivelatore. In tal caso è possibile una

¹⁴tipicamente $15 \div 25$ km in acqua e $5 \div 9$ km nella roccia standard per energie di $10^6 \div 10^9$ GeV.

misura sia dell’energia che della direzione dei leptoni prodotti, una volta individuate e ricostruite le loro tracce. La misura dell’energia può essere ricavata da quella del ‘range’, cioè la distanza totale percorsa nel rivelatore prima che il muone venga assorbito. Infatti, poiché in tali condizioni il μ si trova al “minimo di ionizzazione”, è facile ricavare l’energia persa nell’acqua per unità di lunghezza dE/dx . Mediamente la perdita di energia per ionizzazione da parte di un muone è $dE/dx = 2 \text{ MeV gr}^{-1} \text{ cm}^{-1}$: pertanto nell’acqua marina vengono persi circa 0.2 GeV/m ¹⁵.

- *Muoni diretti verso l’alto* (‘*upward-going*’) - sono generati nelle interazioni dei neutrini nella roccia sottostante il rivelatore. E’ possibile determinare soltanto la direzione di tali μ , i quali possono attraversare il rivelatore o arrestarsi al suo interno. Tali muoni sono prodotti da ν con energia distribuita in un intervallo piuttosto ampio e che dipende dallo spettro. Nel caso di neutrini atmosferici con spettro $\sim E^{-3.7}$, la gran parte degli eventi rivelabili ha un’energia di $100 \div 1000 \text{ GeV}$. Per neutrini da sorgenti cosmiche con spettro più duro $\sim E^{-2}$ il picco della “curva di risposta” del rivelatore si sposta intorno ai 10 TeV (per ANTARES, si veda il paragrafo 2.5.3 e in particolare la figura 2.21).

Nel caso di eventi contenuti, l’osservazione è possibile in un angolo solido di $4\pi \text{ sr}$, mentre per i μ dal basso è richiesta solo un’accettanza di $2\pi \text{ sr}$. Peraltro, nell’ultimo caso il volume effettivo del rivelatore risulta incrementato di un fattore pari al rapporto fra il range R_μ nella roccia e l’altezza del rivelatore stesso, un aumento alquanto considerevole¹⁶ [79]. Le interazioni di CC da parte di ν_μ danno luogo a leptoni μ^\pm e a sciami adronici puntiformi. L’energia del neutrino può essere stimata da quella misurata del muone che,

¹⁵Dunque, in un rivelatore alto quanto ANTARES possono essere contenuti muoni di energia $< 0.2 \times 350 = 70 \text{ GeV}$.

¹⁶Nel caso di ANTARES, per i μ di energia $E_\mu = 1 \text{ TeV}$ il range è circa 2.7 km.w.e. : pertanto l’incremento è circa pari ad un fattore $2700m/350m \approx 8$.

come visto, può essere ricavata da una misura del range per $E_\mu < 100$ GeV, o dalla dE/dx per $E_\mu > 1$ TeV.

La frequenza di μ dal basso indotti da ν_μ è data da [79]:

$$R(> E_\mu) = \int_{E_\mu}^{\infty} dE_\mu \int_{E_\mu}^{E_\nu - m_\mu} \frac{dN}{E_\nu} P_{\nu\mu}(E_\nu, E_\mu) dE_\mu \quad (2.9)$$

dove $P_{\nu\mu}(E_\nu, E_\mu)$ rappresenta la probabilità che un ν di energia E_ν produca un muone di energia maggiore di E_μ nel rivelatore:

$$P_{\nu\mu}(E_\nu, E_\mu) = N_A \int_0^{E_\nu} dE'_\mu \left(\frac{d\sigma(E_\nu)}{dy} \right)_{y=1-E'_\mu/E_\nu} R_{eff}(E'_\mu, E_\mu) \quad (2.10)$$

L'interpretazione del flusso di muoni indotti da neutrini dipende dal confronto fra la frequenza misurata e quella calcolata. Il calcolo si basa su tre fattori principali: la propagazione dei muoni prodotti; il loro spettro energetico e la sezione d'urto; infine, il flusso stesso di neutrini atmosferici.

Data la proporzionalità diretta della sezione d'urto del ν con l'energia del neutrino E_ν e del range del μ con il logaritmo della sua energia (rispettivamente fino a 1 TeV e fino a 500 GeV [79]), la frequenza di rivelazione aumenta con l'energia. Da ciò si può comprendere come questa tecnica sia ottimizzata per le alte energie. Tuttavia, si deve ricostruire indirettamente non solo l'energia del ν , ma anche quella del μ rivelato alla produzione. L'interpretazione dei risultati è piuttosto complicata, e richiede una statistica adeguata. L'unico modo di ricavare informazioni sullo spettro energetico dei ν deriva dal rapporto fra le frequenze di μ rispettivamente che attraversano completamente il rivelatore e che si stoppano all'interno del suo volume. Attraverso la simulazione delle interazioni di neutrini e tecniche di ‘unfolding’ è possibile ricostruire, dalla misura della luce emessa dai muoni, la loro energia e dedurre lo spettro dei neutrini.

La rivelazione di μ dal basso prodotti dai ν_μ di più alta energia (> 100 GeV), come già asserito in precedenza, è statisticamente favorita. La tecnica

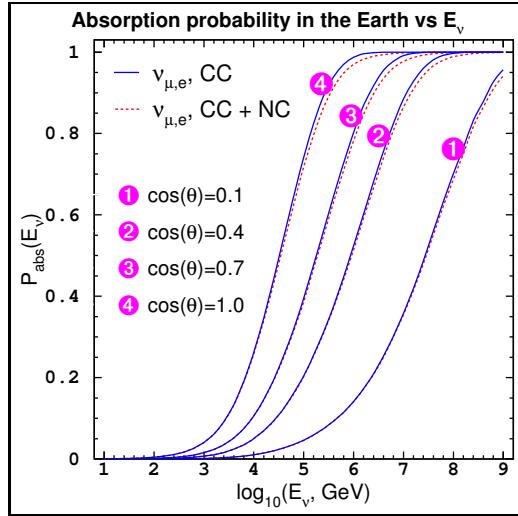


Figura 2.4: Probabilità di assorbimento per ν_e e ν_μ nella Terra, in funzione dell’energia iniziale del neutrino, per 4 diversi angoli di nadir. Le linee tratteggiate comprendono il contributo da parte delle interazioni di NC, mentre le linee continue trascurano il loro contributo. Il corrispondente plot per gli antineutrini è solo leggermente diverso [78].

migliora con l’energia: infatti, al crescere dell’energia, aumentano la sezione d’urto del neutrino, il range del muone, nonchè l’intensità della radiazione Cherenkov prodotta. Inoltre, lo spettro dei ν e dei μ atmosferici è più ripido ($\sim E^{-3.6}$ per $E > 100$ GeV) rispetto a quello dei flussi cosmici previsti ($\sim E^{-2}$). Tutti questi fattori fanno sì che lo stesso rapporto segnale-rumore cresca all’aumentare dell’energia e favoriscono la ricostruzione delle tracce muoniche.

Tuttavia, anche il volume sensibile del rivelatore deve essere aumentato, al fine di ottenere una discreta probabilità di interazione e, quindi, un discreto conteggio di tracce muoniche, dato che la sezione d’urto ν_μ -nucleo, seppur crescente con l’energia, rimane comunque molto piccola¹⁷. Infine,

¹⁷Relativamente ad ANTARES, l’area di rivelazione è di circa 0.1 km^2 , con un’altezza attiva di rivelazione di circa 350 m.

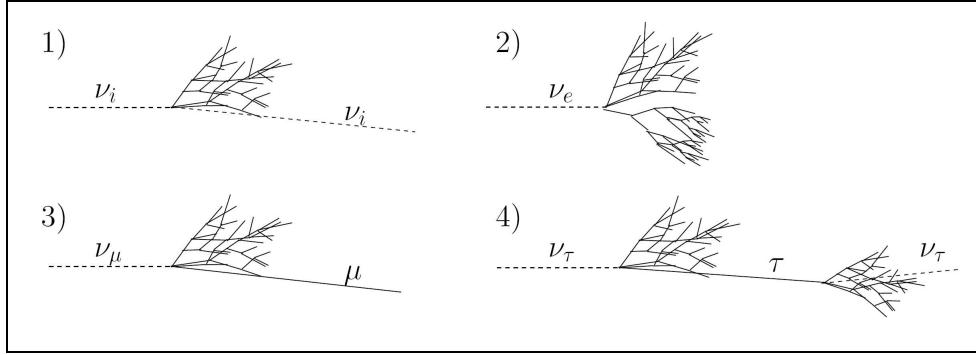


Figura 2.5: Caratteristiche delle topologie di eventi per i diversi tipi di interazione di ν . 1) Le interazioni di NC producono solo uno sciame adronico. 2) Le interazioni di CC di ν_e producono sciami adronici ed elettromagnetici. 3) Nel caso di interazioni di CC da parte di ν_μ , è prodotto anche un leptone μ dal lungo range. 4) Nell'interazione di CC da parte di ν_τ è originato un τ che decade dopo una certa distanza producendo, a sua volta, un secondo ν_τ ed un altro sciame (processo del “double bang”).

come sottolineato in precedenza, la tecnica è limitata ad energie $E_\nu < 1$ PeV a causa dell'assorbimento terrestre: quando il libero cammino medio raggiunge i $10^{10} g/cm^2$ (densità di colonna attraverso il centro della Terra) i ν non riescono più ad attraversare l'intero diametro terrestre ed i μ prodotti sono completamente assorbiti. Comunque, nel caso di ν con direzione prossima a quella orizzontale, l'effetto si verifica ad energie più elevate (figura 2.4). Inoltre, per energie così elevate si possono usare gli sciami contenuti nel rivelatore, poiché diventa possibile eliminare i muoni atmosferici dall'alto (che hanno uno spettro più pendente di quello dei neutrini) attraverso un taglio angolare in energia.

Poniamo ora l'attenzione sui neutrini degli altri due sapori. Nel caso di ν di tipo elettronico, per energie > 100 GeV notiamo che, rispetto ai ν_μ , la risoluzione energetica degli analoghi processi di interazione è superiore, ma non altrettanto la risoluzione angolare. Infatti, è possibile ricavare l'energia

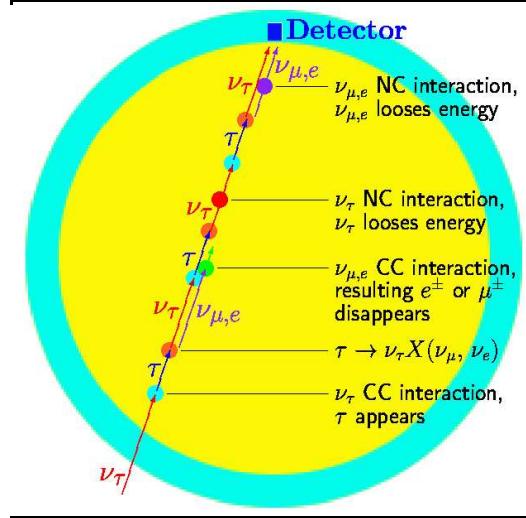


Figura 2.6: Schema dei processi indotti da ν_τ di alta energia nella propagazione attraverso la Terra [78].

del ν grazie alle cascate elettromagnetiche ed adroniche prodotte in seguito alle interazioni di corrente carica subite. Tuttavia, le dimensioni¹⁸ di queste cascate non sono tali da permettere un'affidabile misura della direzione del ν_e , la quale è affetta, pertanto, da un'incertezza maggiore che nel caso del ν_μ che producono muoni. Inoltre, vi è una certa contaminazione da parte delle interazioni di corrente neutra: in tal caso non è possibile riconoscere il sapore del ν e le risoluzioni angolare ed energetica sono scarse.

Nel caso dei ν_τ occorre considerare i processi di “double bang”, in virtù dei quali, per energie superiori ad 1 PeV è possibile, per interazione di CC prossime al volume di rivelazione, osservare la prima cascata prodotta in seguito all’interazione del ν , la traccia del τ generato, e la seconda cascata da questo originata. Tra l’altro, proprio grazie a tale processo di rigenerazione, i neutrini di tipo tau possono attraversare la Terra senza esserne assorbiti, pur perdendo energia (figura 2.6). Attualmente la possibilità di osservare ν_τ

¹⁸Le dimensioni longitudinali non sono maggiori di pochi metri, poiché la lunghezza di radiazione e la lunghezza di interazione nucleare dell’acqua sono inferiori ad 1 m.

è oggetto di discussione nell’ambito della Collaborazione di Antares.

Infine, notiamo come ad alte energie sia opportuno considerare gli effetti dovuti alla rigenerazione da parte delle interazioni di NC, a causa delle quali l’energia del flusso è traslata a valori minori più che assorbita: in tal modo è incrementato il flusso nella regione dello spettro di basse energie. L’effetto della rigenerazione dei neutrini dovuto alle NC nella Terra dipende dallo spettro, incrementando la frequenza di eventi “non-rigenerati” mediamente del 20% [77, 78]. Per spettri atrofisici ($\sim E^{-2}$) è trascurabile anche a causa della piccola sezione d’urto di NC rispetto a quella di CC.

2.3.4 Risposta angolare ed energetica del rivelatore

Le caratteristiche delle interazioni da parte di neutrini e di muoni condizionano la risoluzione angolare e quella energetica raggiungibili con un telescopio per neutrini. E’ essenziale, quindi, considerare tali vincoli nella fase di progettazione del rivelatore.

Risoluzione angolare

Al fine dell’identificazione delle sorgenti astrofisiche di neutrini, risulta fondamentale la risposta angolare del rivelatore nei confronti della loro direzione di arrivo. Una buona risoluzione angolare consente di ridurre l’ampiezza delle porzioni angolari in cui si suddivide il cielo, al fine dello studio di sorgenti puntiformi, riducendo in tal modo anche il numero di eventi di fondo attesi in tale porzione. Infatti, il rapporto segnale-rumore è dato da:

$$S/\sqrt{N} \propto \sqrt{AT}/\Delta\theta, \quad (2.11)$$

dove A è l'area efficace e T il tempo di misura. Nell'ambito di ANTARES la risoluzione angolare è definita come la mediana¹⁹ della distribuzione della differenza angolare fra la direzione della traccia del muone simulato e quella del muone ricostruito. I fattori che influenzano tale risposta sono tre:

- l'angolo medio fra le direzioni del ν e del μ prodotto (angolo fisico);
- lo scattering multiplo subito dai μ prima di raggiungere il rivelatore;
- la risoluzione angolare intrinseca del rivelatore relativamente ai μ , cioè la differenza tra la direzione del μ e quella del μ ricostruito all'interno del volume sensibile del rivelatore.

Essenzialmente, la ricostruzione angolare delle tracce muoniche è basata sulle ampiezze e sui ritardi temporali dei fotoni Cherenkov incidenti sui fototubi. Naturalmente, in pratica le cose sono ben più complicate, perché occorre sempre tenere conto di alcuni inconvenienti. Per esempio, potrebbe sembrare che tracce di muoni a più alta energia siano, perché più lunghe, più facilmente ricostruibili. Non è così, in quanto muoni più energetici durante il loro percorso emettono una grande quantità di particelle secondarie, in prevalenza elettroni che, muovendosi anch'essi a velocità ultrarelativistiche, emettono radiazione Cherenkov, complicando il compito dell'algoritmo che, pertanto, deve tenere conto del particolare attivarsi (*hit*) dei fototubi, dovuto al complesso cono di luce Cherenkov prodotto. Occorre poi considerare la presenza di *hit* dovute a fotoni del tutto scorrelati con lo sciame Cherenkov, come ad esempio quelli prodotti dalla bioluminescenza marina nel caso di apparati posti in profondità marine. In ogni caso, l'aumento di luce fa sì che gli eventi più energetici siano meglio ricostruiti, come si vede dall'andamento in figura 2.7 (la risoluzione angolare migliora all'aumentare dell'energia).

¹⁹L'uso della mediana (che suddivide una distribuzione a metà) fa sì che la risoluzione angolare non sia compromessa dalla presenza di pochi eventi ricostruiti e affetti da grandi errori, come invece accade se si usa la media.

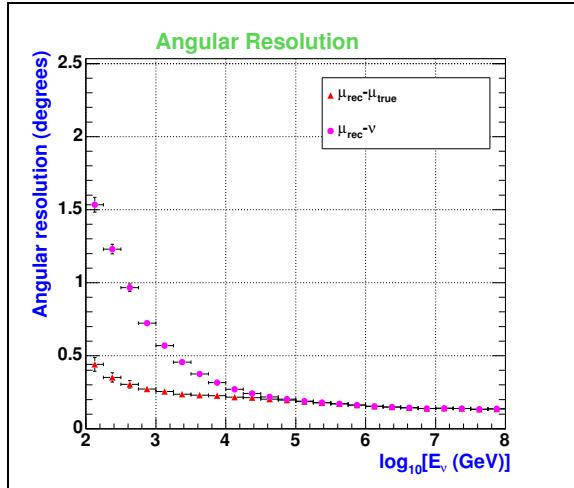


Figura 2.7: Risoluzione angolare (mediana) in funzione dell’energia del ν simulato. La curva inferiore si riferisce alla differenza angolare fra il μ ricostruito e quello simulato (sempre minore di 0.5°). La curva superiore si riferisce all’errore angolare fra il μ ricostruito e il ν simulato.

La risoluzione del rivelatore dipende fortemente dall’accuratezza del posizionamento dei suoi vari componenti, dalla risoluzione temporale dei fotomoltiplicatori, dalle proprietà temporali del sistema di acquisizione dati e dalla bontà della ricostruzione della traccia del muone. La sua accuratezza cresce con il numero di fotomoltiplicatori colpiti dalla luce. Il tempo di transito di questi ultimi (2.7 ns FWHM nel caso di ANTARES) rappresenta il limite principale per la risoluzione temporale. Ovviamente, la risoluzione angolare migliora all’aumentare del numero di stringhe.

Secondo quanto già detto, ricostruendo la direzione dei muoni è possibile identificare la sorgente astrofisica del neutrino. Sperimentalmente si trova che l’angolo θ di emissione del muone rispetto alla direzione del neutrino incidente e, l’errore nella determinazione della sorgente, diminuisce all’aumentare dell’energia del neutrino, secondo la relazione:

$$\langle \theta \rangle \simeq \frac{1.5^\circ}{\sqrt{E_\nu (\text{TeV})}} \quad (2.12)$$

Ad energie superiori al TeV, ricostruire la direzione del μ equivale, dunque, a ricostruire la direzione del ν_μ e, di conseguenza, ad identificare la sorgente astrofisica (proprietà di *puntamento direzionale*). Sopra i 10 TeV la risoluzione angolare di ANTARES è migliore di 0.3 gradi, con un valore limite di circa 0.15° ²⁰, permettendo un’ottima discriminazione dal fondo rumoroso nella ricerca di sorgenti puntiformi. Relativamente alla ricerca di neutrini astrofisici, si stima che per un cono di 1° il flusso diffuso di ν è inferiore ad 1 evento all’anno, mentre il flusso da eventuali sorgenti puntiformi dovrebbe essere di alcuni eventi all’anno (paragrafo 2.5.4). In figura 2.7 è mostrato l’errore nella determinazione dell’angolo del μ riferito alla direzione del ν , ottenuto in base a diversi criteri, in funzione dell’energia del neutrino simulato. La curva inferiore mostra l’errore angolare fra il μ ricostruito e quello simulato, mentre la curva superiore raffigura l’errore angolare fra il μ ricostruito e il ν simulato. Come sottolineato in precedenza, al di sotto di 1 TeV l’errore è determinato dalla cinematica dell’interazione. Data la dipendenza della risoluzione dall’energia dei neutrini, la risoluzione finale per una data sorgente dipende dal suo spettro energetico: più “duro” è lo spettro, migliore sarà la risoluzione. Pertanto, la rivelazione di neutrini astrofisici (il cui flusso è $\propto E^{-2}$) ne è sicuramente favorita.

Concludiamo sottolineando come altri criteri dovranno essere utilizzati per verificare le capacità di puntamento di ANTARES, come la misura dell’ombra della Luna usando i muoni atmosferici. Infatti, l’assorbimento dei raggi cosmici da parte del disco lunare è responsabile di un “deficit” di muoni [80].

²⁰Il risultato è ancora più significativo se confrontato con i casi di AMANDA-II ($2 \div 2.5^\circ$) e di Baikal (4°).

Risposta energetica

A determinare la risposta energetica sono la frazione di energia trasferita al muone nell'interazione da parte del neutrino, la perdita d'energia subita dal muone al di fuori del rivelatore e la risoluzione energetica del rivelatore. L'energia del neutrino può essere stimata da quella misurata del muone. Nelle interazioni $\nu_\mu d \rightarrow \mu^- u$ l'energia media del μ^- è la metà di quella del neutrino, mentre nelle interazioni $\bar{\nu}_\mu u \rightarrow \mu^+ d$ l'energia media del μ^+ è 3/4 di quella dell'antineutrino. A seconda dell'intervallo energetico, vi sono differenti metodi per la determinazione dell'energia dei μ ²¹.

- Per $E_\mu < 100$ GeV, la misura dell'energia può essere determinata accuratamente da quella del range, dato che i μ sono quasi al minimo di ionizzazione, e la loro traccia è contenuta interamente nel volume del rivelatore. Tale tecnica funziona bene per $E_\mu > 5 \div 10$ GeV, relativamente a tracce verticali (a seconda della spaziatura verticale fra i gruppi di moduli ottici), e per $E_\mu > 15$ GeV, per quanto riguarda eventi caratterizzati da maggiore isotropia (a seconda della spaziatura orizzontale fra le linee).
- Per $E_\mu > 100$ GeV, si è visto che non tutta la traccia del μ è contenuta nel rivelatore, ma tramite la misura del range visibile è possibile stimare un valore minimo per l'energia, da usare per l'analisi di eventi parzialmente contenuti.
- Per $E_\mu > 1$ TeV, dominano processi di natura stocastica (bremsstrahlung, produzione di coppie, raggi δ), e la perdita di energia da parte dei muoni diviene proporzionale alla loro energia, mentre il loro

²¹Per i muoni la perdita totale di energia è data da $-\frac{dE_\mu}{dx} = +a + bE_\mu$, dove a esprime la perdita per ionizzazione (circa 2 MeV per g/cm^2) mentre b tiene conto delle perdite per bremsstrahlung, produzione diretta di coppie e fotoproduzione (nella roccia $b \sim 4 \times 10^{-6}$).

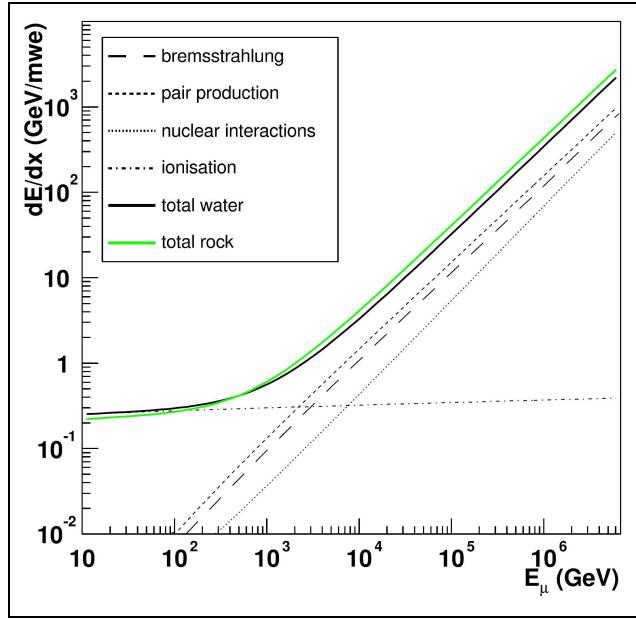


Figura 2.8: Perdita media di energia per metro di acqua equivalente (w.e.m) simulata da parte di μ nella roccia e nell’acqua marina, in funzione dell’energia del μ . Per la perdita nell’acqua, sono mostrati separatamente i contributi dei differenti processi.

range aumenta solo logaritmicamente con questa (vedi figura 2.9a). Inoltre, anche l’efficienza di rivelazione aumenta con l’energia (quasi di un fattore 2), a causa delle ulteriori perdite energetiche. In figura 2.9b è mostrata la relazione fra l’energia misurata del μ e l’energia del ν . Studi Monte Carlo hanno dimostrato come al di sopra di 1 TeV l’energia E_ν possa essere ricavata (entro un fattore 3) dalla perdita media di energia.

Per $E_\mu > 1$ PeV, la Terra diviene opaca nei confronti del flusso verticale di ν dal basso, mentre per eventi la cui direzione è vicina a quella orizzontale l’effetto si verifica ad energie più alte. Discorso a parte va fatto per i ν_τ che, grazie al processo di rigenerazione, possono essere ancora rivelati dal telescopio. Si tratta di eventi con energia fra le più alte misurabili.

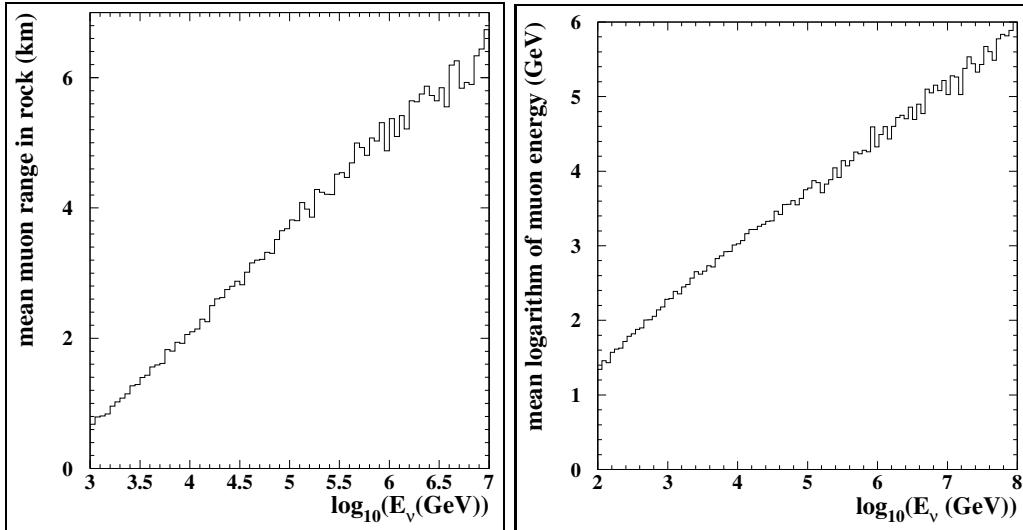


Figura 2.9: **A sinistra** (a): range medio dei μ nella roccia standard in funzione dell’energia iniziale del ν . **A destra** (b): energia del μ nel rivelatore in funzione dell’energia del ν parente.

Come asserito in precedenza, il ν può anche interagire secondo processi di corrente neutra (NC), sebbene il numero delle interazioni correlate a questo canale risultino circa pari ad 1/3 del numero delle interazioni di CC. Peraltrò, in questo caso è possibile rivelare solo la luce Cherenkov associata alle cascate adroniche originate, mentre il sapore del neutrino non è identificabile. La risoluzione energetica per gli sciami è in generale buona, sebbene venga persa l’informazione energetica sul neutrino dello stato finale complicando la ricostruzione. Inoltre, la risoluzione angolare è scarsa, a causa dell’assenza del lepton carico nello stato finale e del carattere puntiforme dell’interazione.

2.3.5 I fondi di μ e di ν atmosferici

Ovviamente, la misura del flusso dei ν astrofisici richiede un certo controllo del “rumore” di fondo generato dalle interazioni dei raggi cosmici con l’atmosfera (paragrafo 1.1.1). I primari sono soprattutto protoni, ed hanno

uno spettro che si estende sino ed oltre i 10^{20} eV. Collidendo con gli atomi costituenti l'alta atmosfera, generano cascate del tipo:

$$\begin{aligned} p(n) + N &\rightarrow \pi^o + \pi^\pm + \dots \\ \pi^o &\rightarrow 2\gamma \\ \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \\ \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu) \end{aligned}$$

In generale, è possibile approssimare [81, 82] il flusso di neutrini muonici atmosferici ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) come:

$$\frac{d^2\Phi_{\nu_\mu}}{dE_{\nu_\mu} d\Omega} \simeq 0.0286 E_\nu^{-2.7} \left(\frac{1}{1 + \frac{6.0E_\nu \cos\theta}{115\text{GeV}}} + \frac{0.213}{1 + \frac{1.44E_\nu \cos\theta}{850\text{GeV}}} \right) \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1} \quad (2.13)$$

mentre il flusso di muoni ($\mu^- + \mu^+$) può essere descritto da un'espressione simile:

$$\frac{d^2\Phi_\mu}{dE_\mu d\Omega} \simeq 0.185 E_\mu^{-\gamma} \left(\frac{1}{1 + \frac{1.1E_\mu \cos\theta}{115\text{GeV}}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1E_\mu \cos\theta}{850\text{GeV}}} \right) \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1} \quad (2.14)$$

Il primo termine in parentesi nelle due equazioni precedenti rappresenta il contributo proveniente dal decadimento di pioni ($\epsilon_{\pi,crit.} = 115$ GeV), mentre il secondo quello originato dai kaoni ($\epsilon_{K,crit.} = 850$ GeV). Come detto nel capitolo precedente, i pioni sono la fonte principale di ν e μ atmosferici, almeno ad energie non troppo elevate.

Possiamo dividere tale fondo “fisico” in due componenti: i muoni atmosferici prodotti dalle interazioni dei raggi cosmici ed i muoni indotti dai neutrini atmosferici. Analizziamo il primo tipo di fondo. Tali muoni “diretti” sono assorbiti dalla Terra, per cui questo tipo di fondo si riduce alla sola componente dall’alto, rendendo efficace una ricerca di segnali astrofisici tramite la ricostruzione degli eventi neutrinici dal basso. Si calcola che il flusso di μ atmosferici dall’alto sia 1.5×10^5 volte maggiore del flusso di ν

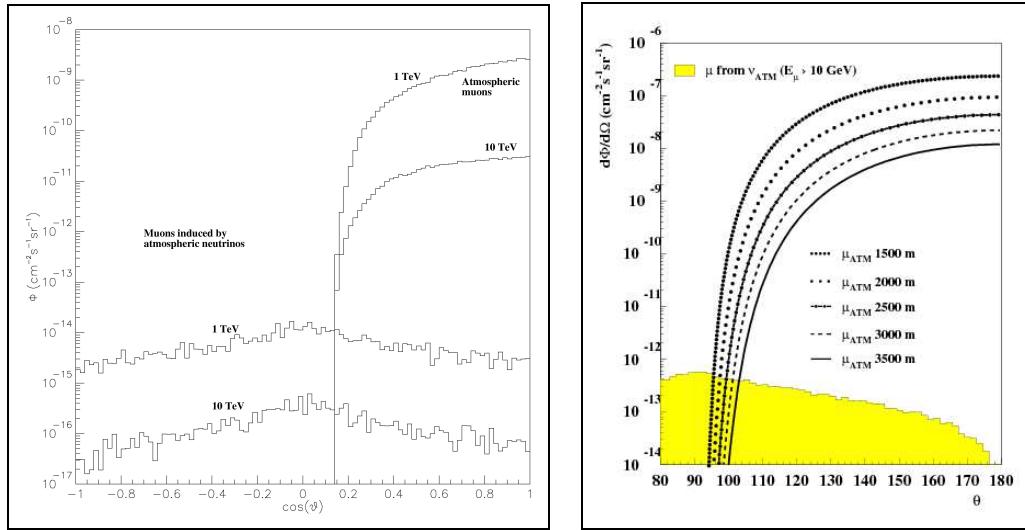


Figura 2.10: **A sinistra:** distribuzione angolare di zenith del flusso muonico sopra 1 TeV da parte di μ atmosferici e ν atmosferici indotti da μ ad una profondità di 2300 m.w.e.. **A destra:** decrescita del fondo di muoni atmosferici con la profondità in m.w.e. (figure prese da [76]).

dall’alto, e circa dieci ordini di grandezza maggiore del flusso di ν_μ dal basso (upward-going). Ma grazie alla collocazione del telescopio sul fondo del mare, gli ordini di grandezza sono ridotti a sei dallo strato di acqua sovrastante, mentre la Terra provvede ad assorbire totalmente i μ atmosferici provenienti dal basso. Infatti, come mostrato in figura 2.10, il flusso di muoni atmosferici diminuisce esponenzialmente attraversando spessori maggiori, per cui l’effetto è più evidente per piccoli angoli di zenith, mentre i muoni non sopravvivono al di sotto della direzione orizzontale ($\cos \theta = 0$).

Tuttavia, poiché il flusso di μ dall’alto è enormemente più grande di quello dal basso, è possibile che una piccola frazione di μ atmosferici sia interpretata, in seguito ad una cattiva ricostruzione della traccia, come eventi di tipo dal basso. Infatti, a volte un gruppo di muoni paralleli provenienti dalla stessa cascata atmosferica arrivano insieme nel rivelatore: essi sono detti “multi-muoni”, e costituiscono un ulteriore fondo da eliminare. Per questo il fattore

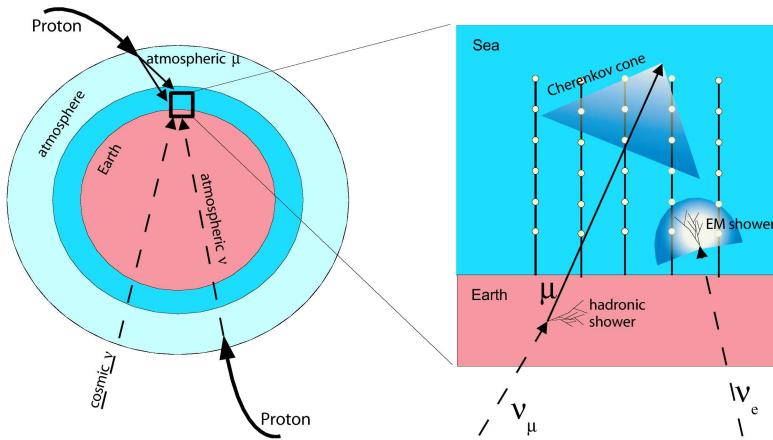


Figura 2.11: Rivelazione di neutrini.

di reiezione dell'algoritmo di ricostruzione deve essere $1 : 10^6$ in modo da consentire la discriminazione di un μ dal basso da un μ dall'alto o da un multi-muone.

D'altra parte, i neutrini atmosferici possono attraversare la Terra, producendo muoni a tutti gli angoli. L'aumento dei muoni indotti da neutrini nella direzione orizzontale è dovuto alla maggiore area efficace per l'interazione dei raggi cosmici primari nell'atmosfera (a parità di angolo solido). Tale componente del fondo è irriducibile e costituisce un serio problema dato che tali neutrini sono difficilmente distinguibili da quelli cosmici (vedi figura 2.11). La situazione è ancora più critica per quanto concerne il flusso di neutrini prompt che, come visto in precedenza, occupa lo stesso intervallo energetico individuato per la ricerca dei neutrini astrofisici. Tale componente del fondo non è stata ancora valutata per via delle notevoli incertezze evidenziate nel capitolo precedente.

Tuttavia, è possibile sfruttare le diverse dipendenze angolari dei diversi tipi di flusso, oltre ad altre proprietà peculiari (si faccia riferimento alla tabella 1.6). Il flusso dei neutrini atmosferici convenzionali può essere approssimato da una legge di potenza con un indice spettrale maggiore, in

modulo, di quello relativo al flusso di ν_μ prompt ed astrofisici. Al di sopra di 100 GeV il flusso di ν_μ atmosferici convezionali ha un andamento $\propto E^{-3.7}$, quello dei prompt segue una legge $\propto E^{-(2.7 \div 3)}$, mentre per il flusso di tipo astrofisico l'andamento atteso è $\propto E^{-2}$. Ciò implica la possibilità di discriminare i flussi, applicando un opportuno taglio energetico durante la fase di rivelazione-ricostruzione, tecnica sicuramente avvantaggiata anche dal fatto che l'identificazione di una sorgente astrofisica attraverso la rivelazione di neutrini dal basso migliora al crescere della loro energia. Tra l'altro, nel caso di flussi da sorgenti puntiformi, è possibile andare alla ricerca di un eccesso di eventi ('cluster') in una certa porzione angolare del cielo: in tal caso, la reiezione richiesta è diminuita dal numero di *pixel* in cui è definito il cielo.

Del resto, in ANTARES l'attenzione è rivolta alle alte energie, dove ci si attende un numero di eventi relativi a sorgenti astrofisiche, superiore (anche se, comunque, molto piccolo) a quello correlato ad "eventi atmosferici". L'e-satta posizione del crossover fra i neutrini atmosferici ed astrofisici dipende dalla luminosità, dalla distribuzione e dalla distanza delle potenziali sorgenti, dalla risposta energetica e, nel caso di sorgenti puntiformi, dalla risoluzione angolare del rivelatore.

2.4 Il telescopio ANTARES

Il progetto per la costruzione del telescopio ANTARES ('Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss Environmental RESearch') risale al 1996, ed è frutto di una collaborazione interazionale fra scienziati italiani dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) e ricercatori francesi, tedeschi, olandesi, inglesi, spagnoli e russi. I lavori per la sua costruzione, iniziati nel 1999, sono destinati a terminarsi nel 2007. Il sito scelto è a circa 40 km a largo delle coste francesi di Toulon. Grazie alla sua collocazione ($42^{\circ}50'N, 6^{\circ}10'E$), ANTARES ha una copertura annuale del cielo di $3.5\pi\ sr$ (vedi figura 2.12).

La porzione di cileo in comune con AMANDA è di $1.5 \pi \text{ sr}$, mentre la regione di cielo vista nello stesso istante dai due rivelatori è di $0.5 \pi \text{ sr}$. Inoltre, la posizione geografica lo rende adatto all’osservazione di neutrini provenienti dal Centro Galattico, visibile per una consistente frazione di giorno (67 %).

Il progetto del telescopio prevede 12 stringhe vincolate sul fondo marino da opportuni “corpi morti”, e mantenute tese grazie a delle boe (vedi figura 2.13). Le stringhe, alte circa 350 m, sono distanziate fra loro di 70 m circa. Ciascuna di esse consta di 75 moduli ottici (sfere di vetro da 17” con fotomoltiplicatori Hamamatsu R7081-20 da 10”), dislocati in serie di tre (i cosiddetti ‘storey’) lungo la lunghezza della stringa, a partire da 100 m dal fondo marino, al fine di consentire lo svilupparsi di luce Cherenkov anche nella zona sottostante. I tre moduli ottici costituenti lo storey sono distanziati angolarmente di 120° nel piano orizzontale, e l’asse dei rispettivi fotomoltiplicatori forma un angolo di 45° con la verticale, in modo da essere particolarmente sensibili ai fotoni Cherenkov emessi dai muoni dal basso. Gli storey comprendono, inoltre, un contenitore al Titanio nel quale è alloggiata l’elettronica della stringa, degli emettitori acustici per il posizionamento e, in alcune stringhe, dei ’laser beacon’ per la calibrazione temporale. Oltre alle stringhe, ANTARES dispone di una speciale linea di strumentazione (’instrumentation line’) la cui funzione è il monitoraggio dei principali parametri ambientali, come ad esempio la velocità delle correnti, la velocità del suono e le proprietà ottiche dell’acqua, utili alla calibrazione temporale ed acustica.

Particolari moduli di giunzione permettono il collegamento delle stringhe ad un cavo elettro-ottico, lungo circa 40 km e contenente 48 fibre ottiche, che consente la trasmissione dei dati alla vicina stazione di controllo di La Seyne-sur-Mer, nonché l’alimentazione dell’elettronica associata.

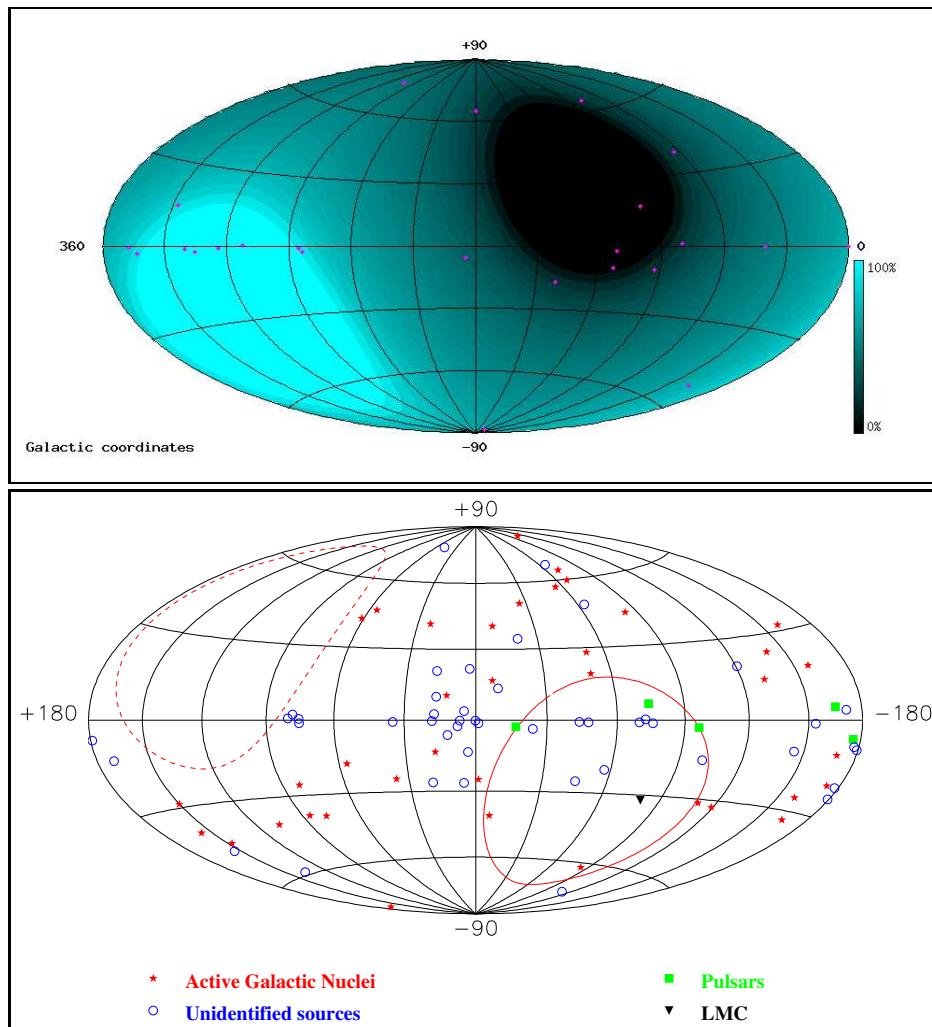


Figura 2.12: Mappa del cielo simulata per il sito di ANTARES. **In alto:** la regione chiara è quella visibile 24 ore su 24, mentre la regione in nero è quella inaccessibile. I punti color magenta indicano sorgenti di gamma con $E > \text{TeV}$. **In basso:** sorgenti previste dal catalogo di EGRET [83].

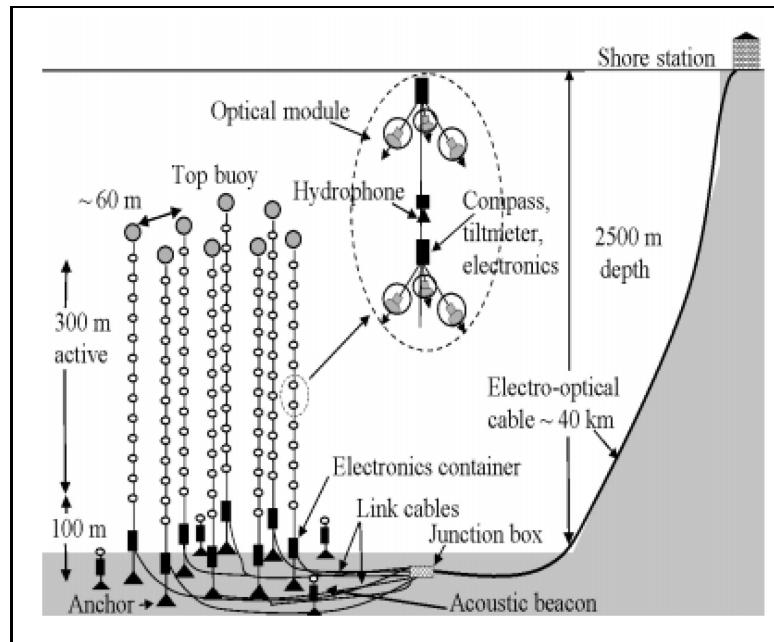


Figura 2.13: Raffigurazione del telescopio ANTARES.

2.4.1 Caratteristiche del rivelatore

Per ottenere un controllo sulle grandezze misurate e sui relativi errori, occorre porre l'attenzione sui seguenti aspetti del rivelatore:

- il sistema di acquisizione dati;
- la calibrazione temporale e spaziale del rivelatore;
- il sistema di trigger;

Il sistema di acquisizione dati

L'esame del sistema di acquisizione dati (DAQ) dipende da diversi elementi:

- il sistema di clock;

- la digitalizzazione del segnale prodotto dal fotomoltiplicatore e la sua trasmissione a terra;
- la calibrazione temporale.

Attraverso il sistema di *clock* [84] è possibile un'accurata calibrazione del tempo di arrivo dei fotoni Cherenkov ai PMT, essenziale per la ricostruzione delle tracce dei muoni. A determinare i tempi di arrivo è la distribuzione delle lunghezze di cammino ottico dei fotoni ai PMT. Inoltre, al fine di ottenere la massima precisione temporale, il sistema di clock è connesso con un sistema GPS ('Global Position System').

Per quanto concerne la *digitalizzazione* del segnale prodotto dai fotomoltiplicatori, essa è inizializzata per una soglia equivalente a circa 0.3 fotoelettroni, mediante un circuito di 'front-end', comprendente un *chip* detto ARS ('Analogue Ring Sampler'), che genera il segnale successivamente trasmesso a terra, ad una frequenza di circa 1 GByte/s, in vista del processamento a terra.

La calibrazione temporale e spaziale del rivelatore

Al fine di garantire una risoluzione angolare al livello di 0.2° per $E > 10$ TeV (mostrata in figura 2.7) sono necessarie un'accurata calibrazione temporale e la determinazione della posizione relativa dei sensori ottici, nonché la conoscenza del posizionamento assoluto del rivelatore.

La bontà della *calibrazione temporale* dipende dal sistema di clock. I tempi di arrivo dei fotoni Cherenkov, necessari alla ricostruzione della traccia muonica, dipendono dalla distribuzione delle lunghezze di cammino ottico dei fotoni ai fotomoltiplicatori. Essa è realizzata per mezzo degli impulsi generati da particolari LED posti nei moduli ottici, e di un sistema di 'LED beacons' e di 'laser beacon'. La correlazione fra i tempi di arrivo dei fotoni da essi prodotti in differenti PMT, insieme alla conoscenza della posizione di tali

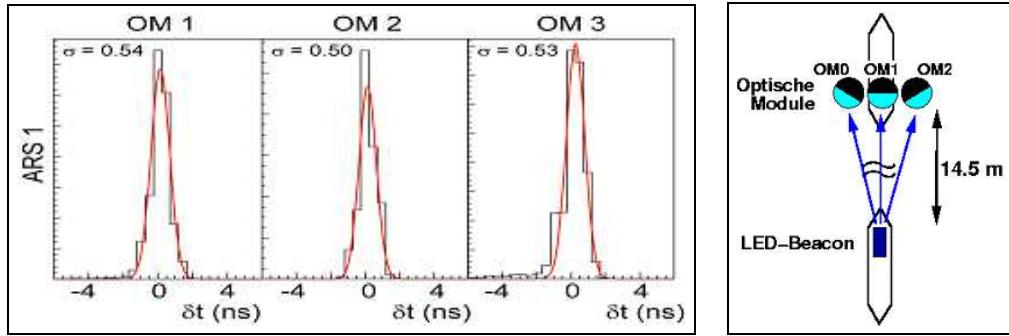


Figura 2.14: Differenze di tempo fra la rivelazione del segnale nei moduli ottici e la rivelazione da parte del PMT interno del ‘LED beacon’. Le figure si riferiscono alle recenti misure effettuate tramite la linea MILOM (vedi paragrafo 2.6).

strumenti, permette di fissare l’*offset* di tempo relativo con una precisione di circa 0.5 ns, come mostrato in figura 2.14, nella quale sono riportate le recenti misure effettuate tramite la linea test MILOM (vedi paragrafo 2.6), relativamente alla calibrazione temporale. Per quanto concerne la risoluzione temporale, al massimo si ottiene un valore pari a circa 0.2 ns per l’elettronica, mentre ammonta a circa 1.3 ns la dispersione sul tempo di transito dei fotolettori nei fototubi. Tali fattori sono essenziali per il raggiungimento delle prestazioni desiderate nella ricostruzione della direzione di un muone (vedi paragrafo 2.3.4). Infine, a determinare la frequenza di dati da trasportare a terra ai vari *buffer*, è la frequenza di conteggio media, tipica del fondo ottico, di 70 kHz per fotomoltiplicatore.

Una delle calibrazioni più complesse concerne il posizionamento degli elementi costituenti il rivelatore (*calibrazione spaziale*). Poichè le stringhe sono sotto l’influenza delle correnti marine, occorre che il loro movimento sia costantemente monitorato. Il controllo della posizione relativa dei moduli sulle stringhe è ottenuto grazie a due sistemi indipendenti incorporati nel rivelatore. Il primo si basa su un insieme di tiltometri e compassi che misurano l’orientazione delle stringhe. La ricostruzione della forma della stringa,

distorta dalle correnti marine, è ottenuta attraverso un *fit* di misure prese in diversi punti lungo la stringa. L'errore massimo stimato è inferiore al metro. Il secondo è un sistema acustico ('acoustic beacons') indipendente basato sulla triangolazione fra diversi punti fissi sul fondo marino in cui si trovano opportuni trasmettitori ed alcuni idrofoni distribuiti lungo ciascuna stringa. Si tratta di un sistema molto più preciso, ma richiede un'elettronica molto più complessa e costosa. Inoltre, necessita della precisa conoscenza della velocità del suono in acqua, la quale dipende dalla temperatura, dalla salinità e dalla profondità del sito in cui è allocato il rivelatore. I due sistemi sono complementari, in quanto è possibile misurare acusticamente alcuni punti della linea e ricavare gli altri con la procedura di *fit*. I test già effettuati con la linea MILOM confermano la possibilità di raggiungere la precisione desiderata sul posizionamento relativo dei moduli ottici (circa 10 cm).

Attraverso un sistema di 'transponder' posizionati rispetto a una barca a sua volta collegata al GPS, è invece possibile la determinazione della posizione geografica assoluta (con incertezza dell'ordine del metro) e dell'orientazione del rivelatore (con un'incertezza inferiore a 0.1° , minore di quella relativa al puntamento del telescopio).

Il sistema di trigger

ANTARES dispone di un sistema di trigger dato da due livelli:

- Coincidenza (entro 20 ns) fra due moduli ottici appartenenti allo stesso storey (coincidenza locale); il requisito alternativo affinchè una *hit* sia selezionata, è che il segnale rivelato superi una soglia di 0.5 fotoelettroni.
- Opportune combinazioni dei segnali che hanno soddisfatto la condizione precedente in storey diversi.

Il processamento dei dati viene eseguito da un sistema di processori presso la stazione di controllo di la Seyne-sur-Mer. Un ulteriore livello di trigger è costituito da un software la cui funzione specifica è quella di filtrare (attraverso 5 livelli) i dati del fondo riducendo la frequenza dei dati del rivelatore di circa un fattore 10^3 (da circa 1 GByte/s a circa 1 Mbyte/s). I dati in relazione con il fondo producono, in genere, molte *hit* scorrelate, rendendo possibile una discriminazione sulla base di coincidenze temporali molto stringenti applicate su un numero elevato di moduli ottici. Un μ indotto da un ν dà luogo, invece, a varie *hit* in diverse zone del rivelatore, le cui coordinate spazio-temporali sono, comunque, vincolate dalle proprietà geometriche di emissione della luce Cherenkov e dalla velocità della luce nell'acqua. Ciò rende possibile la discriminazione dal fondo dovuto al ^{40}K e alla bioluminescenza.

L'efficienza di tale sistema di trigger, in continuo miglioramento, aumenta al crescere dell'energia del neutrino, ed è dell'ordine del 50% ad 1 TeV e del 70% a 10 PeV. Inoltre, essa può essere ulteriormente incrementata, specie a basse energie, utilizzando l'informazione direzionale sull'evento (ad esempio nel caso di GRB).

2.4.2 Proprietà ottiche del sito di ANTARES

Particolari studi hanno mostrato come i parametri marini del sito di ANTARES siano adatti per la rivelazione della luce Cherenkov: è stata misurata una lunghezza di attenuazione di circa 40 m per una lunghezza d'onda di 466 nm. Infatti, la lunghezza di assorbimento per la stessa lunghezza d'onda è di circa 60 m, mentre la lunghezza di scattering effettiva è vicina ai 300 m. Come detto precedentemente, la trasparenza dell'acqua influisce sull'efficienza di rivelazione dei muoni, mentre la quantità di luce diffusa determina il limite sulla risoluzione angolare del rivelatore (paragrafo 2.3.2).

Oltre al fondo “fisico” costituito delle particelle atmosferiche (muoni e

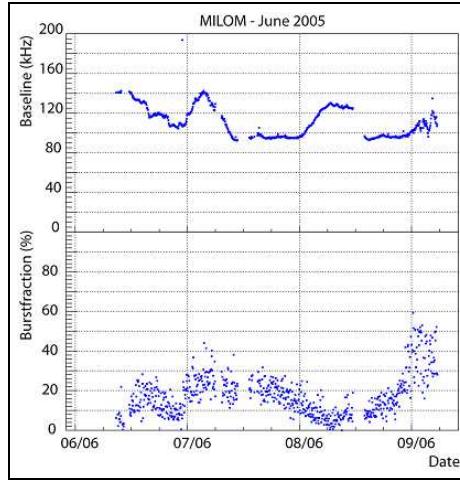


Figura 2.15: **In alto:** frequenza di conteggio media correlata al fondo ottico ('baseline'). **In basso:** rapporto di tempo ('burst fraction') durante il quale la frequenza di conteggio supera almeno del 20% il fondo ottico. Le figure rappresentano le recenti misure effettuate dalla linea MILOM (vedi paragrafo 2.6).

neutrini), altri fondi sono costituiti dal decadimento β del ^{40}K ²² e dalla bioluminescenza emessa da particolari batteri e pesci. In figura 2.15 sono presentate le recenti misure effettuate dalla linea test MILOM (vedi paragrafo 2.6): in alto è mostrata la frequenza di conteggio attesa per il fondo ottico ('baseline'), mentre in basso è mostrata la frazione di tempo nella quale la frequenza di conteggio dei PMT supera il fondo ottico ('burst fraction'). E' stato mostrato come la frequenza di conteggio relativa alla loro attività sia correlata alla velocità delle correnti marine.

Le correnti marine sono dell'ordine di $5 \div 15$ cm/s , e la sedimentazione sul lato inferiore dei moduli ottici provoca una perdita di trasparenza del 1.5% dopo il primo anno e tende a saturare: infatti, l'ambiente marino, con i suoi

²²Tale elemento, presente naturalmente in acqua, decade principalmente attraverso il decadimento- β : $^{40}K \rightarrow ^{40}Ca + e^- + \bar{\nu}_e$. Il fondo ad esso correlato è visibile ad una frequenza di circa 40 kHz.

microrganismi, assume un ruolo importante nella riduzione della trasparenza della superficie dei moduli ottici nel corso del tempo. Le stessa lunghezza di attenuazione dipende fortemente dalle proprietà del mezzo nonchè dalle variazioni stagionali. Del resto, la scelta del sito è stata dettata da considerazioni basate sulla trasparenza dell'acqua, fondo ottico, intensità delle correnti marine e profondità.

2.5 Prestazioni del rivelatore

Nella presente sezione sono descritte le prestazioni attese di ANTARES. Le capacità del rivelatore possono essere caratterizzate da diverse grandezze. La sensibilità è connessa con il volume e con l'efficienza del rivelatore; una misura della sensibilità è data dall'area effettiva per i neutrini. La stima delle quantità citate è resa possibile attraverso la simulazione della risposta del rivelatore ad un segnale di neutrini: nel prossimo paragrafo segue una descrizione della catena di simulazione dell'esperimento.

2.5.1 I metodi di simulazione e di ricostruzione

Per valutare le prestazioni di ANTARES viene effettuata una completa simulazione della generazione del segnale e del rumore di fondo e della risposta del rivelatore a flussi incidenti di neutrini muonici ed elettronici. Il processo è completato dalla ricostruzione degli eventi (tracce o sciami).

Le interazioni di corrente carica da parte dei neutrini muonici sono simulate in un volume maggiore di quello reale dell'apparato, in quanto i μ prodotti possono propagarsi per decine di km nell'acqua o nella roccia, permettendo una rivelazione a distanza dal rivelatore. D'altra parte, la luce Cherenkov associata può essere rivelata solo in prossimità dell'apparato, per via dei processi di assorbimento e diffusione nell'acqua marina. In base a

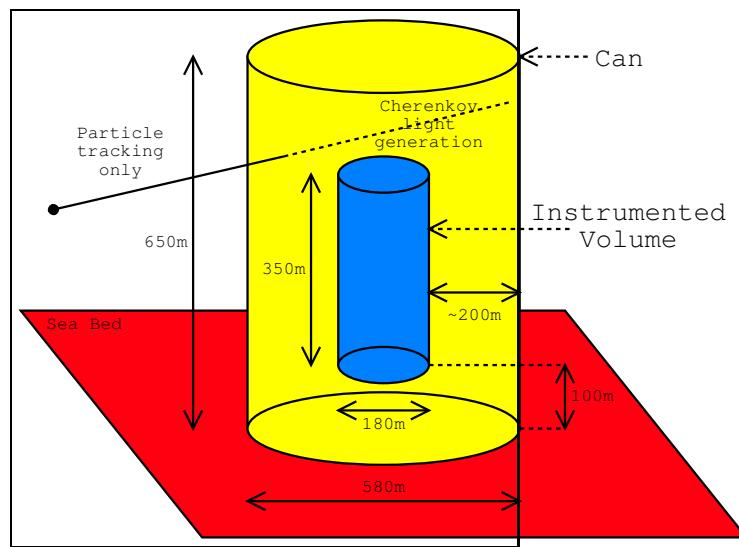


Figura 2.16: Relazione fra il volume instrumentato e il volume della *can* usato per la simulazione della luce Cherenkov. La *can* si estende oltre il volume instrumentato del rivelatore, di un fattore pari a circa 3 volte la lunghezza di assorbimento λ_{abs} nell'acqua marina.

queste considerazioni, tutti i codici di simulazione fanno riferimento ad un volume, detto *can*, che si estende tipicamente di $3 \times \lambda_{abs}$ oltre il volume instrumentato (vedi figura 2.16), ed è limitato inferiormente dal fondo marino. La simulazione della luce Cherenkov è ristretta a tale regione, in quanto solo la radiazione generata nella *can* può raggiungere i fotomoltiplicatori. Si individua anche un volume di generazione molto più grande del precedente, in cui sono simulate le interazioni dei neutrini: si definiscono, quindi, eventi interni, in cui i ν interagiscono all'interno della *can*, ed eventi esterni, nei quali l'interazione è esterna alla *can* ed i muoni si propagano fino a raggiungerla. Nel secondo caso il volume di generazione è correlato al valore del range massimo del muone prodotto, con energia pari all'energia massima del neutrino parente. Tutto ciò è valido per i neutrini muonici; per i neutrini elettronici l'interazione è simulata solo all'interno della *can*, dato che gli sciami da essi generati si propagano per brevi distanze.

Il processo di simulazione può essere schematizzato come segue:

- generazione delle interazioni dei neutrini;
- propagazione dei secondari;
- simulazione della luce emessa da questi ultimi in prossimità del rivelatore;
- risposta del rivelatore a tale radiazione;
- ricostruzione delle tracce a partire dei segnali misurati dai fotomoltiplicatori.

Al fine di ottenere risultati significativi dallo studio delle caratteristiche del rivelatore, è essenziale un'elevata statistica e, quindi, un alto numero di eventi generati tramite le tecniche Monte Carlo. Possiamo riferirci agli eventi prodotti come “eventi reali”, mentre il loro processamento da parte della

catena di simulazione di seguito esaminata dà luogo agli “eventi ricostruiti”: questi ultimi non sono altro che il risultato della rivelazione dei ν reali da parte di ANTARES e contengono, quindi, tutte le informazioni relative alle sue caratteristiche operative.

La catena di simulazione

Le interazioni da parte dei neutrini sono simulate mediante **GENHEN** (“il generatore degli eventi”) [85]. Si tratta di un programma scritto in FORTRAN che memorizza in un *file* in formato ASCII le informazioni su tutti i secondari prodotti, i quali generano la luce Cherenkov in grado di raggiungere la regione strumentata del rivelatore, individuata dal reticolo di stringhe di fotomoltiplicatori. E’ un software molto flessibile, in quanto consente all’utente di scegliere fra diverse opzioni ed intervalli di variabili della simulazione. I neutrini sono generati secondo uno spettro di potenza del tipo $dN/dE \propto E^{-X}$, ed è possibile ottenere una distribuzione angolare uniforme o corrispondente ad una particolare sorgente puntiforme; i vertici di interazione sono distribuiti uniformemente all’interno del volume di generazione. Nella simulazione sono considerati, in funzione dell’energia iniziale, i processi di interazione quasi-elastica, di risonanza e di scattering profondamente anelastico. Sono considerati tutti i tipi di sapore ed entrambi i canali di interazione di CC e NC; sono tenuti in conto anche i rapporti protone/neutrone nell’acqua e nella roccia. Se il vertice dell’interazione del ν è interno al volume della *can*, sono registrate tutte le particelle dello stato finale dell’interazione (dopo l’adronizzazione e il decadimento delle particelle di vita breve). Successivamente è simulata la luce Cherenkov prodotta da tali particelle, che viene così misurata dall’apparato, contribuendo alla ricostruzione dell’evento. Nel caso di eventi esterni alla *can*, solo i muoni sono propagati fino alla superficie della *can*, dove vengono registrate tutte le loro informazioni cinematiche. Nel caso di interazioni di CC da parte di ν_e e ν_τ e nel caso di interazioni di NC,

solo i vertici interni al volume della *can* sono considerati. Come si descriverà nella sezione 5, è stata sviluppata una classe C++ atta a generare i flussi di neutrini atmosferici (convenzionali e prompt) e anche di quelli astrofisici: tale classe è stata successivamente interfacciata da me al codice GENHEN, e diventerà parte del codice ufficiale di ANTARES.

La propagazione dei secondari nell'acqua o nella roccia è controllata dal codice **MUM** [86]. Ad ogni evento è associato un particolare peso, dipendente dall'energia iniziale del neutrino e dall'angolo di nadir, introdotto per tenere conto della propagazione nella Terra. Esso, infatti, rappresenta la probabilità che il neutrino abbia attraversato la Terra senza esserne assorbito. Sono considerate tutte le principali perdite di energia subite dai muoni fino alle più alte energie. Un software analogo è rappresentato da **MUSIC** [87] che, in aggiunta, include la diffusione multipla coulombiana per i muoni. Ad ogni modo, tramite l'attivazione di una particolare ‘datacard’, è possibile generare il segnale indotto dai neutrini seguendo direttamente la propagazione dei μ nella Terra, oppure utilizzare la tecnica del ripesamento dei flussi, mediante la quale è possibile scalare, in base ad un nuovo flusso differenziale di neutrini, il tasso di eventi ottenuti nella generazione. Questa seconda scelta consente di condurre analisi specifiche che possono essere dipendenti dallo spettro, senza dover simulare nuovamente le interazioni.

La simulazione delle cascate in atmosfera è gestita dai codici **HEMAS** [88] o **CORSIKA** [89], mentre il codice **PropMu** [90], si occupa della propagazione dei μ atmosferici dalla superficie del mare fino alla *can*. Essi generano gli eventi muonici (singoli e multipli) prodotti nelle interazioni dei raggi cosmici, eseguendo una simulazione completa delle cascate atmosferiche, propagando poi i muoni fino alla *can*, dove sono così registrati in attesa di un successivo processamento (vedi figura 2.17a). A questo punto è applicato un taglio energetico di 20 GeV, che corrisponde all'energia minima necessaria a produrre un segnale rivelabile nel rivelatore, poiché il range delle particelle meno energetiche è più corto della distanza della superficie della

can dal volume instrumentato.

L’emissione e la propagazione di luce Cherenkov da parte dei secondari sono simulate tramite i programmi **KM3** [91] e **GEASIM**²³. KM3 è un codice FORTRAN che, usando le tecniche Monte Carlo, simula la luce prodotta dai μ e dalle particelle secondarie, con successiva conversione in probabilità di produrre *hit* nei fototubi. Esso incorpora, inoltre, l’effetto della diffusione della luce nell’acqua. I fotoni Cherenkov sono generati e tracciati nell’acqua individualmente: ogni volta che un fotone penetra una delle diverse sfere concentriche attorno alla traccia muonica, la sua posizione, direzione e tempo sono salvati in particolati “tabelle di scattering”, che sono successivamente usate per calcolare le probabilità di *hit* per i moduli ottici interessati. GEASIM, invece, genera una simulazione completa, basata sul codice GEANT, tenendo conto anche dell’effetto delle cascate di tipo adronico, ma non di quello legato allo scattering della luce. La propagazione della luce derivante dagli sciami elettromagnetici è parametrizzata a partire dalla distribuzione angolare nota della luce Cherenkov emessa da uno sciame elettromagnetico, che è indipendente dall’energia iniziale in un intervallo esteso di energia. Ciò permette un consistente guadagno di tempo per la CPU. Per tutti i moduli ottici interessati dal cono, la probabilità di *hit* è determinata e convertita in un numero di fotoelettroni usando la statistica di Poisson. Infatti, i due programmi simulano anche la risposta dell’apparato alla luce Cherenkov, note l’efficienza dei moduli ottici e la risposta dell’elettronica.

La ricostruzione della traccia e dell’energia degli eventi è effettuata mediante il codice **RECO**, scritto in C++, che include diverse strategie utilizzabili in base allo specifico scopo. La descrizione della procedura di ricostruzione è analizzata nel paragrafo seguente.

²³che, se necessario, possono simulare anche le *hit* associate al fondo del ^{40}K .

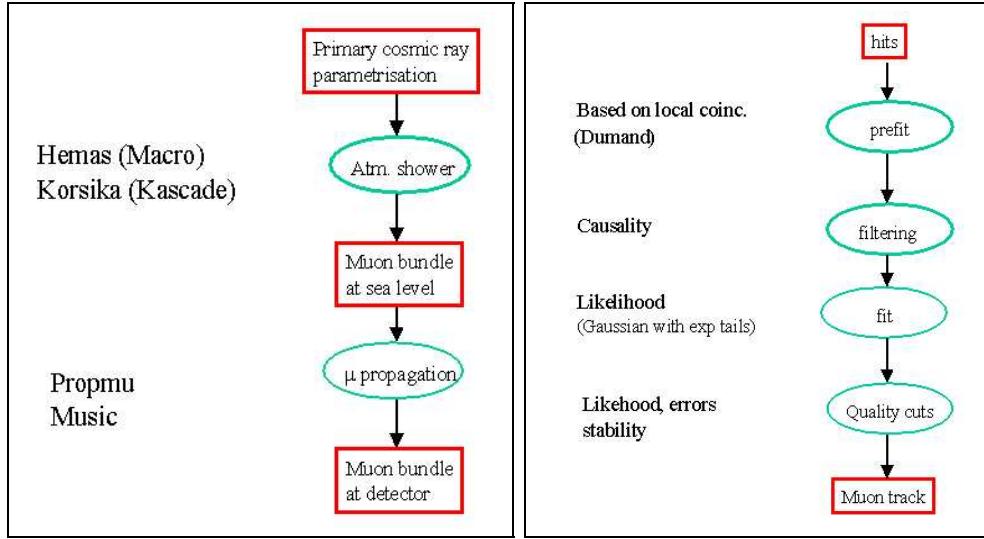


Figura 2.17: **A sinistra:** schema per la generazione di fasci di muoni da cascate atmosferiche. **A destra:** ricostruzione delle tracce muoniche.

Le strategie di ricostruzione

Come detto in precedenza, una traccia è individuata grazie alle ampiezze e ai tempi d'arrivo dei fotoni Cherenkov sui diversi fotomoltiplicatori, soddisfacendo un criterio di coincidenza fra i diversi moduli: il trigger minimale è dato da almeno due coincidenze locali nello stesso storey, mentre il trigger tridimensionale necessita di almeno due stringhe diverse con una coincidenza locale ed almeno 5 moduli ottici interessati. Una *hit* è appunto un segnale che, superando tale trigger, produca sul PMT un segnale di ampiezza superiore ad una certa soglia (tipicamente 0.5 fotoelettroni).

Il metodo delle coincidenze permette l'eliminazione di eventi casuali come quelli provenienti da ^{40}K , responsabile di circa il 90% delle *hit* corrispondenti a singoli fotoelettroni. Un taglio operato sulle ampiezze comporterebbe una grossa perdita di *hit*. In tal modo, invece, il fondo ottico è ridotto di un fattore 100 circa, conservando il 46% delle *hit* di singoli fotoelettroni associate alle tracce muoniche. Molto importante è la risoluzione temporale dei

fotomoltiplicatori, limitata soltanto dal tempo di transito dei fotoni (2.7 ns FWHM).

La ricostruzione, complicata dalla dipendenza non lineare dei parametri caratterizzanti la traccia, richiede una procedura iterativa che effettui inizialmente una stima preliminare (“pre-fit”) di tali parametri, prescindendo dai dettagli geometrici del cono Cherenkov, seguita da operazioni successive di affinamento al fine di ricavare il “best fit” della traccia, massimizzando una funzione di verosimiglianza (vedi figura 2.17b). Questa è data in termini della differenza fra il tempo vero dell’*hit* sul PMT e quello teorico, funzione delle caratteristiche della traccia e della propagazione della luce nell’acqua, nonché della posizione del fototubo colpito.

L’algoritmo di ricostruzione rende possibile una stima della posizione di un muone ad un dato istante, fornendo i 5 parametri necessari alla ricostruzione della traccia, e cioè un punto appartenente alla traccia (3 parametri) e gli angoli di zenith e di azimuth di questa rispetto al sistema di riferimento di ANTARES. Viene calcolato anche il χ^2 della ricostruzione, e sono stimati gli errori sul *fit*. Si hanno oggi a disposizione due tipi di strategie, quella di Carmona [76] e quella di Aart [92], che si basano sulla funzione di probabilità data dai residui dei tempi (dati dalle differenze fra i tempi misurati dai PMT e quelli stimati). Infine, attraverso opportuni tagli di qualità è possibile discriminare i muoni atmosferici multipli provenienti dall’alto, i quali possono essere erroneamente ricostruiti ed interpretati come muoni dal basso.

E’ ovvio come l’efficienza di ricostruzione dipenda dal numero delle tracce ricostruite e dai vincoli imposti sulla qualità del tracciamento. Ciò implica che l’area efficace sarà maggiore quanto migliori sono gli algoritmi di ricostruzione. Inoltre, occorre considerare l’influenza sulla qualità del tracciamento da parte della luce emessa dalle altre particelle cariche e della luce diffusa.

2.5.2 Area efficace

L'area efficace rappresenta la superficie del rivelatore perpendicolare alla direzione del fascio incidente di particelle, che si avrebbe con un'efficienza di rivelazione del 100%. Essa è data dal rapporto fra la frequenza di eventi rivelati (s^{-1}) e il flusso incidente ($cm^{-2}s^{-1}$). Si definisce un'*'area efficace per i muoni*, A_{eff}^ν , relativa al flusso incidente di μ sul rivelatore, ed un'*'area efficace per i neutrini*, A_{eff}^μ , relativa al loro flusso incidente sulla superficie terrestre. La differenza fra le due è che per A_{eff}^ν si intende quella "vista" dal ν_μ prima di entrare nella Terra, includendo quindi anche le probabilità di assorbimento e di interazione nella regione sottostante il rivelatore. L'area efficace del rivelatore, chiaramente, dipende dal numero di stringhe: essa cresce linearmente con il numero di moduli ottici a basse energie, ma l'effetto diminuisce sopra i 10 TeV. L'area efficace è pure funzione della trasparenza delle acque: come visto, le proprietà ottiche del sito scelto per ANTARES sono ottimali.

La definizione delle aree efficaci presuppone quella di volume efficace: esso rappresenta il volume del bersaglio effettivo del rivelatore, ed è pari al volume di generazione²⁴ moltiplicato per l'efficienza di rivelazione e di ricostruzione. Il volume efficace e le aree efficaci sono quantità indipendenti dal flusso di neutrini assunto per il loro calcolo: si tratta di caratteristiche intrinseche del rivelatore ed includono, oltre alle efficienze nella simulazione e nella ricostruzione, le efficienze strumentali. Pertanto tali quantità dipendono dai criteri di selezione applicati.

Volume efficace

Prima di procedere al calcolo delle aree efficaci, è necessario considerare il volume efficace, quantità che, moltiplicata per la frequenza di interazioni

²⁴il volume di generazione contiene tutte le interazioni dei neutrini potenzialmente visibili nel rivelatore.

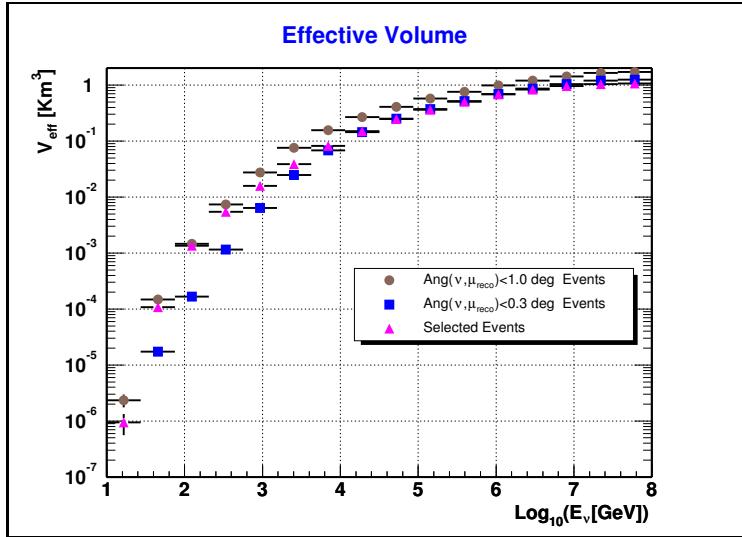


Figura 2.18: Volume efficace per neutrini in funzione dell’energia del ν incidente, per diversi criteri di selezione delle tracce. Gli eventi “selected” sono quelli per cui è stato applicato uno specifico taglio di selezione contro i μ atmosferici.

di neutrini nell’unità di volume, fornisce il numero di eventi osservati. Esso è pari al rapporto fra il numero di eventi ricostruiti e selezionati (in un dato *bin* angolare e di energia) e il numero di eventi simulati nello stesso *bin* per unità di volume. In formule:

$$V_{eff}(E_\nu, \theta_\nu) = \frac{N_{sel}(E_\nu, \theta_\nu)}{N_{gen}(E_\nu, \theta_\nu)} \times V_{gen} \quad (2.15)$$

dove $N_{sel}(E_\nu, \theta_\nu)$ e $N_{gen}(E_\nu, \theta_\nu)$ sono rispettivamente il numero di eventi selezionati e di eventi generati, mentre V_{gen} è il volume di generazione nel quale, come visto, è simulato un flusso isotropo di neutrini, secondo una legge di potenza con indice $-X$. Il numero di eventi generati, nell’intervallo di energia (E_1, E_2) e di coseno $(\cos \theta_1, \cos \theta_2)$, e centrato nei valori E_ν e $\cos \theta_\nu$, è dato da:

$$N_{gen}(E_\nu, \cos \theta_\nu) = \frac{\cos \theta_2 - \cos \theta_1}{\cos \theta_{max} - \cos \theta_{min}} \times \frac{\int_{E_1}^{E_2} E^{-X} dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} E^{-X} dE} \times N_{totale} \quad (2.16)$$

dove E_{max} ed E_{min} sono le energie massima e minima, θ_{max} e θ_{min} gli angoli di arrivo massimo e minimo dei neutrini generati, e N_{totale} è il numero totale delle interazioni neutriniche simulate.

Il volume efficace è rappresentato in figura 2.18 in funzione dell’energia, per diversi criteri di selezione delle tracce. Imponendo che l’angolo fra la direzione del μ ricostruito e quella del ν incidente sia minore di un dato valore, è possibile scartare gli eventi a più bassa energia, nei quali gli effetti cinematici peggiorano la risoluzione angolare, e che costituiscono il fondo allo studio di sorgenti puntiformi di neutrini. Gli eventi “selected” sono quelli che soddisfano un taglio di qualità del tracciamento per eliminare il fondo dei μ atmosferici.

Area efficace per i neutrini

L’area efficace per i neutrini è l’area dell’apparato vista dai neutrini all’ingresso della Terra (dal lato opposto) moltiplicata per l’efficienza di rivelazione. Moltiplicando, a sua volta, l’area efficace per un flusso di eventi incidenti, si ottiene la frequenza degli eventi rivelati. Infatti, dato un flusso differenziale $d^2\Phi/dE_\nu d\Omega$ di ν incidenti, e note la sezione d’urto e il numero di nucleoni per unità di volume, si ha:

$$N_{oss} = \int V_{eff}(E_\nu, \theta_\nu)(\rho N_A)\sigma(E_\nu)P_{Terra}(E_\nu, \theta_\nu) \frac{d^2\Phi_\nu}{dE_\nu d\Omega} dE_\nu d\Omega, \quad (2.17)$$

dove ρ rappresenta la densità media della regione circostante il rivelatore, N_A è il numero di Avogadro. L’integrale dev’essere fatto sull’intervallo energetico ed angolare misurabile nell’esperimento. P_{Terra} è la probabilità che un ν con energia E_ν e direzione θ_ν attraversi la Terra fino al punto di interazione senza essere assorbito in seguito ad interazioni di tipo CC. Essa dipende dalla densità di colonna di materia della Terra, che diminuisce al crescere dell’angolo di nadir, e dalla sezione d’urto di CC dei ν . In formule:

$$P_{Terra}(E_\nu, \theta_\nu) = e^{-\sigma_{CC}(E_\nu) \times N_A \times \rho_l(\theta_\nu)} \quad (2.18)$$

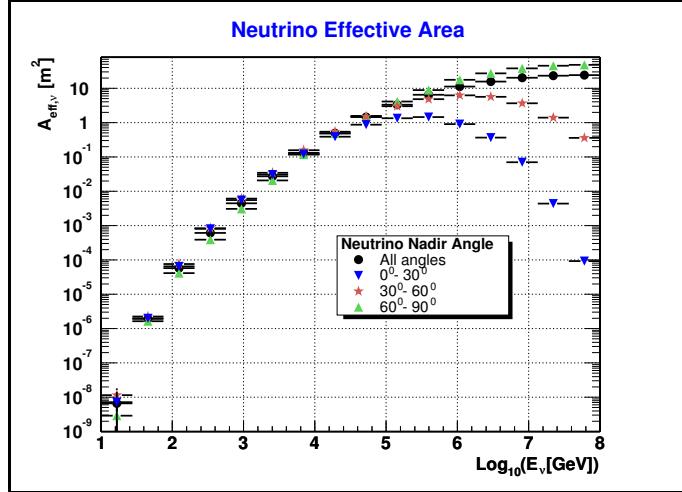


Figura 2.19: Area efficace per i ν in funzione di E_ν , per diversi intervalli angolari. L'effetto dell'assorbimento terrestre sopra i 50 TeV è più accentuato nella direzione verticale.

Dunque, l'area efficace per i neutrini è data da:

$$A_{eff}^\nu = V_{eff}(E_\nu, \theta_\nu) \times (\rho N_A) \times \sigma(E_\nu) \times P_{Terra}(E_\nu, \theta_\nu) \quad (2.19)$$

e contiene tutte le informazioni non solo sulla probabilità di sopravvivenza dei ν attraverso la Terra e sulla loro probabilità di interazione, ma anche sulla ricostruzione e sulla selezione degli eventi e sulla geometria del rivelatore. Ovviamente, tenuto conto del valore della probabilità che un ν_μ origini un μ successivamente osservato dal rivelatore, l'area efficace per i neutrini è di molto inferiore alla analoga grandezza per i muoni. Di fatto, non supera mai poche decine di m^2 .

In figura 2.19 è mostrata l'area effettiva per diversi intervalli angolari. Per piccoli angoli e per grandi energie (> 100 TeV), la Terra comincia ad essere opaca nei confronti del flusso di ν : infatti, aumentando la loro sezione d'urto, aumenta anche la probabilità che essi interagiscano e che i μ prodotti non raggiungano il rivelatore. All'aumentare dell'angolo lo spessore di roccia attraversato è inferiore, e tale effetto si verifica ad energie maggiori. Da ciò

segue come, ad alte energie, l'efficienza del rivelatore rimanga buona solo per neutrini la cui direzione è pressochè orizzontale.

Area efficace per i muoni

Tale quantità fornisce la funzione di risposta (la frequenza di rivelazione) del rivelatore, nei confronti del flusso muonico incidente, indipendentemente dal processo all'origine di tale flusso. Il flusso di muoni prodotto da un flusso di ν incidenti in un mezzo materiale di densità ρ vale:

$$\Phi_\mu(E_\mu^{min}, \theta) = \int_{E_\mu^{min}}^{\infty} P_{Terra}(E_\nu, \theta) P_\nu(E_\nu, E_\mu^{min}) \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu}(E_\nu, \theta) dE_\nu \quad (2.20)$$

dove il flusso dei μ è integrato per valori di energia maggiori di una certa soglia E_μ^{min} e per una particolare direzione θ ; $P_\nu(E_\nu, E_\mu^{min})$ rappresenta la probabilità che un ν di energia E_ν produca un μ con energia superiore alla soglia vista. Definiamo il range efficace del muone:

$$R_{eff}(E_\mu, E_\mu^{min}) = \int_0^{\infty} dX P_{surv}(E_\mu, E_\mu^{min}, X), \quad (2.21)$$

dove X è la distanza percorsa dal μ e P_{surv} è la probabilità di sopravvivenza del μ . Dopo alcuni passaggi si ottiene:

$$P_\nu(E_\nu, E_\mu^{min}) = (\rho N_A) \sigma_\nu(E_\nu) < R_{eff}(E_\nu, E_\mu^{min}) > \quad (2.22)$$

dove $< R_{eff}(E_\nu, E_\mu^{min}) >$ rappresenta la media del range efficace del μ nell'intervallo di energia (E_ν, E_μ^{min}) . Si ha:

$$\frac{d\Phi_\mu}{dE_\nu} = P_{Terra}(E_\nu) (\rho N_A) \sigma_\nu(E_\nu) < R_{eff} > \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu}. \quad (2.23)$$

La frequenza di eventi osservati può essere espressa in termini di un flusso differenziale incidente di muoni:

$$N_{oss} = \int \frac{V_{eff}}{< R_{eff} >} \frac{d\Phi_\mu}{dE_\nu} dE_\nu \quad (2.24)$$

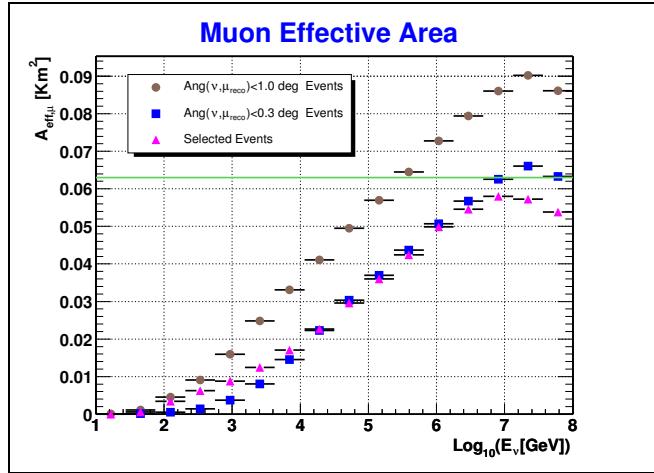


Figura 2.20: Area efficace dei μ . Le prime due curve si riferiscono ad angoli del μ , relativi alla direzione del ν parente, inferiori rispettivamente a 1 grado e a 0.3 gradi. La terza curva è stata ottenuta imponendo appunto una risoluzione migliore di 0.3 gradi, al di sopra di 10 TeV. La linea verde indica la reale area geometrica del rivelatore.

Dunque, l'area efficace per i muoni è data da:

$$A_{\text{eff}}^\mu(E_\nu, \theta) = \frac{V_{\text{eff}}}{\langle R_{\text{eff}} \rangle} = \frac{N_{\text{ric}}(E_\nu, \theta_\nu, \phi_\nu)}{N_{\text{riv}}(E_\nu, \theta_\nu, \phi_\nu)} \frac{V_{\text{gen}}}{\langle R_{\text{eff}}^\mu(E_\nu) \rangle} \quad (2.25)$$

dove N_{ric} e N_{riv} rappresentano rispettivamente il numero di eventi ricostruiti e rivelabili, al variare della direzione di incidenza, individuata nel sistema di riferimento di ANTARES con gli angoli θ_ν e ϕ_ν , e dell'energia E_ν dei neutrini, V_{gen} esprime il volume di generazione, mentre $\langle R_{\text{eff}}^\mu(E_\nu) \rangle$ rappresenta il valore medio delle distanze medie percorse dai μ con una data energia iniziale, dipendente dall'energia del ν , dal punto di interazione con la *can* fino al punto in cui tale energia scende al di sotto di una soglia fissata. La dipendenza da E_ν trova giustificazione nel fatto che la simulazione parte con la generazione dei neutrini prima dell'interazione con la Terra. Per cui si ha direttamente a disposizione l'energia fisica di questi.

Simulando interazioni di CC per i neutrini, è stato ottenuto il grafico

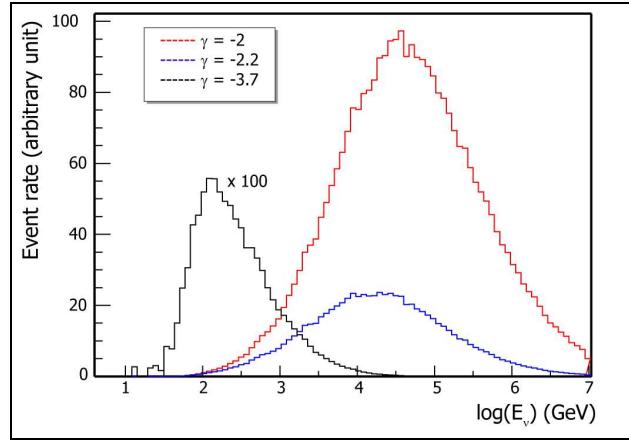


Figura 2.21: Risposta del rivelatore per vari indici spettrali.

riportato in figura 2.20. L’andamento decrescente spostandosi a energie più basse, deriva dal fatto che al di sotto di 100 GeV i muoni non sono in grado di attraversare l’intero volume dell’apparato. La linea verde rappresenta la superficie geometrica del suolo ricoperta dal rivelatore. Si nota come ad alte energie l’area effettiva egualgi o superi l’effettiva area geometrica.

2.5.3 Risposta del rivelatore per vari indici spettali

In figura 2.21 sono rappresentate le frequenze differenziali di eventi in funzione dell’energia dei neutrini simulati, per tre diversi spettri di neutrino incidente. Sono state simulate interazioni di CC da parte di neutrini, mentre i muoni sono stati ricostruiti e selezionati secondo i criteri di ricerca per le sorgenti puntuali. I tre spettri seguono una legge di potenza, normalizzata allo stesso valore, data dalla relazione $A \times E^{-\gamma}$. I primi due sono quelli attesi da parte di acceleratori cosmici, con indice spettrale γ pari rispettivamente a 2 e 2.2; il terzo rappresenta una buona approssimazione di uno spettro di neutrini atmosferici. E’ evidente come le distribuzioni degli eventi caratterizzati da uno spettro più duro siano centrate su valori di energia più elevati.

2.5.4 Sensibilità di ANTARES a flussi di ν astrofisici

Note l'area efficace per i neutrini e la risoluzione angolare di ANTARES, è possibile stimare la sensibilità del telescopio nei confronti dei diversi flussi diffusi di neutrini e nei confronti di sorgenti puntiformi²⁵. La sensibilità rappresenta il flusso massimo di neutrini che, ad un certo livello di confidenza, può essere escluso in base al fondo atteso quando non è osservato alcun segnale da sorgente; essa permette un confronto delle prestazioni dell'esperimento ANTARES con quelle degli altri telescopi. Senza entrare nei dettagli, è possibile fissare un limite superiore al numero di eventi osservati secondo una probabilità Poissoniana: nel caso di ν_μ , per uno spettro del tipo E^{-2} al 90% di confidenza, rispettivamente per un anno e tre anni di presa dati, tale limite è dato da [93]:

$$\Phi(E) < 7.8 \times 10^{-8} E^{-2} \quad GeV^{-1} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}, \quad (2.26)$$

$$\Phi(E) < 3.9 \times 10^{-8} E^{-2} \quad GeV^{-1} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}. \quad (2.27)$$

Nel secondo caso, la sensibilità prevista è appena sotto il limite di WB [17]. Tuttavia, tale stima non tiene conto delle oscillazioni, per cui tale limite va ridotto di un fattore 2 nel caso vengano rivelati solo flussi di ν_μ . Sebbene tali numeri debbano essere confermati con studi dettagliati sui fondi, ci danno un'idea della sensibilità di ANTARES al flusso diffuso, la quale dovrebbe essere molto vicina la limite di WB.

La sensibilità di ANTARES nei confronti dei flussi diffusi di $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ è riportata in figura 2.22, assieme a quella di altri rivelatori di neutrini. In particolare, è evidente come il limite superiore previsto sia inferiore rispetto al caso di AMANDA. In base ai dati raccolti tra il 2000 ed il 2001, nell'intervallo

²⁵Per un'analisi più dettagliata occorre la conoscenza degli indici specifici dei neutrini alle sorgenti.

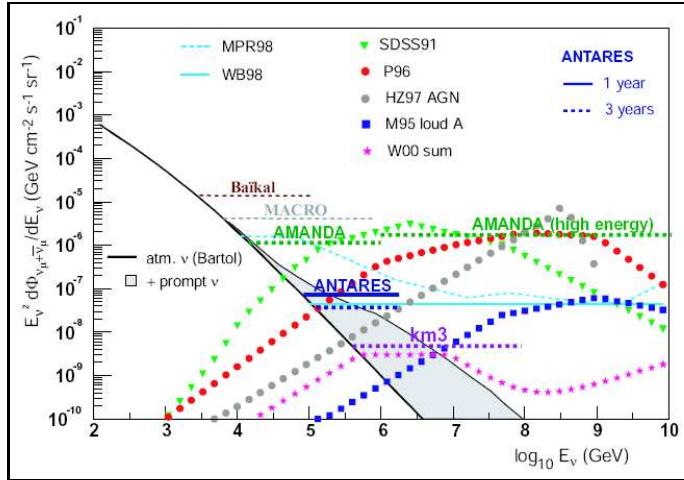


Figura 2.22: Flusso diffuso (scalato per uno spettro $\propto E^{-2}$) in funzione dell’energia del neutrino. I limiti superiori stabiliti per ANTARES dopo una presa dati di un anno (linea continua) e di tre anni (linea tratteggiata) sono mostrati assieme al flusso atmosferico atteso e a qualche previsione teorica [93].

energetico $100 \div 300$ TeV, il limite per i flussi diffusi di ν_μ astrofisici per AMANDA è pari a:

$$\Phi(E) < 2.6 \times 10^{-7} E^{-2} \text{ GeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}, \quad (2.28)$$

sempre nell’ipotesi di uno spettro del tipo E^{-2} ed assumendo un rapporto di flavour $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 1 : 1$. Finora non è stato evidenziato alcun eccesso nel segnale misurato, rispetto al fondo atteso di neutrini atmosferici. In figura sono mostrate anche le previsioni riguardanti il flusso di neutrini atmosferici, componente prompt inclusa: in base ai modelli adottati per la stima, questa risulterebbe appena rivelabile.

Nelle figure 2.23 è invece riportata la sensibilità di ANTARES nei confronti di sorgenti puntiformi di neutrini, in funzione della declinazione della sorgente. Sono mostrati i risultati ottenuti con i metodi “binned” e “unbinned”: i primi si basano sulla suddivisione del cielo in *bin* angolari, per

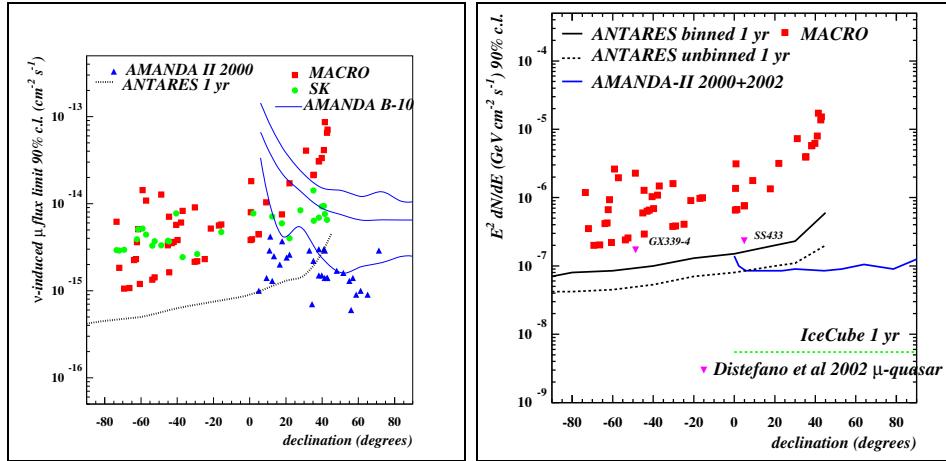


Figura 2.23: Sensibilità nei confronti di sorgenti puntiformi di ν , in funzione della declinazione della sorgente. **A sinistra:** limite superiore (al livello di confidenza del 90%) al flusso di muoni indotti da neutrini con spettro $\propto E^{-2}$, confrontato con i dati di MACRO, AMANDA e SK. **A destra:** limiti superiori sul flusso di neutrini per i metodi “binned” e “unbinned” nel caso di ANTARES (si veda il testo per i dettagli), confrontati con la sensibilità di MACRO, AMANDA-II e IceCube [93].

cercare i raggruppamenti di eventi rispetto al fondo uniforme; i secondi sono tipicamente basati sull’uso di metodi di massima verosimiglianza, che confrontano l’ipotesi in cui ci siano sorgenti che emettono un segnale insieme al fondo dei neutrini atmosferici, con quella in cui ci sia solo il fondo. Inoltre, sono riportate per un confronto le sensibilità di MACRO, AMANDA-II e IceCube. Come si evince dalle figure, i limiti previsti per ANTARES sono paragonabili a quelli di AMANDA nella regione di cielo condivisa.

2.6 Sviluppo del progetto ANTARES

Nel novembre del 1999 è stata allestita la prima ‘demonstrator line’, attrezzata con 7 moduli ottici. Tale linea di test, operativa fino al giugno del

2000, ha permesso la verifica di varie parti dell'apparato, in particolare del sistema di posizionamento acustico. Le misure effettuate hanno mostrato un buon accordo fra la distribuzione angolare di zenith dei muoni ricostruiti e la distribuzione attesa.

Ulteriori linee di test sono state implementate fra il novembre 2002 e il marzo 2003. Si tratta della ‘Mini Instrumentation Line’ (*MIL*), la prima versione della linea di strumentazione, e della ‘Prototype Sector Line’ (*PSL*), un prototipo della stringa di rivelazione completa, attrezzata con 15 moduli ottici. Le due linee, operative rispettivamente fino al maggio e al giugno 2003, hanno permesso la verifica di vari aspetti. In particolare, la *PSL* ha consentito la misura delle frequenze di conteggio nei moduli ottici (frequenza di bioluminescenza durante un periodo di circa 4 mesi). Dalle frequenze di conteggio ottenute dai fotomoltiplicatori, è stato possibile stimare le due componenti del fondo correlate alla radioattività del ^{40}K e alla bioluminescenza (vedi paragrafo 2.4.2). Sebbene tali frequenze non siano piccole, non compromettono la qualità della rivelazione dei muoni. Sono state osservate anche correlazioni con le correnti marine. Sfortunatamente, una falda nel cavo della linea principale ha impedito la sincronizzazione dell'elettronica e la ricostruzione dei muoni.

Lo scorso 17 marzo è stata allestita la cosiddetta linea MILOM (vedi figura 2.24). Si tratta di una versione modificata della linea *MIL*, precedentemente allestita e smontata. Lo scopo principale della linea è il monitoraggio dell'ambiente marino e la calibrazione temporale assoluta. Esso comprende uno storey completo equipaggiato con tre moduli ottici e le card elettroniche finali, al fine di studiare la reale risposta del rivelatore prima dell'allestimento delle prime linee di rivelazione. Attualmente si sta assemblando la linea numero 1 a CPPM (Marsiglia). Lo scorso 12 aprile la MILOM è stata collegata alla ‘junction box’ permettendo, in seguito, la produzione dei primi grafici presso l’Istituto Michel Pacha, distante 40 km. La linea è a tutt’oggi in acquisizione.

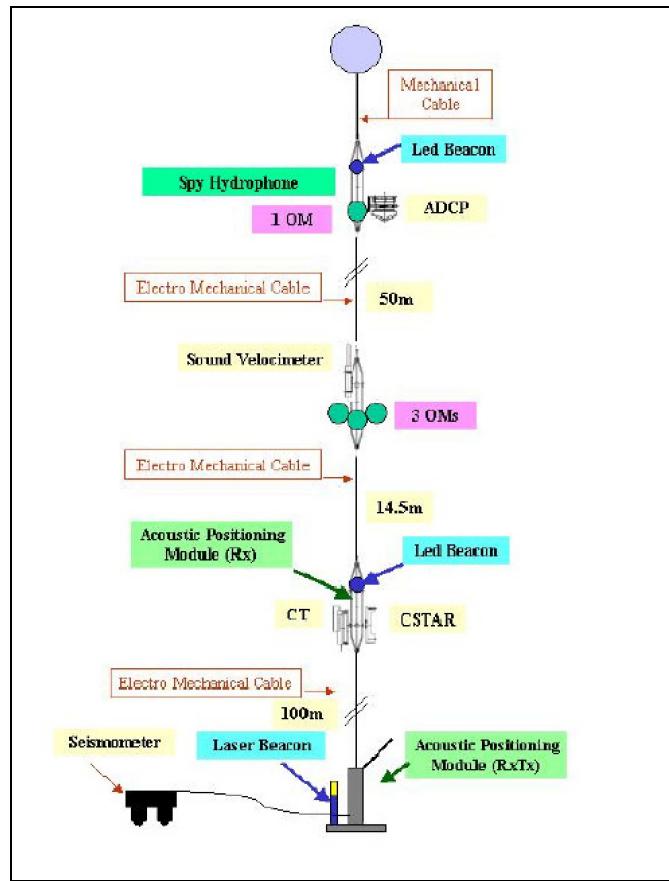


Figura 2.24: Rappresentazione schematica della linea MILOM.

Gli obiettivi per i prossimi mesi sono la rilocazione di una stringa prototipo e il lancio della produzione di massa dei componenti. Si prevede che il rivelatore sarà terminato nel 2007.

Capitolo 3

Il codice di interazione e trasporto FLUKA

In questo capitolo è descritto¹ il pacchetto del codice FLUKA, con cui è stata simulata l’interazione dei RC primari con l’atmosfera, al fine di produrre i flussi di neutrini e muoni atmosferici. I flussi risultanti da questa simulazione sono stati successivamente utilizzati nel generatore di eventi della catena di simulazione ANTARES. Dopo un’introduzione nella quale si evidenzia l’efficacia di tale strumento di calcolo (sez. 3.1), l’attenzione è rivolta ai modelli fisici implementati da FLUKA (sez. 3.2). Nella sez. 3.3 vengono descritte le caratteristiche delle collisioni nucleone-aria. Infine, nella sez. 3.4 viene evidenziata l’affidabilità del codice nel meccanismo di generazione dei neutrini nell’atmosfera.

3.1 Introduzione

La crescente complessità degli attuali esperimenti nel campo della fisica delle alte energie richiede degli strumenti di calcolo adeguati, in grado di

¹La trattazione dei modelli di FLUKA è basata su [104].

fornire un’interpretazione corretta della grande quantità di dati sperimentali prodotti. Fra questi codici, il FLUKA Monte Carlo [94] si distingue, in particolare, per l’accuratezza del suo modello di produzione di particelle nelle interazioni adroniche. FLUKA è uno strumento di calcolo multi-scopo, usato per il trasporto e le interazioni di particelle con la materia in un esteso intervallo energetico. I campi di applicazione sono molteplici: dagli esperimenti con acceleratori alla calorimetria, dalla radioterapia alla dosimetria e alla fisica dei raggi cosmici e del neutrino [95]. Una recente applicazione nel campo dei RC ha riguardato il calcolo dei flussi di neutrini prodotti nell’atmosfera [96, 141]: è stata particolarmente curata la parte correlata alla produzione di leptoni e di adroni secondari, fotoproduzione, produzione di charm e produzione di frammenti nucleari. In questo capitolo l’attenzione è focalizzata sugli aspetti principali del modello di interazione adronica nel calcolo del flusso di neutrini atmosferici.

E’ possibile simulare con grande dettaglio l’interazione e la propagazione nella materia di circa 60 tipi di particelle: dalle interazioni di fotoni ed elettroni da 1 keV a migliaia di TeV, a quelle di neutrini e muoni in un’ampia regione di energia, dalle interazioni adrone-adrone e adrone-nucleo fino a 20 TeV (fino a 10 PeV con l’inclusione del codice DPMJET) alle interazioni di tutte le corrispondenti antiparticelle, di neutroni e di ioni pesanti. Il codice permette all’utente di definire il campionamento di fluenze o correnti in zone a scelta delle geometrie definite da questo.

FLUKA si basa su modelli microscopici originali e ben testati e, grazie al suo approccio microscopico nel trattare le interazioni adroniche, ogni passo della simulazione è autoconsistente e ha solide basi fisiche. I processi “continui” (come ad esempio la perdita di energia e la deflessione angolare dovuta all’interazione coulombiana) e quelli “discreti” (interazioni nucleari, bremsstrahlung, etc.) sono trattati separatamente. Le prestazioni sono ottimizzate tramite il confronto con i dati di produzione di particelle in ogni singolo livello di interazione.

Con FLUKA è inoltre possibile implementare geometrie molto complesse, usando un'interfaccia in grado di gestire una Geometria Combinatoriale (CG), molto veloce, flessibile e maneggevole. Essa è stata concepita per il corretto tracciamento delle particelle, anche in presenza di campi magnetici o elettrici. Sono disponibili anche diversi strumenti di visualizzazione e di ‘debugging’. Per la maggior parte delle applicazioni, non è richiesta alcuna programmazione da parte dell’utente; tuttavia, sono disponibili diverse applicazioni di interfaccia, in modo da poter controllare le diverse fasi di tracciamento.

3.2 I modelli fisici di FLUKA

Gli autori di FLUKA hanno posto particolare attenzione nel trattare l’interazione e il trasporto delle particelle. E’ possibile simulare, negli intervalli energetici indicati, le seguenti interazioni:

- interazioniadrone-adrone e adrone-nucleo ($0 \div 10$ PeV);
- interazioni nucleo-nucleo (100 MeV/n $\div 10$ PeV/n);
- interazioni elettromagnetiche ed interazioni di μ (1 keV $\div 10$ PeV);
- trasporto di particelle cariche - perdita di energia per ionizzazione;
- trasporto in campo magnetico;
- trasporto multiplo ed interazioni di neutroni di bassa energia ($0 \div 20$ MeV);
- interazioni di neutrini.

E’ considerata la produzione di tutti i leptoni e gli adroni conosciuti, incluse le risonanze fino ai barioni charmati. Per quanto concerne i limiti del trasporto delle particelle si faccia riferimento alla tabella 3.1. Sono

Particelle	Limiti sul trasporto	Limiti per le particelle primarie
adroni carichi	1 keV - 10 PeV ⁽¹⁾	100 keV ⁽²⁾ - 10 PeV ⁽¹⁾
neutroni	ene. termiche - 10 PeV ⁽¹⁾	ene. termiche - 10 PeV ⁽¹⁾
antineutroni	50 MeV - 10 PeV ⁽¹⁾	100 MeV - 10 PeV ⁽¹⁾
muoni	1 keV - 10 PeV	100 keV - 10 PeV
elettroni	1 keV - 10 PeV	70 keV ⁽²⁾ - 10 PeV (basso Z) 150 keV ⁽²⁾ - 10 PeV (alto Z)
fotoni	1 keV - 10 PeV	7 keV - 10 PeV
ioni pesanti	10 MeV/n - 10 PeV/n ⁽¹⁾	100 MeV/n - 10 PeV/n ⁽¹⁾

Tabella 3.1: Limiti di FLUKA sul trasporto di particelle. ⁽¹⁾ con l’interfaccia DPMJET. ⁽²⁾ 1 keV nella modalità a singolo scattering.

considerati tutti i leptoni e gli adroni aventi decadimenti semileptonici. Le risonanze adroniche (ad esempio: ϕ , K^* , ecc.) decadono subito dopo la loro produzione. Un trattamento speciale è stato previsto per il trasporto dei fotoni ottici (riflessione, rifrazione, assorbimento, scattering di rayleigh).

Un trattamento originale dello scattering multiplo coulombiano e delle fluttuazioni di ionizzazione permette al codice di maneggiare accuratamente alcuni problemi complessi, come il ‘backscattering’ di elettroni e il deposito di energia in strati sottili di materia, anche a basse energie. Il codice prevede anche il trasporto di fotoni polarizzati (come nella radiazione di sincrotrone) e di quelli ottici. Per quanto riguarda i neutroni, il programma dispone di un’ampia libreria di sezioni d’urto, utilizzabili per una vasta gamma di materiali e scopi fisici. Le interazioni adrone-nucleone ed adrone-nucleo rappresentano un aspetto estremamente delicato, e sono trattate in FLUKA secondo due modelli fisici, la cui descrizione è affrontata nel paragrafo seguente².

3.2.1 Descrizione delle interazioni adroniche

La descrizione delle interazioni dei raggi cosmici nell’atmosfera terrestre necessita di un modello in grado di riprodurre le complesse dinamiche delle

²La trattazione dei modelli implementati da FLUKA è basata su [104].

interazioni adroniche in un vasto intervallo energetico, includendo regioni dello spazio delle fasi in cui non sono disponibili dati sperimentali. In FLUKA, la parte riguardante le interazioni adroniche è stata sviluppata secondo un approccio di tipo “microscopico”, nel quale le interazioni sono descritte in termini delle proprietà dei costituenti elementari. Tale approccio si fonda sulla Cromo-Dinamica Quantistica (QCD).

Sfortunatamente, però, il grosso delle interazioni adroniche appartengono al regime non-perturbativo della QCD, e perciò non si dispone di modelli di calcolo esatti. Infatti, a differenza di quanto avviene per i processi “hard”, le interazioni “soft”³ non possono essere trattate secondo la QCD perturbativa: a causa del notevole valore della costante di accoppiamento, non è possibile derivare tutte le proprietà dei processi soft (responsabili della produzione di particelle con piccolo impulso trasverso) a partire dalla lagrangiana della QCD. Inoltre, in QCD, gli stessi gluoni esplicatori dell’interazione forte, portano essi stessi colore, dando luogo ad auto-interazione (‘self-interaction’).

La questione è affrontata nell’ambito della teoria delle stringhe, legate al concetto del confinamento dei quark: in questo modello i quark sono tenuti insieme da linee di forza di colore, e l’interazione gluone-gluone li trattiene in forma di stringa. L’energia richiesta per allungare tale stringa, separando i quark, diventa sempre più grande all’aumentare della distanza fra i quark, finché è sufficiente a materializzare dal vuoto una coppia quark-antiquark, dando vita a due stringhe più corte, con dei quark disposti alle due estremità.

Si deve tener presente che non è possibile ricoprire tutte le regioni energetiche d’interesse con un unico modello di calcolo. Sono richiesti approcci diversi, facendo attenzione nell’imporre la continuità fra le varie regioni. Le prestazioni del codice sono, dunque, ottimizzate tramite il confronto con i dati sperimentali ad ogni singolo livello di interazione. Le predizioni finali

³si tratta rispettivamente delle interazioni con grande e piccolo trasferimento di impulso.

sono ottenute a partire da un set minimo di parametri liberi, fissi per tutte le energie e tutte le combinazioni proiettile/bersaglio. Risultati in casi complessi, come le leggi e le proprietà di ‘scaling’ emergono naturalmente dai modelli fisici inglobati. Le leggi di conservazione di base sono soddisfatte “a priori”. Questo genere di approccio garantisce, in linea di principio, un alto livello di accuratezza in FLUKA.

Come accennato, FLUKA contiene due modelli adatti alle descrizione delle interazioni adroniche non-elastiche:

- il modello per le basse energie (fino a 5 GeV), detto PEANUT, basato sulla produzione e sul decadimento di risonanze individuali;
- il modello per le alte energie (fino a diverse decine di TeV), detto DPM, basato sui concetti delle stringhe di colore esposti precedentemente.

La loro descrizione è affrontata nei due paragrafi successivi.

3.2.2 Il modello “PEANUT”

Le interazioni non-elastiche adrone-nucleo sono usualmente descritte nell’ambito dei modelli *INC* (“IntraNuclear Cascade”), basati sul trattamento dei processi di collisione multipla nei nuclei, nei quali le sezioni d’urto adrone-nucleone usate sono quelle libere adrone-nucleone. Il modello PEANUT (“PreEquilibrium Approach to NUClear Thermalization”) di FLUKA migliora notevolmente questo quadro, inglobando uno stadio detto di “pre-equilibrio”, oltre ad effetti quantistici. Sono stati inclusi anche gli effetti dei potenziali nucleare e coulombiano al di fuori dei legami nucleari. Le densità protoniche e neutroniche sono generalmente diverse. A tutti gli stadi è applicata la cinematica relativistica, ponendo attenzione alla conservazione di energia ed impulso, anche per i nuclei residui.

Per energie superiori a qualche centinaio di MeV, i canali anelastici (produzione di pioni) cominciano a giocare un ruolo importante⁴. Il modello isobaro tiene conto di tale possibilità, permettendo la presenza di una o più risonanze negli stadi intermedi. Tali risonanze possono essere trattate come particelle reali: possono, quindi, essere trasportate e decadere in secondari, in base ai propri branching ratio. Vi sono due classi principali di reazioni, quelle con uno stato intermedio risonante (possibile nelle reazioni π -nucleone) e quelle con due particelle nello stato intermedio.

Quando l'energia del proiettile supera alcuni GeV, la descrizione in termini di produzione di risonanza e di decadimento diventa sempre più difficile: il numero delle risonanze che dovrebbero essere considerate cresce in maniera esponenziale, e le loro proprietà sono praticamente sconosciute. Occorre, quindi, introdurre modelli diversi basati direttamente sui gradi di libertà dei quark.

3.2.3 Il “Dual Parton Model”

Tale modello, che fornisce la struttura teorica per descrivere l'interazione adrone-nucleone da diversi GeV in poi, si inquadra nell'ambito della Teoria dei Campi perturbativa di Regge [38]. Nel DPM un adrone è visto come l'eccitazione di una stringa aperta, con quark, antiquark o diquark disposti alle estremità. Ad esempio, i barioni sono trattati come stringhe aperte con un quark ed un diquark alle due estremità, costituiti dai loro quark di valenza; i mesoni sono stringhe con i loro quark ed antiquark di valenza alle estremità.

Ad energie sufficientemente elevate, il termine dominante nello scattering diffrattivo⁵ ad alte energie corrisponde allo scambio di un “Pomerone”

⁴Ad esempio, la produzione di singoli π nell'interazione nucleone-nucleone si apre già intorno ai 290 MeV, diventando importante sopra i 700 MeV; nell'interazione π -nucleone la soglia è, invece, più bassa (170 MeV).

⁵In un urto diffrattivo, il trasferimento di energia fra i due adroni interagenti rimane

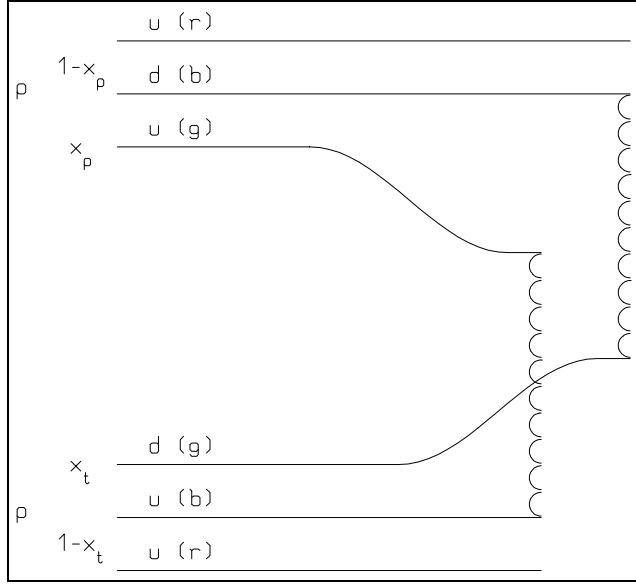


Figura 3.1: Diagramma principale a due catene dello scattering $p-p$ secondo il DPM. La combinazione di colore e di quark mostrata è solo una delle diverse possibili [104].

(una stringa chiusa con i numeri quantici del vuoto⁶). Secondo tale modello teorico, la produzione delle particelle nello stato finale è basata sulle due catene adroniche createsi nell'interazione. Mentre i partoni costituenti le catene portano del colore, le catene stesse sono singoletti di colore, come tutti gli adroni. In pratica, in seguito allo scambio di colore nell'interazione, ogni adrone si suddivide in due sistemi colorati, uno avente carica di colore c , l'altro con carica di colore opposta \bar{c} . I due sistemi si dividono l'impulso totale dell'adone.

Nella figura 3.1 è rappresentato il diagramma DPM a due catene per lo scattering $p - p$: la combinazione di colore e di quark mostrata è solo

piccolo, ma uno o entrambi gli adroni si dissociano in più particelle, preservando i numeri quantici dell'adone iniziale.

⁶Un pomerone è un'ipotetica particella scambiata, che nella sua definizione matematica rappresenta il polo dell'onda parziale nel processo di scattering [97].

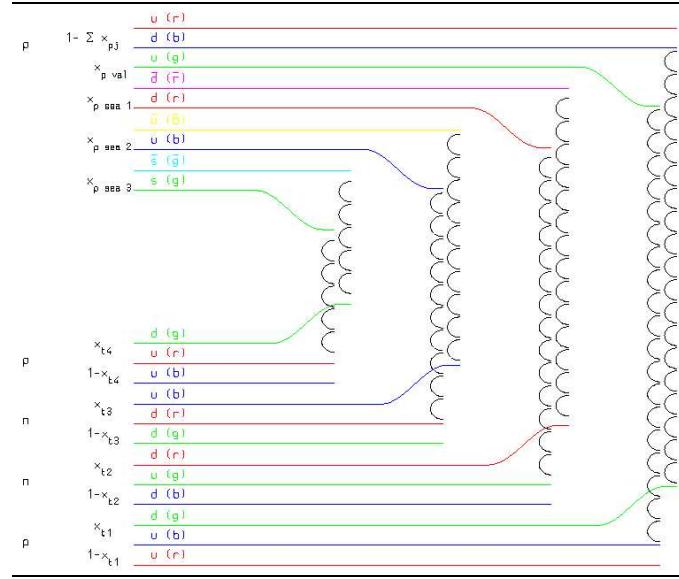


Figura 3.2: Diagramma principale a due catene per lo scattering di Glauber p -adrone con 4 collisioni, secondo il DPM. Le combinazioni di quark e di colore mostrate sono solo una delle possibili [104].

una di quelle possibili. Il sistema con carica di colore di uno degli adroni si combina con il sistema di colore complementare dell’altro adrone, in modo da formare due catene di colore neutre. Tali catene appaiono nei loro sistemi del centro di massa come due ‘jet’ opposti [104]. Il modo appropriato di costruire tali catene dipende dalla natura della combinazione proiettile bersaglio. Ad energie superiori a 1 TeV divengono importanti anche scambi di “multi-Pomeroni”, corrispondenti a contributi di ordine superiore, e a topologie più complicate (collisioni soft multiple). Ogni ulteriore scambio di Pomeroni dà origine a due catene, costituitesi in seguito all’eccitazione di coppie quark-antiquark del mare dei due adroni bersaglio e proiettile.

Per risolvere il problema occorre tener presente altri due fattori⁷. Il primo è la distribuzione d’impulso per le variabili x dei quark di valenza e del mare, la quale è approssimata con il prodotto di tutti i comportamenti asintotici

⁷Per una descrizione più approfondita si consulti [97, 104].

(quando ciascuno degli argomenti tende a zero), trattando il resto come una costante di normalizzazione. Il secondo fattore è il modello di adronizzazione, che descrive la trasformazione di ogni catena in una sequenza di adroni fisici stabili o risonanze. In principio, le proprietà di adronizzazione possono essere ricavate dal formalismo di Regge [98]. È possibile estendere il modello DPM anche alle collisioni adrone-nucleo [99], servendosi del cosiddetto approccio di Glauber-Gribov [100] (vedi figura 3.2), che fornisce la struttura teorica per la descrizione dello scattering diffrattivo nelle collisione adrone-adrone e adrone-nucleo.

Ad energie particolarmente alte ($10 \div 10^5$ TeV), non è più possibile ignorare i processi hard. Essi sono trattabili nell'ambito della QCD perturbativa e possono essere inclusi nel DPM assieme ai processi soft. Ciò è implementato nella struttura del DPM a due componenti (cioè soft + hard), detto modello **DPMJET** [101]. Attualmente FLUKA è interfacciata al DPMJET-II⁸, codice in grado di simulare le interazioni adrone-adrone, adrone-nucleo, nucleo-nucleo, fotone-adrone, fotone-fotone e fotone-nucleo da pochi GeV fino alle più alte energie dei raggi cosmici ($10^9 \div 10^{11}$ GeV/nucleone), permettendo, in generale, l'estensione dei limiti energetici di FLUKA per le simulazioni adroniche.

3.2.4 Collisioni nucleo-nucleo

L'implementazione di FLUKA nell'ambito delle reazioni nucleari di ioni pesanti ha raggiunto uno stadio nel quale, per energie medie e alte (maggiori di qualche GeV/nucleone), è utilizzato il modello DPMJET, mentre per energie inferiori la situazione è in progresso ma non ancora definita⁹. Come detto, il codice Monte Carlo DPMJET è sfruttato per il trattamento di colli-

⁸E' in fase di sviluppo l'interfaccia a DPMJET-III.

⁹Risultati promettenti sono stati ottenuti sfruttando una versione modificata del codice RQMD-2.4.

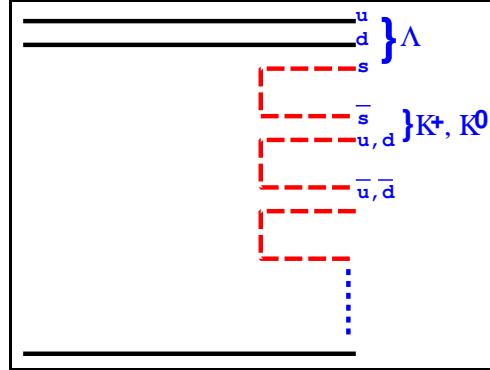


Figura 3.3: Produzione associata di Λ e K [104].

sioni adrone-adrone, adrone-nucleo e nucleo-nucleo ad alte energie (da energie di laboratorio di $5 \div 10$ GeV/nucleone fino a $10^9 \div 10^{11}$ GeV/nucleone). Esso è in grado di gestire anche la parte correlata alle collisioni nucleo-nucleo, basandosi su una parametrizzazione delle sezioni d’urto appropriata per il tipo di interazione.

3.2.5 Produzione di stranezza e di charm nelle collisioni ad alta energia

La produzione di particelle con quark di tipo s o più pesanti nelle collisioni nucleo-nucleo, richiede il contributo dei quark del mare. Nell’ambito del DPM e, relativamente ai processi soft, ciò può verificarsi in due casi:

- nel processo di formazione della catena, quando (di)quark di valenza e del mare si combinano insieme.
- Nel processo di adronizzazione della catena, quando la tensione applicata alla stringa di colore fa materializzare coppie quark-antiquark o diquark-antidiquark. Numericamente questo contributo è il principale.

In figura 3.3 è rappresentata la produzione di stranezza associata a Λ e a K .

Un meccanismo analogo è applicato alla produzione di particelle charmate. Rispetto al precedente, però, la probabilità di produzione è diversi ordini di grandezza più piccola. In ogni caso, ad altissime energie, è stato dimostrato che il contributo dominante nella produzione di charm deriva dalle collisioni hard partone-partone, come descritto dalla QCD perturbativa [102]. Per tutti questi processi, in questo intervallo di energie, FLUKA può sfuggire l’interfaccia a DPMJET. In figura 3.4 la sezione d’urto differenziale di FLUKA è confrontata con i dati sperimentali della collisione pp a 400 e a 800 GeV/c [103], nel canale D/\bar{D} in funzione dell’impulso trasverso e della variabile di Feynman x . Dalla figura si nota l’ottimo accordo tra i dati sperimentali e le previsioni del Monte Carlo. Grazie a questi confronti è stato possibile valutare la produzione di charm nelle interazioni adroniche, consentendo un aumento della precisione nella simulazione della componente prompt nei neutrini atmosferici.

3.3 Caratteristiche delle collisioni nucleone-aria in FLUKA

In seguito all’interazione, lo stato finale consta di frammenti derivanti dal nucleo bersaglio, di un nucleone che porta il numero barionico del proiettile, e di un certo numero di mesoni, soprattutto pioni. Minore importanza alle energie rilevanti per i ν atmosferici, hanno la produzione di coppie di nucleone-antinucleone e di flavour pesanti. Come visto nel capitolo 1, la maggior parte dei neutrini sono originati dalla catena di decadimento dei π carichi, con un contributo inferiore da parte dei K .

Le interazioni in atmosfera sono caratterizzate dalla sezione d’urto σ tra il nucleone e l’aria. Le caratteristiche dello sciamo secondario dipendono dalla distribuzione della frazione d’energia portata dalle particelle prodotte e dagli impulsi pesati dallo spettro Z_{ij} , tutte funzioni dell’energia del proiettile. In

3.3. CARATTERISTICHE DELLE COLLISIONI NUCLEONE-ARIA IN FLUKA131

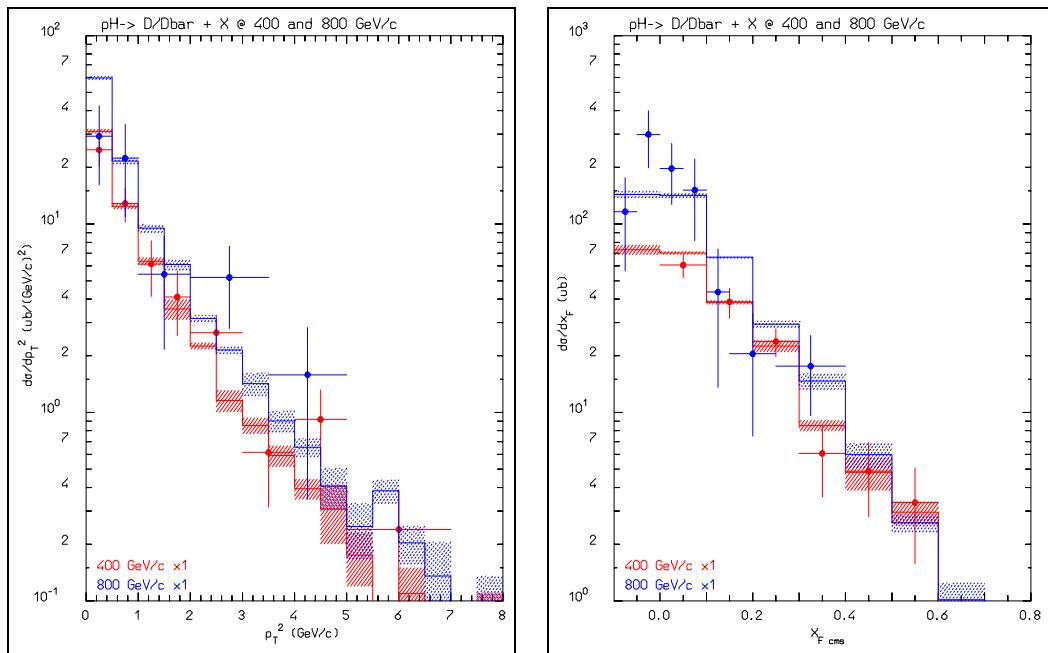


Figura 3.4: Confronto della sezione d’urto differenziale di FLUKA (istogramma) in D/\bar{D} con i dati delle collisioni pp (punti) [103] a 400 e a 800 GeV/c in funzione dell’impulso trasverso (a sinistra) e della variabile di Feynman x (a destra).

FLUKA le σ totali, elastiche ed anelastiche per le collisioni adrone-nucleo sono derivate nell'ambito del formalismo di Glauber, usando come ‘input’ i dati tabulati (quando esistono) del “Particle Data Group” [2] per le collisioni fra adroni. Relativamente alla lunghezza d’interazione nell’aria, essa cresce lentamente e in maniera continua da 85.1 g/cm^2 a circa 5 GeV, fino a 88.2 g/cm^2 a 100 GeV. Al di sotto di 5 GeV il comportamento non è monotono, a causa di effetti di risonanza.

Esprimiamo la produzione di particelle in termini della variabile adimensionale longitudinale $x_{lab} = E_j/E_i$, cioè del rapporto fra l’energia totale della particella secondaria j e l’energia totale della particella primaria i , e costruiamo le distribuzioni dN_{ij}/dx_{lab} , della molteplicità differenziale della particella secondaria j prodotta dalla primaria i , nelle collisioni con nuclei di aria, in funzione di x_{lab} . La frazione di energia media per la particella secondaria è definita come:

$$F_{ij} = \int_0^1 x_{lab} \frac{dN_{ij}}{dx_{lab}} dx_{lab}. \quad (3.1)$$

Le quantità relative alle collisioni neutrone-aria sono molto simili e, nel caso di bersaglio isoscalare, la simmetria di carica è sostanzialmente valida.

Gli impulsi pesati sullo spettro sono definiti come:

$$Z_{ij} = \int_0^1 (x_{lab})^{\gamma-1} \frac{dN_{ij}}{dx_{lab}} dx_{lab}. \quad (3.2)$$

dove $\gamma = 2.7$ è l’indice spettrale approssimato dello spettro differenziale dei raggi cosmici. Il loro ampio uso in letteratura è giustificato dal fatto che l’intensità inclusiva delle particelle secondarie ad una data energia è proporzionale a Z , quando lo spettro primario è una legge di potenza con un indice spettrale costante nell’intero spettro energetico utile. Questa è una buona approssimazione per energie del nucleone al di sopra della scala dei TeV, ma non nel caso dell’intervallo di energie considerate finora, poiché una singola legge di potenza non si adatta allo spettro primario. Comunque, rimangono un utile strumento per caratterizzare e comparare differenti modelli d’interazione [141].

3.4 Validazione del meccanismo di generazione dei neutrini atmosferici in FLUKA

Oltre al calcolo del flusso di neutrini, che sarà descritto in dettaglio nel capitolo 4, il modello di interazione di FLUKA è stato anche usato per ottenere risultati relativamente ad altre particelle secondarie prodotte nell'atmosfera dai raggi cosmici. Tutta la catena di produzione di neutrini in atmosfera è stata validata confrontando i dati ottenuti con quelli sperimentali disponibili in letteratura¹⁰.

In particolare, il codice si segnala per la buona riproduzione dei dati sui muoni nell'atmosfera, così come misurati dall'esperimento CAPRICE [106]. I flussi di neutrini atmosferici sono strettamente collegati a quelli dei muoni, poiché quasi tutti i neutrini sono prodotti in associazione o nel decadimento dei muoni.

Un ulteriore prova della qualità del modello usato per il calcolo dei flussi di neutrini atmosferici viene dal confronto con le misure delle collisioni $p - Be$ effettuate da [107, 108]. Concludendo, possiamo senz'altro affermare che le previsioni di FLUKA sui flussi di neutrini sono affidabili.

¹⁰E' possibile trovare articoli basati su tali confronti in [105].

Capitolo 4

Il calcolo del flussi di neutrini con FLUKA

Il capitolo è dedicato alla descrizione del calcolo del flusso di neutrini realizzato con FLUKA. Dopo la un'analisi introduttiva del problema (sez. 4.1), segue una rassegna del ‘set-up’ di simulazione utilizzato nel calcolo (sez. 4.2), con particolare attenzione al un nuovo originale *fit* per lo spettro dei raggi cosmici da noi implementato per le alte energie (paragrafo 4.2.2), ingrediente fondamentale nel calcolo del flusso di neutrini. Nella sezione 4.3 è descritta la produzione di massa, evidenziando gli aspetti innovativi legati all'estensione dell'intervallo energetico della simulazione. Infine, nella sezione 4.4 segue un'analisi dei dati ottenuti.

4.1 Introduzione

Si stima che la normalizzazione assoluta dei flussi in atmosfera sia ancora affetta da un'incertezza del 15% e del 30%, rispettivamente nelle regioni energetiche ≤ 10 GeV e ≥ 100 GeV, come emerge dal confronto fra i diversi calcoli di neutrini atmosferici. Tale incertezza è piuttosto grande, nonostante siano

state rese disponibili misure di muoni in atmosfera che hanno contribuito non poco a ridurre l'errore. I fattori determinanti che concorrono all'errore sono, essenzialmente, la conoscenza dello spettro dei primari e quella dei modelli di interazione adronica. Inoltre, un'altra fonte di incertezza è correlata ai dettagli del calcolo degli sciami. In misura minore, entrano in gioco anche gli effetti legati al modello dell'atmosfera e del campo geomagnetico.

Lo scopo principale del calcolo di FLUKA è quello di minimizzare per quanto possibile le incertezze teoriche connesse con i modelli di interazione adronici. Per la catena di simulazione occorre quindi considerare i seguenti aspetti:

- lo spettro dei primari;
- la sezione d'urto nucleone-aria;
- la descrizione dell'atmosfera;
- la propagazione dei secondari.

Precedentemente il calcolo del flusso di ν era limitato ad energie di $100 \div 200$ GeV, per ragioni statistiche [130]. Per la prima volta è stato possibile raggiungere energie dell'ordine di 10^6 GeV/nucleone, permettendo l'analisi di eventi di alta energia. In particolare, è stata calcolata la componente prompt del flusso di neutrini e muoni atmosferici: anche questo rappresenta un aspetto profondamente innovativo del calcolo. Sono stati trascurati gli effetti legati al campo geomagnetico e alla modulazione solare, che qui di seguito sono riportati per completezza, in quanto non rilevanti nell'intervallo energetico considerato nella simulazione.

4.2 La catena di simulazione

4.2.1 Geometria

FLUKA utilizza una rappresentazione sferica tridimensionale della Terra e dell’atmosfera circostante. Il raggio terrestre è assunto pari a 6378.14 km. L’atmosfera è suddivisa in 100 sfere concentriche (‘shell’), ognuna descritta da un mezzo composto da un’appropriata miscela di N, O ed Ar, seguendo il profilo di densità proprio del modello “standard” dell’atmosfera [1] (vedi figura 4.1). La geometria è completamente simmetrica, in quanto la stessa descrizione del profilo atmosferico è applicata su tutta la Terra, senza considerare le differenze esistenti in funzione della latitudine, ma anche del tempo. Tuttavia, si ritiene che le variazioni di pressione e densità abbiano un impatto non trascurabile sul flusso di muoni, specie al suolo (vedi Appendice A): l’incertezza attribuita ammonta a circa il 10%, e viene messa in conto negli errori sistematici [160].

4.2.2 Il flusso dei primari

Come detto in precedenza, un ruolo fondamentale nel calcolo del flusso di neutrini atmosferici è assunto dallo spettro dei raggi cosmici primari. Le incertezze ad esso legate dipendono anche dal grande intervallo di energia in esame. Le diverse tecniche sperimentali necessarie a coprire varie decadi di energia contribuiscono in maniera diversa all’errore sistematico e rendono complessa la normalizzazione assoluta degli spettri. Particolarmente critica è la regione di energia al di sopra di 100 GeV: la mancanza di misure dirette intorno al TeV ed il grosso errore sperimentale delle misure nella zona superiore ai 10 TeV, ha sempre reso complicata la determinazione di un indice spettrale preciso da usare nella legge di potenza corrispondente.

Nel tentativo di unificare i *fit* in uso tra i vari gruppi che si occupano del

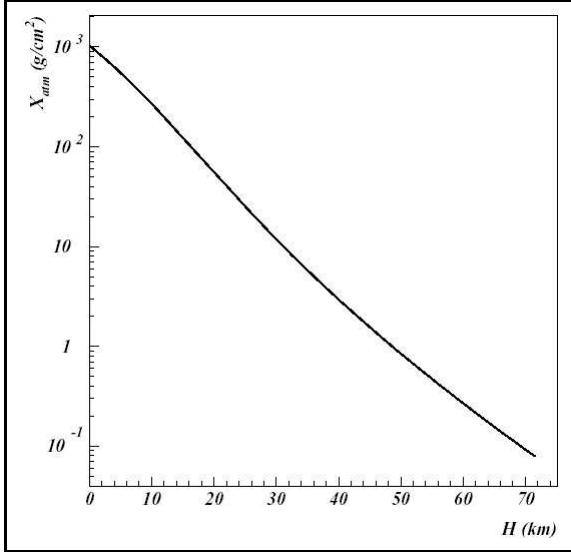


Figura 4.1: Profondità atmosferica verticale in funzione dell’altezza sul livello del mare, secondo il modello atmosferico di FLUKA [1].

calcolo di neutrini atmosferici, in occasione della ICRC2001 è stato introdotto l’omonimo *fit* ICRC2001 [110]. Ad energie ≤ 200 GeV/nucleone esso si basa sulle recenti misure dello Space Shuttle AMS-01 [111] e del pallone BESS-98 [112]: l’accordo è entro il 5% per quanto riguarda i protoni, mentre per la componente di He la discrepanza ammonta al 15% circa che, a tali energie, si riflette in un’incertezza del 3% sul flusso ‘all-nucleon’¹ [4]. Resta da spiegare il disaccordo per le misure di protoni da parte degli esperimenti dei palloni CAPRICE (1994 [113] e 1998 [114]), le quali risultano il 20% circa inferiori rispetto alle precedenti.

Come detto, ad alte energie ($\geq 10^4$ GeV/nucleone) la situazione è molto più controversa: i dati di JACEE [115] e di RUNJOB [116, 117] sono affetti da errori notevoli, rendendo difficile la determinazione dell’indice spettrale

¹Si tratta del flusso di tutti i nucleoni presenti nei raggi cosmici primari. Infatti, poichè le energie caratterizzanti le collisioni nucleari fra i RC e i nuclei atmosferici sono molto più alte delle energie di legame nucleari, solo le interazioni nucleone-nucleone sono rilevanti nell’ambito della produzione di secondari.

da usare nel *fit*. Ad energie ≥ 100 GeV/nucleone, rispetto al precedente *fit* ‘Bartol96’ ($\sim E^{-2.71}$) introdotto da Agrawal *et al.* [118], il *fit* ICRC2001 utilizza un indice maggiore in modulo ($\sim E^{-2.74}$); i dati ed entrambi i *fit* sono mostrati in figura 4.2 (a sinistra). Al fine della determinazione della pendenza spettrale assumono una importanza fondamentale le misure effettuate dal pallone ATIC (ATIC-1 e ATIC-2) [119], progettato al fine di ricoprire l’intervallo energetico fra i precedenti esperimenti. Un’analisi preliminare dei dati della prima missione sembra preferire l’utilizzo di un indice $\gamma = 2.71^2$.

Lo spettro dei primari mostra un appiattimento in corrispondenza del cosiddetto ginocchio, corrispondente a $E_{knee} \sim 3 \times 10^{15}$ eV, con $dN_{RC}/dE_{RC} \propto E_{RC}^{-3}$ per $E_{RC} > E_{knee}$. Una vasta classe di scenari atti a spiegare il ginocchio, si basa su un effetto dipendente dalla rigidità³. Di conseguenza, in tali scenari le differenti componenti nucleari subiscono un appiattimento dello spettro per energie $E_Z \sim ZE_{knee}$ e, soprattutto, la composizione dei RC tende a diventare sempre più pesante sopra E_{knee} , in accordo con le ultime misure degli esperimenti, basati a terra, KASCADE [127] ed EAS-TOP/MACRO [128].

L’effetto sui flussi di neutrini da parte del cambiamento di pendenza dello spettro dei primari sopra i 100 GeV/nucleone è stato studiato, in particolare, dai gruppi di Honda [129] e di FLUKA [130]: nel caso di FLUKA, il *fit* ICRC2001 produce dei flussi di $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ (mediati sull’intero emisfero) inferiori del 20÷30 % nell’intervallo 100÷1000 GeV, rispetto al *fit* Bartol96.

Inoltre, più di un’indicazione a favore del fatto che l’indice spettrale dello spettro ICRC2001 sia troppo elevato ad alte energie proviene dal confronto con i dati degli esperimenti SK [42] e MACRO [43] sul flusso dei muoni

²L’analisi dei dati di ATIC-2 dovrebbe raddoppiare la statistica ad alte energie.

³come un cambio nell’efficienza di accelerazione dei RC alle sorgenti [120, 121, 122] o un cambio nel meccanismo di fuga dei RC dalla galassia [123, 124, 125, 126]: entrambi gli effetti, essendo di tipo magnetico, dipendono dal rapporto E_{RC}/Z , dove Z è la carica elettrica dei RC.

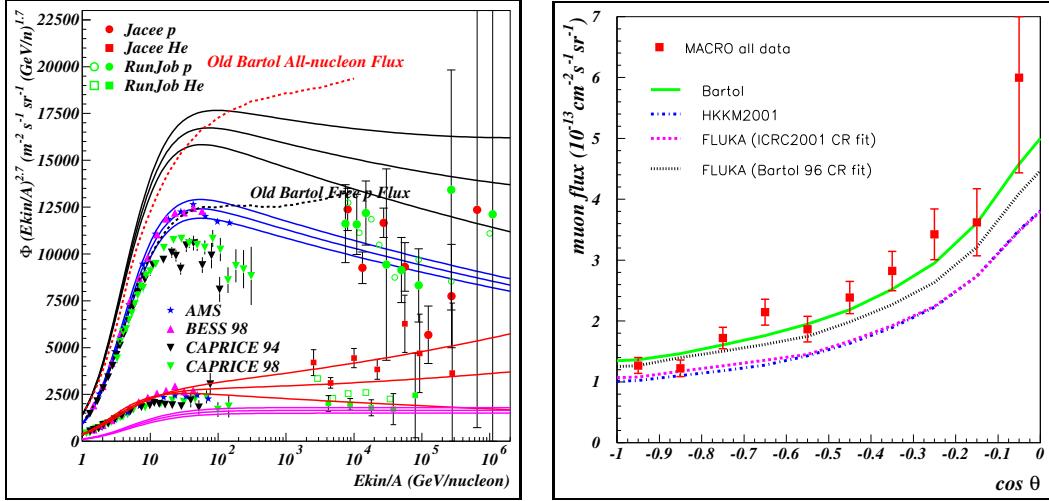


Figura 4.2: **A sinistra:** le tre linee nere in alto indicano lo spettro primario di tutti i nucleoni secondo il *fit* ICRC2001 [110]. Le tre linee centrali blu si riferiscono al flusso primario di protoni e quelle in basso al flusso di He. Le linee in alto e in basso di ogni gruppo sono rispettivamente i flussi massimo e minimo risultanti dagli errori del *fit*. La linea tratteggiata rappresenta il flusso adottato dal gruppo di Bartol nel 1996 [4]. **A destra:** flusso di muoni ‘through-going’ ($E_\mu > 1$ GeV) misurato da MACRO [130, 131] confrontato con quello di Bartol [118], con il calcolo di FLUKA basato sul flusso di Bartol96 e sul *fit* ICRC2001, e sul flusso di Honda *et al.* basato sul *fit* ICRC2001 [129]. Le curve teoriche includono le oscillazioni con un mixing massimale e $\Delta^2 = 2.3 \cdot 10^{-3} eV^2$.

che attraversano l'intero apparato del rivelatore (muoni ‘through-going’): il valore della normalizzazione del flusso risulta il $\sim 25\%$ minore rispetto alle indicazioni ottenute nei due esperimenti. In figura 4.2 (a destra) sono paragonati i muoni through-going di MACRO (821 eventi selezionati per studi sulle oscillazioni) [130, 131] con i flussi di FLUKA (*fit* ICRC2001 e '96), di Bartol96 e di Honda *et al.* (*fit* ICRC2001). E' evidente come l'accordo migliore si abbia nel caso dei flussi ottenuti con il *fit* del '96.

In questo quadro si inseriscono le novità introdotte nel presente lavoro. In particolare, rispetto al precedente calcolo di FLUKA [130], è stato utilizzato un nuovo “all-particle spectrum”: si tratta di un aspetto assolutamente originale, al quale il candidato ha partecipato attivamente [132] (vedi Appendice B). Limitatamente ad energie inferiori a 100 GeV è stato utilizzato lo spettro ICRC2001. La funzione usata per descrivere il vecchio spettro differenziale in energia cinetica per nucleone (E_k) ai dati delle più recenti misure sui raggi cosmici⁴ è data dall'espressione:

$$\Phi(E_k) = K \times (E_k + b \times \exp[-c\sqrt{E_k}])^{-\gamma} \quad (4.1)$$

In tabella 4.1 sono riportato i valori dei parametri del *fit* per i differenti gruppi di massa⁵ considerati (vedi figura 4.3).

L'aspetto originale di questo flusso riguarda la zona energetica al di sopra dei 100 GeV. Data la normalizzazione ricavata dal flusso ICRC2001, si è assunto un indice spettrale per la componente protonica pari a $\gamma = -2.71$, in modo da migliorare l'accordo fra i flussi predetti e i dati relativi ai muoni

⁴Le recenti misure effettuate da missioni come MASS, IMAX, CAPRICE e BESS hanno permesso di ridurre notevolmente le incertezze sullo spettro dei primari fino a 100 GeV; come detto, ad energie maggiori la situazione è meno precisa.

⁵Il raggruppamento è necessario per l'estensione degli spettri ad alte energie a causa del decrescere della risoluzione sulla carica e della bassezza dei flussi, e della conseguente bassa statistica sperimentale alle alte energie.

componente	$\langle A \rangle$	γ	K $cm^{-2}s^{-1}sr^1(GeV/A)^{-1}$	b GeV/A	c $(GeV/A)^{-0.5}$
protoni	1	2.74	14900	2.15	0.21
He (high)	4	2.64	600	1.25	0.14
He (low)	4	2.74	750	1.50	0.30
CNO (high)	14	2.70	68	1.78	0.02
CNO (low)	14	" "	55	" "	" "
MgSi (high)	26	" "	22	" "	" "
MgSi (low)	26	" "	18	" "	" "
$z > 17$ (high)	50	" "	5.50	" "	" "
$z > 17$ (low)	50	" "	5.20	" "	" "

Tabella 4.1: Parametri del *fit* ICRC2001 [110] per le 5 principali componenti dei raggi cosmici primari (per $E < E_{knee}$).

componente	$\langle A \rangle$	γ ($E < E_{knee}$)	γ ($E > E_{knee}$)
protoni	1	2.71	3.11
He	4	2.59	2.99
CNO	14	2.54	2.94
MgSi	25	2.49	2.89
Fe	56	2.50	2.90

Tabella 4.2: Indici spettrali usati nel nuovo *fit* per le principali componenti dei raggi cosmici [132].

degli esperimenti MACRO e Super-Kamiokande, come precedentemente evidenziato [133]. Un ginocchio dipendente dalla carica è stato assunto, per ogni componente, secondo la formula:

$$E_{knee}/nucleone = Z \times 3000 \text{ TeV}/A. \quad (4.2)$$

Relativamente alla componente di He⁶, sopra i 100 GeV è stato usato un indice inferiore rispetto al precedente *fit*, pari a $\gamma = -2.59$. Le componenti

⁶La frazione di He è fondamentale per la determinazione del rapporto di carica dei muoni e i rapporti $\nu/\bar{\nu}$, poiché essa è all'origine della maggior parte di neutroni incidenti.

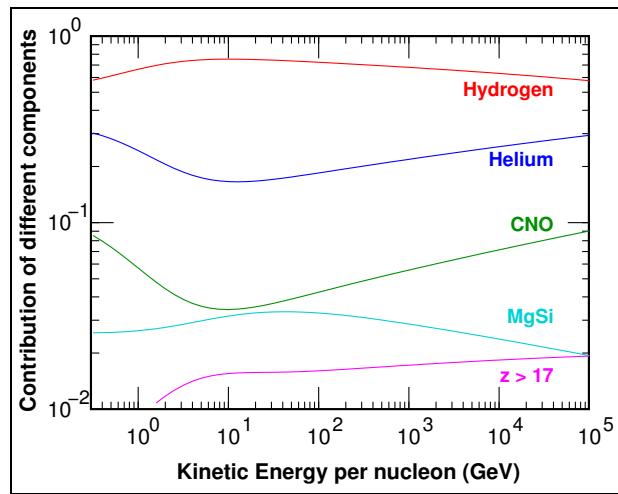


Figura 4.3: Contributi frazionari dei vari nuclei al “all-particle spectrum” secondo il *fit* ICRC2001 [110].

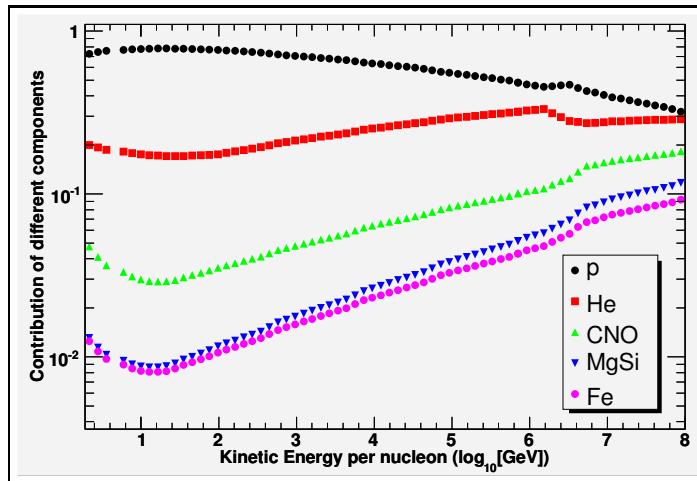


Figura 4.4: Contributi frazionari dei vari nuclei al “all-particle spectrum” secondo il nuovo *fit* [132].

più pesanti sono state suddivise nei tre gruppi CNO, MgSi e Fe. Nel caso di nuclei pesanti il *fit* dei dati disponibili è molto difficile a causa delle inconsistenze fra i diversi set di misure. Nel *fit* ICRC2001 è stata usata l'approssimazione di imporre lo stesso indice $\gamma = -2.70$ per tutti e tre i gruppi, ciascuno con una propria normalizzazione complessiva. Nel nuovo *fit*, come si nota in tabella 4.2, al di sopra dei 100 GeV (dove il nuovo spettro si differenzia dal precedente ICRC2001), è stato assunto un indice differente per ciascuna componente; anche in questo caso, la pendenza degli spettri è sensibilmente inferiore, risultando in un flusso maggiore di nuclei pesanti ad alte energie.

Il nuovo spettro dei primari è stato proposto per risolvere le problematiche legate al deficit nei flussi di neutrini di alta energia (≥ 100 GeV) riscontrato nel calcolo del 2001. In figura 4.5 è mostrato il confronto fra il nuovo spettro e lo spettro ICRC2001, mentre in figura 4.6 vengono illustrati i rapporti fra il nuovo spettro di FLUKA-2005 e i precedenti spettri Bartol96 e ICRC2001: come si evince dal grafico, il nuovo spettro assume dei valori più elevati nella zona energetica di interesse per la produzione di neutrini. In figura 4.7 sono invece mostrati i flussi delle varie componenti costituenti lo spettro dei RC primari.

Nella catena Monte Carlo adoperata per questo lavoro, il nuovo spettro dei primari viene utilizzato per generare particelle primarie a circa 100 km di altitudine. Al fine del calcolo di muoni e neutrini atmosferici, è lo spettro dei nucleoni ad avere la rilevanza maggiore, in quanto l'energia di legame dei nuclei presenti nei raggi cosmici è trascurabile rispetto alle energie molto più elevate che caratterizzano le collisioni dei RC con i nuclei atmosferici.

Nel calcolo i singoli nucleoni costituenti sono spaccettati prima dell'interazione, secondo il modello di sovrapposizione: un nucleo è visto come la somma di nucleoni individuali, cioè Z protoni e $A - Z$ neutroni. La validità del modello di sovrapposizione è discussa in [65], ed è basata sul formalismo

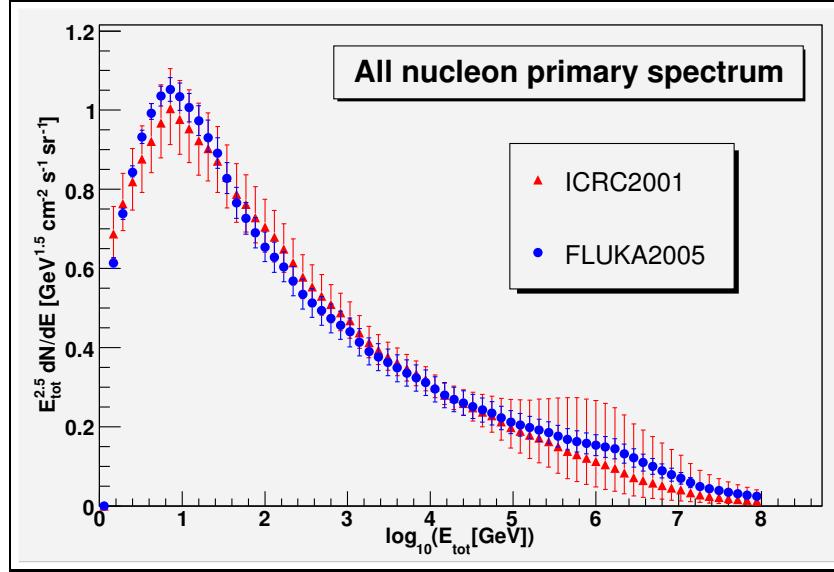


Figura 4.5: Il nuovo spettro di tutti i nucleoni primari adottato nel nuovo calcolo [132], in funzione dell’energia totale per nucleone, confrontato con il vecchio spettro ICRC2001 [110]. Gli spettri sono moltiplicati per $E^{2.5}$.

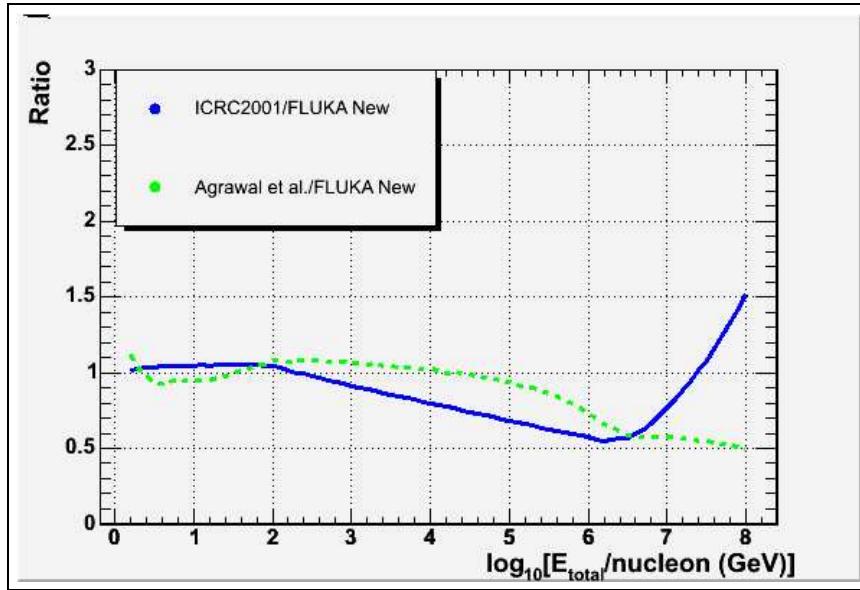


Figura 4.6: Rapporto fra gli spettri ICRC2001 [110] e Bartol96 (Agrawal *et al.*) [118] e il nuovo spettro utilizzato per il calcolo di FLUKA-2005 [132].

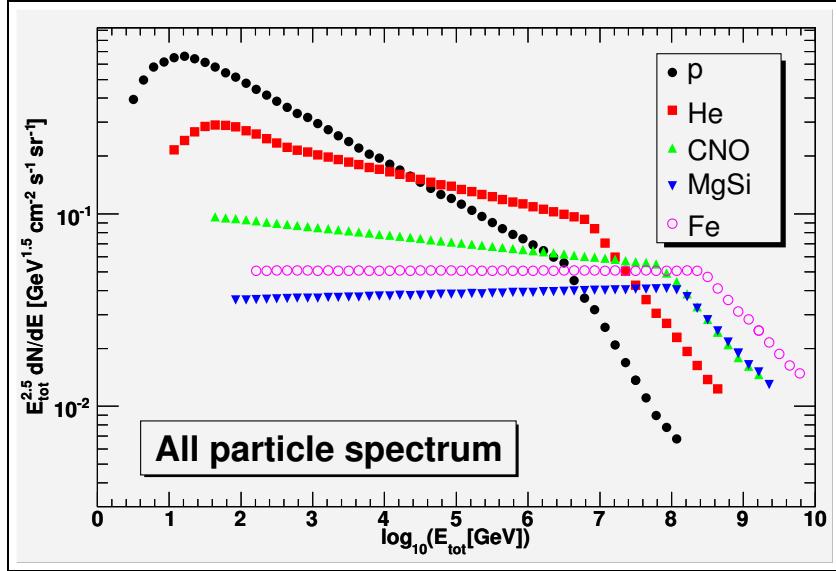


Figura 4.7: Spettro delle varie componenti in funzione dell’energia totale del nucleo (“all particle spectrum”), in base al nuovo fit [132].

di Grauber delle collisioni nucleo-nucleo [66]. Gli autori mostrano come il libero cammino medio di interazione di un nucleone all’interno di un nucleo sia lo stesso di un nucleone libero, concludendo come il modello di sovrapposizione sia valido per il calcolo di quantità mediate nel tempo, come ad esempio i flussi di neutrini e muoni atmosferici.

4.2.3 Il campo geomagnetico

Il campo geomagnetico influenza (per energie < 20 GeV) il flusso dei raggi cosmici fuori e dentro l’atmosfera terrestre, imponendone un taglio (‘cutoff’)⁷ e incurvandone le traiettorie durante lo sviluppo degli sciami atmosferici. Tali effetti incidono notevolmente sul flusso di neutrini con energia dell’ordine del

⁷l’effetto, che impedisce ai raggi cosmici galattici di bassa energia di raggiungere l’atmosfera e produrre secondari, dipende dalla “rigidità” della particella, ovvero dal suo impulso totale diviso la carica.

GeV, in particolare per i neutrini responsabili degli eventi “contenuti” nel rivelatore (vedi paragrafo 2.3.3).

FLUKA adotta il modello IGRF del campo geomagnetico, espresso come un’espansione di armoniche sferiche [134]. Una descrizione realistica del campo magnetico deve trattare ogni punto in maniera diversa, ma richiede uno sforzo computazionale enorme. In base a tali considerazioni, nella generazione delle particelle è trascurato l’effetto della deflessione (‘bending’) delle particelle cariche (non influente nella regione energetica di interesse per i telescopi per neutrini), mentre si tiene conto del campo nella determinazione delle condizioni di cutoff per le particelle primarie, viste da specifiche località. La rigidità di cutoff per un campo geomagnetico realistico può essere calcolata secondo la tecnica del ‘back tracing’ (si veda [141]). In tal modo è possibile ottenere una statistica significativa per il sito relativo a ciascun rivelatore.

4.2.4 La modulazione solare

A basse energie, specialmente sotto i 10 GeV⁸, lo spettro dei raggi cosmici è influenzato dalle fasi del ciclo solare. Prima di raggiungere la Terra e la sua atmosfera, i raggi cosmici devono diffondere nell’eliosfera interna contro il turbolento vento solare⁹, secondo un processo noto come modulazione solare. In FLUKA tale effetto è trattato all’interno di un’approssimazione di un campo di forza, che esprime tale modifica dello spettro in funzione dell’energia, come se fosse dovuta ad un potenziale effettivo. Quest’ultimo è funzione solo del tempo, ed è stato parametrizzato in funzione della frequenza di conteggio del “Climax neutron monitor” [135], operativo fino al 2000.

⁸Come nel caso del campo magnetico, l’effetto è trascurabile nella regione energetica di nostro interesse.

⁹si tratta di plasma magnetizzato emesso dal Sole ad una velocità di circa 400 km/s.

In tal modo si sono stimati i due casi estremi corrispondenti ad un massimo e ad un minimo medio dell'attività solare.

4.3 La produzione di massa

Come si è visto nei capitoli precedenti, tra i problemi originali affrontati in questo lavoro di tesi, c'è stato quello di spingere il calcolo dei neutrini con FLUKA ad energie superiori a 100 GeV. Inoltre, le caratteristiche tipiche dei neutrini prompt, ovvero l'alto valore dell'energia sopra cui i flussi cominciano a diventare maggiori di quelli convenzionali ('crossover'), hanno reso necessario l'accumulo di una adeguata statistica ad alte energie.

A tal fine, è stata implementata la generazione di primari con energie fino a 10^6 GeV. Al momento della scrittura di questa tesi sono stati generati circa 80×10^6 primari, nell'intervallo energetico tra $0.5 \div 10^6$ GeV/nucleone. Una produzione di queste dimensioni ha richiesto un grosso utilizzo di tempo di CPU, distribuito su un 'cluster' che utilizzava anche sistemi di distribuzione di carico come CONDOR [161]. Per facilitare la generazione, la produzione è stata suddivisa in un numero elevato di 'run'.

Per ottimizzare l'uso della CPU nella generazione di eventi ad alta energia, si è reso necessario effettuare delle produzioni di eventi con una soglia energetica di 10 GeV, in modo da raccogliere una statistica adeguata di eventi ad alta energia. A tal fine si è sfruttata l'interfaccia a DPMJET-II. Gli effetti del campo geomagnetico e della modulazione solare non sono stati attivati nell'eseguibile utilizzato poiché, come detto nel paragrafo precedente, è la regione delle alte energie ad essere interessata in questo lavoro, dove tali effetti sono trascurabili.

Dato il grande numero di eventi che FLUKA mediamente è chiamato a generare, il programma offre la possibilità di eseguire un numero a piacere di generazioni all'interno di una catena di numeri 'random' generata a partire

da un unico seme. L'utente può quindi decidere un seme di partenza e far sì che un numero a scelta di generazioni facciano parte della stessa catena di generazione di numeri random. In questo modo l'utente può far partire diverse catene di generazioni a partire da semi diversi tutti statisticamente indipendenti tra loro. Il prezzo da pagare è l'aumento del numero di *file* da analizzare. Per questo lavoro si è scelto di suddividere ogni catena di numeri random mediamente in 10 generazioni.

Come detto nel capitolo precedente, FLUKA offre all'utente diverse soluzioni per l'analisi dei dati generati. In particolare, abbiamo sfruttato la possibilità di creare distribuzioni doppio differenziali in energia ed angolo solido del flusso di particelle, selezionate dall'utente in volumi o regioni specifiche. Nel caso in esame si è scelto di campionare all'uscita dell'ultimo spicchio di atmosfera muoni ed antimuoni, neutrini ed antineutrini muonici ed elettronici, sia convenzionali che prompt.

Gli autori di FLUKA hanno messo a disposizione dell'utente dei codici che permettono di sommare distribuzioni, in modo statisticamente significativo, con identici intervalli di energia ed angolo solido e numero di *bin*, ma ottenute da run diversi. In questo modo è stato possibile sommare il risultato di produzioni omogenee. Questi programmi permettono anche di integrare sull'angolo solido i flussi doppio differenziali in modo da ottenere flussi differenziali in energia.

Per poter gestire il grosso numero di *file* prodotti e trasformare le uscite dell'eseguibile in un formato utilizzabile da programmi di analisi dati più diffusi, si è dovuto scrivere appositi programmi che si occupassero di maneggiare i *file* di dati e di trasformare il loro formato.

Per l'analisi dei dati di questo lavoro si è deciso di utilizzare uno strumento di analisi che utilizza tecnologie di software orientate ad oggetti sviluppato al CERN di Ginevra. Lo strumento in questione è ROOT[164], che, sviluppato in C++, offre tutti gli strumenti idonei ad una analisi dei dati in fisica delle

alte energie. Per questo motivo sono stati scritti una serie di programmi che permettessero la lettura dei *file* prodotti da FLUKA e convertissero i dati in alberi di ROOT ('tree'). Questi programmi, scritti in C++, permettono di trasformare le distribuzioni di uscita di FLUKA, sia le doppio differenziali che quelle differenziali, in una struttura contenente degli alberi di ROOT e degli histogrammi. Questi possono essere salvati in un *file* in modo da poter essere usati in un secondo momento. Particolare cura è stata posta nel far sì che i programmi potessero essere utilizzati sia all'interno di ROOT ('macro') che come programmi indipendenti.

Per rendere automatica la produzione dei *file* somma delle statistiche accumulate nei singoli run, si è reso necessario l'utilizzo di programmi che automatizzassero le operazioni da compiere nel sistema operativo utilizzato ('script'). In particolare sono stati creati degli script per la 'shell bash' [162] nel sistema operativo Linux[163]. Questi programmi si occupano di navigare in direttori specificati dall'utente alla ricerca di *file* di statistica di FLUKA. Una volta individuati i *file* vengono sommati utilizzando i programmi di utente suddetti. Ottenuti i *file* somma delle statistiche vengono invocate le 'utility' di conversione in *file* di ROOT.

4.4 Analisi dei dati

Una volta terminata la produzione di massa dei dati simulati, sono stati creati i *file* con la somma statisticamente significativa, di tutti i *file* relativi ad una catena di numeri random. Queste somme sono state verificate controllando visivamente i flussi ottenuti. Una volta verificata la loro qualità, tutti i *file* somma relativi a generazioni con le stesse caratteristiche fisiche (ovvero: stesso intervallo di energia dei primari, stesse soglie per le interazioni fondamentali, stesso modello di interazione adronica), sono stati sommati a loro volta.

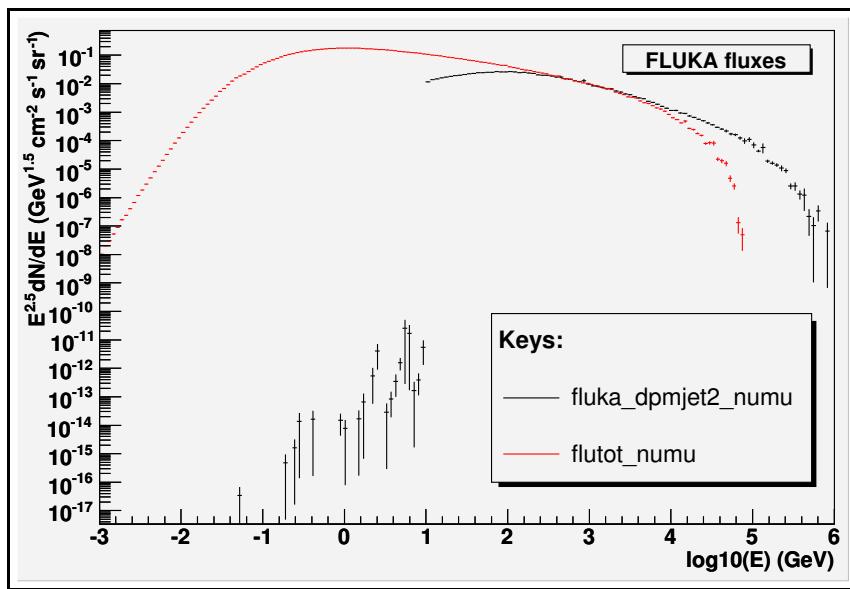
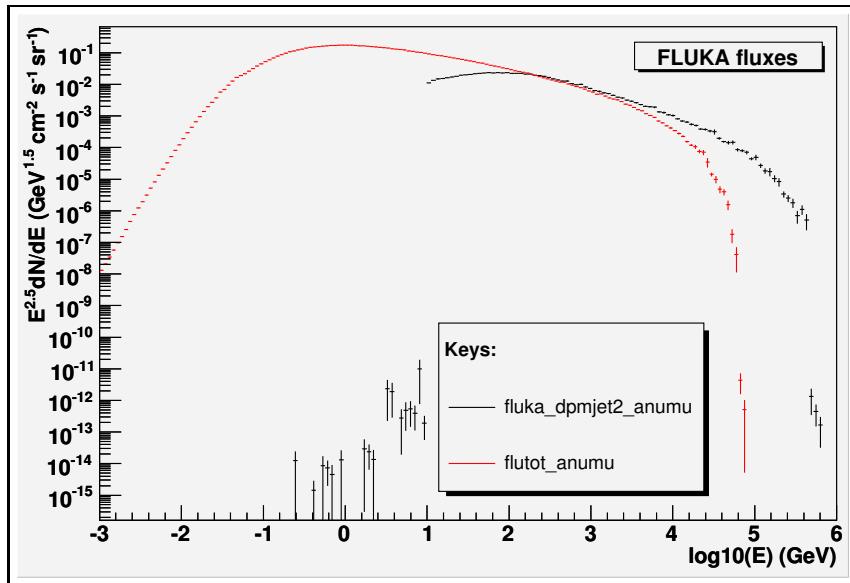
Alla fine di questo lavoro di riduzione, i risultati della produzione sono stati raggruppati in pochi *file* contenenti le distribuzioni doppio differenziali, in energia e in angolo solido, e differenziali, in energia, del flusso di particelle nell’ultima ‘shell’ di atmosfera simulata. Le particelle prese in esame per questo lavoro sono state neutrini ed antineutrini muonici ed elettronici, muoni ed antimuoni. Ciascuna categoria di eventi è stata a sua volta suddivisa in eventi provenienti da catene di decadimenti convenzionali e prompt.

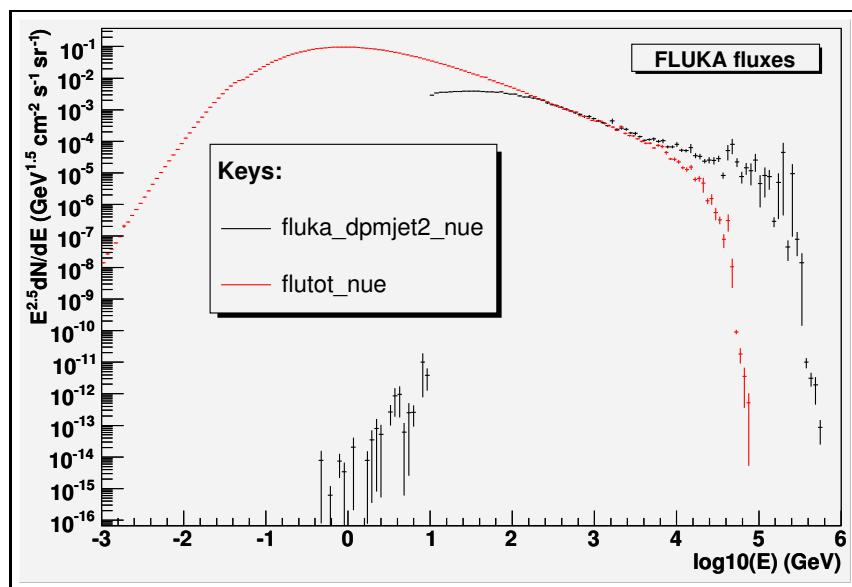
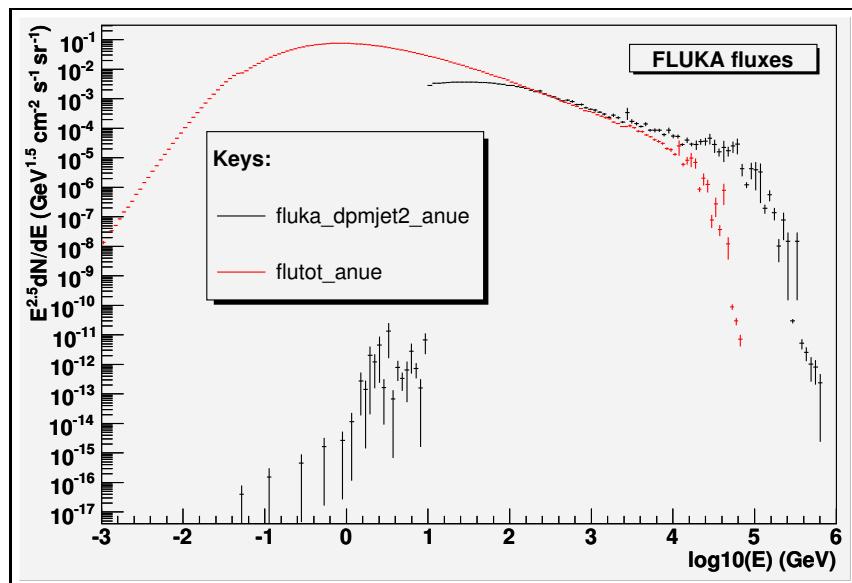
Dato che gli spettri energetici si estendono su diverse decadi di energia e seguono delle leggi di potenza, tradizionalmente si preferisce mostrarli moltiplicati per il valore centrale del *bin* elevato a potenza. Di solito la potenza usata è il più possibile vicina all’indice spettrale atteso. In questo modo, su scala bilogaritmica, lo spettro appare più come una retta con pendenza proporzionale alla differenza tra l’indice spettrale reale e quello usato per disegnarlo.

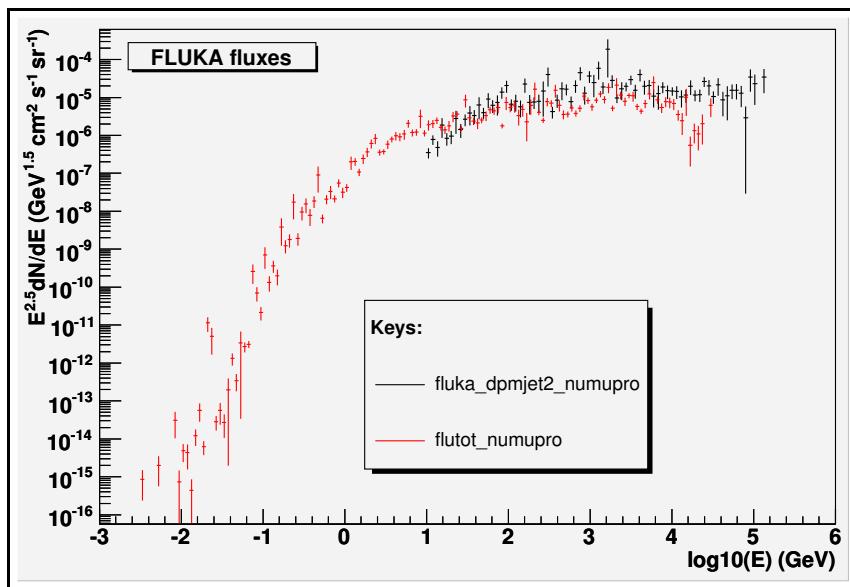
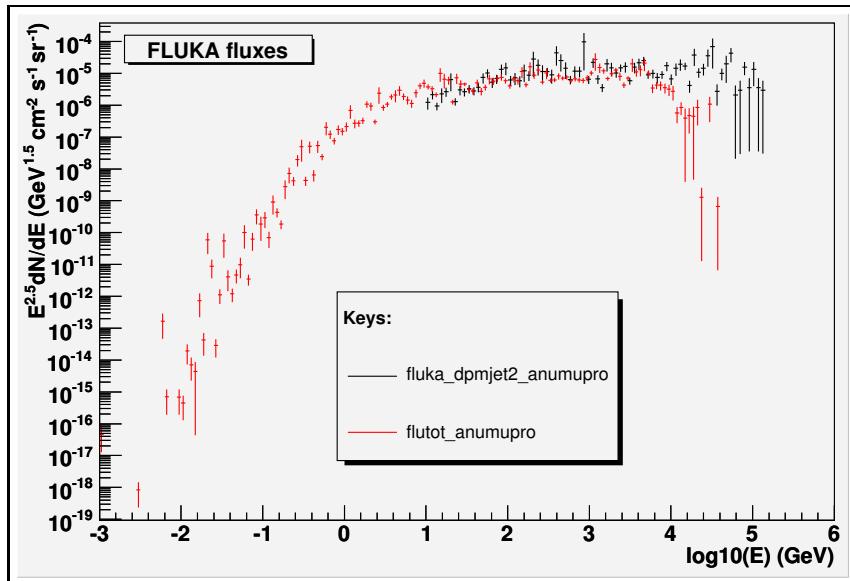
I flussi differenziali in energia per le componenti di neutrini ed antineutrini convenzionali così ottenuti sono riportati nelle figure 4.8,4.9,4.10 e 4.11. Per le componenti prompt, i flussi differenziali in energia sono mostrati nelle figure 4.12,4.13,4.14 e 4.15. Infine, gli spettri della componenti convenzionali dei muoni sono riportati nelle figure 4.16 e 4.17.

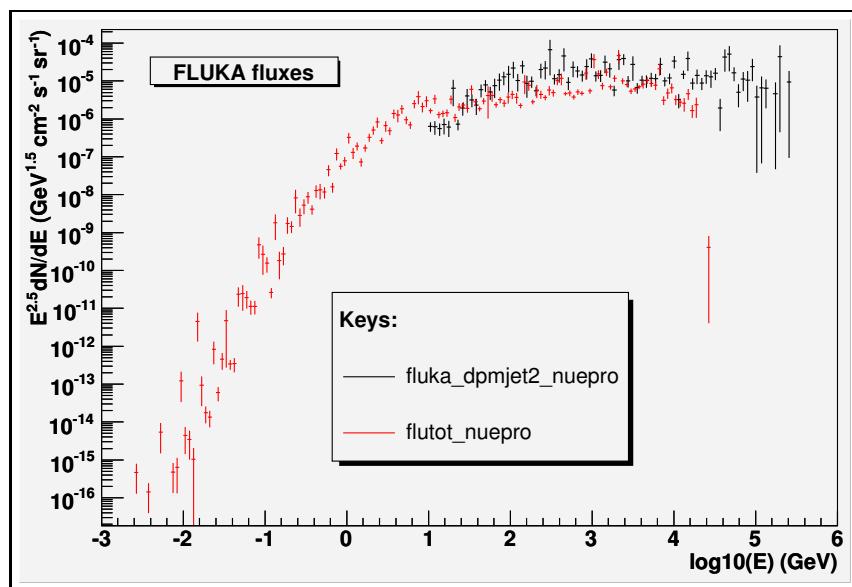
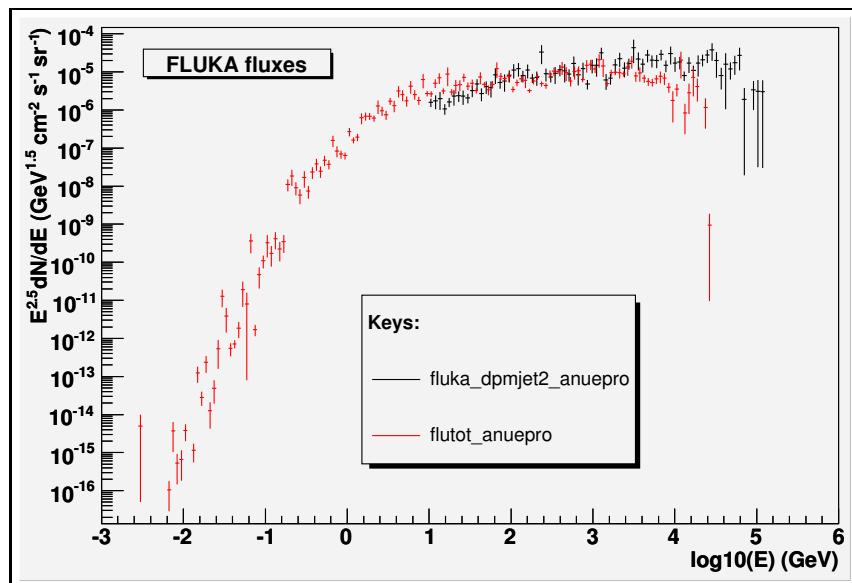
Come si nota nelle figure, la componente ad alta energia, ricavata con il DPMJET-II e disegnata in nero, risulta più ricca di statistica ad alte energie, così come ci si aspettava: in questo caso i primari sono stati generati nell’intervallo $10 \text{ GeV} \div 1 \text{ PeV}$. L’effetto del taglio a 10 GeV è altrettanto evidente. Viceversa, la componente generata su tutto lo spettro presenta una diminuzione di statistica a più alta energia. Segno della mancanza di un sufficiente numero di primari nella parte estrema dello spettro: infatti, a differenza di quanto fatto per le alte energie, la produzione dei primari è stata limitata all’intervallo energetico $0.5 \text{ GeV} \div 100 \text{ TeV}$.

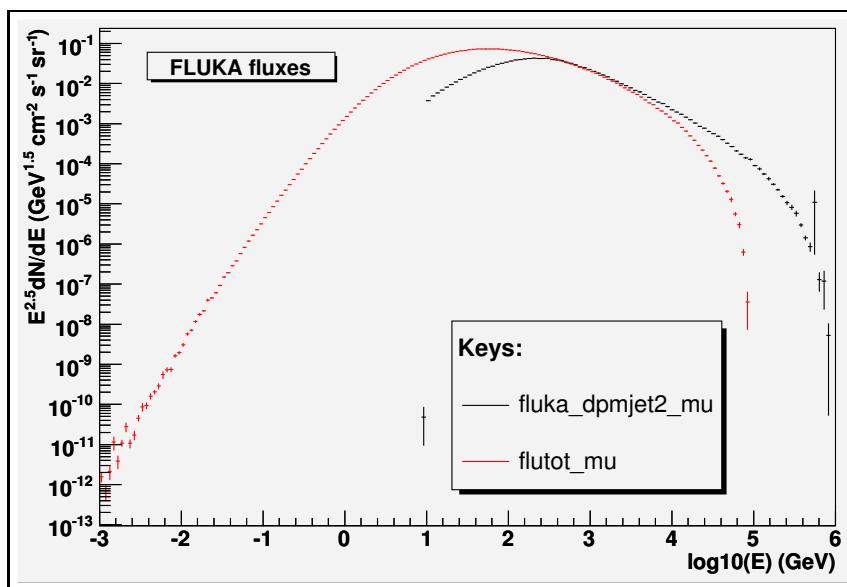
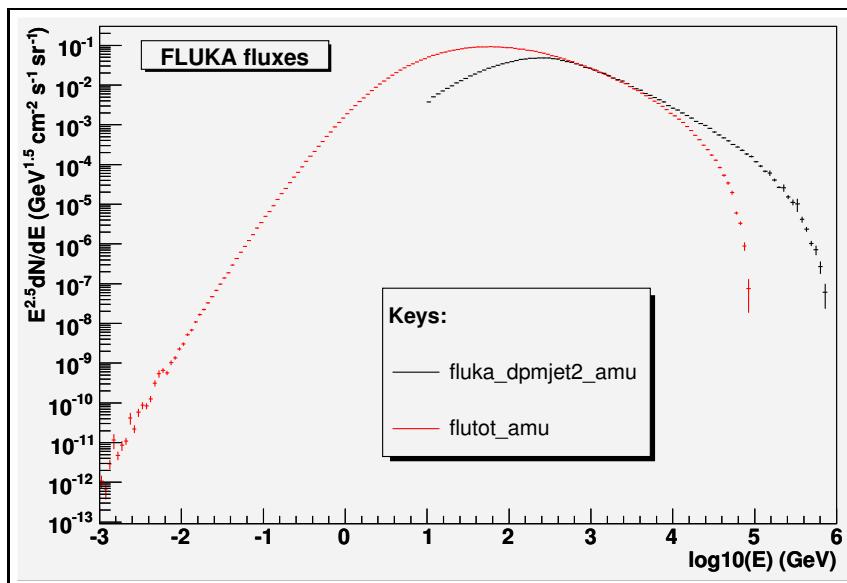
Per rendere disponibili i dati sugli spettri così ottenuti, questi ultimi sono

Figura 4.8: Flussi di ν_μ generati con FLUKA.Figura 4.9: Flussi di $\bar{\nu}_\mu$ generati con FLUKA.

Figura 4.10: Flussi di ν_e generati con FLUKA.Figura 4.11: Flussi di $\bar{\nu}_e$ generati con FLUKA.

Figura 4.12: Flussi di ν_μ prompt generati con FLUKA.Figura 4.13: Flussi di $\bar{\nu}_\mu$ prompt generati con FLUKA.

Figura 4.14: Flussi di ν_e prompt generati con FLUKA.Figura 4.15: Flussi di $\bar{\nu}_e$ prompt generati con FLUKA.

Figura 4.16: Flussi di μ^- generati con FLUKA.Figura 4.17: Flussi di μ^+ generati con FLUKA.

stati sommati e sottoposti ad una procedura di *fit* in modo da ricavare delle tabelle di parametri da fornire come ‘input’ di una classe C++ appositamente scritta per la generazione dei flussi. Di questa classe, e del suo utilizzo nella catena di generazione di eventi Monte Carlo dell’esperimento ANTARES, si parlerà nel successivo capitolo.

Capitolo 5

La classe NeutrinoFlux

In questo capitolo si descrive lo schema della classe usata per la generazione dei flussi di neutrini (sez. 5.1) e della sua interfaccia con il software di ANTARES (GENHEN in sez. 5.2) da me realizzate durante questo lavoro di tesi col supporto del gruppo di ANTARES di Bari. Si tratta di uno strumento di calcolo dal facile utilizzo e dalla grande duttilità, che permette all'utente di scegliere fra i modelli aggiornati di flussi di neutrini atmosferici ed astrofisici. Grazie a questo strumento è stato possibile utilizzare immediatamente i flussi prodotti con il nuovo calcolo di FLUKA-2005 nel software dell'esperimento.

5.1 La classe NeutrinoFlux

NeutrinoFlux (si veda l'appendice C) è un nuovo strumento di calcolo, al cui sviluppo il candidato ha partecipato attivamente¹. Si tratta di una

¹Il lavoro [138] è stato presentato al *Collaboration Meeting* di ANTARES tenutosi a Ravenna in novembre 2005.

classe² scritta in linguaggio C++ particolarmente versatile, ideata per una valutazione semplice ed immediata dei flussi di neutrini atmosferici ed astrofisici. NeutrinoFlux è infatti utilizzabile dall’utente come generatore di flussi di neutrini. Attualmente essa è in grado di fornire flussi differenziali ed integrati sull’angolo solido, per neutrini di sapore muonico ed elettronico.

5.1.1 Generalità della classe

La classe è stata concepita come libreria di spettri: all’atto della sua creazione in memoria, l’utente può scegliere il tipo di spettro da utilizzare. A tal punto, la classe è pronta a calcolare il flusso corrispondente ad una data energia e ad un dato coseno dell’angolo di zenith forniti dall’utente. NeutrinoFlux supporta due tipi di spettro: atmosferico ed astrofisico. Relativamente ai flussi atmosferici di neutrini, la classe supporta tre modelli di flusso convenzionale (vedi figura 5.1): si tratta dei modelli Bartol-2004 [139], HKKM-2004 [140] e FLUKA-2005 [132]: quest’ultimo rappresenta il risultato del nuovo calcolo discusso nel capitolo precedente. Tra i modelli atmosferici è possibile selezionare anche quelli dei neutrini prompt: si tratta dei modelli di Naumov (RQPM/QGSM) [142, 143], di Martin (in base alle tre diverse funzioni di distribuzione KMS/MRS/GBW) [14] e dei modelli utilizzati da Costa nel suo lavoro compilativo (pQCD, RQPM e QGSM) [9].

NeutrinoFlux supporta inoltre diversi flussi astrofisici di neutrini: in particolare, sette modelli per l’emissione da nuclei galattici attivi (AGN) [144, 145, 146, 147, 148, 149], otto per l’emissione da ‘Gamma Ray Burst’ (GRB) [150, 151, 152, 153, 154, 155, 156] e tre modelli di limite superiore (limite superiore di Mannheim-Protheroe-Rachen [157], limiti superiori di Waxman-Bahcall senza evoluzione e con evoluzione [158]).

²Una classe C++ rappresenta un tipo di dati astratto che può contenere elementi in stretta relazione tra loro e che condividono gli stessi attributi.

Una volta inizializzato il costruttore, esso chiama automaticamente i metodi per l'apertura e la lettura delle tabelle dei parametri caratterizzanti i modelli scelti dall'utente. Nel caso dei flussi atmosferici, tali parametri sono stati ricavati in precedenza attraverso un *fit* polinomiale bidimensionale delle tabelle originali calcolate dagli autori; i flussi di neutrini astrofisici sono stati invece parametrizzati come somma di leggi di potenza in un dato intervallo energetico. I parametri ottenuti con tali procedure sono quindi salvati in *file* facilmente leggibili dal costruttore.

5.1.2 I flussi di neutrini atmosferici

Il costruttore della classe richiesto per la valutazione dei flussi di neutrini atmosferici è **NeutrinoFlux::NeutrinoFlux(string model, string modelPrompt)**. In pratica, l'utente assegna due variabili di tipo stringa per selezionare i modelli desiderati: la prima stringa si riferisce al tipo di flusso atmosferico convenzionale, mentre la seconda riguarda il flusso atmosferico dei prompt (vedi tabella 5.1). Successivamente, è possibile invocare due metodi: **FluxAtmo** e **FluxAtmoInt**, in modo da ricavare il flusso differenziale in energia ed angolo solido (in $GeV^{-1}cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$) o il flusso integrato sull'angolo (in $GeV^{-1}cm^{-2}s^{-1}$). Attraverso questi metodi è possibile sommare le due componenti.

Nel caso in cui si voglia ricavare solo una delle due componenti atmosferiche (convenzionale o prompt), occorre invocare rispettivamente i metodi **FluxConv** e **FluxPrompt**; analogamente, per ottenere i flussi integrati sull'angolo, basterà invece invocare i metodi **FluxConvInt** e **FluxPromptInt**.

Come detto, è possibile selezionare fra flussi differenziali ed integrati su 2π steradiani. Nel primo caso, è possibile valutare il flusso ad una data energia (in GeV), ad un dato coseno dell'angolo e per un particolare sapore di neutrino, attraverso il metodo: **NeutrinoFlux::FluxAtmo(int neutType, double eNeut, double costheta)**. Le tre variabili da fornire alla funzione

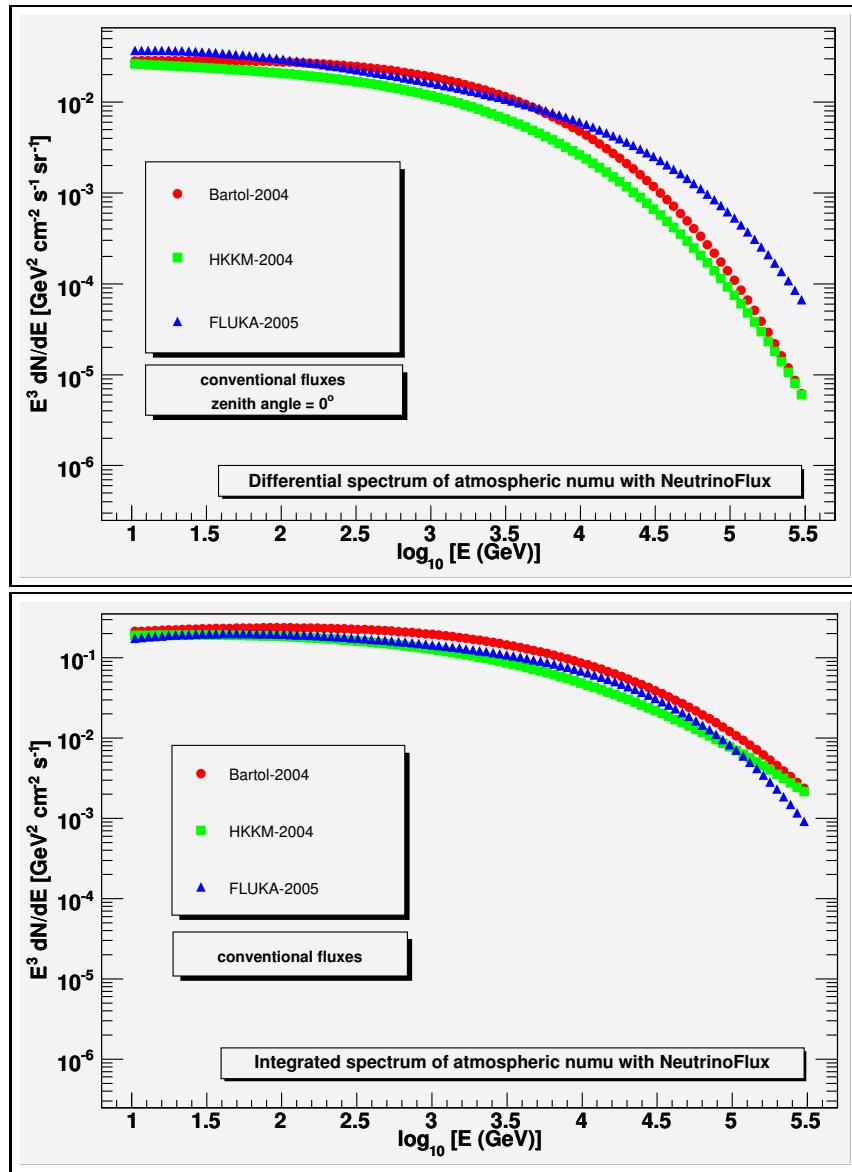


Figura 5.1: **In alto:** spettro differenziale dei ν_μ atmosferici convenzionali ottenuto con la classe, per $\theta = 0^\circ$. Sono mostrati i flussi di neutrini convenzionali secondo i tre modelli implementati nella classe. **In basso:** lo stesso spettro integrato sull'angolo solido.

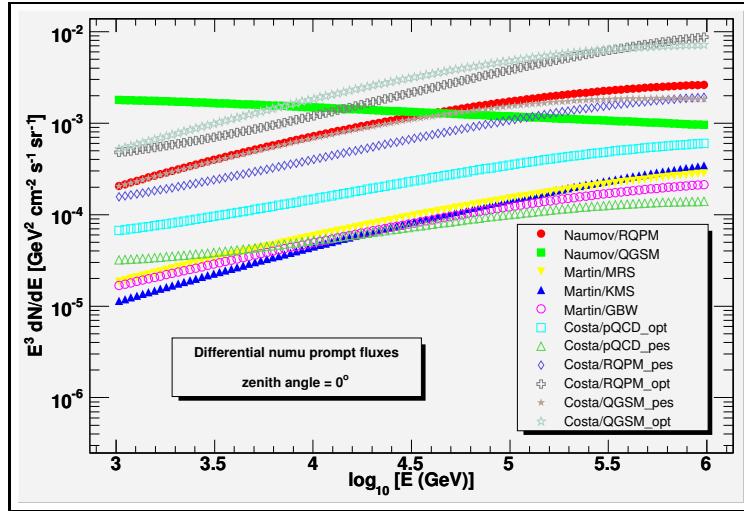


Figura 5.2: Flussi differenziali di ν_μ atmosferici prompt, secondo i diversi modelli implementati nella classe.

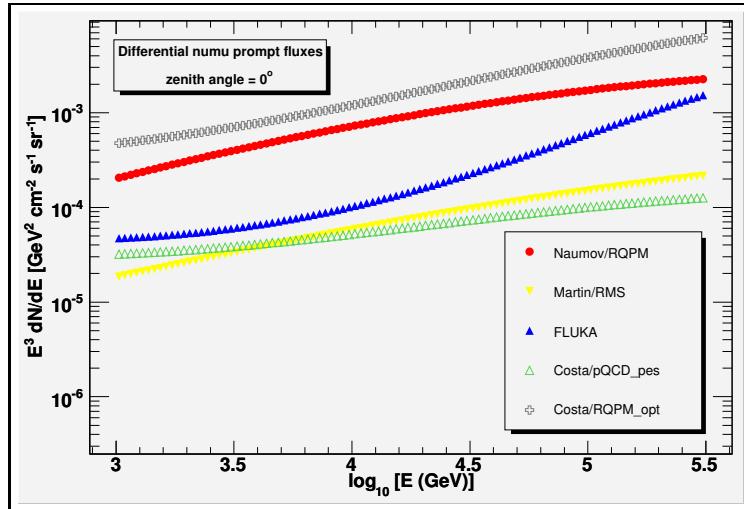


Figura 5.3: Il flusso differenziale di ν_μ atmosferici prompt calcolato da FLUKA, paragonato con alcuni dei modelli implementati nella classe. Il risultato mostrato è frutto di un'analisi preliminare, e necessita di ulteriore statistica, specie ad alte energie.

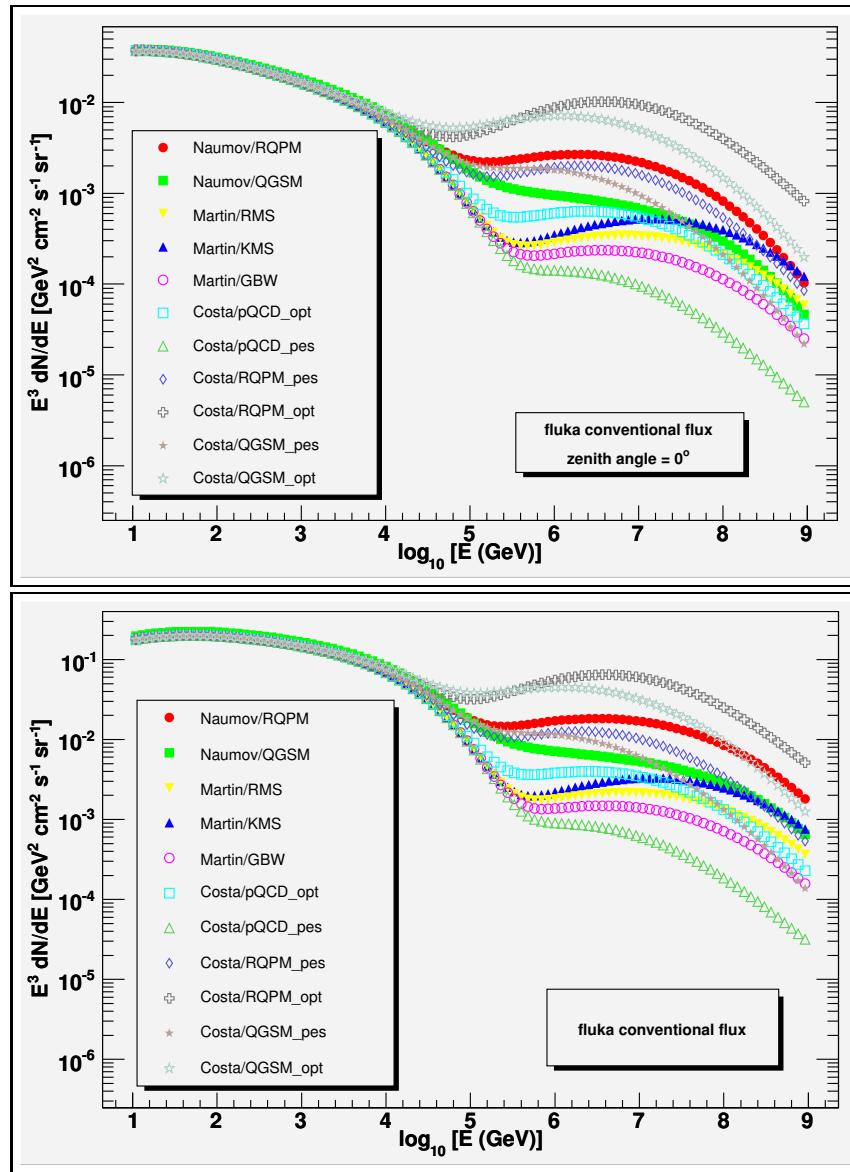


Figura 5.4: **In alto:** spettro differenziale dei ν_μ atmosferici ottenuto con la classe, per $\theta = 0^\circ$. Sono mostrati il flusso convenzionale di FLUKA (nuovo calcolo) ed i flussi di prompt secondo differenti autori. **In basso:** lo stesso spettro integrato sull'angolo solido.

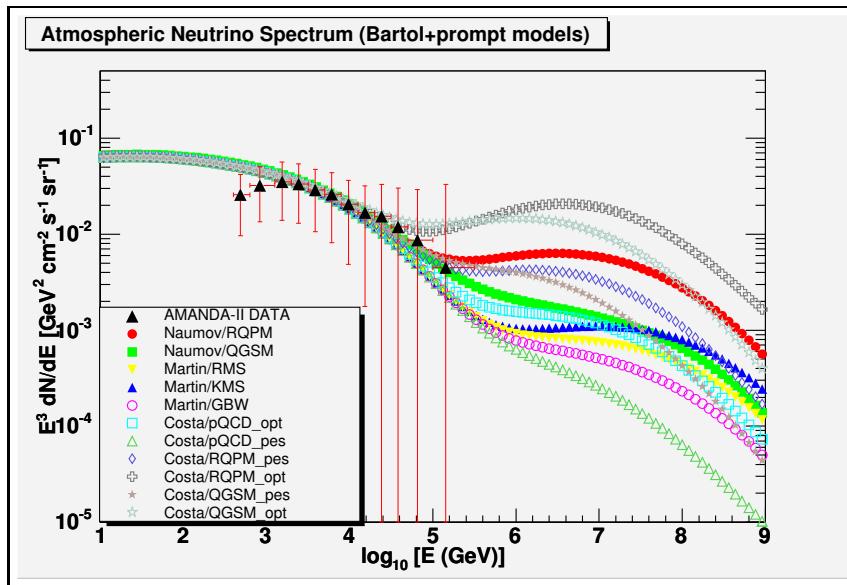


Figura 5.5: Spettro differenziale dei $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ atmosferici ottenuto con la classe. In figura sono mostrate anche le recenti misure di AMANDA-II.

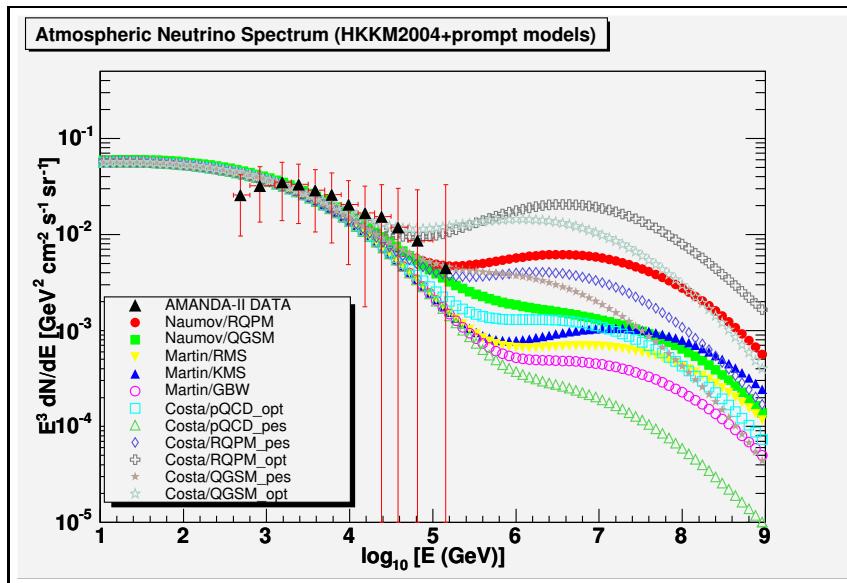


Figura 5.6: Spettro differenziale dei $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ atmosferici ottenuto con la classe. In figura sono mostrate anche le recenti misure di AMANDA-II.

Modello di flusso	model	modelPrompt
FLUKA 2005	fluka	
Bartol 2004	bartol	
HKKM 2004	honda	
Naumov/RQPM		naumov_rqpm
Naumov/QGSM		naumov_qgsm
Martin/KMS		martin_kms
Martin/MRS		martin_mrs
Martin/GBW		martin_gbw
Costa 2001		pQCD_opt
		pQCD_pes
		RQPM_opt
		RQPM_pess
		GGSM_opt
		GGSM_pes

Tabella 5.1: NeutrinoFlux: variabili di tipo stringa utilizzate dal costruttore. Sono implementati i modelli di flussi atmosferici convenzionali di Bartol-2004 [139], HKKM-2004 [140] e FLUKA-2005 [132], e ben sette modelli di flussi di neutrini atmosferici prompt: si tratta dei modelli di Naumov (RQPM/QGSM) [142, 143], di Martin (in base alle tre diverse funzioni di distribuzione KMS/MRS/GBW) [14] e dei modelli utilizzati da Costa nel suo lavoro compilativo (pQCD, RQPM e QGSM) [9].

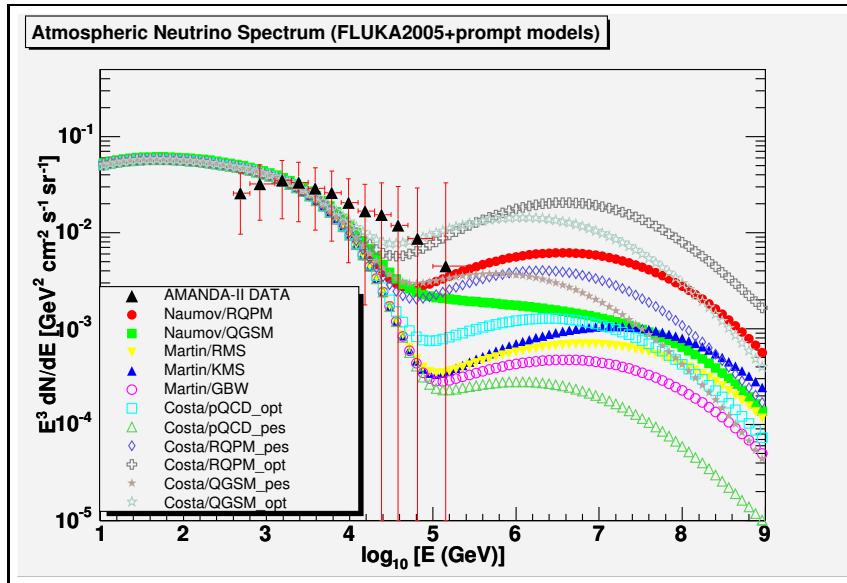


Figura 5.7: Spettro differenziale dei $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ atmosferici ottenuto con la classe. In figura sono mostrate anche le recenti misure di AMANDA-II.

si riferiscono rispettivamente al tipo di neutrino, alla sua energia e all'angolo di zenith caratterizzante la sua traiettoria. Nel secondo caso va omessa l'informazione angolare, ed invocato il metodo **NeutrinoFlux::FluxAtmo-Int(int neutType, double eNeut)**. La convenzione adottata per la variabile “neutType” è riportata nella tabella 5.2.

Nel caso di utilizzo dei metodi FluxConv e FluxPrompt, le variabili da passare alla funzione sono le stesse.

Identificatore	Particella
201	ν_e
202	ν_μ
204	$\bar{\nu}_e$
205	$\bar{\nu}_\mu$

Tabella 5.2: Identificatori di particella utilizzati in NeutrinoFlux.

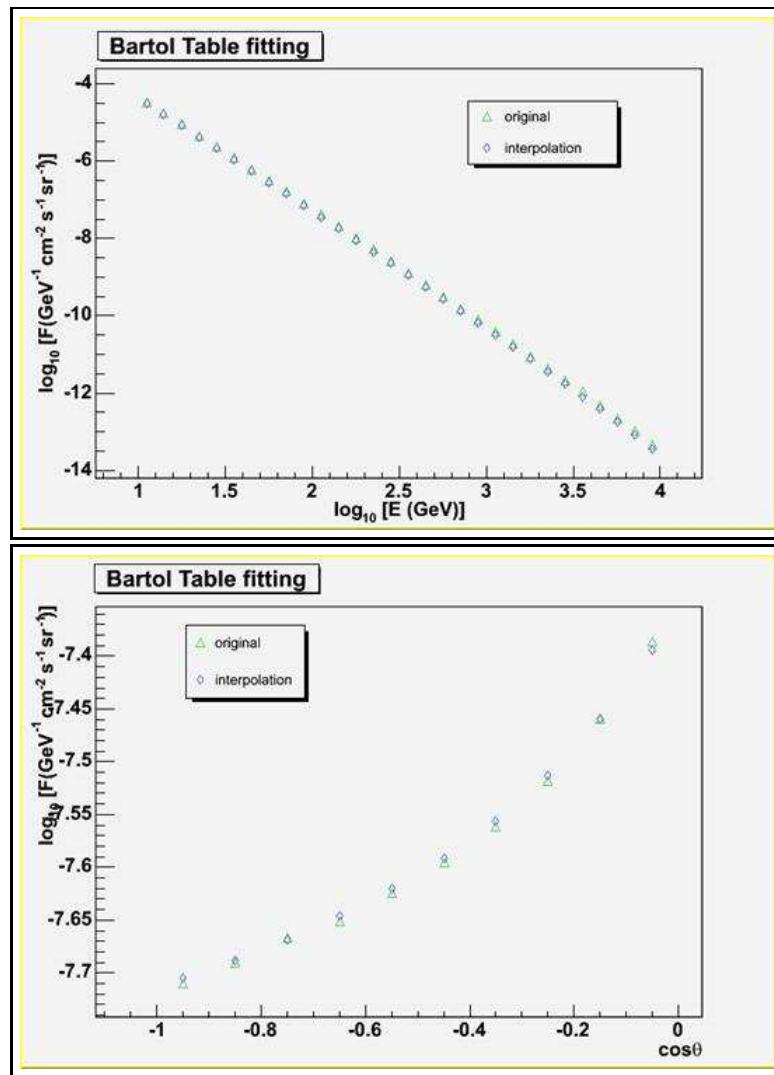


Figura 5.8: Confronto fra il flusso originale pubblicato e il *fit* da noi ottenuto, per i flussi di Bartol in funzione dell'energia (in alto) e del coseno dell'angolo di zenith (in basso).

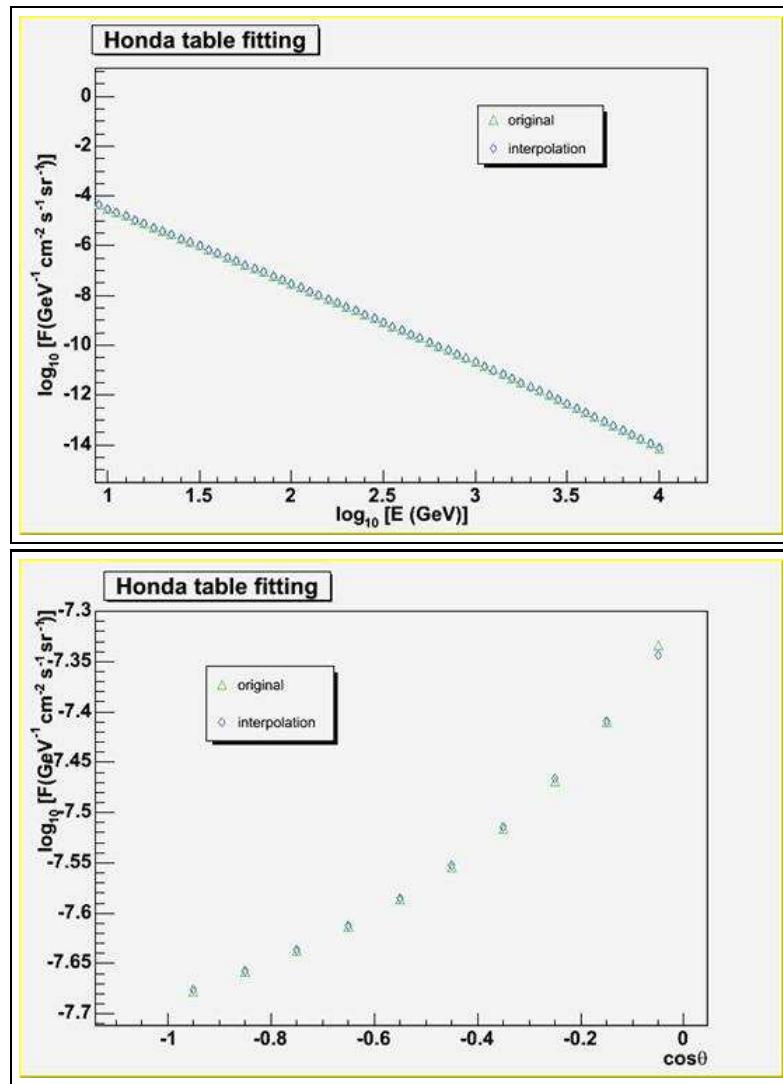


Figura 5.9: Confronto fra il flusso originale pubblicato e il *fit* da noi ottenuto, per i flussi di Honda in funzione dell'energia (in alto) e del coseno dell'angolo di zenit (in basso).

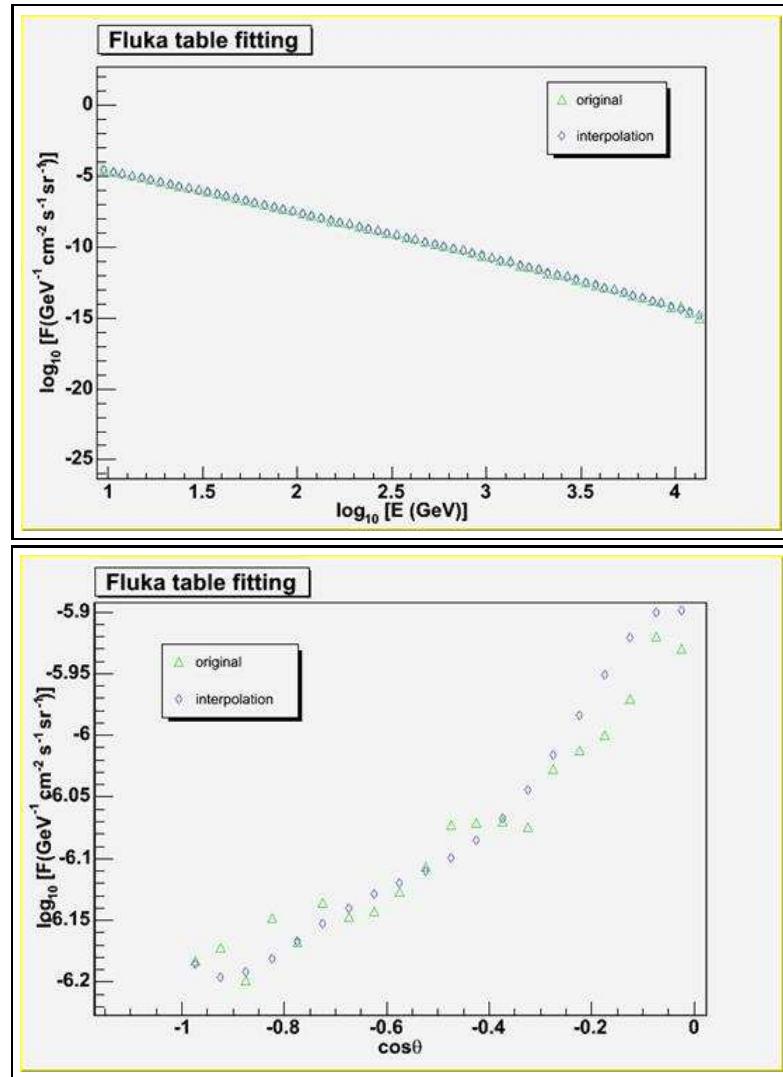


Figura 5.10: Confronto fra il flusso originale pubblicato e il *fit* da noi ottenuto, per i flussi di FLUKA in funzione dell'energia (in alto) e del coseno dell'angolo di zenith (in basso).

In figura 5.2 è mostrato il confronto fra i diversi modelli di neutrini prompt usati nella classe, mentre in figura 5.3 il nuovo calcolo di FLUKA relativo al flusso di ν_μ prompt è paragonato con alcuni modelli della classe. E' bene sottolineare come tale risultato sia frutto di un'analisi preliminare e necessita di ulteriore statistica, specie ad alte energie. In figura 5.4 è mostrato lo spettro totale dei neutrini atmosferici, dove il flusso convenzionale rappresentato è quello relativo al nuovo calcolo di FLUKA. Infine, nelle figure 5.5, 5.6 e 5.7, i flussi ottenuti con la classe sono paragonati con i recenti dati sperimentali di AMANDA-II.

5.1.3 Il fit dei flussi di neutrini atmosferici

Per poter utilizzare gli spettri tabulati dai diversi autori, questi sono stati sottoposti ad una procedura di *fit*. A tal fine è stata utilizzata una funzione polinomiale bidimensionale ($\log_{10}E, \cos\theta$) del tipo:

$$p_0x^5 + p_{1x}x^4 + \dots + p_{0y}y^5 + p_{1y}y^4 + \dots + p_{0xy}x^4y + p_{1xy}x^3y^2 + \dots + p, \quad (5.1)$$

dove $x = \log_{10}E$ ed $y = \cos\theta$. Per la procedura si è scelto di utilizzare l'ambiente di analisi di ROOT. Tale ambiente fa uso di un programma di minimizzazione: **MINUIT** [165], molto utilizzato nell'ambito della fisica delle alte energie. Con tale strumento sono stati così ottenuti i 15 parametri caratterizzanti la funzione polinomiale, scegliendo quelli che minimizzassero il test del χ^2 .

Nelle figure 5.8, 5.9 e 5.10 sono mostrati i *fit* relativi ai tre tipi di flusso atmosferico convenzionale di neutrini implementati nella classe.

5.1.4 I flussi di neutrini astrofisici

Il costruttore della classe richiesto per la valutazione dei flussi di neutrini da sorgenti astrofisiche è: **NeutrinoFlux::NeutrinoFlux(int mod-**

elAstro). In questo caso, l’utente assegna una sola variabile di tipo intero (vedi tabella 5.3), invece di due stringhe come nel caso dei neutrini atmosferici. La variabile scelta identifica un particolare modello teorico di flusso. L’equivalente di FluxAtmo è, in questo caso: **double NeutrinoFlux::FluxAstro(double eNeut)**, che consente di ricavare il flusso diffuso (in $GeV^{-1}cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$) o quello da sorgente puntiforme (in $GeV^{-1}cm^{-2}s^{-1}$), a seconda del modello selezionato.

Non appena il metodo di costruzione viene invocato, esso inizializza tutti i parametri dello spettro leggendoli da un *file* opportunamente preparato. A differenza dei flussi atmosferici, quelli astrofisici sono stati parametrizzati come una somma di leggi di potenza in un dato intervallo energetico, secondo la forma:

$$A \cdot E^B + C \cdot E^D + \dots \quad (5.2)$$

I parametri A, B, C, D variano a seconda dei differenti intervalli energetici (per un massimo di 50 differenti intervalli). Anche il numero di leggi di potenza che possono essere sommate può variare da 1 a 50. Questi parametri vengono salvati nei *file* suddetti con i rispettivi intervalli energetici, secondo il formato riportato in tabella 5.4, dove E_{min} e E_{max} definiscono l’energia minima e massima per il particolare intervallo di energia. In questo modo, all’utente che voglia implementare il suo proprio modello basterà attenersi a tale formato, per far sì che la classe possa utilizzarlo.

Nelle figure 5.11 sono mostrati i flussi differenziali di ν_μ astrofisici prodotti rispettivamente da AGN e da GRB, secondo i differenti modelli implementati dalla classe.

Nelle figure 5.12 e 5.13 sono mostrati due esempi di *fit*, per il caso dei modelli Naumov-RQPM e Naumov-QGSM.

Modello di flusso	modelAstro
WB98_bound_noevol	1
WB98_bound_evol	2
MPR98	3
M95_loud_A	4
M95_loud_B	5
M98	6
M98_agn	7
HZ97	8
P96	9
AD01	10
WB98_GRB	11
W00_reverse	12
W00_forward	13
W00_sum	14
AHH00	15
H98_GRB	16
HH99	17
PFWB00	18
G01_internal	19
G01_reverse	20
user_diffuse	1000
user_point	2000

Tabella 5.3: NeutrinoFlux: corrispondenza fra i valori di inizializzazione (variabile “modelprompt”) e i modelli astrofisici utilizzati. Sono considerati sette modelli per l’emissione da AGN [144, 145, 146, 147, 148, 149], otto per l’emissione da GRB [150, 151, 152, 153, 154, 155, 156] e tre modelli di limite superiore (MPR98 [157], WB98 senza evoluzione e WB98 con evoluzione [158]). Inoltre, all’utente è data la possibilità di utilizzare delle sorgenti diffuse o puntiformi personalizzabili.

E_{min}	E_{max}	n. di parametri	A	B	C	D
-----------	-----------	-----------------	---	---	---	---

Tabella 5.4: NeutrinoFlux: formato delle tabelle utilizzate per i flussi astrofisici.

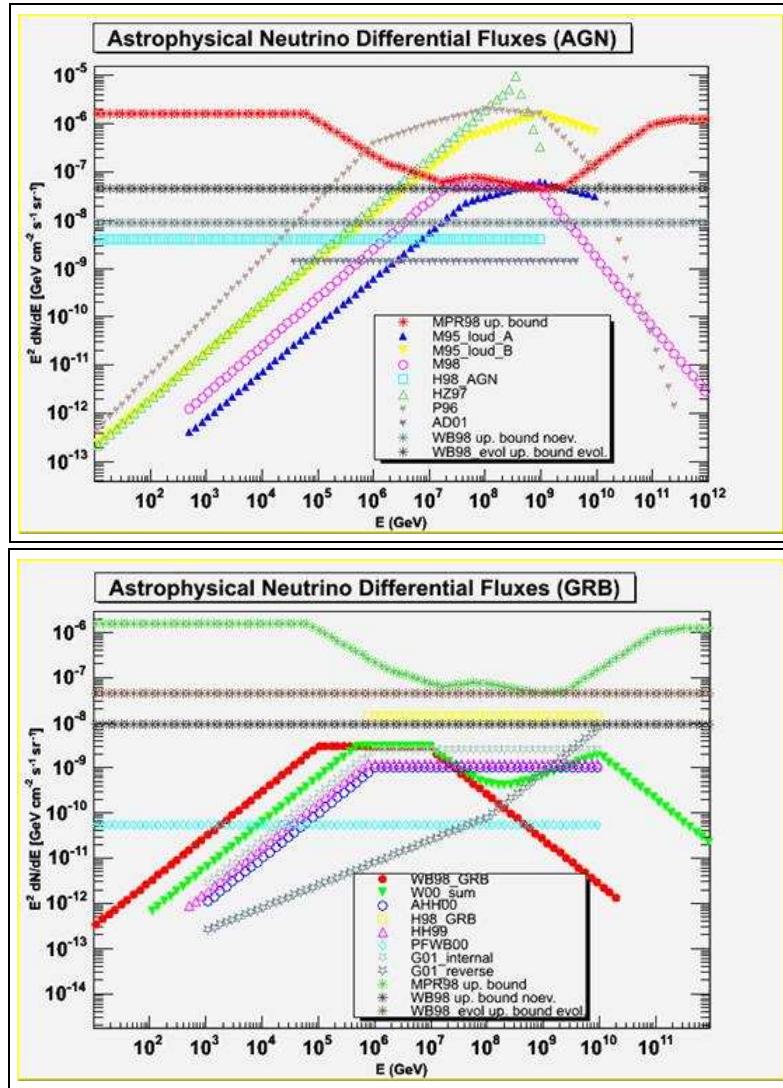


Figura 5.11: **In alto:** spettro differenziale dei ν_μ astrofisici prodotti da AGN secondo i differenti modelli implementati dalla classe. **In basso:** spettro differenziale dei ν_μ astrofisici prodotti da GRB secondo i differenti modelli implementati dalla classe.

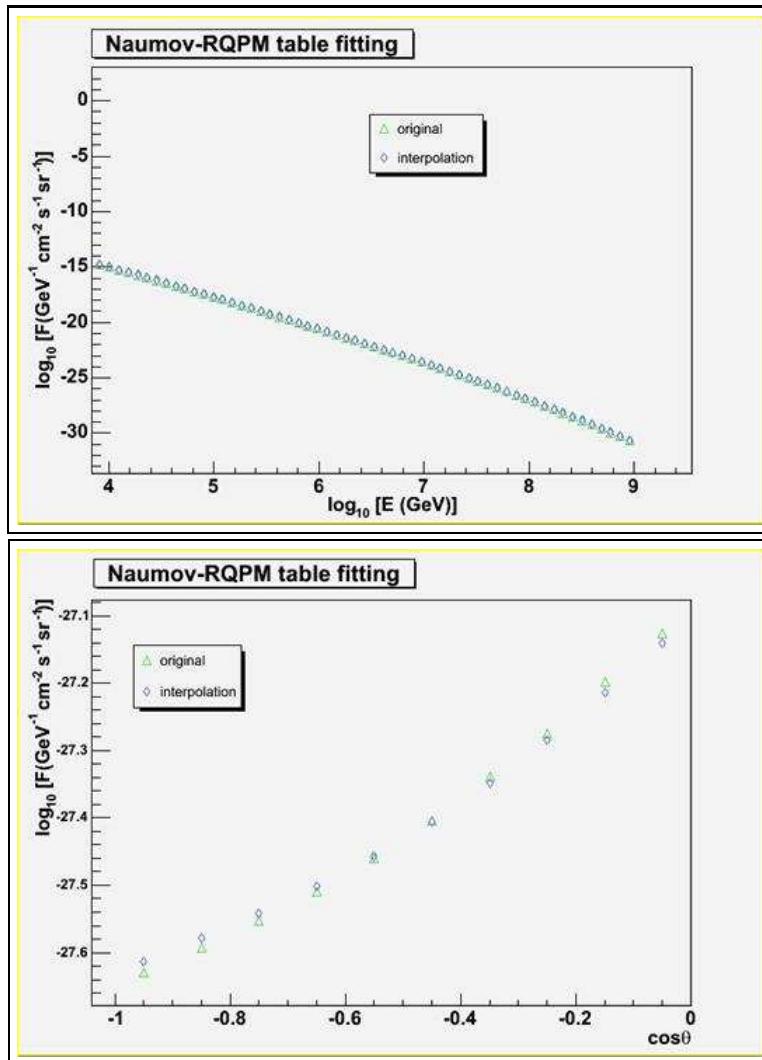


Figura 5.12: Confronto fra il flusso originale pubblicato e il *fit* da noi ottenuto, per i flussi di Naumov-RQPM in funzione dell'energia (in alto) e del coseno dell'angolo di zenith (in basso).

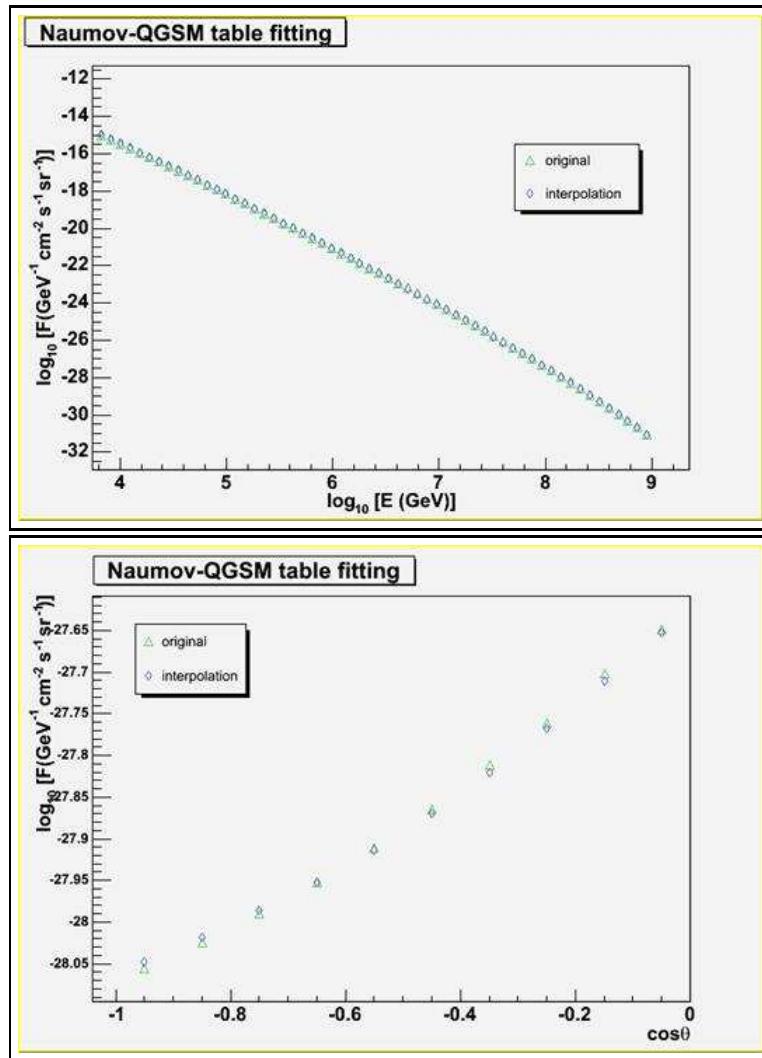


Figura 5.13: Confronto fra il flusso originale pubblicato e il *fit* da noi ottenuto, per i flussi di Naumov-QGSM in funzione dell'energia (in alto) e del coseno dell'angolo di zenith (in basso).

5.2 L'interfaccia di NeutrinoFlux al software di ANTARES

Come detto, GENHEN è un programma molto flessibile, in quanto l'utente ha la possibilità di scegliere fra diverse opzioni ed intervalli di variabili della simulazione, attraverso un meccanismo di opzioni ('datacard') attivabili mediante un *file* di inizializzazione. In particolare, in questo codice sono previste due card: FLUXTAG e FLUXPAR per la selezione del modello di flusso atmosferico di neutrini. Nel caso dei flussi convenzionali è possibile scegliere fra:

- flusso di Volkova;
- HKKM 1995, valido sopra i 10 GeV;
- Bartol 1996;
- Fluka (versione precedente), disponibile con il vecchio *fit* di Bartol (fino a 10 TeV) e con il *fit* ICRC2001 (limitato a 10 GeV);
- flusso di Naumov *et al.* ($50 \text{ MeV} \div 10^9 \text{ GeV}$);
- HKKM 2001;

Per quanto concerne il modello di flusso atmosferico di prompt, i modelli implementati sono:

- QGSM ottimistico/pessimistico;
- RQPM ottimistico/pessimistico;
- pQCD ottimistico/pessimistico;
- flusso di Thunman, Ingelman e Gondolo (TIG);

FLUXPAR(1)	modelAstro
1	flusso convenzionale
2	flusso prompt
3	flusso atm. totale

Tabella 5.5: Corrispondenza fra i valori della card FLUXPAR(1) e il tipo di flusso selezionato per il calcolo.

- flussi di Naumov *et al.* RQPM/QGSM.

I primi tre flussi sono quelli presentati nel lavoro di Costa [9]. Finora, il codice usato per la generazione dei flussi nella catena di simulazione di ANTARES era la funzione **atmflux_new.f** [159], la quale si basava appunto sui valori assegnati alle due card per la selezione dei modelli appena citati.

A differenza di **atm_flux** la nuova funzione NeutrinoFlux è scritta in C++. La cosa ha richiesto una particolare attenzione, poichè si è trattato di lavorare in un ambiente in cui erano presenti programmi scritti in più linguaggi. Una volta scritta la classe, il candidato ha realizzato l’interfaccia con GENHEN. Il fatto di dover lavorare in un ambiente misto (FORTRAN e C++) ha implicato la necessità dell’uso di quelli che tecnicamente si chiamano ‘wrapper’, ossia di funzioni in grado di fornire la giusta interfaccia con i metodi e gli oggetti utilizzati dalla classe, in modo da garantire il giusto funzionamento del programma. Queste funzioni, scritte nel nostro caso in C++, contengono appunto le interfacce sia all’inizializzazione che al calcolo vero e proprio.

E’ attualmente possibile selezionare la nuova procedura di calcolo, inizializzando l’apposita datacard **FLUXTAG(1)** al valore 8. La card **FLUX-PAR(1)** consente invece all’utente di calcolare le singole componenti convenzionali e prompt, oppure la loro somma (vedi tabella 5.5). Tramite la card **FLUXPAR(2)** è possibile selezionare fra i nuovi modelli di flusso convenzionale citati nella sezione precedente (vedi tabella 5.6). La card **FLUX-PAR(3)** consente di scegliere uno fra i differenti modelli di prompt imple-

FLUXPAR(2)	Modello di flusso convenzionale
1	Bartol-2004
2	HKKM-2004
3	FLUKA-2005

Tabella 5.6: Corrispondenza fra i valori della card FLUXPAR(2) e il tipo di flusso atmosferico convenzionale selezionato per il calcolo.

mentati dalla classe, menzionati nella sezione precedente (vedi tabella 5.7).

L’interfaccia della classe a GENHEN è stata realizzata tramite la funzione **axl_flux.cpp**, appositamente scritto dal candidato. Le interfacce della classe a GENHEN sono riportate per esteso nell’appendice D. Tramite la funzione:

- int **init_axl_flux_(int &flux_type, int &model_type, int &prompt_type)**

vengono passati alla funzione **InitWeights**³ di GENHEN i parametri necessari all’inizializzazione. Questa funzione si occupa quindi di trasformare i valori dei parametri di inizializzazione (FLUXPAR(1),FLUXPAR(2) e FLUXPAR(3)) nelle corrispondenti stringhe o variabili intere richieste al momento della creazione di NeutrinoFlux. Nel caso di flussi astrofisici di neutrini, la variabile “prompt_type” non viene considerata. I metodi della classe atti al calcolo dei flussi sono contenuti nella funzione:

- double **axl_flux_(int &flux_type, int &neut_type, double &E_neut, double &costheta)**

In questo caso, a fronte della richiesta di GENHEN del flusso relativo ad un tipo di neutrino di una data energia “E_neut” e con un dato coseno dell’ang

³Si tratta appunto della funzione chiamata per l’inizializzazione dei parametri.

FLUXPAR(3)	Modello di flusso di prompt
1	Naumov RQPM
2	Naumov QGSM
3	Martin KMS
4	Martin MRS
5	Martin GBW
6	pQCD ottimistica
7	pQCD pessimistica
8	RQPM pessimistico
9	RQPM ottimistico
10	QGSM pessimistico
11	QGSM ottimistico

Tabella 5.7: Corrispondenza fra i valori della card FLUXPAR(3) e il tipo di flusso atmosferico prompt selezionato per il calcolo.

golo di zenith “costheta”, la funzione invoca il rispettivo metodo di NeutrinoFlux (vedi paragrafi 5.1.2 e 5.1.4). Questa ritorna quindi il corrispondente valore del flusso, ed è chiamata di volta in volta dalla funzione **CalcWeights**⁴ di GENHEN: l’iterazione della procedura permette così di ricavare lo spettro dei neutrini (differenziale o integrato) nella regione energetica selezionata all’avvio della simulazione.

Per favorire l’utilizzo dell’interfaccia, è stata scritta una terza funzione di tipo intero:

- int **neut_type_(int & ipt)**

il cui compito è quello di adattare le convenzioni adottate rispettivamente da GENHEN e da NeutrinoFlux, usate per individuare il tipo di neutrino ($\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e$), come mostrato nella tabella 5.2.

Per poter lavorare in un ambiente misto (F77 e C++), sono state utilizzate alcune accortezze. In particolare, al compilatore C++ è stato necessario dichiarare tutte le funzioni wrapper di interfaccia come funzioni esterne di tipo “C” (usando il costrutto “EXTERNAL C”). Di contro, è stata usata la solita convenzione nel trattamento dei nomi, ossia l’aggiunta di un *underscore* come suffisso della funzione C++, per far sì che potessero essere riconosciuti all’atto della creazione dell’eseguibile in F77.

Anche nella procedura di compilazione dei codici sorgenti si è dovuto fronteggiare il problema dell’ambiente misto. Le funzioni FORTRAN e il codice in C++ sono stati compilati separatamente attraverso i rispettivi compilatori (rispettivamente il *g77* e il *g++*) per poi essere messe insieme in un eseguibile usando lo stesso *g++* come programma per il ‘link’. Per questo sono state utilizzate le librerie *g2c*, che comprendono tutte le funzioni necessarie per creare correttamente un eseguibile che contenga oggetti creati a partire da codici scritti in F77 usando il compilatore *gcc* o *g++* [166].

⁴Si tratta appunto della funzione adibita al calcolo del flusso.

Concludendo, è stata ideata e realizzata una classe C++ in grado di generare sia i flussi di neutrini atmosferici (convenzionali e prompt) che quelli astrofisici. Grazie all’interfaccia appena descritta, la classe è destinata a diventare parte integrante del codice ufficiale di ANTARES.

5.3 Esempio dell’uso della classe in ROOT

Particolare cura è stata posta nel rendere la classe il più flessibile possibile. Per questo è stata scritta in modo da poter essere utilizzata sia autonomamente che nell’ambiente di analisi di ROOT. Segue un breve esempio dell’utilizzo di NeutrinoFlux in ROOT:

```
.L NeutrinoFlux.cxx
NeutrinoFlux atmo;
atmo.NeutrinoFlux("honda","martin_kms");
Double_t t;
t = atmo.FluxAtmo(202,100.,0.1);
cout << t << endl.
```

Innanzitutto viene caricata la macro contenente la dichiarazione della classe; a questo punto è creato l’oggetto di tipo NeutrinoFlux “atmo”. Successivamente avviene la chiamata del costruttore NeutrinoFlux, con la selezione del flusso convenzionale di Honda e del flusso di prompt di Martin (KMS). E’ quindi invocato il metodo NeutrinoAtmo, che permette il calcolo dell’intero spettro atmosferico differenziale (somma delle due componenti convenzionale e prompt), per il caso dei neutrini muonici (neutType=202), per una particolare energia (100 GeV) e in corrispondenza di un particolare angolo ($\cos\theta=0.1$). Iterando la procedura con valori di energia differenti, è possibile ricavare l’intero spettro nella regione energetica desiderata.

Capitolo 6

Conclusioni

Lo scopo di questo lavoro è stato lo studio della flusso di neutrini atmosferici, con particolare attenzione alla parte prompt, e del suo impatto nel telescopio per neutrini ANTARES.

Per fare questo mi sono avvalso di un codice di simulazione Monte Carlo: FLUKA. Questo codice è stato specializzato al caso del calcolo della componente dei neutrini prompt prodotti in atmosfera, implementando l'individuazione di eventi provenienti dalla catena di decadimento di adroni charmati. A tal fine, il programma è stato utilizzato ad energie maggiori di 100 GeV, che era il limite raggiunto in un calcolo precedente, a causa del notevole dispendio computazionale necessario alla simulazione delle cascate atmosferiche. Grande attenzione è stata posta anche nella scelta dello spettro dei raggi cosmici primari, con l'utilizzo di un nuovo originale *fit*, lavoro al quale il candidato ha partecipato attivamente. In particolare, sono stati inclusi gli effetti del ginocchio, rilevanti per eventi da neutrino di energia superiore a $10 \div 100$ TeV.

La produzione Monte Carlo ha richiesto un grosso utilizzo di CPU e la generazione di un gran numero di *file*. Per questo ho dovuto provvedere alla scrittura di diversi strumenti di gestione e conversione dei *file* prodotti dal

programma. Attraverso la messa a punto di questi codici è stato possibile avviare una catena di analisi dati veloce e versatile.

Alla fine della catena di analisi, il candidato ha contribuito alla produzione di un codice che è stato poi da me interfacciato al software di generazione di eventi dell'esperimento ANTARES. Codice che è già stato presentato alla collaborazione [138] e che verrà integrato nella distribuzione ufficiale del software. Come visto, la classe in questione consente una valutazione semplice ed immediata dei flussi di neutrini atmosferici ed astrofisici, arricchendo notevolmente le opzioni di simulazione di GENHEN relativamente ai modelli implementati.

In figura 6.1 è riportato il confronto fra alcuni dei flussi usati dalla classe, così come calcolati dal software di ANTARES. I flussi mostrati sono quelli di ν_μ atmosferici totali, somma delle componenti convenzionale e prompt. Nella figura 6.2 sono confrontati i vecchi ed i nuovi modelli di Bartol ed Honda; il modello di prompt utilizzato è quello di Naumov-RQPM.

Nelle figure 6.3 sono mostrati i risultati sui flussi ottenuti alla fine della catena di simulazione relativamente alla componente atmosferica convenzionale di ν_μ . In alto sono confrontati i tre modelli implementati da NeutrinoFlux: si nota l'ottimo accordo fra i calcoli. In basso il nuovo calcolo di FLUKA è confrontato con il vecchio (realizzato con i due fit Bartol96 e ICRC2001 secondo quanto detto nel paragrafo 5.2): è bene evidenziare che quest'ultimo è limitato ad energie di 100 GeV, e che al di sopra di tale valore il calcolo è frutto di un'estrapolazione.

In figura 6.4 è riportato il risultato della simulazione relativamente alla componente prompt del flusso di ν_μ atmosferici, in base ai modelli usati da NeutrinoFlux; inoltre, è mostrata il flusso dei convenzionali generato con FLUKA. Si evince come il crossover fra le due componenti dovrebbe verificarsi nella regione energetica intorno ai 100 TeV, a seconda del flusso di prompt considerato.

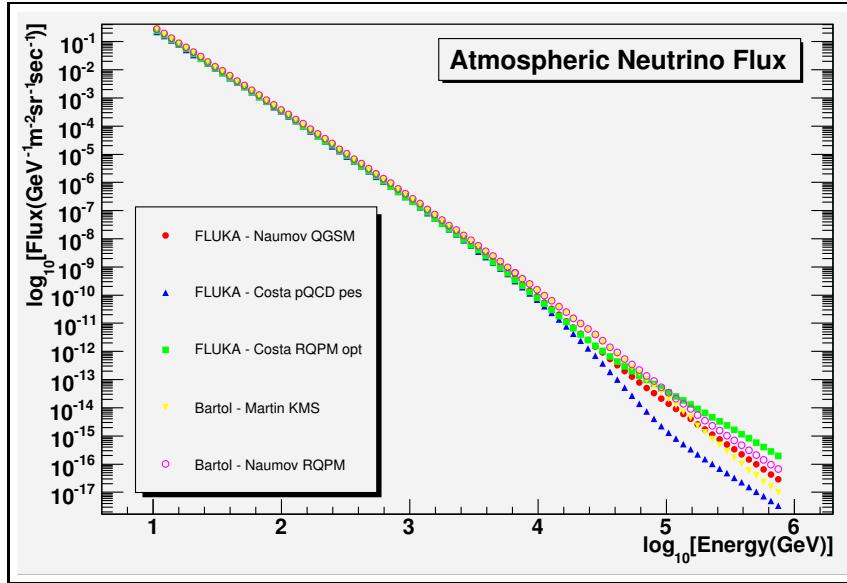


Figura 6.1: I flussi di ν_μ atmosferici generati dalla catena di simulazione di ANTARES. E' mostrata la somma delle componenti convenzionali e prompt selezionate nella classe.

Per quanto riguarda i flussi di neutrini atmosferici convenzionali, i dati presentati sono pienamente soddisfacenti. In particolare, nel caso di FLUKA, è stato possibile estendere il calcolo oltre il limite dei 100 GeV, grazie anche all'inclusione del nuovo spettro dei primari, con esiti assolutamente positivi. Relativamente ai flussi di neutrini prompt di FLUKA, i risultati illustrati sono frutto di un'analisi preliminare, e necessitano di ulteriore statistica specie alle alte energie. Tuttavia appaiono certamente consistenti con le previsioni, segno dell'affidabilità del lavoro svolto.

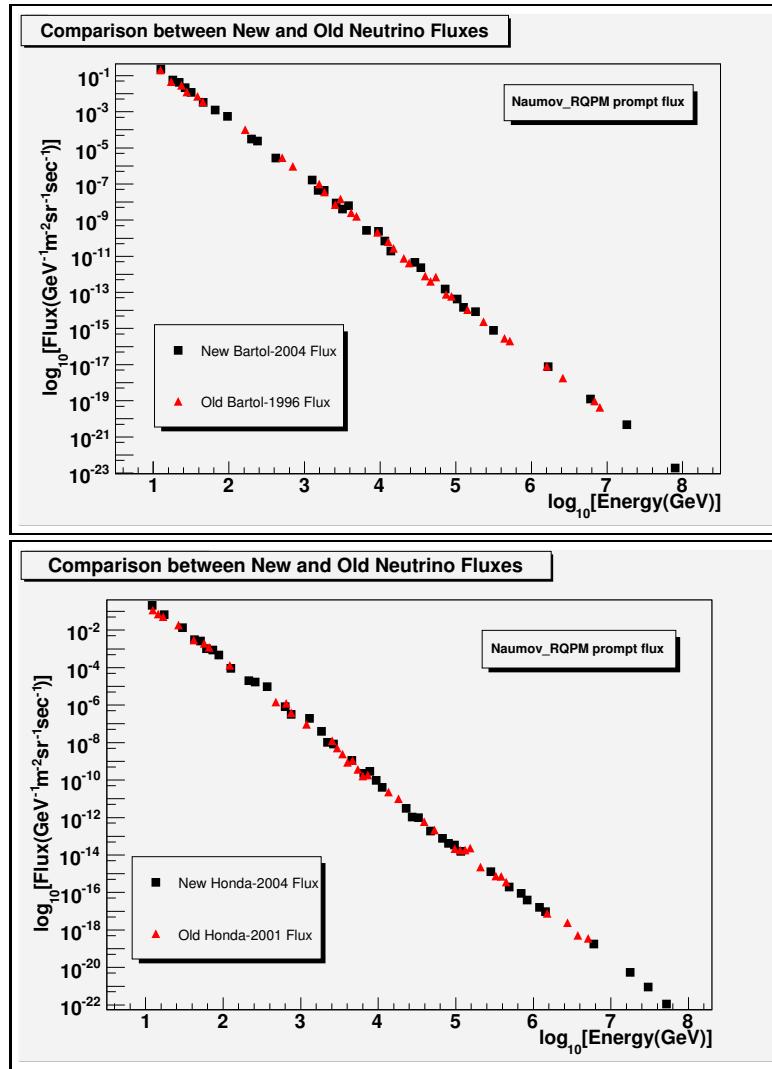


Figura 6.2: I flussi di ν_μ atmosferici totali generati dalla catena di simulazione di ANTARES. **In alto:** confronto fra il vecchio ed il nuovo modello di Bartol di flusso convenzionale. **In basso:** confronto fra il vecchio ed il nuovo modello di Honda di flusso convenzionale. Per i prompt si è selezionato il flusso di Naumov-RQPM.

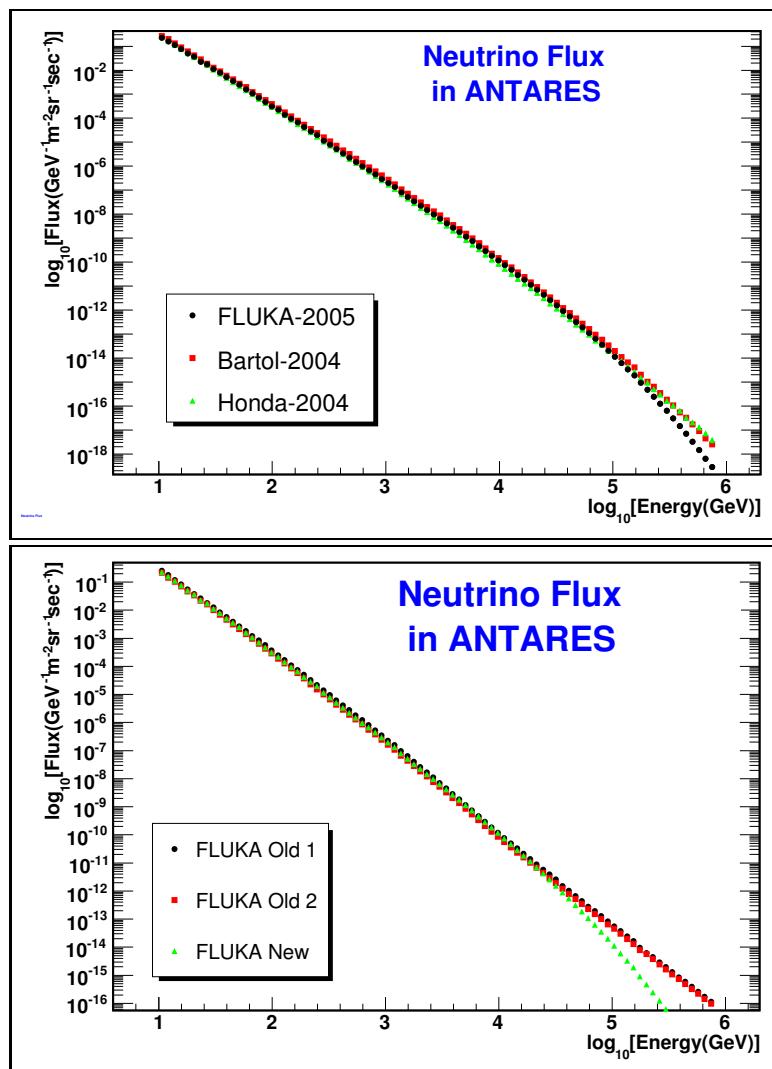


Figura 6.3: I flussi di ν_μ atmosferici convenzionali generati dalla catena di simulazione di ANTARES. **In alto:** confronto fra i modelli di flusso convenzionale implementati nella classe. **In basso:** confronto fra il nuovo (FLUKA-2005) e il vecchio calcolo (vedi paragrafo 5.2) con i fit di Bartol (FLUKA Old 1) ed ICRC2001 (FLUKA Old 2). Si ricorda che al di sopra dei 100 GeV il vecchio calcolo di FLUKA è frutto di un'estrapolazione.

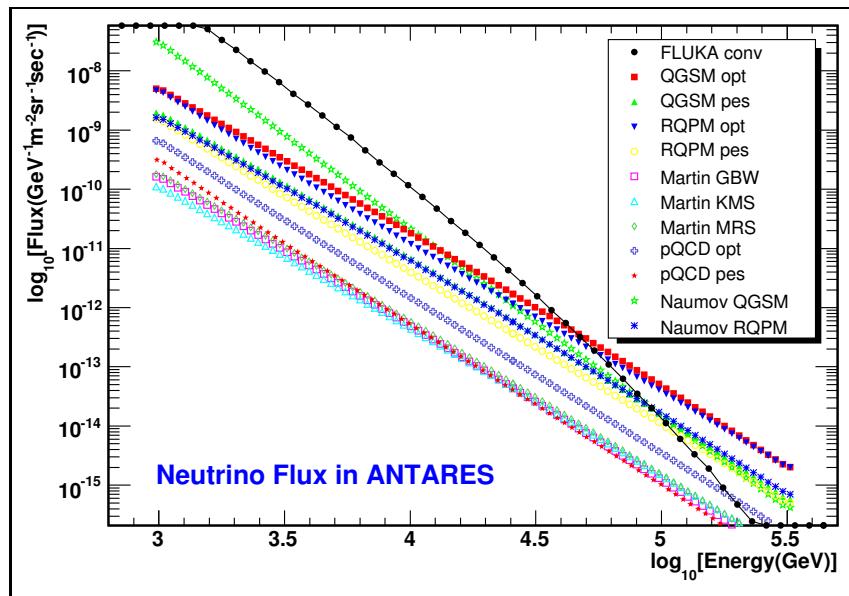


Figura 6.4: I flussi di ν_μ atmosferici generati dalla catena di simulazione di ANTARES. Sono mostrati i diversi modelli di prompt implementati nella classe, mentre in nero è mostrato il flusso di neutrini convenzionali generato con FLUKA. Si evince come il crossover fra le due componenti dovrebbe verificarsi intorno ai 100 TeV, a seconda del modello usato.

Appendice A

Confronto fra modelli di descrizione dell’atmosfera

Come descritto nella sezione 4.2.1, FLUKA utilizza un modello isotermico dell’atmosfera [1, 141]. Al fine di verificare l’attendibilità del modello ed eventualmente implementare una diversa descrizione dell’atmosfera, il candidato ha effettuato diversi confronti, in particolare con il MSIS-90¹ [109], modello sviluppato dalla NASA per la descrizione delle densità e delle temperature dal suolo terrestre fino alla termosfera². Le variazioni stagionali e locali dell’atmosfera hanno una certa importanza nel calcolo degli sciami atmosferici, poichè dal profilo atmosferico dipendono il numero di interazioni e quindi lo sviluppo delle cascate (vedi paragrafo 1.4.2).

Per questa analisi è stato necessario calcolare i risultati del MSIS-90 per ogni altitudine relativa a quella delle shell utilizzate per simulare l’atmosfera nel calcolo di FLUKA (vedi paragrafo 4.2.1). I dati sono stati quindi salvati

¹In particolare, tale modello è implementato nelle simulazioni con il codice CORSIKA [89] nell’ambito dell’esperimento AMANDA.

²Lo strato di atmosfera terrestre che inizia a circa 90 km è chiamato “termosfera”. A partire da questa quota la temperatura inizia a salire e lo strato deve il suo nome alle alte temperature raggiunte (circa 1200° C).

in un formato utilizzabile per successivi confronti con altri modelli e/o dati. Per questo è stato scritto un codice in C++ dedicato al controllo del *file* con le definizioni geometriche dell'atmosfera usata in FLUKA. Le informazioni così ottenute sono state associate a quelle chimico-fisiche (ovvero pressioni, densità e temperature) presenti nel corrispondente *file* contenente i parametri di utente di FLUKA. Caricati tutti i valori e le corrispondenze in memoria, il programma ha provveduto al calcolo dei valori previsti dal modello per ogni altitudine trovata. Fatto questo, tutte le informazioni sono state salvate in un *file* leggibile da ROOT. Successivamente, con l'ausilio di altri due codici in C++ appositamente scritti, ho prodotto i grafici con i confronti delle grandezze secondo i due modelli.

Per quanto concerne le densità, come evidente in figura A.1 l'accordo fra i due modelli è piuttosto buono (entro il 15%) sotto i 30 km di quota, mentre peggiora decisamente al crescere dell'altitudine, con differenze relative superiori anche al 40÷50% alla sommità dell'atmosfera. Relativamente alle pressioni, il disaccordo è molto più evidente (figura A.2): la differenza relativa aumenta linearmente fino ai 10 Km di altezza, stabilizzandosi quindi intorno al 30%; ad altitudini maggiori, le differenze possono raggiungere anche il 40÷50%, a seconda della stagione. Ciò è dovuto al fatto che le pressioni del MSIS-90 sono state ricavate indirettamente. Infatti, il programma fornisce solo i valori di densità; le pressioni sono state ricavate presupponendo la validità della legge dei gas perfetti. Alle temperature in gioco in questo caso, la cosa introduce un errore sistematico, che si propaga nel confronto peggiorando le differenze. Come si evince dai due istogrammi, le differenze relative fra i due modelli sono maggiori nei mesi invernali, mentre si riducono nei periodi appena precedenti e successivi all'estate.

Successivamente, il candidato ha effettuato un ulteriore confronto, paragonando questa volta il profilo atmosferico di MSIS-90 con delle misure sistematiche effettuate al Polo Sud da un pallone sonda ad He, in vista di un possibile futuro utilizzo del modello nella simulazione di muoni atmosferici

negli esperimenti condotti in Antartide. Il pallone ha effettuato misure di temperatura e pressione fino ad una quota di 35 km, in funzione dell'altezza geopotenziale. Come fatto nel caso precedente, è stato scritto un codice in C++ atto a realizzare i confronti fra i due modelli, ottenendo così i grafici riportati di seguito. Nel caso delle temperature (figura A.4) la differenza relativa appare abbastanza buona (< 20%), mentre nel caso delle pressioni, vale quanto detto in precedenza riguardo la propagazione degli errori.

Anche le densità del Polo Sud (figura A.3) sono state ricavate indirettamente attraverso la legge dei gas perfetti: in questo caso hanno giocato un ruolo importante le sensibilità degli strumenti usati nelle misure, contribuendo ad aumentare l'errore nella misura indiretta. In figura A.6 sono confrontati i valori di densità e pressione al Polo Sud secondo il profilo atmosferico di MSIS-90 e i dati del pallone; tutti gli istogrammi sono normalizzati ad 1. In particolare, è mostrato l'andamento della densità ricavata secondo la legge di Stevino³: si nota come essa si discosti sensibilmente dalle altre curve, per altezze maggiori di 20 Km. Si ricordi che anche in questo caso le pressioni del MSIS-90 sono state ricavate indirettamente e sono quindi affette da errori maggiori.

Alla luce dei risultati ottenuti, si è ritenuto ragionevole continuare ad usare il modello standard dell'atmosfera, tenendo in conto le variazioni stagionali e di profilo atmosferico negli errori sistematici della simulazione: si stima che tali variazioni possano costituire un'incertezza dell'ordine del 10% sul flusso di muoni atmosferici a livello del mare [160]. In tal modo è possibile un notevole risparmio di tempo evitando di appesantire le simulazioni al computer con delle descrizioni dell'atmosfera più complesse. Inoltre, il profilo atmosferico utilizzato da FLUKA possiede delle caratteristiche di generalità che lo rendono applicabile in ogni parte del globo, tenuto conto appunto delle

³All'equilibrio idrostatico si ha la relazione fra densità (ρ) e pressione (p) per ogni altezza (h), data da: $g \cdot \rho(h) = -\frac{dp(h)}{dh}$ (legge di Stevino), dove g è l'accelerazione di gravità.

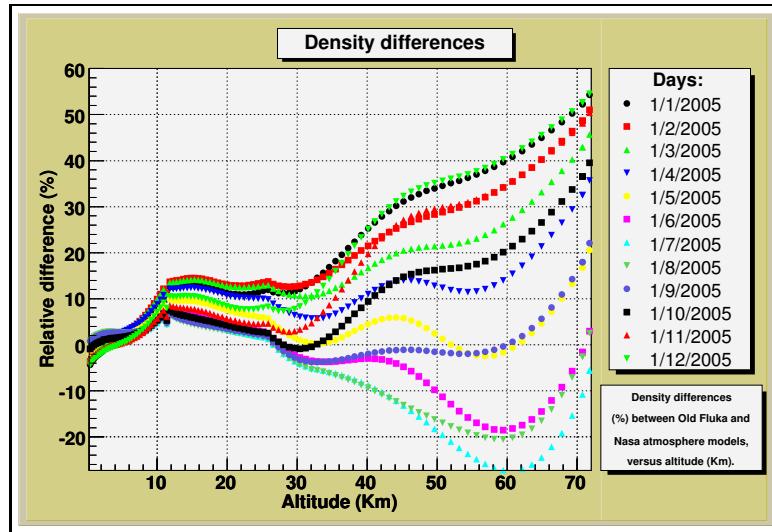


Figura A.1: Differenze relative di densità fra il modello di FLUKA [141] e il MSIS-90 [109], in funzione dell’altitudine (Km).

incertezze sistematiche legate alle variazioni locali e stagionali. Soprattutto, nella regione atmosferica di interesse per la produzione dei muoni ($0 \div 30$ Km di altitudine) l’accordo fra i modelli è senz’altro buono ($< 10 \div 15\%$), deponendo a favore dell’utilizzo del vecchio modello.

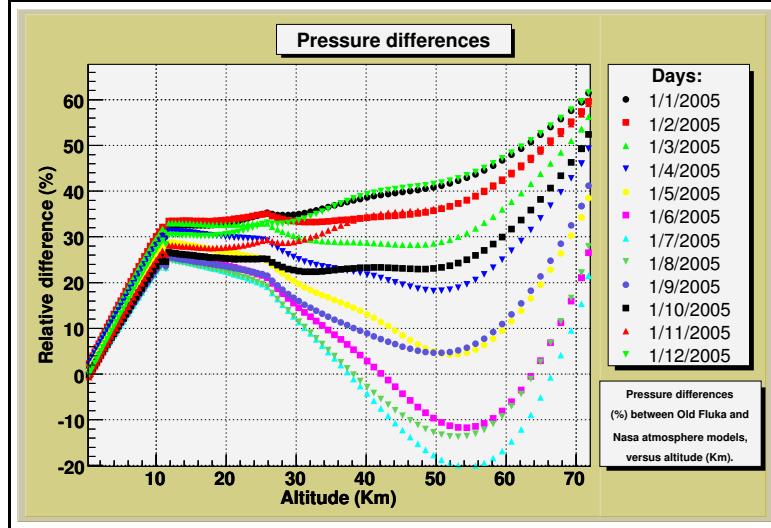


Figura A.2: Differenze relative di pressione fra il modello di FLUKA [141] e il MSIS-90 [109], in funzione dell’altitudine (Km). Nel caso del MSIS-90 le pressioni sono state ricavate indirettamente, presupponendo valida l’approssimazione dei gas perfetti.

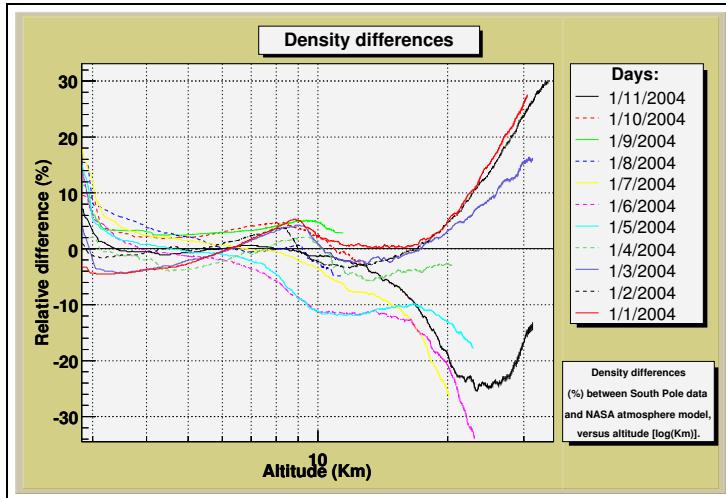


Figura A.3: Differenze relative di densità fra il modello MSIS-90 [109] e le misure del pallone effettuate al Polo Sud, in funzione dell’altitudine (Km). Queste ultime sono state ricavate indirettamente, presupponendo valida l’approssimazione dei gas perfetti.

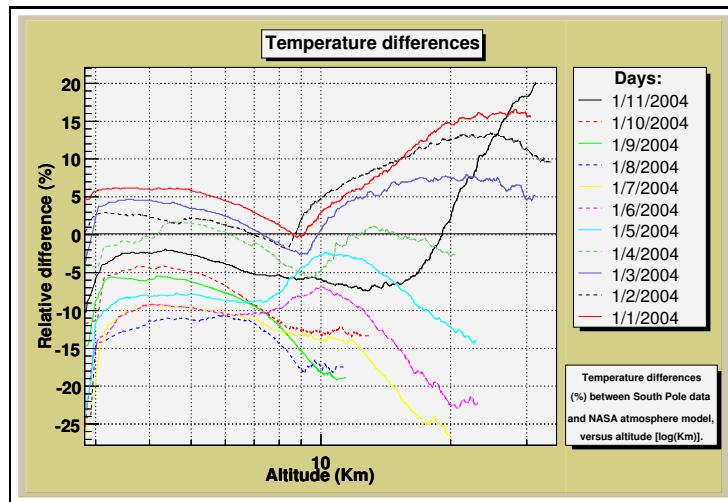


Figura A.4: Differenze relative di temperatura fra il modello MSIS-90 [109] e le misure del pallone effettuate al Polo Sud, in funzione dell’altitudine (Km).

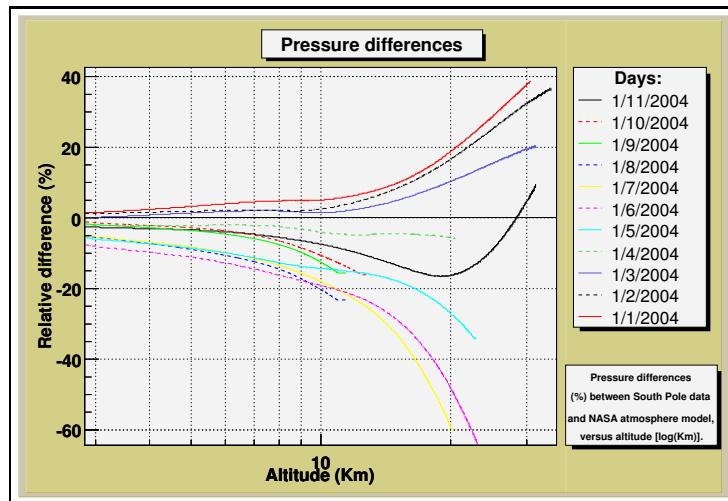


Figura A.5: Differenze relative di pressione fra il modello MSIS-90 [109] e le misure del pallone effettuate al Polo Sud, in funzione dell’altitudine (Km). Nel caso del MSIS-90 le pressioni sono state ricavate indirettamente, presupponendo valida l’approssimazione dei gas perfetti.

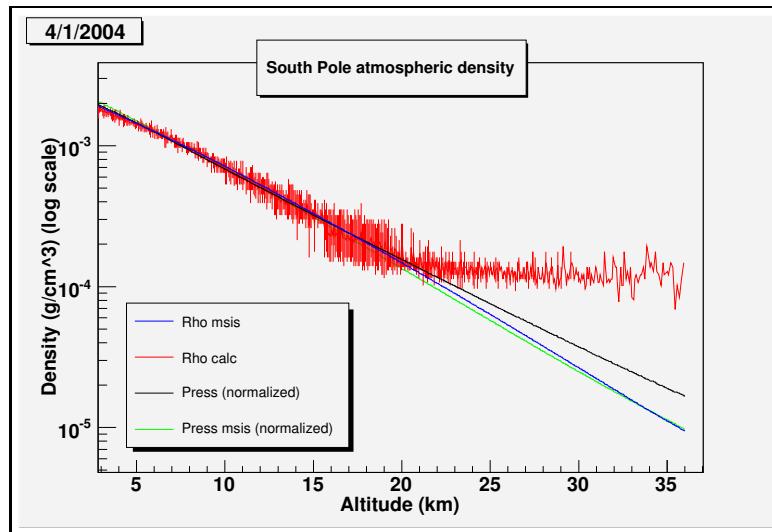


Figura A.6: Densità atmosferiche al Polo Sud in funzione dell’altitudine (Km). Sono mostrate la densità secondo il profilo di MSIS-90 [109] (*Rho msis*), la densità calcolata tramite la legge di Stevino (*Rho calc*) e le pressioni (normalizzate) secondo il MSIS-90 (*Press msis*) e le misure del pallone (*Press*).

Appendice B

Atmospheric Neutrino Flux Calculation with FLUKA: update and first results on prompt contribution

Di seguito è riportato il lavoro presentato alla *28th Conferenza Internazionale sui Raggi Cosmici*, tenutasi a Pune in India in luglio 2005. Oggetto della pubblicazione è il nuovo *fit* proposto per lo spettro dei raggi cosmici primari ed implementato in FLUKA; in secondo luogo, vengono presentati i primi risultati relativi alla produzione dei flussi di neutrini atmosferici prompt per mezzo dello stesso codice. Si tratta di due aspetti profondamente innovativi, ai quali il candidato ha contribuito in prima persona.

29th International Cosmic Ray Conference Pune (2005) **00**, 101–106

Atmospheric Neutrino Flux Calculation with FLUKA: update and first results on prompt contribution

G. Battistoni^a, A. Bruno^b, F. Cafagna^b, P. Desiati^e, J.C. Diaz-Velez^e, A. Ferrari^{a,c}, T. Montaruli^{b,d}, P. R. Sala^a, A. Tamburro^e

(a) I.N.F.N., Sezione di Milano, Via Celoria 16, 20133 Milano, Italy

(b) Dipartimento di Fisica and I.N.F.N., Sezione di Bari, Via Amendola 173, 70126 Bari, Italy

(c) presently on leave at CERN, CH-1211 Geneva, Switzerland

(d) presently on leave at University of Wisconsin-Madison

(e) University of Wisconsin-Madison, 1150 University Ave, Madison, WI 53706, US

Presenter: F. Cafagna (francesco.cafagna@ba.infn.it), ita-cafagna-F-abs2-he13-poster

We show the results of the update of the atmospheric neutrino calculation based on FLUKA considering the interaction of primary nucleons up to 10^6 GeV/nucleon. A new primary spectrum is proposed to solve a deficit in high energy (~ 100 GeV) neutrinos in the calculation of 2001, and our results are compared against other recent calculations. In addition we show for the first time our results on prompt neutrinos and muons coming from the decay of short-lived heavy quark states. They are a serious and still highly uncertain source of background for neutrino telescopes, since their spectrum is harder than that of neutrinos from pion and kaon decays.

1. Introduction

In this work we present an update of the FLUKA[1] atmospheric neutrino flux calculation. Respect to the simulation set-up used in the previous FLUKA calculation [2], a new all particle spectrum has been used, while focus has been placed in tagging secondaries resulting from the decay of short-lived charmed mesons.

The semileptonic decay of heavy quark charged particles gives rise to a prompt component of the total atmospheric neutrino flux. This component becomes more and more significant for neutrino energies above ~ 1 TeV while the conventional component, mainly due to the pion and kaon decay chains, decreases. This feature makes the neutrino flux prompt component an irreducible background for large volume neutrino telescopes like ANTARES, AMANDA, IceCube or NEMO [4]. Among other motivations for the study of the prompt neutrino component we cite, for example, the possibility to probe the charm production cross section at high energy or for probing cosmic rays in a very small x region, not reachable at colliders [3]. For this reason it is important to fully characterize this component respect to the overall components of the cosmic ray showers in the atmosphere.

The FLUKA precise simulation offers an ideal framework, not only capable to tag and isolate the prompt component but also to study it respect to all the other conventional components. For the first time the neutrino prompt component has been studied in the framework of a complete and precise simulation of atmospheric showers.

2. The simulation set-up

Respect to the previous FLUKA atmospheric neutrino flux calculation [2] a new all nucleon primary spectrum has been adopted. The new spectrum has been calculated using the so called ICRC2001 one[9] up to 100 GeV. For the proton component at energies larger than 100 GeV, using the normalization obtained at 100 GeV, we assumed a spectral index of $\gamma = -2.71$ to improve the agreement between the predicted fluxes and the MACRO and Super-Kamiokande throughgoing muon data[13]. Above the *knee* at 3000 TeV, we assumed a spectral index of $\gamma = -3.11$.

For what concerns the He component, above 100 GeV we used a $\gamma = -2.59$ and a charge dependent *knee*

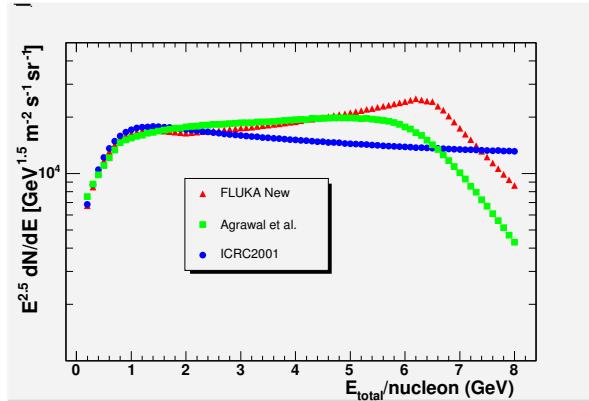


Figure 1. The new all nucleon primary spectrum adopted for this work compared to the ICRC2001 [9] and the Bartol 1996[8] ones. Spectra are reported multiplied by $E^{2.5}$.

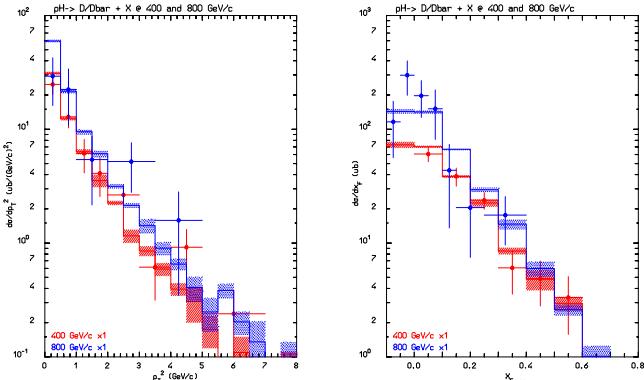


Figure 2. Comparison of FLUKA differential cross section (histogram) with pp collision data (points) [11] at 400 and 800 GeV/c into D/\bar{D} versus Feynman x and transverse momentum.

has been assumed according to the rule: $E_{knee}/\text{nucleon} = Z \times 3000 \text{ TeV}/A$. Higher Z components have been grouped in CNO, MgSi and Fe sets and treated using an all-particle spectrum with the above cited charge dependent knee parametrization. The resulting all-particle spectrum is reported in figure 1 and compared to the ICRC2001 and previous Bartol 1996[8] fits.

For the first time the possibility of tagging FLUKA secondaries produced in charmed meson decays has been exploited making it possible to separate the contribution of the prompt component of neutrinos and muons from the conventional one up to the higher energies.

FLUKA is a transport and interaction code widely benchmarked against collider data and theory. For example a comparison of the FLUKA differential cross section with pp collision data at 400 and 800 GeV/c [11] into D/\bar{D} versus Feynman x and transverse momentum is shown in figure 2. Thanks to this crosschecks a big improvement in the detail of the charmed production of prompt particles has been obtained[10].

The simulation set-up of the FLUKA atmospheric neutrino simulation, has been described in [2] and bench-

marked on the Caprice 94 atmospheric data[12]. Primaries have been generated at an altitude of ~ 100 km and tracked in an isothermal atmosphere reduced in a set of 100 shells of different altitude and air characteristics while relevant parameters for secondary muons and all neutrino flavors have been scored at sea level.

3. Results and discussion

At the time of writing a total of $\sim 87 \times 10^6$ primaries has been generated in the range $0.5 \div 10^6$ GeV/nucleon. Statistics are still under collection, especially at high energies, and updated results will be presented at the conference. In figure 3 we present the total flux of muon neutrinos. The spectrum is compared to the differential energy distributions from Bartol[5], HKKM[7] and Lipari[6] works. The ratio shown in figure 3 should be considered as preliminary at high energies. In that region discrepancies between calculations could be due to a different treatment of the *knee* in the primary spectra.

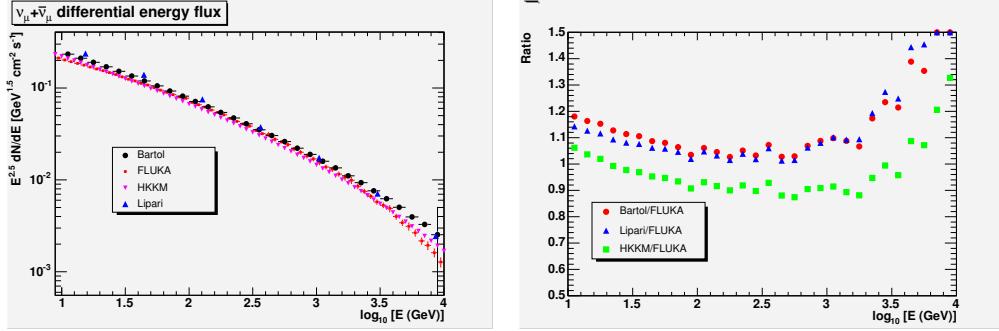


Figure 3. The total muon neutrino spectrum, scaled by $E^{2.5}$, compared to the Bartol[5], Honda[7] and Lipari[6] ones

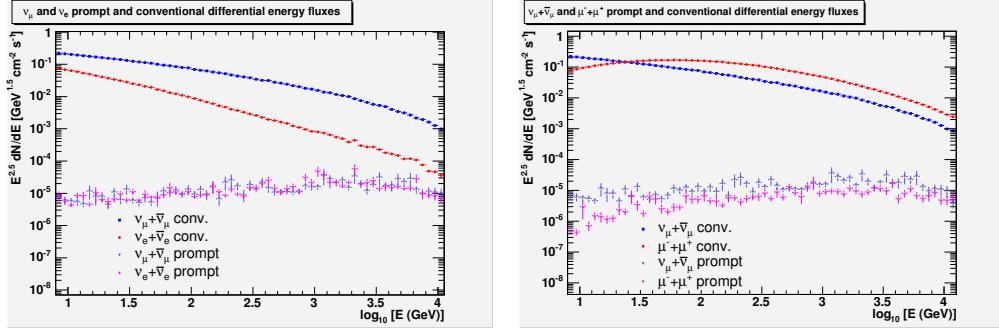


Figure 4. Comparison of the prompt neutrino spectra to the conventional ones for: ν_μ and ν_e , on the left, and ν_μ and μ , on the right. All fluxes are integrated over the full solid angle and multiplied by $E^{2.5}$.

The peculiar feature of this work is highlighted in figure 4 where conventional spectra of both muon and electron neutrinos are compared to the prompt ones. A slightly increase of the prompt fluxes while approaching the crossover energy is evident.

Besides the prompt neutrinos, we tagged also the prompt muons. As for prompt neutrinos, prompt muons are

tagged when created in the tracking procedure and isolated in the scoring collection routines. The corresponding spectra are reported in figure 4. The muon fluxes were collected from the whole solid angle. This is a comparison with the neutrino fluxes from the kinematical point of view. As a matter of fact it is noticeable the effect of muon decay below ~ 30 GeV and of the enhancement of the muon flux at higher energies due to the larger energy fraction taken by the muon in the meson decays. The similarity of the prompt muon and neutrino fluxes is another feature: the neutrino one is larger (through the statistics still prevents to quote a number) in agreement with [14].

In the future we plan to calculate the fluxes for neutrino energies larger than 10^4 GeV, using the DPMJET-III model incorporated in the FLUKA transport code.

4. Conclusions

For the first time we report on the spectra of the prompt neutrino and muon components, though with still preliminary statistics, of the atmospheric neutrino fluxes. These spectra has been calculated and studied using FLUKA tagging the secondary produced in the decay chain of charmed mesons. For this calculation an update of the FLUKA simulation set-up has been used along with a new all-particle primary spectrum.

References

- [1] A. Fassò, A. Ferrari, J. Ranft, and P.R. Sala, Proceedings of the MonteCarlo 2000 Conference, Lisbon, October 23–26 2000, A. Kling, F. Barão, M. Nakagawa, L. Távora, P. Vaz eds., Springer-Verlag Berlin, 955 (2001). See also:<http://www.fluka.org> and references here within.
- [2] G. Battistoni *et al.*, Astrop.Phys. 19, 269, (2003). Erratum-*ibid.*19, 291-294 (2003). e-Print Archive: hep-ph/0207035. G. Battistoni *et al.*, *High Energy Extension Of The Fluka Atmospheric Neutrino Flux*, 28th ICRC, Tsukuba, Japan (2003), 1399-1402.
- [3] A.D. Martin M.G. Ryskin and A.M. Stasto, *Prompt Neutrinos From Atmospheric C Anti-C And B Anti-B Production And The Gluon At Very Small X*. Published in Acta Phys.Polon. B,34, (2003), 3273-3304. e-Print Archive: hep-ph/0302140. C.G.S. Costa and C. Salles, *Prompt Atmospheric Neutrinos: Phenomenology and Implications*, hep-ph/01052710 (2001). J.F Beacon and F. Candia, *Shower Power: Isolating the Prompt Atmospheric Neutrino Flux Using Electron Neutrinos* hep-ph/0409046 (2004)
- [4] T. Montaruli, *Neutrino Astrophysics And Telescopes*, 8th Workshop on Electron Nucleus Scattering, Elba, Italy (2004) and references there within. Published in: Eur.Phys.J.A, 24 S1, 103-108 (2005).
- [5] G.D. Barr *et al.*, Phys. Rev. D 70, 023006 (2004), e-Print Archive: astro-ph/0403630. G.D. Barr *et al.*, *A 3-dimensional atmospheric neutrino flux calculation* , 28th ICRC, Tsukuba, Japan, 1411-1414, (2003). Flux data available on: <http://www-pnp.physics.ox.ac.uk/barr/fluxfiles/0408i/index.html>;
- [6] P. Lipari, Astropart. Phys. 1, 195-227, (1993).
- [7] M. Honda *et al.* , Phys.Rev. D, 70, 043008, (2004). Flux data available on: <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/mhonda/>.
- [8] V. Agrawal *et al.*, Phys. Rev. D, 53, 1314, (1996).
- [9] T.K. Gaisser *et al.*, *Primary spectrum to 1 TeV and beyond* , 27th ICRC, Hamburg (2001), OG 1.01.
- [10] G. Battistoni *et al.*, *The Fluka Monte Carlo, Non-Perturbative Qcd And Cosmic Ray Cascades*, SLAC-PUB-10981, (2004). To appear in proc. of 44th Workshop on QCD at Cosmic Energies, Erice, (2004), Italy. e-Print Archive: hep-ph/0412178
- [11] R. Ammar *et al.*, Phys Rev. Lett., 61,2185 (1988). M. Aguilar-Benitez *et al.* Z.Phys. C, 41, 181 (1988).
- [12] G. Battistoni *et al.*, Astropart. Phys. 17, 477-488 (2002). e-Print Archive: hep-ph/0107241.
- [13] T. Montaruli, *Report On The HE Phenomena Sessions He 2, He 3.2 - 3.4: Neutrinos And Muons. Interactions, Particle Physics Aspects, Astroparticle Physics And Cosmology*. Rapporteur Papers of 28th ICRC Tsukuba, Japan, 135-160 (2003). e-Print Archive: hep-ph/0311289.
- [14] G. Gelmini, P. Gondolo, G. Varieschi, Phys.Rev.D, 67, 017301 (2003)

Appendice C

La classe C++ NeutrinoFlux

C.1 NeutrinoFlux.hxx

```
#include NeutrinoFlux.h
#include path.h

#define INITVALUE -9999.

<太后
 * AUTHORS:
 * Alessandro Bruno, Francesco Cafagna, Teresa Montaruli and
Alessio Tamburro, Jul. 2005
 *
 * POURPOSE:
 * Evaluate differential fluxes of atmospheric (conventional and
 * prompt) or astrophysical neutrinos.
 *
 * USAGE:
 * 1- Call
 *      a) NeutrinoFlux::NeutrinoFlux(string model, string
modelPrompt)
 *          to calculate atmospheric neutrino fluxes
 *          or
 *      b) NeutrinoFlux::NeutrinoFlux(int modelAstro)
 *          to calculate astrophysical neutrino fluxes
 *          or
 *      c) NeutrinoFlux::NeutrinoFlux(string model)
 *          to calculate muon fluxes (fit of Fluka data)
 * The model names or the numbers corresponding to models
 * (string variables (case a) and int variables (case b))
 * are described at the web page
 * http://www.icecube.wisc.edu/~tamburro/NeutrinoFlux.html or
 * http://www.icecube.wisc.edu/~tmontaruli/NeutrinoFlux.html
 * Instead, currently only string = fluka works for the case c).
 *

```

* 2- After defining an object using the constructor specified in
 1-a, use:

- * a) double `NeutrinoFlux::FluxConv(int neutType, double E_neut,`
`double costheta)`
- * to return differential conven. neutrino fluxes in GeV^{-1}
 $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$
- * neutType can be 201 (`nue`), 204 (`anue`), 202 (`numu`) or 205
`(anumu)` (IceTray convention)
- * E_neut can vary from 0. to whatever double value (physical
 dimension: GeV)
- * costheta can vary between -1. and 1.
- * b) double `NeutrinoFlux::FluxPrompt(int neutType, double`
`E_neut, double costheta)`
- * to return differential prompt neutrino fluxes in GeV^{-1}
 $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$
- * The same specification for the input variables of case a)
 are valid
- * c) double `NeutrinoFlux::FluxConvInt(int neutType, double`
`E_neut)`
- * to return integrated conv. fluxes over the lower
 hemisphere ($\text{GeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
- * d) double `NeutrinoFlux::FluxPromptInt(int neutType, double`
`E_neut)`
- * to return integrated prompt fluxes over the lower
 hemisphere ($\text{GeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
- * e) double `NeutrinoFlux::FluxAtmo(int neutType, double E_neut,`
`double costheta)`
- * to return the complete differential spectrum including
 prompt and conventional
- * neutrinos in $\text{GeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$
- * f) double `NeutrinoFlux::FluxAtmoInt(int neutType, double`
`E_neut)`

```

*      to return the complete integrated spectrum including
prompt and conventional
*
*      neutrinos in GeV^-1 cm^-2 s^-1 sr^-1
*
* - After defining an object using the constructor specified in
1-b, use:
*
*      a) double NeutrinoFlux::FluxAstro(double E)
*          to return diffuse (in GeV^-1 cm^-2 s^-1 sr^-1) or
point-like (in
*          GeV^-1 cm^-2 s^-1) fluxes according if you read a table of
diffuse
*
*          or point-like astrophysical flux
*
*          E can vary between 1. and 1.e12 GeV
*
*          together with the constructor specified in 1-c
*
*      a) double NeutrinoFlux::FluxMu(double E, double costheta)
*          to return differential muon fluxes in GeV^-1 cm^-2 s^-1
sr^-1.
*
*          E must be from 10. GeV to 10000. GeV and costheta from 0.
to 1.
*
*      b) double NeutrinoFlux::FluxaMu(double E, double costheta)
*          to return differential amuon fluxes in GeV^-1 cm^-2 s^-1
sr^-1.
*
*          E must be from 10. GeV to 10000. GeV and costheta from 0.
to 1.
*
*
* HOW TO ADD NEW TABLES:
*
* 1- Specification
*
*      a) tables for atmospheric neutrinos:
*
*          the tables which are read by the constructor (described in
1-a) consist of
*
*          the parameters of a bidimensional fitting of the original
tables of fluxes.

```

```

*      The fitting is done using a 5-degree polynomial. For
further specification
*      about the fitting see
http://www.icecube.wisc.edu/~tamburro/fitting.html
*      or http://www.icecube.wisc.edu/~tmontaruli/fitting.html
*      The tables are formatted as follows
*
-----  

*      |Parameters      Error on the parameters (not used yet)|
*      |  par[0]          pare[0]          |
*      |  .....          .....          |
*      |  par[14]         pare[14]         |
*-----  

*      b) tables of astrophysical neutrinos:  

*      for a complete explanation of how to format correctly this
type
*      of tables see
http://www.icecube.wisc.edu/~tamburro/NeutrinoFlux.html
*      or http://www.icecube.wisc.edu/~tmontaruli/NeutrinoFlux.html
*      The user can add a diffuse flux model (file name
user_diffuse.dat) or
*      a point-like flux model (file name user_point.dat). These
fluxes are
*      defined in a single energy interval (variable piece_ set
to 1).
*
* 2- Insert the new table in the directory specified in path.h
*
* THANKS TO: Juan Carlos Diaz-Velez and Aya Ishihara
*
*/

```

```
NeutrinoFlux::NeutrinoFlux(string model, string modelPrompt)
```

```
{
    model_ = model;
    modelPrompt_ = modelPrompt;

    for(int ip = 0; ip < polyt; ip++)
    {
        par_conv_numu[ip] = 0.;
        pare_conv_numu[ip] = 0.;
        par_conv_anumu[ip] = 0.;
        pare_conv_anumu[ip] = 0.;
        par_conv_nue[ip] = 0.;
        pare_conv_nue[ip] = 0.;
        par_conv_anue[ip] = 0.;
        pare_conv_anue[ip] = 0.;

    }

    for(int ip = 0; ip < polyt_prompt; ip++)
    {
        par_prompt_numu[ip] = 0.;
        pare_prompt_numu[ip] = 0.;
        par_prompt_anumu[ip] = 0.;
        pare_prompt_anumu[ip] = 0.;
        par_prompt_nue[ip] = 0.;
        pare_prompt_nue[ip] = 0.;
        par_prompt_anue[ip] = 0.;
        pare_prompt_anue[ip] = 0.;

    }

    ReadParConv(model);
    ReadParPrompt(modelPrompt);
}
```

```

}

NeutrinoFlux::NeutrinoFlux(string model)
{
    modelmuon_ = model;

    for(int ip = 0; ip < flupar; ip++)
    {
        par_conv_mu12[ip] = 0.;
        pare_conv_mu12[ip] = 0.;
        par_conv_amu12[ip] = 0.;
        pare_conv_amu12[ip] = 0.;

        par_conv_mu24[ip] = 0.;
        pare_conv_mu24[ip] = 0.;
        par_conv_amu24[ip] = 0.;
        pare_conv_amu24[ip] = 0.;

    }

    ReadParMu(model);
}

NeutrinoFlux::NeutrinoFlux(int modelAstro)
{
    /// If you should add a point-like or diffuse flux with case >
20, change
/// the limit at line if (modelAstro <= 20 || modelAstro == 1000)
(use Ctrl-S)

    modelAstro_ = modelAstro;
}

```

```
string modelname;

switch (modelAstro)
{
    case 1:
        modelname = WB98_bound_noevol;
        modelname_ = modelname;
        piece_ = 1;
        break;
    case 2:
        modelname = WB98_bound_evol;
        modelname_ = modelname;
        piece_ = 1;
        break;
    case 3:
        modelname = MPR98;
        modelname_ = modelname;
        piece_ = 9;
        break;
    case 4:
        modelname = M95_loud_A;
        modelname_ = modelname;
        piece_ = 3;
        break;
    case 5:
        modelname = M95_loud_B;
        modelname_ = modelname;
        piece_ = 3;
        break;
    case 6:
        modelname = M98;
        modelname_ = modelname;
```

```
piece_ = 3;
break;
case 7:
    modelname = H98_AGN;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 1;
    break;
case 8:
    modelname = HZ97;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 2;
    break;
case 9:
    modelname = P96;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 6;
    break;
case 10:
    modelname = AD01;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 1;
    break;
case 11:
    modelname = WB98_GRB;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 3;
    break;
case 12:
    modelname = W00_reverse;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 3;
    break;
```

```
case 13:
    modelname = W00_forward;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 2;
    break;
case 14:
    modelname = W00_sum;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 4;
    break;
case 15:
    modelname = AHH00;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 2;
    break;
case 16:
    modelname = H98_GRB;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 1;
    break;
case 17:
    modelname = HH99;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 2;
    break;
case 18:
    modelname = PFWB00;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 1;
    break;
case 19:
    modelname = G01_internal;
```

```
modelname_ = modelname;
piece_ = 2;
break;
case 20:
    modelname = G01_reverse;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 2;
    break;
case 21:
    modelname = XTEJ1748_m288_mq;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 2;
    break;
case 22:
    modelname = CICam_mq;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 2;
    break;
case 23:
    modelname = SS433_mq;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 2;
    break;
case 24:
    modelname = XTEJ1118_p480_mq;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 2;
    break;
case 25:
    modelname = CirX1_mq;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 2;
```

```
        break;
case 26:
    modelname = CYGX1_mq;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 2;
    break;
case 27:
    modelname = CYGX3_mq;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 2;
    break;
case 28:
    modelname = GROJ0422_m32_mq;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 2;
    break;
case 29:
    modelname = GROJ1655_m40_mq;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 2;
    break;
case 30:
    modelname = GRS1915_p105_mq;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 2;
    break;
case 31:
    modelname = GS1354_m64_mq;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 2;
    break;
case 32:
```

```
modelname = GX339_m4_mq;
modelname_ = modelname;
piece_ = 2;
break;
case 33:
modelname = LS5039_mq;
modelname_ = modelname;
piece_ = 2;
break;
case 34:
modelname = LSI1_mq;
modelname_ = modelname;
piece_ = 2;
break;
case 35:
modelname = LSI2_mq;
modelname_ = modelname;
piece_ = 2;
break;
case 36:
modelname = ScoX1_mq;
modelname_ = modelname;
piece_ = 2;
break;
case 37:
modelname = V4641_1_mq;
modelname_ = modelname;
piece_ = 2;
break;
case 38:
modelname = V4641_2_mq;
modelname_ = modelname;
```

```

    piece_ = 2;
    break;
  case 39:
    modelname = XTEJ1550_m564_mq;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 2;
    break;
  case 1000:
    modelname = user_diffuse;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 1;
    break;
  case 2000:
    modelname = user_point;
    modelname_ = modelname;
    piece_ = 1;
    break;

  default:
    cout << Model Type not correctly defined << endl;
    break;
}

ReadParAstro(modelname);
}

void NeutrinoFlux::ReadParConv(string model)
{
  string filename = location;
  string modelname = model;
  ifstream data_file_numu;
  ifstream data_file_anumu;

```

```

ifstream data_file_nue;
ifstream data_file_anue;

if(filename.c_str() == NULL)
{
    cerr << CONV DATA DIRECTORY NOT DEFINED !!!! << endl;
    exit(1);
}
else
{
    string conv_filename_numu = filename + modelname + _numu.dat;
    string conv_filename_anumu = filename + modelname +
_anumu.dat;
    string conv_filename_nue = filename + modelname + _nue.dat;
    string conv_filename_anue = filename + modelname + _anue.dat;

    data_file_numu.open(conv_filename_numu.c_str(), ifstream::in);

    data_file_anumu.open(conv_filename_anumu.c_str(), ifstream::in);
    data_file_nue.open(conv_filename_nue.c_str(), ifstream::in);
    data_file_anue.open(conv_filename_anue.c_str(), ifstream::in);

    if(data_file_numu.is_open() == 1 && data_file_anumu.is_open() == 1 &&
    data_file_nue.is_open() == 1 && data_file_anue.is_open() == 1) {
        cout << conv files are open << endl;
        for(int ip = 0; ip < polyt; ip++)
        {
            data_file_numu >> par_conv_numu[ip] >> pare_conv_numu[ip];
            data_file_anumu >> par_conv_anumu[ip] >> pare_conv_anumu[ip];
            data_file_nue >> par_conv_nue[ip] >> pare_conv_nue[ip];
            data_file_anue >> par_conv_anue[ip] >> pare_conv_anue[ip];
        }
    }
}

```

```

        }
    }
    else
    {
        cerr << Cannot open files -> DATA FILE is badly defined <<
endl;
        exit(1);
    }
    data_file_numu.close();
    data_file_anumu.close();
    data_file_nue.close();
    data_file_anue.close();
}
}

void NeutrinoFlux::ReadParPrompt(string modelPrompt)
{
    string filename = location;
    string modelname_prompt = modelPrompt;
    ifstream data_file_numupro;
    ifstream data_file_anumupro;
    ifstream data_file_nuepro;
    ifstream data_file_anuepro;

    if(filename.c_str() == NULL)
    {
        cerr << PROMPT DATA DIRECTORY NOT DEFINED !!!! << endl;
        exit(1);
    }
    else
    {

```

```

    string pro_filename_numu= filename + modelname_prompt +
    _numupro.dat;
    string pro_filename_anumu= filename + modelname_prompt +
    _anumupro.dat;
    string pro_filename_nue= filename + modelname_prompt +
    _nuepro.dat;
    string pro_filename_anue= filename + modelname_prompt +
    _anuepro.dat;

data_file_numupro.open(pro_filename_numu.c_str(), ifstream::in);

data_file_anumupro.open(pro_filename_anumu.c_str(), ifstream::in);
data_file_nuepro.open(pro_filename_nue.c_str(), ifstream::in);

data_file_anuepro.open(pro_filename_anue.c_str(), ifstream::in);

if(data_file_numupro.is_open()==1&&data_file_anumupro.is_open()==1&&
data_file_nuepro.is_open()==1&&data_file_anuepro.is_open()==1)
{
    cout << "prompt files are open" << endl;

    for(int ip = 0; ip < polyt_prompt; ip++)
    {
        data_file_numupro >> par_prompt_numu[ip] >>
        pare_prompt_numu[ip];
        data_file_anumupro >> par_prompt_anumu[ip] >>
        pare_prompt_anumu[ip];
        data_file_nuepro >> par_prompt_nue[ip] >>
        pare_prompt_nue[ip];
    }
}

```

```

    data_file_anuepro >> par_prompt_anue[ip] >>
pare_prompt_anue[ip];
}
}
else
{
    cerr << Cannot open file -> PROMPT DATA FILE is badly defined
<< endl;
    exit(1);
}

data_file_numupro.close();
data_file_anumupro.close();
data_file_nuepro.close();
data_file_anuepro.close();
}

}

void NeutrinoFlux::ReadParMu(string model)
{
    string filename = location;
    string modelname = modelmuon_;
    ifstream data_file_mu12;
    ifstream data_file_mu24;
    ifstream data_file_amu12;
    ifstream data_file_amu24;

    if(filename.c_str() == NULL)
    {
        cerr << MUON DATA DIRECTORY NOT DEFINED !!!! << endl;
        exit(1);
    }
    else

```

```

{
    string conv_filename_mu12= filename + modelname + _mu12.dat;
    string conv_filename_mu24= filename + modelname + _mu24.dat;
    string conv_filename_amu12= filename + modelname +
_amu12.dat;
    string conv_filename_amu24= filename + modelname +
_amu24.dat;

    data_file_mu12.open(conv_filename_mu12.c_str(),ifstream::in);
    data_file_mu24.open(conv_filename_mu24.c_str(),ifstream::in);

    data_file_amu12.open(conv_filename_amu12.c_str(),ifstream::in);

    data_file_amu24.open(conv_filename_amu24.c_str(),ifstream::in);

    if(data_file_mu12.is_open()==1&&data_file_mu24.is_open()==1&&
data_file_amu12.is_open()==1&&data_file_amu24.is_open()==1) {

        cout << " mu and amu files are open " << endl;

        for(int ip = 0; ip < flupar; ip++)
        {
            data_file_mu12 >> par_conv_mu12[ip] >> pare_conv_mu12[ip];
            data_file_mu24 >> par_conv_mu24[ip] >> pare_conv_mu24[ip];
            data_file_amu12 >> par_conv_amu12[ip] >> pare_conv_amu12[ip];
            data_file_amu24 >> par_conv_amu24[ip] >> pare_conv_amu24[ip];
        }
    }
    else
    {
        cerr << Cannot open files -> DATA FILE is badly defined <<
endl;
    }
}

```

```
    exit(1);
}
    data_file_mu12.close();
    data_file_mu24.close();
    data_file_amu12.close();
    data_file_amu24.close();
}
}

void NeutrinoFlux::ReadParAstro(string modelname)
{
    string filename = location;
    int piece = piece_;

    if(filename.c_str() == NULL)
    {
        cerr << ASTRO DATA DIRECTORY NOT DEFINED !!!! << endl;
        exit(1);
    }
    else
    {
        double temp;

        string astro_filename = filename + modelname + .dat;

        ifstream data_file_astro;
        data_file_astro.open(astro_filename.c_str(), ifstream::in);

        if(data_file_astro.is_open() == 1)
        {
            cout << modelname << file is open << endl;
```

```

for (int i = 0; i < piece; i++)
{
    data_file_astro >> *(Emin+i) >> *(Emax + i) >> *(nparam +
i);

    int n = nparam[i];

    for (int j = 0; j < n; j++)
    {
        data_file_astro >> *(param[i] + j);
    }
}

else
{
    cerr << Cannot open files -> DATA FILE is badly defined <<
endl;
    exit(1);
}

data_file_astro.close();

}//else for condition filename.c_str() ==NULL
}

double NeutrinoFlux::FluxConv(int neutType, double E_neut, double
costheta) const
{
    double lE = log10(E_neut);
    double flux = 0.;

    if (costheta < cmin || costheta > cmax)

```

```

{
    cerr << "costheta out of range" << endl;
    exit(1);
}

if(costheta >= 0.) {costheta = -costheta;}

switch (neutType){
case 201:
    flux = par_conv_nue[0]*pow(costheta, 5.) +
par_conv_nue[1]*pow(costheta, 4.) + par_conv_nue[2]*pow(costheta,
3.) + par_conv_nue[3]*pow(costheta, 2.) + par_conv_nue[4]*costheta
+ par_conv_nue[5] + par_conv_nue[6]*pow(1E, 5.) +
par_conv_nue[7]*pow(1E, 4.) + par_conv_nue[8]*pow(1E, 3.) +
par_conv_nue[9]*pow(1E, 2.) + par_conv_nue[10]*1E +
par_conv_nue[11]*pow(1E, 4.)*costheta + par_conv_nue[12]*pow(1E,
3.)*pow(costheta, 2.) + par_conv_nue[13]*pow(1E, 2.)*pow(costheta,
3.) + par_conv_nue[14]*1E*pow(costheta, 4.);
    break;
case 204:
    flux = par_conv_anue[0]*pow(costheta, 5.) +
par_conv_anue[1]*pow(costheta, 4.) + par_conv_anue[2]*pow(costheta,
3.) + par_conv_anue[3]*pow(costheta, 2.) +
par_conv_anue[4]*costheta + par_conv_anue[5] +
par_conv_anue[6]*pow(1E, 5.) + par_conv_anue[7]*pow(1E, 4.) +
par_conv_anue[8]*pow(1E, 3.) + par_conv_anue[9]*pow(1E, 2.) +
par_conv_anue[10]*1E + par_conv_anue[11]*pow(1E, 4.)*costheta +
par_conv_anue[12]*pow(1E, 3.)*pow(costheta, 2.) +
par_conv_anue[13]*pow(1E, 2.)*pow(costheta, 3.) +
par_conv_anue[14]*1E*pow(costheta, 4.);
    break;
case 202:
}

```

```

flux = par_conv_numu[0]*pow(costheta, 5.) +
par_conv_numu[1]*pow(costheta, 4.) + par_conv_numu[2]*pow(costheta,
3.) + par_conv_numu[3]*pow(costheta, 2.) +
par_conv_numu[4]*costheta + par_conv_numu[5] +
par_conv_numu[6]*pow(1E, 5.) + par_conv_numu[7]*pow(1E, 4.) +
par_conv_numu[8]*pow(1E, 3.) + par_conv_numu[9]*pow(1E, 2.) +
par_conv_numu[10]*1E + par_conv_numu[11]*pow(1E, 4.)*costheta +
par_conv_numu[12]*pow(1E, 3.)*pow(costheta, 2.) +
par_conv_numu[13]*pow(1E, 2.)*pow(costheta, 3.) +
par_conv_numu[14]*1E*pow(costheta, 4.);

break;

case 205:

flux = par_conv_anumu[0]*pow(costheta, 5.) +
par_conv_anumu[1]*pow(costheta, 4.) +
par_conv_anumu[2]*pow(costheta, 3.) +
par_conv_anumu[3]*pow(costheta, 2.) + par_conv_anumu[4]*costheta +
par_conv_anumu[5] + par_conv_anumu[6]*pow(1E, 5.) +
par_conv_anumu[7]*pow(1E, 4.) + par_conv_anumu[8]*pow(1E, 3.) +
par_conv_anumu[9]*pow(1E, 2.) + par_conv_anumu[10]*1E +
par_conv_anumu[11]*pow(1E, 4.)*costheta +
par_conv_anumu[12]*pow(1E, 3.)*pow(costheta, 2.) +
par_conv_anumu[13]*pow(1E, 2.)*pow(costheta, 3.) +
par_conv_anumu[14]*1E*pow(costheta, 4.);

break;

default:
    cout << Neutrino Type not correctly defined << endl;
    break;
}

return pow(10.,flux);
}

```

```

double NeutrinoFlux::FluxPrompt(int neutType, double E_neut, double
costheta) const
{
    double lE = log10(E_neut);
    double flux = 0.;

    if (costheta < cmin_prompt || costheta > cmax_prompt)
    {
        cerr << "costheta out of range" << endl;
        exit(1);
    }

    if(costheta >= 0.) {costheta = -costheta;}

    switch (neutType){
        case 201:
            flux = par_prompt_nue[0]*pow(costheta, 5.) +
            par_prompt_nue[1]*pow(costheta, 4.) +
            par_prompt_nue[2]*pow(costheta, 3.) +
            par_prompt_nue[3]*pow(costheta, 2.) + par_prompt_nue[4]*costheta +
            par_prompt_nue[5] + par_prompt_nue[6]*pow(lE, 5.) +
            par_prompt_nue[7]*pow(lE, 4.) + par_prompt_nue[8]*pow(lE, 3.) +
            par_prompt_nue[9]*pow(lE, 2.) + par_prompt_nue[10]*lE +
            par_prompt_nue[11]*pow(lE, 4.)*costheta +
            par_prompt_nue[12]*pow(lE, 3.)*pow(costheta, 2.) +
            par_prompt_nue[13]*pow(lE, 2.)*pow(costheta, 3.) +
            par_prompt_nue[14]*lE*pow(costheta, 4.);
            break;
        case 204:
            flux = par_prompt_anue[0]*pow(costheta, 5.) +
            par_prompt_anue[1]*pow(costheta, 4.) +

```

```

par_prompt_anue[2]*pow(costheta, 3.) +
par_prompt_anue[3]*pow(costheta, 2.) + par_prompt_anue[4]*costheta
+ par_prompt_anue[5] + par_prompt_anue[6]*pow(1E, 5.) +
par_prompt_anue[7]*pow(1E, 4.) + par_prompt_anue[8]*pow(1E, 3.) +
par_prompt_anue[9]*pow(1E, 2.) + par_prompt_anue[10]*1E +
par_prompt_anue[11]*pow(1E, 4.)*costheta +
par_prompt_anue[12]*pow(1E, 3.)*pow(costheta, 2.) +
par_prompt_anue[13]*pow(1E, 2.)*pow(costheta, 3.) +
par_prompt_anue[14]*1E*pow(costheta, 4.);

break;

case 202:
    flux = par_prompt_numu[0]*pow(costheta, 5.) +
par_prompt_numu[1]*pow(costheta, 4.) +
par_prompt_numu[2]*pow(costheta, 3.) +
par_prompt_numu[3]*pow(costheta, 2.) + par_prompt_numu[4]*costheta
+ par_prompt_numu[5] + par_prompt_numu[6]*pow(1E, 5.) +
par_prompt_numu[7]*pow(1E, 4.) + par_prompt_numu[8]*pow(1E, 3.) +
par_prompt_numu[9]*pow(1E, 2.) + par_prompt_numu[10]*1E +
par_prompt_numu[11]*pow(1E, 4.)*costheta +
par_prompt_numu[12]*pow(1E, 3.)*pow(costheta, 2.) +
par_prompt_numu[13]*pow(1E, 2.)*pow(costheta, 3.) +
par_prompt_numu[14]*1E*pow(costheta, 4.);

break;

case 205:
    flux = par_prompt_anumu[0]*pow(costheta, 5.) +
par_prompt_anumu[1]*pow(costheta, 4.) +
par_prompt_anumu[2]*pow(costheta, 3.) +
par_prompt_anumu[3]*pow(costheta, 2.) +
par_prompt_anumu[4]*costheta + par_prompt_anumu[5] +
par_prompt_anumu[6]*pow(1E, 5.) + par_prompt_anumu[7]*pow(1E, 4.) +
par_prompt_anumu[8]*pow(1E, 3.) + par_prompt_anumu[9]*pow(1E, 2.) +
par_prompt_anumu[10]*1E + par_prompt_anumu[11]*pow(1E, 4.)*costheta

```

```

+ par_prompt_anumu[12]*pow(1E, 3.)*pow(costheta, 2.) +
par_prompt_anumu[13]*pow(1E, 2.)*pow(costheta, 3.) +
par_prompt_anumu[14]*1E*pow(costheta, 4.);

        break;

default:
    cout << Neutrino Type not correctly defined << endl;
    break;
}

return pow(10.,flux);
}

double NeutrinoFlux::FluxMu(double E, double costheta) const
{
    double flux = 0.;

    double lE = log10(E);

    double lEE = 2.;

    double fluxnorm=0.;

    double fluxnorm1=0.;

    double fluxnorm2=0.;

    if (costheta < cmin_muon || costheta > cmax_muon)
    {
        cerr << costheta out of range << endl;
        exit(1);
    }

    if (lE < lE_mimuon || lE > lE_mamuon)
    {
        cerr << energy out of range << endl;
        exit(1);
    }
}

```

```

fluxnorm1 = par_conv_mu12[0]*pow(costheta, 6) +
par_conv_mu12[1]*pow(costheta, 5) +
par_conv_mu12[2]*pow(costheta, 4) + par_conv_mu12[3]*pow(costheta,
3) +
par_conv_mu12[4]*pow(costheta, 2) + par_conv_mu12[5]*costheta +
par_conv_mu12[6] +
par_conv_mu12[7]*pow(1EE, 6) + par_conv_mu12[8]*pow(1EE, 5) +
par_conv_mu12[9]*pow(1EE, 4) +
par_conv_mu12[10]*pow(1EE, 3) + par_conv_mu12[11]*pow(1EE, 2) +
par_conv_mu12[12]*1EE +
par_conv_mu12[13]*pow(1EE, 5)*costheta + par_conv_mu12[14]*pow(1EE,
4)*pow(costheta,2) +
par_conv_mu12[15]*pow(1EE, 3)*pow(costheta, 3) +
par_conv_mu12[16]*pow(1EE, 2)*pow(costheta, 4) +
par_conv_mu12[17]*1EE*pow(costheta, 5);
fluxnorm2 = par_conv_mu24[0]*pow(costheta, 6) +
par_conv_mu24[1]*pow(costheta, 5) +
par_conv_mu24[2]*pow(costheta, 4) + par_conv_mu24[3]*pow(costheta,
3) +
par_conv_mu24[4]*pow(costheta, 2) + par_conv_mu24[5]*costheta +
par_conv_mu24[6] +
par_conv_mu24[7]*pow(1EE, 6) + par_conv_mu24[8]*pow(1EE, 5) +
par_conv_mu24[9]*pow(1EE, 4) +
par_conv_mu24[10]*pow(1EE, 3) + par_conv_mu24[11]*pow(1EE, 2) +
par_conv_mu24[12]*1EE +
par_conv_mu24[13]*pow(1EE, 5)*costheta + par_conv_mu24[14]*pow(1EE,
4)*pow(costheta,2) +
par_conv_mu24[15]*pow(1EE, 3)*pow(costheta, 3) +
par_conv_mu24[16]*pow(1EE, 2)*pow(costheta, 4) +
par_conv_mu24[17]*1EE*pow(costheta, 5);
fluxnorm = fluxnorm1/fluxnorm2;

```

```

if (lE <= 2. && lE >= 1.)
{
    flux = par_conv_mu12[0]*pow(costheta, 6) +
par_conv_mu12[1]*pow(costheta, 5) + par_conv_mu12[2]*pow(costheta,
4) + par_conv_mu12[3]*pow(costheta, 3) +
par_conv_mu12[4]*pow(costheta, 2) + par_conv_mu12[5]*costheta +
par_conv_mu12[6] + par_conv_mu12[7]*pow(lE, 6) +
par_conv_mu12[8]*pow(lE, 5) + par_conv_mu12[9]*pow(lE, 4) +
par_conv_mu12[10]*pow(lE, 3) + par_conv_mu12[11]*pow(lE, 2) +
par_conv_mu12[12]*lE + par_conv_mu12[13]*pow(lE, 5)*costheta +
par_conv_mu12[14]*pow(lE, 4)*pow(costheta,2) +
par_conv_mu12[15]*pow(lE, 3)*pow(costheta, 3) +
par_conv_mu12[16]*pow(lE, 2)*pow(costheta, 4) +
par_conv_mu12[17]*lE*pow(costheta, 5);

}
else if (lE >2.)
{
    flux = fluxnorm*(par_conv_mu24[0]*pow(costheta, 6) +
par_conv_mu24[1]*pow(costheta, 5) +
par_conv_mu24[2]*pow(costheta, 4) + par_conv_mu24[3]*pow(costheta,
3) + par_conv_mu24[4]*pow(costheta,
2) + par_conv_mu24[5]*costheta + par_conv_mu24[6] +
par_conv_mu24[7]*pow(lE, 6) + par_conv_mu24[8]*pow(lE, 5) +
par_conv_mu24[9]*pow(lE, 4) + par_conv_mu24[10]*pow(lE, 3) +
par_conv_mu24[11]*pow(lE, 2) + par_conv_mu24[12]*lE +
par_conv_mu24[13]*pow(lE, 5)*costheta + par_conv_mu24[14]*pow(lE,
4)*pow(costheta,2) + par_conv_mu24[15]*pow(lE, 3)*pow(costheta, 3)
+ par_conv_mu24[16]*pow(lE, 2)*pow(costheta, 4) +
par_conv_mu24[17]*lE*pow(costheta, 5));
}

return pow(10., flux);

```

```

}

double NeutrinoFlux::FluxaMu(double E, double costheta) const
{
    double flux = 0.;

    double lEE = 2.;

    double lE = log10(E);

    double fluxnorm = 0.;

    double fluxnorm1 = 0.;

    double fluxnorm2 = 0.;

    if (costheta < cmin_muon || costheta > cmax_muon)
    {
        cerr << costheta out of range << endl;
        exit(1);
    }

    if (lE < lE_mimuon || lE > lE_mamuon)
    {
        cerr << energy out of range << endl;
        exit(1);
    }

    fluxnorm1 = par_conv_amu12[0]*pow(costheta, 6) +
    par_conv_amu12[1]*pow(costheta, 5) +
    par_conv_amu12[2]*pow(costheta, 4) +
    par_conv_amu12[3]*pow(costheta, 3) +
    par_conv_amu12[4]*pow(costheta, 2) + par_conv_amu12[5]*costheta +
    par_conv_amu12[6] +
    par_conv_amu12[7]*pow(lEE, 6) + par_conv_amu12[8]*pow(lEE, 5) +
    par_conv_amu12[9]*pow(lEE, 4) +
    par_conv_amu12[10]*pow(lEE, 3) + par_conv_amu12[11]*pow(lEE, 2) +
    par_conv_amu12[12]*lEE +

```

```

par_conv_amu12[13]*pow(1EE, 5)*costheta +
par_conv_amu12[14]*pow(1EE, 4)*pow(costheta,2) +
par_conv_amu12[15]*pow(1EE, 3)*pow(costheta, 3) +
par_conv_amu12[16]*pow(1EE, 2)*pow(costheta, 4) +
par_conv_amu12[17]*1EE*pow(costheta, 5);

fluxnorm2 = par_conv_amu24[0]*pow(costheta, 6) +
par_conv_amu24[1]*pow(costheta, 5) +
par_conv_amu24[2]*pow(costheta, 4) +
par_conv_amu24[3]*pow(costheta, 3) +
par_conv_amu24[4]*pow(costheta, 2) + par_conv_amu24[5]*costheta +
par_conv_amu24[6] +
par_conv_amu24[7]*pow(1EE, 6) + par_conv_amu24[8]*pow(1EE, 5) +
par_conv_amu24[9]*pow(1EE, 4) +
par_conv_amu24[10]*pow(1EE, 3) + par_conv_amu24[11]*pow(1EE, 2) +
par_conv_amu24[12]*1EE +
par_conv_amu24[13]*pow(1EE, 5)*costheta +
par_conv_amu24[14]*pow(1EE, 4)*pow(costheta,2) +
par_conv_amu24[15]*pow(1EE, 3)*pow(costheta, 3) +
par_conv_amu24[16]*pow(1EE, 2)*pow(costheta, 4) +
par_conv_amu24[17]*1EE*pow(costheta, 5);

fluxnorm = fluxnorm1/fluxnorm2;

if (1E <= 2. && 1E >= 1.)
{
    flux = par_conv_amu12[0]*pow(costheta, 6) +
par_conv_amu12[1]*pow(costheta, 5) +
par_conv_amu12[2]*pow(costheta, 4) +
par_conv_amu12[3]*pow(costheta, 3) +
par_conv_amu12[4]*pow(costheta, 2) + par_conv_amu12[5]*costheta +
par_conv_amu12[6] + par_conv_amu12[7]*pow(1E, 6) +
par_conv_amu12[8]*pow(1E, 5) + par_conv_amu12[9]*pow(1E, 4) +
par_conv_amu12[10]*pow(1E, 3) + par_conv_amu12[11]*pow(1E, 2) +

```

```

par_conv_amu12[12]*lE + par_conv_amu12[13]*pow(lE, 5)*costheta +
par_conv_amu12[14]*pow(lE, 4)*pow(costheta,2) +
par_conv_amu12[15]*pow(lE, 3)*pow(costheta, 3) +
par_conv_amu12[16]*pow(lE, 2)*pow(costheta, 4) +
par_conv_amu12[17]*lE*pow(costheta, 5);
}
else if (lE >2.)
{
    flux = fluxnorm*(par_conv_amu24[0]*pow(costheta, 6) +
par_conv_amu24[1]*pow(costheta, 5) +
par_conv_amu24[2]*pow(costheta, 4) +
par_conv_amu24[3]*pow(costheta, 3) +
par_conv_amu24[4]*pow(costheta, 2) + par_conv_amu24[5]*costheta +
par_conv_amu24[6] +
par_conv_amu24[7]*pow(lE, 6) + par_conv_amu24[8]*pow(lE, 5) +
par_conv_amu24[9]*pow(lE, 4) +
par_conv_amu24[10]*pow(lE, 3) + par_conv_amu24[11]*pow(lE, 2) +
par_conv_amu24[12]*lE +
par_conv_amu24[13]*pow(lE, 5)*costheta + par_conv_amu24[14]*pow(lE,
4)*pow(costheta,2) +
par_conv_amu24[15]*pow(lE, 3)*pow(costheta, 3) +
par_conv_amu24[16]*pow(lE, 2)*pow(costheta, 4) +
par_conv_amu24[17]*lE*pow(costheta, 5));
}

return pow(10., flux);
}

double NeutrinoFlux::FluxAstro(double E) const
{
    int modelAstro = modelAstro_;

```

```

double Em = Em_;
double Ema = Ema_;

double flux = 0. ;
int ibin;
int piece = piece_;

if (E < Em || E > Ema)
{
    cerr << "energy out of range" << endl;
    exit(1);
}

for (int i = 0; i < piece; i++)
{
    if (E >= Emin[i] && E <= Emax[i])
    {
        int p = nparam[i];

        flux = 0. ;
        ibin = 0;
        for (int j = 0; j < p/2; j++)
        {
            flux = flux + param[i][ibin] * pow(E, param[i][ibin+1]);
            ibin = ibin + 2;
        }
    }
}

if (modelAstro <= 20 || modelAstro == 1000)
{
}

```

```

cout << It's a diffuse flux (GeV^-1 cm^-2 s^-1 sr^-1):
<<endl;
}
else
{
    cout << It's a point-like flux (GeV^-1 cm^-2 s^-1): <<endl;
}

return flux;

}

double NeutrinoFlux::FluxConvInt(int neutType, double E_neut) const
{
    double int_flux= 0.;

    double dct = (cmax-cmin)/float(nbinCT);
    double lE = log10(E_neut);

    for(int iCT = 0; iCT < nbinCT/2; iCT++)
    {
        double costheta = cmin + dct*(float(iCT)+0.5);
        int_flux += FluxConv(neutType, E_neut, costheta);
    }

    return 2.*acos(-1.)*int_flux*dct;
}

double NeutrinoFlux::FluxPromptInt(int neutType, double E_neut)
const
{
}

```

```

double int_flux= 0.;

double dct = (cmax_prompt-cmin_prompt)/float(nbinCT_prompt);
double lE = log10(E_neut);

for(int iCT = 0; iCT < nbinCT_prompt/2; iCT++)
{
    double costheta = cmin_prompt + dct*(float(iCT)+0.5);
    int_flux += FluxPrompt(neutType, E_neut, costheta);
}

return 2.*acos(-1.)*int_flux*dct;
}

double NeutrinoFlux::FluxAtmo(int neutType, double E_neut, double
costheta) const
{
    double flux = 0.;

    double lE = log10(E_neut);

    flux = FluxConv(neutType, E_neut, costheta) +
FluxPrompt(neutType,E_neut,costheta);

    return flux;
}

double NeutrinoFlux::FluxAtmoInt(int neutType, double E_neut) const
{
    double flux = 0.;

    flux = FluxConvInt(neutType, E_neut) + FluxPromptInt(neutType,
E_neut);
}

```

```
    return flux;  
}
```

C.2 NeutrinoFlux.h

```
#ifndef NEUTRINOFLUX
#define NEUTRINOFLUX

#include <iostream>
#include <fstream>
#include <math.h>

//! Remove : public TObject if the class haven't to be used in ROOT

using namespace std;

#if __GNUC__
class NeutrinoFlux {
#else
class NeutrinoFlux: public TObject {
#endif
    // {

private:

    ///Atmospheric flux part (neutrino and muon)
//1- number of parameters used to fit
    static const int polyt = 15;
    static const int polyt_prompt = 15;
    static const int flupar = 22;

    //2- limit in energy and angle
    static const double cmin = -1.;
    static const double cmax = 1.;
    static const double cmin_prompt = -1.;
    static const double cmax_prompt = 1.;
```

```

static const double cmin_muon = 0.;

static const double cmax_muon = 1.;

static const double lE_mimuon = 1.;

static const double lE_mamuon = 4.;

//3- angle bin-number to calculate integral flux

static const int nbinCT = 10;

static const int nbinCT_prompt = 10;

//4- variables where storing the parameters of fitting

double par_conv_numu[polyt];

double pare_conv_numu[polyt];

double par_conv_anumu[polyt];

double pare_conv_anumu[polyt];

double par_conv_nue[polyt];

double pare_conv_nue[polyt];

double par_conv_anue[polyt];

double pare_conv_anue[polyt];

double par_prompt_numu[polyt_prompt];

double pare_prompt_numu[polyt_prompt];

double par_prompt_anumu[polyt_prompt];

double pare_prompt_anumu[polyt_prompt];

double par_prompt_nue[polyt_prompt];

double pare_prompt_nue[polyt_prompt];

double par_prompt_anue[polyt_prompt];

double pare_prompt_anue[polyt_prompt];

double par_conv_mu12[flupar];

double pare_conv_mu12[flupar];

double par_conv_mu24[flupar];

double pare_conv_mu24[flupar];

double par_conv_amu12[flupar];

double pare_conv_amu12[flupar];

```

```
double par_conv_amu24[flupar];
double pare_conv_amu24[flupar];

//5- model identifiers
string model_;
string modelPrompt_;
string modelmuon_;

///Astrophysical flux part
//1- energy limits
static const double Em_ = 1.;
static const double Ema_ = 1.0e+12;

//2- model identifiers
int modelAstro_;
string modelname_;

//3- variables where storing the parameters which identify the
fluxes
int piece_;

#ifndef __GNUC__
double Emin[100];
double Emax[100];
int nparam[100];
double param[100][100];
#else
double Emin[100] = 0.;
double Emax[100] = 0.;
int nparam[100] = 0;
double param[100][100] = 0.;
#endif
```

```

public:

/* ctor */
NeutrinoFlux() { ; }

NeutrinoFlux(string model, string modelPrompt);
/* #ifndef __GNUC__ */
/*     Atmo_flux(string model); */
/* #else */
    NeutrinoFlux(string model);
/* #endif */
    NeutrinoFlux(int modelAstro);

/* ReadPar...(): read tables of parameters */
void ReadParConv(string model);
void ReadParPrompt(string modelPrompt);
void ReadParAstro(string modelname);
void ReadParMu(string model);

/* getters */
string GetConvModel() const {return model_; }
string GetPromptModel() const {return modelPrompt_; }
string GetAstroModel() const {return modelname_; }

/* Methods */
///! Return conventional and prompt neutrino flux in GeV^-1 s^-1
sr^-1 cm^-2
double FluxConv(int neut_type, double E_neut, double costheta)
const;
double FluxPrompt(int neut_type, double E_neut, double costheta)
const;

```

```

///! Return combined conventional and prompt neutrino flux in
GeV^-1 s^-1 sr^-1 cm^-2
double FluxAtmo(int neut_type, double E_neut, double costheta)
const;
double FluxAstro(double E) const;
///! Return conventional and prompt neutrino flux integrated over
lower hemisphere in GeV^-1 s^-1 cm^-2
double FluxConvInt(int neut_type, double E_neut) const;
double FluxPromptInt(int neut_type, double E_neut) const;
///! Return combined conventional and prompt neutrino flux
integrated over lower hemisphere in GeV^-1 s^-1 cm^-2
double FluxAtmoInt(int neut_type, double E_neut) const;

///! Return differential muon flux in GeV^-1 s^-1 sr^-1 cm^-2
double FluxMu(double E, double costheta) const;
double FluxaMu(double E, double costheta) const;

#ifndef __GNUC__
};

#else
/* dctor */
~NeutrinoFlux(){}
ClassDef(NeutrinoFlux, 1)
};

#endif

#endif

```


Appendice D

L'interfaccia axl_flux.cpp

```
#include NeutrinoFlux.cxx

NeutrinoFlux *my_flux;

extern C double axl_flux_(int &flux_type, int &neut_type, double
&E_neut, double &costheta)
{
    switch (flux_type){
        case 1:
            //return conventional neutrino flux in GeV^-1 cm^-2 s^-1 sr^-1
            //cout<<endl<< Calculating differential atmospheric
conventional neutrino flux in GeV^-1 cm^-2 s^-1 sr^-1...<<endl;
            return my_flux->FluxConv(neut_type, E_neut, costheta);
            break;
        case 2:
            //return prompt neutrino flux in GeV^-1 cm^-2 s^-1 sr^-1
            //cout<<endl<< Calculating differential atmospheric prompt
neutrino flux...<<endl;
            return my_flux->FluxPrompt(neut_type, E_neut, costheta);
            break;
        case 3:
            //return the complete differential spectrum including prompt
and conventional neutrinos in GeV^-1 cm^-2 s^-1 sr^-1
            //cout<<endl<< Calculating differential atmospheric
conventional and prompt neutrino fluxes...<<endl;
            return my_flux->FluxAtmo(neut_type, E_neut, costheta);
            break;
        case 4:
            //return diffuse (in GeV^-1 cm^-2 s^-1 sr^-1) or point-like (in
GeV^-1 cm^-2 s^-1) neutrino flux
            //cout<<endl<< Calculating diffuse or point-like astrophysical
neutrino fluxes...<<endl;
```

```

    return my_flux->FluxAstro(E_neut);
    break;

case 5:
    //return muon flux in GeV^-1 cm^-2 s^-1 sr^-1
    //cout<<endl<< Calculating atmospheric muon flux...<<endl;
    return my_flux->FluxMu(E_neut, costheta);
    break;

case 6:
    //return amuon flux in GeV^-1 cm^-2 s^-1 sr^-1
    //cout<<endl<< Calculating atmospheric amuon flux...<<endl;
    return my_flux->FluxaMu(E_neut, costheta);

//return amuon flux
    break;

default:
    cout<<endl<< In function axl_flux(): ERROR!!! FPAR(1) value is
not regular ... <<endl;
    return -99999.;

}

}

extern C int init_axl_flux_(int &flux_type, int &model_type, int
&prompt_type)
{
    string mt,pt;
    switch(prompt_type){                                //select prompt neutrino
fluxes
        case 0:
            break;
        case 1:
            pt= naumov_rqpm;
            cout<<endl<< Naumov_RQPM prompt neutrino flux
selected...<<endl;
}

```

```
        break;
case 2:
    pt= naumov_qgsm;
    cout<<endl<< Naumov_QGSM prompt neutrino flux
selected...<<endl;
    break;
case 3:
    pt= martin_kms;
    cout<<endl<< Martin_KMS prompt neutrino flux selected...<<endl;
    break;
case 4:
    pt= martin_mrs;
    cout<<endl<< Martin_MRS prompt neutrino flux selected...<<endl;
    break;
case 5:
    pt= martin_gbw;
    cout<<endl<< Martin_GBW prompt neutrino flux selected...<<endl;
    break;
case 6:
    pt= pQCD_opt;
    cout<<endl<< pQCD_optimistic prompt neutrino flux
selected...<<endl;
    break;
case 7:
    pt= pQCD_pes;
    cout<<endl<< pQCD_pessimistic prompt neutrino flux
selected...<<endl;
    break;
case 8:
    pt= RQPM_pes;
    cout<<endl<< RQPM_pessimistic prompt neutrino flux
selected...<<endl;
```

```

        break;
case 9:
    pt= RQPM_opt;
    cout<<endl<< RQPM_optimistic prompt neutrino flux
selected...<<endl;
    break;
case 10:
    pt= QGSM_pes;
    cout<<endl<< QGSM_pessimistic prompt neutrino flux
selected...<<endl;
    break;
case 11:
    pt= QGSM_opt;
    cout<<endl<< QGSM_optimistic prompt neutrino flux
selected...<<endl;
    break;
default:
    cout<<endl<< In function axl_flux(): ERROR!!! FPAR(3) value is
not regular ... <<endl;
    return -99999;
}
if(flux_type==4||flux_type==5||flux_type==6){
    my_flux=new NeutrinoFlux(model_type); //select astro neutrino
or muon fluxes
}else{
    switch (model_type){
    case 0:
        break;
    case 1:
        mt = bartol; //Bartol2004 conv. neutrino
flux
}

```

```

cout<< Bartol-2004 conventional neutrino flux
selected...<<endl<<endl;
    my_flux=new NeutrinoFlux(mt,pt);
    break;
case 2:
    mt = honda;                                //HKKM2004 conv. neutrino
flux
    cout<< HKKM-2004 conventional neutrino flux
selected...<<endl<<endl;
    my_flux=new NeutrinoFlux(mt,pt);
    break;
case 3:
    mt = fluka;                                //FLUKA2005 conv. neutrino
flux
    cout<< FLUKA-2005 conventional neutrino flux
selected...<<endl<<endl;
    my_flux=new NeutrinoFlux(mt,pt);
    break;
default:
    cout<<endl<< In function axl_flux(): ERROR!!! FPAR(2) value
is not regular ... <<endl;
    return -99999;
}
cout<<-----;
}
return 1;
}

extern C int neut_type_(int & ipt){
switch(ipt){
case 12:
    return 201;          //nue
}

```

```
case -12:  
    return 204;           //anue  
case 14:  
    return 202;           //numu  
case -14:  
    return 205;           //anumu  
default:  
    return -99999;  
}  
}
```


Bibliografia

- [1] T. K. Gaisser, “*Cosmic Rays and Particle Physics*”, (Cambridge University, Cambridge, 1992).
- [2] Particle Data Group (C. Caso *et al.*), Europ. Phys. J. 3 (1998) 1.
- [3] L. V. Volkova, private communication (1988).
- [4] T.K. Gaisser, M. Honda, “*Flux of Atmospheric Neutrinos*”, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 52 (2002) 153-199.
- [5] M.C. Gonzales-Garcia, F. Halzen, R.A. Vasquez e E. Zas, Phys. Rev. D 49, 2310 (1994).
- [6] G. Gelmini, P. Gondolo e G. Varieschi, Phys. Rev. D 61, 056011 (2000).
- [7] G. Gelmini, P. Gondolo e G. Varieschi, Phys. Rev. D 63, 036006 (2001).
- [8] C.G.S. Costa, F. Halzen e C. Salles, “*The Prompt TeV-PeV atmospheric neutrino window*”, hep-ph/0104039 (2001).
- [9] C.G.S. Costa, “*The Prompt Lepton Cookbook*”, hep-ph/0010306, (2001).
- [10] M. Thunman, G. Ingelman e P. Gondolo, Astropart. Phys. 5, 309 (1996).

- [11] L. Pasquali, M.H. Reno e I. Sarcevic, “*Lepton fluxes from atmospheric charm*”, Phys. Rev. D 59, 034020 (1999), Astropart.Phys. 9 193-202, (1999).
- [12] G. Gelmini, P. Gondolo e G. Varieschi, “*Measuring the prompt atmospheric neutrino flux with down-going muons in neutrino telescopes*”, Phys. Rev. D 67 017301 (2003)
- [13] V.A. Naumov, “*Physics of Atmospheric Neutrinos*”, Department of Theoretical Physics, Irkutsk State University, Irkutsk RU-664003, Russia.
- [14] A.D. Martin, M.G. Ryskin e A.M. Stašto, Acta Phys. Polon. B 34 3273 (2003).
- [15] F.F. Beacom e J. Candia, “*Shower Power: Isolating the Prompt Atmospheric Neutrino Flux Using Electron Neutrinos*”, hep-ph/0409046 (2004).
- [16] J. Candia e E. Roulet, “*Rigidity dependent knee and cosmic ray induced high energy neutrino fluxes*”, 2003 J. Cosmol. Astropart. Phys. JCAP09(2003)005.
- [17] J.N. Bahcall and E. Waxman, Phys. Rev. D 59, 023002 (1999). J.N. Bahcall and E. Waxman, Phys. Rev. D 64, 023002 (2001).
- [18] E.V. Bugaev, A. Misaki, V.A. Naumov, T.S. Sinegovskaya, S.I. Sinegovsky e N. Takahashi, Phys. Rev. D 58, 054001 (1998).
- [19] L.V. Volkova, W. Fulgione, P. Galeotti e O. Saavedra, Nuovo Cimento C 10, 465 (1987).
- [20] E. Zas, F. Halzen and R.A. Vazquez, Astropart. Phys. 1, 297 (1993).
- [21] C.G.S. Costa e C. Salles, “*Prompt Atmospheric Neutrinos: Phenomenology and Implications*”, hep-ph/0104039, (2001).

- [22] L. Pasquali, M.H. Reno, Phys. Rev. D59, 093003 (1999).
- [23] L.V. Volkova, Nuovo Cimento C 8, 552 (1985); Y. Minorikawa and K. Mitsui, Lett. Nuovo Cimento 44, 651 (1985).
- [24] K. Mitsui, Y. Minorikawa and H. Komori, Nuovo Cimento C 9, 995 (1986).
- [25] A.B. Kaidalov e O.I. Piskunova, Z. Phys. C 30, 145 (1986).
- [26] E.V. Bugaev, V.A. Naumov, S.I. Sinegovsky e E.S. Zaslavskaya, Nuovo Cimento C 12, 41 (1989).
- [27] T. Sjostrand, "Comput. Phys. Commun.", 82, 74 (1994).
- [28] G. Gelmini, P. Gondolo e G. Varieschi, Phys. Rev. D 61, 036005 (2000).
- [29] W. Rhode, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) B35, 250 (1994).
- [30] V. N. Bakatanov *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. 55, 1169 (1992).
- [31] For a summary of experimental results, see E. V. Bugaev *et al.*, eprint archive hep-ph/9803488, and references therein.
- [32] T. Hara *et al.*, in Proceedings of the 18th International Cosmic Ray Conference, Bangalore, India, Vol.9, p. 198 (1983); M. Nagano *et al.*, J.Phys. G 10, 1295 (1984).
- [33] T. Hara *et al.*, in Proceedings of the 18th International Cosmic Ray Conference, Bangalore, India, Vol.9, p. 198 (1983); M. Nagano *et al.*, J.Phys. G 10, 1295 (1984).
- [34] P. Lipari, Astropart. Phys. 1, 195 (1993).
- [35] C.G.S. Costa, F. Halzen and C. Salles, Phys. Rev. D 52, 3890 (1995); Phys. Rev. D 54, 5558 (1996).

- [36] R. Gandhi, C. Quigg, M.H. Reno e I. Sarcevic, Phys. Rev. D 58, 093009 (1998).
- [37] T. S. Sinegovskaya e S. I. Sinegovsky, Phys. Rev. D 63, 096004 (2001).
- [38] Per una review sulla teoria di Regge applicata allo scattering di alte energie si veda P.D.B. Collins, “*An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics*”, (Cambridge University Press, Cambridge 1977).
- [39] D. Hooper, H. Nunokawa, O.L.G. Peres e R. Zukanovich Funchal, “*Measuring the Spectra of High Energy Neutrinos with a Kilometer-Scale Neutrino Telescope*”, hep-ph/0209062 (2002).
- [40] G.A. Askaryan, JETP, 14, 441 (1962).
- [41] K. Mannheim, R.J. Protheroe and J.P. Rachen, astro-ph/9908031 (1999); Phys. Rev. D 63, 023003 (2000).
- [42] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562.
- [43] M. Ambrosio *et al.*, Phys. Lett. B 434 (1998) 451.
- [44] M. Sanchez *et al.*, Phys. Rev. D 68 (2003) 11304.
- [45] J. G. Learned and S. Pakvasa, Astropart. Phys. 3 (1995) 267.
- [46] D. Fargion, 2002 Ap. J. 570 (2002) 909-925, astro-ph/0002453; astro-ph/9704205.
- [47] V. Berezinsky, “*Ultra High Energy Neutrino Astronomy*”, astro-ph/0505220 (2005).
- [48] D. Fargion, Astrophys. J. 570 (2002) 909, astro-ph/0002453; hep-ph/0111289 v2.

- [49] X. Bertou, P. Billoir, O. Deligny, C. Lachaud and A. Letessier-Selvon, Astropart. Phys. 17 (2002) 183, astro-ph/0104452.
- [50] J. L. Feng, P. Fisher, F. Wilczek and T. M. Yu, Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 161102 and MIT-CTP-3122, hep-ph/0105067.
- [51] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. 16, 748 (1966).
- [52] J. Alvarez-Muniz, F. Halzen and D. W. Hooper, Phys. Rev. D 62, 093015 (2000).
- [53] T. K. Gaisser, “*Neutrino Astronomy: Physics Goals, Detector Parameters*”, astro-ph/9707283 (1997).
- [54] T. K. Gaisser, F. Halzen and T. Stanev, “*Particle Astrophysics with High Energy Neutrinos*”, MAD/PH/847, hep-ph/9410384 (1994).
- [55] M. Ackermann *et al.* (AMANDA Collaboration), “*AMANDA: status & recent results*”, presented by M. Ribordy at the 39th Rencontres De Moriond On Electroweak Interactions And Unified Theories, 21-28 March 2004, La Thuile, Aosta Valley, Italy; e-print archive hep-ex/0405035, 14 May 2004.
- [56] R. D. Blanford and D. Eichler, Phys. Rev., 145:1, 1987.
- [57] C. Distefano, D. Guetta, E. Waxman, A. Levinson, Astrophys. J. 575, 378 (2002).
- [58] R. J. Protheroe, W. Bednarek, Q. Luo, Astron. Astrophys. 9, 1 (1998).
- [59] D. Guetta, E. Amato, Astrop. Phys. 19, 403 (2003).
- [60] B. Zhang, Z. G. Dai, P. Mèszaròs, E. Waxman, A. K. Harding, Astrophys. J. 595, 346 (2003).

- [61] A. Mucke, R. Protheroe, *Astrop. Phys.* 15, 121 (2001).
- [62] J.N. Bahcall and E. Waxman, *Phys. Rev. D* 78, 2292 (1997).
- [63] V.S. Berezinsky and G.T. Zatsepin, *Sov. J. Nucl. Phys.* 11 (1970) 111.
- [64] T.J. Weiler, *Phys. Rev. Lett.* 49 (1982) 234.
- [65] J. Engel, T.K. Gaisser, T. Stanev and P. Lipari, *Phys. Rev. D* 46, 5013 (1992).
- [66] R. Glauber, in *Lectures in Theoretical Physics*, edited by A.O. Barut and W.E. Brittin (Interscience, New York, 1959); R.J. Glauber and G Matthiae, *Nucle. Phys.* B21, 135 (1970).
- [67] J. Babson *et al.* (DUMAND Collaboration), *Phys. Rev. D* 42 (1990) 3613.
- [68] BAIKAL Collaboration, I. Sokalski and C. Spiering, *The BAIKAL Neutrino Telescope NT-200*, BAIKAL 92-03 (1992).
- [69] S. Hundertmark for the AMANDA Collaboration, Proc. of ICRC2003, Tsukuba, Japan (2003), 1309.
- [70] V. Bertin for the ANTARES Collaboration, these proceedings. The ANTARES Home Page: <http://antares.in2p3.fr> and publications therein.
- [71] P. Piattelli, for the NEMO Collaboration, these proceedings. The NEMO.RD Home Page: <http://nemoweb.lns.infn.it> and publications therein.
- [72] L. Resvanis for the NESTOR Collaboration, these proceedings. The NESTOR Home Page: <http://www.nestor.org.gr>.
- [73] S. Yoshida for IceCube Collaboration, these proceedings.

- [74] The KM3Net Collaboration Home Page: <http://www.km3net.org>.
- [75] R. Gandhi, C. Quigg, M.H. Reno e I. Sarcevic, Astropart. Phys. 5, 81 (1995).
- [76] E. Carmona, “*Study of the event reconstruction and expected performances for point-like sources of the future Antares neutrino telescope*”, Ph.D. Thesis, Universitat de Valencia, Spain (2003).
- [77] K. Giesel, J.-H. Jureit and E. Reya, “*Cosmic UHE Neutrino Signatures*”, astro-ph/0303252 (2003).
- [78] A. L’Abbate, T. Montaruli, I. Sokalski, “*GENHEN v6: ANTARES neutrino generator extension to all neutrino flavours and inclusion of propagation through the Earth*”, ANTARES-Soft/2004-010 (2004).
- [79] I. Stanev, “*High Energy Cosmic Rays*”, Praxis Publishing Ltd, Chichester, UK, 2004.
- [80] A. Heijboer, “*Observing the Moon shadow*”, ANTARES-Phys/2005-004, <http://antares.in2p3.fr/users/heijboer/internal/moon.ps.gz>.
- [81] L. V. Volkova, Sov. J. Nucl. Phys., 31:784, 1980.
- [82] M. Aglietta *et al.*, Phys. Rev. D, 58:92005, 1998.
- [83] R. C. Hartman *et al.*, Ap. J. Suppl. 123, 79 (1999).
- [84] V. Bertin *et al.*, “*The time calibration system in ANTARES*”, ANTARES-Cali 2000-007 (internal note).
- [85] K. Kuzmin, T. Montaruli, I. Sokalski, “*GENHEN v6r3: implementation of the Glashow resonance and of MUSIC transport code*”, ANTARES-Soft 2004-012 (internal note). A. L’Abbate, T. Montaruli, I. Sokalski, “*GENHEN v6: ANTARES neutrino generator*

- extension to all neutrino flavours and inclusion of propagation through the Earth”, ANTARES-Soft 2004-010 (internal note).*
- [86] I. A. Sokalski, E. V. Bugaev and S. I. Klimushin, MUM, Phys. Rev. D 64 (2001) 074015, arXiv:hep-ph/0010322.
 - [87] P. Antonioli, C. Ghetti, E. V. Korolkova, V. A. Kudryavtsev and G. Sartorelli, MUSIC, Astropart. Phys. 7 (1997) 357, arXiv:hep-ph/9705408.
 - [88] C. Forti et al, Phys. Rev. D42 (1990) 3668.
 - [89] M. Ambrosio, C. Aramo, A. Della Selva, G. Miele, S. Pastor, O. Pisanti and L. Rosa, “*Monte Carlo Simulation of Neutrino Induced Extended Air Showers*”, 28th International Cosmic Ray Conference.
 - [90] P. Lipari and T. Stanev, Phys. Rev. D44 (1991) 3543.
 - [91] D. M. Lowder, M. Moorhead, G. Shapiro, G. Smoot and S. Lowe, “*Stage I R and D for a km-Scale Neutrino Observatory: Physics and Detector Simulations*”, LBNL Report (1997).
 - [92] A. Heijboer, An algorithm for track reconstruction in ANTARES, ANTARES-Soft/2002-002 (Internal Note).
 - [93] J. J. Hernandez-Rey (ANTARES Collaboration), “*The neutrino telescope ANTARES*”, 2004 workshop on the multiwavelength Approach to unidentified gamma-ray sources, Hong Kong, 1 - 4 June, 2004.
 - [94] A. Fassò, A. Ferrari, J. Ranft, and P.R. Sala, Proceedings of the MonteCarlo 2000 Conference, Lisbon, October 2326 2000, A. Kling, F. Barão, M. Nakagawa, L. Távora, P. Vaz eds., Springer-Verlag Berlin, 955 (2001).

- [95] A. Fasso' *et al.*, "The FLUKA code: present application and future developments", talk given at CHEP 03, La Jolla, California, 24-28 Mar 2003. eConf C0303241:MOMT004 2003.
- [96] Per una review sulle applicazioni di FLUKA nel campo dei raggi cosmici si veda A. Fassò *et al.*, "The FLUKA code: present applications and future developments", Proceedings of the Conference for Computing in High-Energy and Nuclear Physics (CHEP 03), La Jolla, California, (USA) 24-28 Mar 2003. e-Print Archive: physics/0306162.
- [97] O. Nachtmann, "Pomeron Physics and QCD", arXiv:hep-ph/0312279 v1, Dec 2003.
- [98] A. B. Kaidalov, and O. I. Piskunova, Z. Phys. C30, 141 (1986); A. Capella *et al.*, Z. Phys. C70, 507 (1996).
- [99] A. Capella *et al.*, Z. Phys. C3, 329 (1980); A. Capella, and J. Tran Thanh Van, Phys. Lett. B93, 146 (1980); A. Capella *et al.*, Phys. Rep. 236, 225 (1994).
- [100] V. N. Gribov, "Glauber corrections and the interaction between high-energy hadrons and nuclei", Sov. Phys. JETP 29, 483 (1969). V.N. Gribov, "Interaction of gamma quanta and electrons with nuclei at high energies", Sov. Phys. JETP 30, 709 (1970).
- [101] J. Ranft, "Dual Parton Model at cosmic ray energies", Phys. Rev. D51, 64 (1995).
- [102] G. Battistoni, C. Bloise, C. Forti, M. Greco, J. Ranft and A. Tanzini, Astropart. Phys. 4, (1996) 351.
- [103] R. Ammar *et al.*, Phys. Rev. Lett., 2185 (1998). M. Aguilar-Benitez *et al.*, Z. Phys. C, 41, 181 (1998).

- [104] G. Battistoni *et al.*, “*The FLUKA Monte Carlo, Non-Perturbative QCD And Cosmic Ray Cascades*”, SLAC-PUB-10987, (2004). To appear in proc. of 44th Workshop on QCD at Cosmic Energies, Erice, (2004), Italy. e-Print Archive: hep-ph/0412178.
- [105] Proc. of the 1st International Workshop on Space Radiation Research and 11 th NASA Space Radiation Health Investigators Workshop, Arona, Italy, Ma2 2000.
- [106] M. Boezio *et al.*, Phys. Rev. D62 (2000) 032007.
- [107] T. Abbott *et al.*, Phys. Rev. D45(11), 3906 (1992).
- [108] T. Eichten *et al.*, Nucl. Phys. B44, 333 (1972).
- [109] <http://modelweb.gsfc.nasa.gov/atmos/msise.html>.
- [110] T. K. Gaisser *et al.*, “*Primary spectrum to 1 TeV and beyond*”, 27th ICRC, Hamburg (2001), OG 1.01.
- [111] J. Alcaraz *et al.* 2000 Phys. Lett. B490, 27 and 2000 Phys. Lett. B494, 193.
- [112] T. Sanuki *et al.* 2000 Astrop. J. 545, 1135.
- [113] M. Boezio *et al.* 1999, Astrop. J. 518, 457.
- [114] M. Boezio *et al.* 2003, Astrop. Phys. 19, 583.
- [115] Asakimori K. *et al.* 1998, Astrop. J. 502, 278.
- [116] Makoto H. for RUNJOB Coll., “*Primary Proton and Helium Spectra Observed by RUNJOB*”, OG 1.1.17.
- [117] Apanasenko *et al.* 2001, in Proc. of 26th Int. Cosmic Ray Conf. (ICRC99), Salt Lake City, 17-25 Aug. 1999.

- [118] V. Agrawal *et al.*, Phys. Rev. D, 53, 1314, (1996).
- [119] V. I. Zatsepin *et al.* 2003, “*Rigidity Spectra of Protons and Helium as Measured in the First Flight of the ATIC Experiment*”, OG 1.1.15.
- [120] C.E. Fichtel and J. Linsley , 1986 Astrophys. J. 300 474.
- [121] J.R. Jokipii and G.E. Morfill, 1986 Astrophys. J. 312 170.
- [122] K. Kobayakawa, Y. S. Honda and T. Samura , 2002 Phys. Rev. D 66 083004.
- [123] S.I. Syrovatsky, 1971 Commun. Astrophys. Space Phys. 3 155.
- [124] J. Wdowczyk and A.W. Wolfendale, 1984 J. Phys. G: Nucl. Phys. 10 1453.
- [125] V.S. Ptuskin *et al.*, 1993 Astron. Astrophys. 268 726.
- [126] J. Candia, E. Roulet and L.N. Epele, 2002 2002 J. High Energy Phys. JHEP12(2002)033.
- [127] K.H. Kampert *et al.*, (KASCADE Collaboration), 1999 Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf. (Salt Lake City, UT, 1999) OG.1.2.11. K.H. Kampert *et al.*, (KASCADE Collaboration), 2001 Preprint astro-ph/0102266.
- [128] M. Aglietta *et al.*, (EAS-TOP and MACRO Collaborations), 2003 Preprint astro-ph/0305325.
- [129] M. Honda *et al.* 2003, “*A Precise Three-Dimensional Calculation of the Atmospheric Neutrino Flux*”, HE 2.4.2 and 2001, Phys. Rev. D64 053011.
- [130] G. Battistoni *et al.*, Astrop.Phys. 19,269,(2003). Erratum-ibid.19,291-294 (2003). e-Print Archive: hep-ph/0207035. G.

- Battistoni *et al.*, “*High Energy Extension Of the Fluka Atmospheric Neutrino Flux*”, 28th ICRC, Tsukuba, Japan (2003), 1399-1402. All references and flux tables in
<http://www.mi.infn.it/%7ebattist/neutrino.html>; FLUKA officialWEB page: <http://www.fluka.org>.
- [131] M. Ambrosio *et al.* 2003, “*Measurements of Atmospheric Muon Neutrino Oscillations with MACRO. Conclusive analysis of the data collected with MACRO*”, in preparation.
- [132] G. Battistoni, **A. Bruno**, F. Cafagna, P. Desiati, J. C. Diaz-Velez, A. Ferrari, T. Montaruli, P. R. Sala e A. Tamburro: “*Atmospheric Neutrino Flux Calculation with FLUKA: update and first results on prompt contribution*”, 29th International Cosmic Ray Conference, Pune (2005) 00, 101-106.
- [133] T. Montaruli, “*Report On The HE Phenomena Sessions He 2, He 3.2 - 3.4: Neutrinos And Muons. Interactions, Particle Physics Aspects, Astroparticle Physics And Cosmology*”. Rapporteur Papers of 28th ICRC Tsukuba, Japan, 135-160 (2003). e-Print Archive: hep-ph/0311289.
- [134] <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/space/model/models/igrf.html>.
- [135] <http://ulysses.uchicago.edu/NeutronMonitor/Misc/neutron2.html>.
- [136] J. Alcaraz *et al.*, AMS Collaboration, Cosmic Protons, Phys. Lett. B490, (2000) 27.
- [137] T. Sanuki *et al.*, 2001, Ap. J. 545, 1135.
- [138] **A. Bruno**, F. Cafagna, T. Montaruli e A. Tamburro, “*Neutrino Flux Class in Genhen*”,
http://agenda.cern.ch/askArchive.php?base=agenda&categ=a056364&id=a056364s1t11%2Fmoreinfo%2Fnuflux_meeting_bo_2005.pdf.

- [139] Pagina web delle tabelle di Bartol: <http://www-pnp.physics.ox.ac.uk/%7Ebarr/fluxfiles/0408i/index.html>. Il modello di interazione è pubblicato in: “*A 3-dimensional calculation of atmospheric neutrinos*” - G. D. Barr (Oxford U.), T. K. Gaisser (Bartol Research Inst.), P. Lipari (Rome U. and INFN-Rome), Simon Robbins (Oxford U.), T. Stanev (Bartol Research Inst.) - Phys.Rev.D70:023006,2004 (e-Print Archive: astro-ph/0403630) e presentato in: “*A 3-dimensional atmospheric neutrino flux calculation*” - G. Barr, S. Robbins (Oxford U., Theor. Phys.), T.K. Gaisser, T. Stanev (Bartol Research Inst.), P. Lipari (INFN, Rome and Rome U.) - Prepared for 28th International Cosmic Ray Conferences (ICRC 2003), Tsukuba, Japan, 31 Jul-7 Aug 2003 (Published in Tsukuba 2003, Cosmic Ray 1411-1414).
- [140] Pagina web delle tabelle di HKKM:
<http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/%7Emhonda>.
- [141] “*The FLUKA Atmospheric Neutrino Flux Calculation*” - G. Battistoni (Milan U. and INFN, Milan), A. Ferrari (CERN), T. Montaruli (Bari U. and INFN, Bari), P. R. Sala (Zurich, ETH) - Published in Astropart. Phys. 19:269-290, 2003,
Erratum-ibid.19:291-294, 2003.
- [142] “*Atmospheric Neutrino Flux supported by recent muon experiments*” - G. Fiorentini (Ferrara U. and INFN, Ferrara), A. Vadim Naumov (Ferrara U. and INFN, Ferrara and Irkutsk State U.), F. L. Villante (Ferrara U. and INFN, Ferrara) - INFN-FE-01-01 (Mar 2001. 22pp.) Published in Phys. Lett. B 510:173-188 (2001) (e-Print Archive: hep-ph/0103322). *Prompt leptons in cosmic rays* - E.V. Bugaev, V.A. Naumov, S.I. Sinegovsky, E.S. Zaslavskaya - Il Nuovo Cimento 12C, No.1 (1989) 41.

- [143] “*Prompt leptons in cosmic rays*” - E.V. Bugaev, V.A. Naumov, S.I. Sinegovsky, E.S. Zaslavskaya - Il Nuovo Cimento 12C, No.1 (1989) 41.
- [144] M95_loud_A and M95_loud_B *High-energy neutrinos from extragalactic jets* - K. Mannheim - Astropart. Phys. 3 (1995) 295.
- [145] M98 “*Neutrino oscillations and blazars*” - K. Mannheim - Astropart.Phys. 11 (1999) 49 (e-Print Archive: astro-ph/9812407).
- [146] H98_ARN “*Lecture on Neutrino Astronomy: Theory and Experiment*” - F. Halzen (e-Print Archive: astro-ph/9810368).
- [147] HZ97 “*Neutrino Fluxes from Active Galaxies: a Model Independent estimate*” - F. Halzen, E. Zaas - Astrophysical Journal 488 (1997) 669 (e-Print Archive: astro-ph/9702193).
- [148] P96 “*High Energy Neutrinos from Blazars*” - R. J. Protheroe - e-Print Archive: astro-ph/9607165.
- [149] AD01 “*High-Energy Neutrinos from Photomeson Processes in Blazars*” - A. Atoyan, C. D. Dermer - Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 221102 (e-Print Archive: astro-ph/0108053).
- [150] W00_sum (sum of reverse and forward shock contribution reported by this reference) “*Gamma-Ray Bursts, Cosmic-Rays and Neutrinos*” - E. Waxman - Nucl. Phys. Proc. Suppl. 87 (2000) 345 (e-Print Archive: astro-ph/0002243).
- [151] AHH00 “*High Energy Neutrinos from Gamma Ray Bursts: Event Rates in Neutrino Telescopes*” - J. Alvarez-Muniz, F. Halzen, D. W. Hooper - Phys. Rev. D62 (2000) 093015 (e-Print Archive: astro-ph/0006027).
- [152] H98_GRB “*Lecture on Neutrino Astronomy : Theory and Experiment*” - F. Halzen (e-Print Archive: astro-ph/9810368).

- [153] HH99 “*Neutrino Event Rates from Gamma-Ray Bursts*” - F. Halzen and D. W. Hooper - *Astrophys. Journ. Lett.* 527 (1999) 93 (e-Print Archive: astro-ph/9908138).
- [154] PFWB00 “*The jet-disk symbiosis model for gamma ray bursts : cosmic ray and neutrino background contribution*” - G. Pugliese, H. Falcke, Y. P. Wang, P. L. Biermann, *Astron. Astrophys.* 358 (2000) 409 (e-Print Archive: astro-ph/0003025).
- [155] G01_internal and G01_external “*On the Neutrino flux from Gamma-Ray Bursts : an overview*” - D. Guetta - Review talk appeared in the Proc. of the XXIst Rencontres de Moriond (e-Print Archive: astro-ph/0104045).
- [156] WB98_grb “*High energy neutrinos from astrophysical sources : An upper bound*” - E. Waxman and J. Bahcall - *Phys. Rev. D* 59 (1999) 023002 (e-Print Archive: hep-ph/9807282).
- [157] “*Cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production*” - K. Mannheim, R. J. Protheroe and J. P. Rachan, *Phys. Rev. D* 63 (2000) 023003 (e-Print Archive: astro-ph/9812398).
- [158] “*High energy neutrinos from astrophysical sources : An upper bound*” - E. Waxman and J. Bahcall - *Phys. Rev. D* 59 (1999) 023002 (e-Print Archive: hep-ph/9807282).
- [159] T. Montaruli and A. Romeyer, “*Conventional and prompt atmospheric neutrino fluxes*”, Internal Note (ANTRS-phys/2001-15).
- [160] E. Bernardini, “*Systematic uncertainties in the analysis of data from a Neutrino Telescope: the AMANDA case*”,
http://www.vlvnt2.it/Slides/Plenary/nov09/P_Carr_Antares.ppt.
- [161] Si veda: <http://www.cs.wisc.edu/condor/>

- [162] Si veda: <http://www.gnu.org/software/bash/bash.html>
- [163] Si veda: <http://www.linux.org>
- [164] Si veda: <http://root.cern.ch>
- [165] Si veda: <http://seal.web.cern.ch/seal/snapshot/packages/mathlibs/minuit/home.html>.
- [166] Si veda:
<http://www.gnu.org/prep/standards/standards.htmlStandard-C>.